

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



Mémoire de fin d'étude
En vue de l'obtention d'un diplôme de

Master en Physique

Spécialité : Physique Théorique

Thème :

**Modélisation de l'Accélération des Ions Cu^+ dans un
Plasma Partiellement Ionisé**

Mémoire soutenu le 23/05/2017 devant le jury composé de :

Mr SADOUKI Mustapha	MCB à l'UDBKM	Président
Mr FERMOUS Rachid	MCB à l'UDBKM	Encadreur
Mme OULD ARAB Halima	MAA à l'UDBKM	Examinatrice

Présenté par :

Melle ZAITER Gousem

Melle ZEROUAL Fatiha

Année universitaire : 2016 /2017

Résumé

Il est question dans ce travail d'étudier l'accélération des ions Cu^+ lors de l'expansion d'un plasma produit par l'interaction d'un laser avec une cible métallique. 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 sont pris en compte à travers l'équation de Saha. En supposant que les électrons sont en équilibre thermodynamique, le système d'équations différentielles non linéaires décrivant l'accélération des ions, est étudiée numériquement en suivant l'approche self-similaire. Nos résultats révèlent 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 leurs l'accélération.

Abstract

The expansion of a plasma induced by laser ablation is investigated using a single-fluid model combined with Saha's equation. The space coordinates x and time t are combined to a one self-similar variable $\xi = x/(ct)$. To obtain ordinary differential equations, two different transformations for the density are used. The density profiles during the expansion are found to be completely different, one corresponds to the common results i.e., the density decreases monotonically with ξ , while with the second transformation, the profile shows a density increasing for certain interval of the self-similar variable. This effect is enhanced with higher initial ionization fraction.

The role of the initial velocity which corresponds to the start of the expansion from an unperturbed plasma or from an expansion already going on is pointed out.

تلخيص

نوقش هذا العمل لدراسة " تسريع أيونات النحاس على التوسع في البلازما التي تنتجها تفاعل الليزر مع صفيحة معدنية " للقيام بذلك ، نحن نعتمد على النموذج الرياضي لسائل واحد. والبلازما متأيونة جزئيا وتأخذ الظواهر التأين وإعادة التركيب. تحدث خلال التوسع وتأخذ بعين الإعتبار معادلة سaha .

نفرض أن الإلكترونات هي في حالة توازن حراري. ونظام المعادلات التفاضلية الغير خطية تكتب تسارع الأيونات ويدرس عدديا من قبل نهج مماثل الذات . تكشف النتائج التي توصلنا إليها خلال التوسع ثابت الحرارة . والطاقة الحركية ويتم ذلك أساسا عن طريق الأيونات.

وهذه الأخيرة انتقلت لهم عن طريق الإلكترونات من خلال اصطدامات كولوم . والأيونات المترجمة على جبين البلازما يكتسبون، إذا أكبر طاقة في وقت تسارعهم.

Dédicace De Zaiter Gousem

A la lumière de ma vie mes chers parents ;

A ma belle mère et mon beau père ;

***Pour tout l'amour dont vous m'avez entouré,
pour tout ce que vous avez
fait pour moi ;***

***Je ferai de mon mieux pour rester un sujet de
fierté à vos yeux avec
l'espoir de ne jamais vous décevoir ;***

***Que ce modeste travail, soit l'exaucement de vos
vœux tant formulés et de Vos prières
quotidiennes ;***

***A mon frère Ali et mes deux sœurs Amani et
Raoudha ;***

***A très chère homme Sadaoui Hicham, qui me
donne la force de continuer jusqu'au bout ;***

A ma grande mère que dieu la garde ;

***A toute la famille Zaiter et la famille Semiani et
la famille Sadaoui ;***

& tous mes ami(e) s

A mon binôme Fatiha ;

Et surtout ma chère amie Boujaja Amina ;

***En souvenir de nos éclats de rire, des bons
moments et nuits blanches.***

***En souvenir de tout ce qu'on a vécu ensemble.
J'espère de tout mon cœur Que notre amitié
durera éternellement.***



Dédicace De Zeroual Fatiha

Je dédie ce modeste travail

A ma très chère mère Aicha et mon père

Pour leur soutien encouragements.

**Et à mes précieuses sœurs Om el Khair, Aicha
et Fatma**

A mes frère Mohamed et Abd el Kader

**A mes Nouveaux Aboubakre , Mohamed, Abd el
Razak, Abd el
Allah , Meriem, Abd el Raouf**

**A tous ceux qui ma sont chers et proches et
tous ma famille.**

A mon binome gausem

**A mes meilleures amies Meriem, Naima,
Karima, Djamila, Hizia, Pour leur fidélité.**

**A toutes mes chers amis intimes et mes
collegues de luniversité de
Djilali BOUNAAMA Khemis Miliana.**

**A toutes les enseignants du département de
science et technologie.
Et à tous ce qui ont enseigné moi du long de
ma vie scolaire.**



Remerciements

Nous commençons par remercier ALLAH notre Seigneur pour nous avoir données la santé, la volonté et la patience durant toutes nos études, afin d'accomplir ce modeste travail.

Nous tenons à adresser nos très sincères remerciements à notre encadreur, FERMOUS Rachid, Maître de Conférences au département des sciences de la matière de l'Université Djilali Bounaama, et ceci pour son aide et ses précieux conseils, et également pour sa confiance, et ses encouragements pour l'élaboration de ce modeste mémoire de Master.

J'adresse aussi ma profonde reconnaissance à tous nos enseignants ainsi qu'aux membres du Département des Scinences de la Matière.

Enfin, mes remerciements aussi à mes collègues et amis pour leurs encouragements et nos responsables du département de science de la matière et le directeur de notre université ainsi, que tous le personnels et les agents de sécurité.

Table des matières

Introduction	1
1 Généralités sur les plasmas produits par interaction laser-matière	3
1.1 Régimes de l'interaction laser-cible métallique	4
1.2 Application de l'ablation laser	6
1.3 Étapes de formation et d'expansion du plasma	8
1.3.1 Interaction laser-cible et formation de la vapeur	9
1.3.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma	10
1.3.3 Expansion adiabatique sous vide	10
2 Modélisation de l'accélération des atomes Cu^0 dans une vapeur métallique	12
2.1 Formulation mathématique du problème	12
2.2 Équations sans dimensions	13
2.3 Méthode de résolution numérique	14
2.4 Résultats et discussion	15
3 Modélisation de l'accélération des ions Cu^+ dans un plasma partiellement ionisé	17

3.1	Équations de base du modèle à un seul fluide	17
3.2	Équation d'état des gaz parfaits	18
3.2.1	Équilibre thermodynamique local	19
3.2.2	Condition de quasi-neutralité	21
3.2.3	Conservation de la matière	21
3.3	Forme adimensionnelle des équations	22
3.4	Résultats et discussion	25
3.5	Effet du paramètre d'ionisation sur les profils en expansion	26
3.5.1	Effet du paramètre d'ionisation sur les profils de densité	27
3.5.2	Effet du paramètre d'ionisation sur les profils de vitesse	30
3.6	Effet de la température initiale T_0 sur les profils en expansion	31
	Conclusion	34

Table des figures

1.1	<i>Régimes d'interaction laser-matière [1].</i>	5
1.2	<i>Principe de l'ablation par faisceau laser sous vide [2].</i>	6
1.3	<i>Plume d'ablation laser (panache) [2].</i>	7
1.4	<i>Étapes de l'ablation laser.</i>	10
1.5	<i>Zone d'expansion du panache d'ablation sous vide.</i>	11
2.1	<i>Profil de la densité normalisée.</i>	15
2.2	<i>Profil de la température normalisée.</i>	16
2.3	<i>Profil de la vitesse normalisée.</i>	16
3.1	<i>Représentation schématique du concept d'équilibre thermodynamique local [3].</i>	20
3.2	<i>Profils de $\log_{10}(N)$ en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ (---), $\eta_0 = 0.50$ (···), $\eta_0 = 0.75$ (— — —) et $\eta_0 = 0.95$ (—).</i>	27
3.3	<i>Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ (---), $\eta_0 = 0.50$ (···), $\eta_0 = 0.75$ (— — —) et $\eta_0 = 0.95$ (—).</i>	28
3.4	<i>Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ (---), $\eta_0 = 0.50$ (···), $\eta_0 = 0.75$ (— — —) et $\eta_0 = 0.95$ (—).</i>	29

