

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université El - Hadj Lakhdar - BATNA 1

Faculté des Sciences de la Matière

Département de Physique



THÈSE

En vue de l'obtention du
Diplôme de Doctorat

Présentée par :
Boultif Oussama

Thème :

**Étude de l'absorption de l'énergie électromagnétique
dans les plasmas magnétisés**

Spécialité : Physique des rayonnements, Option : Laser-Plasma.

Soutenue le : 06/07/2021.

Devant le jury composé de :

D. Bahloul	Pr. Université de Batna 1	Président
A. Sid	Pr. Université de Batna 1	Directeur de la thèse
A. Bouldjedri	Pr. Université de Batna 1	Examineur
M. Mourni	Pr. Université de Biskra	Examineur
M. Falek	M.C.A. Université de Biskra	Examineur
Z. Kechidi	M.C.A. Université de Médéa	Examineur

Remerciements

Nous tenons tout d'abord à remercier Dieu le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce Modeste travail.

- ❖ Mes remerciements s'adressent à Mr **Sid. Abdelaziz**, Professeur à l'université de Batna 1 et le directeur du laboratoire de physique des rayonnements et de leurs interactions avec la matière (PRIMALAB), qui a dirigé le présent travail de thèse. Par sa vaste culture scientifique et sa grande créativité, il a permis d'apporter la rigueur et l'originalité qui s'impose dans tout travail de recherche. Son implication et sa prévenance ont grandement facilité l'aboutissement des diverses études que j'ai menées et auxquelles j'ai participé. J'ai pu en outre bénéficier durant ces années de sa riche expertise sur la physique des plasmas et tout particulièrement de sa connaissance approfondie de la fusion thermonucléaire.
 - ❖ J'aimerais ensuite remercier Mr, **Derradji Bahloul** Professeur à l'université de Batna 1, qui avec toute sa compétence, a examiné ce travail et malgré ses responsabilités très prenantes, a bien accepté de présider le jury de ma soutenance de doctorat.
 - ❖ J'aimerais également remercier vivement les professeurs, Monsieur **Abdelhamid Bouldjedri**, Professeur de l'université de Batna 1, Monsieur **Mustapha Moumni**, Professeur à l'université de Biskra, **Mokhtar Falek**, Maitre de conférences A à l'université de Biskra, et **Ziane Kechidi**, Maitre de conférences A à l'université de Médéa , pour l'intérêt et l'importance qu'ils ont donnée à ce travail, aussi pour avoir accepté de faire partie de jury de ma soutenance de doctorat.
 - ❖ Mes remerciements également à toute personne ayant contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail au niveau de l'université de Batna 1.
-

DEDICACE

Je dédie cette thèse à :

Mon Dieu, le Très Haut, vous accorder santé, bonheur et longue vie et faire en sorte que jamais je ne vous déçoive.

Puissent MES CHERS PARENTS

Aucune dédicace ne saurait exprimer mon respect, mon amour éternel et ma considération pour les sacrifices que vous avez consentis pour mon instruction et mon bien être.

Je vous remercie pour tout le soutien et l'amour que vous me portez depuis mon enfance et j'espère que votre bénédiction m'accompagne toujours.

Que ce modeste travail soit l'exaucement de vos vœux tant formulés, le fruit de vos innombrables sacrifices, bien que je ne vous en acquitterai jamais assez.

À MES CHERS ET ADORABLES FRÈRES

Haithem , Hichem , Bilal

À ma femme et mes enfants, mes deux yeux; Lokmene et Aïcha.

À mes amies et à ceux que j'aime.

Je dédie ce travail...

Étude de l'absorption de l'énergie électromagnétique dans les plasmas magnétisés

RESUME:

Dans cette thèse, nous avons étudié l'absorption par bremsstrahlung inverse électron-ion (ABI) de l'énergie électromagnétique dans les plasmas magnétisés dans le cadre de la fusion magnéto inertielle. Nous utilisons l'équation de Fokker-Planck, en prenant compte des collisions électron-ion, pour calculer explicitement l'absorption en fonction du paramètre d'impulsion laser.

Les résultats obtenus montrent que le champ magnétique affecte l'absorption et que son effet dépend de la direction de polarisation de l'impulsion laser. Nous avons constaté que l'absorption est en fait légèrement plus grande pour la polarisation droite et légèrement plus petite pour la polarisation gauche. Nous avons dérivé des lois d'échelle utiles pour ABI dans un plasma de fusion magnéto inertielle ainsi que pour un plasma confiné magnétiquement et chauffé par des ondes électromagnétiques radiofréquences. Cette étude nous permet d'optimiser les paramètres de l'impulsion laser et la cible de fusion magnéto inertielle afin d'obtenir une absorption efficace.

Mots clés :

La fusion magnéto inertielle, Plasmas magnétisés, théorie cinétique, bremsstrahlung inverse.

STUDY OF THE ABSORPTION OF ELECTROMAGNETIC ENERGY IN MAGNETIZED PLASMA

ABSTRACT:

In this thesis, we studied the electron-ion inverse bremsstrahlung absorption (IBA) of the electromagnetic energy in magnetized plasma in the frame of a magneto inertial fusion. We use the Fokker-Planck equation, taking into account the electron-ion collisions, to calculate explicitly the absorption as function of the laser pulse parameter.

The obtained results show that the magnetic field affects the absorption and that its effect depends on the direction of the laser pulse polarization. We found that the absorption is actually slightly larger for right polarization and is slightly smaller for left one. We derived useful scaling laws for IBA in a magnetized inertial fusion plasma and for magnetically confined plasma, heated by radiofrequency electromagnetic waves. This study allows us to optimize the laser pulse parameters and magneto-inertial fusion target in order to obtain an efficient absorption.

Keywords :

Magneto inertial fusion, magnetized plasmas, kinetic theory, inverse bremsstrahlung.

دراسة امتصاص الطاقة الكهرومغناطيسية في البلازما الممغنطة

ملخص :

في هذه الأطروحة قمنا بدراسة الامتصاص العكسي براشترالونغ إلكترون-أيون (إي جيه) للطاقة الكهرومغناطيسية في البلازما الممغنطة في إطار الاندماج بالقصور الذاتي الممغنط. إستخدمنا معادلة فوكر- بلانك لحساب الامتصاص بشكل صريح بدلالة عوامل نبض الليزر أخدين بعين الاعتبار التصادمات إلكترون-أيون.

النتائج المتحصل عليها تبين أن الحقل المغناطيسي يؤثر على الامتصاص و تأثيره يتعلق باتجاه استقطاب نبضة الليزر. وجدنا أن الامتصاص أكبر بقليل بالنسبة للاستقطاب على اليمين و أقل بقليل بالنسبة للإستقطاب على اليسار. لقد اشتقنا قوانين مقياس مفيدة لحساب (إي جيه) في بلازما الاندماج بالقصور الذاتي الممغنط و كذلك بلازما مصورة مغناطيسياً يتم تسخينها بواسطة موجات كهرومغناطيسية ذات ترددات راديوية.

هذه الدراسة تسمح بتحسين عوامل نبض الليزر و كذلك أهداف الاندماج بالقصور الذاتي الممغنط من أجل إمتصاص فعال.

الكلمات المفتاحية :

الاندماج بالقصور الذاتي الممغنط , البلازما الممغنطة , النظرية الحركية , براشترالونغ العكسي.

Table des matières

Table des matières	vii
Notations et abréviations	xi
Liste des figures	xix
Introduction générale	1

Chapitre I: Généralités sur la fusion thermonucléaire contrôlée

1.1 Introduction	09
1.2 Le plasma de fusion	10
1.2.1 Création du plasma	11
1.2.1.1 La création du plasma par chauffage thermique	11
1.2.1.2 La création du plasma par l'application d'un champ électromagnétique intense	12
1.2.2 Caractéristiques du plasma	12
1.2.3 Les grandeurs fondamentales d'un plasma	13
1.2.3.1 La densité	13
1.2.3.2 La température	13
1.2.4 Les longueurs caractéristiques d'un plasma	14
1.2.4.1 La longueur de Landau r_0	14
1.2.4.2 La longueur de Debye λ_D	14
1.2.5 Les fréquences caractéristiques d'un plasma	15
1.2.5.1 La fréquence plasma	15
1.2.5.2 La fréquence de collision	15
1.2.6 Critères du plasma	15
1.2.7 Classification des plasmas	16
1.2.7.1 Plasma corrélé et non corrélé	16
1.2.7.2 Plasmas chauds et plasmas froids	17
1.2.7.4 Plasmas relativistes et plasmas non relativistes	17
1.3 La fusion thermonucléaire contrôlée	19
1.3.1 Les différents types de réactions de fusion	19
1.3.2 Bilan de puissance	21
1.3.2 Condition d'ignition et critère de Lawson	23

1.4 La fusion par confinement inertiel	26
1.4.1 L'attaque directe	27
1.4.2 L'attaque indirecte	28
1.4.3 L'allumage rapide	29
1.5 La fusion par confinement magnétique	30
1.5.1 TOKAMAK	33
1.5.1.1 Systèmes de coordonnées	34
1.5.2 Chauffage du plasma et génération de courant	36
1.5.2.1 Chauffage ohmique (Effet Joule)	36
1.5.2.2 Chauffage cyclotronique ionique et électronique	37
1.5.2.3 Chauffage par injection de neutres	38
1.5.3 Tokamaks actuels et à venir	38
1.5.3.1 JET	38
1.5.3.2 ITER	40
1.6 La fusion magnéto inertielle	42
Conclusion	44
Références	45

Chapitre II : La théorie cinétique des plasmas magnétisés

2.1 Introduction	49
2.2 Le théorème de Liouville	49
2.2.1 La densité dans l'espace des phases	50
2.2.2 Deuxième définition de la fonction de densité de probabilité	51
2.2.3 L'équation d'évolution de $f(\vec{q}, \vec{p}, t)$	52
2.2.4 Système sans interactions dépendant de la vitesse	54

2.2.5	Application aux plasmas	55
2.3	Hiérarchie BBGKY	56
2.3.1	L'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$	57
2.3.2	L'équation de l'évolution de la fonction de distribution double	58
2.4	L'équation de Boltzmann	59
2.5	L'équation de Vlasov	60
2.6	Modèle de BGK (Bhatnagar, Gross, Krook) de collisions	61
2.7	Modèle de collisions du type de Fokker-Planck	61
2.8	Modèle de Landau	62
	Conclusion	65
	Références	65

**Chapitre III : Calcul le coefficient d'absorption par le
Bremsstrahlung inverse dans les plasmas magnétisés**

3.1	Introduction	70
3.2	La fonction de distribution électronique d'un plasma magnétisé	71
3.3	La séparation des échelles de temps	73
3.4	Linéarisation de l'équation de Fokker-Planck haute fréquence	76
3.5	Linéarisation de l'équation de Fokker-Planck basse fréquence	76
3.6	Calcul du taux d'absorption par bremsstrahlung inverse électron-ion	77
3.7	Lois d'échelle	78

3.7.1 Lois d'échelle de la fusion magnéto inertielle.	82
3.7.1.1 Étude de l'influence de la longueur d'onde laser sur l'absorption	82
3.7.1.2 Étude de l'influence du champ magnétique appliqué sur l'absorption	84
3.7.2 Lois d'échelle de la fusion magnétique	85
3.7.2.1 Étude de l'influence de la fréquence des micro-ondes injectées sur l'absorption	86
3.7.2.2 Étude de l'influence de la température électronique du plasma sur l'absorption	87
3.7.2.3 Étude de l'influence de la densité électronique du plasma sur l'absorption	88
3.7.2.4 Étude de l'influence de l'intensité des micro-ondes injectées dans le plasma sur l'absorption	89
Conclusion	91
Références	92
CONCLUSION GÉNÉRALE	93
BIBLIOGRAPHI	
Publications	

Notations et abréviations

ABI	Absorption par Bremsstrahlung Inverse
AC	Absorption collisionnelle
AR	Absorption résonnante
BI	Bremsstrahlung inverse
BGK	Bhatnagar_Gross_Krook
BBGKY	Born_Bogolioubov_Green_Kirkwood_Yvo
CEA	Commissariat d'énergie atomique
CRCI	Chauffage à Résonance Cyclotronique ionique
CRCE	Chauffage à Résonance Cyclotronique électronique (ECRH)
D-T	Deutérium et tritium
D-D	Deutérium et deutérium
FCI	Fusion par Confinement Inertiel
FCM	Fusion par Confinement Magnétique
FP	Équation de Fokker-Planck relativiste
FMI	Fusion Magnto inertiel
$f^{(h)}$	La fonction de distribution haute fréquence
$f^{(s)}$	La fonction de distribution basse fréquence
JET	Torus européen commun (Joint European Torus)
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor
T	Tritium
TFTR	Réacteur de test Fusion Tokamak (Tokamak Fusion Test Reactor)
Tokamak	Chambre torique et bobines magnétiques

