

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République algérienne démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed Khider de Biskra

Faculté des Sciences Exactes,
Sciences Naturelles et de la Vie

Département de la matière

Référence:.....



جامعة محمد خيضر بسكرة

كلية العلوم الدقيقة وعلوم
و الحياة الطبيعة

قسم علوم المادة

المرجع:.....

Thèse présentée pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité : Physique Théorique et Photonique

Intitulé :

**Etude relativiste de l'absorption et de l'instabilité
dans les plasmas magnétisés dans le contexte de la
fusion thermonucléaire magnéto-inertielle**

Présentée par :Malim Roumaissa

Dirigée par Pr. Abdelaziz Sid (Univ. Batna 1) et Pr. Mustafà MOUMNI (Univ. Batna 1)

Soutenue le 07/11/2024

Membres de Jury :

Soltani Mohamed Toufik,	Professeur,	Université de Biskra,	Président
Mustafa Moumni,	Professeur,	Université de batna 1,	Rapporteur
Abdelaziz Sid,	Professeur,	Université de Batna 1,	Co-rapporteur
Mokhtar Falek,	Professur,	Université Khenchela,	Examineur
Mourad baàzouzi,	MCA,	Université de Biskra	Examineur

Remerciements

Merci aux superviseurs, Pr. **Abdelaziz SID** et Pr. **Mustapha MOUMNI** et Dr. **Ousama Boulatif**, pour votre patience, vos conseils et votre soutien. J'ai grandement bénéficié de votre richesse de connaissances et de votre précision rédactionnelle. Je suis très reconnaissante que vous m'ayez acceptée comme étudiante et que vous ayez continué à croire en moi au fil des années.

Je tiens également à remercier les membres de mon comité pour leurs efforts et leurs contributions en acceptant la discussion de mon travail aux professeurs : Mohamed **Toufik Soltani**, **Falek Mukhtar**, **Mourad baàzouzi**.

J'exprime également ma profonde gratitude à mes amis, ma famille et mes collègues pour leur temps, leurs conseils et leur soutien moral.

Cette étude est dédiée de tout cœur à mes chers parents, qui ont été ma source d'inspiration et m'ont donné de la force lorsque je pensais abandonner. Ils ont continuellement apporté leur soutien moral, spirituel, émotionnel et financier. À mes sœurs : Zineb Amina Kawther et Salsabil, frère : Youssef, proches, mentor, amis et camarades de classe qui ont partagé leurs mots de conseils et d'encouragement pour mener à bien cette étude.

Table des matières

Table des matières	xii
Notations et abréviations	xiii
Liste des figures	xvi
Introduction générale	1

Chapitre I : Interactions laser-plasma

1.1 Introduction	7
I.2 Fondamentaux de l'interaction laser-plasma	9
I.3 Processus d'ionisation	13
I.3.1 Ionisation multi photonique	15
I.3.2 Ionisation tunnel	17
I.4 Mécanismes d'absorption	19
I.4.1 L'absorption collisionnelle ou par Bremsstrahlung inverse	20
I.4.2 L'absorption résonnante	23
I.4.3 L'absorption de résonance peu résonante (effet Brunel)	24
I.5 Force pondéromotrice	24
I.6 Les instabilités paramétriques	26
I.6.1 Instabilité de la diffusion Brillouin stimulée (DBS)	26

I.6.2 Instabilité de la diffusion Raman stimulée (DRS)	28
I.6.3 Instabilité de filamentation	30
Conclusion	32

Chapitre II : Théorie cinétique des plasmas

II.1 Introduction	33
II.2 Le théorème de Liouville	33
II.2.1 La densité dans l'espace des phases	34
II.2.2 L'équation d'évolution de $f(\vec{q}, \vec{p}, t)$	36
II.2.2 L'équation d'évolution de $f(\vec{q}, \vec{p}, t)$	37
II.2.4 Application aux plasmas	39
II.3 Système d'équations de BBGK	39
II.3.1 L'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$	41
II.3.2 L'équation de l'évolution de la fonction de distribution double	42

II.4 Les équations cinétiques d'un gaz pur	42
II.4.1 Equation de Boltzmann	42
II.4.2 Equation de Vlasov	43
II.4.3 Modèle de BGK (Bhatnagar,Gross, Krook) de collisions	44
II.4.4 Modèle de collisions du type de Fokker-Planck	45
II.4.5 Modèle de Landau	46
II.4.6 Operateur de collision électron-ion	47
Conclusion	49

Chapitre III : Etude de l'absorption non linéaire par

Bremsstrahlung inverse dans les plasmas magnétisés

III.1 Introduction	51
III.2 La fonction de distribution du plasma magnétisé chauffé par impulsion laser	52

	53
III.2.1 Présentation de l'équation	
III.3 La séparation des échelles de temps	55
III.3.1 Projection de l'équation Fokker-Planck relativiste haute fréquence sur les harmoniques sphériques et les polynômes de Legendre.	57
III.3.2 Projection de l'équation Fokker-Planck relativiste basse fréquence sur les harmoniques sphériques et les polynômes de Legendre.	59
III.3.2.1 L'équation de la fonction de distribution isotropie.	61
III.3.2.2 L'équation de la fonction de distribution anisotropies.	62
III.4 Calcul le taux d'absorption par Bremsstrahlung les plasmas magnétisé	63
III.5 Résultats et discussion	66
III.6 Instabilité de Weibel due au bremsstrahlung inverse	74
III.6.1 Instabilité de Weibel	74
III.6.2 Mécanisme physique	76
III.6.3 Analyse des modes Weibel dus au bremmstrahlung inverse	77
III.6.4 Taux d'instabilité	77
Conclusion	80

CONCLUSION GÉNÉRALE

BIBLIOGRAPHI

Notations et abréviations

ABI	Absorption par Bremsstrahlung Inverse
AC	Absorption collisionnelle
ADK	Ammosov, Delone, Krainov
AR	Absorption résonnante
BI	Bremsstrahlung inverse
BGK	Bhatnagar_Gross_Krook
BBGKY	Born_Bogolioubov_Green_Kirkwood_Yvo
DBS	Diffusion Brillouin Stimulée
DRS	Diffusion Raman Stimulée
D-T	Deutérium et tritium
D-D	Deutérium et deutérium
EFBR	Equation de Fokker-Planck relativiste
EFBRBF	Equation de Fokker-Planck relativiste basse fréquence
EFBRHF	Equation de Fokker-Planck relativiste haut fréquence
FCM	Fusion par Confinement Magnétique
FCI	Fusion par Confinement Inertiel
FMI	Fusion Magnéto inertiel
FIDMag	Fusion inertielle avec doublure magnétisée
IMC	Inversée à champ magnétique confiné
LNLA	Laboratoire national de Los Alamos
LRL	Laboratoire de recherche de l'armée de l'air
MAGO	Magnitnoye obzhatiye
OPE	Onde de plasma électronique
RETI	Réacteur expérimental thermonucléaire international

\vec{B}	Champ magnétique
\vec{B}_L	Champ magnétique de l'onde laser
\vec{B}_0	Champ magnétique d'origine extérieur
\vec{E}	Champ électrique
\vec{E}_L	Champ électrique de l'onde laser
e	Charge de l'électron
K_B	Constante de Boltzmann
n_e	Densité électronique
n_c	Densité critique
\vec{J}_e	Densité de courant électronique
τ	Durée De l'impulsion Laser
f_p	Force pondéromotrice
γ_L	Facteur relativiste de Lorentz
$f(p)$	Fonction de distribution
$K_B(\mu)$	Fonction de Bessel
$f^{(h)}$	Fonction de distribution haute fréquence
$f^{(s)}$	Fonction de distribution basse fréquence
f_M	Fonction de distribution de maxwell
ϑ_c	Fréquence de collision
ω_{ce}	Fréquence cyclotronique
ω_L	Fréquence Laser

I	L'intensité
λ_D	longueur de Debye
λ	Longueur d'onde
L_n	Longueur du gradient de densité électronique
C_{ee}	L'opérateur De Collision Electron- Electron
C_{ei}	L'opérateur De Collision Electron-Ion
ΔT	L'écart Isotropie du température
$\ln \Lambda$	Logarithme du coulombien .
m_i	Masse des ions
m_e	Masse de l'électron
dN_s	Nombre de particules
k	Nombre d'onde
ϵ_0	Permittivité du vide
$P_l(\mu)$	Polynômes de Legendre
$P_l^m(\mu)$	Polynômes de Legendre Associe
Y_l^m	Harmoniques sphériques
\vec{p}	Quantité de mouvement des électrons
T_e	Température électronique
A	Taux d'absorption
T_{\perp}	Température perpendiculaire
T_{\parallel}	Température parallèle
V_t	Vitesse thermique

Liste des figures

- Figure 1.1** Les différents états de la matière et ses énergies de transition de phase. 10
- Figure 1.2** Profils de densité et de température à un instant donné dans l'interaction d'un laser avec une cible solide. 13
- Figure 1.3** Champ laser E déformant le potentiel coulombien $V(r)$ d'un atome d'hydrogène, formant une barrière $V_0(r)$ à travers laquelle l'électron lié avec l'énergie d'ionisation peut tunneler dans l'approximation classique 19
- Figure 1.4** Illustration de la force pondéromotrice subie par un électron non relativiste initialement situé près du centre du faisceau dans un profil d'intensité laser variant spatialement. L'onde électromagnétique se propage dans la direction x . Le champ électrique du laser est supposé varier dans la direction y et dans le temps. 25
- Figure III.1** l'absorption avec l'intensité laser normalisée, $\frac{I}{I_0}$, au niveau de la couche critique. 67
- Figure III.2** taux de réduction de l'absorption avec l'intensité laser normalisée, $\frac{I}{I_0}$, au niveau de la couche critique 68
- Figure III.3** l'absorption en fonction du champ magnétique appliqué, B_0 , au niveau de la couche critique. 69
- Figure III.4** la réduction d'absorption en fonction du champ magnétique appliqué, B_0 , au niveau de la couche critique. 70

Figure III.5 l'absorption dû à l'effet non linéaire en augmentant la longueur d'onde du laser, λ , au niveau de la couche critique	71
Figure III.6 la réduction d'absorption en fonction de la longueur d'onde du laser, λ , au niveau de la couche critique.	72
Figure III.7 l'absorption en fonction la température des électrons, T_e , au niveau de la couche critique.	73
Figure III.8 la réduction d'absorption en fonction la température des électrons, T_e , au niveau de la couche critique.	74

Introduction Générale

La recherche en fusion thermonucléaire progresse actuellement à un rythme impressionnant. Un excellent exemple en est le développement et la construction du réacteur expérimental thermonucléaire international, RETI. Parmi les pièges magnétiques, le tokamak est en tête pour le confinement du plasma.

Les configurations magnétiques alternatives accusent un retard de plusieurs années en termes de recherche, mais leurs capacités potentielles n'excluent pas des applications futures. À cet égard, les questions liées au développement du concept d'un réacteur à fusion pour la production d'énergie industrielle et des installations de fusion pour la production d'isotopes médicaux, la génération de neutrons et la création de moteurs de fusée deviennent pertinentes. Parmi les moyens possibles de développer l'énergie de fusion future est la fusion magnétique inertielle (FMI) [1-5].

La fusion magnéto-inertielle (FMI), également appelée fusion à cible magnétisée, est une approche de la fusion qui combine le chauffage par compression de la fusion par confinement inertiel (FCI) avec le transport thermique réduit magnétiquement et le chauffage alpha amélioré magnétiquement de la fusion par confinement magnétique (FCM). Du point de vue de la FCM, la densité plus élevée, les temps de confinement plus courts et le chauffage par compression en tant que mécanisme de chauffage dominant réduisent l'impact des instabilités. Du point de vue de la FCI, les avantages principaux sont une réduction potentiellement d'ordres de grandeur du paramètre ρ_r difficile à atteindre (densité surfacique) et une réduction potentiellement significative des exigences de vitesse et des instabilités hydrodynamiques pour les générateurs de compression. En fait, l'allumage devient

théoriquement possible pour des valeurs de $\rho_r \leq 0.01\text{g/cm}^2$ jusqu'à des valeurs $\rho_r \sim 1\text{g/cm}^2$, et comme dans la FCM, B_r plutôt que ρ_r devient le facteur de mérite clé pour l'allumage en raison du dépôt alpha amélioré. Dans l'espace paramétrique de ρ_r inférieur, la FMI exploite des vitesses d'implosion plus faibles (2-100 km/s, comparées à la valeur minimale de 350-400 km/s pour la FCI), permettant l'utilisation de générateurs de puissance pulsée beaucoup plus efficaces ($\eta \geq 0.3$). À l'extrémité la plus élevée (c'est-à-dire FCI) de la plage de valeurs de ρ_r , il est théoriquement possible d'obtenir à la fois un gain plus élevé G à une vitesse d'implosion donnée et une vitesse d'implosion plus faible avec des instabilités hydrodynamiques réduites. Pour éviter toute confusion, il faut souligner que la formule bien connue de la fraction de combustion de la FCI conventionnelle ne s'applique pas aux schémas de FMI à ρ_r inférieur « à entraînement de revêtement », car c'est la masse beaucoup plus importante et le ρ_r du revêtement (et non celui du combustible brûlant) qui détermine le « temps de séjour » et la fraction de combustion du combustible. Dans tous les cas, les approches de la FMI cherchent à satisfaire ou dépasser la figure de mérite de l'énergie de fusion inertielle (EFI) $\eta G \sim 7 - 10$ requise dans une installation économique avec une fraction de puissance de recirculation raisonnable. Un grand avantage de la FMI est en effet son espace paramétrique extrêmement large, ce qui lui confère une grande polyvalence pour surmonter les difficultés de mise en œuvre ou de technologie.

Les États-Unis sont un leader mondial dans la recherche sur la fusion inertielle magnétisée (FMI)

Au cours des dix dernières années, des progrès substantiels et un intérêt croissant ont été enregistrés dans la recherche et les concepts liés à la FMI. Une équipe dirigée par le Laboratoire national de Los Alamos (LNLA) et le Laboratoire de recherche de l'armée de l'air (LRLL) a étudié la compression de gaines solides de plasmas à configuration inversée à champ magnétique confiné (IMC) pour atteindre des températures de plusieurs kilovolts [6-8]. L'Université de Rochester a introduit des champs magnétiques initiaux au centre des cibles à l'installation laser OMEGA, comprimant ces champs en faisant imploser une gaine avec le laser OMEGA. Ils ont obtenu des

valeurs record de champ magnétique et ont démontré des augmentations des rendements en neutrons [9-12]. Sandia développe fusion inertielle avec doublure magnétisée (FIDMag), dans laquelle une gaine de béryllium entraînée magnétiquement, implosée par la machine-Z, comprime adiabatiquement un plasma cible DT magnétisé préchauffé au laser [13-16]. Lors de la toute première série d'essais intégrés FIDMag de l'année dernière, $> 10^{11} - 10^{12}$ neutrons DD ont été observés, indiquant une amélioration significative des performances de la cible grâce à la présence de carburant préchauffé et magnétisé dans la cible [17]. Les expériences ont également montré un rapport DT /DD significatif ($\sim 10^{-2}$) à partir d'un carburant pur D_2 , indiquant la magnétisation des tritons produits par fusion DD [18] avec un produit $B * R$ estimé à 0,4 MG-cm (qui a également été déduit séparément à partir des mesures de temps de vol des neutrons DT). LNLA dirige également une équipe qui explore un concept à distance utilisant un ensemble sphériquement convergent de jets de plasma entraînés par canon pour réaliser l'assemblage et l'implosion d'une doublure de plasma sans avoir besoin de détruire des doublures matérielles ou des lignes de transmission à chaque tir [19-22]. Une entreprise privée, Fusion générale (FG) au Canada, avec de nombreux Américains travaillant pour elle, développe une source de plasma compacte à toroïde fusionnant et envisage des pilotes acoustiques tirés de manière répétée qui entraîneraient une compression de doublure liquide d'une cible magnétisée.

Une grande partie du travail actuel sur la FMI peut être attribuée, au moins en partie, au travail sur les doublures implosives pour la fusion contrôlée à l'Institut de l'énergie atomique Kurchatov, sous la direction d'E. P. Velikhov, vers 1970 [23]. Cela a inspiré le projet Linus au laboratoire de recherche navale [24], puis le projet Fast-Liner à Los Alamos [25]. En Russie, la FMI a pris la forme de magnitnoye obzhatiye, ou compression magnétique (MAGO), révélée pour la première fois par des scientifiques russes à la fin de la guerre froide [26-28], et a été travaillée en collaboration avec des expériences à LNLA [29]. Actuellement, les États-Unis détiennent clairement le leadership mondial dans la recherche sur la FMI, mais des efforts naissants dans ce

domaine sont également en cours en Chine et en France. La Russie a également déclaré qu'elle construisait une installation de puissance pulsée à deux fois le courant actuel (~ 50 MA) et quatre fois l'énergie fournie à la charge par rapport à Z pour explorer les concepts de FMI. Ces approches couvrent des échelles de temps d'implosion allant de la ns à des centaines de μs et présentent des problèmes de "physique de la cible" substantiellement différents.

L'invention de lasers haute puissance avec des intensités approchant $I_0 = m_e^2 c^3 \epsilon_0 \omega_L^2 / e^2$, ainsi que leur utilisation dans divers domaines de la science et de la technologie, rend la méthode linéaire insuffisante pour décrire avec précision les interactions laser-plasma. Il est important de noter qu'à $\omega_L = 1.8 \times 10^{18} s^{-1}$ correspondant à l'harmonique fondamentale du laser, $I_0 \cong 2.4 \times 10^{18} \frac{W}{cm^2}$. À de telles intensités élevées, le champ électrique du laser est comparable au champ atomique, entraînant des changements dans le plasma et sa permittivité diélectrique, devenant une fonction de l'intensité de l'impulsion laser [30-32]. Dans de telles situations, un traitement non linéaire est nécessaire.

L'étude de l'absorption non linéaire inverse du bremsstrahlung a été réalisée pour la première fois par A. Bruce Langdon [33] en utilisant l'équation cinétique de Vlasov. Cette étude a démontré que l'interaction du plasma avec une onde électromagnétique intense conduit à un plasma riche en électrons chauds. Dans la référence [33], la fonction de distribution isotrope a été calculée comme une super-Maxwellienne dépendant de l'intensité du laser, entraînant une réduction du taux d'absorption. Cette réduction a été calculée de manière plus explicite dans les références [34].

Notre étude vise à enquêter sur l'absorption non linéaire inverse du bremsstrahlung dans un plasma magnétisé, chauffé par une impulsion laser, en raison de l'anisotropie dans l'espace des impulsions. Cette anisotropie est expliquée par le chauffage préférentiel du plasma dans la direction du champ électrique du laser. L'étude trouve son application dans l'interaction d'un plasma magnétisé avec des ondes électromagnétiques intenses, en particulier dans les expériences

de fusion contrôlée, notamment dans les expériences de fusion magnéto inertielle (FMI) qui représentent des approches prometteuses de la fusion contrôlée.

Notre étude vise à étudier l'absorption de bremsstrahlung inverse non linéaire dans le plasma magnétisé, dans le cadre de la fusion magnétique inertielle. L'objectif principal est de calculer explicitement le coefficient d'absorption en fonction du paramètre de l'onde électromagnétique en utilisant une approche cinétique, pour cela :

- En premier, nous cherchons à modéliser la propagation d'une impulsion laser à travers un plasma de collision magnétisé en régime relativiste. Nous considérons un plasma inhomogène chauffé par une onde laser polarisée circulairement en présence d'un champ magnétique axial. Pour cela, nous utilisons l'équation de l'équation de Fokker-Planck (F-P) pour décrire les plasmas collisionnels et magnétisés, en incorporant un terme de collision de Crook amélioré. Ce terme tient compte des valeurs propres de l'opérateur de collision de Landau et de l'effet relativiste.
- En second, nous posons l'hypothèse que la fonction de distribution se compose de deux contributions : une distribution oscillatoire rapide, $f^{(h)}$, qui suit la variation temporelle de l'onde laser, et une distribution quasi-stationnaire, $f^{(s)}$, qui présente une variation lente des paramètres hydrodynamiques du plasma. Les équations associées à $f^{(h)}$ et $f^{(s)}$ nous permettent de calculer toutes les composantes de la fonction de distribution pour un plasma magnétisé chauffé par une impulsion laser.
- Enfin, nous effectuons le calcul explicite du taux d'absorption en fonction des paramètres de l'impulsion laser, du plasma et du champ magnétique appliqué.

Le présent travail est organisé comme suit :

Le premier chapitre a été consacré à une étude de l'interaction entre laser et plasma dont le principe est qu'un rayonnement laser, direct ou indirect, irradie la surface cible et la transforme en un temps bien plus court que la durée de l'impulsion sur la cible. Surface entièrement ionisée. Plasma chaud.

Ce plasma subit une expansion rapide dans le vide, ce qui, par inertie, provoque la propagation de l'onde de choc vers le centre de la cible. En conséquence, l'impulsion laser interagira avec le plasma en expansion, en se concentrant sur les modes d'absorption de l'énergie laser, c'est-à-dire l'absorption collisionnelle et l'absorption résonante. Dans le deuxième chapitre, nous avons entrepris une analyse approfondie de l'approche cinétique des plasmas et de ses équations. Nous avons initié cette étude en nous basant sur la théorie de Liouville, qui nous permet de décrire le comportement dynamique d'un système de N particules en interaction. En partant de l'équation de Liouville, nous avons établi un système infini d'équations couplées, chacune décrivant l'évolution d'une fonction de distribution. Ce système est connu sous le nom de système Bogoliubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon (B.B.G.K.Y). En suivant la trajectoire du système BBGKY, nous avons pu formuler les équations cinétiques fondamentales, notamment l'équation de Boltzmann, l'équation de Vlasov, et l'équation de Fokker-Planck, qui constitue la base de notre travail.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté le modèle théorique utilisé, basé sur l'équation de Fokker-Planck. Nous considérons que le plasma est inhomogène en présence d'un champ magnétique externe. Nous calculons la première composante de la fonction de distribution électronique haute et basse fréquence projetée sur les harmoniques sphériques à partir de l'équation de Fokker-Planck. Le deuxième paragraphe était consacré au calcul de l'absorption à partir des résultats du premier paragraphe. Nous présentons ensuite les résultats numériques de notre étude, montrant l'effet de différents paramètres sur l'absorption. Enfin, nous proposons une conclusion et une discussion des résultats obtenus.

