

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université de DJILALI BOUNAMAA KHEMIS MILIANA**



**Faculté des Sciences et de la Technologie**  
**Département des Sciences de la Matière**  
**Mémoire du Projet de Fin d'Etudes**

Réalisé par :

**MEDAOUAR Oum Elkeir**

Pour l'obtention de diplôme

**Master**

En

Physique

Spécialité :

Physique Théorique

Titre :

**Contribution des Effets Quantique et Relativiste à  
l'Expansion d'un Plasma Complètement Ionisé**

Soutenu le, 30/05/2016, devant le jury composé de

M. DOUICI Mohamed	Maître de Conférences	à l'UDBKM	Président
M. FERMOUS Rachid	Maître de Conférences	à l'UDBKM	Encadreur
Mme. BOUDJEMAA Fatiha	Maître Assistant	à l'UDBKM	Examinatrice

2015/2016

# Remerciements

*Je remercie tout d'abord Monsieur **R. FERMOUS**, Maitre de conférences à l'UKM, pour sa patience, sa disponibilité et le rôle de directeur qu'il a assumé à la perfection.*

*Je tiens particulièrement à remercier Monsieur **M. DOUICI**, Maitre de conférences à l'UKM qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.*

*J'adresse mes vifs et sincères remerciements à Madame **F. BOUDJEMAA**, Maitre Assistant à l'UKM pour l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury.*

*Je remercie aussi tous les étudiants et enseignants de la spécialité Master Physique Théorique, 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 . . . . .	i
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Expansion d'un plasma dans le vide</b>	<b>3</b>
1.1 Généralités sur les plasmas . . . . .	3
1.2 Formation et expansion d'un plasma produit par interaction laser-matière	6
<b>2 Contribution des effets quantique et relativiste à l'expansion d'un plasma complètement ionisé</b>	<b>11</b>
2.1 Introduction . . . . .	11
2.2 Plasmas classiques et plasmas quantiques . . . . .	13
2.3 Expansion d'un plasma classique . . . . .	16
2.4 Expansion d'un plasma quantique . . . . .	24
<b>Conclusion</b>	<b>30</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>35</b>



# Introduction

L'expansion des plasmas relève de différentes disciplines de la physique [Smirnov01]. L'expansion peut avoir lieu lorsque le plasma s'étend d'un milieu très dense vers un autre milieu moins dense. L'observation expérimentale de l'expansion remonte aux années 1930, où il a été constaté qu'un jet de plasma accéléré dans une chambre à décharge de gaz est éjecté à partir de la cathode. L'expansion fait partie aussi des phénomènes d'accélération des particules dans les plasmas cosmiques [Chan84].

Dans le cas d'une interaction faible entre les différents espèces de particules (électrons et ions), chaque type de particules est généralement caractérisé par une température  $T_j$  différente. On peut alors décrire séparément le mouvement des électrons de celui des ions. Le modèle à deux fluides 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).

La première partie de ce travail a pour objectif de décrire les différentes étapes de formation et d'expansion d'un plasma de laboratoire, produit par interaction laser-matière. Tandis que la deuxième moitié sera consacrée, en premier lieu, à l'étude de l'expansion d'un plasma classique complètement ionisé, dans les deux cas isotherme et adiabatique. Puis à la description du modèle hydrodynamique utilisé pour l'étude de l'expansion adiabatique d'un plasma quantiques en présence des effets relativistes.



# 1

## Expansion d'un plasma dans le vide

### 1.1 Généralités sur les plasmas

C'est en 1923 que les physiciens Langmuir et Tonks ont introduit pour la première fois le terme plasma pour désigné un gaz ionisé contenu dans les décharge électriques [Hecht05]. Dans la nature, le plasma constitue le quatrième état de la matière. L'état plasma de la matière existe dans la nature : on le rencontre dans les étoiles, dans certaines atmosphères de planètes où l'ionisation est due à des particules très énergétiques, ainsi que dans le vent solaire et dans l'espace interplanétaire et interstellaire. Plus près de nous, on le rencontre dans les flammes, les explosions, mais également dans les arcs électriques et en particulier les éclairs atmosphériques. Les plasmas sont aussi créés de façon artificielle, en laboratoire. Les décharges électriques dans les tubes fluorescents et les plasmas de fusion dans les tokamaks [weisse03].

### 1.1.1 Grandeurs caractéristiques

Nous allons rappeler ici, d'une manière très brève un certains nombres de concepts fondamentaux à la nature de n'importe quel type de plasma, à savoir la fréquence plasma, la longueur de Debye, le degré d'ionisation et le libre parcours moyen.

#### La fréquence plasma

A cause de la nature des forces qui s'exercent entre les particules chargées d'un plasma (force de longue portée), ce dernier se comporte comme un système d'oscillateurs couplés avec une fréquence caractéristique appelée fréquence plasma  $\omega_p$  définie par

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

#### Longueur de Debye

On appelle longueur de Debye  $\lambda_D$ , la longueur pour laquelle les charges électriques écrantent le champ électrostatique dans un plasma. Autrement dit,  $\lambda_D$  est la distance en dessus de laquelle une séparation significative des charges peut avoir lieu. Cette dernière est donnée par

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{n_e e^2}}$$

Où  $\epsilon_0$  représente la permittivité du vide et  $k_b$  la constante de Boltzmann.

Par conséquent, pour que la neutralité macroscopique soit réalisée au sein d'un plasma, il faut que  $L$ , la dimension définissant le volume occupé par le plasma, soit beaucoup plus grande par rapport à la longueur de Debye.

#### Le degré d'ionisation

Le degré d'ionisation d'un plasma est directement donné par le rapport  $\alpha_e$ .

$$\alpha_e = \frac{n_e}{n_e + n_n}$$

où  $n_e$  et  $n_n$  : sont la densité des électrons et celle des neutres par unité de volume.

Le plasma est dit faiblement ionisé si,  $10^{-4} < \alpha_e \ll 1$ . Exemple : cas des plasmas industriels et de l'ionosphère.

Le plasma est dit complètement ionisé si,  $\alpha_e = 1$ . Exemple : cas des plasmas stellaires.

Dans un plasma faiblement ionisé, les fréquences de collision électron-neutre  $\nu_{e0}$  sont supérieures aux fréquences de collision électron-ion  $\nu_{ei}$  et électron-électron  $\nu_{ee}$

$$\nu_{e0} \gg \nu_{ee}, \nu_{ei}$$



Pour un gaz fortement ionisé on aura

$$v_{e0} < v_{ee}, v_{ei}$$

### Le libre parcours moyen

Le libre parcours moyen 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].

Le tableau (1.1) dresse les valeurs approximatives des paramètres plasma pour les différentes variantes de plasmas artificiels et naturels [Boyd03].