TCV	TOKAMAK à Configuration Variable
K_B	La constante de Boltzmann
λ_D	La longueur de Debye
ω_{pe}	La fréquence plasma électronique
ν_c	Fréquence de collision
v_{th}	Vitesse thermique
σ	La section efficace totale de fusion
τ_p	Temps de confinement de l'énergie
n_c	La densité électronique critique
$\Omega_{c,\alpha}$	La fréquence cyclotronique
ρ_c	Rayon de Larmor
B_θ	Un champ poloïdal
B_φ	Le champ toroïdal
I_φ	Le courant total circulant dans la bobine
$C_{ei}(f_e)$	Le terme de collision électron-ion
$\ln\Lambda$	Le logarithme de coulomb.
n_e	La densité électronique
\vec{E}	Le champ électrique de l'onde
\vec{B}	Le champ magnétique de l'onde
\vec{B}_0	Le champ magnétique extérieur
$P_l(\mu)$	Polynômes de Legendre
$P_l^m(\mu)$	Polynômes de Legendre Associe
Y_l^m	Les harmoniques sphériques
Γ	Le taux d'absorption par bremsstrahlung inverse électron-ion
G	La fonction de Meijer

Liste des figures et des tableaux

Tableaux

Tableau 1. Paramètre de confinement dans le confinement inertiel et magnétique.	25
Tableau 2. Caractéristiques principales de JET.	39
Tableau 3. Caractéristiques principales de ITER.	40

Figures

Figure 1.1 États de la matière.	11
Figure 1.2 Classification de différents plasmas selon leur densité et leur température électronique	18
Figure 1.3 Sections efficaces de 4 réactions de fusion nucléaire	21
Figure 1.4 Confinement inertiel et magnétique	25
Figure 1.5 Illustration des quatre phases de la fusion inertielle par ignition centrale	26
Figure 1.6 Approche directe (a) et indirecte (b) de la fusion par laser	28
Figure 1.7 Schéma d'allumage rapide	29
Figure 1.8 Mouvement d'une particule chargée autour de la ligne de champ.	31
Figure 1.9 Lignes de champ toroïdal seul	31
Figure 1.10 Lignes de champ <i>poloïdal</i> seul	32
Figure 1.11 Confinement et piégeage d'un plasma à l'aide de boîte magnétique en présence d'un champ toroïdal et d'un champ poloïdal.	32
Figure 1.12 La configuration tokamak	34
Figure 1.13 Système de coordonnées d'un TOKAMAK	35
Figure. 14 Vue extérieure de JET	39
Figure 1.15 Schéma d'ITER	41
Figure 1.16 Coût du seuil de rentabilité de la fusion	42

Figure 1.17 Constituante de la cible FMI.	43
Figure 1.18 Schéma de l'implosion sphérique de la cible magnétisé lors de sa compression uniforme avec des faisceaux laser	43
Figure 2.1 Les éléments de volume dans l'espace des phases sont invariants canoniques	53
Figure 3.1 Graphe de Γ en fonction de a	81
Figure 3.2 la courbe de Γ en fonction de la longueur d'onde laser λ	84
Figure 3.3 la courbe de Γ en fonction du champ magnétique appliqué B_0	85
Figure 3.4 La courbe de Γ en fonction de la fréquence micro-onde injectée ν	87
Figure 3.5 La courbe de Γ en fonction de la température électronique du plasma T_e	88
Figure 3.6 La courbe de Γ en fonction de la densité électronique n_e	89
Figure 3.7 La courbe de Γ en fonction de l'intensité des micro-ondes injectées dans le plasma I	90

Introduction Générale

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'étude de propagation d'onde électromagnétique dans un plasma magnétisé fait l'objet d'un axe de recherche fondamentale dans le contexte de plusieurs applications scientifiques et technologiques. Parmi ces applications, nous pouvons citer la fusion thermonucléaire.

La fusion thermonucléaire contrôlée est un procédé d'exploitation de l'énergie nucléaire, sans déchet nucléaire, sans risque et inépuisable (le deutérium se trouve en quantité suffisante dans l'eau des océans et le tritium peut être produit dans la réaction de fusion elle-même). L'un des grands défis technologiques d'aujourd'hui est la réalisation de cette fusion pour produire de l'énergie électrique. En effet, l'énergie de la fusion thermonucléaire était connue depuis quelques décennies dans le soleil et dans les étoiles. Le principe de fusion est de faire collisionner des atomes légers entre eux pour en produire de plus lourds tout en libérant de l'énergie dans des conditions spéciales de température (100 millions de degrés) et de pression. De nombreux projets pour produire les réactions de fusion sont nés. Les premières expériences de confinement magnétique d'un plasma étaient réalisées en 1940. En Russie, c'est en 1968 qu'est découverte une forme particulière de réacteur plus stable et plus prometteuse pour réaliser la fusion par confinement magnétique, c'est la configuration de Tokamak.

Le concept du tokamak vient du: *Toroïdálnaya-kamera- magnitnaya-katushka* qui signifie "toroïdal chambre with magnetic coils" grâce aux scientifiques russes Igor Tamm (1895-1971) qui a obtenu le prix Nobel de physique en 1958 Et Andreï Sakharov (1921-1989) a obtenu le prix Nobel de physique en 1975. Des progrès très importants ont été accomplis pour obtenir en 1997 un plasma produisant 16 MW d'énergie de fusion et en 2004 un plasma entretenu pendant 400s. Pour réussir avec un rendement intéressant d'une telle réaction, les

efforts sont unis dans le cadre d'un grand programme international de recherche dite ITER, International Thermonuclear Experimental Reactor.

La construction de ce réacteur débutait en 2005 à Cadarache (Sud France), l'ITER constituait la continuation d'une série de machines précédemment conçues pour étudier la fusion pour produire l'énergie: JET en Angleterre, Tore Supra à Cadarache, TFTR à Princeton, TCV en Suisse.....

Le développement dans ces projets de recherche est essentiellement lié à la progression des recherches relatives aux plasmas magnétisés. La connaissance approfondie des propriétés d'interaction ondes avec un plasma magnétisé nous permettra de confiner, chauffer ainsi obtenir des réactions de fusion.

Dans ce travail on s'intéresse à l'étude de l'absorption par bremsstrahlung inverse *électron-ion* (ABI) de l'énergie électromagnétique dans les plasmas magnétisés dans le cadre de fusion magnéto inertielle. Il s'agit donc de calculer explicitement le coefficient d'absorption en fonction du paramètre de l'onde électromagnétique par l'approche cinétique, pour cela :

- ❖ En premier, dans le but de formuler la propagation d'une impulsion laser à travers un plasma collisionnel magnétisé en régime non relativiste. On considère un plasma inhomogène chauffé par une onde laser à polarisation circulaire en présence d'un champ magnétique axial. Donc il est judicieux d'utiliser l'équation de Fokker-Planck (F-P) pour décrire le plasma collisionnel et magnétisé.
- ❖ En second, nous supposons que la fonction de distribution est constitué de deux contributions: une distribution d'oscillation rapide, $f^{(h)}$, qui suit la variation temporelle de l'onde laser et une distribution quasi-statique, $f^{(s)}$, qui a une variation lente des paramètres hydrodynamiques du plasma. L'ensemble des équations couplées de $f^{(h)}$, et $f^{(s)}$, nous permet de calculer toutes les composantes de la fonction de distribution pour un plasma magnétisé chauffé par une impulsion laser.

- ❖ En fin, nous calculons explicitement le coefficient d'absorption qui représente la puissance moyenne dissipée par unité de volume par le mécanisme d'ABI *électron-ion*, de plus, nous dérivons des lois d'échelle utiles de ABI pour un plasma de fusion magnéto inertielle et aussi pour un plasma confiné magnétiquement et chauffé par une onde électromagnétique qui correspond au chauffage par micro-ondes.

Ce travail est organisé comme suit:

Les chapitres 1 et 2 sont essentiellement des parties introductives permettant d'introduire certaines notions qui seront utiles pour la suite. Dans le premier chapitre nous présentons des concepts généraux sur la fusion thermonucléaire contrôlée, dont le principe est de faire fusionner deux noyaux légers pour avoir un noyau plus lourd et une quantité d'énergie considérable dans des conditions extrêmes de pression et de température similaire à celles trouvées dans le cœur du soleil, afin de créer un plasma. Ce quatrième état de la matière est à l'origine de la plupart des éléments qui nous entourent. Nous abordons ensuite le critère de Lawson qui présente les conditions qu'il faut réaliser pour faire s'entretenir la réaction de fusion. Par la suite, nous exposons les deux voies de fusion (inertielle et magnétique) ainsi que la nouvelle technique de fusion dite magnéto inertielle. Dans le second chapitre, nous avons réalisé une étude détaillée de l'approche cinétique des plasmas et ses équations ; nous commençons par la théorie de Liouville qui nous aide à décrire le comportement dynamique d'un système de N particules en interaction. Partant de l'équation de Liouville on établit un système infini d'équations couplées dont chacune décrit l'évolution d'une fonction de distribution. C'est le système Bogoliubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon (B.B.G.K.Y). En suivant la voie du système BBGKY on peut établir les équations cinétiques qui sont : l'équation de Boltzmann, l'équation de Vlasov et l'équation de Fokker-Planck qui est la base de notre travail.

Dans le troisième chapitre, nous avons exhibé brièvement les mécanismes physiques d'absorption dans les plasmas magnétisés. Il s'agit de l'absorption par bremsstrahlung inverse

et l'absorption résonnante.

Dans un second paragraphe, nous présentons le modèle théorique utilisé qui est basé sur l'équation de Fokker-Planck. Nous considérons un plasma inhomogène en présence d'un champ magnétique extérieur. Nous calculons la $l^{\text{ème}}$ composante de la fonction de distribution électronique haute et basse fréquence projetée sur les harmoniques sphériques à partir de l'équation de Fokker-Planck. Un troisième paragraphe est consacré au calcul de l'absorption à l'aide des résultats du deuxième paragraphe. Ensuite, des lois d'échelle sont données pour l'absorption par bremsstrahlung inverse électron-ion dans un plasma de fusion magnéto inertielle ainsi que pour un plasma confiné magnétiquement et chauffé par des ondes radiofréquences. Enfin, une interprétation et une conclusion des résultats obtenus sont données.

Chapitre I:

**Généralités sur la fusion thermonucléaire
contrôlée**

Chapitre I: Généralités sur la fusion thermonucléaire contrôlée

1.1 Introduction	09
1.2 Le plasma de fusion	10
1.2.1 Création du plasma	11
1.2.1.1 La création du plasma par chauffage thermique	11
1.2.1.2 La création du plasma par l'application d'un champ électromagnétique intense	12
1.2.2 Caractéristiques du plasma	12
1.2.3 Les grandeurs fondamentales d'un plasma	13
1.2.3.1 La densité	13
1.2.3.2 La température	13
1.2.4 Les longueurs caractéristiques d'un plasma	14
1.2.4.1 La longueur de Landau r_0	14
1.2.4.2 La longueur de Debye λ_D	14
1.2.5 Les fréquences caractéristiques d'un plasma	15
1.2.5.1 La fréquence plasma	15
1.2.5.2 La fréquence de collision	15
1.2.6 Critères du plasma	15
1.2.7 Classification des plasmas	16
1.2.7.1 Plasma corrélé et non corrélé	16
1.2.7.2 Plasmas chauds et plasmas froids	17
1.2.7.4 Plasmas relativistes et plasmas non relativistes	17
1.3 La fusion thermonucléaire contrôlée	19
1.3.1 Les différents types de réactions de fusion	19
1.3.2 Bilan de puissance	21
1.3.2 Condition d'ignition et le critère de Lawson	23
1.4 La fusion par confinement inertiel	26
1.4.1 L'attaque directe	27
1.4.2 L'attaque indirecte	28

1.4.3	L'allumage rapide	29
1.5	La fusion par confinement magnétique	30
1.5.1	TOKAMAK	33
1.5.1.1	Systèmes de coordonnées	34
1.5.2	Chauffage du plasma et génération de courant	36
1.5.2.1	Chauffage ohmique (Effet Joule)	36
1.5.2.2	Chauffage cyclotronique ionique et électronique	37
1.5.2.3	Chauffage par injection de neutres	38
1.5.3	Tokamaks actuels et à venir	38
1.5.3.1	JET	38
1.5.3.2	ITER	40
1.6	La fusion magnéto inertielle	42
	Conclusion	44
	Références	45

Chapitre 1

Généralités sur la fusion thermonucléaire contrôlée

1.1 Introduction

La consommation d'énergie n'a jamais été plus grandissante qu'au cours des deux siècles écoulés, depuis la révolution industrielle. Il y a fort à parier que cette demande continuera de s'accroître durant le début de ce siècle pour principalement deux raisons d'une part à cause de l'augmentation (de la population mondiale qui devrait passer 10 milliards en 2050), et d'autre part l'industrialisation des pays actuellement en voie de développement nécessitera des besoins en énergie plus importants. En effet, les besoins énergétiques ne vont cesser d'augmenter alors que les ressources en combustibles fossiles (pétrole, charbon, gaz naturel...) tendent à l'épuisement.