Chapitre I :

Interactions laser - plasma

I.1 Introduction :

Ces dernières années, les technologies basées sur le laser sont devenues importantes, voire dominantes, dans des applications industrielles telles que le soudage ou la découpe. De nouvelles possibilités de traitement des matériaux au laser, d'innovation et de progrès sont encore en cours et très stimulantes. L'analyse basée sur le laser [34], la spectroscopie [35] et la métrologie [36] sont des méthodes bien connues et établies. Pour ce domaine de recherche, un certain nombre de revues, de livres et d'autres publications ont été publiés afin de donner des descriptions détaillées de la physique basée sur le laser [37]. Le vaste domaine du traitement des matériaux au laser [38, 39] est encore en pleine évolution. Les lasers et les plasmas ont des propriétés uniques qui offrent une multitude d'applications à travers leurs interactions. Il existe actuellement plusieurs approches différentes des phénomènes physiques de base impliqués dans les interactions laser-plasma. L'interaction entre le rayonnement laser et le plasma peut être d'abord décrite en termes de processus résonants et non résonants. L'interaction résonante exige soit que l'énergie des photons corresponde à une transition précise entre deux niveaux d'énergie d'un atome ou d'une molécule de plasma, soit que la fréquence du laser soit égale à la fréquence du plasma, une situation connue sous le nom "d'absorption résonante". Le processus non résonant est caractérisé par l'interaction du rayonnement laser électromagnétique avec les charges libres dans le plasma. Les électrons interagissent essentiellement avec le rayonnement laser en raison de leur mobilité nettement supérieure par rapport aux ions. Une autre classification commence par la durée des impulsions laser impliquées dans les processus d'interaction. Dans le cas de la génération et du chauffage largement étudiés des plasmas par des impulsions typiquement nanosecondes,

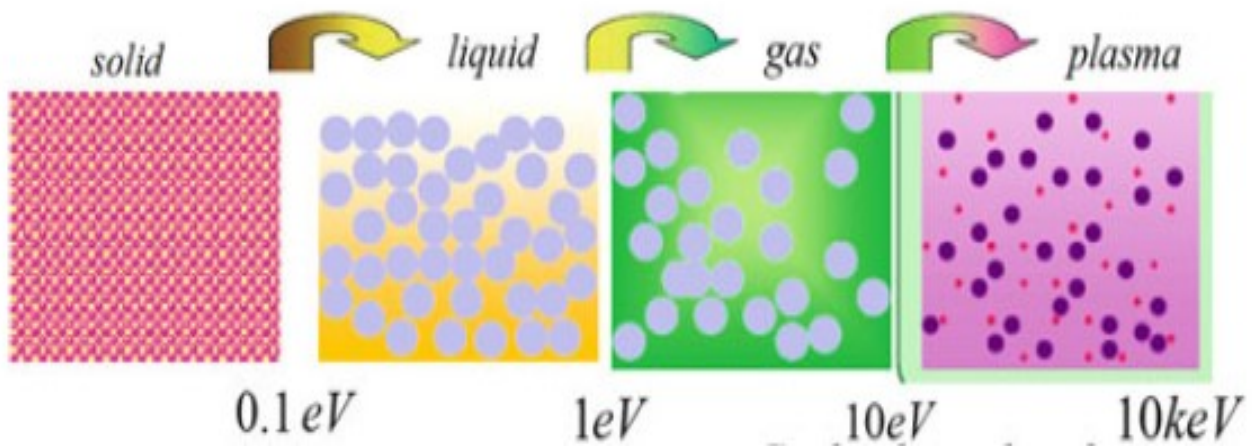
l'interaction du rayonnement laser avec le plasma se produit dans des gradients de densité avec une longueur d'échelle de dizaines ou de Centaines de longueurs d'onde laser. En revanche, avec des impulsions laser très courtes de l'ordre du picoseconde et du femtoseconde et des intensités plus élevées, les gradients de densité deviennent extrêmement abrupts. Il est donc possible d'étudier l'interaction du rayonnement laser avec une discontinuité de densité allant du vide à un solide sur une distance qui est courte par rapport à la longueur d'onde optique. Le couplage du rayonnement laser de haute intensité aux plasmas fait l'objet d'investigations expérimentales réfléchies depuis de nombreuses années. Des expériences dédiées se sont concentrées sur la mesure d'un large éventail de phénomènes, tels que :

1. Absorption résonante et collisionnelle
2. Filamentation
3. Modification du profil de densité et de la distribution des particules
4. Croissance et saturation de diverses instabilités paramétriques

Ces phénomènes dépendent à la fois des caractéristiques du rayonnement laser (intensité, longueur d'onde et durée d'impulsion) et des propriétés du plasma (densité, température, vitesses). Le couplage efficace de l'énergie du faisceau laser à une cible donnée est essentiel pour la recherche fondamentale et appliquée sur l'interaction laser-matière. Ainsi, le faisceau laser intense peut entraîner des instabilités paramétriques qui dispersent le rayonnement laser principalement dans la direction opposée, entraînant une perte d'énergie laser incidente sur la cible. Nous avons rassemblé dans ce chapitre quelques résultats récents et tendances de développement dans le domaine des interactions laser-plasma liées au traitement des matériaux, et avons organisé la prochaine vue d'ensemble en sections traitant des phénomènes de base dans le domaine et des processus spécifiques dans les interactions du plasma avec des impulsions laser nano- et femtosecondes, respectivement.

I.2 Fundamentals of Laser-Plasma Interaction :

Notre attention se portera sur les processus physiques se déroulant dans le plasma laser produit sur des cibles solides en vide. L'intérêt pour ces processus réside dans le fait que le chauffage d'une cible solide dans ces conditions fournit la plus haute densité et température de plasma. Considérons les étapes de base (voir Fig.I.1) dans le processus d'interaction du rayonnement laser avec des cibles opaques et le plasma produit sur celles-ci [40]. Tout d'abord, le rayonnement interagit avec un solide, chauffant sa surface à une température à laquelle un vaporisateur transparent de faible densité, composé d'atomes neutres de la substance cible, se forme. Le chauffage de la surface à une haute température prend un certain temps variant avec les taux de fourniture d'énergie à la surface pendant l'absorption du rayonnement et le transport de chaleur dans le volume de la cible en raison de la conduction de chaleur. La formation d'un vaporisateur transparent est suivie du développement d'une avalanche d'électrons conduisant à la rupture du vaporisateur. Les électrons initiaux, qui peuvent être produits, par exemple, par absorption multiphotonique, oscillent sous l'influence du champ électrique d'une onde lumineuse laser et entrent en collision avec les atomes, acquérant une énergie de mouvement aléatoire. Dès que l'énergie d'un électron devient égale au potentiel d'ionisation d'un atome, une collision entre eux engendre un nouvel électron. Les nouveaux électrons produisent la génération suivante d'électrons de manière similaire, et le cycle se répète. L'augmentation de la concentration électronique obéit à la loi exponentielle



Énergie de transition de phase

Barrière nucléaire coulombienne

FIG. I.1. Les différents états de la matière et ses énergies de transition de phase

Grâce à ce processus, un plasma est produit à la surface de la cible, qui commence à absorber intensivement le rayonnement laser. Ce moment peut être considéré comme le début de l'interaction du rayonnement avec le plasma. La nature de l'interaction dépend de la densité du faisceau lumineux de chauffage et de la durée de l'impulsion laser. Dans le cas limite de densités de faisceau très élevées, la formation du plasma peut être considérée comme se produisant à l'avant de l'impulsion. Si une impulsion laser est courte, le plasma est supposé être calme et chauffé uniquement via le mécanisme de conduction de chaleur. Dans le cas d'une impulsion longue, on analyse généralement le processus stationnaire d'écoulement du plasma hors de la surface de la cible. Chauffage et évaporation de la cible par rayonnement laser. Le plasma est le quatrième état fondamental de la matière. C'est un gaz d'ions et d'électrons couplé à des champs électriques et magnétiques auto-cohérents où les électrons libres filtrent le potentiel coulombien des ions par leur propre potentiel coulombien. Le plasma présente un comportement collectif, et si une force (par exemple un laser) déplace un groupe de particules, le déplacement sera ressenti par l'ensemble du plasma à travers le transfert d'énergie par des champs auto-cohérents. Comme les ions sont ionisés à des degrés différents, le nombre d'électrons libres dans le plasma est supérieur au nombre d'ions. Les champs électriques et magnétiques induits par les

particules chargées en mouvement affectent leur mouvement. La longueur de Debye, λ_D , est définie comme la longueur caractéristique d'un écran de charge dans un plasma. C'est la distance à laquelle le potentiel coulombien créé par un ion ou un électron est filtré par les électrons et les ions du plasma. La sphère de Debye est un volume dont le rayon est λ_D .

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B \epsilon_0 T_e}{n_e e^2}}. \quad (\text{I.1})$$

Ici, ϵ_0 est la permittivité du vide, k_B est la constante de Boltzmann, e est la charge élémentaire, T_e et n_e sont respectivement la température et la densité des électrons. Le paramètre de plasma, communément défini comme le rapport entre les énergies potentielles et cinétiques des électrons, est lié au nombre d'électrons à l'intérieur de la sphère de Debye ayant un volume $V_D = \frac{3}{4} \pi \lambda_D^3$. Nous avons :

$$g = \frac{U}{K T_e} = \frac{1}{n_e \lambda_D^3} \quad (\text{I.2})$$

Pour $K T_e \gg U$ ($g \ll 1$), un grand nombre d'électrons se trouvent à l'intérieur de la sphère de Debye et les interactions collectives dominent les collisions binaires au sein du plasma. La forme la plus courante d'interactions collectives est représentée par les oscillations plasma. Une perturbation due à un fort champ électrostatique initie une décroissance locale de la neutralité et incite les électrons à rétablir la neutralité, provoquant des oscillations autour de leurs positions d'équilibre. La fréquence plasma caractéristique est déterminée par la longueur de Debye et la vitesse thermique des électrons v_e .

$$\omega_p = \frac{v_e}{\lambda_D} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m}} \quad (\text{I.3})$$

Où m est la masse de l'électron. Les oscillations de fréquence angulaire $\omega < \omega_p$ ne peuvent pas se propager dans le plasma en raison de la réponse rapide des électrons qui neutralise le champ électrostatique. Pour les plasmas excités par un rayonnement de fréquence angulaire ω , la densité électronique pour laquelle $\omega_p = \omega$ est appelée densité critique n_{crit} représenté typiquement sur la

figure (I.2). Ensuite, une forte réflexion et absorption se produisent dans la feuille de plasma proche de la zone de densité critique. Le faisceau laser peut se propager uniquement dans une zone de densité électronique inférieure ou égale à la densité critique, dépendant de la longueur d'onde du laser λ_L . La région de densité inférieure à la densité critique est appelée couronne ou plasma sous-dense (sous-critique). Dans cette région, le plasma est caractérisé par une température élevée ($\sim 1 \text{ KeV}$) et une densité relativement faible ($< 0.01 \text{ g/cm}^3$). C'est dans cette plage que se déroule l'interaction entre l'onde laser et le plasma. Le plasma chauffé subit ensuite une expansion rapide dans le vide.

Au-delà de la densité critique, l'énergie est principalement transportée par conduction thermique électronique vers la surface d'ablation, où l'évaporation se poursuit. Cette région (zone II = zone de conduction) est caractérisée par une pression élevée résultant de la combinaison d'une densité élevée ($0.01 - 0.2 \text{ g/cm}^3$) et d'une température élevée ($30 - 1000 \text{ eV}$). La surpression est ainsi transmise à la cible, générant une onde de choc. On distingue encore deux zones : une région de densité très élevée ($10 \rho_0$) et d'une température faible ($1 - 30 \text{ eV}$), correspondant au solide comprimé par le choc (zone III), et éventuellement une zone interne non perturbée.

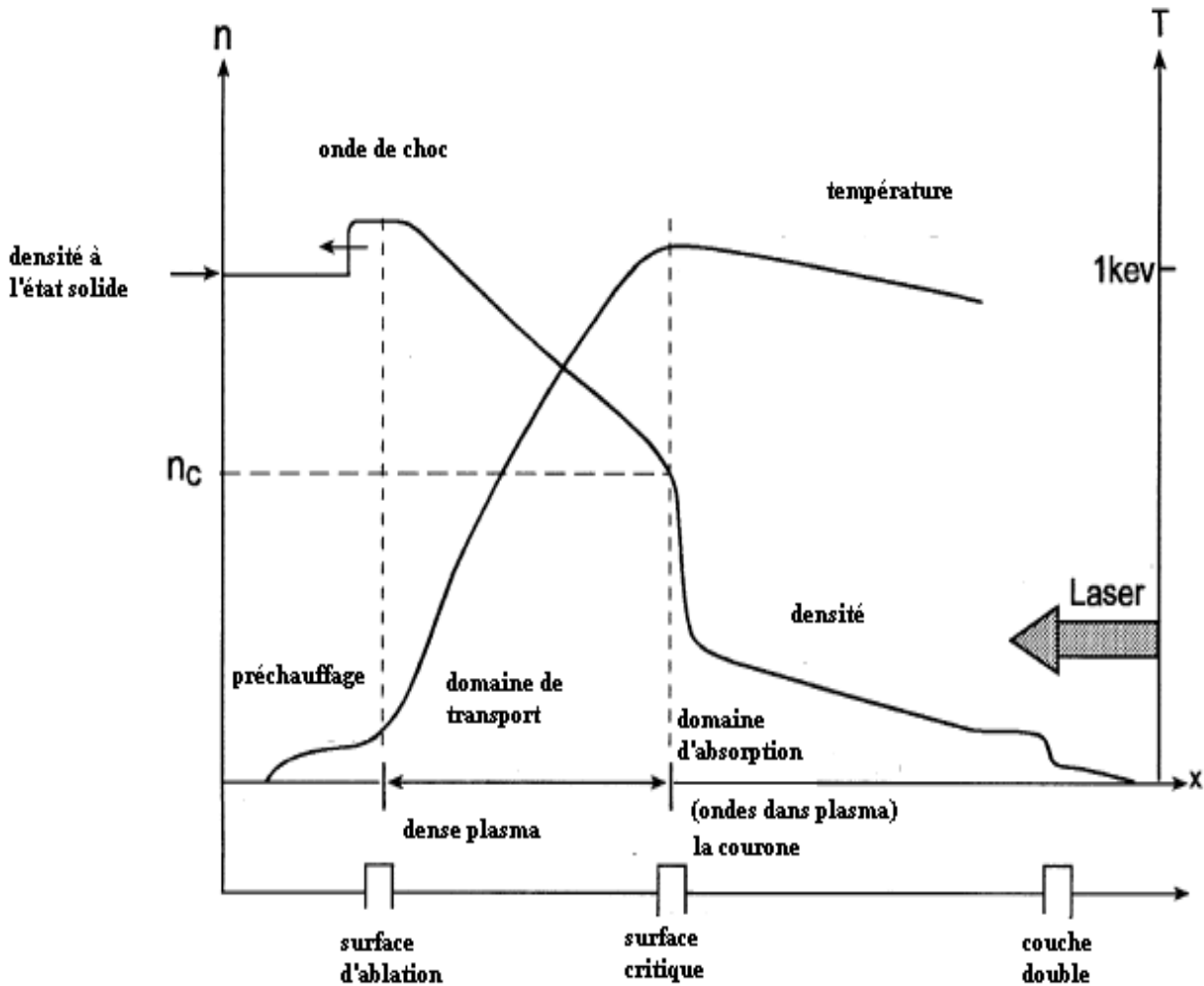


FIG.I.2. Profils de densité et de température à un instant donné dans l'interaction d'un laser avec une cible solide.

I.3 Processus d'ionisation :

Bien que les plasmas soient des matériaux ionisés, le processus d'ionisation n'est généralement pas une considération primaire dans les phénomènes liés aux plasmas. Cela est souvent justifié, car le processus d'ionisation se produit généralement sur une échelle de temps plus petite que celle pertinente pour les ondes plasma et les instabilités, qui sont l'objet de nombreuses études sur les plasmas. Cependant, il existe des cas où l'ionisation est essentielle, par exemple lorsque la distribution des électrons produits par l'ionisation est importante et ne peut pas être supposée, ou lorsque les

échelles de temps sont petites, comme celles pertinentes pour les impulsions laser femtosecondes. Le processus par lequel un matériau neutre passe à l'état de plasma peut donc faire partie intégrante des interactions laser-plasma, et il est également difficile à modéliser correctement. Le mécanisme d'ionisation dans le champ laser diffère en fonction de la température, de la densité et du niveau d'ionisation dans le plasma, ainsi que de l'intensité du champ laser incident. Nous pourrions initialement décrire le processus d'ionisation comme des photons absorbés par un électron lié à l'intérieur d'un atome via l'effet photoélectrique. Cependant, si le champ électrique est assez fort, nous pouvons nous attendre à ce que les niveaux d'énergie à l'intérieur de l'atome soient déplacés via l'effet Stark [41], ce qui affecterait l'énergie photonique requise pour l'ionisation. La difficulté de modéliser cela augmente lorsqu'on considère que le champ varie dans le temps. De plus, il n'est pas clair initialement comment l'effet photoélectrique s'applique lorsque l'on considère l'énergie d'un photon dans un laser typique ; par exemple, le National Ignition Facility utilise son laser à environ $\sim 0.35 \mu\text{m}$ avec des cibles en polymère et atteint une ionisation complète [42]. Le premier niveau d'ionisation du carbone a une énergie de liaison de 11.26 eV , mais un seul photon d'un laser de $0.35 \mu\text{m}$ a une énergie $E = \hbar\omega = 3.55 \text{ eV}$. Enfin, lorsque le matériau neutre a subi une ionisation, les électrons ajoutés au système peuvent provoquer une ionisation ultérieure par collision de Coulomb avec les électrons liés. Cette analyse qualitative simple suggère que le processus par lequel un matériau neutre devient un plasma est un processus hautement complexe et non linéaire.

En considérant que les collisions augmentent la complexité d'un modèle d'ionisation, car les électrons ionisés par un champ électrique peuvent participer à des collisions coulombiennes avec des électrons liés, pouvant entraîner une ionisation supplémentaire. Cependant, l'impact électron-électron ne conduit pas nécessairement à une ionisation ou même à une excitation ; il peut résulter en une désexcitation de l'électron lié avec l'émission de photons. Cela peut également entraîner la désexcitation de l'électron libre, ce qui peut conduire à une recombinaison. Cela peut également se produire si l'électron incident subit une émission spontanée. Ces deux effets contribueront à réduire

le niveau d'ionisation d'un plasma. Par conséquent, tout modèle d'ionisation collisionnelle devrait idéalement inclure tous ces effets.

I.3.1 Ionisation multi-photonique

L'ionisation laser se produit comme un processus multi-photonique par l'absorption simultanée de deux photons ou plus via des états virtuels dans un milieu. Ce processus nécessite un flux de photons élevé provenant de lasers pulsés. Les électrons liés peuvent absorber plusieurs photons laser simultanément pour exciter l'atome à des niveaux d'énergie élevés ou même pour surmonter le potentiel d'ionisation.

En 1965, Keldysh a dérivé des formules décrivant l'ionisation de champ pour un atome d'hydrogène dans le régime basse fréquence où l'énergie des photons est inférieure à l'énergie de liaison ou à l'énergie d'ionisation de l'électron [43]. Selon la théorie de Keldysh, le taux d'ionisation de transition directe de l'état fondamental à un état libre est donné par :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{\hbar}} \omega \left(\frac{e^2 E^2}{8 m_e \omega^2 \varepsilon} \right)^{\left\lfloor \frac{\xi}{\hbar\omega} + 1 \right\rfloor} \exp\left(2 \left\lfloor \frac{\xi}{\hbar\omega} + 1 \right\rfloor - \frac{\xi}{\hbar\omega}\right) \Phi\left(\sqrt{2 \left\lfloor \frac{\xi}{\hbar\omega} + 1 \right\rfloor - \frac{2\xi}{\hbar\omega}}\right) \quad (\text{I.4})$$

$$\Phi(z) = \int \exp(y^2 - z^2) dy \quad (\text{I.5})$$

Avec :

$\xi = \varepsilon(1 + \gamma^2/2)$: est l'énergie d'ionisation efficace.

$\gamma = \omega \sqrt{\frac{2 m_e \varepsilon}{e E}}$: Paramètre d'adiabaticité de Keldysh [44].

$\left\lfloor \frac{\xi}{\hbar\omega} + 1 \right\rfloor$: est le nombre minimum de photons d'énergie $\hbar\omega$ nécessaire pour ioniser un électron avec l'énergie d'ionisation efficace.

Où ε est l'énergie d'ionisation, ω est la fréquence du champ électrique.

Cette mise à l'échelle est en fait caractéristique de l'absorption multiphotonique [41]. Ce phénomène permet l'ionisation lorsque $\hbar\omega < \xi$. L'expression multiphoton est légèrement trompeuse dans la mesure où il n'est pas tout à fait exact de dire que plusieurs photons sont absorbés simultanément. L'ionisation multi-photonique se produit lorsqu'un électron absorbe un photon qui n'a pas suffisamment d'énergie pour provoquer une ionisation ou une excitation vers un état d'énergie plus élevé. Plutôt que de réémettre immédiatement le photon, l'électron peut exister dans un état d'énergie virtuelle. Ces états énergétiques existent en raison de l'incertitude quantique et le temps pendant lequel l'électron peut exister dans cet état virtuel est donné par $\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E}$. Si d'autres photons sont absorbés avant que l'état virtuel ne se désintègre, il est alors possible que l'électron ait absorbé suffisamment d'énergie pour l'ionisation. Nous nous appuyons sur le coefficient de Keldysh pour comparer les effets relatifs de l'énergie photonique et de l'intensité laser. Ces coefficients représentent une comparaison directe entre l'ionisation par absorption multi-photonique et l'ionisation par distorsion des niveaux d'énergie atomique, ce qui conduit à une diminution de l'énergie d'ionisation. Un modèle pour les particules de type hydrogène est représenté dans l'équation (I.4). Cependant, cette représentation est trop complexe et s'applique de manière limitée à l'hydrogène sans autre correction [43]. Nous utilisons donc plutôt un taux d'ionisation multi-photonique basé sur une section efficace d'absorption multi-photonique [42] où E est l'intensité du champ électrique auto-cohérent au niveau de la particule donnée en unités atomiques.

$$W_{Multi} = \sigma^{(K)} \left(\frac{cE^2}{8\pi\omega} \right) \quad (I.6)$$

Ici $\sigma^{(K)}$ est la section efficace multi-photons généralisée qui dépend de la fréquence et de la polarisation du laser ainsi que du nombre de photons absorbés et des niveaux d'énergie de l'atome. Les expressions analytiques de la section efficace ne sont disponibles que pour les atomes d'hydrogène. Pour les atomes complexes, les sections efficaces doivent être déterminées expérimentalement ou autrement approchées [42]. Idéalement, la section efficace serait déterminée

expérimentalement pour chaque atome, mais comme ces données sont limitées, nous utilisons l'approximation semi-empirique ci-dessous par Ammosov. [42] Il a été introduit dans les unités atomiques Hartree pour ioniser les photons K d'une série générale d'états excités de type hydrogène, connus sous le nom d'états de Rydberg, qui constituent une approximation raisonnable des états excités de nombreux atomes [45]. Rappelons que la dépendance à l'énergie d'ionisation implique la variable $K = \left\lfloor \frac{\xi}{\hbar\omega} + 1 \right\rfloor$:

$$\sigma_n^{(K)} = \frac{4.8(1.3)^{2K}}{c K!^2 n^5 \omega \left(\frac{10K-1}{3}\right) \sqrt{K} (2K-1)} \quad (\text{I.7})$$

I.3.2 Ionisation tunnel :

Comme dans le cas multi-photonique, l'équation (I.4) est uniquement adaptée à la modélisation du taux d'ionisation par effet tunnel dans les atomes d'hydrogène, car elle ne prend en compte aucune correction pour les orbitales électroniques différentes ou les états excités.

Les états excités ont été pris en compte par Perelomov et al. [46], et ce travail a été étendu pour produire l'équation d'Ammosov, Delone, Krainov, ou ADK pour le taux d'ionisation, qui convient aux ions complexes de nombres quantiques principaux, angulaires et magnétiques arbitraires [47]. Tous les nombres quantiques présentés ici sont pour une orbite électronique spécifique. La théorie ADK a montré une bonne concordance avec l'expérience [48]. Cette équation ADK utilise un nombre quantique principal effectif pour une orbite électronique, $n^* = \frac{Z}{\sqrt{2\epsilon}} = n - \delta n$ où δn est le défaut quantique. Le défaut quantique est une correction découlant du fait que les électrons de la couche externe ne sont pas parfaitement blindés du noyau, car même les orbitales externes passeront occasionnellement assez près pour le ressentir. Les unités atomiques de Hartree sont utilisées ici, et donc ϵ est donné en termes de l'énergie de Hartree, qui est approximativement le double de l'énergie d'ionisation de l'hydrogène. n_0^* est utilisé pour représenter le nombre quantique principal effectif pour l'électron lorsque l'atome est dans l'état fondamental.

Le taux d'ionisation ADK est donné ci-dessous pour Z la charge de l'espèce ionisée, $l^* = n_0^* - 1$

le nombre quantique angulaire effectif, m le nombre quantique magnétique, et l le nombre quantique angulaire.

$$W_{ADK} = \frac{2^{2n^*} \epsilon}{n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* + l^*)} \left(\frac{3E}{\pi(2\epsilon)^{3/2}} \right)^{1/2} \frac{(2l + |m|)(l + |m|)!}{2^{|m|} (|m|)! (l - |m|)!} \exp\left(\frac{2(2\epsilon)^{3/2}}{3E}\right) \quad (\text{I.8})$$

comme dans le cas de $\gamma \ll 1$ pour le modèle de Keldysh dans le régime de basses fréquences, la mise à l'échelle du taux d'ionisation va avec l'intensité du champ laser incident selon $\exp\left(\frac{1}{I^{1/2}}\right)$ et Ne dépend pas de la fréquence laser qui est caractéristique de l'ionisation tunnel.