3.5	<i>Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ (---), $\eta_0 = 0.50$ (···), $\eta_0 = 0.75$ (---) et $\eta_0 = 0.95$ (—).</i>	30
3.6	<i>Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ (-·-), $T_0 = 5$ (···), $T_0 = 10$ (---) et $T_0 = 15$ (—). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.</i>	32
3.7	<i>Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ (-·-), $T_0 = 5$ (···), $T_0 = 10$ (---) et $T_0 = 15$ (—). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.</i>	33
3.8	<i>Profils du paramètre d'ionisation en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ (-·-), $T_0 = 5$ (···), $T_0 = 10$ (---) et $T_0 = 15$ (—). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.</i>	33

Liste des tableaux

1.1	<i>Énergie d'ionisation.</i>	9
3.1	<i>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.</i>	26
3.2	<i>Domaine des valeurs initiales et limites $[\xi_0, \xi_{max}]$ de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale T_0.</i>	31

Introduction

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.

Ce travail est orienté vers l'étude de l'expansion des plasmas de laboratoire, produits par ablation laser, et destinés pour le dépôt de couches minces.

Le manuscrit est organisé de la manière suivante : nous commencerons, dans le premier chapitre, par donner un très bref historique sur les débuts de l'ablation laser, tout en mettant l'accent sur le principe de fonctionnement de la technique de dépôt de couches minces par ablation laser. L'avantage essentiel de cette méthode est la souplesse du dispositif expérimental qui permet de changer largement les caractéristiques du plasma, en faisant varier les conditions expérimentales d'irradiation. Ces mêmes conditions initiales vont influencer par la suite l'expansion du plasma, un phénomène largement étudié dans la physique des plasmas et qui représente le problème de base de notre travail. Les différents régimes d'ablation allant du plus bas flux (irradiance inférieure à 10^5 W/cm^2) jusqu'au plus haut (irradiance supérieure à 10^{13} W/cm^2), tout en passant par le flux intermédiaire (moyen), comportant deux domaines, le premier (irradiance allant de 10^5 à 10^7 - 10^8 W/cm^2) et le deuxième (irradiance

supérieure à 10^7 - 10^8 W/cm^2) seront vus en détails.

Dans le deuxième chapitre, il sera question d'étudier l'accélération des ions Cu^0 lors de la détente d'une vapeur métallique. Afin d'étudier l'accélération des ions Cu^+ lors de l'expansion adiabatique d'un plasma produit par ablation laser, nous adopterons, dans le troisième et dernier chapitre, une approche hydrodynamique, modèle à un seul fluide, correspondant à une étude macroscopique du phénomène. Les équations régissant le phénomène d'expansion adiabatique d'un plasma dans le vide sont des équations aux dérivées partielles du premier ordre dont la résolution analytique est difficile ou impossible à obtenir dans l'espace réel (\mathbf{z}, \mathbf{t}) , mais une solution asymptotique (self-similaire) est possible en transformant ces équations différentielles en systèmes d'équations algébriques linéaires par le formalisme self-similaire.

Chapitre 1

Généralités sur les plasmas produits par interaction laser-matière

L'interaction laser-matière joue un rôle considérable dans des domaines très variés de la physique [4]. Le mot ablation tient son origine du mot grec "*ablatum*", dont la signification est l'extraction ou l'arrachage d'une quantité considérable de matière de la surface d'un matériau cible, en le bombardant à l'aide d'une source laser intense. Le début du développement de l'ablation laser a commencé peu après la réalisation du premier laser par Maiman en 1960 [5]. 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 [6]. 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 [7], 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 [8].

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.

1.1 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 [9]. 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) [10]. 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 [11] (Fig. 1.1) :

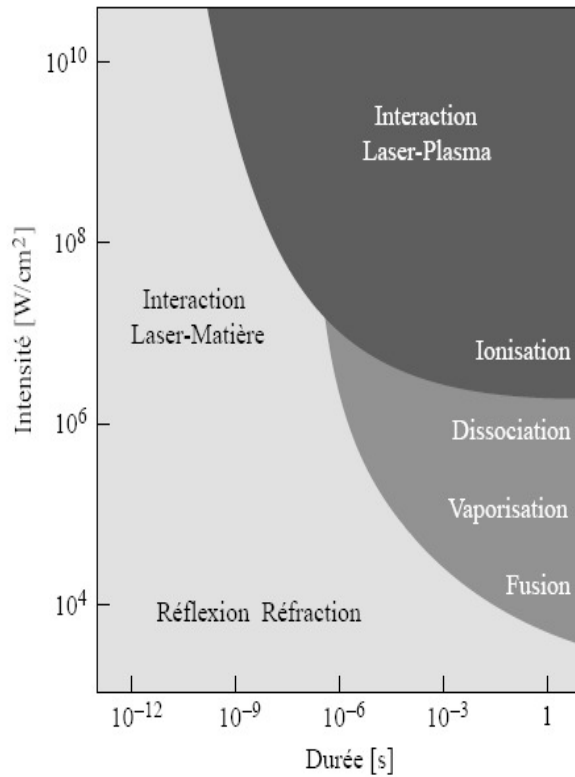


Figure 1.1 – Régimes d'interaction laser-matière [1].

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

aboutit à la création d'une plume lumineuse (plasma partiellement ionisé). Les densités de puissance demandées pour ce régime 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.

1.2 Application de l'ablation laser

Le principe de base de l'ablation laser est schématisé par la figure (1.2)

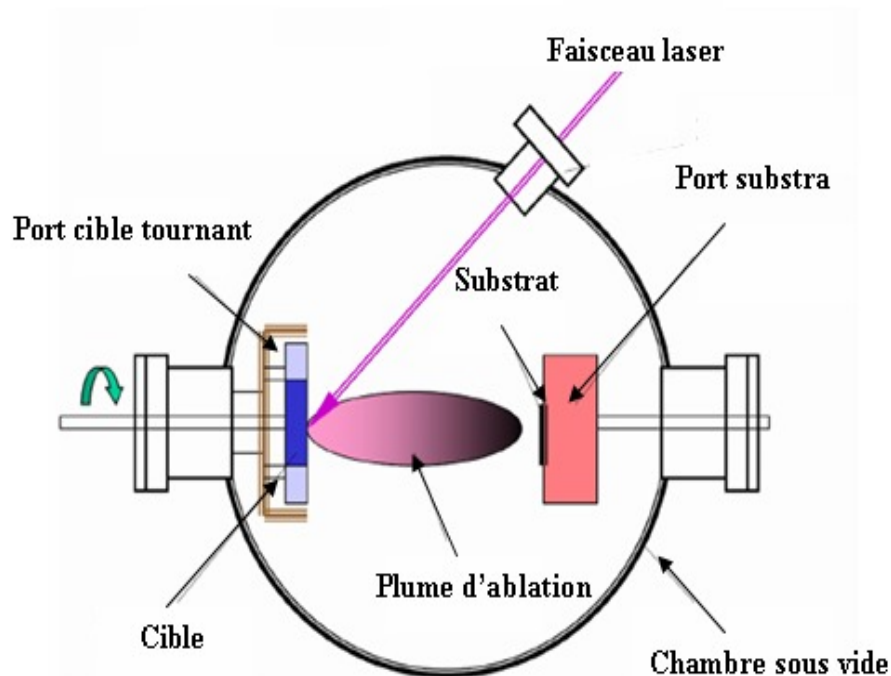


Figure 1.2 – Principe de l'ablation par faisceau laser sous vide [2].