Dans cette course à l'énergie, l'homme a tenté de maîtriser les réactions nucléaires : la fission et la fusion sont les deux voies pour extraire de l'énergie d'un noyau atomique. La première voie consiste à casser des noyaux lourds comme de l'uranium (U^{235}), pour en produire deux plus légers. C'est ce procédé de fission qui est exploité dans les centrales nucléaires actuelles. L'impact négatif des énergies fossiles sur l'environnement, notamment la production de déchets radioactifs à durée de vie longue pose un grave problème à son extension durable, à ajouter les difficultés liées à la sécurité des centrales fissions.

La deuxième voie consiste à faire fusionner deux noyaux d'atomes légers comme l'hydrogène (H) pour en produire un plus lourd, c'est la réaction de fusion. La fusion thermonucléaire contrôlée apparaît donc comme une voie prometteuse parmi les candidats aux énergies alternatives. Cependant, la démonstration scientifique mais aussi économique de la

fusion comme source potentielle d'énergie pour le long terme reste à établir, faisant de ce projet ambitieux un défi associant des coûts de développement élevés à une grande complexité technologique.

La fusion thermonucléaire contrôlée fait l'objet d'études depuis sept décennies. Dans ce chapitre, nous rappelons des notions fondamentales du plasma de fusion et la fusion thermonucléaire contrôlée.

1.2 Le plasma de fusion

La différence entre les états de la matière s'appuie sur la disposition des atomes. A l'état solide, les atomes sont serrés les uns contre les autres dans un réseau rigide (comme dans la glace par exemple). Lorsque l'on monte en température, on passe à l'état liquide (la glace se liquéfie), où l'espace entre les atomes augmente et ils peuvent glisser les uns par rapport aux autres, ce qui permet au liquide d'épouser la forme d'un récipient. Si on chauffe encore, on arrive à l'état gazeux : les atomes se déplacent alors librement, indépendamment les uns des autres (l'eau s'est transformée en vapeur). Enfin, lorsque le gaz est exposé à une énergie intense, des électrons sont arrachés du noyau atomique et forment un mélange globalement neutre : c'est un plasma (voir la figure 1.1).

Le plasma aussi appelé gaz des particules chargées, est un gaz ionisé électriquement (macroscopiquement) neutre et caractérisé par des effets collectives, donc le plasma peut donc être considéré comme un mélange d'ions chargés positivement et d'électrons chargés négativement, coexistant avec des atomes et des molécules neutres. Dans les plasmas produits pour les expériences de fusion, le gaz est fortement ionisé et les atomes sont en faible proportion. Les particules chargées dans le plasma interagissent entre eux par des forces de longue portée, les forces coulombiennes, chaque particule peut interagir avec toutes les particules, ce qui signifie que le comportement du plasma est collectif [1].

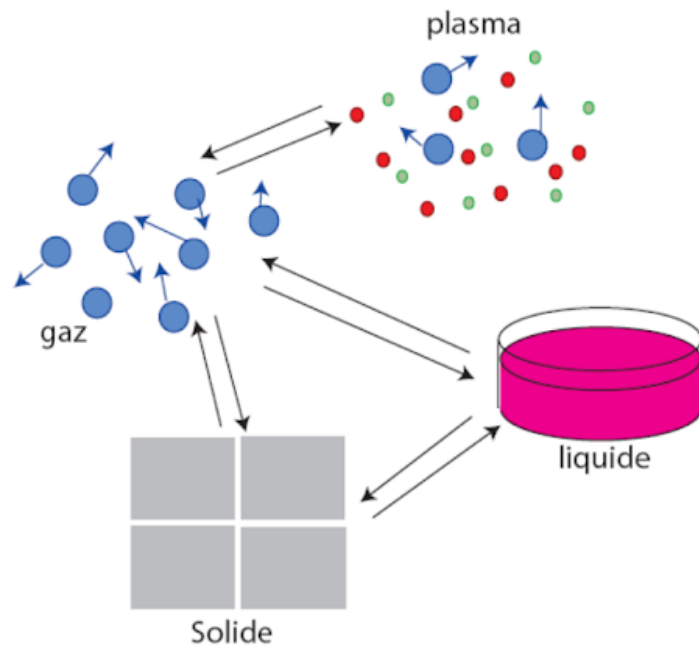


Figure 1.1 États de la matière

1.2.1 Création du plasma

La création du plasma peut se faire par plusieurs méthodes :

1.2.1.1 La création du plasma par chauffage thermique

Lorsqu'on augmente la température du solide, l'énergie de l'agitation thermique des atomes et des molécules dépassent l'énergie de liaison, ce qui aboutit à un changement de phase de l'état solide vers l'état liquide. L'augmentation de l'énergie thermique de liquide briser toutes les liaisons entre les atomes, ce qui aboutit à un changement de phase vers l'état gazeux.

Le passage vers l'état plasma se fait par l'augmentation de la température, ce qui donne une énergie cinétique très élevée aux atomes et lors des collisions entre ces atomes, des électrons sont arrachés et le gaz devient un gaz ionisé contenant des électrons, ions et neutres [1].

1.2.1.2 La création du plasma par l'application d'un champ électromagnétique intense

Un gaz contenant toujours quelques charges libres, l'application d'un champ électrique intense peut communiquer une énergie suffisante aux particules les plus mobiles, les électrons, et lors de collision de ces électrons avec les atomes neutres on crée des ions et autres électrons. Les électrons supplémentaires à son tour peut accélérer par le champ électromagnétique appliqué et entre ensuite dans des collisions avec les neutres, ce qui déclenche un mécanisme d'ionisation par avalanche électronique produisant un plasma.

1.2.2 Caractéristiques du plasma

Un gaz ionisé doit satisfaire trois conditions pour être un plasma, qui sont :

- ❖ La somme totale des charges est nulle dans un volume macroscopique, donc le plasma est globalement un milieu électriquement neutre. C'est la quasi-neutralité qui exige que :

$$-en_e + eZn_i = 0 \quad (1-1)$$

n_e : La densité volumique des électrons.

n_i : La densité volumique des ions.

Z : Le nombre d'ionisations.

- ❖ Dans un plasma totalement ionisé, les interactions qui interviennent entre particules sont électromagnétiques et donc fondamentalement différentes. À la différence des interactions entre particules neutres, ces interactions sont à longue portée, le champ créé par une charge ne décroissant qu'en $\frac{1}{r^2}$. Une particule donnée peut être sensible à un voisin très proche « interaction binaire proche », mais elle est sensible aussi à toutes les autres via les champs électromagnétiques qu'elles créent. On parle d'interaction « collective » lorsque, dans une région donnée, une particule est soumise principalement au champ moyen créé par toutes les autres. Ces champs peuvent aussi être imposés de l'extérieur. Dans le cas d'un plasma partiellement ionisé, les deux types d'interactions (à courte portée et électromagnétique)

interviennent à la fois dans la physique du milieu. Les électrons ou les ions peuvent subir des collisions avec les particules neutres ou avec d'autres particules chargées.

1.2.3 Les grandeurs fondamentales d'un plasma

Les plasmas sont constitués d'électrons, d'ions et des neutres dont les interactions peuvent être décrites par les principales quantités de densité et de température:

1.2.3.1 La densité

Nous définissons la densité comme le nombre de particule par unité de volume, soit n_e . Si les ions ont une charge $+Ze$, la densité ionique n_i est obtenue par la condition de neutralité de charge $en_e = Zen_i$; c'est l'hypothèse de quasi-neutralité où $n_i = \frac{n_e}{Z}$; Si Z vaut 1 nous avons alors $n_i = n_e$ [2].

1.2.3.2 La température

Un plasma, du fait qu'il contient des espèces ionisées, électrons et ions, il faudra distinguer entre température électronique T_e et température ionique T_i . À l'équilibre thermique ces deux quantités sont égales. En physique des plasmas, on mesure l'énergie cinétique des électrons ou des ions par leur température ($E_c = K_B T$), où K_B est la constante de Boltzmann.

- Dans le cas des « plasmas froids », la température (l'énergie) des électrons est très supérieure à celle des ions. Les ions sont considérés comme « froids » et ne pourront faire que des réactions chimiques possibles avec leur énergie.
- Dans les plasmas chauds, les ions sont « chauds » et donc plus réactifs [2].

1.2.4 Les longueurs caractéristiques d'un plasma

1.2.4.1 La longueur de Landau r_0

Soit un électron d'énergie cinétique $\frac{1}{2}m_e v^2 = T_e$ qui rencontre un autre électron. L'énergie potentielle de celui-ci dû à la présence de l'autre électron vaut : $V(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$.

ϵ_0 est la permittivité du vide.

La longueur de Landau r_0 correspond à la distance pour laquelle l'énergie cinétique de l'électron est égale à l'énergie potentielle d'interaction coulombienne des deux électrons :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 T_e}.$$

La longueur de Landau intervient dans l'analyse des phénomènes de collisions et dans celle des corrélations de position dans un plasma [1].

1.2.4.2 La longueur de Debye λ_D

Soit un plasma quasi neutre. Si on essaye de perturber ce plasma en cassant la quasi-neutralité de charge, par injection d'une charge test, Q , dans le plasma, les particules chargées du plasma (les électrons et les ions) se réarrangent rapidement pour former autour de cette charge un écran, dit de Debye dans le but de limiter l'interaction de cette charge avec le plasma à l'intérieur d'une petite sphère dite la sphère de Debye, du rayon $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2}}$. Par conséquent, le reste du plasma ne ressent pas l'effet de cette charge.

n_e est la densité électronique du plasma. e , T_e et m_e sont respectivement, la charge, la température, la masse de l'électron.

Dans le plasma, le potentiel de la charge test, Q est écranté [2]:

$$V_D(r) = \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}}. \quad (1-2)$$

1.2.5 Les fréquences caractéristiques d'un plasma

1.2.5.1 La fréquence plasma

Si on perturbe un plasma initialement quasi neutre en déplaçant les électrons de la position d'équilibre (par un champ électrique), un champ électrique dû à la charge d'espace (séparation des charges négative et positive) se génère. Ce champ engendre une force électrique de rappel, qui fait osciller les électrons autour de la position d'équilibre avec une fréquence dite la fréquence plasma propre. Le phénomène est dit oscillation plasma propre.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (1-3)$$

Où n_e est la densité électronique du plasma, e et m_e sont la charge et la masse de l'électron, respectivement, ε_0 la permittivité du vide.

La formule (1-3) donne la fréquence des oscillations associée aux électrons et est à ce titre appelée fréquence plasma électronique. Une fréquence plasma ionique ω_{pi} peut-être définie par une formule analogue en remplaçant la masse électronique m_e par la masse ionique m_i .

Il y a une relation simple entre la vitesse thermique des électrons v_{Te} , la longueur de Debye, et la fréquence plasma électronique [1] :

$$v_{Te} = \lambda_{De} \omega_e. \quad (1-4)$$

1.2.5.2 La fréquence de collision

La fréquence de collision est la fréquence moyenne entre deux collisions successives; on distingue les collisions: électron-ion ν_{e-i} ; électron-neutre ν_{e-n} et ion-neutre ν_{i-n} .

1.2.6 Critères du plasma

Pour qu'un milieu ionisé soit un plasma, il faut que l'écran de Debye soit efficace et que l'oscillation plasma soit capable de maintenir le plasma oscillante autour de la position d'équilibre où la quasi-neutralité est établie. Pour cela des conditions sur la sphère de Debye

formée sur charge dans le plasma et sur la fréquence plasma propre doivent être vérifiées :

Premier critère : une condition nécessaire et évidente est que les dimensions du système étudié doivent être beaucoup plus grandes comparés à la longueur de Debye. Si on suppose que la dimension du système est L , alors on doit avoir la relation [1]:

$$L \gg \lambda_D . \quad (1-5)$$

Deuxième critère : Le phénomène d'écrantage étant un phénomène statistique, il est nécessaire que le nombre de particules dans la sphère de Debye doive être très important, on pose :

$$N_D = \frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3 \gg 1. \quad (1-6)$$

Troisième critère : Pour éviter l'atténuation de l'oscillation plasma par collision, il est nécessaire que la fréquence de collisions soit faible que la fréquence plasma :

$$\omega_p \gg \nu . \quad (1-7)$$

1.2.7 Classification des plasmas

Il existe une très grande diversité de plasmas classés dans des familles selon plusieurs paramètres :

1.2.7.1 Plasma corrélé et non corrélé

Pour classer les plasmas, nous utilisons un paramètre de classement ou un paramètre de couplage donné par [3] :

$$g_p = \frac{E_p}{E_c} = n_e \lambda_D^3. \quad (1-8)$$

Avec :

$E_c = T_e$ (L'énergie de l'agitation thermique des électrons).

$E_p = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} n^{\frac{1}{3}}$ (L'énergie potentielle de l'interaction particules).