L'ionisation tunnel prend en compte la distorsion du potentiel de Coulomb atomique par le champ électrique imposé. Pour comprendre cela, il est utile de formuler la situation de manière classique. Si nous considérons l'hydrogène avec un potentiel atomique de $\frac{1}{r}$, l'importance du tunneling n'est pas immédiatement claire car le potentiel n'a pas de barrière de petite taille à travers laquelle l'électron peut tunnelier. Cependant, à chaque demi-cycle du laser, le champ électrique imposé peut déformer le potentiel atomique d'origine $\frac{1}{r}$ de telle sorte qu'une barrière appropriée se forme. Fournir un cycle suffisamment long pour l'électron peut libérer le tunnel comme le montre la figure I.3

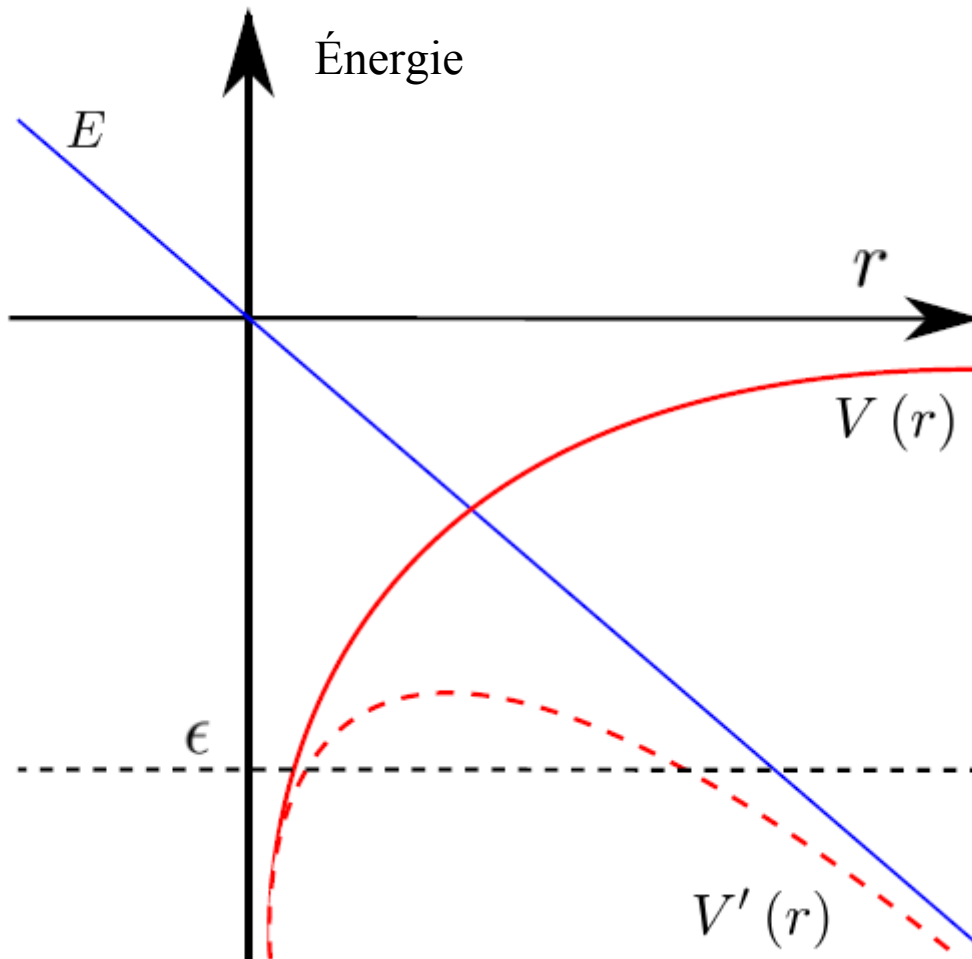


FIG.I.3. Champ laser E déformant le potentiel coulombien $V(r)$ d'un atome d'hydrogène, formant une barrière $V_0(r)$ à travers laquelle l'électron lié avec l'énergie d'ionisation peut tunneler dans l'approximation classique

I.4 Mécanismes d'absorption :

Les plasmas sont appelés relativistes lorsqu'un grand nombre d'électrons du plasma sont accélérés à des vitesses relativistes. Dans ce cas, les plasmas sont essentiellement sans collision (les particules interagissent à travers le champ de charge spatiale collectif mutuellement induit, la fréquence de collision binaire diminue fortement avec la vitesse relative des particules et devient négligeable dans des conditions relativistes). Les électrons soumis aux champs magnétiques et électriques du laser se déplacent en raison de la force de Lorentz. Ils peuvent être accélérés dans toutes les directions, de

préférence dans la direction de la propagation du laser. Les mécanismes d'absorption de la lumière laser peuvent être classés comme collisionnels ou non collisionnels en fonction de la nature du plasma.

I.4.1 Absorption collisionnelle ou par Bremsstrahlung inverse :

Le mécanisme d'absorption de l'énergie laser par bremsstrahlung inverse, est l'interaction entre un électron, un ion et un photon. Lors de cette réaction, une partie de l'énergie du photon incident est transférée à un électron en présence d'un champ électrique de l'ion. Ce transfert d'énergie est généralement appelé absorption collisionnelle, car l'électron gagne de l'énergie lors de la collision avec l'ion. D'un point de vue quantique, ce phénomène correspond au libre transfert du système électron-ion après l'absorption des photons.

Dans les plasmas chauds générés par des lasers, l'énergie thermique d'un électron $K_B T_e$ est significativement plus élevée que l'énergie du photon laser incident $h \omega$, où h représente la constante de Planck, ω est la fréquence angulaire du laser, et K_B est la constante de Boltzmann. Cette condition justifie l'approche classique pour traiter l'absorption par bremsstrahlung inverse dans les plasmas créés par laser.

Coefficient d'absorption :

En général, le calcul du coefficient d'absorption par bremsstrahlung inverse dans les plasmas créés par laser s'effectue dans le cadre hydrodynamique, où l'équation fondamentale est l'équation de mouvement altérée par le champ électrique laser. Cette équation se présente sous la forme :

$$\frac{\partial \vec{V}(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E}(\vec{r}, t) + \nu_{ei}(\vec{r}, t) \vec{V}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.9})$$

Où :

$$\nu_{ei} = \left(\frac{2}{3\pi}\right)^{1/2} \frac{v_t}{\lambda_0} : \text{la fréquence de collision électron-ion [49.50]}$$

$v_t = \sqrt{\frac{T}{m_e}}$ la vitesse thermique.

$\lambda_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 T_e^2}{n_e e^4 Z \ln\Lambda}$ est le libre parcours moyen électronique.

Nous connaissons la densité de courant turbulent, J , par :

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = -n_0 e \vec{V}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.10})$$

Où n_0 représente la densité électronique non-perturbée.

Nous définissons le champ électrique E par les équations de Maxwell comme suit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{I.11})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{I.12})$$

En partant des équations précédentes, on peut déduire l'équation d'onde décrivant la variation spatiale du champ électrique $E(x)$ dans un plasma inhomogène le long de l'axe Ox :

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} + \frac{\omega_L^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2(x)}{\omega_L(\omega_L + i\nu_{ei}(x))} \right) E(x) = 0 \quad (\text{I.13})$$

Avec :

$$\omega_p(x) = \sqrt{\frac{n_e(x)e^2}{m_e \epsilon_0}} : \text{est la pulsation plasma électronique}$$

En utilisant l'équation (II.13), on peut aisément dériver la relation de dispersion des ondes électromagnétiques. Cette relation permet d'obtenir le coefficient d'amortissement de l'onde laser, lequel est associé à la partie imaginaire du nombre d'onde, exprimé comme suit :

$$K_i = \frac{\nu_{ei} \omega_p^2}{c \omega_L^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}\right)^{1/2}} \quad (\text{I.14})$$

Lorsqu'une onde laser se propage à travers un plasma inhomogène sur un trajet P , Le taux d'absorption est exprimé dans l'approximation de l'optique géométrique par la formulation suivante :

$$A = 1 - \exp\left(\int K_i(x) dx\right) \quad (\text{I.15})$$

Dans le cas de densité linéaire décrivant l'expansion de la couronne dans le vide du plasma créée par laser, $n(x) = n_c \frac{x}{L_n}$, où L_n est la longueur du gradient de densité et n_c est la densité critique $\omega_p(n_c) = \omega_L$. Ginsberg [51] à montrer que taux d'absorption est donné :

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{32 \nu_{ei}(n_c)}{15 c} L_n\right) \quad (\text{I.16})$$

Où $\nu_{ei}(n_c)$: est la fréquence des collisions à la couche critique.

La formule d'absorption indique une efficacité accrue lorsque la longueur d'onde du laser est réduite, le nombre de charges cibles est élevé, la longueur caractéristique du gradient de densité est étendue, et la température électronique est basse.

L'inclusion d'effets non linéaires [32, 33,52] permet de réduire l'absorption de l'onde laser dans le plasma, en particulier aux faisceaux laser élevés, où ces effets deviennent significatifs et ne peuvent être négligés.

I.4.2 L'absorption résonnante :

Dans l'absorption par résonance, la lumière laser est convertie en une onde de plasma électronique (OPE) à la surface critique où la fréquence de la lumière correspond à la fréquence locale du plasma. Cela peut se produire pour une lumière polarisée en incidence oblique lorsque l'échelle de longueur du gradient de densité du plasma est plus grande qu'une fraction de la longueur d'onde du laser. Le champ laser est réfléchi peu avant d'atteindre la couche critique, et les oscillations OPE sont excitées résonamment à la couche critique par le champ électrique laser tunnalisé.

Dans les plasmas avec un gradient de densité modéré, le champ OPE résonamment excitée peut être tellement intense que le mouvement des électrons devient relativiste et un décalage vers le bas de la fréquence du plasma se produit. Il a été constaté que lorsque l'intensité du champ laser dépasse un seuil, la solution pour le profil OPE devient multivaluée, de sorte qu'elle ne peut pas croître indéfiniment avec l'intensité du laser. En fait, après le seuil, la branche inférieure des deux solutions doit être prise en compte en raison de l'exigence d'unicité, de sorte que le champ OPE excitée diminue avec l'augmentation de l'intensité du laser. À faibles intensités laser, la résonance est localisée dans une fine couche de conversion de mode où la fréquence de l'onde lumineuse correspond à la fréquence locale du plasma. Cependant, à mesure que l'intensité du laser augmente, les caractéristiques de la résonance entre l'onde et le plasma sont fortement influencées par la variation de la masse électronique relativiste et la modulation pondéromotrice relativiste de la densité du plasma, y compris la génération d'électrons chauds qui s'étendent rapidement dans les régions avant et arrière du vide. En raison du profil transversal fin du laser, la densité électronique dans la région de résonance présente également une structure périodique transversale. Le résultat est qu'à mesure que l'intensité du laser augmente, le taux d'absorption diminue d'abord en raison du décalage vers le bas relativiste de la fréquence du plasma, puis augmente en raison de

l'élargissement de la région de résonance. Le spectre de lumière réfléchi s'élargit également et inclut des harmoniques supérieures, en accord avec l'élargissement de la couche critique et les oscillations OPE de grande amplitude.

I.4.3 Absorption de résonance peu résonante (effet Brunel) :

Brunel a montré que le mécanisme d'absorption résonante, après quelques modifications, fonctionne également avec des profils de plasma fortement sur-denses et abrupts. On l'appelle le mécanisme d'absorption de Brunel ou chauffage du plasma par le vide. Une absorption significative peut être obtenue sous une incidence oblique pour des impulsions laser polarisées, malgré l'absence totale de résonance du plasma. Dans ce mécanisme, l'énergie absorbée par les électrons de surface, qui sont éjectés d'un plasma dense, accélérés par le champ laser dans le vide, puis transportés de nouveau dans la cible, est déposée dans le plasma. Ce mécanisme est similaire à l'absorption inverse du rayonnement de freinage. Les électrons près du bord d'un changement abrupt à l'interface plasma-vide sont directement exposés au champ laser. Si l'électron arrive près du bord au bon moment dans le cycle laser, il peut être violemment expulsé dans le vide. Lorsque le champ inverse sa direction, le même électron est accéléré de nouveau dans le plasma. Le plasma est déjà sur-dense, et le champ électrique ne peut pas pénétrer plus loin, mais l'électron peut se déplacer à travers la cible jusqu'à ce que son énergie soit absorbée par des collisions. Puisque l'impulsion laser répète ce processus à chaque cycle, l'effet est que des groupes d'électrons sont accélérés dans la cible à la fréquence de l'impulsion laser incidente ω_L .

I.5 Force pondéromotrice

Les impulsions laser courtes ne sont pas des ondes planes car leur focalisation serrée crée de forts gradients d'intensité radiale. C'est pourquoi un électron dans un faisceau laser focalisé peut être accéléré.

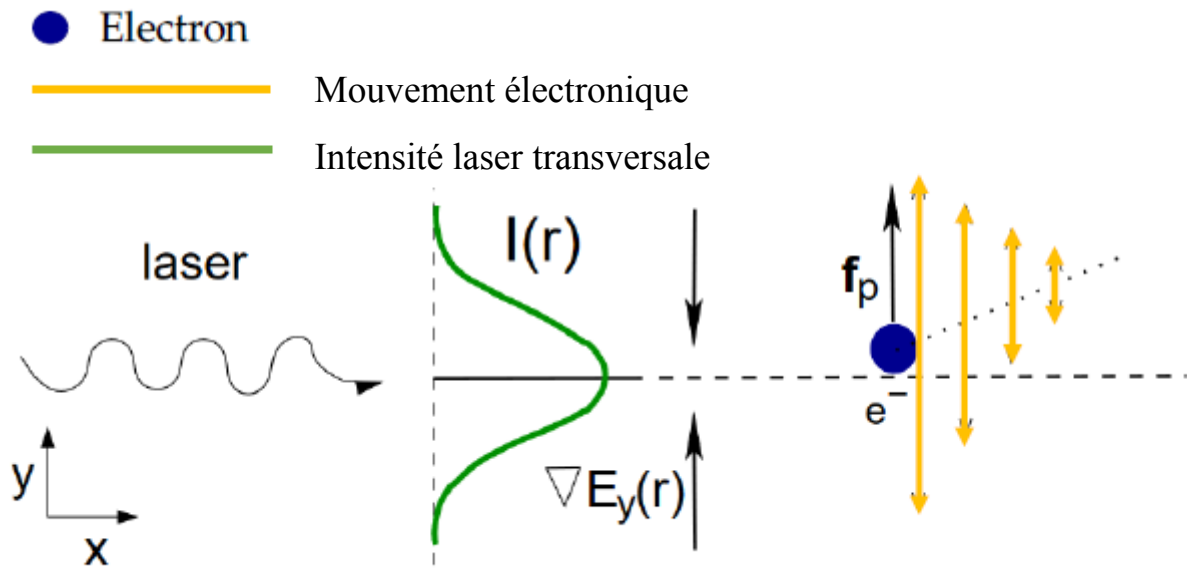


FIG. I.4. Illustration de la force pondéromotrice subie par un électron non relativiste initialement situé près du centre du faisceau dans un profil d'intensité laser variant spatialement. L'onde électromagnétique se propage dans la direction x . Le champ électrique du laser est supposé varier dans la direction y et dans le temps.

La force agissant sur l'électron moyennée sur la période du laser est définie comme la force ponderomotrice (f_p), qui peut être représentée comme le gradient du potentiel ponderomotif moyen dans le temps :

$$\overline{\Phi_p} f_p(y) = -\nabla \overline{\Phi_p}(y) \quad (\text{I.17})$$

Elle expulse les électrons loin de la région de plus haute intensité. Un seul électron s'éloigne du centre du faisceau laser focalisé (FIG.I.4).

L'énergie acquise par l'électron dans un paquet d'ondes planes est égale à la différence de potentiel $\overline{\Phi_p}$ au début et à la fin de l'impulsion. Par conséquent, un électron libre ne peut pas gagner d'énergie dans une onde plane. Ce fait est connu sous le nom de théorème de Woodward. Cependant, un électron peut gagner de l'énergie à partir du laser s'il se déplace en deux ou trois dimensions et si son déplacement n'est pas parallèle au gradient de la force ponderomotrice. Ensuite, l'énergie cinétique gagnée par l'électron se lit comme $\nabla U = \int f_p dS$, où $dS = v dt$ est le déplacement des électrons.

Dans le régime relativiste, les vitesses des électrons approchent la vitesse de la lumière. Ainsi, la composante magnétique du champ laser n'est pas négligeable et le déplacement de l'électron a deux composantes, parallèle et perpendiculaire à la direction de propagation du laser.

I.6 Les instabilités paramétriques :

Toute matière physique interagit de manière non linéaire avec un rayonnement électromagnétique intense, et les plasmas ne font pas exception. Cette non-linéarité conduit à ce qu'on appelle l'excitation paramétrique ou l'instabilité paramétrique. Le nom provient des oscillateurs paramétriques, qui sont une forme d'oscillation harmonique amortie dans laquelle les paramètres tels que l'amortissement, la fréquence et l'effet peuvent varier avec le temps.

L'excitation paramétrique peut être définie comme l'amplification d'une oscillation due à la modification périodique d'un paramètre qui caractérise l'oscillation. Physiquement, l'excitation paramétrique peut être envisagée comme une instabilité non linéaire de deux ondes (une onde "idle" et une onde "signal") par une onde modulante (pompe) en raison du couplage de mode ou de l'interaction des ondes.

Le concept d'excitation paramétrique remonte à Lord Rayleigh et a ensuite trouvé une application généralisée dans l'électronique et l'optique non linéaires. Son application plus récente aux plasmas produits par laser a conduit à la prédiction d'un grand nombre d'instabilités potentielles dans les plasmas. Certaines entraînent un chauffage anormal des électrons et des ions, d'autres provoquent la diffusion de l'énergie électromagnétique à l'extérieur du plasma. Ces phénomènes collectifs sont donc d'une importance primordiale dans les processus de fusion basés sur le laser et les accélérateurs de plasma laser.

I.6.1 Instabilité de la diffusion Brillouin stimulée (DBS) :

La diffusion Brillouin stimulée (DBS) est une instabilité sérieuse car elle peut disperser la plupart de la lumière laser incidente hors du plasma avant d'atteindre la surface critique. La diffusion Brillouin stimulée décrit la décroissance d'une onde électromagnétique incidente en une onde électromagnétique dispersée et une onde acoustique ionique. Bien que considérée comme une

instabilité à éviter dans les expériences de fusion laser à entraînement direct, les expériences à entraînement indirect utilisant des hohlraums ont tiré parti de la DBS en l'utilisant pour transférer de l'énergie entre les faisceaux. Cela a été démontré au Installation nationale d'allumage (NIF) où le transfert d'énergie entre les cônes extérieur et intérieur des faisceaux laser peut être contrôlé. Ce n'est pas le cas dans l'entraînement direct ou potentiellement une grande fraction de l'énergie laser peut être dispersée hors du plasma.

La DBS se produit lorsque un faisceau laser incident avec un champ électrique E_0 se couple à une perturbation de densité acoustique ionique de basse fréquence δn produisant un courant transversal $\propto E_0 \delta n$ produisant une onde dispersée avec un champ E_s . La force pondéromotrice $\langle E_0 E_s \rangle$ ou $\langle E_0 E_s \rangle$ représente la moyenne temporelle, établie par le chauffage de l'onde électromagnétique incidente et dispersée, renforce la perturbation de densité initiale δn , produisant ainsi un mécanisme de rétroaction qui résulte en une croissance exponentielle de la diffusion Brillouin stimulée à condition que la fréquence et le nombre d'onde des trois ondes satisfont les conditions. Le taux de croissance et le seuil de la diffusion Brillouin stimulée peuvent être facilement dérivés à partir des équations des trois ondes qui décrivent la diffusion Brillouin stimulée.

$$\omega_0 = \omega_S + \omega_{ia} \quad ; \quad k_0 = k_S + k_{ia} \quad \text{(I.18)}$$

Où les indices 0, S représentent les ondes de pompe et diffusées et ia est l'onde acoustique ionique.

Pour les plasmas sous-denses où $\omega_0 \gg \omega_{pe}$ ($\omega_{pe} = n_0 e^2 / m_e E_0$) est la fréquence du plasma) et $|k_0| \simeq |k_S|$, les conditions d'appariement impliquent

$$k_S = -k_0 \quad \text{(I.19)}$$

$$k_{ia} = 2k_0 \quad \text{(I.20)}$$

La diffusion Brillouin stimulée (DBS) peut être responsable d'une perte significative d'énergie

photonique qui est dispersée hors du plasma. L'évolution non linéaire de la SBS à des intensités laser élevées, où la pression radiative est supérieure à la pression thermique $2I_L/c > n_e T_e$, où I_L est l'intensité du laser, c est la vitesse de la lumière, n_e est la densité du plasma et T_e est la température électronique, accentue le profil de densité. Cela entraîne une diminution de l'efficacité de la DBS et réduit la réflectivité. Dans le cas opposé avec une pression radiative de $2I_L/c < n_e T_e$ et dans un plasma sous-dense de grande longueur, la croissance de la DBS produit rapidement une forte instabilité, avec une grande quantité de rayonnement rétrodiffusé hors du plasma. Dans ce cas, l'onde acoustique ionique peut atteindre de grandes amplitudes et la DBS se sature par divers processus tels que le piégeage de particules, la rupture d'onde ou la formation de choc, le chauffage ionique non linéaire et le mélange d'ondes dû à la lumière réfléchie depuis une position critique. Une discussion de ces processus de saturation peut être trouvée dans [53]. La DBS peut être contrôlée par plusieurs processus, tels qu'une largeur de bande laser importante où la largeur spectrale de la lumière laser est supérieure à la largeur efficace de gain de la DBS. Les irrégularités de densité et de vitesse de l'expansion peuvent réduire significativement la diffusion Brillouin stimulée.

Le taux de croissance et le seuil de diffusion Brillouin stimulée peuvent facilement être dérivés des trois équations d'onde (I.18), (I.19) et (I.20) qui décrivent la diffusion Brillouin stimulée.

$$\gamma_{\text{Brillouin}}^{\text{rétro}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{k_0^2 v_{\text{osc}}^2 \omega_{\text{ia}}^2}{2 \omega_0} \right)^{1/3} \quad (\text{I.21})$$

I.6.2 Instabilité de la diffusion Raman stimulée (DRS) :

La diffusion Raman stimulée conduit à la décomposition du faisceau laser incident en une onde de plasma électronique et une onde électromagnétique diffusée. Les conditions de concordance des nombres d'onde et des fréquences ne peuvent être satisfaites que pour des densités inférieures au quart de la densité critique, c'est-à-dire $n_e < n_c/4$. Ainsi, la diffusion Raman stimulée se produit pour des densités allant jusqu'à $n_c/4$. À la densité critique du quart, une autre instabilité, à savoir la

désintégration en deux plasmons, entre en compétition avec l'instabilité Raman. Dans la désintégration en deux plasmons, le faisceau laser incident se désintègre en deux ondes Langmuir, les conditions de concordance des nombres d'onde nécessitant que les ondes Langmuir se propagent presque en sens opposé, à des angles proches de 45° par rapport au nombre d'onde du laser incident.

La rétrodiffusion Raman au quart critique est une instabilité absolue, la vitesse de groupe du rayonnement rétrodiffusé est nulle. En même temps, l'instabilité de désintégration en deux plasmons peut également être une instabilité absolue, de sorte que les seuils d'instabilité Raman et en deux plasmons dus à l'inhomogénéité sont relativement bas près du quart critique. Ces instabilités ont donc des effets non linéaires forts près de $n_c/4$. La force pondéromotrice due aux différentes ondes de plasma est suffisamment forte pour créer des structures de densité, et dans certains cas, l'onde peut être piégée dans les cavités de densité. En même temps, d'importantes fluctuations de densité ionique sont formées et se propagent le long du gradient de densité. Un durcissement du profil peut également être responsable de l'augmentation du seuil d'inhomogénéité, désactivant les instabilités.

Une conséquence de l'instabilité Raman et de l'instabilité en deux plasmons est la génération d'une queue d'électrons de haute énergie. Ces électrons chauffés sont une préoccupation majeure car ils préchauffent le combustible dans les capsules de fusion laser. À des densités intermédiaires ($n_e < 0.2n_c$), la diffusion Raman stimulée est moins intense, mais elle peut tout de même entraîner la rétrodiffusion d'une grande fraction de l'énergie laser incidente et contribuer à la formation de queues d'électrons de haute énergie. Comme pour la DBS, une largeur de bande laser importante peut réduire le taux de croissance de la diffusion Raman stimulée.

Le taux de croissance maximale associé à la rétrodiffusion dans l'instabilité Raman est exprimé par le taux de croissance $\gamma_{Raman}^{rétro}$:

$$\gamma_{Raman}^{r\acute{e}tro} = \frac{V_{osc}}{\omega_0 c} \frac{\omega_{pe}^2}{2\sqrt{2}} \quad (I.22)$$

Dans cette expression, où V_{osc} est la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser, ω_{pe} est une onde plasma électronique de fréquence.

Dans la fusion laser, les instabilités paramétriques sont généralement considérées comme nuisibles pour un couplage réussi avec la cible de fusion. Cependant, il existe de nombreuses recherches visant à contrôler à la fois la diffusion Brillouin stimulée et la diffusion Raman stimulée en vue d'applications spécifiques. En particulier, la diffusion Brillouin stimulée est utilisée pour contrôler la distribution d'énergie entre les cônes laser interne et externe dans les cibles de hohlraum, tandis que la diffusion Raman stimulée est étudiée comme une possible technique future d'amplification où l'énergie est transférée d'un faisceau de pompage long à un faisceau sonde beaucoup plus court [54]. Cela a un potentiel d'atteindre des intensités laser de 1025 W/cm^2 .