La technique consiste à focaliser un rayonnement laser intense sur la surface d'une cible où le faisceau est partiellement absorbé. A partir d'une certaine densité de puissance fournie à la cible, une quantité significative de matière est arrachée (ablatée) sous la forme d'une vapeur dense et lumineuse (plasma) dont la forme rappelle celle d'une plume (Fig. 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 [11]. 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)[12]. 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 [13].

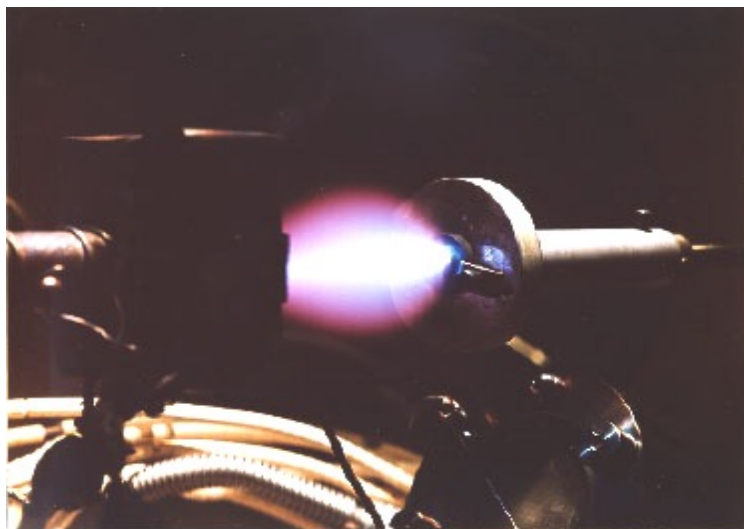


Figure 1.3 – *Plume d'ablation laser (panache)* [2].

L'ablation laser présente un certain nombre d'avantages pour la croissance de couches minces [14]. 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 [15]. 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 [16]. 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 [17]. Mais, derrière la simplicité de la mise en œuvre de la PLD, les processus physiques impliqués sont très complexes.

De nos jours, des films minces de tous types de matériaux ont pu être fabriqués par ablation laser [18]. Néanmoins, la PLD a aussi son propre ensemble de limites parmi lesquelles une surface de dépôt limitée [19].

1.3 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 [20].

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 [21]. 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 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 dans notre cas) peut donc passer directement de la phase solide à la phase gazeuse. L'énergie d'ionisation U_i d'un matériau de cuivre est donnée par :

TABLE 1.1 – *Énergie d'ionisation.*

<i>Matériau</i>	<i>Cuivre</i>
$U_i(eV)$	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 [22]. La vapeur métallique formée n'absorbe que peu d'énergie du laser, lequel chauffe toujours la cible. Alors que l'énergie des électrons augmente, le nombre de collisions entre les différentes espèces croît, jusqu'à atteindre un équilibre thermodynamique local [23], 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 [24].

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

1.3.1 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).

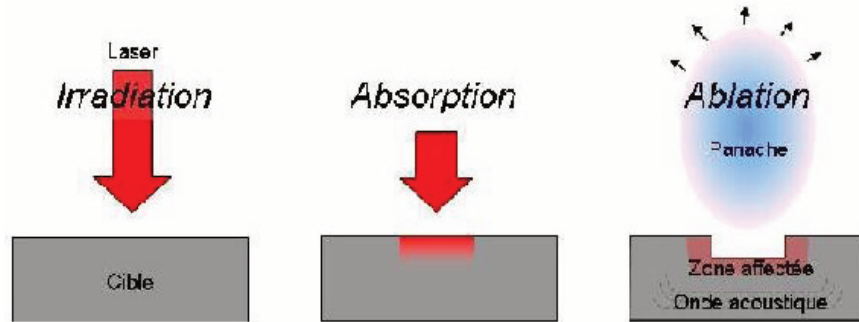


Figure 1.4 – Étapes de l’ablation laser.

1.3.2 Interaction laser-vapeur et formation du plasma

Le volume chauffé est éjecté du métal mais continue à absorber l’énergie du laser incident. Ceci conduit à atténuer fortement cette énergie avant qu’elle n’atteigne la surface et à réduire l’efficacité de chauffage et de vaporisation (écranage du plasma) [22]. 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 [25]. Lorsque de nombreuses collisions ont lieu entre les diverses particules, le plasma peut être considéré dans un équilibre thermodynamique local [23]. Cela signifie que dans une zone suffisamment petite de la plume, les électrons, les ions et les atomes neutres peuvent être caractérisés par une même température.

1.3.3 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

Chapitre 2

Modélisation de l'accélération des atomes Cu^0 dans une vapeur métallique

2.1 Formulation mathématique du problème

La détente d'un gaz (vapeur métallique) est régie par l'inhomogénéité de sa pression avec celle du milieu extérieur (vide). Elle peut être décrite par les équations d'Euler, exprimant les lois fondamentales de conservation des grandeurs physiques (masse, énergie, ...) et l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique. 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. Un tel phénomène peut être décrit mathématiquement par le modèle fluide suivant [29]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (nv) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (nv) + \frac{\partial}{\partial x} \left[nv^2 + n \frac{T}{M} \right] = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[n \left(\frac{v^2}{2} + \frac{3T}{2M} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[nv \left(\frac{v^2}{2} + \frac{5T}{2M} \right) \right] = 0 \quad (2.3)$$

où M , T représentent respectivement la masse totale, la température de la vapeur. Les variables n et v représentent respectivement la densité et la vitesse des particules constituant le plasma.

2.2 Équations sans dimensions

Pour résoudre le système d'équations régissant la détente de la vapeur métallique, nous utilisons les variables sans dimensions suivantes :

$$\xi = \frac{z}{c_s t}, \quad N = n/n_o, \quad V = v/c_{sc}, \quad T(z, t) = M c_s^2 \tilde{T} \quad (2.4)$$

ou c_s représente la vitesse acoustique ionique. Cette dernière est donnée par

$$c_s = \sqrt{5T/3M} \quad (2.5)$$

pour un gaz parfait monoatomique, et \tilde{T} représente une température sans dimension.

En faisant tous ces changements, nous obtenons les équations sans dimensions, régissant la détente adiabatique de la vapeur métallique dans le vide

$$\frac{(V - \xi)}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \xi} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\tilde{T}}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + (V - \xi) \frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = 0 \quad (2.7)$$

$$\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \frac{\tilde{T}}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \left(V - \xi + \frac{5\tilde{T}}{2V} \right) \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = 0 \quad (2.8)$$

Ces équations peuvent être réécrites sous la forme matricielle suivante

$$H \vec{Y} = \vec{0} \quad (2.9)$$

$$H = \begin{pmatrix} \phi_1 & \mu_1 & \chi_1 \\ \phi_2 & \mu_2 & \chi_2 \\ \phi_3 & \mu_3 & \chi_3 \end{pmatrix}, \quad \vec{Y} = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \end{bmatrix}, \quad \vec{0} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

$$\text{ou} \quad \begin{cases} \phi_1 = \frac{V-\xi}{N} \\ \phi_2 = \frac{\tilde{T}}{N} \\ \phi_3 = \frac{\tilde{T}}{N} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \end{cases}, \quad \begin{cases} \mu_1 = 1 \\ \mu_2 = V - \xi \\ \mu_3 = V - \xi + \frac{5\tilde{T}}{2V} \end{cases}, \quad \begin{cases} \chi_1 = 0 \\ \chi_2 = 1 \\ \chi_3 = \frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \end{cases} \quad (2.11)$$