- Si $g_p \gg 1 \Rightarrow E_p \gg E_c$; le plasma est dit fortement couplé, dans ce cas l'énergie potentielle

de l'interaction coulombienne est négligeable devant l'agitation thermique.

- Si $g_p \ll 1 \Rightarrow E_p \ll E_c$; le plasma est dit faiblement couplé, dans ce cas les collisions coulombiennes sont dominantes.

1.2.7.2 Plasmas chauds et plasmas froids

Le paramètre de classement est la température électronique T_e (eV) [3].

- Si $T_e \sim keV$; le plasma est dit chaud (plasma de fusion thermonucléaire, milieu interstellaire ...).
- Si $T_e \sim eV$; le plasma est dit froid (plasma de décharge électrique...).

1.2.7.3 Plasmas denses et plasmas non denses

Le paramètre de classement est la densité électronique n_e (m^{-3}) [3].

- Si $n_e \sim cm^{-3}$; le plasma est dit non-dense.
- Si $n_e \sim 10^{19} cm^{-3}$; le plasma est dit dense.

1.2.7.4 Plasmas relativiste et plasmas non relativistes

Le paramètre de classement est la vitesse thermique v_{th} .

- Si $v_{th} \ll c$; le plasma est dit non relativiste.
- Si $v_{th} \sim c$; le plasma est dit relativiste.

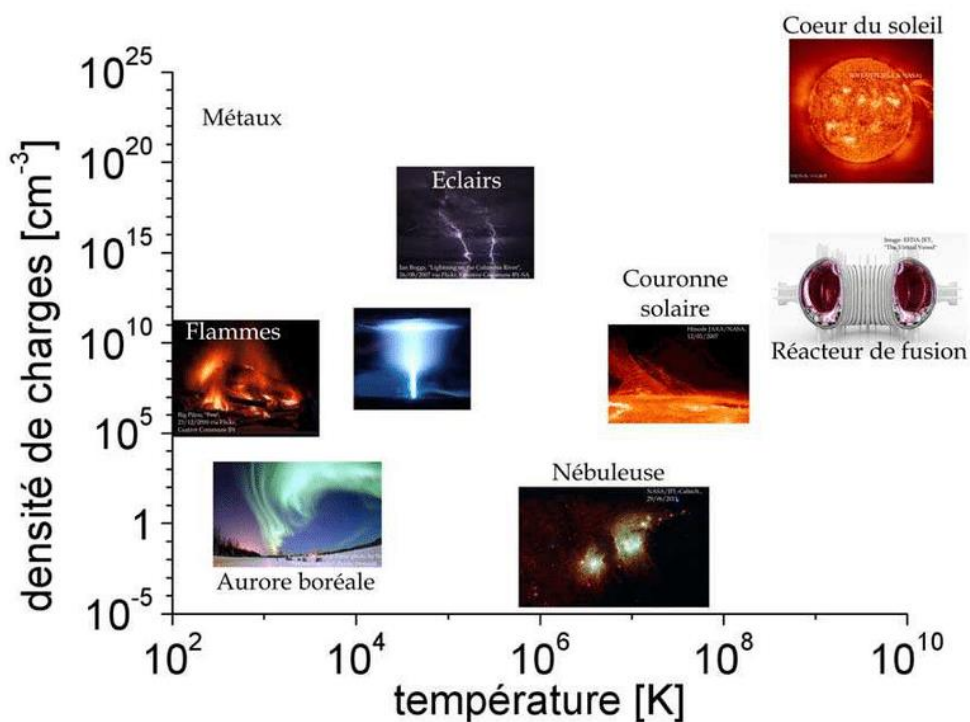


Figure 1.2: Classification de différents plasmas selon leur densité et leur température électronique

1.3 La fusion thermonucléaire contrôlée

La fusion thermonucléaire contrôlée est un procédé d'exploitation de l'énergie nucléaire qui répond aux critères de développement durable. En particulier, la fusion ne participerait pas à l'effet de serre, utilise un combustible en abondance dans la nature (des isotopes de l'hydrogène dont l'un est extrait du lithium), et produit des déchets radioactifs de durée de vie plus faible que ceux issus des centrales nucléaires à fission actuelle. De plus, un réacteur à fusion ne crée pas de réaction en chaîne, le rendant intrinsèquement stable, par conséquent sûr. La fusion thermonucléaire apparaît donc comme une voie prometteuse au côté des énergies renouvelables et des nouvelles centrales à fission [4].

Dans cette partie du chapitre, nous essayerons d'aborder le sujet de la fusion de manière globale et nous tenterons de résumer la démarche scientifique qui a été nécessaire aux avancées actuelles. Pour ce faire, nous allons tout d'abord présenter les différentes réactions de fusion. Puis, nous nous attarderons brièvement sur les différentes manières d'obtenir ces réactions de fusion dans les laboratoires i.e. les deux confinements possibles que sont le confinement magnétique et le confinement inertiel. Enfin, nous étudierons plus en détail le confinement magnéto-inertiel qui est le thème global de ce travail.

1.3.1 Les différents types de réaction de fusion

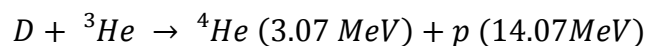
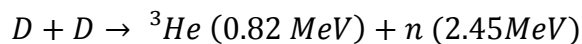
La réaction de fusion consiste à rapprocher suffisamment deux noyaux atomiques légers pour en former un plus lourd, l'opération s'accompagnant d'une production d'énergie sous forme cinétique. À première vue, on pourrait être tenté d'obtenir de l'énergie de fusion en utilisant un faisceau de deutérium D venant d'un accélérateur et dirigé vers une cible de tritium, ou bien en faisant usage de faisceaux de deutérium et de tritium dirigés l'un vers l'autre. Bien que cette méthode appelée « fusion par faisceaux » permette de produire des réactions de fusion D-T, elle ne fournit pas de solution pour la production d'énergie puisque

les sections efficaces de collision atomique sont beaucoup plus grandes que celle relative à la réaction de fusion D-T. il en résulte que la plupart des particules des faisceaux perdent leur énergie avant d'avoir la possibilité de déclencher une réaction de fusion nucléaire [5].

La solution adoptée consiste à former un plasma à haute température, composé des noyaux de D et T et des électrons. A l'équilibre thermodynamique, les collisions coulombiennes parmi les particules du plasma après une série de collisions de produire des réactions de fusion. Cette approche de la fusion nucléaire, qui utilise le mouvement thermique des noyaux dans un plasma, est appelée fusion thermonucléaire.

Plusieurs réactions de fusion thermonucléaires sont envisageables. Toutefois, deux conditions doivent être remplies dans l'optique de la production d'énergie. Tout d'abord, la réaction choisie doit bien évidemment s'accompagner d'un engagement d'énergie (réaction exoénergétique), ce qui implique l'utilisation de noyaux légers. Ensuite, la section efficace de réaction doit être aussi élevée que possible.

Les principales réactions de fusion d'intérêt pour la production d'énergie sur terre sont:



Où le Deutérium ($D \equiv {}^2_1\text{H}$) et le Tritium ($T \equiv {}^3_1\text{H}$) sont des isotopes de l'Hydrogène, respectivement de masse atomique 2 et 3.

Notons que le deutérium (D) est extrait de l'eau de mer à un coût relativement modeste (1\$/g) comparé à la quantité d'énergie potentiellement récupérable. Le tritium (T), lui, n'existe pratiquement pas à l'état naturel mais, peut être produit en bombardant du lithium

par un flux neutronique.

La figure 1.3 présente les sections efficaces des différentes réactions de fusion énoncées ci-dessus. Parmi celles-ci, la réaction deutérium-tritium (D-T) apparaît la plus attrayante puisqu'elle a la section efficace, ou plus simplement la probabilité, la plus élevée. C'est sur cette réaction que se concentrent les recherches sur la fusion contrôlée [6].

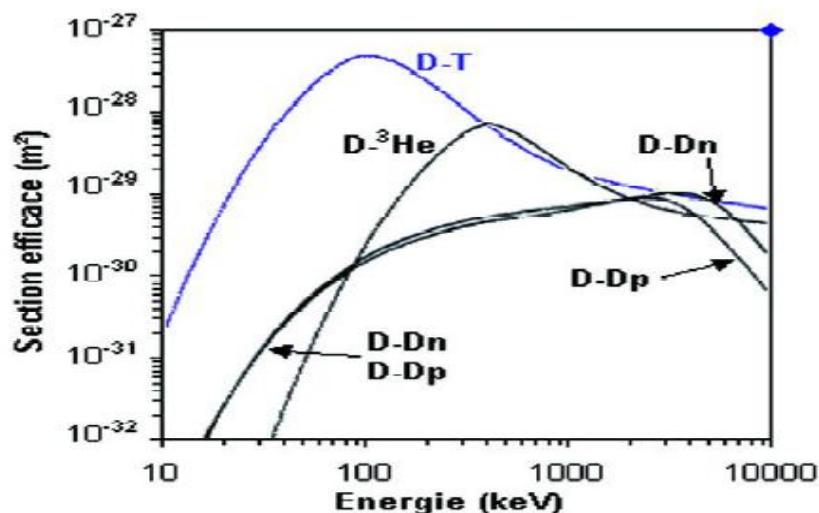


Figure 1.3 Sections efficaces de 4 réactions de fusion nucléaire.

Les autres réactions de fusion sont plus difficiles à mettre en œuvre, soit par absence de combustible en quantité suffisante, ou par une section efficace trop faible.

Dans une centrale à fusion, c'est l'énergie cinétique du neutron, en le ralentissant dans un milieu adéquat, qui sera transformée en énergie thermique. Cette énergie peut être ensuite transformée en électricité avec un rendement de l'ordre de 30 %.

1.3.2 Bilan de puissance

Pour faire fusionner deux noyaux chargés positivement, il faut arriver à les porter à une énergie suffisamment élevée pour leur permettre de franchir la barrière de potentiel coulombien par effet tunnel dans une proportion suffisante. Pour que le nombre de noyaux susceptibles de

fusionner par effet tunnel soit suffisamment important, leur énergie doit être de l'ordre de 10 keV (plasma D-T). Dans les réacteurs actuels, on cherche à atteindre des températures d'une dizaine de keV, suffisantes pour provoquer des réactions de fusion.

De point de vue énergétique, l'objectif de l'utilisation industrielle de la fusion nucléaire est de libérer plus d'énergie que le fonctionnement d'un réacteur de fusion nucléaire n'en consomme. Il convient donc de réaliser un bilan énergétique de l'opération. Le mélange de deutérium et de tritium est prometteur au niveau énergétique, puisque chaque évènement produit 17,6 MeV sous forme d'énergie cinétique emportée par les produits de réaction, La puissance de fusion d'un plasma D-T par unité de volume est directement en fonction de la section efficace de la réaction ainsi que des densités volumiques de deutérium et de tritium :

$$P_{Fusion} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle E_{Fusion} \quad (1-9)$$

Avec ;

n_D et n_T sont la densité de deutérium et la densité de tritium respectivement.

$\langle \sigma v \rangle$: est la réactivité de fusion moyenne.

σ : La section efficace totale de fusion.

E_{Fusion} : est la quantité d'énergie libérée par réaction ($E_{Fusion} = 17,6$ MeV pour la réaction D-T).

v : est la valeur absolue de la vitesse relative des deux noyaux de deutérium et tritium.

$\langle \rangle$ Dénote une moyenne sur la distribution des vitesses de Maxwell.

Malheureusement, seule une partie de cette énergie (environ 1/5) contribue au chauffage du plasma de fusion. Cette fraction est en effet portée par les particules alpha qui, du fait de leur charge, restent confinées dans les champs magnétiques et elles vont céder leur énergie au milieu et ainsi chauffer le plasma qui reçoit donc une puissance P_{Alpha} proportionnelle à la puissance fusion. La plus grande partie (environs 4/5) de l'énergie issue de la réaction D-T est produite par des neutrons de 14.1MeV, ne soumis pas aux champs de confinement et quittent

le plasma.

Cette énergie doit être convertie en chaleur, utilisée pour obtenir de la vapeur qui fait tourner les turbines d'une centrale électrique.

Les pertes d'énergie dans un plasma de fusion sont représentées par un temps caractéristique qu'il faudrait au plasma pour évacuer la totalité de son énergie du seul fait des pertes, appelé temps de confinement de l'énergie τ_p défini par [7] :

$$\tau_p = \frac{W}{P_{pertes}} \quad (1-10)$$

Avec ;

W : désigne l'énergie totale du plasma.

P_{pertes} : représente pertes d'énergie dans le plasma de fusion.