I.6.3 Instabilité de filamentation :

L'instabilité de décomposition paramétrique atteint son taux de croissance maximal lorsque les ondes de décomposition se propagent presque parallèlement au champ électrique du laser. Cette instabilité résulte en l'absorption d'énergie laser à la densité critique. Une variante de l'instabilité de décomposition paramétrique est l'instabilité à deux faisceaux oscillants, qui est essentiellement une instabilité à quatre ondes où le mode acoustique ionique croît purement. L'instabilité à deux faisceaux oscillants se produit également à la densité critique et entraîne l'absorption du faisceau laser. Elle peut également onduler la surface de densité critique, entraînant une absorption non uniforme. Une autre instabilité à quatre ondes est l'instabilité de filamentation. Celle-ci se produit pour des densités inférieures à la densité critique, où le faisceau laser se couple à une perturbation acoustique ionique qui croît purement, produisant des ondulations de densité. La filamentation crée une modulation d'intensité à travers le faisceau laser. Cette

modulation croît et conduit à la division du faisceau laser en filaments de plus en plus prononcés à mesure que le faisceau se propage à travers le plasma vers la densité critique. La filamentation est provoquée par des variations d'intensité à travers les régions du faisceau initialement de plus forte intensité, qui repoussent le plasma en raison de la force pondéromotrice. En conséquence, cela réduit localement la densité et augmente l'indice de réfraction du plasma dans la région de plus forte intensité, pliant les fronts d'ondes de manière à produire un effet de focalisation augmentant encore l'intensité. La filamentation est une instabilité convective amplifiant toute variation d'intensité initialement présente dans le faisceau ou le plasma. Étant donné que la fluctuation de densité dans la filamentation est purement croissante et ne correspond pas à un mode résonant, l'instabilité n'est pas aussi sensible à l'inhomogénéité du plasma que les instabilités à trois ondes. En plus de la filamentation induite par la force pondéromotrice et l'auto-focalisation, elle peut également être provoquée par des effets thermiques ou relativistes.

Conclusion

L'interaction entre les lasers et les plasmas constitue un domaine particulièrement diversifié en physique, où les échelles de temps, les densités et les énergies varient largement, incluant même l'électrodynamique quantique dans des études récentes [55]. En raison de cette complexité, certains phénomènes physiques ne peuvent être analysés de manière analytique. Dans ces cas, l'utilisation de méthodes numériques est nécessaire pour obtenir des solutions approximatives. Ainsi, la physique computationnelle des plasmas représente un domaine d'étude riche et actif, avec plusieurs approches, allant des codes magnétohydrodynamiques à grande échelle [56] aux simulations cinétiques complètes utilisant les équations de Fokker-Planck [57]. Le processus de transformation de la matière neutre en plasma sous l'influence d'un champ laser intense est l'un des domaines fascinants de la physique. Les méthodes analytiques peuvent être appliquées uniquement aux systèmes linéaires les plus simples, généralement limitées à l'hydrogène. La possibilité de fusion de la lumière laser en tant que nouvelle source d'énergie constitue une motivation importante pour la recherche sur l'interaction de la lumière laser avec le plasma. Cela offre également un cadre utile pour décrire les processus physiques impliqués dans l'absorption de la lumière laser. Dans ce chapitre, nous avons étudié les bases de l'interaction d'une impulsion laser intense avec le plasma et le processus d'ionisation. Bien que l'ionisation se produise à des échelles de temps atomiques, ses effets apparaissent dans les interactions laser-plasma à des échelles de temps beaucoup plus longues [58, 69]. Il est crucial de comprendre certaines instabilités résultant du couplage non linéaire de l'énergie laser au plasma, en particulier les instabilités paramétriques observées dans les expériences de fusion laser, pouvant conduire à une implosion anisotrope et à une réduction du gain d'énergie.

Chapitre II : Théorie cinétique des plasmas

II.1 Introduction :

Dans la description de l'état des gaz ou des liquides, nous pouvons utiliser deux méthodes principales : la méthode hydrodynamique et la théorie cinétique. En hydrodynamique, nous utilisons des quantités observables telles que la densité, la vitesse du liquide et la pression pour décrire l'état. D'autre part, la théorie cinétique utilise une description microscopique qui prend en compte la nature moléculaire de la matière, et repose sur la fonction de distribution.

En théorie cinétique, nous nous intéressons au comportement typique de la molécule plutôt qu'à une analyse détaillée. On présente un niveau microscopique de description où l'inconnue est la densité de probabilité de la molécule dans son état. Le but de cette théorie est de simplifier la description du système de particules en présentant un modèle qui conserve les informations physiques importantes. L'objectif de ce chapitre est de présenter processus cinétiques fondamentaux, en mettant l'accent sur les quantités utilisées dans cette méthode. Nous établirons les équations qui décrivent l'évolution des quantités microscopiques, en mettant l'accent sur la conservation des informations physiques importantes dans la description statistique du système

II.2 Le théorème de Liouville :

La théorie de Liouville est une théorie importante en thermodynamique et en physique. C'est la seule théorie qui donne une description complète de l'évolution du fluide [60]. La théorie précise que le volume de l'espace des phases est constant dans le temps.

L'équation de Liouville est une équation différentielle qui détermine l'évolution temporelle de la densité de probabilité $f(\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N, \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N)$. Il est nécessaire d'introduire certaines variables telles que la densité dans l'espace des phases pour décrire l'équation [61].

Une description équivalente de l'équation de Liouville peut être reconstruite en considérant un système avec moins d'équations cinétiques, mais leur nombre doit être égal aux variables dynamiques qui décrivent l'état du système [62].

Dans notre étude, nous utiliserons une méthode appelée régression [63]. Cette méthode commence par la meilleure description possible du fluide, qui est l'équation d'évolution de la densité dans l'espace des phases. En effectuant une série d'intégrations, nous donnerons quelques informations sur le système, ce qui conduira à des équations pour l'évolution de fonctions de distribution simples ou doubles.

II.2.1 La densité dans l'espace des phases :

Supposons que le nombre de particules dans le système soit N . Nous numérotions les particules de 1 à N . Nous les considérons comme des particules ponctuelles, c'est-à-dire nous négligeons les phénomènes de rotation et de vibration. L'état de chaque particule est déterminé par son vecteur de position et son vecteur de vitesse. L'état ou la phase du système au temps t est déterminé par les données de toutes les particules du système :

$$\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_N = \vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{v}_1, \vec{v}_2 \dots \vec{v}_N = \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N \quad (\text{II.2})$$

L'état microscopique du système est caractérisé par $6N$ paramètres, dont $3N$ déterminent les positions des particules dans l'espace $\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N$, et $3N$ autres déterminent leurs composantes de vitesse $(\vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N)$.

Ces groupes définissent un point dans un espace de dimension $6N$ appelé espace des phases. Chaque point de l'espace définit l'état microscopique du système.

Une connaissance précise de la phase nécessite de connaître l'état de toutes les particules du système, y compris leurs positions et vitesses, et est impossible pour des raisons pratiques (le Nombre de particules dans le système est très grand (N), ce qui rend impossible la mesure de leur positions et vitesses avec une précision suffisante) et des raisons fondamentales (la mécanique quantique dit qu'il est impossible de connaître toutes les propriétés des particules en même temps avec une grande précision.)

Par conséquent, il est préférable d'utiliser la fonction de densité de probabilité f d'équilibre pour décrire l'état du système :

$$f(\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N ; \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N) \tag{II.3}$$

La densité de probabilité hors équilibre s'écrit comme suit :

$$f(\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N ; \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N , t) = f(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_N ; \vec{v}_1, \vec{v}_2 \dots \vec{v}_N , t) \tag{II.4}$$

Représente la probabilité que la particule 1 se trouve à l'instant " t " à l'intérieur d'un petit élément de volume de l'espace ordinaire $d^3r_1 = dx_1 dy_1 dz_1$ et possède un vecteur vitesse dont l'extrémité se trouve à l'intérieur du petit élément de volume de l'espace des vitesses $d^3v_1 = dv_{1x} dv_{1y} dv_{1z}$ et que la position de la particule 2 se trouve à l'intérieur de d^3r_2 et leur vitesse se trouve à l'intérieur d'un élément de volume dans l'espace des vitesses $d^3v_2 \dots$ jusqu'à la particule N [61].

La probabilité totale de trouver le système dans un état quelconque étant égale à l'unité, on a :

$$\int f(q_1 \dots q_{3N} ; p_1 \dots p_{3N} , t) dq_1 \dots dq_{3N} dp_1 \dots dp_{3N} = 1$$

La formule doit être symétrique par rapport à chaque paire de particules : en raison de l'indiscernabilité des particules, elle doit rester inchangée lors de la permutation de deux indices.

II.2.2 L'équation d'évolution de $f(\vec{q}, \vec{p}, t)$:

La fonction f peut être exprimée en termes des variables canoniques conjuguées (q_i, p_i) , et l'équation qui régit l'évolution de cette fonction dans l'espace des phases est connue sous le nom d'équation de "Liouville". Dans cet espace, nous définissons un élément de volume par :

$$d\Omega = d\vec{q}_1 \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_N \quad (\text{II.5})$$

Les équations du mouvement de Hamilton-Jacobi s'écrivent [60]:

$$\frac{\partial H}{\partial p_i} = \frac{\partial q_i}{\partial t} \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial H}{\partial q_i} = -\frac{\partial p_i}{\partial t} \quad (\text{II.7})$$

Supposons qu'au l'instant t_0 , le système occupe un élément de volume $d\Omega(t_0)$, dans l'espace des phases. L'état du système évolue suivant une trajectoire dans l'espace des phases. Cette trajectoire représente un ensemble d'éléments de volume $d\Omega(t)$, que le système occupe à l'instant t . Comme les trajectoires dans l'espace des phases ne se coupent jamais, le volume de l'élément de volume occupé par le système à tout instant reste constant. C'est ce que dit le théorème de Liouville.

$$d\Omega(t_0) = d\Omega(t) \quad (\text{II.8})$$

Alors la probabilité de trouver le système dans $d\Omega(t)$ égale à celle que l'on avait à $t + dt$:

$$f(t + dt) d\Omega(t + dt) = f(t) d\Omega(t) \quad (\text{II.9})$$

Utilisant le théorème de Liouville : $d\Omega(t + dt) = d\Omega(t)$, nous constatons [63] :

On a la conservation de la densité de probabilité : $f(t + dt) = f(t)$, Alors la densité de probabilité se conserve suivant le mouvement $\frac{df}{dt} = 0$. En utilisant les dérivées partielles de $f(q_i, p_i)$ à l'instant t , nous obtenus :

$$df(q_i, p_i, t) = \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial f}{\partial q_i} \cdot dq_i + \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial f}{\partial p_i} \cdot dp_i + \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{df(q_i, p_i, t)}{dt} = \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial f}{\partial q_i} \cdot \frac{dq_i}{dt} + \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial f}{\partial p_i} \cdot \frac{dp_i}{dt} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.11})$$

Utilisons les équations du mouvement de Hamilton-Jacobi on trouve finalement l'équation de Liouville [63] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3N} \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) = 0 \quad (\text{II.12})$$

II.2.3 Système sans interactions dépendant de la vitesse :

Pour l'écrire L'équation de Liouville en fonction des variables q et p, on peut utiliser l'expression de l'Hamiltonien du système de N particules. Pour commencer, on suppose que les vitesses des particules sont faibles devant la vitesse de la lumière et que les forces agissantes sur elles sont indépendantes de la vitesse et dérivent de potentiels, l'Hamiltonien s'écrit sous la forme suivante :

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i=1}^N \varphi_i(\vec{q}_i) + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \varphi_{ij}(\vec{q}_i, \vec{p}_i) \quad (\text{II.13})$$

Avec :

$$\vec{p}_i = m\vec{v}_i \quad (\text{II.14})$$

$\varphi_i(\vec{q}_i)$: est l'énergie potentielle de la particule i du fait d'un champ de forces extérieures.

$\varphi_{ij}(\vec{q}_i, \vec{p}_i)$: est l'énergie potentielle d'interaction des particules i et j .

En effectuant la dérivation, on obtient :

$$\frac{\partial H}{\partial p_{ix}} = v_{ix} = \frac{\partial x_i}{\partial t} \quad (\text{II.15})$$

$$\frac{\partial H}{\partial x_i} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_i} + \sum_j \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial x_i} = -\frac{\partial p_{ix}}{\partial t} \quad (\text{II.16})$$

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial x_i} + \sum_j \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial x_i} = X_i - \sum_{i \neq j} X_{ijx} = -\frac{\partial p_{ix}}{\partial t} \quad (\text{II.17})$$

$X_i = \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_i}$: représente des forces d'origine extérieure.

$X_{ijx} = -\frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial x_i}$: représente des forces d'interaction mutuelle entre la particule i et toutes les particules.

Donc on désigne par $\vec{X}_i + \sum_{i \neq j} \vec{X}_{ij}$ la force totale agissant sur la particule i .

Il suffit donc finalement de remplacer l'expression de cette force dans l'équation de Liouville, on peut l'écrire sous la forme vectorielle :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \vec{v}_i \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}_i} + \sum_{i=1}^N \frac{\vec{X}_i}{m} + \frac{\sum_{i \neq j} \vec{X}_{ij}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}_i} = 0 \quad (\text{II.18})$$

Les sommations étant maintenant étendues aux N particules.

Notons que lorsque les gazes sont en équilibre thermodynamique, on n'a pas besoin de l'équation (II-18). La mécanique statistique classique montre en effet que f est a priori connue (Maxwellienne) et est égale à [64]:

$$f = \frac{\exp\left(-\frac{E}{KT}\right)}{\int \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) d\Omega} \quad (\text{II.19})$$

Où E est l'énergie totale du système dans l'état de phase considéré.

II.2.4 Application aux plasmas :

L'équation de Liouville peut se généraliser à un gaz de particules chargées (plasma), mais il faut alors tenir compte des forces électromagnétiques qui dépendent des vitesses. De sorte que la force totale $\vec{X}_i + \sum_{i \neq j} \vec{X}_{ij}$ agissant sur la particule i s'écrit [60] :

$$\vec{X}_i = q_i [\vec{E}_i + \vec{V}_i \times \vec{B}_i] \quad (\text{Force de Lorentz}) \quad (\text{II.20})$$

$\vec{X}_{ij} = -\nabla_i \left[\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \right]$ (force d'interaction électrostatique entre la particule i et l'ensemble des autres particules du plasma)

\vec{E}_i est le champ électrique macroscopique d'origine extérieure.

\vec{B}_i est le champ magnétique macroscopique self-consiste défini par l'équation :

$$\vec{\nabla} \times \frac{\vec{B}_i}{\mu_0} = \vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_i}{\partial t} \quad (\text{II.21})$$

Donc la force totale électromagnétique appliquée à la particule i écrite sous la forme [60] :

$$\vec{X}_i + \sum_{i \neq j} \vec{X}_{ij} = q_i [\vec{E}_i + \vec{E}'_i + \vec{V}_i \cdot (\vec{B}_i + \vec{B}'_i)] \quad (\text{II.22})$$

\vec{E}'_i et \vec{B}'_i sont les champs produits par les charges d'espace et les courants dans le plasma.

Par conséquent l'équation de Liouville pour un plasma s'écrit comme [60] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \vec{v}_i \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}_i} + \frac{q_i}{m} \sum_{i=1}^N [\vec{E}_i + \vec{E}'_i + \vec{V}_i \cdot (\vec{B}_i + \vec{B}'_i)] \frac{\partial f}{\partial \vec{v}_i} = 0 \quad (\text{II.23})$$

II.3 Système d'équations de BBGK :

La fonction $f(\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N; \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N; t)$ contient le maximum d'information que l'on puisse avoir sur le plasma. En fait, on ne peut jamais atteindre ce maximum et l'on doit se contenter de fonctions décrivant moins finement l'état du plasma.

À partir de l'équation de Liouville, déjà établie, on obtient un système de N équations couplées de proche en proche ; ce système est appelé système simplement de BBGKY [65,66] (Born_Bogolioubov_Green_Kirkwood_Yvon).

Nous introduisons une nouvelle fonction de distribution appelée fonction de distribution réduite $f_s(\vec{q}_1 \dots \vec{q}_s, \vec{p}_1 \dots \vec{p}_s, t)$ tel que :

$$f_s(\vec{q}_1 \dots \vec{q}_s, \vec{p}_1 \dots \vec{p}_s, t) = V^s \int d\vec{q}_{s+1} \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_{s+1} \dots d\vec{p}_N f(\vec{q}_1 \dots \vec{q}_N, \vec{p}_1 \dots \vec{p}_N, t) . \quad (\text{II.24})$$

Cette fonction représente la probabilité de trouver la particule 1 dans l'élément de volume dans l'espace des phases $d\vec{q}_1 d\vec{p}_1 \dots$ jusqu'à la particule "s", indépendamment de la position et de l'impulsion des particules $s + 1 \dots N$.

L'hamiltonien H , représente un système de N particules avec des interactions de paires en présence de forces extérieures dérivant d'un potentiel est :

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i=1}^N \varphi_i(\vec{q}_i) + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \varphi_{ij}(\vec{q}_i, \vec{p}_i) . \quad (\text{II.25})$$

En absence d'un champ extérieur L'hamiltonien H s'écrit :

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \varphi_{ij}(\vec{q}_i, \vec{p}_i) \quad (\text{II.26})$$

Nous définissons l'opérateur suivant :

$$V^s \int d\vec{q}_{s+1} \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_{s+1} \dots d\vec{p}_N \quad (\text{II.27})$$

Appliquons cet opérateur sur l'équation de Liouville :

$$V^s \int d\vec{q}_{s+1} \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_{s+1} \dots d\vec{p}_N \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3N} \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) \right) = 0 \quad (\text{II.28})$$

Suite un ensemble des opérations mathématiques on trouve un système d'équation (la hiérarchie) dite BBGKY s'écrit comme [65]:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \frac{\vec{p}_i}{m} \frac{\partial f_s}{\partial \vec{q}_i} - \sum_{i=1}^s \vec{X}_i \frac{\partial f_s}{\partial \vec{q}_i} - \sum_{i=1}^s \sum_{j=1}^s \vec{X}_{ij} \frac{\partial f_s}{\partial \vec{p}_i} - \sum_{i=1}^s n \int d\vec{q}_{s+1} d\vec{p}_{s+1} \vec{X}_{i,s+1} \frac{\partial f_{s+1}}{\partial \vec{p}_i} = 0$$

(II.29)

\vec{X}_i : Représente la force appliquée par un champ extérieur sur la particule.

\vec{X}_{ij} : Représente la force d'interaction entre la particule i et la particule j .

Pour un système de N particule n'interagissent pas entre elles (sans interaction de paire)

$\vec{X}_{ij} = 0 \quad \vec{X}_{i,s+1} = 0$ La hiérarchie BBGKY s'écrit [65]:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \frac{\vec{p}_i}{m} \frac{\partial f_s}{\partial \vec{q}_i} - \sum_{i=1}^s \vec{X}_i \frac{\partial f_s}{\partial \vec{p}_i} = 0 \tag{II.30}$$

II.3.1 L'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$:

Pour ($s = 1$) $f_s(\vec{q}_1 \dots \vec{q}_s, \vec{p}_1 \dots \vec{p}_s, t) = f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$, la fonction de distribution d'une seule particule.

$f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$: Représente la densité de probabilité que la particule 1 qui est située au voisinage de \vec{q}_1 et $\vec{q}_1 + d\vec{q}_1$ possède une vitesse comprise entre \vec{v}_1 et $\vec{v}_1 + d\vec{v}_1$ quelles que soient la position et l'impulsion d'autre particule $\vec{q}_2 \dots \vec{q}_N$ et $\vec{p}_2 \dots \vec{p}_N$. [67]

L'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$ s'écrit :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\vec{p}_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{q}_1} + \vec{X}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}_1} = \int d\vec{q}_2 d\vec{p}_2 \vec{X}_{12} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{p}_1} \tag{II.31}$$

Si : $\vec{q}_1 = \vec{r}_1$ et $\vec{p}_1 = m\vec{v}_1$ alors l'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$ s'écrit :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} + \frac{\vec{X}_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}_1} = \int d\vec{r}_2 d\vec{v}_2 \frac{\vec{X}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_1} \tag{II.32}$$

C'est l'équation de l'évolution de la fonction de distribution d'une seule particule la fonction f_1 est liée par la fonction f_2 .

$\frac{\partial f_1}{\partial r_1}$: Représente un gradient de la fonction de distribution dans l'espace ordinaire.

$\vec{v}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1}$: Représente un terme de diffusion.

$\frac{\vec{x}_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}_1}$: Exprime l'action des forces appliquées.

$\int d\vec{r}_2 d\vec{v}_2 \frac{\vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_1}$: Représente de façon non explicite l'influence des interactions entre les particules.

II.3.2 L'équation de l'évolution de la fonction de distribution double :

$f_2(\vec{q}_1, \vec{q}_2; \vec{p}_1, \vec{p}_2, t)$: Représente la densité de probabilité que la particule 1 qu'est située au voisinage de \vec{q}_1 et $\vec{q}_1 + d\vec{q}_1$ possède une vitesse comprise entre \vec{v}_1 et $\vec{v}_1 + d\vec{v}_1$ et la particule 2 qu'est située au voisinage de \vec{q}_2 et $\vec{q}_2 + d\vec{q}_2$ possède une vitesse comprise entre \vec{v}_2 et $\vec{v}_2 + d\vec{v}_2$ quelles que soient la position et la vitesse d'autres particules. Alors l'équation d'évolution de fonction double s'écrit [67] :

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial f_2}{\partial \vec{r}_1} + \vec{v}_2 \frac{\partial f_2}{\partial \vec{r}_2} + \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_1} + \frac{\vec{x}_2 + \vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_2} = \int d\vec{r}_3 d\vec{v}_3 \frac{\vec{x}_{13}}{m} \frac{\partial f_3}{\partial \vec{v}_1} + \int d\vec{r}_3 d\vec{v}_3 \frac{\vec{x}_{23}}{m} \frac{\partial f_3}{\partial \vec{v}_2} \quad (\text{II.33})$$

Dans l'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$ nous ne pouvons pas déterminer la fonction f_1 que si nous connaissons f_2 et Dans la deuxième équation, nous ne pouvons pas déterminer f_2 que si nous connaissons f_3 . De même, pour déterminer f_3 nous devons déterminer $f_4 \dots$ etc.

Par conséquent, les équations forment un système indéterminé d'équations. Nous pouvons trouver un système d'équations simples N , mais conditionnellement, étape par étape, dans le cadre de la séquence hiérarchique "BBGKY".

Pour utiliser cette séquence hiérarchique, nous devons l'arrêter à un certain point. Pour ce faire, nous avons simplifié les hypothèses sur l'une des fonctions de distribution. Les approximations

utilisées dans cette séquence hiérarchique "BBGKY" forment l'origine des équations cinétiques et reflètent les détails de l'évolution du système dynamique, qui sont :

- L'équation de Boltzmann.
- L'équation de Vlasov.
- L'équation de Fokker-Planck.

II.4 Les équations cinétiques d'un gaz pur :

II.4.1 Equation de Boltzmann :

En 1872, Boltzmann a établi la première équation cinétique pour l'évolution de la fonction de distribution des gaz classiques dilués [68]. Pour parvenir à cette équation, nous avons réduit le phénomène d'interaction entre les molécules à des domaines collectifs en utilisant des charges et des courants spatiaux. En revanche, nous pouvons formuler une hypothèse totalement opposée, suggérant que les phénomènes d'interaction sont des collisions binaires violentes, et que les particules entre ces collisions ne sont pas affectées par des forces et suivent une trajectoire rectiligne [68]. Ce modèle correspond à la théorie cinétique classique des gaz neutres. Bien avant l'établissement du système BBGKY, il a permis d'obtenir l'équation d'évolution de f_1 , connue sous le nom d'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\vec{p}_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{q}_1} - \frac{\partial \psi_1}{\partial \vec{q}_1} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}_1} = \int d\vec{q}_2 d\vec{p}_2 \frac{\vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{p}_1} \quad (\text{II.34})$$

$\psi_1(\vec{r}_1)$: C'est l'énergie potentielle d'interaction de la charge q_1 avec un champ extérieur.

Les forces appliquées sur la charge q_1 sont des forces qui dérive d'un potentielle, donc :

$$-\frac{\partial \psi_1}{\partial \vec{r}_1} = \vec{F}_{\text{exterieur}}$$

Le terme $\int d\vec{q}_2 d\vec{p}_2 \frac{\vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{p}_1} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{collision}}$ est le terme de collision binaire.

Les hypothèses formulées pour dériver l'équation de Boltzmann suggèrent qu'il est raisonnable de les appliquer lorsque les forces d'interaction sont à courte portée. Cette équation a été largement utilisée pour étudier les propriétés des gaz neutres suffisamment raréfiés. Dans le cas du plasma partiellement ionisé, elle tient compte des réactions entre les molécules électroniques et ioniques.