Pour que le système vectoriel (2.9) ait une solution non triviale, il faudrait que le déterminant

$$\det H = \phi_1 (\mu_2 \chi_3 - \mu_3 \chi_2) - \mu_1 (\phi_2 \chi_3 - \phi_3 \chi_2) \quad (2.12)$$

soit égal à zéro. Donc,

$$\frac{V - \xi}{N} \left[(V - \xi) \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) - \left(V - \xi + \frac{5\tilde{T}}{2V} \right) \right] - \left[\frac{\tilde{T}}{N} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) - \frac{\tilde{T}}{N} \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \right] = 0 \quad (2.13)$$

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

$$V - \xi = \pm \sqrt{\frac{5\tilde{T}}{3}} \quad (2.14)$$

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

$$V - \xi = \sqrt{\frac{5\tilde{T}}{3}} \quad (2.15)$$

la dérivée de (2.15) est donnée

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{3\tilde{T}}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \quad (2.16)$$

Portons (2.16) dans (2.6) et (2.7), nous obtenons

$$\frac{\partial N}{\partial \xi} = \frac{1}{\delta} (\mu_2 \chi_4 - \chi_5) \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = \frac{1}{\delta} (\phi_2 - \mu_2 \phi_1) \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = \frac{\chi_4}{\delta} (\phi_2 - \mu_2 \phi_1) \quad (2.19)$$

$$\delta = \phi_1 \chi_5 - \phi_2 \chi_4 \quad , \quad \begin{cases} \chi_4 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{3\tilde{T}}} \\ \chi_5 = 1 + \mu_2 \chi_4 \end{cases} \quad (2.20)$$

2.3 Méthode de résolution numérique

L'intégration numérique des équations (2.17), (2.18) et (2.19) est effectuée par la méthode Runge Kutta d'ordre 4 (RK-4) [30]. Cette dernière est explicitée en considérant le problème aux conditions initiales suivant

$$\begin{cases} y' = f(t, y(t)) \\ y(t_0) = y_0 \end{cases} \quad (2.21)$$

$$\text{Où } t = \xi \quad , \quad y' = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial T}{\partial \xi} \end{bmatrix} \quad , \quad f(\xi, y(\xi)) = \begin{pmatrix} \frac{1}{\delta}(\mu_2 \chi_4 - \chi_5) \\ \frac{\chi_4}{\delta}(\phi_2 - \mu_2 \phi_1) \\ \frac{1}{\delta}(\phi_2 - \mu_2 \phi_1) \end{pmatrix} \quad , \quad y_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 2 \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

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

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_1 = h_0 f(t_n, y_n) \\ k_2 = h_0 f(t_n + \frac{h_0}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}) \\ k_3 = h_0 f(t_n + \frac{h_0}{2}, y_n + \frac{k_2}{2}) \\ k_4 = h_0 f(t_n + h_0, y_n + k_3) \end{cases} \quad (2.23)$$

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

2.4 Résultats et discussion

La résolution numérique des équations (2.17), (2.18) et (2.19) nous a permis de représenter sur les figures (Fig 2.1), (Fig 2.2), (Fig 2.3) l'évolution des profils de la densité, température et vitesse normalisées. Ces dernières montrent que la détente se termine lorsque $n \sim 0$.

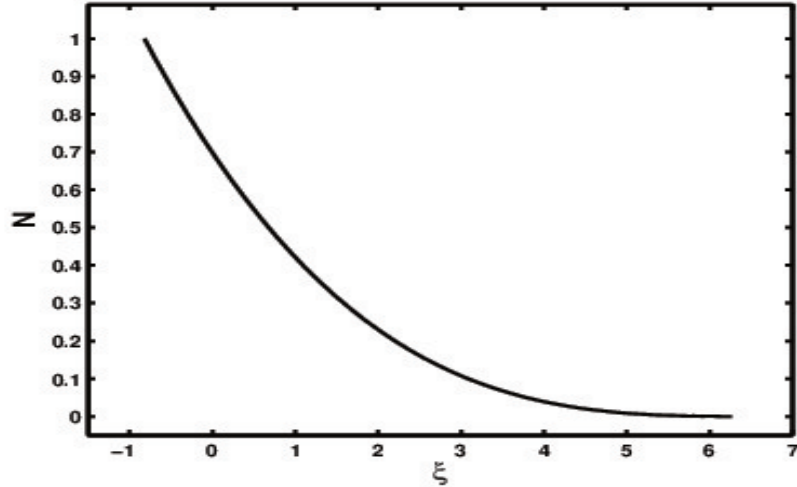


Figure 2.1 – Profil de la densité normalisée.

On peut constater sur le profil de température qu'une détente adiabatique s'accompagne par un refroidissement des atomes de la vapeur (diminution de la température).

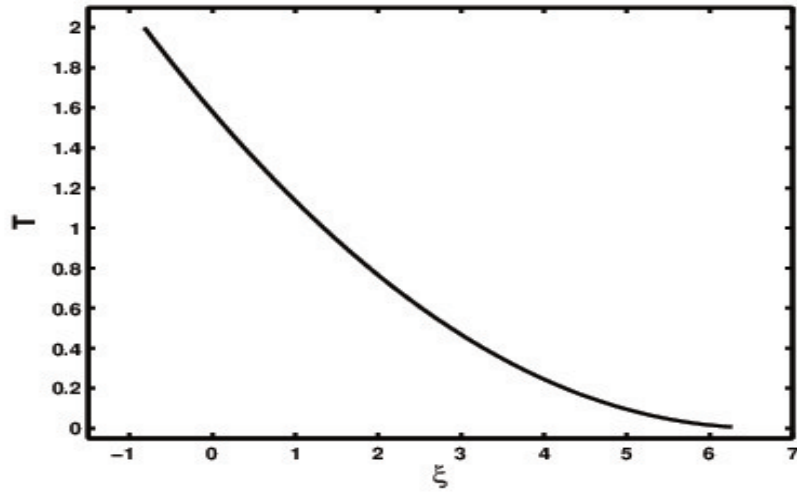


Figure 2.2 – Profil de la température normalisée.

La détente se termine pour $\xi \sim 6.27$ avec une vitesse qui augmente quasi-linéairement comme conséquence de la pression thermique exercée entre les atomes constituant la vapeur métallique

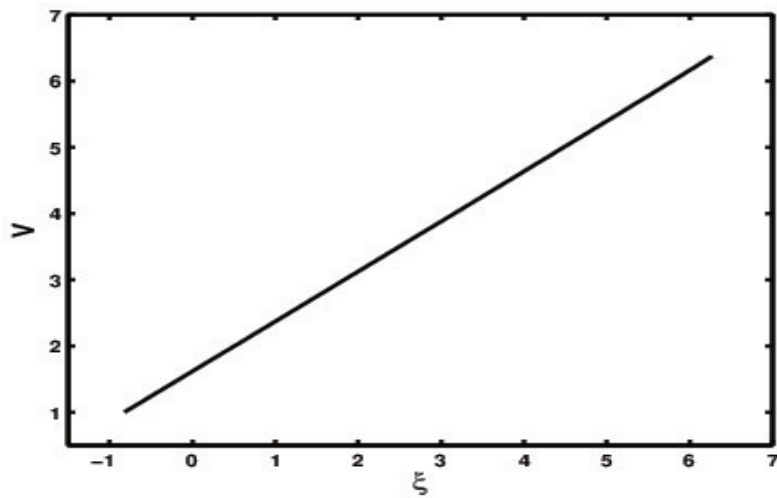


Figure 2.3 – Profil de la vitesse normalisée.

Chapitre 3

Modélisation de l'accélération des ions Cu^+ dans un plasma partiellement ionisé

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 [31]. 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.

3.1 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 [32] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v^2 + P_e) = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [v(E + P_e)] = 0 \quad (3.3)$$

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

3.2 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 [33]

$$P_e = \frac{\rho}{M} k_B T (1 + \eta_e) \quad (3.4)$$

L'énergie interne $\rho\varepsilon$ est donnée par [34]

$$\rho\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\rho}{M} k_B T (1 + \eta_e) + \frac{\rho}{M} U_i \eta_i \quad (3.5)$$

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

$$M = \int_{\mathbf{V}} \rho d\mathbf{V} \quad (3.6)$$

dV étant un élément de volume et V le volume totale du plasma.