Pour que le bilan énergétique du plasma de fusion soit positif à l'état stationnaire, il faut que les pertes soient contrebalancées par le chauffage des particules alpha et le chauffage additionnel apporté de l'extérieur P_{Add} . Le bilan d'énergie global peut donc s'écrire :

$$P_{Alpha} + P_{Add} \geq P_{pertes} \quad (1-11)$$

1.3.2 Condition d'ignition et le critère de Lawson

Lorsque la température et la densité du plasma croissent et donc le confinement s'améliore, les réactions de fusion se font plus nombreuses, et la part de la puissance de chauffage provenant des particules alpha croît, cette puissance peut contrebalancer toutes les pertes d'énergie et qu'aucun autre chauffage extérieur n'est nécessaire pour que le plasma continue de bruler. Cet état est appelé *l'ignition*. Il est obtenu lorsque :

$$P_{Alpha} = \frac{P_{Fusion}}{5} = P_{pertes} \quad (1-12)$$

On définit un facteur qui quantifier le bilan énergétique d'une machine à fusion Q , comme

étant le rapport entre la puissance fusion et la puissance additionnelle est dite le facteur d'amplification :

$$Q = \frac{P_{Fusion}}{P_{Add}} \quad (1-13)$$

- ❖ Lorsque $Q = 1$. La machine produit autant d'énergie qu'on en a injectée. En 1997, les chercheurs du JET (Join European Torus, UE) ont obtenu un facteur d'amplification $Q = 0.69$ pour un plasma D-T.
- ❖ Lorsque $Q < 1$. La puissance des réactions de fusion est inférieure à la puissance apportée par les chauffages additionnels.
- ❖ Lorsque $Q > 1$. La puissance des réactions de fusion est supérieure à la puissance apportée par les chauffages additionnels, c'est la limite d'ignition (allumage) et pour obtenir de l'énergie, il faut dépasser cette limite. Donc ;

$$P_{Fusion} > P_{Add} \Rightarrow P_{Alpha} > P_{pertes} \Rightarrow n\tau_p > \frac{12}{\langle\sigma v\rangle} \frac{T}{E_{Fusion}} \quad (1-14)$$

n est la densité des particules alpha.

La puissance des réactions de fusions compensera seule les pertes, par conséquent la puissance extérieure n'est plus utile et le plasma dit *auto-entretenu*.

Dans les gammes de température considérées dans un tokamak, la section efficace peut être approchée par la relation suivante :

$$\langle\sigma v\rangle = 1.1 \times 10^{-24} T^2 . m^3 . s^{-1} \quad (1-15)$$

Nous substituons (1-15) dans (1-14) on obtient donc le critère suivant pour atteindre l'ignition, appelé critère de Lawson [8], qui indique que les choix de la température, de la densité et du temps de confinement sont intrinsèquement liés :

$$n T \tau_p > 3 \times 10^{21} m^{-3} . keV . s \quad (1-16)$$

Ce triple produit $n T \tau_p$ doit donc être supérieur à une valeur seuil. Plus il est grand, plus le gain énergétique est grand.

La condition d'allumage imposée par le critère de Lawson (1-16) envisager deux voies possibles pour la fusion:

- Obtenir un temps de confinement court mais, avec de fortes densités.
- Obtenir un temps de confinement plus long avec une densité plus faible.

La première possibilité conduit à la fusion par voie inertielle et la deuxième possibilité conduit à la fusion par voie magnétique (Figure 1.4).

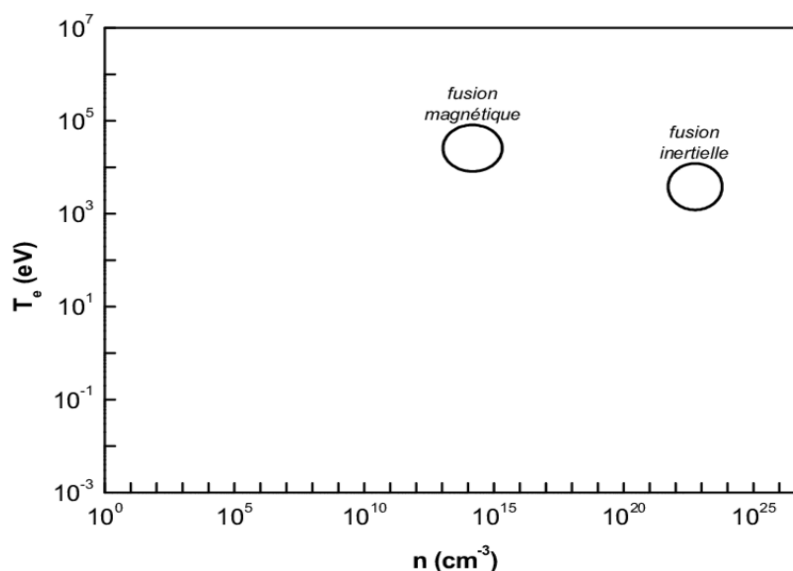


Figure 1.4 Confinement inertielle et magnétique [9].

	La fusion magnétique	La fusion inertielle
Densité des particules n_e/cm^{-3}	10^{14}	10^{26}
Temps de confinement τ_p/s	10	10^{-11}
Critère de Lawson $n_e \tau_p/s cm^{-3}$	10^{15}	10^{15}

Tableau 1. Paramètre de confinement dans le confinement inertielle et magnétique [9].

1.4 La fusion par confinement inertiel

Dans la voie de fusion par confinement inertiel (FCI), une petite capsule cible de l'ordre d'un millimètre de diamètre contenant un mélange de quelques milligrammes de deutérium et de tritium est comprimée jusqu'à atteindre de hautes densités et chauffée à une température d'environ $T = 10 \text{ keV}$ en un temps si court que les noyaux peuvent fusionner et libérer leur énergie de fusion. Plus précisément, c'est les forces inertielles de la masse qui maintiennent le plasma pendant un temps très court d'environ $= 10^{-11} \text{ s}$. Le plasma commence à se détendre, et le combustible reçoit violemment un mouvement radial centripète qui produit une onde de choc qui comprime fortement le combustible et converge vers le centre de la cible formant un point chaud. Une fois le point chaud allumé, les réactions nucléaires doivent se produire en chaîne, fournissant aussi la température nécessaire pour le reste du combustible. Suivant le critère de Lawson (1-16), nous voyons que dans l'approche FCI la densité des ions doit valoir au moins $n = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ (Figure 1.5) [9].

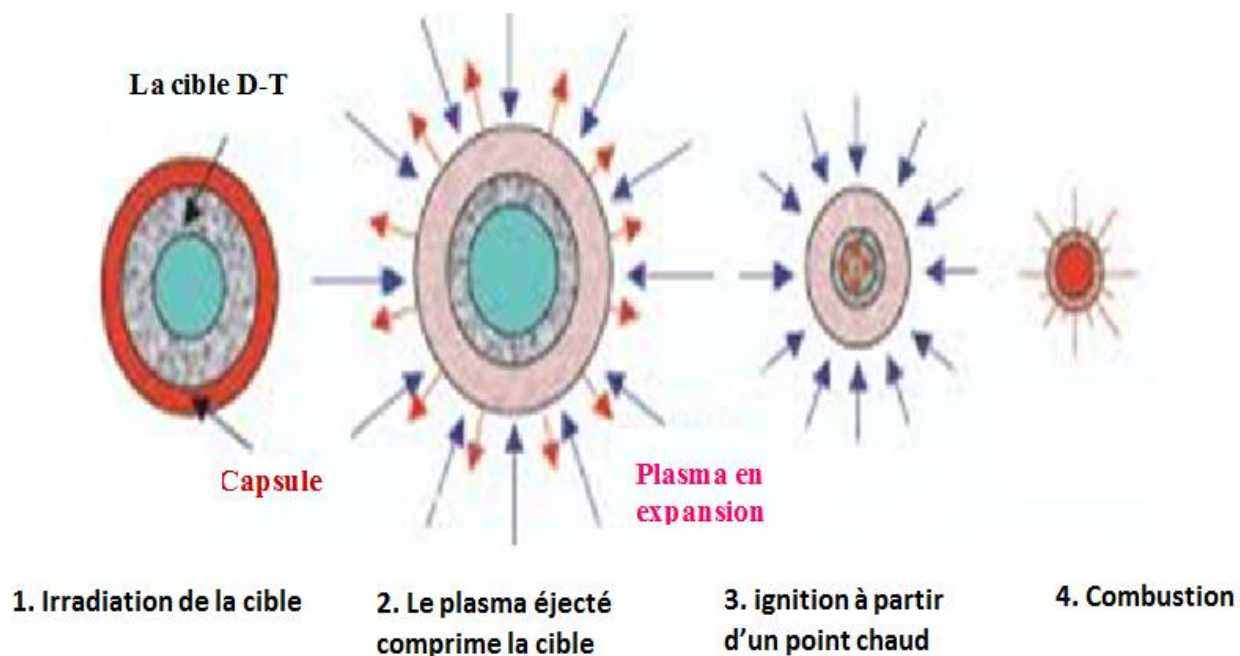


Figure 1.5 Illustration des quatre phases de la fusion inertielle par ignition centrale : 1) irradiation, 2) implusion, 3) ignition à partir d'un point chaud, 4) combustion et explosion.

Il existe deux types des schémas différents pour réaliser le chauffage du combustible avec les lasers de puissance; *l'attaque directe et l'attaque indirecte* [10].

1.4.1 L'attaque directe

Dans le schéma de l'attaque directe il s'agit simplement d'irradier la surface de la cible de combustible avec des impulsions laser intense, le laser illumine de manière uniforme l'ablateur (capsule) de la cible et le transforme dans un temps très inférieur à la durée d'une impulsion a une couronne de plasma autour de la cible. En effet, le plasma de couronne se détend dans le vide et la cible de D-T est comprimée rapidement (Figure 1.5 (a)).

Le laser va éclairer un profil de densité n_e croissant, la relation reliant le nombre d'onde, k_L , la pulsation, ω_L , de l'onde incidente et à celle du plasma locale ω_{pe} est donnée par la relation de dispersion :

$$\frac{k_L^2 c^2}{\omega_L^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2}, \quad (1-17)$$

$$\text{Or: } \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e^2 e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

Le laser ne peut se propager dans les zones où la densité est supérieure à la densité critique n_c , définie comme étant la densité à laquelle la fréquence plasma égalise la pulsation du laser

$$\omega_L = \omega_{pe} \text{ et } \omega_L = \frac{2\pi}{\lambda_L}.$$

On obtient donc :

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega_L^2}{e^2} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda^2 (\mu m^2)} cm^{-3} \quad (1-18)$$

Au-delà de la densité critique, les électrons sont chauffés principalement par absorption collisionnelle dans le domaine d'intensité ou nous travaillons. Ces électrons vont ensuite transporter l'énergie par conduction thermique jusqu'au front d'ablation et ainsi chauffer la partie centrale.

La zone $n_e < n_c$ est appelée couronne sous-dense par opposition la zone $n_e > n_c$, dite sur-dense. C'est dans cette dernière que se produisent les mécanismes de conduction thermique qui perpétueront l'ablation [11].

Le transfert en énergie est satisfaisant, cependant, certains phénomènes peuvent venir perturber l'absorption ou avoir d'autres effets négatifs pour la compression et l'allumage, parmi lesquelles on peut citer: les instabilités paramétriques et la symétrie d'éclairement qui s'avère très critique. Pour s'affranchir de ces problèmes, on envisage le schéma de l'attaque indirecte.

1.4.2 L'attaque indirecte

Dans le schéma en « attaque indirecte », le rayonnement laser est absorbé dans une cavité auxiliaire remplie de gaz renfermant la cible, et converti (par une succession de processus élémentaires d'absorption, de chauffage et de réémission) en un rayonnement X qui réalise l'implosion. Le matériau de la cavité doit avoir un grand numéro atomique (d'habitude l'or) pour réaliser une conversion efficace laser-X. la détente du plasma des parois de cavité est empêchée par un gaz qu'existe à l'intérieur de cavités (Figure 1.6 (b)).

Cette solution assure une meilleure uniformité des rayonnements X et réalisant une compression bien symétrique, par contre, elle est moins intéressante que la précédente sur le plan du transfert d'énergie à la cible et le gros inconvénient est la conversion laser-rayonnement X dont le rendement est relativement faible [12].