II.4.2 Equation de Vlasov :

Lorsque la densité des particules atteint un niveau où l'on ne peut plus négliger les interactions, l'hypothèse la plus simple que l'on puisse faire est de négliger les corrélations entre les particules [69]. Dans $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$, on peut alors poser :

$$\int d\vec{r}_2 d\vec{v}_2 \frac{\bar{X}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_1} = -\frac{q}{m} \vec{E}_1 \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}_1} \quad (\text{II.35})$$

Avec \vec{E}_1 est le champ de charge d'espace défini par la formule :

$$\vec{E}_1 = \int n_2 \bar{X}_{12} dr_2 \quad (\text{II.36})$$

Finalement on obtient la forme de Vlasov [69]:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} + \frac{q}{m} \left[\vec{E}_1 + \vec{E}_1 + \vec{v}_1 \wedge \vec{B} \right] \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} = 0 \quad (\text{II.37})$$

L'équation de Vlasov représente l'équation cinétique fondamentale de la théorie des plasmas. Sur le plan physique, elle consiste à considérer uniquement les interactions qui déterminent les trajectoires des particules [70], est appliquée aux plasmas de faible densité et plasmas chauds.

II.4.3 Modèle de BGK (Bhatnagar, Gross, Krook) de collisions :

Ce modèle exprime la relaxation vers une distribution locale d'équilibre $f_{\alpha 0}$ s'applique en particulier aux collisions électron-neutre ou ionique-neutre. En supposant une fréquence de relaxation constante ν_s .

En conséquence, l'opérateur de collision de Boltzmann prend une forme simplifiée, connue sous le nom de modèle BGK [71]. Ce modèle simplifié peut être exprimé comme suit :

$$C(f_\alpha) = \nu_\alpha(f_{\alpha 0} - f_\alpha) \tag{II.38}$$

$$\nu_\alpha = \frac{n_\alpha e^4 Z \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_\alpha^2 v_{th,\alpha}^2} : \text{La fréquence de collision [61].}$$

$f_{\alpha 0}$: La fonction de distribution à l'équilibre.

ν_α : La fréquence de collisions.

Donc l'équation collisionnel s'écrit [71] :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = \nu_\alpha (f_{\alpha 0} - f_\alpha) \tag{II.39}$$

II.4.4 Modèle de collisions du type de Fokker-Planck :

Dans un plasma entièrement ionisé, où les interactions coulombiennes à longue portée prévalent, l'utilisation de l'équation de Boltzmann habituelle n'est plus appropriée. Par conséquent, nous recourons à l'équation de Fokker-Planck, qui peut être dérivée de différentes manières, soit à partir de l'équation de Boltzmann, soit à partir de l'équation de Liouville [72]. La forme standard de l'opérateur Fokker-Planck est la suivante :

$$C_{\alpha\beta}(f_\alpha, f_\beta) = \sum_\beta \Gamma_{\alpha\beta} \left[\frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} \left(-f_\alpha \frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} H_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \vec{v}_\alpha \partial \vec{v}_\alpha} \left(\frac{\partial^2}{\partial \vec{v}_\alpha \partial \vec{v}_\alpha} G_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) f_\alpha \right) \right] \tag{II.40}$$

L'équation de Fokker-Planck s'écrit donc comme :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = \sum_\beta \Gamma_{\alpha\beta} \left[\frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} \left(-f_\alpha \frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} H_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \vec{v}_\alpha \partial \vec{v}_\alpha} \left(\frac{\partial^2}{\partial \vec{v}_\alpha \partial \vec{v}_\alpha} G_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) f_\alpha \right) \right] \tag{II.41}$$

Tel que :

$$\Gamma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \left[\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{m_\alpha} \right]^2 \ln\Lambda \quad (\text{II.42})$$

$$H_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) = \frac{m_\alpha + m_\beta}{2} \int \frac{f_\beta(\vec{v}_\beta)}{|\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta|} d^3v_\beta \quad (\text{II.43})$$

$$G_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) = \int |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta| f_\beta(\vec{v}_\beta) d^3v_\beta \quad (\text{II.44})$$

II.4.5 Modèle de Landau :

Le modèle de Landau est appliqué à l'équation de Boltzmann dans le plasma, où les collisions lointaines dominent. Le modèle commence par le facteur de collision de Boltzmann.

$$C_{\alpha\beta}(f_\alpha) = \int (f'_\alpha f'_\beta - f_\alpha f_\beta) g \sigma(\chi, \varphi) d\Omega d^3v_\beta \quad (\text{II.45})$$

Dans les plasmas cinétiques classiques, les collisions entre particules se produisent souvent sur de grandes distances. Cela signifie que les collisions qui se produisent à courte distance peuvent être négligées. De plus, le changement de vitesse des particules après collision est relativement faible. Ainsi, la série de Taylor peut être utilisée pour la développer f'_α et f'_β et nous remplaçons dans l'intégrale de Boltzmann. Après quelques calculs, on peut obtenir la formule développée par Landau pour décrire les effets des collisions lointaines à faibles angles de déflexion [73] :

$$C_{\alpha\beta}(f_\alpha, f_\beta) = \frac{\partial}{\partial v_\alpha} \left[\frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{2} \int \overleftrightarrow{G}_{\alpha\beta} \left(\frac{f_\alpha}{m_\beta} \frac{\partial f_\beta}{\partial v_\beta} - \frac{f_\beta}{m_\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_\alpha} \right) d^3v_\beta \right] = \frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{2} \frac{\partial}{\partial v_\alpha} \left[\int \left(\frac{\vec{U}U^2 - \vec{U}\vec{U}}{U^3} \right) \left(f_\beta \frac{\partial f_\alpha}{\partial v_\alpha} - \frac{m_\alpha}{m_\beta} f_\alpha \frac{\partial f_\beta}{\partial v_\beta} \right) d^3v_\beta \right] \quad (\text{II.46})$$

Où : le tenseur de $\overleftrightarrow{G}_{\alpha\beta}$ est défini par : $\overleftrightarrow{G}_{\alpha\beta} = \frac{\vec{U}U^2 - \vec{U}\vec{U}}{U^3}$ et $\vec{U} = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta$

$$\text{Et } \Gamma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \left[\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{m_\alpha} \right]^2 \ln\Lambda \quad (\text{II.47})$$

Λ Est le logarithme Colombien égale au rapport entre le maximum et le minimum du facteur d'impact :

$$\Lambda = \frac{P_{max}}{P_{min}} = \frac{\lambda_D}{\frac{e^2}{3T}} = \frac{3T\lambda_D}{e^2} \quad (\text{II.48})$$

II.4.6 Operateur de collision électron-ion :

L'équation cinétique d'un électron pour un plasma entièrement ionisé (*é-ion*) est :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_e + \frac{q_e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} = \sum_{\beta} C_{\alpha\beta}(f_{\alpha}) = C_{ei}(f_e) \quad (\text{II.49})$$

L'opérateur de Landau pour la collision (*é-ion*) est :

$$C_{ei}(f_e) = \frac{\Gamma_{ei}}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\int \left(\frac{\vec{U}^2 - \vec{U}\vec{U}}{U^3} \right) \left(f_i \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} - \frac{m_e}{m_i} f_e \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}_i} \right) d^3 v_i \right] \quad (\text{II.50})$$

Approximation sur la masse des ions : En raison de la masse considérable des ions, il est possible d'accepter cette condition $\left(\frac{m_e}{m_i} \rightarrow 0\right)$; Donc

$$C_{ei}(f_e) = \frac{\Gamma_{ei}}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\int \left(\frac{\vec{U}^2 - \vec{U}\vec{U}}{U^3} \right) f_i \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} d^3 v_i \right] = \frac{\Gamma_{ei}}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} \int \left(\frac{\vec{U}^2 - \vec{U}\vec{U}}{U^3} \right) f_i d^3 v_i \quad (\text{II.51})$$

Approximation sur la vitesse des ions : à cause de leur grande inertie, nous négligeons la réponse des ions, donc nous négligeons la vitesse des ions devant la vitesse des électrons Alor :

$$\vec{U} = \vec{v}_e - \vec{v}_i \approx \vec{v}_e$$

Nous considérons que la fonction de distribution des ions est une maxwellienne donc :

$$f_i d^3 v_i = n_i$$

La forme approximative de l'opérateur Landau pour la collision *é-ion* est :

$$C_{ei}(f_e) = \frac{Ze^4 n_e}{8\pi\epsilon_0^2 m_e^2} \ln\Lambda \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\left(\frac{\vec{I} v_e^2 - \vec{v}_e \vec{v}_e}{v_e^3} \right) \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} \right] = \frac{Ze^4 n_e}{8\pi\epsilon_0^2 m_e^2} \ln\Lambda \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\frac{1}{v_e} \left(\vec{I} - \frac{\vec{v}_e \vec{v}_e}{v_e^2} \right) \frac{\partial f_e(v_e)}{\partial \vec{v}_e} \right] \quad (\text{II.52})$$

En peut écrire cet opérateur sous forme [74] :

$$C_{ei}(f_e) = \frac{\nu_{ei} v_e^3}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\left(\frac{\vec{I} v_e^2 - \vec{v}_e \vec{v}_e}{v_e^3} \right) \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} \right] = \frac{v_{the}^4}{2 \lambda_{ei}} \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\frac{1}{v_e} \left(\vec{I} - \frac{\vec{v}_e \vec{v}_e}{v_e^2} \right) \frac{\partial f_e(v_e)}{\partial \vec{v}_e} \right] = \frac{\nu_{ei} v^3}{2} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\left(\frac{\delta_{ij} v^2 - v_i v_j}{v^3} \right) \frac{\partial f_e}{\partial v_j} \right]$$

(II.53)

Avec ;

$$\nu_{ei}(v_e) = \frac{Z e^4 n_e}{4 \pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3} \ln \Lambda \text{ est la fréquence de collision é-ion.}$$

$$v_{the} = \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2} \text{ est la vitesse thermique des électrons.}$$

$$\lambda_{ei} = \frac{4 \pi \epsilon_0^2 T_e^2}{Z e^4 n_e \ln \Lambda} \text{ est le libre parcours moyen des électrons.}$$

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons examiné en détail la description cinétique du plasma, ses lois, et ensuite ses équations. Nous avons commencé par étudier l'équation de Liouville, qui permet d'analyser le comportement d'un système de N particules réactives. Ensuite, nous avons élargi l'application de cette équation pour inclure l'ensemble du plasma. Par la suite, nous avons expliqué le comportement du système de particules chargées en utilisant les équations de Bogoliubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon (BBGKY). Ces équations reposent sur différentes approximations, conduisant à diverses équations cinétiques, notamment l'équation de Boltzmann, l'équation de Landau, et l'équation de Fokker-Planck, qui sont utilisées comme équations fondamentales dans cette thèse.

Chapitre III :

Etude de l'absorption non linéaire par Bremsstrahlung inverse dans les plasmas magnétisés

III.1 Introduction

L'absorption d'énergie est d'une grande importance dans les expériences de fusion, car elle est directement liée au chauffage du plasma nécessaire pour atteindre les critères de Lawson [75-78]. Dans la fusion inertielle laser (FIL) [79, 80], les particules de plasma peuvent absorber l'énergie laser par divers mécanismes, notamment l'absorption résonante [81,82], l'absorption anormale [83-84] et l'absorption Bremsstrahlung inverse (ABI) [85-90]. L'ABI est le mécanisme d'absorption le plus efficace dans les plasmas de fusion laser, dans lequel un électron absorbe un photon laser lorsqu'il entre en collision avec un autre ion ou électron. Ce mécanisme d'adsorption a été largement étudié dans la littérature, tant théoriquement qu'expérimentalement. Dans la référence [88], le recette des paramètres ABI est calculée en utilisant une forme de fonction de mémoire dynamique. Le modèle utilisé prend en compte le couplage de particules chargées dans un plasma de fusion laser de haute intensité. Il a été montré dans cette référence que la forme classique du coefficient ABI est de peu d'utilité dans les plasmas fortement couplés. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'absorption de Bremsstrahlung inverse non linéaire dans un plasma magnétisé, chauffé par une impulsion laser, dû à l'anisotropie dans l'espace de quantité de mouvement. Cette anisotropie s'explique par un échauffement préférentiel du plasma dans la direction du champ électrique laser. L'étude a trouvé son application dans l'interaction

de plasmas magnétisés avec des ondes électromagnétiques intenses, notamment dans les expériences FMI, qui constituent des méthodes prometteuses pour la fusion contrôlée.

Ce chapitre est organisé comme suit : Dans la première partie nous calculons la fonction de distribution électronique dans un plasma magnétisé chauffé par une impulsion laser. Dans la deuxième partie, nous calculons explicitement le taux d'absorption, en utilisant les résultats de la section précédente, en fonction des paramètres des impulsions laser et plasma et du champ magnétique appliqué. Dans la troisième partie, nous avons présenté les résultats numériques de notre étude, qui montrent l'effet de divers facteurs sur l'absorption. Enfin, nous proposons une discussion des résultats obtenus

Et une conclusion.

III.2 La fonction de distribution du plasma magnétisé chauffé par impulsion laser :

L'équation fondamentale de cette étude est l'équation cinétique collisionnelle relativiste Fokker-Planck (FP), qui décrit le comportement du plasma magnétisé soumis à un chauffage laser. Nous utilisons la notation Braginskii [91], pour présenter cette équation :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m_e \gamma_L} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - e \left(\vec{E}_L + \frac{\vec{p}}{m_e \gamma_L} \times (\vec{B}_L + \vec{B}_0) \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = C_{ei}(f) + C_{ee}(f) \quad (\text{III.1})$$

Où :

$f = f(\vec{r}, \vec{p}, t)$: La fonction de distribution des électrons.

$\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$: Le champ magnétique d'origine extérieur.

$(\vec{E}_L \text{ et } \vec{B}_L)$: Les champs électrique et magnétique de l'onde laser.

$\gamma_L = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2}}$: Est le facteur relativiste de Lorentz, $p = m_e \gamma_L v$ est l'impulsion électronique,

[92].

$$C_{ei}(f) = \alpha \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \left[\left(\frac{p^2 \vec{1} - \vec{p} \vec{p}}{p^3} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \right] \text{L'opérateur de collision relativiste de Landau [93].}$$

Tel que :

$$\alpha = \frac{Z m_e n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi \varepsilon_0^2}$$

Z : Le nombre de charge ionique.

m_e : La masse de l'électron.

n_e : La densité électronique

e : La charge électrique élémentaire

$\ln \Lambda$: Le logarithme de coulomb.

ε_0 : La permittivité électrique de l'espace libre

$C_{ee}(f)$: L'opérateur de collision électron-électron.

III.2.1 Présentation de l'équation :

Dans l'équation (III.1), nous avons effectué quelques approximations qui sont physiquement justifiées dans les plasmas créés par laser [94].

- L'approximation de Lorentz est une simplification du modèle de collision entre électrons et ions C_{ei} , qui consiste à négliger le terme de collision électron-électron C_{ee} . Cette approximation est applicable dans le cas de plasmas caractérisés par un numéro atomique Z élevé, car le rapport C_{ee}/C_{ei} est faible dans ce cas.

- Dans ce travail, à cause de leur grande inertie nous négligeons la réponse des ions au champ électrique haute-fréquence. Cette hypothèse est systématiquement utilisée dans la littérature pour analyser la réponse d'un plasma soumis à un champ laser.
- D'autre part nous supposons que l'hydrodynamique du plasma n'affecte pas l'interaction onde-plasma. En effet, la vitesse d'expansion du plasma créé par laser $C_s = \sqrt{\frac{ZT_e}{M_i}}$ est très inférieure à la vitesse thermique des électrons $V_t = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$. Cette hypothèse revient à considérer le plasma comme au repos.
- De même, L'opérateur de collision électron-ion, C_{ei} est indépendant de la fonction de distribution des ions.

En tenant compte ces approximations, l'équation (3-1) prend la forme suivant :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m_e \gamma_L} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - e \left(\vec{E}_L + \frac{\vec{p}}{m_e \gamma_L} \times (\vec{B}_L + \vec{B}_0) \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = C_{ei}(f) \quad (\text{III.2})$$

Nous considérons que les champs électriques et magnétiques d'une onde laser se propagent dans la direction du champ magnétique appliqué \vec{B}_0 [85]. Cette géométrie s'accorde bien avec le concept MagLIF [95] trouvé sur la machine Z des laboratoires nationaux Sandia, où un combustible de fusion magnétisé axialement et chauffé au laser explose à l'intérieur d'un revêtement cylindrique pour générer des conditions de fusion :

$$\vec{E}_L = \text{Real} \left(\frac{E}{\sqrt{2}} (\hat{x} \pm i\hat{y}) \exp(-i\omega_L t) \right) \quad (\text{III.3})$$

$$\vec{B}_L = \text{Real} \left(\frac{B}{\sqrt{2}} (\hat{x} \mp i\hat{y}) \exp(-i\omega_L t) \right) \quad (\text{III.4})$$

Et

$$\vec{B}_0 = B_0 \hat{z} . \quad (\text{III.5})$$

$(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$: sont des vecteurs unitaires et ω_L la fréquence de l'onde laser.

Nous substituons (III.3), (III.4) et (III.5) dans (III.2) on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m_e \gamma_L} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - e \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \left(\frac{\partial f}{\partial p_x} \pm j \frac{\partial f}{\partial p_y} \right) - \frac{e}{\sqrt{2} m_e \gamma_L} B(z) \exp(-j\omega t) \left(\pm p_z \frac{\partial f}{\partial p_x} + j p_z \frac{\partial f}{\partial p_y} - \right. \\ & \left. (j p_y \pm p_x) \frac{\partial f}{\partial p_z} \right) - \frac{\Omega_{ce}}{\gamma_L} \left(p_y \frac{\partial f}{\partial p_x} - p_x \frac{\partial f}{\partial p_y} \right) = C_{ei}(f) \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

Avec ;

$\Omega_{ce} = \frac{e}{m_e} B_0$: La fréquence cyclotronique électronique.

III.3 La séparation des échelles de temps :

Afin de résoudre l'équation (III -6), on sépare les échelles de temps, une échelle basse-fréquence (hydrodynamique) et une échelle haute-fréquence (champ laser) dans la fonction de distribution, en supposant que f est la somme d'une fonction de distribution quasi statique à variation lente dans le temps, $f^{(s)}$: avec $\frac{\partial f^{(s)}}{\partial t} \ll \omega_L f^{(s)}$ où ω_L est la fréquence de l'onde, et une fonction de variation rapide dans le temps: $f^{(h)} = \overline{f^{(h)}} \exp(-i\omega_L t)$. Ceci est justifié par le fait que l'échelle de temps hydrodynamique est beaucoup plus grande que l'échelle de temps de l'onde laser, ce qui signifie que les grandeurs hydrodynamiques restent quasiment inchangées pendant la durée d'un cycle laser $2\pi/\omega_L$:

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = f^{(s)}(\vec{r}, \vec{p}, t) + \text{Real}(\overline{f^{(h)}}(\vec{r}, \vec{p}) \exp(-i\omega_L t)) \quad (\text{III.7})$$

Les indices (s) et (h) font respectivement référence aux échelles de temps basse et haute fréquence, et seront utilisés tout au long de ce travail.

En remplaçant l'expression de $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ (III.7) dans l'équation (III.6), et en séparant les ordres d'échelle de temps, nous obtenons un système de deux équations couplées, une équation cinétique haute fréquence regroupant les termes $\sim \exp(-i\omega_L t)$ et l'équation cinétique basse fréquence obtenue en faisant la moyenne de l'équation (III. 6) sur le temps de cycle laser, $T = 2\pi/\omega_L$:

$$\frac{\partial f^{(h)}}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m_e \gamma_L} \cdot \frac{\partial f^{(h)}}{\partial \vec{r}} - e \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \left(\frac{\partial f^{(s)}}{\partial p_x} \pm j \frac{\partial f^{(s)}}{\partial p_y} \right) - \frac{e}{\sqrt{2} m_e \gamma_L} B \exp(-j\omega t) \left(\pm p_z \frac{\partial f^{(s)}}{\partial p_x} + j p_z \frac{\partial f^{(s)}}{\partial p_y} - (j p_y \pm p_x) \frac{\partial f^{(s)}}{\partial p_z} \right) - \frac{\Omega_{ce}}{\gamma_L} \left(p_y \frac{\partial f^{(h)}}{\partial p_x} - p_x \frac{\partial f^{(h)}}{\partial p_y} \right) = C_{ei}(f^{(h)}), \quad (\text{III.8})$$

$$\frac{\partial f^{(s)}}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m_e \gamma_L} \cdot \frac{\partial f^{(s)}}{\partial \vec{r}} - \langle e \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \left(\frac{\partial f^{(h)}}{\partial p_x} \pm j \frac{\partial f^{(h)}}{\partial p_y} \right) \rangle_T - \langle \frac{e}{\sqrt{2} m_e \gamma_L} B \exp(-j\omega t) (\pm p_z \frac{\partial f^{(h)}}{\partial p_x} + j p_z \frac{\partial f^{(h)}}{\partial p_y} - (j p_y \pm p_x) \frac{\partial f^{(h)}}{\partial p_z}) \rangle_T - \frac{\Omega_{ce}}{\gamma_L} \left(p_y \frac{\partial f^{(s)}}{\partial p_x} - p_x \frac{\partial f^{(s)}}{\partial p_y} \right) = C_{ei}(f^{(s)}). \quad (\text{III.9})$$

Les équations (III. 8) et (III. 9) constituent le fondement de notre travail. Elles forment un système d'équations couplées que nous allons résoudre.

L'opérateur de collision de Landau relativiste C_{ei} agit uniquement sur la composante angulaire de la fonction f . Cet opérateur est lié à des processus de diffusion électron-ion dans un plasma relativiste. En raison de sa nature rotationnelle, les harmoniques sphériques sont les fonctions propres les plus adaptées pour décrire les solutions de ce système. Ainsi, il est plus judicieux d'exprimer les équations (III. 8) et (III. 9) dans le système de coordonnées sphériques. Cette approche simplifie les calculs et améliore la compréhension de la nature des solutions.

L'opérateur de collision de Landau relativiste s'écrit dans le système des coordonnées sphériques comme [71] :

$$C_{ei}(f) = Z \frac{m_e n_e e^4 \ln \Lambda}{8\pi \varepsilon_0^2} \frac{\gamma_L}{p^3} \left[\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} f \right]$$

III.3.1 Projection de l'équation Fokker-Planck relativiste haute fréquence sur les harmoniques sphériques et les polynômes de Legendre :

L'équation (III.8) s'écrit de manière plus simple si le vecteur \vec{p} est exprimé dans le système des coordonnées sphériques.

Donc :

$$\begin{cases} p_x = p \sin \theta \cos \varphi = p \sqrt{1 - \mu^2} \cos \varphi \\ p_y = p \sin \theta \sin \varphi = p \sqrt{1 - \mu^2} \sin \varphi \\ p_z = p \cos \theta = p \mu \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

Selon les variables (p, μ, φ) , l'équation de Fokker-Planck relativiste haute fréquence (III.8), peut être formulée de la manière suivante :

$$\frac{\partial f^{(h)}}{\partial t} + \frac{p}{m_e \gamma_L} \mu \frac{\partial f^{(h)}}{\partial z} - e \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-i\omega_L t \pm i\varphi) \left(\sqrt{1 - \mu^2} \frac{\partial f^{(s)}}{\partial p} - \frac{\mu \sqrt{1 - \mu^2}}{p} \frac{\partial f^{(s)}}{\partial \mu} \right) \pm \frac{e}{m_e} \frac{1}{\gamma_L} \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-i\omega_L t \pm i\varphi) \left(\sqrt{1 - \mu^2} \frac{\partial f^{(s)}}{\partial \mu} \right) + \Omega_{ce} \frac{\partial f^{(h)}(\vec{p}, t)}{\partial \varphi} = C_{ei}(f^{(h)}) \quad (\text{III.11})$$

A partir l'équation (III.11), nous pouvons facilement déduire que $f^{(h)}$ est proportionnelle à $\exp(\pm i\varphi)$ et $f^{(s)}$ indépendant de φ . Donc, il est judicieux de développer $f^{(h)}$ sur la base des harmoniques sphériques $Y_l^{\pm 1}(\mu)$ et développer $f^{(s)}$ sur la base des polynômes de Legendre $P_l(\mu)$ [96]:

$$f^{(h)}(\vec{p}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(h)}(p, t) Y_l^{\pm 1}(\theta, \varphi) = e^{\pm i\varphi} \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(h)}(p, t) P_l^{\pm 1}(\mu) \quad (\text{III.12})$$

$$f^{(s)}(\vec{p}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(s)}(p, t) P_l(\mu). \quad (\text{III.13})$$

Avec :

$P_l^{\pm 1}(\mu)$: Polynômes de Legendre d'ordre $(l, m = \pm 1)$

Les harmoniques sphériques sont définies par la relation :

$$Y_l^m = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} e^{im\varphi} P_l^m(\mu) \times \begin{cases} (-1)^m & m \geq 0 \\ 1 & m < 0 \end{cases} \quad (\text{III.14})$$

Les polynômes $P_l^m(\mu)$ sont les polynômes de Legendre associé [96] défini par la relation de récurrences suivante :

$$P_l^m(\mu) = (-1)^m (1 - \mu^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m}{d\mu^m} [P_l(\mu)]. \quad (\text{III.15})$$

$P_l(\mu)$: Le polynôme de Legendre de degré l est défini comme :

$$P_l(\mu) = l \frac{1}{l!} \frac{d^l}{d\mu^l} [(\mu^2 - 1)^l] \quad (\text{III.16})$$

Nous substituons la fonction $f^{(h)}$ dans l'équation (III.11) par l'expansion détaillée de l'équation (III.12).