Espèce	$n_e (m^{-3})$	$T_e (keV)$	$\omega_p (s^{-1})$	$\lambda_D (m)$	$\nu_{ei} (Hz)$
Gaz interstellaire	$10^6$	$10^{-5}$	$6 \cdot 10^4$	0,7	$4 \cdot 10^8$
Vent solaire (1UA)	$10^7$	$10^{-2}$	$2 \cdot 10^5$	2	$10^{-4}$
Ionosphère	$10^{12}$	$10^{-4}$	$6 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-3}$	$10^4$
Couronne solaire	$10^{12}$	0.1	$6 \cdot 10^7$	0.07	0.5
Décharge d'arc	$10^{20}$	$10^{-3}$	$6 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$10^{10}$
Plasmas de Tokamak	$10^{20}$	10	$6 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^4$

TABLE 1.1 – Paramètres de quelques plasmas typiques.

## 1.1.2 Équilibre thermodynamique

### Équilibre thermodynamique global

Un plasma est dit en équilibre thermodynamique global (ET), lorsque tous les phénomènes collisionnels et les phénomènes radiatifs sont réversibles. Chaque processus microscopique d'échange d'énergie est exactement contre balancé par le processus inverse. On conclut que, les paramètres du plasma sont homogènes dans tout le système, c'est-à-dire, les densités et les températures des espèces du plasma sont constantes à un instant donné.

### Équilibre thermodynamique local

Dans le cas de plasmas induits par interaction laser-matière, l'équilibre thermodynamique 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 du

plasma est suffisamment élevée, les phénomènes collisionnels (ionisation-collisionnelle et recombinaison à trois corps) deviennent prépondérants devant les processus radiatifs (recombinaison radiative) [Wever03]. Ceci, signifie que les paramètres du plasma peuvent varier dans l'espace et dans le temps.

## 1.2 Formation et expansion d'un plasma produit par interaction laser-matière

L'expansion d'un plasma est régie par l'homogénéité de la pression des particules les plus chaudes (les électrons). Dans un plasma quasi-neutre et sous l'effet de la pression thermique, les électrons s'éloignent de l'interface plasma-vide. Cependant, la séparation de charge. Crée un champ électrique qui tire les ions dans la même direction de l'expansion thermique des électrons. Donc, le phénomène d'expansion d'un plasma peut être vu comme étant un mécanisme d'accélération des ions.

En 1961, Plyutto [Plyutto61] a supposé que les ions sont infiniment lourds, les électrons plus légers et mobiles s'échappent rapidement dans le vide et par conséquent génèrent un champ qui accélère les ions et retarde les électrons. Donc l'énergie qu'acquière les ions, pendant leurs accélération provient nécessairement de l'énergie thermique des électrons. L'expansion est d'autant plus rapide, donc l'accélération des ions est plus efficace, lorsque la température initiale des électrons est importante [Grismayer06]. L'expansion est un phénomène qui intervient chaque fois qu'un ensemble de particules est confinés dans un volume fini, puis quitte ce volume sous l'effet d'un faisceau laser. De ce fait, elle concerne essentiellement les gaz non confinés et les gaz partiellement ou totalement ionisé.

Les mécanismes d'interaction entre un faisceau laser et un matériau cible, dépend essentiellement des paramètres du rayonnement laser (duré d'impulsion, longueur d'onde et densité d'énergie ou fluence) [Lunney98] et des propriétés du matériau cible. La formation d'un plasma au dessus d'une cible solide, peut être observée dans les expériences de laboratoire, pour une impulsion laser d'une durée de  $10^{-9}$  à  $10^{-7}$  s et d'une irradianance (fluence) de l'ordre de  $10^6$  à  $10^{10}$   $w/cm^2$  [Cirisan10].

L'interaction laser-matière fait intervenir des phénomènes complexes qui implique plusieurs processus physiques. Donc, la description de cette dernière est nécessaire

## Section 1.2. Formation et expansion d'un plasma produit par interaction laser-matière

afin d'avoir une idée complète de ce phénomène. Les étapes de formation et d'expansion d'un plasma sont représentées par la figure 1.1.

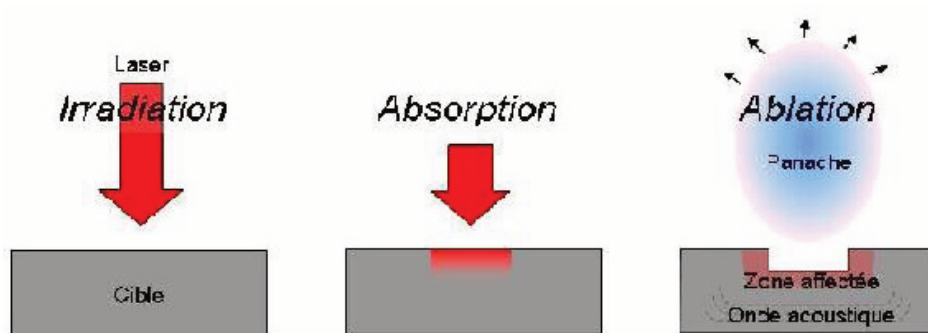


Figure 1.1 – Processus de formation d'un plasma.

### 1.2.1 Interaction laser-cible

Lors de l'irradiation d'une cible métallique par un faisceau laser, une partie est réfléchiée par la surface du matériau, tandis que l'autre partie est absorbée dans le métal. Cette interaction se limite à l'arrivée et l'absorption du rayonnement laser [Aden92].

La vapeur formée au-dessus de la cible contient des atomes neutres.

### 1.2.2 Interaction laser-vapeur

Dans le cas d'une forte irradianciée, la vapeur métallique continue à absorber l'énergie du faisceau laser. Ceci conduit à atténuer fortement son énergie avant qu'elle n'atteigne la surface de la cible. Le volume chauffé acquiert une énergie suffisante capable d'ioniser les atomes neutres et donner naissance à la formation d'un plasma partiellement ionisé. Il existe deux mécanismes principaux qui sont à l'origine de l'ionisation des atomes neutres et donc de la génération des électrons :

1. **L'ionisation par impact électronique** : Un grand nombre d'électrons libres issus de la surface du métal (électrons de Valance) absorbent une partie de l'énergie du faisceau laser et sont accélérés pour entrer en collision avec les atomes neutres (ou les ions). Si l'énergie est largement suffisante, les électrons sont en mesure d'ioniser les atomes de la vapeur et libérer ainsi des électrons supplémentaires. Par conséquent, un processus d'avalanche apparaît, ce qui entraîne une augmentation très rapide

du nombre des électrons et de celui des ions. Le plasma se forme alors au-dessus de la cible. Ce dernier est caractérisé par une grande densité d'électrons [Gravel09].

2. **L'ionisation multiphotonique** : L'ionisation multiphotonique est l'absorption simultanée par un atome de plusieurs photons d'énergie ( $E_{\text{photon}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ ) jusqu'à l'ionisation de celui-ci. L'énergie du rayonnement laser absorbée par le plasma, fait croître son énergie interne. Ce qui conduit à de nombreux processus d'excitation et d'ionisation, ainsi qu'à une augmentation importante de la température et de la densité du plasma [Cirisan10].

### 1.2.3 Expansion du plasma dans le vide

On suppose que cette étape commence juste après l'arrêt de l'impulsion laser (il n'y a plus de source d'énergie extérieure), soit à l'équilibre thermodynamique local.

Du fait de sa composition et de sa température, le plasma possède une densité d'énergie importante qui va nourrir son expansion. Ce processus peut être considéré comme une expansion adiabatique [Singh90].