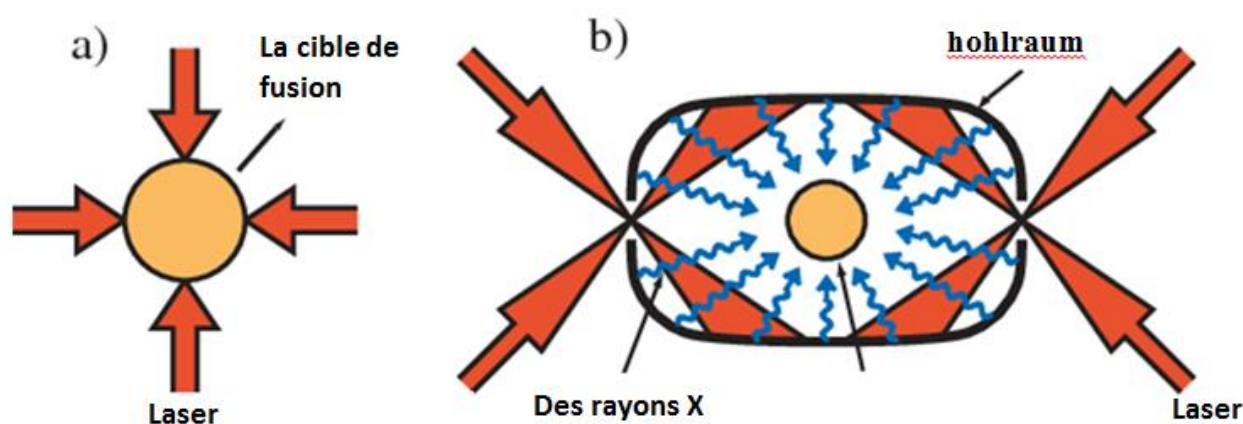


Figure 1.6 Approche directe (a) et indirecte (b) de la fusion par laser

1.4.3 L'allumage rapide

Le principe de la FCI par allumeur rapide, proposé en 1994 par M. Tabak et al. [12] Consiste à dissocier les phases de compression et de chauffage. Cette technique nécessite des lasers super-intenses fournissant des impulsions de l'ordre du pétawatt ($10^{15}W$) et dont la durée est de l'ordre de la picoseconde ($10^{-12}s$). Après focalisation, les intensités correspondantes peuvent atteindre $10^{22}W\text{ cm}^{-2}$.

Dans une première étape, on réalise une compression adiabatique, avec des lasers de puissance $10^{15}W\text{ cm}^{-2}$ en régime nanoseconde (figure 1.7 (a)) [13].

Dans une deuxième étape, après un temps suffisamment court, un premier faisceau laser à ultra haute intensité $10^{18}W/cm^2$ et de ~ 100 ps de durée, interagit avec la couronne du plasma entourant le cœur comprimé et creuse un canal dans le plasma (figure 1.7 (b)).

Dans la dernière étape, une deuxième impulsion laser très courte ($> 10^{20}W/cm^2$, 10 ps) passe dans le canal déjà créé par la première impulsion, et interagit avec le plasma surcritique, qui se trouve à plusieurs dizaines de μm du cœur comprimé en déposant leur énergie sur le point chaud (figure 1.7 (c)).

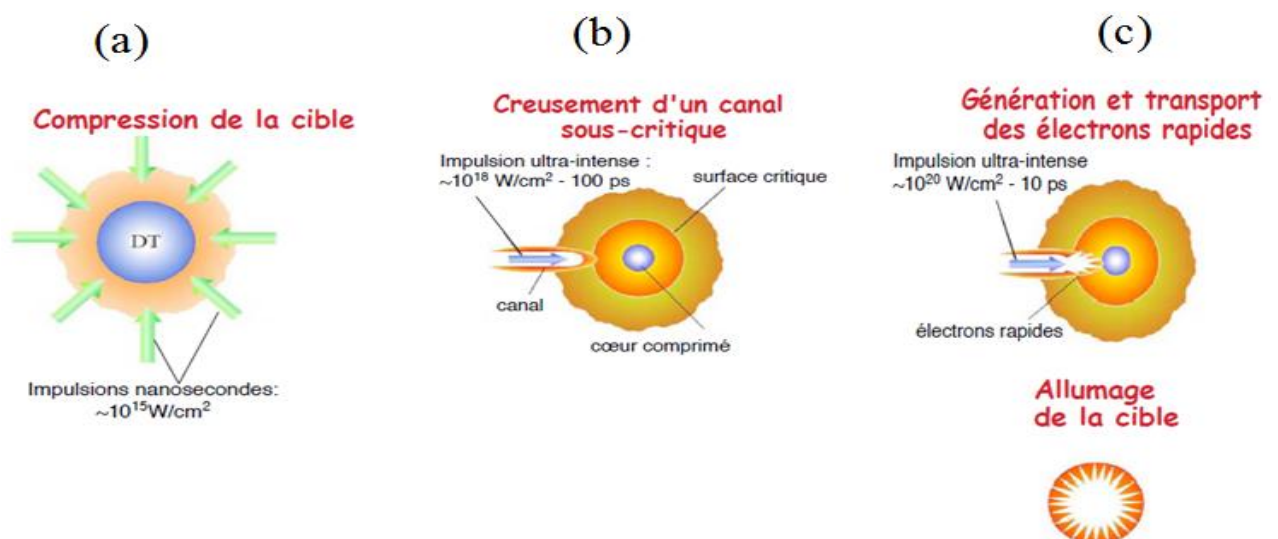


Figure 1.7 Schéma d'allumage rapide : (a) compression de la cible (b) creusement d'un canal sous critique (c) génération des électrons rapides et création d'un point chaud.

Le problème central de l'allumage rapide est le transport d'énergie de la région d'interaction avec le faisceau laser extérieur super- intense vers le D-T comprimé. Ce transport d'énergie, effectué par les électrons, implique l'existence des faisceaux d'électrons relativistes, les courants correspondants étant de l'ordre de 100MA.

1.5 La fusion par confinement magnétique

Les conditions nécessaires pour faire fusionner les noyaux dans le cœur du Soleil sont atteintes grâce à la force de gravitation qui permet de les confiner et de fournir une pression suffisante pour amorcer les réactions de fusion. Cependant sur Terre, il est impossible d'obtenir de telles pressions et un tel mode de confinement n'est alors pas envisageable. La solution retenue consiste donc à confiner à très haute température une quantité importante de gaz à basse pression de manière à ce qu'une grande fraction de la population de particules atteigne une énergie cinétique suffisante pour amorcer les réactions de fusion. Dans de telles conditions, les particules sont totalement ionisées et le combustible doit au préalable être converti en plasma d'ions et d'électrons. On peut le confiner en exerçant une pression magnétique intense sur l'ensemble de ces particules chargées. En effet, lorsque le plasma baigne dans un champ magnétique, les particules chargées sont soumises à la force de Lorentz et s'enroulent autour des lignes de champ décrivent des trajectoires hélicoïdales (figure 1.8). La fréquence propre de giration $\Omega_{c,\alpha}$ appelée fréquence cyclotron (ionique ou électronique selon l'espèce considérée) est définie par:

$$\Omega_{c,\alpha} = \frac{|q|B}{m_\alpha} \quad (1-19)$$

α : L'espèce de la particule chargée.

q : la charge de la particule.

Le rayon de mouvement hélicoïdal est appelé rayon de Larmor et s'écrit :

$$\rho_c = \frac{m_\alpha v_\perp}{ZeB}, \quad (1-20)$$

Avec :

v_{\perp} la composante normale de sa vitesse perpendiculaire au champ magnétique ;

Z la charge de la particule.

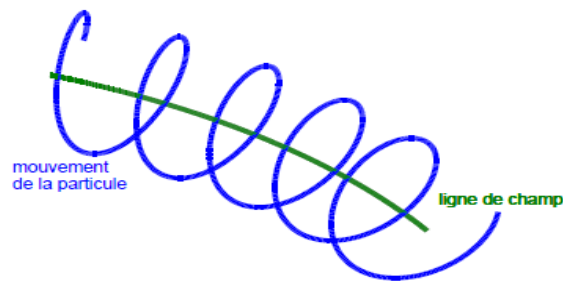


Figure 1.8 Mouvement d'une particule chargée autour de la ligne de champ.

Dans le plan normal à la direction de la ligne de champ, la particule est ainsi confinée et ne peut s'en écarter d'une distance supérieure au rayon de Larmor. En revanche, dans la direction parallèle aux lignes de champ, le mouvement des particules du plasma le long des lignes de champ reste toutefois libre et elles peuvent s'évader par les extrémités de la configuration, figure1.8. Donc il est plus optimal d'avoir des lignes de champ magnétique fermées sur elle-même dans une structure torique. Le champ magnétique est ainsi appelé *champ magnétique toroïdal* [15]. Toutefois ça n'est pas suffisant dans une telle configuration, figure1.9.

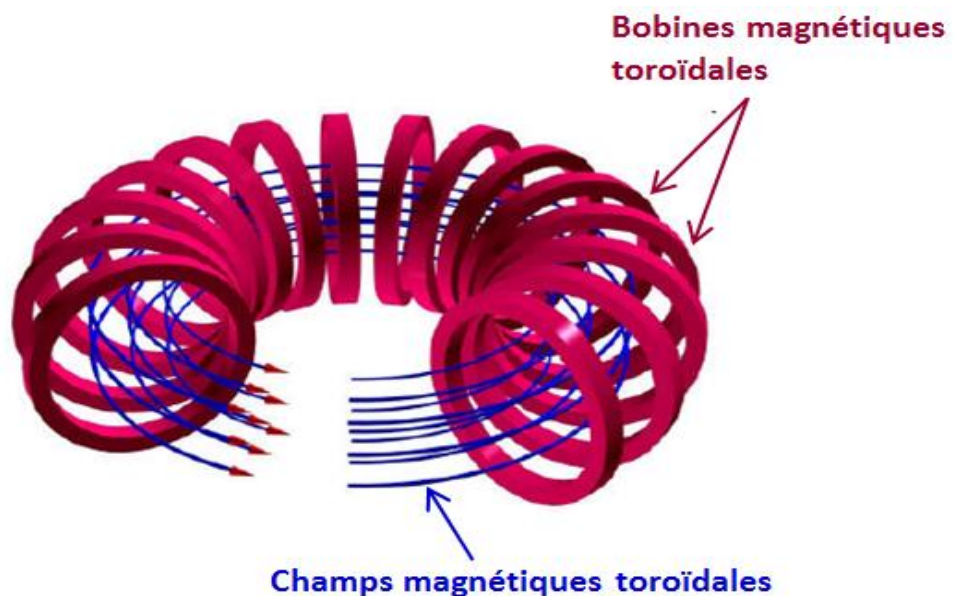


Figure 1.9 Lignes de champ toroïdal seul

Les particules sont animées en plus d'une vitesse de dérive verticale qui laisse fuir le plasma en une fraction de seconde. Les lignes de champ doivent être *hélicoïdales* afin que la dérive soit compensée au cours du mouvement. Ceci est obtenu en ajoutant un champ magnétique dit *poloïdal*, perpendiculaire au champ *toroïdal* (figure 1.10).

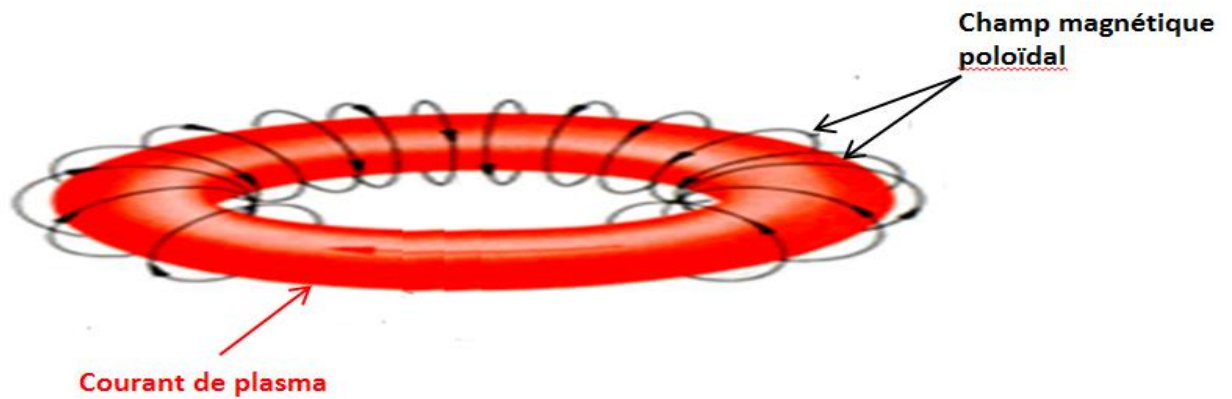


Figure 1.10 Lignes de champ *poloïdal* seul

Finalement on aboutit alors à une configuration magnétique complète qui améliore les performances de confinement (Figure 1.11).