Ensuite, nous appliquons les relations de récurrence entre les polynômes de Legendre et les polynômes de Legendre associés suivantes [97] :

$$\sqrt{1 - \mu^2} P_l^m(\mu) = \frac{1}{2l+1} (P_{l-1}^{m+1}(\mu) - P_{l+1}^{m+1}(\mu)) \quad (\text{III.17})$$

$$\sqrt{1 - \mu^2} \frac{dP_l(\mu)}{d\mu} = \frac{1}{2} [l(l+1)P_l^{-1}(\mu) - P_l^1(\mu)] \quad (\text{III.18})$$

$$(l - m + 1)P_{l+1}^m(x) = (2l + 1)xP_l^m(x) - (l + m)P_{l-1}^m(x) \quad (\text{III.19})$$

Après quelques manipulations mathématiques, on obtient la composante $f_l^{(h)}$, est explicitement calculée en fonction de $f_l^{(s)}$, $f_{l-1}^{(s)}$ et $f_{l+1}^{(s)}$, l'expression de l^{eme} composante de $f_l^{(h)}$ est donnée par :

$$f_l^{(h)} = \frac{e}{\sqrt{2}} \left(\frac{\exp(-i\omega_L t \pm i\varphi)}{-i(\omega_L \mp \Omega_{ce}) + l(l+1)v_c} \right) \left[E \left(\frac{1}{2l+3} \left(\frac{1}{p^{l+1}} \frac{\partial}{\partial p} (p^{l+1} f_{l+1}^{(s)}) + \frac{1}{p} f_{l+1}^{(s)} \right) - \frac{1}{2l-1} \left(p^l \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_{l-1}^{(s)}}{p^l} \right) + \frac{1}{p} f_{l-1}^{(s)} \right) \right) \pm \frac{1}{m_e \gamma_L} B f_l^{(s)} \right] \quad (\text{III.20})$$

III.3.2 Projection de l'équation Fokker-Planck relativiste basse fréquence sur les harmoniques sphériques et les polynômes de Legendre :

Pour écrire l'équation de Fokker-Planck relativiste basse fréquence en coordonnées sphériques, on substitue (III.10) dans (III.9) suivante :

$$\frac{\partial f^{(s)}}{\partial t} + \frac{p}{m_e \gamma_L} \mu \frac{\partial f^{(s)}}{\partial z} - e \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-i\omega_L t) \exp(\pm i\varphi) \left(\sqrt{1-\mu^2} \frac{\partial f^{(h)}}{\partial p} - \frac{\mu \sqrt{1-\mu^2}}{p} \frac{\partial f^{(h)}}{\partial \mu} - \frac{1}{p \sqrt{1-\mu^2}} f^{(h)} \right) - \left\langle \frac{e}{m_e \gamma_L} \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-i\omega_L t) \exp(\pm i\varphi) \left[\mp \mu \frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \mp \sqrt{1-\mu^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \right] f^{(h)} \right\rangle_T = C_{ei}(f^{(s)}) \quad (\text{III. 21})$$

Nous substituons la fonction $f^{(s)}$ dans l'équation (III.21) par l'expansion détaillée de l'équation (III.13).

Ensuite, nous appliquons les relations de récurrence entre les polynômes de Legendre et les polynômes de Legendre associés suivantes :

$$\mu P_l = \frac{l+1}{2l+1} P_{l+1} + \frac{l}{2l+1} P_{l-1} \quad (\text{III.22})$$

$$\sqrt{1-\mu^2} P_l^1 = \frac{l(l+1)}{2l+1} (P_{l+1} - P_{l-1}) \quad (\text{III.23})$$

$$\mu \sqrt{1-\mu^2} \frac{dP_l^1(\mu)}{d\mu} = \left(\frac{l(l+1)}{2l+1} \right) [lP_{l+1} + (l+1)P_{l-1}] - \sum_{n=l-1}^0 (2n+1) P_n \quad (\text{III.24})$$

Après avoir effectué les calculs, on obtient l'expression de l^{eme} composante de $f^{(s)}$:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_l^{(s)}}{\partial t} + \frac{p}{m_e v_L} \left(\frac{l}{2l-1} \right) \frac{\partial f_{l-1}^{(s)}}{\partial z} + \frac{p}{m_e v_L} \left(\frac{l+1}{2l+3} \right) \frac{\partial f_{l+1}^{(s)}}{\partial z} - \frac{e}{\sqrt{2}} \langle \text{Exp}(-i(\omega_L t \mp \varphi)) \left(\frac{l(l-1)}{2l-1} \left[p^l \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_{l-1}^{(h)}}{p^l} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{1}{p} f_{l-1}^{(h)} \right] - \frac{(l+1)(l+2)}{2l+3} \left[\frac{1}{p^{l+1}} \frac{\partial}{\partial p} \left(p^{l+1} f_{l+1}^{(h)} \right) + \frac{1}{p} f_{l+1}^{(h)} \right] \right) \rangle_T \pm \frac{e}{\sqrt{2} m_e v_L} \langle \text{Exp}(-i(\omega_L t \mp \varphi)) \left(l(l+1) f_l^{(h)} \right) \rangle_T = -l(l+1) v_c f_l^{(s)} \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

$l(l+1)v_c$ Est l^{eme} composante de la fréquence de collision, obtenue en faisant la moyenne de l^{eme} valeur propre de l'opérateur de collisions de Landau, sur la distribution électronique relativiste et v_c est donné par :

$$v_c = \frac{1}{2} \vartheta_c R^{-3/2} (1+R)^{1/2} \quad (\text{III.26})$$

Tel que :

$R(\eta) = \sqrt{\pi/2} K_2(1/\eta) \left(\frac{1}{2} \eta \right)^{3/2}$ Représente une correction relativiste sur la fréquence de collision

$\eta = \frac{T_e}{m_e c^2}$, T_e Est la température électronique et c est la vitesse du lumière

$\vartheta_c = \frac{n_e Z e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^3 \eta^{3/2}}$ Est la fréquence de collision non relativiste de Krook [71,97].

La fréquence de collision diminue avec T_e et augmente avec n_e . Puisque le plasma est créé par le chauffage laser d'une cible, T_e et n_e . Sont déterminés par les paramètres laser.

La densité critique est liée à la longueur d'onde laser, λ , par la formule :

$$n_c (\text{cm}^{-3}) = 10^{21} \lambda^{-2} (\mu\text{m}).$$

La température électronique T_e est exprimée en termes d'intensité absorbée, I_a et λ en supposant une couronne isotherme et en calculant le bilan énergétique dans la couche critique [85] :

$$T_e (\text{KeV}) = 4.3 \times 10^{-8} I_a^{\frac{2}{3}} \left(\frac{W}{\text{cm}^3} \right) \lambda^{\frac{4}{3}} (\mu\text{m})$$

Les équations (III.20) et (III.24) décrivent le plasma magnétisé chauffé par laser via la fonction de distribution électronique qui prend en compte l'impulsion laser, le champ magnétique, l'inhomogénéité du plasma et l'anisotropie dans l'espace de quantité de mouvement.

Il est important de noter que dans les équations (III.20) et (III.21), f_{l+1} est petit par rapport à f_l , ce qui correspond à l'approximation d'anisotropie faible par la moyenne de $\frac{l}{l_0} \ll 1$.

III.3.2.1 L'équation de la fonction de distribution isotropie :

L'équation de la fonction de distribution isotropie $f_0^{(s)}$ s'obtient à partir de l'équation de Fokker-Planck relativiste basse fréquence à l'ordre $l = 0$ qui est associée aux équations de Maxwell. Pour ce faire, on considère la fonction de distribution de Juttner (Maxwell relativiste), que l'on peut exprimer de la manière suivante [91] :

$$f_0^{(s)} = A(\eta) e^{\left(\frac{-E}{T_e}\right)} \quad (\text{III.27})$$

E est l'énergie totale $A(\eta)$ est un paramètre relié avec la fonction de Bessel, elle est définissants par les formes suivants :

$$E = m_e c^2 (\gamma_L - 1) \quad (\text{III.28})$$

$$A(\eta) = \frac{\eta}{K_2(\eta) 4\pi (m_e c)^3} \quad \eta = \frac{m_e c^2}{T_e} \quad (\text{III.29})$$

Où K_2 désigne la fonction K Bessel d'ordre 2.

Finalement la fonction de distribution isotropie donnée par la forme suivant :

$$f_0^{(s)} = \frac{1}{4\pi \eta K_2\left(\frac{1}{\eta}\right) (m_e c)^3} e^{\left(\frac{-\gamma_L}{\eta}\right)} \quad (\text{III.30})$$

III.3.2.2 L'équation de la fonction de distribution anisotropies :

En utilisant l'équation de Fokker-Planck relativiste basse fréquence (III.25), en posant $l = 1$ et $l =$

2 nous obtenons $f_1^{(s)}$ et $f_2^{(s)}$ en fonction de $f_0^{(s)}$:

$$f_1^{(s)} = -\frac{1}{v_c} \frac{p}{m_e \gamma_L} \frac{1}{L_n} f_0^{(s)} \quad (\text{III.31})$$

$$f_2^{(s)} = \frac{e^2 I}{18 c \epsilon_0} \left(\frac{1}{(\omega_L \mp \Omega_{ce})^2} \right) \left(1 - \frac{e^2}{m_e^2 \gamma_L^2 (\omega_L \mp \Omega_{ce})^2 c^3 \epsilon_0} I \right) \left(\frac{\partial^2 f_0^{(s)}}{\partial p^2} - \frac{1}{p} \frac{\partial f_0^{(s)}}{\partial p} \right) + \frac{2}{3 v_c^2} \frac{p^2}{m_e^2 \gamma_L^2} \frac{1}{L_n^2} f_0^{(s)}$$

(III.32)

Où

$$L_n = \left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} \right)^{-1} : \text{est la longueur du gradient de densité électronique.}$$

Ici, I désigne l'intensité laser locale dans le plasma. Macroscopiquement, $f_2^{(s)}$ correspond à l'anisotropie de température où la température perpendiculaire, T_\perp est supérieure à la température parallèle, T_\parallel : $T_\perp = T_e + \delta T$ et $T_\parallel = T_e$. La différence de température, δT , qui dépend de I représente l'énergie moyenne des électrons oscillants dans le champ électrique du laser. Cela signifie que pour l'approximation de faible anisotropie, $f_2^{(s)} \ll f_1^{(s)} \ll f_0^{(s)}$, nous pouvons supposer $\delta T (\sim f_2^{(s)}) \ll T_e (\sim f_0^{(s)})$. Par conséquent, nous pouvons négliger la contribution de I à la fréquence de collision, v_c , et alors v_c devient dépendant uniquement de I_a et λ passant par T_e et n_e équation (III.26) [91-94].

III.4 Calcul l'absorption non linéaire inverse par bremsstrahlung dans un plasma magnétisé :

Dans le cadre de la description cinétique de l'interaction laser-plasma, l'ABI moyenne sur une durée de cycle laser est donnée par [32, 98] :

$$A = \langle \vec{J}_e \cdot \vec{E}_L \rangle_T. \quad (\text{III.33})$$

Où \vec{J}_e est la densité de courant électronique, donné par :

$$\vec{J}_e = -e \int \frac{\vec{p}}{\gamma_L m_e} \text{Real}(f) d^3 \vec{p}. \quad (\text{III.34})$$

Ici f est la fonction de distribution électronique donnée par l'équation (2) et donc \vec{J}_e contient une partie haute fréquence $\overline{J_e^{(h)}} \sim f^{(h)}$ dû à l'oscillation des électrons dans le champ laser et à une partie quasi-statique $\overline{J_e^{(s)}} \sim f^{(s)}$ donc :

$$A = \langle \vec{E} \cdot \overline{J}^{(h)} \rangle_T + \langle \vec{E} \cdot \overline{J}^{(s)} \rangle_T. \quad (\text{III.35})$$

La contribution de $\overline{J}^{(s)}$ à l'absorption disparaît car sa moyenne sur le cycle laser est $\langle \overline{J}^{(s)} \cdot \vec{E} \rangle_T \sim \langle \cos(\omega_L t) \rangle_T = 0$, tandis que la contribution de $\overline{J_e^{(h)}}$ varie dans le temps comme $\cos^2(\omega_L)$, $\sin^2(\omega_L)$ dont la moyenne est de 1/2.

L'absorption est alors donnée par $f^{(h)}$ comme :

$$A = \langle \vec{E} \cdot \overline{J}^{(h)} \rangle_T = -\frac{e}{m_e} \langle \text{Real}(\vec{E}) \cdot \int \frac{\vec{p}}{\gamma_L} \text{Real}(f^{(h)}) d^3 \vec{p} \rangle_T. \quad (\text{III.36})$$

En considérant la Polarisation de l'onde Laser [96], se transforme en :

$$A = -\frac{e}{m_e} \langle \text{Real}(E_{L,x}) \int \frac{P_x}{\gamma_L} \text{Real}(f^{(h)}) d^3 \vec{p} + \text{Real}(E_{L,y}) \int \frac{P_y}{\gamma_L} \text{Real}(f^{(h)}) d^3 \vec{p} \rangle_T. \quad (\text{III.37})$$

Tel que :

$$E_{L,x} = \text{Re} \left[\frac{E_L}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \right]$$

$$E_{L,y} = \text{Re} \left[\pm j \frac{E_L}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \right]$$

D'autre coté on a par définition que :

$$\begin{aligned} f^{(h)}(\vec{p}, t) &= e^{\pm j\varphi} \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(h)}(p, t) P_l^1(\mu) \\ &= e^{\pm j\varphi} \left\{ f_0^{(h)}(p, t) P_0^1(\mu) + f_1^{(h)}(p, t) P_1^1(\mu) \right\} \end{aligned} \quad (\text{III.38})$$

Tel que :

$$\begin{cases} P_0^1(\mu) = -(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \frac{d}{d\mu} [P_0(\mu)] = 0 \\ P_1^1(\mu) = (-1)^1 (1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \frac{d}{d\mu} [P_1(\mu)] = -(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (\text{III.39})$$

Donc :

$$f^{(h)}(\vec{p}, t) = e^{\pm j\varphi} \left\{ -(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} f_1^{(h)}(p, t) \right\} \quad (\text{III.40})$$

En coordonnées sphériques et en utilisant l'équation (III.12), équation (III.37) se présente comme :

$$\begin{aligned} A = & -\frac{e}{\sqrt{2}m_e} \sum_{l=0}^{\infty} \int_{\mu=-1}^{\mu=1} \sqrt{1 - \mu^2} P_l^{\pm 1} d\mu \left\langle \left(\text{Real}(E) \cos(\omega_L t) + \right. \right. \\ & \left. \left. \text{Imag}(E) \sin(\omega_L t) \right) \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{p=0}^{p=\infty} \frac{p^3 \cos(\varphi)}{\gamma_L} \text{Real} \left(f_l^{(h), \pm 1} \right) dp d\varphi \pm \left(\text{Imag}(E) \cos(\omega_L t) - \right. \right. \\ & \left. \left. \text{Real}(E) \sin(\omega_L t) \right) \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{p=0}^{p=\infty} \frac{p^3 \sin(\varphi)}{\gamma_L} \text{Real} \left(f_l^{(h), \pm 1} \right) dp d\varphi \right\rangle_T. \end{aligned} \quad (\text{III.41})$$

Dans le membre de droite de cette équation, l'intégration sur μ disparaît pour toutes les composantes de $f^{(h)}$ sauf pour $l = 1$ [96], donc :

$$A = -\frac{e}{\sqrt{2}m_e} \int_{\mu=-1}^{\mu=1} \sqrt{1-\mu^2} P_l^{\pm 1} d\mu \left\langle \left(\text{Real}(E) \cos(\omega_L t) + \text{Imag}(E) \sin(\omega_L t) \right) \iint_{\substack{\varphi=0 \\ p=0}}^{\varphi=2\pi \\ p=\infty} \frac{p^3 \cos(\varphi)}{\gamma_L} \text{Real} \left(f_l^{(h), \pm 1} \right) dp d\varphi \pm \left(\text{Imag}(E) \cos(\omega_L t) - \text{Real}(E) \sin(\omega_L t) \right) \iint_{\substack{\varphi=0 \\ p=0}}^{\varphi=2\pi \\ p=\infty} \frac{p^3 \sin(\varphi)}{\gamma_L} \text{Real} \left(f_l^{(h), \pm 1} \right) dp d\varphi \right\rangle. \quad (\text{III.42})$$

On remarque ici que l'absorption correspond, cinétiquement, à la génération d'une fonction de distribution anisotrope haute fréquence d'ordre ($l = 1, m = \pm 1$), $f_l^{(h), \pm 1}$ qui s'exprime à partir de (III.20) :

$$f_1^{(h)} = \frac{\exp(-i\omega_L t \pm i\varphi)}{\sqrt{2}(-i(\omega_L \mp \Omega_{ce}) + \nu_c)} \left(-eE \frac{\partial f_0^{(s)}}{\partial p} + \frac{e}{\gamma_L m_e} B f_1^{(s)} + \frac{eE}{5} \left(\frac{3}{p} + \frac{\partial}{\partial p} \right) f_2^{(s)} \right). \quad (\text{III.43})$$

Cela dépend de $f_0^{(s)}$, $f_1^{(s)}$ et $f_2^{(s)}$ et ici les composantes anisotropes, $f_1^{(s)}$ et $f_2^{(s)}$, donne lieu à l'absorption non linéaire.

Après avoir effectué quelques opérations algébriques et utilisé les équations (III.30)-(III.32), nous écrivons l'expression explicite de l'absorption comme suit :

$$A = \frac{2\sqrt{\pi} n_e \nu_c m_e c^2}{3 K_2 \left(\frac{1}{\eta} \right)} \eta^{\frac{1}{2}} \left\{ \left(1 + \frac{2}{15} \frac{c^2 \eta}{\nu_c^2 L_n^2} \mp \frac{c\eta}{2\nu_c L_n} \right) \left(1 \mp \frac{\Omega_{ce}}{\omega_L} \right)^{-2} \frac{I}{I_0} - \left(\frac{\sqrt{\pi}}{18} \right) \left(1 \mp \frac{\Omega_{ce}}{\omega_L} \right)^{-4} \left(\frac{I}{I_0} \right)^2 - \left(\frac{\sqrt{\pi}}{18} \right) \left(1 \mp \frac{\Omega_{ce}}{\omega_L} \right)^{-6} \left(\frac{I}{I_0} \right)^3 \right\}, \quad (\text{III.44})$$

III.5 Résultats et discussion :

Dans le plasma de fusion laser, L_n est mesuré par l'équation $L_n \sim C_s \tau_L$, où $C_s = \sqrt{\frac{ZT_e}{m_i}}$ représente la vitesse du son dans le plasma, m_i représente la masse des ions et τ_L représente la durée de l'impulsion laser. Dans le contexte des expériences FMI, $\tau_L \sim ns$ et $C_s \sim 10^5$ m/s et la fréquence de collision au niveau de la couche critique sont $\nu_c \sim 10^{11} s^{-1}$. Par conséquent, le terme d'hétérogénéité dans l'équation (III.44) donne les valeurs $\frac{c\eta}{\nu_c L_n} \sim 10^{-3}$. En tant que tel, il n'exerce aucun effet sur l'absorption dans la couche critique.

Dans l'équation (III.44), le terme proportionnel à $\frac{I}{I_0}$ correspond à l'approche linéaire de ABI tandis que les termes dans $\left(\frac{I}{I_0}\right)^2$ et $\left(\frac{I}{I_0}\right)^3$ correspondent aux effets non linéaires. Le paramètre d'échelle pour la non-linéarité examiné dans cet article est le rapport $\frac{I}{I_0}$, qui représente également le rapport du carré de l'impulsion d'oscillation électronique maximale dans le champ électrique du laser à $(m_e c)^2$: $\frac{I}{I_0} \sim \frac{p_{osc}^2}{(m_e c)^2}$.

Par conséquent $\frac{I}{I_0}$ sert d'indicateur des deux influences relatives et la non-linéarité. Il est impératif que $\frac{I}{I_0}$ restes nettement inférieur à l'unité ($\frac{I}{I_0} < 1$). Ce critère définit la limite de validité de notre étude.

Dans l'équation (III.44) on retrouve la contribution de l'onde laser Le champ magnétique B dans la limite I^3 .

Le traitement numérique de l'équation (III.44) nous permet de déterminer la dépendance de l'absorption sur les paramètres physiques de l'impulsion laser, du plasma de fusion et du champ

magnétique appliqué. Parce que ABI est plus efficace dans les domaines critiques couche, avons concentré notre étude sur ce cas

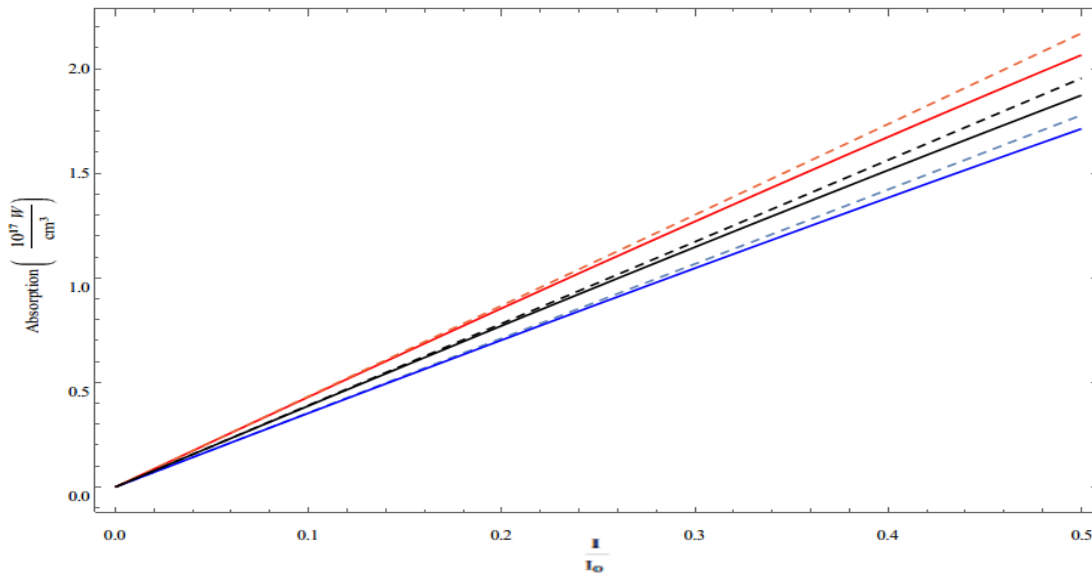


FIG. III.1

Augmentation de l'absorption avec l'intensité laser normalisée, $\frac{I}{I_0}$, au niveau de la couche critique. La courbe bleue correspond à la polarisation droite de l'onde laser, la courbe rouge correspond à celle de gauche et la courbe noire correspond au plasma non magnétisé pour les deux cas de polarisation de l'onde laser. Les courbes en pointillés correspondent à l'approche linéaire de l'absorption. Les paramètres physiques typiques utilisés des plasmas, l'impulsion laser et le champ magnétique appliqué, sont :

$$Z = 4, T_e = 3 \text{ KeV}, \lambda = 1.06 \mu\text{m}, \tau_L = 6 \text{ ns} \text{ et } B_0 = 10 \text{ MG}.$$

Sur la figure 1, nous présentons l'absorption due à un effet non linéaire en fonction de l'intensité laser normalisée $\frac{I}{I_0}$ au niveau de la couche critique, $n_e = n_c$, pour les paramètres typiques du plasma et des impulsions laser, en considérant à la fois les polarisations droite et gauche et pour le plasma non magnétisé [87]. Il convient de noter que l'approche linéaire surestime l'absorption et que les ondes

polarisées à gauche présentent une efficacité plus élevée. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que le mouvement de giration des électrons est aligné avec la direction du champ électrique du laser, conduisant à une interaction plus forte entre les électrons et l'onde laser pour les ondes polarisées à gauche.