On considère que les dimensions de la tache focale (le diamètre du spot laser  $\simeq 1 \text{ mm}$ ) sont beaucoup plus grandes que l'épaisseur du plasma (la taille  $\simeq 1 \mu\text{m}$ ). A ce moment précis, le gradient de pression dans la direction perpendiculaire à la surface est plus élevé que dans les directions parallèles [Tan07]. Ceci entraîne une expansion unidimensionnelle.

La limite de l'expansion du plasma dépend, à la fois, de l'énergie apportée par le faisceau laser, ainsi que des propriétés physiques du matériau.

Section 1.2. Formation et expansion d'un plasma produit par interaction laser-matière

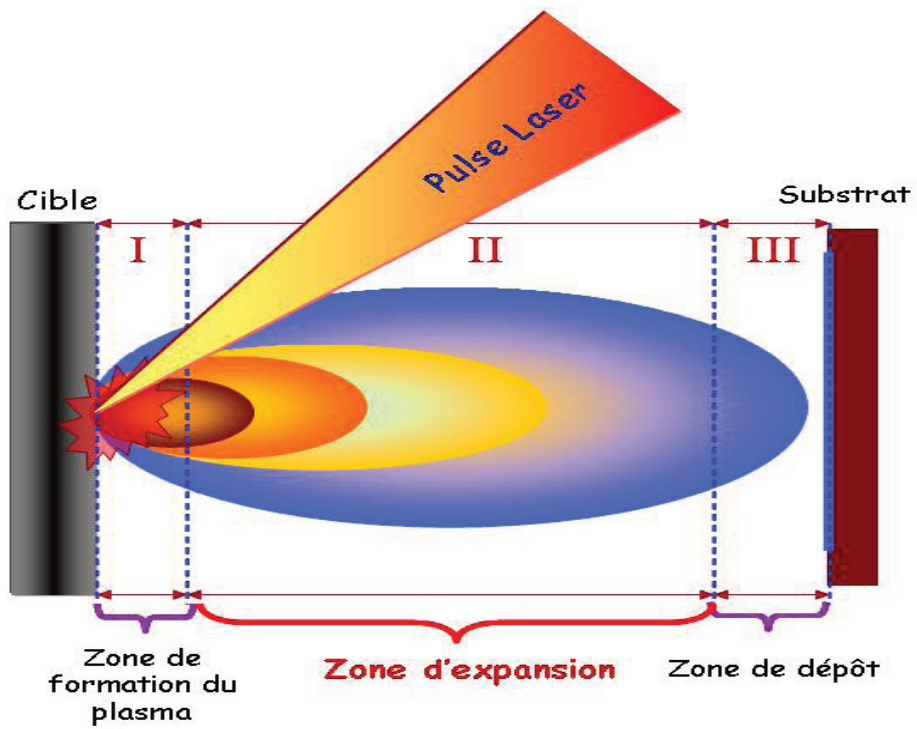


Figure 1.2 – Étapes de l'expansion d'une plume d'ablation laser dans le vide [Fermous11]



# 2

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

### 2.1 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, 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 hyper-puissants. 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. 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 de l'expansion d'un plasma complètement ionisé sous vide, lorsque ce dernier est dense (quantique) ou faiblement dense (classique). Cette partie sera 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].

## 2.2 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. 2.1) :

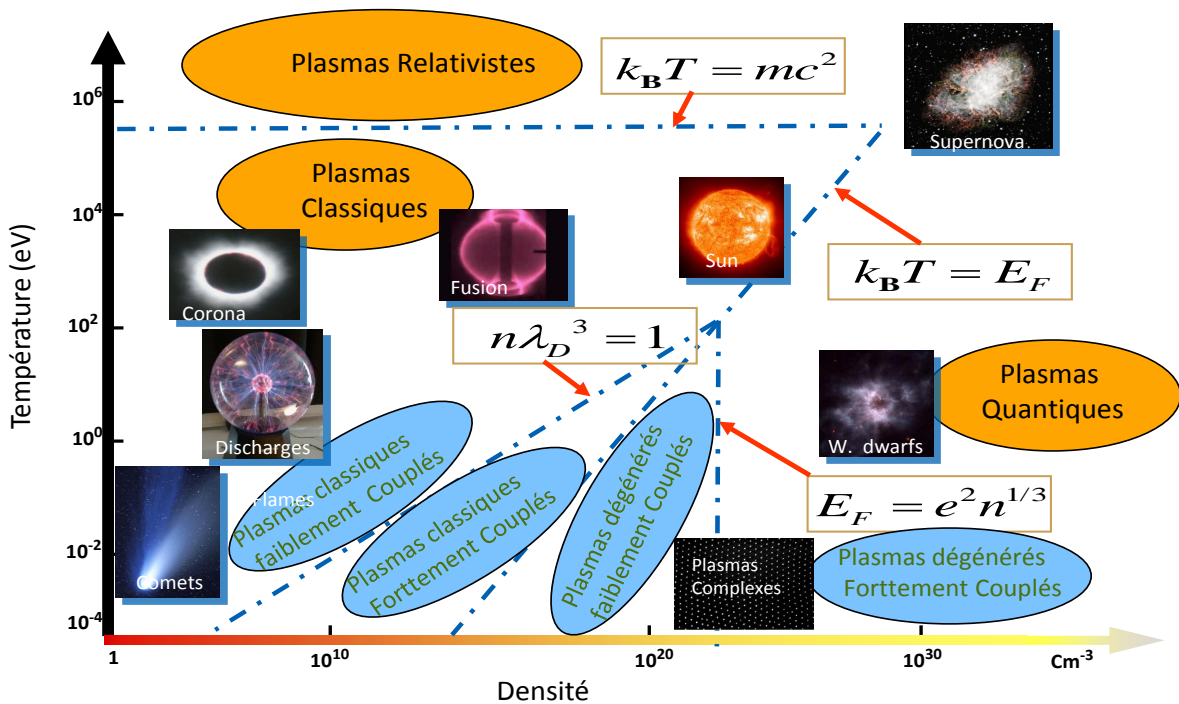


Figure 2.1 – Plasmas classiques, quantiques et relativistes.

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

$$d = n^{-1/3} \quad (2.1)$$

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  $\chi$  distingue les plasmas classiques des plasmas dégénérés.
- Le paramètre de corrélation, noté  $\Gamma$  dans le domaine classique et  $\Gamma_Q$  dans le domaine dégénéré, différencie les plasmas fortement et faiblement couplés.

### 2.2.1 Paramètre de dégénérescence

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

$$\epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.2)$$

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]

$$\lambda_B = \sqrt{\frac{h^2}{2m_e k_B T_e}} \quad (2.3)$$

Si la distance qui sépare les électrons est plus petite que  $\lambda_B$ , leurs fonctions d'ondes se recouvrent et les électrons entrent dans un régime dégénéré. D'après la relation (Eq. 2.3), 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

$$\chi = \lambda_B n_e^{1/3} \quad (2.4)$$

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.