Portons maintenant (3.4), (3.5) dans les équations (3.1), (3.2) et (3.3), nous obtenons [35]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (nv) = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (nv) + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv^2 + n \frac{k_B T}{M} (1 + \eta_e) \right] = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[n \left(\frac{v^2}{2} + \frac{3 k_B T}{2 M} (1 + \eta_e) + \frac{U_i}{M} \eta_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv \left(\frac{v^2}{2} + \frac{5 k_B T}{2 M} (1 + \eta_e) + \frac{U_i}{M} \eta_i \right) \right] = 0 \quad (3.9)$$

3.2.1 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) [36]. 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. 3.1).

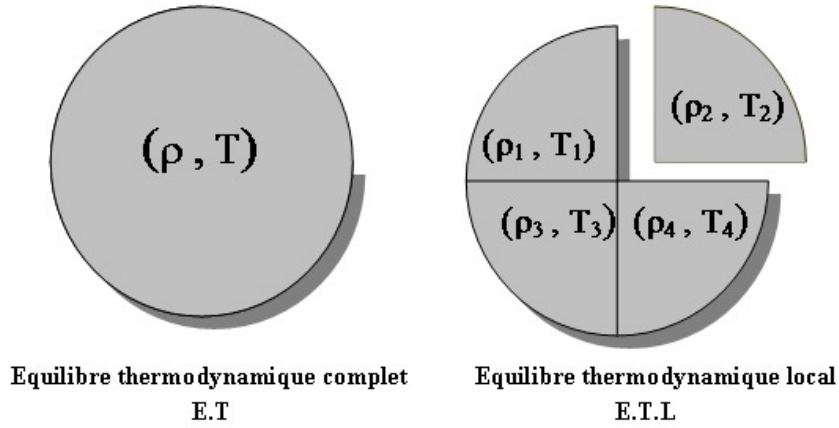
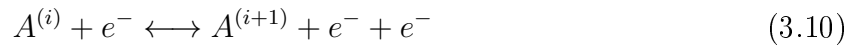


Figure 3.1 – Représentation schématique du concept d'équilibre thermodynamique local [3].

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 [37]

$$\frac{\eta_e \eta_i}{\eta_0} = \frac{2 U_+}{n U_0} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{U_i}{k_B T}\right) \quad (3.11)$$

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

3.2.2 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 [1]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{M}} \quad , \quad e \text{ étant la charge de l'électron.} \quad (3.12)$$

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

$$\eta_e = \eta_i \quad (3.13)$$

3.2.3 Conservation de la matière

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

$$Z_i \eta_i + \eta_0 = 1 \quad (3.14)$$

On peut alors écrire

$$\eta_0 = 1 - \eta_i \quad (3.15)$$

Posons $\eta_i = \eta$, donc l'équation (3.11) devient

$$\frac{\eta^2}{1 - \eta} = \frac{2 U_+}{n U_0} \left(\frac{2\pi m_e T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{U_i}{T}\right) \quad (3.16)$$

En remplaçant (3.13) dans les équations (3.8) et (3.9), l'expansion du plasma d'ablation peut être décrite par les équations suivantes

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(nv) = 0 \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(nv) + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv^2 + n \frac{T}{M}(1 + \eta) \right] = 0 \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[n \left(\frac{v^2}{2} + \frac{3T}{2M}(1 + \eta) + \frac{U_i}{M}\eta \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[nv \left(\frac{v^2}{2} + \frac{5T}{2M}(1 + \eta) + \frac{U_i}{M}\eta \right) \right] = 0 \quad (3.19)$$

3.3 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 self-similaire permet de réécrire les conditions initiales et les équations régissant l'expansion adiabatique sans grandeurs caractéristiques [1]. Les solutions self-similaires ainsi obtenues après résolution numérique, décrivent le comportement asymptotique d'un problème libre. La variable self-similaire ξ prend, dans un repère espace-temps (\mathbf{z}, \mathbf{t}) la forme suivante

$$\xi = \frac{z}{c_s t} \quad (3.20)$$

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 ($\gamma = 5/3$).

En introduisant les normalisations :

$$v(z, t) = c_s V(\xi) \quad \text{et} \quad n(z, t) = n_0 N(\xi) \quad (3.21)$$

$$\begin{cases} T(z, t) = M c_s^2 \tilde{T} \\ U_i(z, t) = M c_s^2 \tilde{U}_i \end{cases} \quad (3.22)$$

nous obtenons finalement les équations différentielles ordinaires régissant l'expansion unidimensionnelle d'un plasma d'ablation sous vide.

$$\frac{(V - \xi)}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \xi} = 0 \quad (3.23)$$

$$\frac{\tilde{T}}{N}(1 + \eta) \frac{\partial N}{\partial \xi} + (V - \xi) \frac{\partial V}{\partial \xi} + (1 + \eta) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \tilde{T} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} & \left[(V - \xi) + \frac{1}{V} \left(\frac{5}{2} \tilde{T}(1 + \eta) + \tilde{U}_i \eta \right) \right] \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) (1 + \eta) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \right] \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T}(1 + \eta) + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \eta \right] \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} = 0 \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\frac{\eta}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} - \frac{\eta}{\tilde{T}} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \frac{2 - \eta}{1 - \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (3.26)$$

Ces équations peuvent être réécrites sous la forme vectorielle suivante

$$G \vec{X} = \vec{0} \quad (3.27)$$

$$G = \begin{pmatrix} \theta_1 & \theta_2 & \theta_3 & \theta_4 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \delta_1 & \delta_2 & \delta_3 & \delta_4 \end{pmatrix}, \quad \vec{X} = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \end{bmatrix}, \quad \vec{0} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} \theta_1 = \frac{V - \xi}{N} \\ \theta_2 = 1 \\ \theta_3 = 0 \\ \theta_4 = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} \lambda_1 = \frac{\tilde{T}}{N}(1 + \eta) \\ \lambda_2 = V - \xi \\ \lambda_3 = 1 + \eta \\ \lambda_4 = \tilde{T} \end{cases}, \quad \begin{cases} \delta_1 = \frac{\eta}{N} \\ \delta_2 = 0 \\ \delta_3 = -\frac{\eta}{\tilde{T}} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \\ \delta_4 = \frac{2 - \eta}{1 - \eta} \end{cases} \quad (3.29)$$

$$\text{et} \quad \begin{cases} \gamma_1 = \frac{1}{N} \left[\left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T}(1 + \eta) + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \eta \right] \\ \gamma_2 = V - \xi + \frac{1}{V} \left[\frac{5}{2} \tilde{T}(1 + \eta) + \tilde{U}_i \eta \right] \\ \gamma_3 = \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) (1 + \eta) \\ \gamma_4 = \left(\frac{5}{2} - \frac{3\xi}{2V} \right) \tilde{T} + \left(1 - \frac{\xi}{V} \right) \tilde{U}_i \end{cases} \quad (3.30)$$

Le système vectoriel (3.27) admet des solutions non triviales, si et seulement si :

$$\det G = \theta_1 \det \begin{pmatrix} \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 \\ \gamma_2 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \delta_2 & \delta_3 & \delta_4 \end{pmatrix} - \theta_2 \det \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_3 & \lambda_4 \\ \gamma_1 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \delta_1 & \delta_3 & \delta_4 \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

est égale à zéro. Donc,

$$A(V - \xi)^2 - B = 0, \quad \begin{cases} B = \left(\frac{5}{2} \tilde{T}(1 + \eta) + \tilde{U}_i \eta \right) \left[(1 + \eta) \frac{2 - \eta}{1 - \eta} + \eta \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] \\ \quad + \tilde{U}_i \eta \left[\eta - (1 + \eta) \frac{2 - \eta}{1 - \eta} + \left(\frac{5}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] \\ A = \frac{3}{2} (1 + \eta) \frac{2 - \eta}{1 - \eta} + \eta \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right)^2 \end{cases} \quad (3.32)$$