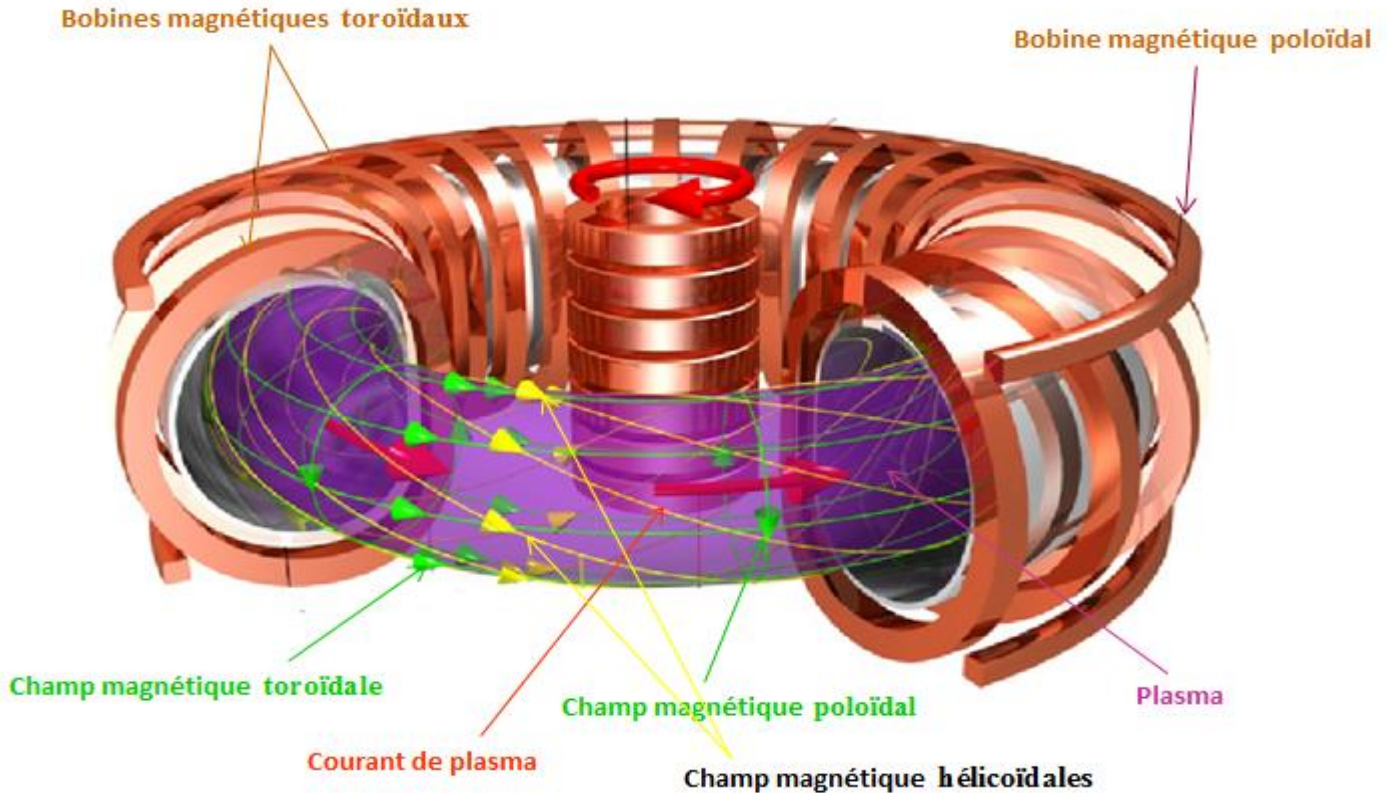


Figure 1.11 Confinement et piégeage d'un plasma à l'aide de boîte magnétique en présence d'un champ toroïdal et d'un champ poloïdal.

La méthode employée pour confiner le plasma magnétiquement a donné naissance à une machine ; dit TOKAMAK.

1.5.1 TOKAMAK

L'une des configurations capables de confiner le plasma à l'aide d'un champ magnétique est l'utilisation de réacteurs appelés Tokamaks. Le tokamak est une invention russe dont le terme vient de la contraction de : Toroidalnaya kamera magnitnaya katuschka, qui signifie chambre toroïdale avec bobines magnétiques [16]. La configuration tokamak se présente sous la forme d'une chambre à vide à symétrie toroïdale dans laquelle on crée une structure de champs magnétiques toroïdal B_φ et poloïdal B_θ permettant de confiner le plasma.

Le champ magnétique toroïdal est produit par des bobines toroïdales, le gradient de ce champ engendre des dérives verticales perpendiculaires à ces lignes de champ et néfastes à un bon confinement du plasma. Il faut donc compenser ces dérives afin d'assurer un confinement orbital optimal. On utilise pour cela un champ complémentaire dit poloïdal B_θ , généré par un courant traversant le plasma, créé via une bobine ohmique verticale disposée au centre du tore. Ce champ poloïdal, généralement est faible ($B_\theta = \frac{B_\varphi}{10}$). Des bobines de champ poloïdal verticales additionnelles sont utilisées pour compenser la force exercée vers l'extérieur due aux gradients de pression plasma. Le résultat de la superposition du champ toroïdale au champ poloïdal, un champ hélicoïdal qui s'enroule autour de surfaces toriques (figure 1.11) [17].

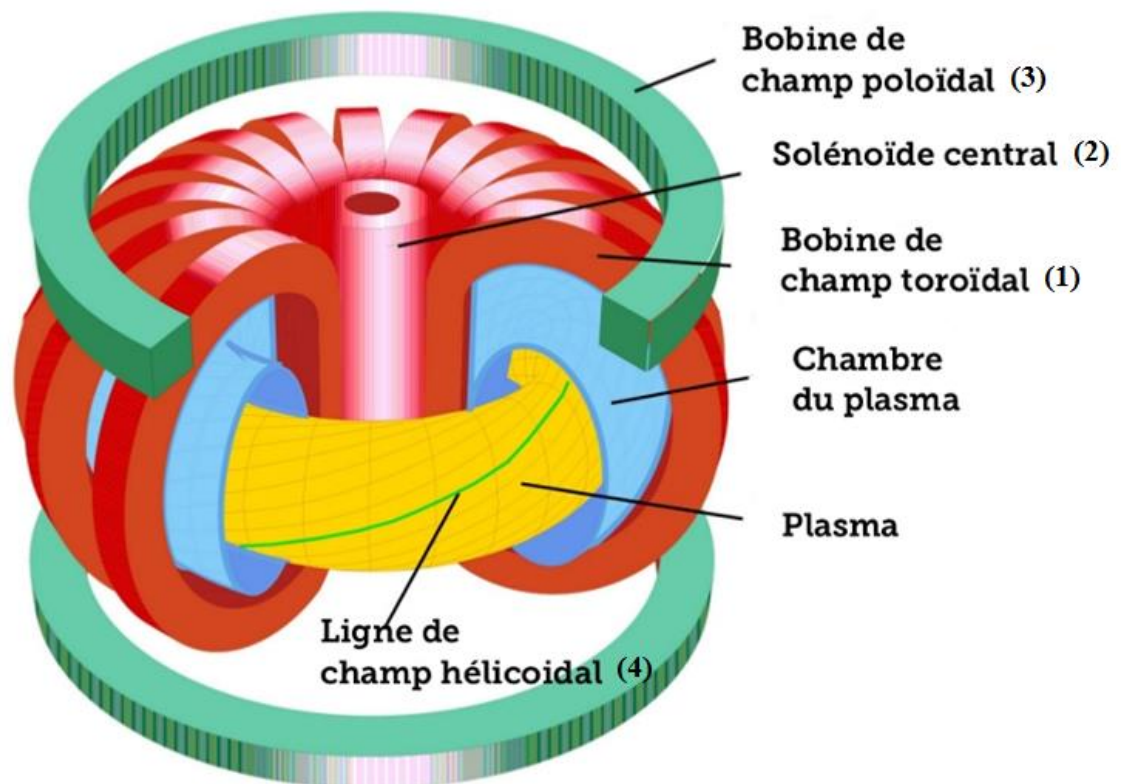


Figure 1.12 La configuration tokamak : Structure magnétique présentant la disposition des différentes bobines autour du tore servant au confinement du plasma. (1) les bobines de champ magnétique toroïdal créant le champ magnétique toroïdal. (2) la bobine ohmique générant un fort courant plasma toroïdal à l'origine du champ magnétique poloïdal. (3) les bobines poloïdales additionnelles servant à contrôler la forme et la position du plasma et (4) ligne de champ magnétique de forme hélicoïdale résultant de l'addition du champ toroïdal et du champ poloïdal.

1.5.1.1 Systèmes de coordonnées

Les coordonnées les plus courantes dans l'étude des plasmas de tokamaks sont les coordonnées toriques. Elles sont définies par :

- Un grand rayon R mesurant la distance par rapport à l'axe de symétrie du tore.
- Un angle toroïdal φ mesurant la position angulaire autour l'axe symétrie du tore.
- Le petit rayon r est la distance de centre de l'anneau toroïdal jusqu'à son bord, noté a .
- Le champ toroïdal B_φ est dirigé autour de la circonférence longue de tore. ce champ est courbé d'après la relation :

$$B_{\varphi} = \frac{\mu_0 I_{\varphi}}{2\pi R} \quad (1-21)$$

Avec

I_{φ} est le courant total circulant dans la bobine.

- Le champ toroïdal B_{φ} est dirigé autour de la circonférence courte de tore.

La taille du plasma est caractérisée par son R_0 correspondant au grand rayon du centre (figure 1.13).

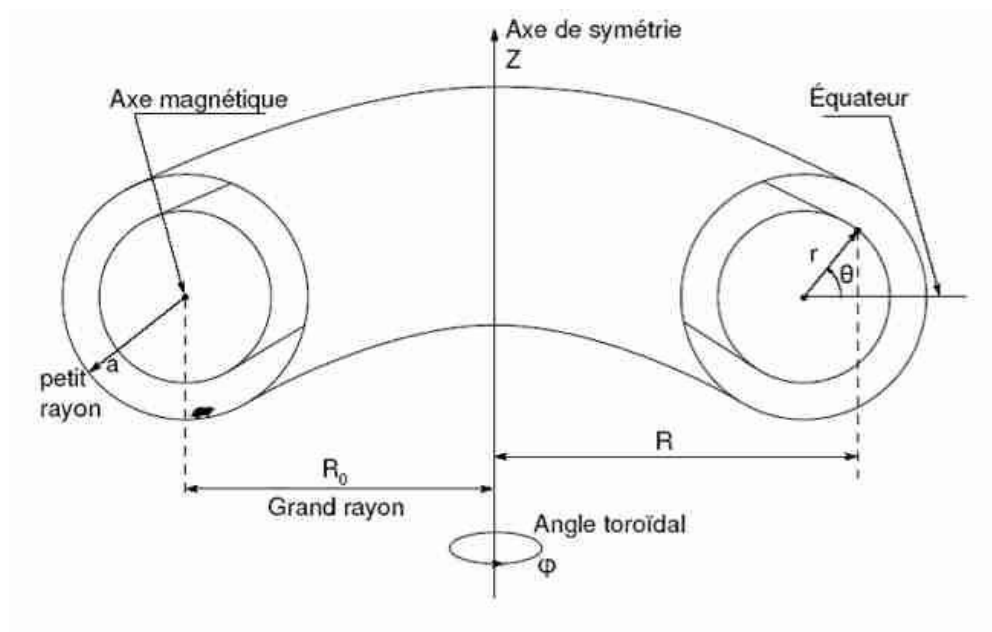


Figure 1.13 Système de coordonnées d'un TOKAMAK

1.5.2 Chauffage du plasma et génération de courant

Avant d'atteindre le domaine d'ignition à l'intérieur duquel les pertes énergétiques sont entièrement compensées par le chauffage propre du plasma, des moyens de chauffage additionnels efficaces sont requis pour porter la température au voisinage des 10 keV. Le chauffage repose principalement sur plusieurs dispositifs mis en œuvre sur les tokamaks actuels. Nous allons donner une brève description de chacun d'entre eux [18].

1.5.2.1 Chauffage ohmique (Effet Joule)

Dans un tokamak, la source naturelle de chauffage du plasma est obtenue par effet Joule. Le courant plasma, I_ϕ , chauffe directement les électrons. Il a été vu au §1.5.1 que le champ poloïdal est créé dans un tokamak par un courant circulant à travers le tore. Une large partie de ce courant est générée par induction à l'aide d'un circuit primaire qui entoure une section torique. Les processus collisionnels entre les électrons et les différentes espèces d'ions permettent de définir une résistivité électrique du plasma, η , décroît avec la température ($\eta \sim T_e^{-3/2}$), plus le plasma est chaud, moins le chauffage ohmique est efficace, et de ce fait l'efficacité du chauffage ohmique ne permet pas de dépasser des températures d'environ 1 keV dans les grandes machines. Des moyens de chauffages auxiliaires, sont donc indispensables.

1.5.2.2 Chauffage cyclotronique ionique et électronique

Pour chauffer les électrons et les ions du plasma, on peut utiliser une onde électromagnétique dont la fréquence est une harmonique, n , de la fréquence cyclotron des électrons et des ions ($\Omega_{c,e}, \Omega_{c,i}$).

Pour une onde de pulsation ω fixée qui se propage de manière perpendiculaire au champ magnétique \vec{B} , on peut écrire les conditions de résonance :

$$\Omega_{c,\alpha} = n\omega \tag{1-22}$$

$$\alpha = e, i$$

✓ *Le chauffage cyclotronique ionique*

Les techniques de chauffage utilisent des ondes radioélectriques de différentes fréquences pour apporter une chaleur supplémentaire au plasma. Dans le chauffage à résonance cyclotronique ionique (CRCI), l'énergie est transférée aux ions du plasma par un faisceau de rayonnement électromagnétique à haute intensité d'une fréquence de 40 à 55 MHz.