## 2.2.2 Paramètre de corrélation

### 2.2.2.1 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

$$r_o = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_e} \quad (2.5)$$

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

$$\Gamma = \frac{r_o}{d_e} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{n_e^{1/3}}{k_B T_e} \quad (2.6)$$

$d_e$  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.

### 2.2.2.2 Plasma dégénéré

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

$$\Gamma = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 d_e} \frac{5}{3E_{Fe}} \sim n_e^{1/3} \quad (2.7)$$

$E_{Fe} = (\hbar^2/2m_e)(3\pi^2 n_e)^{2/3}$  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.

## 2.3 Expansion d'un plasma classique

En se basant sur un modèle hydrodynamique à deux fluides, nous nous proposons d'étudier l'expansion du plasma dans la limite classique.

### 2.3.1 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

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i v_i) = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{e}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{m_i n_i} \frac{\partial P_i}{\partial x} \quad (2.9)$$

$$P_i = k_B T_i n_{i0} \left( \frac{n_i}{n_{i0}} \right)^{\gamma_i} \quad (2.10)$$

Les équations fluides décrivant les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) = 0 \quad (2.11)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v_e \frac{\partial}{\partial x} \right) (\Gamma_e v_e) = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{m_e n_e} \frac{\partial P_e}{\partial x} \quad (2.12)$$

$$P_e = k_B T_e n_{e0} \left( \frac{n_e}{n_{e0}} \right)^{\gamma_e} \quad (2.13)$$

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

$\Gamma_e$ . Les chaleurs spécifiques des ions et des électrons sont désignées par  $\gamma_i$  et  $\gamma_e$ . Notons que l'expression générale du coefficient de la chaleur spécifique est donnée par  $\gamma = (N + 2)/N$ , où  $N$  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 l'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

$$\Gamma_e = \frac{1}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}} \simeq 1 + \frac{v_e^2}{2c^2} + \frac{3v_e^4}{8c^4} \quad (2.14)$$

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

$$n_i - n_e = 0 \quad (2.15)$$

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 deviennent 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].

### 2.3.2 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  $\omega_{pi}$ , 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 sans dimension (self-similaire)  $\xi$  prends la forme suivante

$$\xi = X_C / T = x / c_{sc} t, \quad c_{sc} = \sqrt{k_B T_e / m_i} \quad (2.16)$$

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

Les densités, vitesses, vitesse de lumière et potentiel électrostatique  $\phi$  sont normalisés comme suit

$$N_{i,e} = n_{i,e} / n_0, \quad V_{i,e} = v_{i,e} / c_{sc}, \quad C = c / c_{sc}, \quad \Phi = k_B T_e \phi / e \quad (2.17)$$

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  $10^{18} W/cm^3$  [Drake09].

En utilisant la transformation (2.17) et la normalisation (2.16), le système des équations différentielles (2.8-2.15) régissant l'expansion du plasma, nous obtenons le système d'équations sans dimensions suivant

$$(V_{i,e} - \xi) \frac{\partial N_{i,e}}{\partial \xi} + N_{i,e} \frac{\partial V_{i,e}}{\partial \xi} = 0 \quad (2.18)$$

$$\left(1 + \frac{V_e^2}{2C^2}\right) (V_e - \xi) \frac{\partial V_e}{\partial \xi} + \gamma_e \frac{m_i}{m_e} N_e^{(\gamma_e-2)} \frac{\partial N_e}{\partial \xi} - \frac{m_i}{m_e} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (2.19)$$

$$(V_i - \xi) \frac{\partial V_i}{\partial \xi} + \gamma_i \frac{T_i}{T_e} N_i^{(\gamma_i-2)} \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (2.20)$$

$$N_i - N_e = 0 \quad (2.21)$$

### 2.3.3 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  $\sim c/3 < 0.4c$ . 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  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ , le système d'équations différentielles ordinaires (2.18-2.21) 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].

### 2.3.4 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].

#### 2.3.4.1 Expansion isotherme

Pour le cas isotherme ( $\gamma = 1$ ), dans le régime non-relativiste (Fig. 2.2), nous retrouvons un résultat bien connu, où la décroissance de la densité est associée à la présence d'une

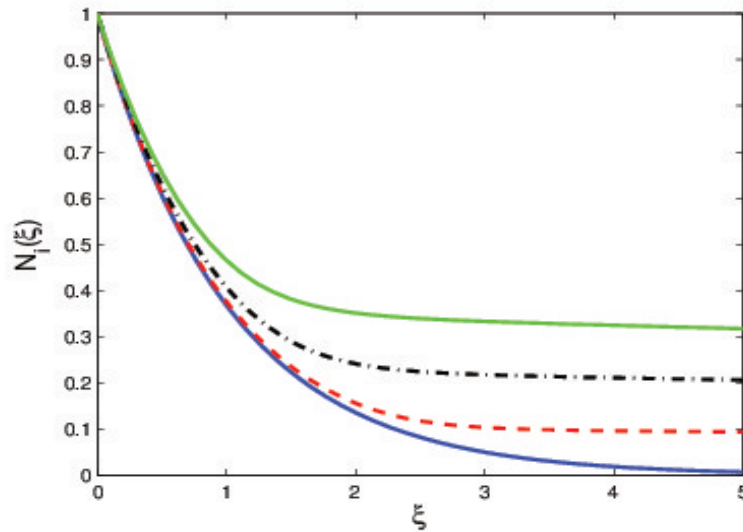


FIGURE 2.2 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable  $\xi$ , pour différentes valeurs du paramètre :  $V_{e0}/C = 0$  (—) (trait bleu),  $V_{e0}/C = 0.05$  (---) (trait rouge),  $V_{e0}/C = 0.1$  (- · -) (trait noir) et  $V_{e0}/C = 0.15$  (—) (trait vert). Avec  $n_{e0} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cas isotherme.

onde raréfactive qui se propage dans le sens contraire à l'expansion [Gurevich66, Fermous12]. L'accélération des ions, dans la figure (2.3), 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 (2.3), la solution sans dimension dans le cas non-relativiste donne des profils de vitesse divergents, ie : la vitesse augmente indéfiniment [Sack87]. Quand  $T_i = T_e$ , le mouvent 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.