Nous présentons sur la figure III.2 le taux de réduction de l'absorption avec l'intensité laser normalisée, $\frac{I}{I_0}$, au niveau de la couche critique.

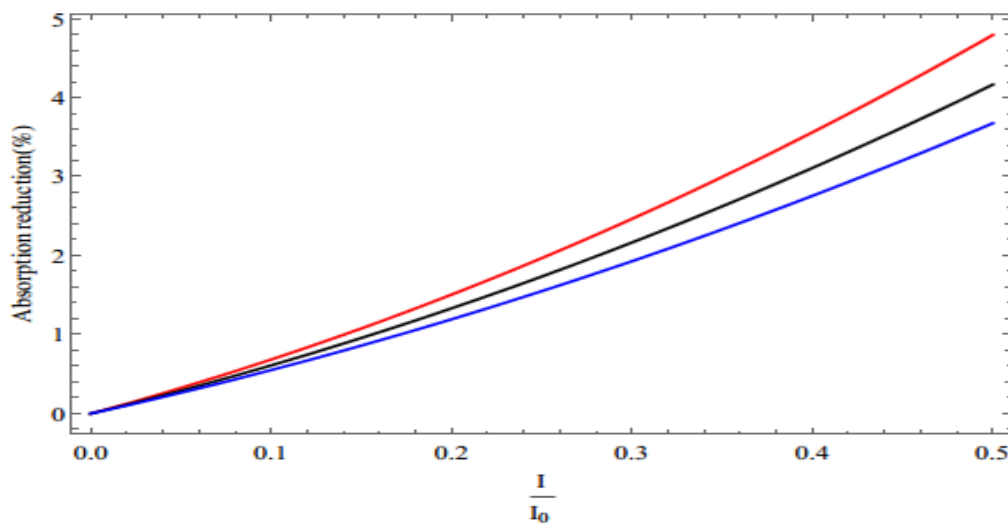


FIG.III.2

Augmentation du taux de réduction de l'absorption avec l'intensité laser normalisée, $\frac{I}{I_0}$, au niveau de la couche critique. La courbe bleue correspond à la polarisation droite, la courbe rouge correspond à celle de gauche et la courbe noire correspond au plasma non magnétisé pour les deux cas de polarisation de l'onde laser. Les paramètres physiques typiques utilisés des plasmas, l'impulsion laser et le champ magnétique appliqué, sont :

$$Z = 4, T_e = 3 \text{ KeV}, \lambda = 1.06 \mu\text{m}, \tau_L = 6 \text{ ns} \text{ et } B_0 = 10 \text{ MG}.$$

La figure 2 montre la réduction de l'absorption due à un effet non linéaire, en fonction de l'intensité laser normalisée $\frac{I}{I_0}$ au niveau de la couche critique. La réduction est d'environ 5 % proche de $I = I_0/2$, pour des paramètres typiques des plasmas et des impulsions laser.

Nous illustrons sur la figure III.3 l'absorption par effet non linéaire en fonction du champ magnétique appliqué, B_0 , au niveau de la couche critique.

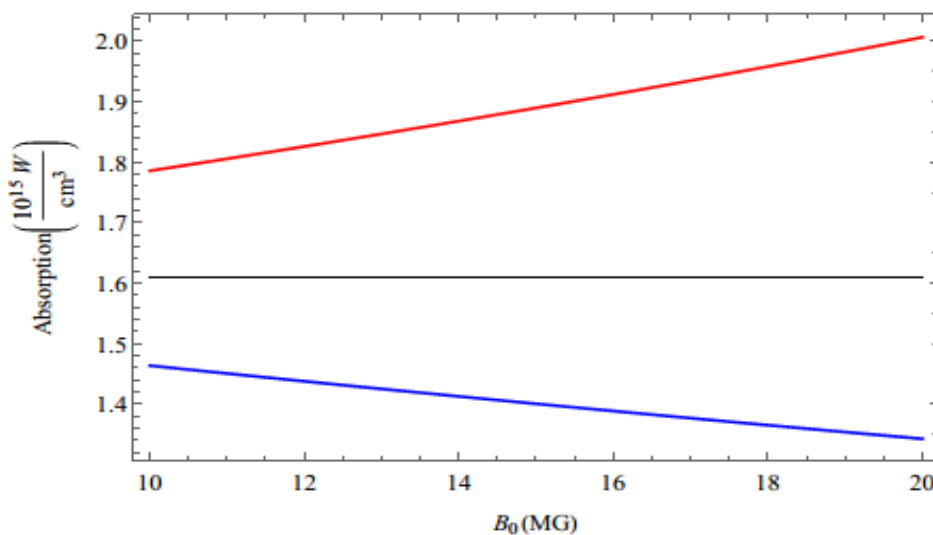


FIG.III.3

Tracé de l'absorption en fonction du champ magnétique appliqué, B_0 , au niveau de la couche critique. La courbe bleue correspond à la polarisation droite, la courbe rouge correspond à celle de gauche et la courbe noire correspond au plasma non magnétisé pour les deux cas de polarisation de l'onde laser. Les paramètres physiques typiques utilisés du plasma, l'impulsion laser sont :

$$Z = 4, T_e = 3 \text{ KeV}, \lambda = 1.06 \mu\text{m}, \tau_L = 6 \text{ ns} \quad \text{et} \quad I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}.$$

Cette figure affiche l'absorption par effet non linéaire en fonction le champ magnétique appliqué, B_0 , au niveau de la couche critique pour polarisations gauche, droite et pour non magnétisés plasma. On observe que l'absorption est augmentant avec B_0 pour la polarisation gauche, alors qu'elle diminue pour le cas de la polarisation droite.

On représente sur la figure III.4 la réduction d'absorption par effet non linéaire en fonction du champ magnétique appliqué, B_0 , au niveau de la couche critique.

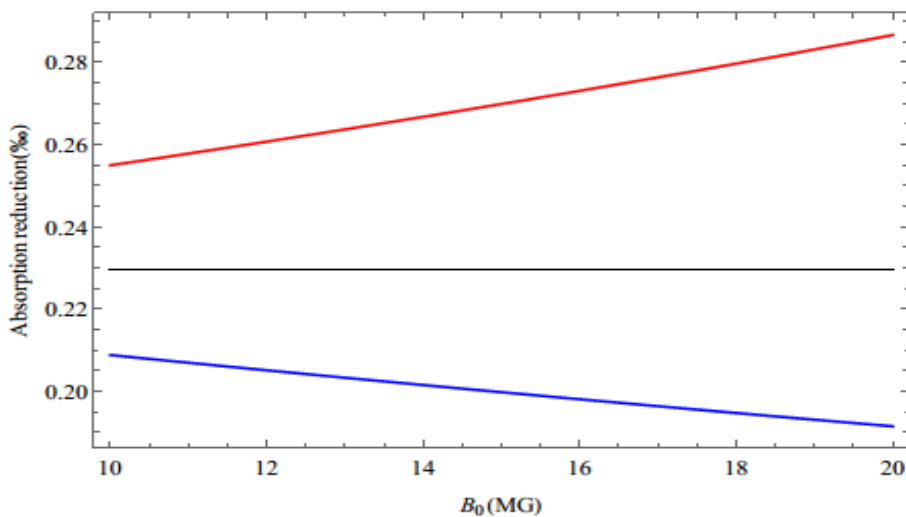


FIG.III.4

Tracé de la réduction d'absorption en fonction du champ magnétique appliqué, B_0 , au niveau de la couche critique. La courbe bleue correspond à la polarisation droite, la courbe rouge correspond à celle de gauche et la courbe noire correspond au plasma non magnétisé pour les deux cas de polarisation de l'onde laser. Les paramètres physiques typiques utilisés du plasma, l'impulsion laser sont :

$$Z = 4, T_e = 3 \text{ KeV}, \lambda = 1.06 \mu\text{m}, \tau_L = 6 \text{ ns} \quad \text{et} \quad I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}.$$

Sur la figure III.4, nous illustrons la réduction de l'absorption par effet non linéaire en fonction B_0 pour les polarisations gauche, droite et pour le plasma non magnétisé. Nous constatons que la réduction de l'absorption varie lentement avec B_0 pour les deux polarisations.

On représente sur la figure III.5 l'absorption dû à l'effet non linéaire en augmentant la longueur d'onde du laser, λ , au niveau de la couche critique.

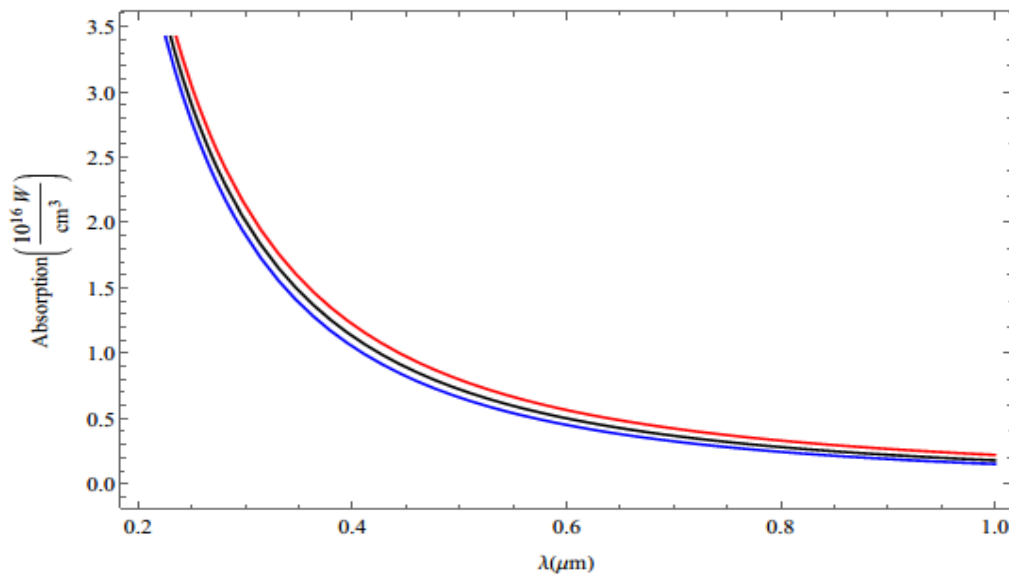


FIG.III.5

Diminution de l'absorption dû à l'effet non linéaire en augmentant la longueur d'onde du laser, λ , au niveau de la couche critique. La courbe bleue correspond à la polarisation droite, la courbe rouge correspond à celle de gauche et la courbe noire correspond au plasma non magnétisé pour les deux cas de polarisation de l'onde laser. Les paramètres physiques typiques utilisés du plasma, l'impulsion laser et le champ magnétique appliqué, sont :

$$Z = 4, T_e = 3 \text{ KeV}, I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}, \tau_L = 6 \text{ ns} \text{ et } B_0 = 20 \text{ MG}$$

Sur la figure 5, nous présentons l'absorption due à l'effet non linéaire en fonction de la longueur d'onde du laser λ au niveau de la couche critique. Comme prévu, l'absorption diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde, car les longueurs d'onde plus courtes sont absorbées plus efficacement dans le plasma.

On représente sur la figure III.6 l'absorption dû à l'effet non linéaire en augmentant la longueur d'onde du laser, λ , au niveau de la couche critique.

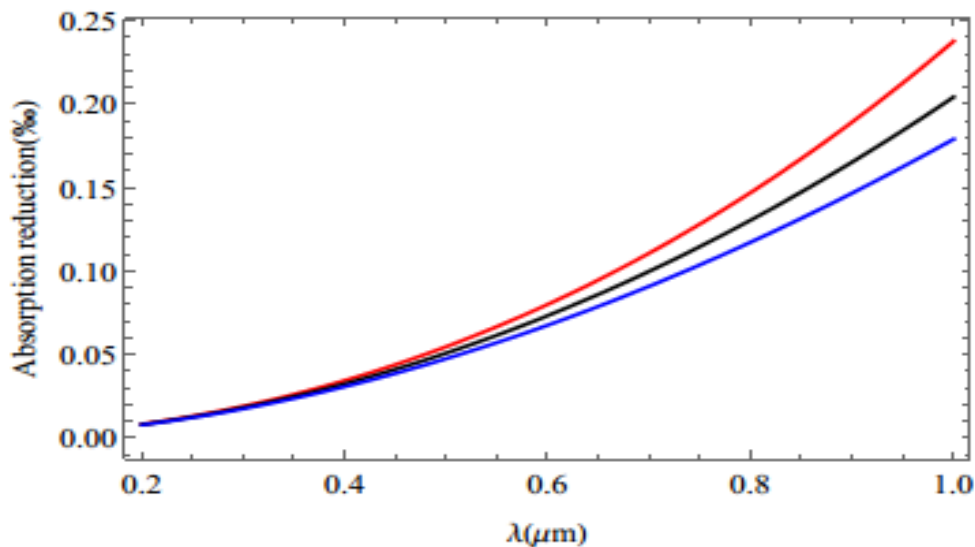


FIG. III.6

Tracé de la réduction d'absorption en fonction de la longueur d'onde du laser, λ , au niveau de la couche critique. La courbe continue bleue correspond à la polarisation droite, la courbe continue rouge correspond à celle de gauche et la courbe noire correspond au plasma non magnétisé pour les deux cas de polarisation de l'onde laser. Les paramètres typiques utilisés pour les plasmas, l'intensité du laser et le champ magnétique appliqué, sont :

$$Z = 4, T_e = 3 \text{ KeV}, I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}, \tau_L = 6 \text{ ns} \text{ et } B_0 = 20 \text{ MG}$$

La figure 6 illustre le fait que le taux de réduction dû aux effets non linéaires dépend peu de la longueur d'onde dans la plage de $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$.

On représente sur la figure III.7 l'absorption en fonction de la température électronique du plasma T_e , au niveau de la couche critique.

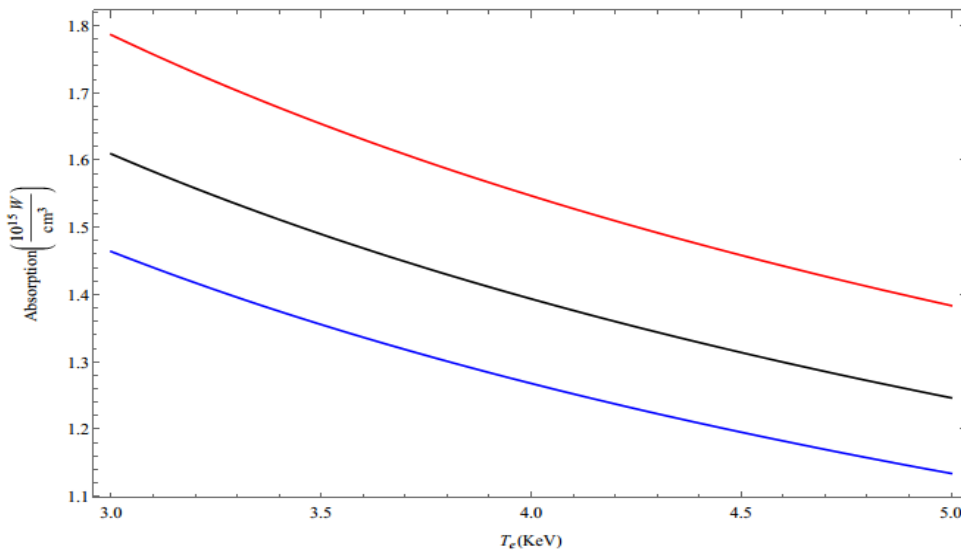


FIG.III.7

Diminution de l'absorption en augmentant la température des électrons, T_e , au niveau de la couche critique. La courbe bleue correspond à la polarisation droite, la courbe rouge correspond à celle de gauche et la courbe noire correspond au plasma non magnétisé pour les deux cas de polarisation de l'onde laser. Les paramètres physiques typiques utilisés du plasma, l'impulsion laser et le champ magnétique appliqué, sont :

$$Z = 4, \quad \lambda = 1.06 \mu\text{m}, \quad I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}, \quad \tau_L = 6\text{ns} \quad \text{et} \quad B_0 = 10 \text{ MG}$$

La figure III.7 montre l'absorption et sa réduction due à l'effet non linéaire au niveau de la couche critique en fonction de la température électronique, T_e . Comme on pouvait s'y attendre, l'absorption diminue rapidement avec l'augmentation de T_e , car les plasmas plus chauds sont moins collisionnels et ont donc une efficacité réduite dans l'absorption (BI). Cependant, le taux de réduction dû aux effets non linéaires est indépendant de la température pour une intensité laser donnée (III.8). Cela est dû au fait que pour une intensité donnée dans la plage de température FMI, où $\eta \ll 1$, les coefficients de différents ordres de I dans l'expression d'absorption (équation III.44) ont la même dépendance en température.

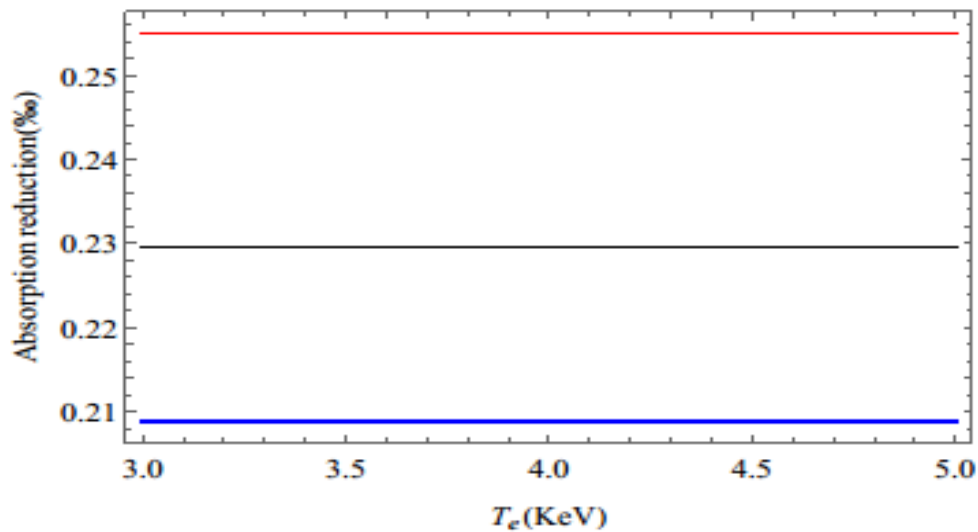


FIG.III.8

Diminution de l'absorption en augmentant la température des électrons, T_e , au niveau de la couche critique. La courbe bleue correspond à la polarisation droite, la courbe rouge correspond à celle de gauche et la courbe noire correspond au plasma non magnétisé pour les deux cas de polarisation de l'onde laser. Les paramètres physiques typiques utilisés du plasma, l'impulsion laser et le champ magnétique appliqué, sont :

$$Z = 4, \lambda = 1.06 \mu\text{m}, I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}, \tau_L = 6\text{ns} \text{ et } B_0 = 10 \text{ MG}$$

III.6 Instabilité de Weibel :

L'équilibre d'un Plasma correspond à un état dans lequel la pression, la densité, la température et la vitesse des particules chargées sont uniformément réparties dans tout le plasma. Lorsqu'une perturbation survient, le plasma a tendance à revenir à son état initial. Pendant, si la perturbation augmente avec le temps plutôt que de diminuer, l'état d'équilibre est considéré comme instable. Cela signifie que le plasma, au lieu de retrouver son état initial, évoluera vers un nouvel équilibre ou subira des changements fondamentaux dans sa structure. Ce type de perturbation est appelé instabilité.

Les instabilités peuvent être classées en deux catégories principales : les macro-instabilités et les micro-instabilités.

Les macro-instabilités est une instabilité qui affecte les propriétés globales du plasma et peut être décrite par des modèles hydrodynamiques du plasma. Dans ce cas le plasma est décrit par les grandeurs macroscopiques de chaque type de particule qui le compose, comme la densité, la température, la vitesse moyenne, etc. Ces instabilités sont généralement dues à des différences de pression ou de densité. Parmi, les macro-instabilités qui se développent dans les Plasmas créés par laser, l'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) [99].

Les micro-instabilités sont des perturbations du plasma qui sont causées par les propriétés microscopiques du plasma. La répartition des vitesses des particules joue un rôle important dans le développement de ces instabilités. Pour étudier ces perturbations théoriquement, il est nécessaire d'utiliser un traitement cinétique. Dans ce traitement, le plasma est décrit par la fonction de distribution de chaque espèce de particules définie par :

$$dN_s = f_s(\vec{r}, \vec{V}, t) \overline{d\vec{r}} \overline{d\vec{V}} \quad (\text{III.45})$$

Où dN_s est le nombre de particules situées dans un voisinage $\overline{d\vec{r}}$ de la position \vec{r} et un Voisinage $\overline{d\vec{V}}$ de la vitesse \vec{V} .

En outre, il existe deux natures différentes d'instabilité : Les instabilités convectives sont des perturbations qui peuvent s'accroître en se propageant dans l'espace, comme L'instabilité de Weibel et les instabilités absolues sont des perturbations qui se développent localement sans se propager, comme la résonance cyclotron ou la résonance Landau.

III.6.2 Mécanisme physique :

L'instabilité de Weibel [93] est une instabilité convective qui se produit dans les plasmas caractérisés par une anisotropie en température. Cette instabilité correspond à l'excitation de modes électromagnétiques dans le plasma. De manière microscopique, l'anisotropie en température correspond à une fonction de distribution des vitesses des particules qui n'est pas symétrique. Cette anisotropie peut être générée par plusieurs mécanismes, tels que le transport thermique (TT), l'expansion du plasma (EP) l'absorption de bremsstrahlung inverse (BI) [71,100 ,101].

L'analyse de cette instabilité nécessite une approche cinématique, mais le mécanisme physique de cette instabilité peut être expliqué qualitativement à travers un modèle fluide. Le mécanisme physique de l'instabilité de Weibel est décrit comme une micro-instabilité convective qui correspond à l'excitation de modes électromagnétiques dans les plasmas caractérisés par une anisotropie en température. Cette anisotropie en température peut être générée par plusieurs mécanismes tels que le transport thermique, l'expansion du plasma, ou d'autres processus. D'un point de vue microscopique, cela correspond à des plasmas décrits par une fonction de distribution anisotrope dans l'espace des vitesses.

III.6.3 Analyse des modes Weibel dus au bremsstrahlung inverse :

Lorsque l'on parle des "modes Weibel dus au bremsstrahlung inverse", cela pourrait impliquer que les instabilités de Weibel sont influencées ou amplifiées par le processus de bremsstrahlung inverse dans un plasma relativiste. L'absorption de l'énergie laser par le bremsstrahlung inverse peut créer une anisotropie dans la fonction de distribution des électrons. Cette anisotropie est utilisée pour exciter l'instabilité de Weibel dans les plasmas chauffés par laser.

III.6.4 Taux d'instabilité :

Weibel a prouvé que la présence d'une distribution anisotrope dans l'espace des vitesses peut entraîner l'excitation de modes électromagnétiques instables [111]. Cette démonstration s'inscrit dans le contexte de la théorie cinétique, où l'hypothèse est faite que le plasma non perturbé est décrit par une fonction de distribution bi-maxwellienne :

$$F_0(\vec{v}) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi T_x} \right)^{1/2} \frac{m_e}{2\pi T_\perp} \exp \left(-\frac{m_e v_x^2}{2T_x} - \frac{m_e v_\perp^2}{2T_\perp} \right) \quad (\text{III.46})$$

où T_x et T_\perp représentent respectivement la température électronique dans la direction Ox et dans les directions perpendiculaires à Ox

Le champ électromagnétique $\delta\vec{E}\delta\vec{B}$ est décrit par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \delta\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{III.47})$$

$$\vec{\nabla} \times \delta\vec{B} \cong \mu_0 \vec{J} = -e\mu_0 \int \vec{v} f(\vec{v}) d^3 \vec{v} \quad (\text{III.48})$$

Dans son calcul, Weibel a adopté deux approximations importantes :

L'approximation linéaire, qui implique le développement de la fonction de distribution à partir d'un état d'équilibre : $f = -F_0 + \delta f$. Dans cette expression, les quantités perturbées sont décomposées en modes normaux, représentées sous la forme : $(\delta\vec{J}, \delta\vec{E}, \delta\vec{B}, \delta f) \sim \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{r})$, où \vec{k} est le vecteur d'onde et ω est la pulsation complexe.