D'après (3.32), le système (3.27) admet deux solutions

$$V - \xi = \pm \sqrt{\frac{B}{A}} \quad (3.33)$$

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 [38]. La solution physique donnant l'expression de la vitesse normalisée $V(\xi)$ en fonction de la variable self-similaire ξ est donnée

$$V - \xi = \sqrt{\frac{B}{A}} \quad (3.34)$$

En dérivant maintenant la vitesse normalisée (Eq. 3.34) par rapport à ξ , on trouve

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{AB}} \left[\frac{\partial B}{\partial \xi} - \frac{B}{A} \frac{\partial A}{\partial \xi} \right] \quad (3.35)$$

Sachant que

$$\frac{\partial A}{\partial \xi} = A_1 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + A_2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi}, \quad \begin{cases} A_1 = \frac{3}{2} \left[\frac{2-\eta}{1-\eta} + \frac{1+\eta}{1-\eta} \left(\frac{2-\eta}{1-\eta} - 1 \right) \right] + \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right)^2 \\ A_2 = -2\eta \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}^2} \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \end{cases} \quad (3.36)$$

et

$$\frac{\partial B}{\partial \xi} = B_1 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + B_2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \quad (3.37)$$

avec

$$\begin{aligned} B_1 = & \left(\frac{5}{2} \tilde{T} + \tilde{U}_i \right) \left[(1+\eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \eta \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] + \left(\frac{5}{2} \tilde{T} (1+\eta) + \tilde{U}_i \eta \right) \left[\frac{2-\eta}{1-\eta} + \frac{1+\eta}{1-\eta} \times \right. \\ & \left. \left(\frac{2-\eta}{1-\eta} - 1 \right) + \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] + \tilde{U}_i \left[2\eta - \eta \frac{2-\eta}{1-\eta} + \eta \frac{1+\eta}{1-\eta} \left(1 - \frac{2-\eta}{1-\eta} \right) \right. \\ & \left. - (1+\eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \left(\frac{5}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] \\ B_2 = & \frac{5}{2} (1+\eta) \left[(1+\eta) \frac{2-\eta}{1-\eta} + \eta \left(\frac{3}{2} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}} \right) \right] - \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{T}^2} \eta \left(\frac{5}{2} \tilde{T} (1+\eta) + \tilde{U}_i \eta \right) - \frac{\tilde{U}_i^2}{\tilde{T}^2} \eta \end{aligned} \quad (3.38)$$

En remplaçant (3.36) et (3.37) dans (3.35), on trouve

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + F_1 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + F_2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi}, \quad \begin{cases} F_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{AB}} (B_1 - \frac{BA_1}{A}) \\ F_2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{AB}} (B_2 - \frac{BA_2}{A}) \end{cases} \quad (3.39)$$

Si l'on porte maintenant (3.39) dans (3.23), (3.24), (3.25) et (3.26) on obtient les expressions finales des équations qui vont nous servir comme base pour l'écriture du code numérique.

Ces dernières sont données par

$$\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta} (KQ - RZ) \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta} (SZ - JK) \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} = 1 + \frac{F_1}{\Delta} (KQ - RZ) + \frac{F_2}{\Delta} (SZ - JK) \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial N}{\partial \xi} = -\frac{1}{\theta_1} \left[1 + \frac{F_1}{\Delta} (KQ - RZ) + \frac{F_2}{\Delta} (SZ - JK) \right] \quad (3.43)$$

Avec

$$\Delta = SQ - JR \quad , \quad \begin{cases} S = \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) F_1 + \lambda_4 \\ R = \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) F_2 + \lambda_3 \\ K = - \left(\lambda_2 - \frac{\lambda_1}{\theta_1} \right) \end{cases} \quad , \quad \begin{cases} J = \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) F_1 + \gamma_4 \\ Q = \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) F_2 + \gamma_3 \\ Z = - \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{\theta_1} \right) \end{cases} \quad (3.44)$$

3.4 Résultats et discussion

Afin de comprendre la physique du problème de l'accélération des ions lors 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. L'investigation paramétrique est faite pour une plume d'ablation laser d'une cible de Cuivre. L'intégration numérique des équations (3.40), (3.41), (3.42) et (3.43) 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

$$\begin{cases} y' = f(t, y(t)) \\ y(t_0) = y_0 \end{cases} \quad (3.45)$$

Avec

$$y' = \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial \xi} \\ \frac{\partial V}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \end{bmatrix} \quad , \quad y_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 3 \\ 0.50 \end{bmatrix} \quad (3.46)$$

$$f(\xi, y(\xi)) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\theta_1} \left[1 + \frac{F_1}{\Delta} (KQ - RZ) + \frac{F_2}{\Delta} (SZ - JK) \right] \\ 1 + \frac{F_1}{\Delta} (KQ - RZ) + \frac{F_2}{\Delta} (SZ - JK) \\ \frac{1}{\Delta} (SZ - JK) \\ \frac{1}{\Delta} (KQ - RZ) \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

L'algorithme généralisé de cette dernière est donné par

$$y_{j+1} = y_j + h_0 f(t_j, y_j) \quad (3.48)$$

3.5 Effet du paramètre d'ionisation sur les profils en expansion

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 (3.1).

TABLE 3.1 – *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 .*

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

Les valeurs de ξ_{max} sont obtenues à partir de la figure (3.2), 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).

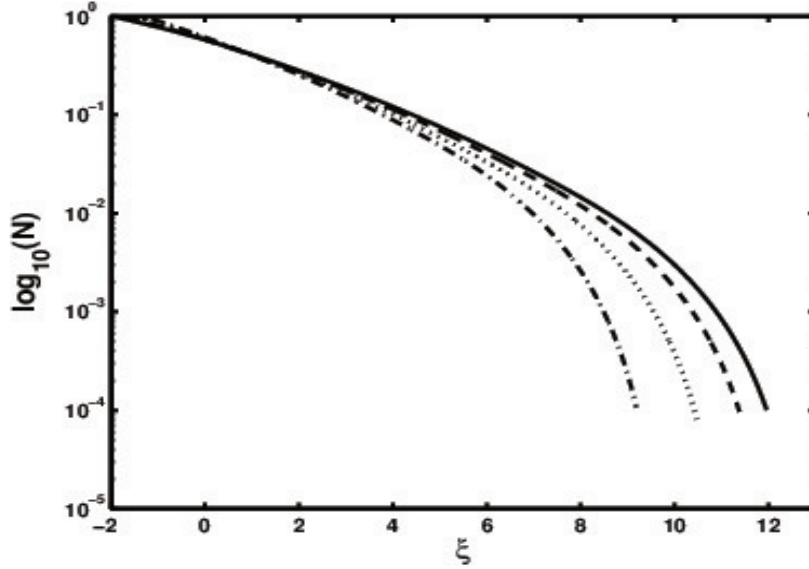


Figure 3.2 – Profils de $\log_{10}(N)$ en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ (\cdots), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

3.5.1 Effet du paramètre d'ionisation sur les profils de densité

D'après la figure (Fig. 3.3), 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". 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.

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 recombi-

raison. 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. 3.3), 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 $\eta_0 = 0.95$.