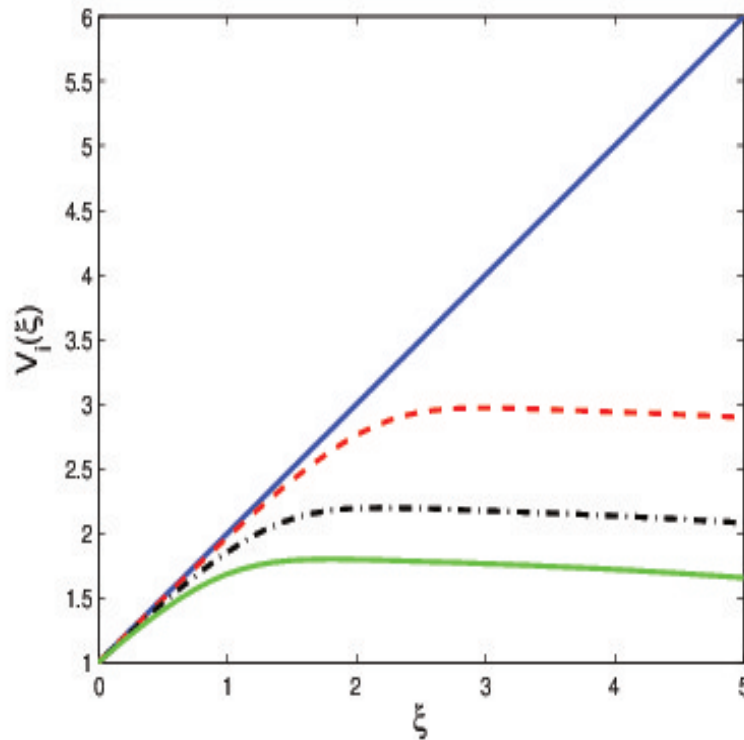


FIGURE 2.3 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable  $\xi$ , pour différentes valeurs du paramètre :  $V_{eo}/C = 0$  (—) (trait bleu),  $V_{eo}/C = 0.05$  (---) (trait rouge),  $V_{eo}/C = 0.1$  (- · -) (trait noir) et  $V_{eo}/C = 0.15$  (—) (trait vert). Avec  $n_{eo} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cas isotherme.

#### 2.3.4.2 Expansion adiabatique

Pour le cas adiabatique ( $\gamma = 3$ ) (Fig. 2.4), la valeur limite de la variable sans dimension  $\xi_l$  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 (2.5), l'expansion sans dimension 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.

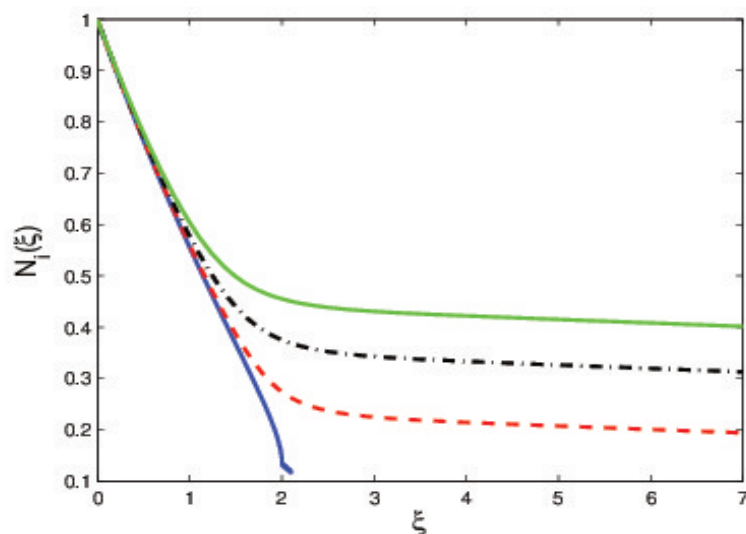


FIGURE 2.4 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable  $\xi$ , pour différentes valeurs du paramètre :  $V_{e0}/C = 0$  (—) (trait bleu),  $V_{e0}/C = 0.05$  (---) (trait rouge),  $V_{e0}/C = 0.1$  (- · -) (trait noir) et  $V_{e0}/C = 0.15$  (—) (trait vert). Avec  $n_{e0} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cas adiabatique.

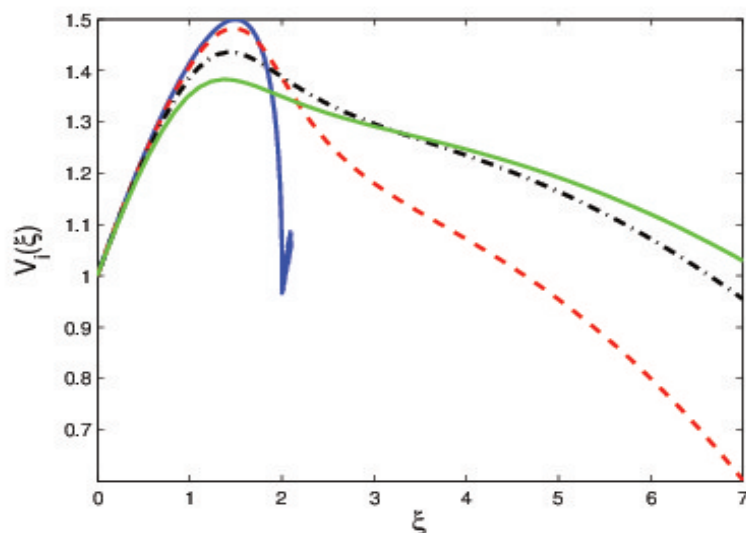


FIGURE 2.5 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable  $\xi$ , pour différentes valeurs du paramètre :  $V_{e0}/C = 0$  (—) (trait bleu),  $V_{e0}/C = 0.05$  (---) (trait rouge),  $V_{e0}/C = 0.1$  (- · -) (trait noir) et  $V_{e0}/C = 0.15$  (—) (trait vert). Avec  $n_{e0} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cas adiabatique.

## 2.3.4.3 Profils du potentiel électrostatique

La figure (2.6) 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  $\zeta_l$  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 sans dimension  $\zeta$  tends vers zéro ( $\frac{d\Phi}{d\zeta} \rightarrow 0$ ). Ceci se produit à  $\zeta_l \sim 2$ . 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  $\zeta_l \sim 1.2$  (trait en vert).

Dans le régime faiblement relativiste, les profils du potentiel électrostatique ont tendance à être uniformes dans les deux cas isotherme (Fig. 2.6) et adiabatique (Fig. 2.7). L'accélération des ions devient effective à partir de  $\zeta < \zeta_l$ . Des résultats similaires sont obtenus pour un plasma constitué d'électrons relativistes obéissant à la distribution de Maxwell-Jüttner [Huang13].

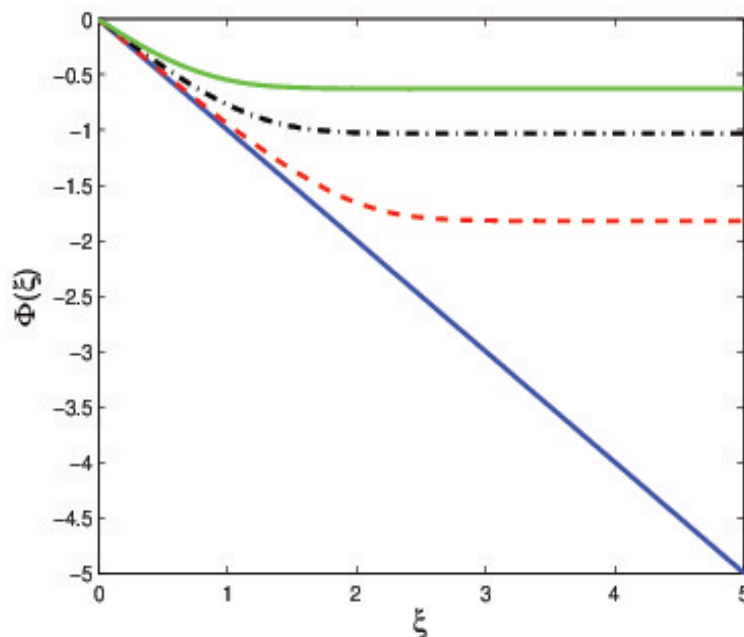


FIGURE 2.6 – Profils du potentiel électrostatique normalisée en fonction de la variable  $\zeta$ , pour différentes valeurs du paramètre :  $V_{eo}/C = 0$  (—) (trait bleu),  $V_{eo}/C = 0.05$  (---) (trait rouge),  $V_{eo}/C = 0.1$  (- · -) (trait noir) et  $V_{eo}/C = 0.15$  (—) (trait vert). Avec  $n_{eo} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cas isotherme.