L'approximation non collisionnelle, qui suppose que l'évolution spatio-temporelle du plasma peut être décrite par l'équation de Vlasov perturbée :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) \delta f - \frac{e}{m_e} (\delta\vec{E} + \vec{v} \times \delta\vec{B}) \frac{\partial F_0}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (\text{III.49})$$

Pour des raisons de simplicité, il est supposé que le champ magnétique d'ordre 0 est nul, ce qui équivaut à considérer un plasma non magnétisé.

$$\vec{B} = (\vec{B}_0 = 0) + \delta\vec{B} \quad (\text{III.50})$$

Nous considérons des modes définis par la géométrie suivante :

$$\delta\vec{E} = (\delta E, 0, 0) ; \quad \delta\vec{k} = (0, \delta k, 0) ; \quad \delta\vec{B} = (0, 0, \delta k)$$

A partir des équations (III.45), (III.47) et (III.48), la relation de dispersion suivante est

Obtenue :

$$c^2 k^2 - \omega^2 = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0} \int \left(v_x \frac{\partial F_0}{\partial v_x} - \frac{k v_x^2}{k v_x} \frac{\partial F_0}{\partial v_y} \right) d^3 \vec{v} \quad (\text{III.51})$$

En présence d'une faible anisotropie en température, $\Delta T_e = \frac{2}{3}(T_x - T_e) \ll 1$.

Avec :

$$T_x = T_e + \Delta T_e \quad \text{Et} \quad T_{\perp} = T_e - \frac{\Delta T_e}{2}$$

La fonction bi-maxwellienne peut être exprimée de la manière suivante :

$$f = P_0(\mu) f_M(v) + P_2(\mu) \frac{m_e v^2}{2T_e} \frac{\Delta T_e}{T_e} f_M(v) \quad (\text{III.52})$$

Où f_M est la fonction de distribution de Maxwell de température T_e et de densité n_e

et $\mu = \frac{v_x}{v}$. Ce résultat indique que l'anisotropie en température, du point de vue cinétique, est

associée à la deuxième anisotropie de la fonction de distribution projetée sur la base des polynômes de Legendre, $P_l(\mu)$.

Le taux d'instabilité dans ce cas est proportionnel à l'écart en température ΔT_e :

$$\gamma_{max} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{\Delta T_e}{T_e}\right)^{3/2} \frac{v_t}{c} \omega_p \quad (\text{III.53})$$

Où $v_t = \sqrt{T_e/m_e}$ étant la vitesse thermique des électrons.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous étudions l'absorption par bremsstrahlung e-i dans un plasma magnétisé inhomogène, ce qui est pertinent pour la fusion magnétique inertielle (FMI) et prend en compte les effets non linéaires. L'ABI de la puissance laser dans le plasma de fusion est ensuite calculée sur la base de la fusion. Les paramètres du plasma et l'impulsion laser et les paramètres du champ magnétique appliqué.

Notre analyse numérique montre que l'ABI augmente avec l'intensité du laser et diminue avec la longueur d'onde du laser et la température du plasma. Nous notons également que l'absorption dépend fortement de la polarisation de l'onde laser, l'onde laser polarisée à gauche étant plus absorbée que l'onde laser polarisée à droite. Pour un champ magnétique appliqué de magnitude $B_0 \sim 10 \text{ MG}$. Cela peut être attribué au fait que dans le cas d'une polarisation gauche, le mouvement de giration de l'électron est dans la même direction que l'oscillation du champ électrique du laser, ce qui entraîne une longueur d'onde effective plus courte du laser avec une fréquence apparente $\omega + \Omega_{ce}$, ce qui conduit à une absorption accrue. D'un autre côté, pour une polarisation droite, le mouvement de giration de l'électron est dans la direction opposée à l'oscillation du champ électrique du laser, ce qui entraîne une longueur d'onde effective plus longue et une absorption réduite.

Cette étude nous permet d'optimiser les paramètres de l'impulsion laser et les paramètres plasma afin d'obtenir une absorption efficace.

Conclusion Générale

Dans cette étude, nous examinons l'absorption inverse du rayonnement de freinage (ABI) dans un plasma magnétisé inhomogène, une situation pertinente pour la fusion magnéto-inertielle (FMI) prenant en compte les effets non linéaires. Nous utilisons une équation cinétique relativiste avec un terme de collision amélioré de type Krook pour décrire les collisions. La géométrie considérée dans cette investigation est en parfait accord avec le concept MagLIF sur la machine-Z au Laboratoire national Sandia, où un carburant de fusion pré-aimanté axialement, préchauffé par laser, est implosé à l'intérieur d'une enveloppe cylindrique pour générer des conditions de fusion. La non-linéarité prise en compte dans ce travail est due à l'anisotropie du plasma dans l'espace des impulsions, qui est influencée par le chauffage préférentiel au laser du plasma dans la direction du champ électrique de l'onde. L'ABI de l'énergie laser dans le plasma de fusion est ensuite calculée en fonction des paramètres du plasma de fusion, de l'impulsion laser et des paramètres du champ magnétique appliqué.

Le résultat de notre calcul montre que l'ABI augmente avec l'intensité du laser et diminue avec la longueur d'onde du laser et la température du plasma. Parce que le champ magnétique appliqué $B_0 \sim 10MG$ affecte l'absorption et son effet dépend de la direction de polarisation de l'onde laser. L'absorption est légèrement plus grande pour la polarisation gauche et légèrement plus petite pour la polarisation droite.

L'effet non linéaire réduit significativement l'absorption inverse du rayonnement de freinage (ABI), avec un taux de réduction d'environ 5% pour $I \sim \frac{I_0}{2}$ et $\lambda \sim \mu m$.

La contribution du champ magnétique d'onde B à l'absorption apparaît au troisième ordre de I/I_0 . Les limites d'applicabilité de notre théorie et la correspondance avec les paramètres physiques sont déterminées par les approximations utilisées :

i) Nous avons limité l'expansion de la fonction de distribution au deuxième ordre, guidés par la condition que $I/I_0 \ll 1$.

ii) Nous avons considéré l'approximation de haute fréquence laser, selon laquelle la fréquence de collision et la fréquence cyclotron sont inférieures à la fréquence laser : $\nu c \ll \omega L$ et $\Omega c e \ll \omega L$.

Une extension possible de cette étude est d'étudier l'instabilité de Weibel due à l'absorption inverse du rayonnement de freinage dans un plasma de fusion laser magnétisé, en prenant en compte la non-linéarité de ce document et celle due à l'effet Langdon. Cette étude nous permet d'optimiser les paramètres de l'impulsion laser pour une absorption efficace dans les expériences de fusion magnéto-inertiel

BIBLIOGRAPHIE

1. Khariton, Y.B, Mokhov, et al . On operation of magnetically imploded thermonuclear targets. UFN 1976, 120, 706.
2. Wurden, G.A., Hsu, et al. Magneto-Inertial Fusion. J. Fusion Energy 2016, 35, 69–77.
3. Welch, D.R , Genoni, T.C.,Thoma, C, et al Particle-in-cell simulations of laser beat-wave magnetization of dense plasmas. Phys. Plasmas 2014, 21, 032704.
4. Siemon, R.E. Atlas for magneto-inertial fusion. In 6th Symposium on Current Trends in International Fusion Research: A Review; NRC Research Press: Ottawa, ON, Canada, 2005.
5. Ryzhkov, S.V , Chirkov, A.Y. Alternative Fusion Fuels and Systems; CRC Press: Boca Raton, FL, USA; Taylor & Francis Group: Abingdon, UK, 2018.
6. J.M. Tacetti, T.P. Intrator, et al , a field-reversed configuration plasma injector for magnetized target fusion. Rev. Sci. Inst. 74, 4314–4323 (2003)
7. J.H. Degnan, D.J. Amdahl, A. Brown, et al, Wurden, Experimental and computational progress on liner implosions for compression of FRCs. Plasma Sci. 36, 80–91 (2008)
8. J.H. Degnan, D.J. Amdahl, M. Domonkos, et al, Recent magneto inertial fusion experiments on the field reversed configuration-heating experiment. Nucl. Fusion 53, 093003 (2013).
9. O.V. Gotchev, N.W. Jang, J.P. Knauer, et al . Petrasso, Magneto-inertial approach to direct-drive laser fusion. J. Fusion Energ. 27, 25–31 (2008)
10. O.V. Gotchev, J.P. Knauer, P.Y. Chang, N. et al, Seeding magnetic fields for laserdriven flux compression in high-energy-density plasmas. Rev. Sci. Instrum. 80, 043504 (2000)
11. J.P. Knauer, O.V. Gotchev, P.Y. Chang, D.D. et al . Seguin, Compressing magnetic field with high-energy lasers. Phys. Plasmas 17, 056318 (2010).
12. S.A. Slutz, M.C. Herrmann, R.A. Vesey, et al. Cuneo, Pulsed-powerdrivencylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field. Phys. Plasmas 17 056303

(2010)

13. S.A. Slutz, R.A. Vesey, High-gain magnetized inertial fusion. *Phys. Rev. Lett.* 108, 025003

(2012)

14. R.D. McBride, M.R. Martin, R.W. Lemke, et al. liner implosion experiments on the Z accelerator in preparation for magnetized liner inertial fusion. *Phys. Plasmas* 20, 056309 (2013)

15. A.B. Sefkow, S.A. Slutz, J.M. Koning, et al, Design of magnetized liner inertial fusion experiments using the Z facility. *Phys. Plasmas* 21, 072711 (2014)

16. M.R. Gomez, S.A. Slutz, A.B. Sefkow, et al., Experimental demonstration of fusion-relevant conditions in magnetized liner inertial fusion. *Phys. Rev. Lett.* 113, 155003 (2014)

17. P.F. Schmit et al., Understanding fuel magnetization and mix using secondary nuclear reactions in magneto-inertial fusion. *Phys. Rev. Lett.* 113, 155004 (2014)

18. S.C. Hsu et al., Spherically imploding plasma liners as a standoff driver for magneto inertial fusion. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 40, 1287 (2012)

19. S.C. Hsu et al., Experimental characterization of railgun-driven supersonic plasma jets motivated by high energy density physics applications. *Phys. Plasmas* 19, 123514 (2012)

20. E.C. Merritt, A.L. Moser, al., Experimental characterization of the stagnation layer between two obliquely merging supersonic plasma jets. *Phys. Rev. Lett.* 111, 085003 (2013)

21. E.C. Merritt, A.L. Moser, S.C. Hsu, al., Experimental evidence for collisional shock formation via two obliquely merging supersonic plasma jets. *Phys. Plasmas* 21, 055703 (2014)

22. A. G. Es'kov, O. A. Zolotovskiy, R. Kh. Kurtmullaev, al., in Experiments on producing the plasma of high-Beta by longitudinal shock waves, *Proceedings of the 6th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, vol. 1 (Moscow, Russia, 1973)

23. P.J. Turchi, et al, in *Review of the NRL liner implosion program*, ed. by P.J. Turchi. *Megagauss Physics and Technology*, (Plenum.Press, NY, 1980), p. 375

24. R.W. Moses, R.A. Krakowski, R.L. Miller, in *A conceptual design of the fast liner reactor (FLR) for fusion power*, LASL Report LA-7686-MS, Feb 1979

25. V.N. Mokhov, V.K. Chernyshev, V.B. Yakubov, et al., in 1979 DAN SSSR vol. 247(1), p. 83 (1979)
26. Oleg M. Burenkov, Yuriy N. Dolin, Pavel V. Duday, et al., in New configuration of experiments for MAGO program, Magnetic Field Generation and Related Topics (MEGAGUSS), 2012 14th International Conference on Megagauss, Oct. 14–19, 2012. ISBN 978-4673-5719-7
27. P.J. Turchi, Imploding liner compression of plasma: concepts and issues. IEEE Trans. Plasma Sci. 36(1), 52 (2008)
28. I.R. Lindemuth, R.E. Reinovsky, R.E. Chrien, et al., Target plasma formation for magnetic compression/magnetized target fusion, Phys. Rev. Lett., 75(10), 1953–1956 (1995)
29. A. Das, “Nonlinear aspects of two-dimensional electron magnetohydrodynamics,” Plasma Phys. Controlled Fusion 41, A531 (1999).
30. P. Kaw, “Nonlinear laser–plasma interactions,” Rev. Mod. Plasma Phys. 1, 1–42 (2017).
31. S.-M. Weng, Z.-M. Sheng, and J. Zhang, “Inverse bremsstrahlung absorption with nonlinear effects of high laser intensity and non-Maxwellian distribution,” Phys. Rev. E 80, 056406 (2009).
32. A. B. Langdon, “Nonlinear inverse bremsstrahlung and heated-electron distributions,” Phys. Rev. Lett. 44, 575 (1980).
33. A. Sid, “Nonlinear inverse bremsstrahlung absorption in laser-fusion plasma corona,” Phys. Plasmas 10, 214–219 (2003).
34. A. Miziolek, V. Palleschi, I. Schechter, Laser Induced Breakdown Spectroscopy. (Cambridge University Press, Cambridge, 2006)
35. A. Corney, Atomic and Laser Spectroscopy. (Oxford University Press, USA, 2006)
36. D. Williams, J. Briers, Optical Methods in Engineering Metrology. (Chapman & Hall, London, 1993)
37. Y. Shen, The Principles of Nonlinear Optics. (Wiley-Interscience, New York, 1984)
38. M. Von Allmen, A. Blatter, Laser-Beam Interactions with Materials: Physical Principles and

- Applications. (Springer, New York, 1995)
39. D. Bäuerle, Laser Processing and Chemistry. (Springer, Berlin, 2000)
 40. A.A. Andreev, A.A. Mak, N.A. Solov'yev, An Introduction to Hot Laser Plasma Physics (NOVA Science Publishers Inc., New York, 2000)
 41. N.B. Delone and V.P. Krainov. Multiphoton processes in atoms, volume 13. Springer Verlag, 2000.
 42. J. D. Lindl, P. Amendt, et al The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the national ignition facility. *Physics of Plasmas*, 11:339, 2004.140
 43. L.V. Keldysh. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Soviet Physics JETP*, 20(5), 1965.
 44. F.A. Ilkov, J.E. Decker. Ionization of atoms in the tunnelling regime with experimental evidence using hg atoms. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 25:4005, 1992.
 45. R.W. Robinett. Quantum mechanics. Oxford University Press, second edition, 2006.
 46. A.M. Perelomov, et al . Ionization of atoms in an alternating electric field. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 23:924, 1966.
 47. M.V. Ammosov, N.B. Delone, and V.P. Krainov. Tunnel ionization of complex Atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. *Soviet Physics JETP*, 64(6):1191 {1194, 1986.
 48. W. Xiong and S.L. Chin. Tunnel ionization of k and xe atoms by an intense laser. *Laser and Particle Beams*, 10(01):179{187, 1992.
 49. S. I. Braginski, in *Reviews of Plasma Physics* (M. A. Leontovich, Consultant Bureau, N. Y., 1985, Vol. 1).
 50. I. P. Sharovsky et al, *The Particles Kinetics of Plasmas* (Addison-Wesley, Reading, Mass. 1966).
 51. L. Ginsburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, (Cordon and Breach, N. Y.,

- 1960).
52. V.P. Silin, Sov. Phys. JETP 20, 1510 (1965).
 53. W.L. Kruer, the Physics of Laser Plasma Interactions (Redwood City, Addison-Wesley, 1988)
 54. G. Shvets, N. Fisch, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. 81, 4879 (1998)
 55. C.P. Ridgers, C.S. Brady, et al. Dense electron-positron plasmas and ultraintense rays from laser-irradiated solids. Physical Review Letters, 108:165006, Apr 2012.
 56. T. Arber, C. Brady, and M. Haynes. Larexd user guide. Centre for Fusion, Space and Astrophysics, University of Warwick, 2007.
 57. P. Degond, L. Pareschi, and G. Russo. Modeling and computational methods for kinetic equations. Birkhauser, 2004.
 58. C. McGu_ey, A.G.R. Thomas, et al. Ion-ization induced trapping in a laser wake_eld accelerator. Physical Review Letters, 104(2):25004, 2010.
 59. S.C. Rae. Ionization-induced defocusing of intense laser pulses in high-pressure gases. Optics Communications, 97(1):25, 28, 1993.
 60. J. L. Delcroix et Abraham Bers, physique des plasmas, Tome 2, paris (1963).
 61. R. L.Liboff, introduction to the theory of kinetic equations, Wiley, New York (1969).
 62. J. Yvan, la théorie statistique des fluides et l'équation d'état, 203, Hermann, paris (1935).
 63. T.M.Boyd et J.J. SANDERSON, The Physics of Plasmas, Cambridge University Press 2003.
 64. L. Landou, E.Lifshitz, physique statistique, MIR, Moscou (1967).
 65. Bogolyubov, N.N. (1962). Problems of a dynamical theory in statistical physics, in Studies in Statistical Mechanics, Vol.1, ed. J. deBoer and G.E. Uhlenbeck (North-Holland, Amsterdam).
 66. N. G. Van Kampen and B.U. Felderhof, Theoretical Methods in Plasma Physics, Wiley.
 67. BELGHIT SLIMEN, Etude relativiste de l'instabilité de Weibel dans le contexte de la fusion inertielle. Thèse de Doctorat université de Batna1. 2016
 68. L. Boltzmann, leçons sur la théorie des gaz, Gauthier-Villars, paris (1902).
 69. A. A.Vlasov, Theory of Multiple Particles. (Russian) Moscow (1950).

70. A. A. Vlasov, *Statisticheskie Funktsii Raspredeleniya*, (Russian) Statistical distribution functions, Moscow (1966).
71. P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, and M. Krook, *Phys. Rev.* 94, 511 (1954).
72. A. Hochstim (Eds.) *Kinetic Processes in Gases and Plasmas*.
73. Jeong-Young Ji and Eric D Held, *Physics of Plasmas*. 15, 102101 (2008).
74. I. P. Shkarovsky and all, *the particles Kinetics of Plasmas* (Addison-Wesley, Reading, Mass. 1966).
75. I. P. Shkarovsky and all, *the particles Kinetics of Plasmas* (Addison-Wesley, Reading, Mass. 1966).
76. H. Abu-Shawareb, R. Acree, et al, *Physical Review Letters* 129, 075001 (2022).
77. A. Kritcher, A. Zylstra, et al, *Physical Review E* 106, 025201 (2022).
78. A. Zylstra, A. Kritcher, et al, *Physical Review E* 106, 025202 (2022).
79. S. Atzeni and J. Meyer-ter Vehn, Vol. 125 (OUP Oxford, 2004).
80. S. Pfalzner, *An introduction to inertial confinement fusion* (CRC Press, 2006).
81. M. Hashemzadeh, S. Baki, et al, “Resonance absorption of intense short laser pulse in near critical inhomogeneous plasma,” 29, 215–226 (2019).
82. W.-J. Ding, Z.-M. Sheng, et al, *Physics Of Plasmas* 16, 042315 (2009).
83. H. L. Rowland, “Anomalous absorption of electromagnetic radiation,” *Phys. Fluids B* 4, 3883–3889 (1992)..
84. D. Turnbull, A. V. Maximov, et al, *Phys. Rev. Lett.* 124, 185001 (2020).
85. B. Oussama, G. Abdenasser, and A. Sid, *Europhysics Letters* 133, 55001 (2021).
86. N. Firouzi Farrashbandi and M. Eslami-Kalantari, *Journal of Theoretical and Applied Physics* 14, 261–264 (2020).
87. A. Bendib, K. Bendib, and A. Sid, *Physical Review E* 55, 7522 (1997).
88. S. Belghit and A. Sid, *Pramana* 87, (2016).
89. Cauble, R., and W. Rozmus. *The Physics of fluids* 28.11: 3387-3392 (2002).

90. Shima, Yaakov, and Haim Yatom. *Physical Review A* 12.5: 2106 (1975).
91. T. P. Wright and G. R. Hadley, "Relativistic distribution functions and applications to electron beams," *Physical Review A* 12, 686 (1975).
92. Jeong-Young Ji and Eric D Held, *Physics of Plasmas*. 15, 102101 (2008).
93. E. S. Weibel, *Phys. Rev. Lett* 2, 83 (1959).
94. D. A. Yager-Elorriaga, M. R. Gomez, et al., "An overview of magneto-inertial fusion on the z machine at sandia national laboratories," *Nuclear Fusion* 62, 042015 (2022).
95. G. Szego, *Orthogonal Polynomials* (AMS, Providence, RI, 4th edition, 1975).
96. M. Abramowitz and I. Stegun, "Handbook of mathematical functions," (1975).
97. V. Erofeev, "Coulomb collisions in a "single" ionized plasma," in *AIP Conference Proceedings*, (AIP Publishing LLC, 2016).
98. L. Ginsburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*. (Gordon and Breach, New York,., 1960).
99. A. Ramani and G. Laval, *Phys. Fluids* 30, 1353 (1987).
100. A. Bendib and J. F. Luciani, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2067 (1987).
101. P. Shkarovsky and all, *the particles Kinetics of Plasmas* (Addison-Wesley, Reading,

RESUME:

Dans cette thèse, nous avons examiné le phénomène d'absorption non linéaire par Bremsstrahlung inverse au sein d'un plasma magnétisé, en utilisant la théorie cinétique relativiste comme cadre d'analyse. La non-linéarité considérée dans ce travail provient de l'anisotropie dans l'espace de la quantité de mouvements des électrons, dans le plasma chauffé par une impulsion laser intense. Pour ce faire, nous avons employé l'équation de Fokker-Planck pour décrire le plasma magnétisé en interaction avec une impulsion laser. Les collisions sont décrites par un terme de collision de Krook amélioré qui tient compte des effets relativistes et de la forme de collision microscopique de Landau. L'absorption est calculée explicitement en fonction des paramètres physiques du plasma, de l'impulsion laser et du champ magnétique. Le traitement numérique montre que l'absorption augmente avec l'intensité du laser et diminue avec la température du plasma et la longueur d'onde du laser. Nous avons démontré que la polarisation de l'onde laser a une influence significative sur l'absorption, en particulier pour des champs magnétiques extrêmement intenses appliqués lors des expériences de fusion magnéto-inertielle (FMI). Les effets non linéaires réduisent clairement l'absorption pour des intensités laser comparables à l'intensité caractéristique, I_0 , Dans l'intensité $I \ll I_0$ et pour des longueurs d'onde du laser situées dans la plage du micromètre ($\lambda \sim \mu m$), les effets relativistes apparaissent au troisième ordre de l'absorption. Ces résultats permettent d'optimiser les paramètres des impulsions laser pour obtenir une performante absorption dans les expériences FMI.

ABSTRACT:

In this dissertation, we studied the nonlinear inverse bremsstrahlung absorption in magnetized plasma has been investigated within the framework of relativistic kinetic theory. The nonlinearity considered in this work arises from the anisotropy in electron momentum space in the plasma that is heated by an intense laser pulse. We use the Fokker-Planck equation, taking into account Collisions are described by an improved Krook collision term that accounts for relativistic effects and the Landau microscopic collision form. To explicitly calculate the absorption as a function of plasma, laser pulse and magnetic field parameters. Numerical processing shows that absorption increases with laser intensity, but decreases with plasma temperature and laser wavelength. The polarization of the laser wave has been shown to have a significant influence on the absorption for very intense magnetic fields used in magneto-inertial fusion (MIF) experiments. The nonlinear effects clearly reduce the absorption for laser intensities comparable to the characteristic intensity, I_0 , In the intensity $I \ll I_0$ and a laser wavelength in the micrometer range ($\lambda \sim \mu m$), the effects relativists appear at the third order of absorption. This study allows us to optimize the laser pulse parameters to achieve efficient absorption in MIF experiments.

ملخص :

في هذه الأطروحة قمنا بدراسة الامتصاص بواسطة الإصدار العكسي غير الخطي في البلازما الممغنطة في إطار النظرية الحركية النسبية. تنشأ اللاخطية التي تم أخذها في الاعتبار في هذا العمل من تباين الخواص في فضاء زخم الإلكترونات في البلازما المسخنة بواسطة نبضة ليزر شديدة. نحن نستخدم معادلة فوكر-لاندا، مع الأخذ في الاعتبار أن التصادمات موصوفة بنموذج تصادم كروك محسن الذي يأخذ في الاعتبار التأثيرات النسبوية وكذا عدم تماثل الاتجاهات. تم حساب الامتصاص بشكل صريح كدالة لمعلمات البلازما ونبض الليزر والمجال المغناطيسي. تظهر المعالجة العددية أن الامتصاص يزداد مع شدة الليزر، لكنه يتناقص مع درجة حرارة البلازما وطول موجة الليزر. لقد ثبت أن استقطاب موجة الليزر له تأثير كبير على امتصاص المجالات المغناطيسية الشديدة جدًا المستخدمة في تجارب الاندماج المغناطيسي بالقصور الذاتي. من الواضح أن التأثيرات غير الخطية تقلل من الامتصاص لشدة الليزر المماثلة للكثافة المميزة، تظهر التأثيرات

النسبية في المرتبة الثالثة من الامتصاص. تتبع لنا هذه الدراسة الى تحسين معاملات نبض الليزر لتحقيق امتصاص فعال في تجارب الاندماج المغناطيسي بالقصور الذاتي