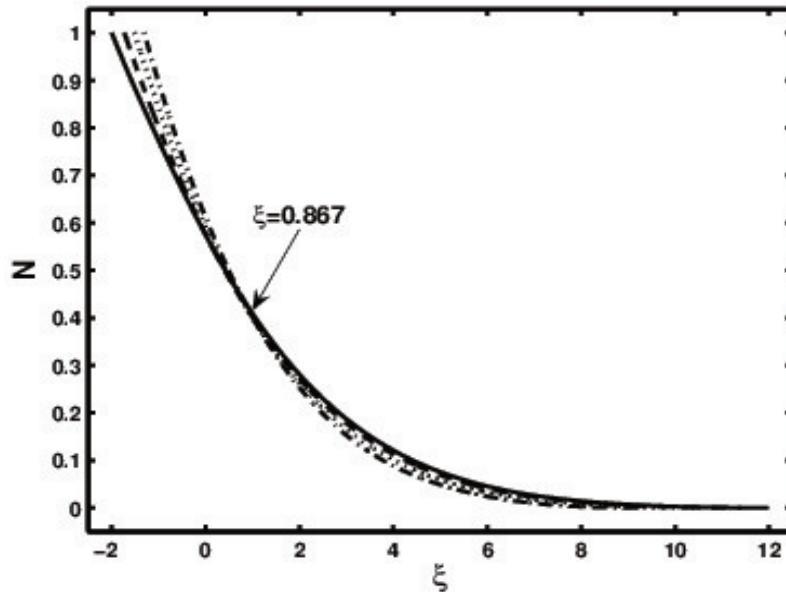


Figure 3.3 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire, pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot \cdot \cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

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 $\xi \simeq 0.86$. 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. 3.4). 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 (3.3), 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.

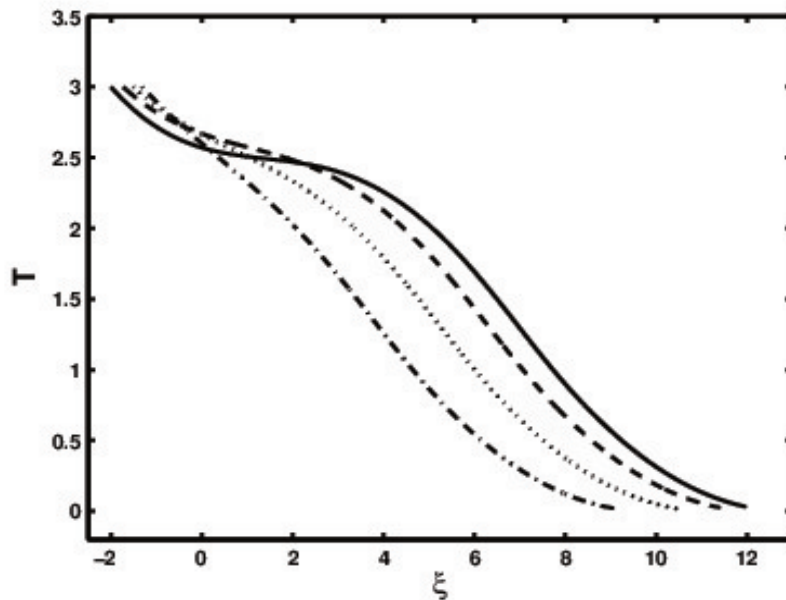


Figure 3.4 – Profils de la température normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot \cdot \cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

3.5.2 Effet du paramètre d'ionisation sur les profils de vitesse

D'après la figure (3.5), les profils de la vitesse normalisée augmente en fonction la fraction d'ionisation initial η_o . On peut remarquer, sur cette dernière, que pour un plasma ayant un degré d'ionisation égale à $\eta_o = 0.25$, les ions qui se trouvent au front acquière 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 leurs l'accélération. Il y a lieu de mentionner que tous les profils de la vitesse normalisée montrent un comportement linéaire. On remarque que pour tous les profils de vitesse, la limite de l'expansion self-similaire croît au fur à mesure que le paramètre d'ionisation augmente.

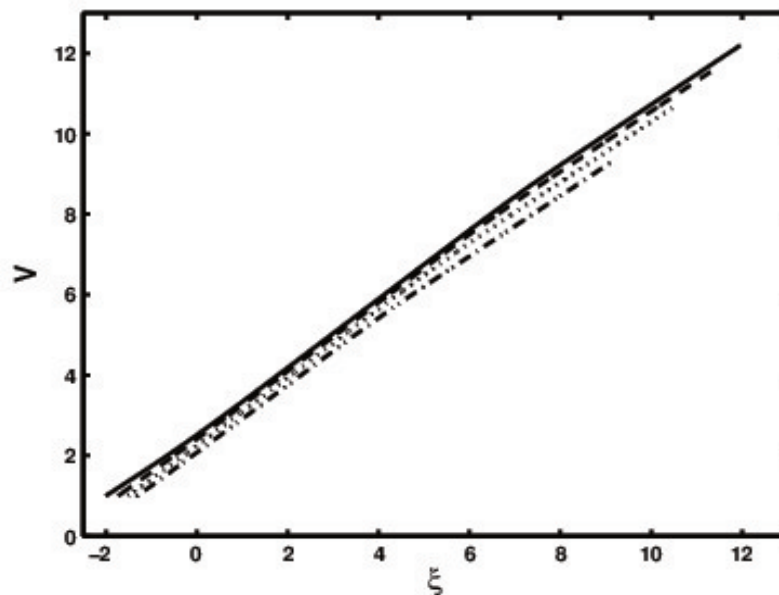


Figure 3.5 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs du paramètre d'ionisation initial $\eta_0 = 0.25$ ($- \cdot -$), $\eta_0 = 0.50$ ($\cdot \cdot \cdot$), $\eta_0 = 0.75$ ($- - -$) et $\eta_0 = 0.95$ ($—$).

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 ($\eta_0 = 0.95$).

3.6 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 (3.2). Notons que la méthode de calcul est la même que précédemment.

TABLE 3.2 – *Domaine des valeurs initiales et limites $[\xi_0, \xi_{max}]$ de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale T_0 .*

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

La figure (3.6) 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 (3.3), 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.

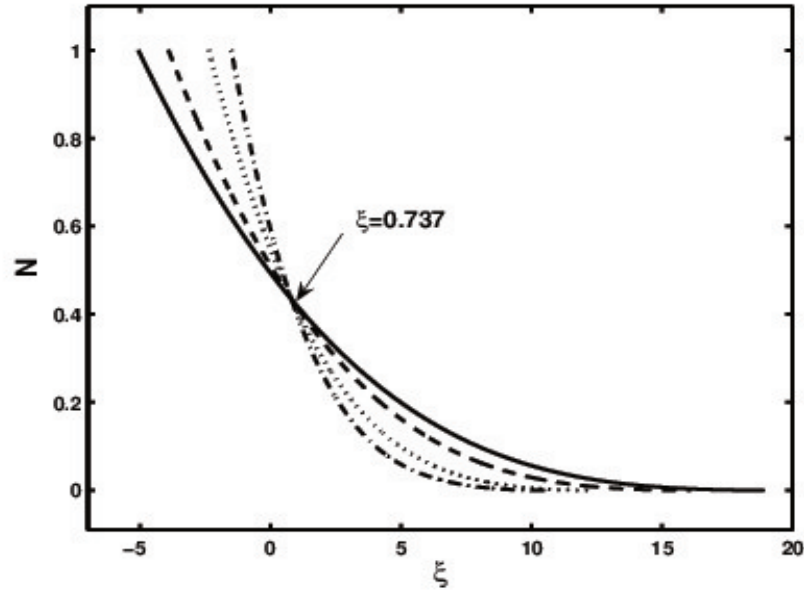


Figure 3.6 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ ($- \cdot -$), $T_0 = 5$ ($\cdot \cdot \cdot$), $T_0 = 10$ ($- - -$) et $T_0 = 15$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

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 (3.7) 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.