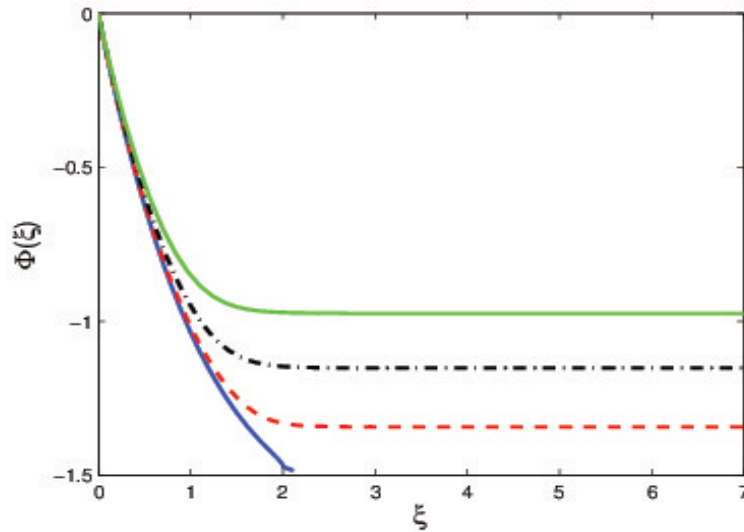


FIGURE 2.7 – Profils du potentiel électrostatique normalisée en fonction de la variable  $\xi$ , pour différentes valeurs du paramètre :  $V_{eo}/C = 0$  (—) (trait bleu),  $V_{eo}/C = 0.05$  (---) (trait rouge),  $V_{eo}/C = 0.1$  (- · -) (trait noir) et  $V_{eo}/C = 0.15$  (—) (trait vert). Avec  $n_{eo} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . 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].

## 2.4 Expansion d'un plasma quantique

### 2.4.1 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]. 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 (2.8-2.10). 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

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) = 0 \quad (2.22)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v_e \frac{\partial}{\partial x} \right) (\Gamma_e v_e) = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{m_e n_e} \frac{\partial P_e}{\partial x} \quad (2.23)$$

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

$$P_e = \frac{k_B T_{Fe}}{n_{e0}^2} n_e^3, \quad T_{Fe} = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n_{e0})^{2/3}}{2m_e} \quad (2.24)$$

### 2.4.2 Effet de la dégénérescence

La résolution des équations différentielles (2.22-2.23) passe impérativement par une écriture sans dimensions de ces dernières. Pour ce faire, nous utilisons, les normalisations suivantes

$$\begin{aligned} X_Q &= x/\lambda_{Fe}, & \lambda_{Fe} &= \sqrt{2k_B T_{Fe}/4\pi n_0 e^2} \\ T &= \omega_{pi} t, & \omega_{pi} &= \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i} \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\xi = X_Q/T = x/c_{sq} t, \quad c_{sq} = \sqrt{2k_B T_{Fe}/m_i} \quad (2.26)$$

$$N_{i,e} = n_{i,e}/n_0, \quad V_{i,e} = v_{i,e}/c_{sq}, \quad C = c/c_{sq}, \quad \Phi = 2k_B T_{Fe} \phi/e \quad (2.27)$$

$\lambda_{Fe}$  représente la longueur d'onde de Fermi,  $\omega_{pi}$  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

$$(V_{i,e} - \xi) \frac{\partial N_{i,e}}{\partial \xi} + N_{i,e} \frac{\partial V_{i,e}}{\partial \xi} = 0 \quad (2.28)$$

$$\left( 1 + \frac{V_e^2}{2C^2} \right) (V_e - \xi) \frac{\partial V_e}{\partial \xi} + \frac{3}{2} \frac{m_i}{m_e} N_e \frac{\partial N_e}{\partial \xi} - \frac{m_i}{m_e} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (2.29)$$

$$(V_i - \xi) \frac{\partial V_i}{\partial \xi} + \frac{3T_i}{2T_{Fe}} N_i \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (2.30)$$

$$N_i - N_e = 0 \quad (2.31)$$

### 2.4.3 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  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , les effets quantiques deviennent significatifs (Fig. 2.8). Cette valeur représente la limite du régime faiblement dense [Djebli13].

Le paramètre de dégénérescence quantique, donné par

$$\chi = \frac{T_{Fe}}{T_e} = \left( \frac{\hbar^2}{2m} \right) \frac{(3\pi^2 n_o N)^{2/3}}{T_e} \quad (2.32)$$

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  $250 \text{ keV}$ . Cette dernière correspond à celle de l'espèce ionique  $He^+$  [Sylla13]. La température de Fermi est de l'ordre  $\sim 200 \text{ K}$  [Ma11].

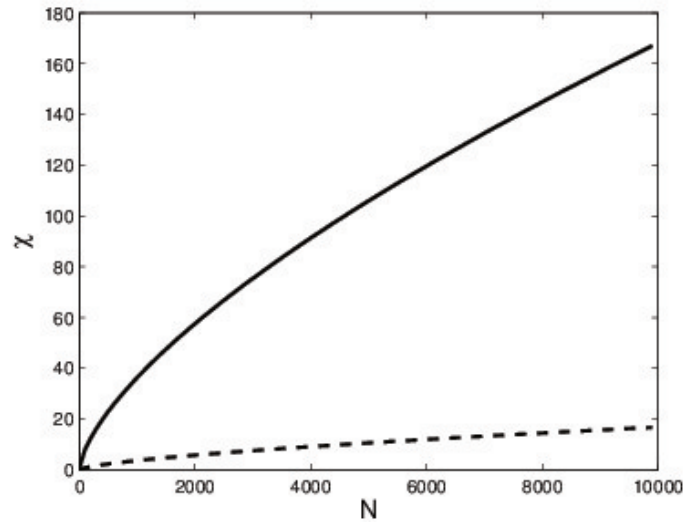


FIGURE 2.8 – Paramètre de dégénérescence quantique en fonction de la densité normalisée.  $n_o = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , pour différentes valeurs de la température électronique :  $T_e = 1 \text{ eV}$  (---) et  $T_e = 10 \text{ eV}$  (—).

## 2.4.4 Résultats et discussions

### 2.4.4.1 Profils de densité

Comme on peut le voir sur la figure (2.9), 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.

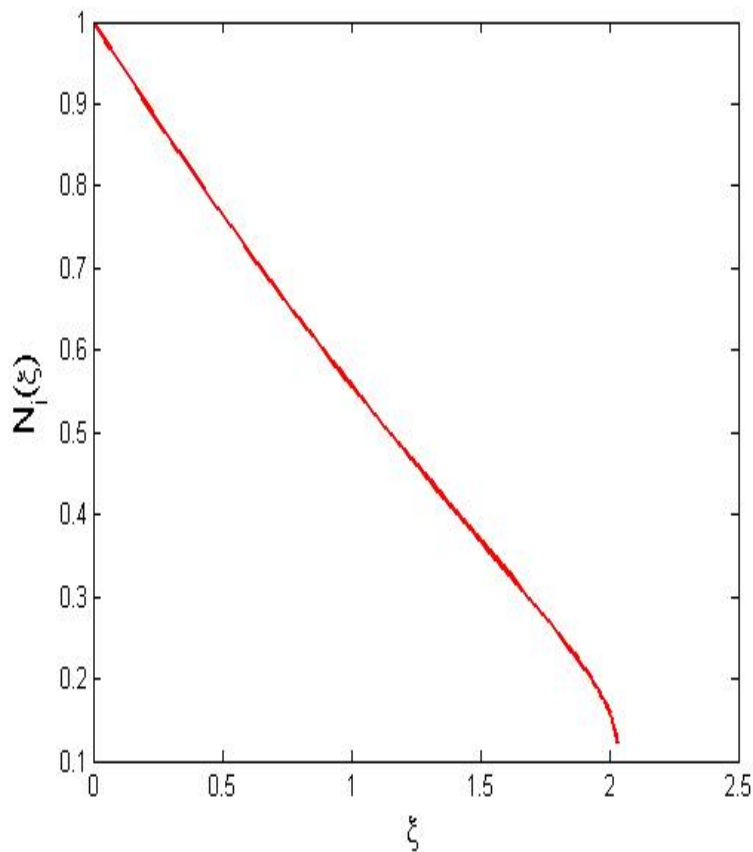


FIGURE 2.9 – Profils de la densité normalisée en fonction de la variable  $\xi$ . Avec  $n_0 = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  et  $V_{e0}/C = 0$ .

La contribution des effets relativistes devient clairement apparent à partir de  $\xi > 0$  (Fig. 2.10). 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. 2.3). Rappelons que les profils de densité de ce dernier adoptaient une forme concave.

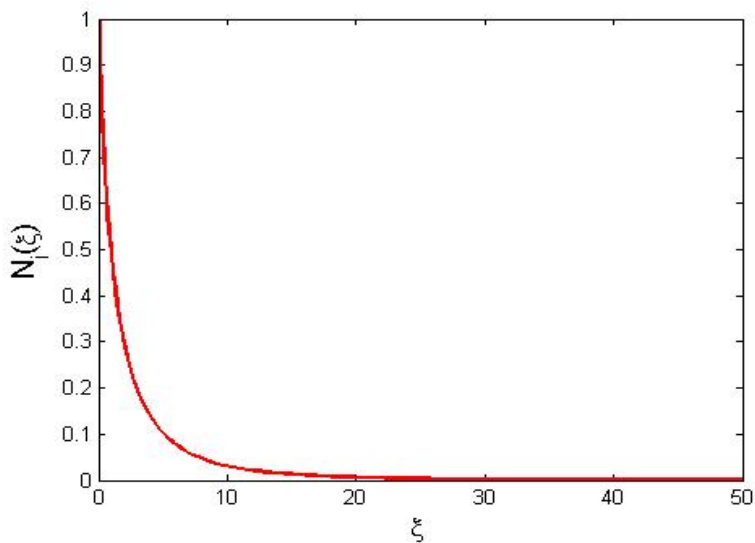


FIGURE 2.10 – Profils de densité normalisée en fonction de la variable  $\xi$ . Avec  $n_o = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  et  $V_{eo}/C = 5.10^{-2}$ .

#### 2.4.4.2 Profils de vitesse

L'explication du comportement asymptotique des profils de la vitesse normalisée, représentés sur la figure (Fig. 2.11), peut être fait de la manière suivante :

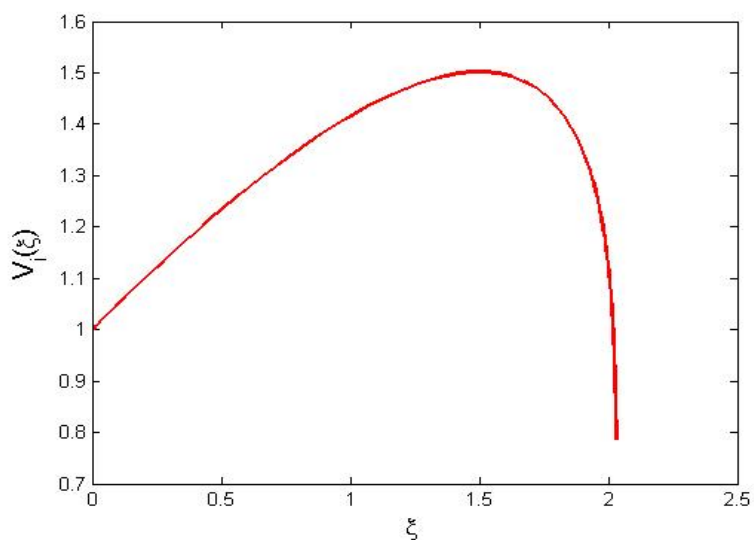


FIGURE 2.11 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable  $\xi$ . Avec  $n_o = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  et  $V_{eo}/C = 0$ .



Pour des électrons avec des vitesses relativistes initiales égale à  $v_{e0} = 50 c_{sq}$ , la figure (Fig. 2.12) 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.

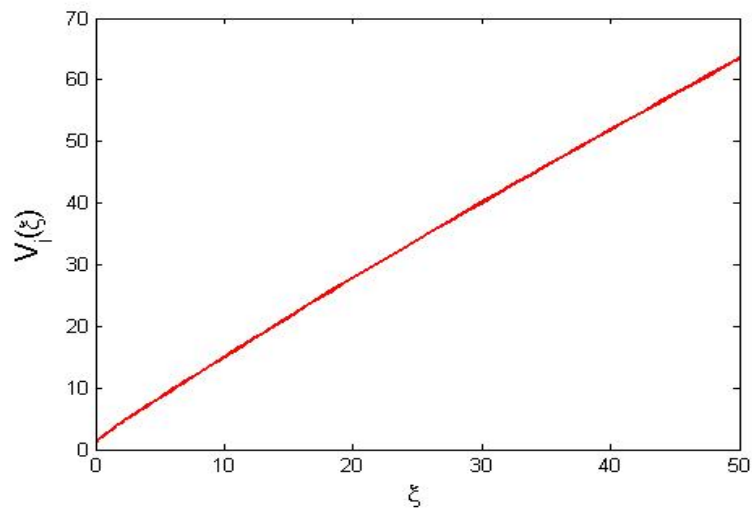


FIGURE 2.12 – Profils de la vitesse normalisée en fonction de la variable  $\xi$ . Avec  $n_0 = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  et  $V_{e0}/C = 5.10^{-2}$ .



# Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans ce travail à l'étude de l'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.