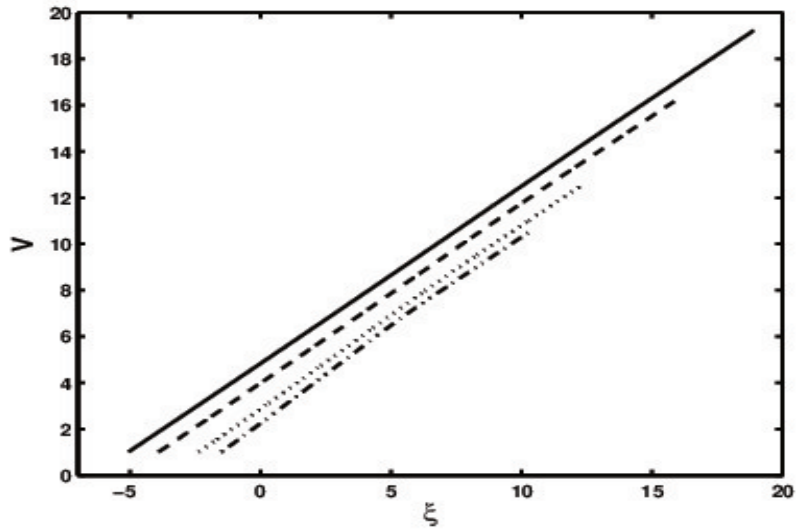


Figure 3.7 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ ($- \cdot -$), $T_0 = 5$ ($\cdot \cdot \cdot$), $T_0 = 10$ ($- - -$) et $T_0 = 15$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

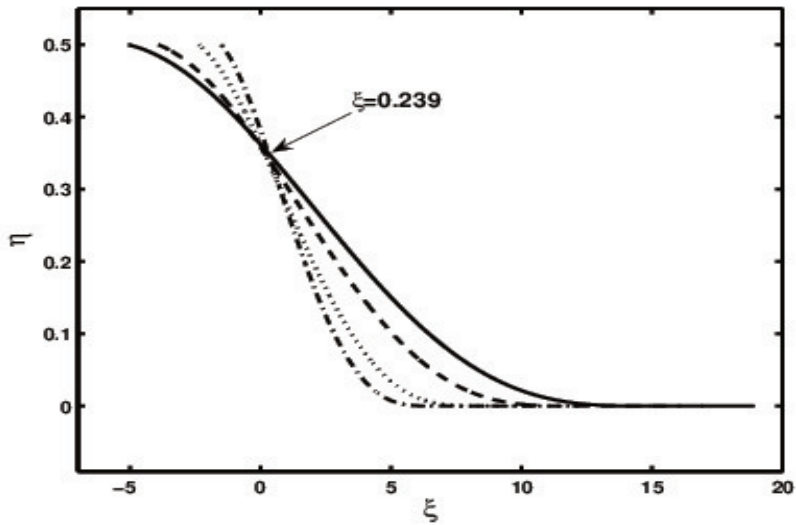


Figure 3.8 – Profils du paramètre d'ionisation en fonction de la variable self-similaire pour différentes valeurs de la température initiale $T_0 = 3$ ($- \cdot -$), $T_0 = 5$ ($\cdot \cdot \cdot$), $T_0 = 10$ ($- - -$) et $T_0 = 15$ ($—$). La valeur du paramètre d'ionisation initiale étant fixée à $\eta_0 = 0.50$.

Conclusion

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

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. 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.

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

Bibliographie

- [1] J. M. Rax, *Physique Des Plasmas*, Dunod, Paris, 2005.
- [2] T. Delage, *Optimisation du Dépôt de Films Minces*, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [3] V. N. Silvert, *Validation Expérimentale des Codes de Physique Atomique des Plasmas hors Equilibre Thermodynamique Local*, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2004.
- [4] S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, IOP, UK, 2002.
- [5] T. H. Maiman, Phys. Rev. Lett. **4**, 564 (1960).
- [6] F. Breech and L. Cross, Appl. Spectrosc. **16** (1962).
- [7] H. M. Smith and A. F. Turner, Appl. Opt. **4**, 147 (1965).
- [8] D. Dijkkamp, T. Venkatesan, X. D. Wu, S. A. Shaheen, and N. Jisrawi, Appl. Phys. Lett. **51**, 619 (1987).
- [9] J. Schou, S. Amoruso, and J. G. Lunney, *Laser Ablation and its Applications, Chapter 4 : Plume Dynamics, Volume 129*, Springer, 2007.
- [10] J. G. Lunney and R. Jordan, Appl. Surf. Sci. **127**, 941 (1998).
- [11] S. I. Anisimov and V. A. Khokhlov, *Instabilities in Laser-Matter Interaction*, Russian Academy for Science, Moscow, 1995.
- [12] P. Schaaf, Prog. Mater Sci. **47**, 1 (2002).
- [13] S. Bakalova, A. Szekeres, S. Grigorescu, and E. Axente, Appl. Phys A. **85**, 99 (2006).
- [14] P. R. Willmott and J. R. Huber, Rev. Mod. Phys. **72**, 315 (2000).
- [15] J. Meijer, J. Mater. Process. Technol. **194**, 2 (2004).

- [16] M. Gower, *Opt. Express.* **7**, 56 (2000).
- [17] M. R. H. Knowles, G. Rutterford, D. Karnakis, and A. Ferguson, *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **33**, 95 (2007).
- [18] D. B. Chrisey and K. G. Hubler, *Pulsed Laser Deposition of Thin Films*, John Wiley and Sons, Inc, 1994.
- [19] K. A. Nowakowski, *Laser beam Interaction with Materials for Microscale Applications*, Thèse de Doctorat, Worcester Polytechnic Institute, 2005.
- [20] J. F. Ready, *Effects of High Power Laser Radiation*, Academic Press, New York, 1971.
- [21] L. J. Radziemski, D. A. Cremers, and M. Dekker, *Laser-Induced Plasmas and Application*, New York, 1989.
- [22] B. LeDrogoff, J. Margot, F. Vidal, S. Laville, and M. Chaker, *Plasma Sources Science and Technology.* **13**, 223 (2004).
- [23] A. Vertes, P. Juhasz, M. DeWolf, and R. Gibels, *International Journal of Mass Spectroscopy and Ion Processes.* **94**, 63 (1989).
- [24] F. Garrelie, J. Aubreton, and A. Catherinot, *J. Appl. Phys.* **83**, 5075 (1998).
- [25] R. Kelly and R. W. Dreyfus, *Surface Science.* **198**, 263 (1988).
- [26] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Russian Academy of Sciences, 2001.
- [27] D. Bleinera and A. Bogaerts, *J. Appl. Phys.* **101**, 083301 (2007).
- [28] M. Bolshov, Y. Kasyanov, R. Feshchenko, and V. Krivzun, *Spectrochimica Acta Part B.* **63**, 324 (2008).
- [29] R. Fermous, D. Bennaceur-Doumaz, and M. Djebli, *Fundamentals of Laser-Assisted Micro-and Nanotechnologies 2010*. Edited by Veiko, P. Vadim ; Vartanyan, A. Tigran. **7996**, 79960V (2010).
- [30] F. Jędrzejewski, *Introduction Aux Méthodes Numériques*, Springer, Paris, 2001.
- [31] L. Balazs, R. Gijbels, and A. Verts, *Analytical Chemistry.* **63**, 4 (1991).
- [32] P. Germain, *Cours de Mécanique des Milieux Continus, Théorie Générale*, Masson, Paris, 1973.

- [33] J. N. Leboeuf, K. R. Chen, J. M. Donato, D. B. Geohegan, and C. L. Liu, *Physics of Plasmas*. **3**, 5 (1996).
- [34] Z. Y. Chen and A. Bogaerts, *J. Appl. Phys.* **97**, 063305 (2005).
- [35] R. Fermous, D. Bennaceur-Doumaz, and M. Djebli, *Phys. Lett. A* **376**, 500 (2012).
- [36] J. L. Wever, U. Feldman, A. N. Mostovych, J. F. Seely, and D. Colombant, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 5084 (2003).
- [37] S. Eliezer, A. Ghatak, and H. Hora, *Fundamentals of Equations of State*, World Scientific Publishing, 2002.
- [38] J. Cheng, W. Perrie, B. Wub, and S. Tao, *Appl. Surf. Sci.* **255**, 8171 (2009).