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 inclus dans l'équation de mouvement des électrons.

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.



# Bibliographie

- [Aden92] M. Aden, E. Beyer, G. Herziger & H. Kunze. *Laser-induced vaporisation of a metal surface*. Journal of physics D : Applied physics, vol. 25, page 1, 1992. 7
- [Allen14] J. E. Allen & M. Perego. Phys. Plasmas, vol. 21, page 034504, 2014. 18
- [Baitin98] A. V. Baitin & K. M. Kuzanyan. J. Plasma Physics, vol. 59, page 83, 1998. 24
- [Boyd03] T. Boyd & J. Sanderson. *The Physics of Plasmas*. Cambridge University Press, 2003. 5
- [Bulanov09] S. V. Bulanov. Eur. Phys. J. Special Topics, vol. 175, page 165, 2009. 11
- [Cao07] L. F. Cao, I. Uschmann, F. Zamponi, T. Kämpfer, A. Fuhrmann, E. Förster, A. Holl, R. Redmer, S. Toilekis, T. Tschentscher & S. H. Glenzer. Laser Part. Beams, vol. 25, page 239, 2007. 26
- [Chan84] C. Chan. Phys. Fluids., vol. 27, page 266, 1984. 1
- [Cirisan10] M. Cirisan. Dynamique d'expansion de la plume du plasma formée lors d'un impact laser sur une surface métallique en milieu atmosphérique. Thèse de Doctorat, Université Bourgogne, 2010. 6, 8
- [Cracknell73] A. P. Cracknell & K. C. Wong. The fermi surface. Clarendon Press Oxford, 1973. 12
- [Crouseilles08] N. Crouseilles, P. A. Hervieux & G. Manfredi. Phys. Rev. B, vol. 78, page 155412, 2008. 24
- [Degond03] P. Degond, C. Parzani & M. H. Vignal. Math. Comput. Model., vol. 38, page 1093, 2003. 17

- [Djebli13] M. Djebli & W. M. Moslem. *Phys. Plasmas*, vol. 20, page 072702, 2013. 24, 26
- [Drake09] R. P. Drake. *Phys. Plasmas*, vol. 16, page 055501, 2009. 18
- [Fermous11] R. Fermous. Etude de l'expansion d'un plasma produit par ablation laser. Thèse de Magister, USTHB, 2011. 9
- [Fermous12] R. Fermous, D. Bennaceur-Doumaz & M. Djebli. *Phys. Lett. A*, vol. 376, page 500, 2012. 18, 19, 20
- [Fermous15] R. Fermous & M. Djebli. *Phys. Plasmas*, vol. 22, page 042107, 2015. 16
- [Fleishman13] G. D. Fleishman & I. N. Toptyg. *Electrodynamics and magnetic hydrodynamics of cosmic plasmas*. Springer, (New York), 2013. 12
- [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. 26
- [Gonoskov11] A. A. Gonoskov, A. V. Korzhimanov, A. V. Kim, M. Marklund & A. M. Sergeev. *Phys. Rev. E*, vol. 84, page 046403, 2011. 26
- [Gravel09] J. F. Gravel. Analyse chimique par ablation laser et caractérisation du plasma induit par laser. Thèse de Doctorat, université Laval QUÉBEC, 2009. 8
- [Grismayer06] T. Grismayer. Etude théorique et numérique de l'expansion d'un plasma créé par laser. Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2006. 6
- [Gupta14] D. N. Gupta, J. Kim, V. V. Kulagin & H. Suk. *Laser Phys. Lett.*, vol. 11, page 056003, 2014. 19
- [Gurevich66] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya & L. P. Pitaevskii. *Soviet Phys. JETP*, vol. 22, page 449, 1966. 20
- [Haas11] F. Haas. *Quantum plasmas : An hydrodynamic approach*. Springer, (New York), 2011. 12, 14, 24
- [Hansen13] K. Hansen. *Statistical physics of nanoparticles in the gas phase*. Springer, (New York), 2013. 15
- [Hecht05] E. Hecht. *optique 4 eme édition*, Adepfi University, 2005. 3
- [Huang13] Y. Huang, N. Wang, X. Tang & Y. Shi. *Phys. Plasmas*, vol. 20, page 11310, 2013. 23

- [Lunney98] J. G. Lunney & R. Jordan. *Appl. Surf. Sci.*, vol. 127, page 941, 1998. 6
- [Lyubarsky08] Y. Lyubarsky & M. Liverts. *Astrophys. J.*, vol. 682, page 1436, 2008. 12
- [Ma11] Y. Ma, S. Mao & J. Xue. *Phys. Plasmas*, vol. 18, page 102108, 2011. 26
- [Macchi13] A. Macchi, M. Borghesi & M. Passoni. *Rev. Mod. Phys.*, vol. 85, page 751, 2013. 13
- [Manfredi05] G. Manfredi. *Fields Inst. Commun.*, vol. 46, page 263, 2005. 12, 24, 26
- [Mola93] S. Mola, G. Manfredi & M. R. Feix. *J. Plasma Phys.*, vol. 50, page 145, 1993. 24
- [Mora05] P. Mora. *Phys. Rev. E*, vol. 72, page 056401, 2005. 17
- [Moslem12] W. M. Moslem. *Astrophys. Space Sci.*, vol. 342, page 351, 2012. 24
- [Niknam09] A. R. Niknam, M. Hashemzadeh & B. Shokri. *Phys. Plasmas*, vol. 16, page 033105, 2009. 12
- [Plyutto61] A. A. Plyutto. *Sov. Phys. JETP*, vol. 12, page 1106, 1961. 6
- [Rax05] J. M. Rax. *Physique des plasmas*. Dunod, Paris, 2005. 5
- [Sack87] Ch. Sack & H. Schamel. *Phys. Rep.*, vol. 156, page 311, 1987. 20
- [Shapiro83] S. L. Shapiro & S. A. Teukolsky. *Black holes, white dwarfs, and neutron stars : The physics of compact objects*. John Wiley & Sons, Inc, 1983. 12
- [Shukla11] P. K. Shukla, A. A. Mamun & D. A. Mendis. *Phys. Rev. E*, vol. 84, page 026405, 2011. 25
- [Singh90] R. K. Singh, O. W. Holland & J. Narayan. *J. Appl. Phys.*, vol. 68, page 233, 1990. 8
- [Smirnov01] B. M. Smirnov. *Physics of ionized gases*. Russian Academy of Sciences, 2001. 1, 12
- [Sylla13] F. Sylla, A. Flacco, S. Kahaly, M. Veltcheva, A. Lifschitz & V. Malka. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, page 085001, 2013. 12, 19, 26, 31
- [Tan07] X. Tan, D. Zhang, G. Liu Z. Li, Lili & R. Fan. *Physics Letters A.*, vol. 370, page 64, 2007. 8
- [weisse03] J. weisse. *La fusion nucléaire*. Presses Universitaires de France, [www.iter.org/](http://www.iter.org/), 2003. 3
- [Wever03] J. L. Wever, U. Feldman, A. N. Mostovych, J. F. Seely & D. Colombant. *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 74, page 5084, 2003. 6