Le chauffage cyclotronique ionique fait intervenir un générateur, des lignes de transmission et une antenne. Le générateur produit des ondes radiofréquence de forte puissance, qui sont transportées par une ligne de transmission jusqu'à une antenne située dans la chambre à vide, laquelle envoie à son tour ces ondes dans le plasma [18].

✓ *Le chauffage cyclotronique électronique*

La technique de chauffage à résonance cyclotronique électronique (CRCE) chauffe les électrons du plasma par le biais d'un faisceau de rayonnement électromagnétique de haute intensité d'une fréquence de 170 GHz, qui correspond à la fréquence de résonance des électrons. Ces électrons entrent ensuite en collision avec les ions et leur transfèrent l'énergie absorbée.

Le système de chauffage cyclotronique électronique est également utilisé pour apporter de la chaleur en des points très précis du plasma, de manière à minimiser certaines instabilités susceptibles de le refroidir. Comparativement à la technique CRCI, le chauffage CRCE présente l'avantage d'utiliser un faisceau capable de se propager dans l'air, ce qui permet de simplifier la conception et d'utiliser une source éloignée du plasma et de faciliter ainsi la maintenance. L'énergie sera apportée par de puissants gyrotrons à haute fréquence.

1.5.2.3 Chauffage par injection de neutres

Le moyen sans doute le plus efficace pour chauffer le plasma est d'injecter des faisceaux de particules neutres, deutérium en général, à de hautes énergies, de 50 keV à 2 MeV selon les machines. Avant d'être injectés, des atomes de deutérium sont accélérés à l'extérieur du tokamak jusqu'à atteindre une énergie cinétique de 1 MeV. Sachant que seuls les ions positif ou négatif peuvent être accélérés par un champ électrique, on élimine les électrons des atomes neutres pour créer des ions chargés positivement. Dans les dispositifs d'injection de neutres, les ions traversent une cellule contenant un gaz, où ils récupèrent leur électron manquant, puis sont injectés dans le plasma sous forme de particules neutres rapides.

1.5.3 Tokamaks actuels et à venir

Depuis les années 50, des tokamaks de plus en plus grands ont donc été construits. Des innovations techniques comme les bobines supraconductrices ont également permis de faire progresser les performances des tokamaks tant en durée de la décharge qu'en performance de fusion. Nous allons ici détailler les caractéristiques des deux machines: le tokamak européen *JET* et le projet *ITER* [15].

1.5.3.1 JET

Le *Joint European Torus* est aujourd'hui le plus grand tokamak du monde. Construit par l'Europe entre 1979 et 1983, il est basé au Culham Center For Fusion Energy (CCFE), près d'Oxford (R.-U.) et est opéré par l'EFDA (European Fusion Development Agreement). Ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau-2-

Grand rayon	2,96 m
Petit rayon horizontal	1,25 m
Petit rayon vertical	2,1 m
Forme du plasma	Point X
Champ toroïdal	3.85 T
Courant plasma	max 4,8 MA
Chauffage FCI et LH	15 MW
Chauffage par injection de neutres	23 MW
Volume du plasma	100 m ³
Durée de la décharge	Jusqu'à 60 secondes
Energie thermique du plasma	10 MJ
Energie magnétique du plasma	10 MJ

Tableau.2 Caractéristiques principales de JET

JET dispos de 32 bobines toroïdales en cuivre refroidies par eau et d'un système de bobines poloïdales permettant la formation d'un plasma. Le chauffage du plasma est réalisé principalement à l'aide d'injecteurs de particules neutres, de façon normale ou tangentielle, et d'ondes HF. JET détient actuellement le record du monde de la puissance fusion obtenue. Lors de la campagne Deutérium-Tritium menée en 1997, 16 MW ont été fournis par les réactions de fusion, pour un total de 22 MJ d'énergie produite grâce à ces mêmes réactions. Un facteur Q de 0,65 a été obtenu pendant ces expériences [15].



Figure 1.14 Vue extérieure de JET

1.5.3.2 ITER

ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) est le futur tokamak international en cours de construction sur le site de Cadarache en France. Fruit de dizaines d'années d'étude et de collaborations internationales, son premier plasma est prévu pour 2019. ITER sera le plus grand tokamak jamais construit, et une des plus vastes collaborations scientifiques du monde. Son but est de démontrer la faisabilité technique de la fusion nucléaire par confinement magnétique. Les principales caractéristiques du dispositif sont résumés dans le tableau 3.

Grand rayon	6,20 m
Petit rayon horizontal	2 m
Petit rayon vertical	3,40 m
Forme du plasma	Point X
Champ toroïdal	5,3 T
Courant plasma	max 15 MA
Chauffage FCI	20 MW
Chauffage FCE	20 MW
Chauffage par injection de neutres	33 MW
Volume du plasma	830 m ³
Durée de la décharge	Jusqu'à 1000 s
Puissance fusion attendue	500 MW
Energie thermique du plasma	353 MJ
Energie magnétique du plasma	395 MJ

Tableau.3 Caractéristiques principales de ITER

ITER disposera de bobines supraconductrices à la fois pour le système poloïdal et pour le système toroïdal. Ces bobines seront refroidies avec de l'hélium à 4K. ITER devra être capable d'atteindre un facteur d'amplification (Q) de 10 pour les scénarios deutérium/tritium à haute performance [15].

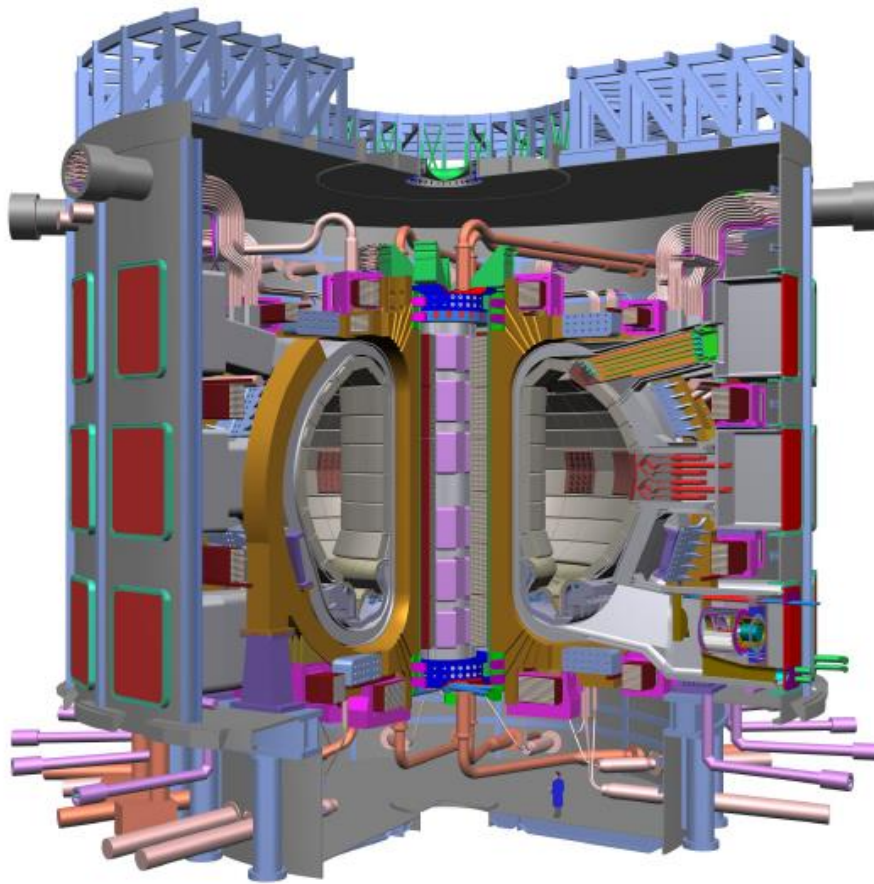


Figure 1.15 Schéma d'ITER

1.6 La fusion magnéto inertielle

La fusion magnéto-inertielle (FMI) est une moderne approche hybride décrit une classe de dispositifs de fusion qui combinent des aspects de fusion par confinement magnétique et de fusion par confinement inertielle, elle peut fournir un schéma plus simple et moins coûteux de fusion contrôlée (figure 1. 16) [19].

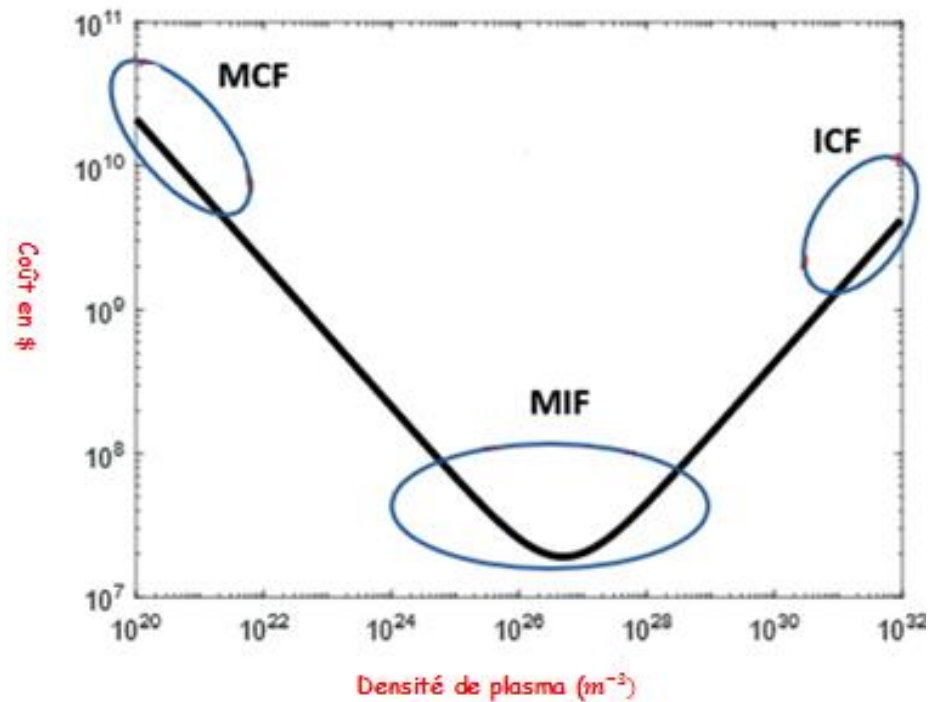


Figure 1.16 Coût du seuil de rentabilité de la fusion

Dans la fusion par confinement inertielle FCI, nous utilisons des sources d'énergie puissantes pour chauffer le combustible thermonucléaire à des températures élevées pendant un temps comparable aux temps caractéristiques de la détente hydrodynamique du plasma. La FMI représente l'évolution de la fusion par confinement inertielle (FCI) avec des éléments de fusion par confinement magnétique, elle est considérée donc comme une troisième voie de fusion [20].

Les principales idées du FMI sont connues depuis près de quatre décennies. Le concept de cette approche consiste à appliquer un champ magnétique puissant à la cible de fusion inertielle et à geler le flux magnétique dans le point chaud ou à incorporer le flux magnétique

dans un plasma cible délimité par une coque conductrice, appelée doublure, servant de conservateur de flux magnétique, figure 1.17.

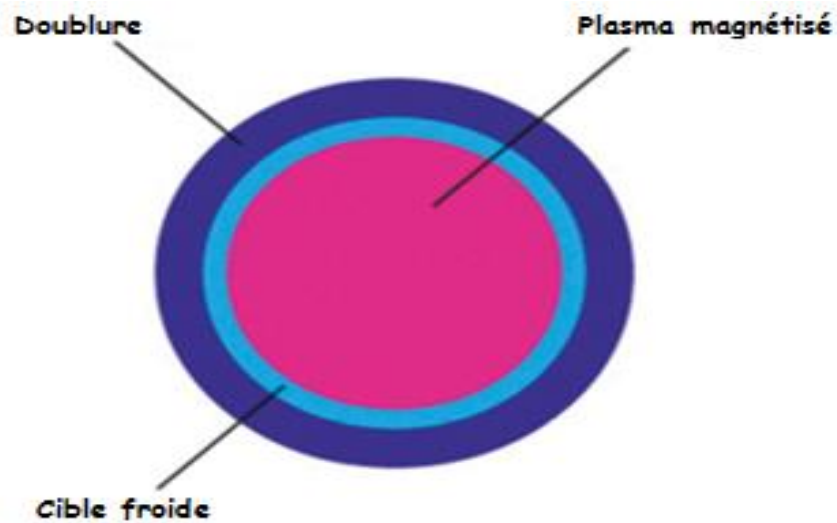


Figure 1.17 Constituante de la cible FMI, une doublure est utilisée pour comprimer une cible plasma magnétisée. Parfois, une couche de combustible froide est utilisée pour augmenter le gain de fusion [19].

D'une manière similaire à la fusion inertielle conventionnelle, le point chaud ou la coque conductrice (doublure) est implose et le flux magnétique est comprimé avec lui, et ainsi l'intensité du champ magnétique est augmentée. Pendant la compression du plasma, la diffusivité thermique est considérablement réduite par le champ magnétique intense appliqué, et par conséquent le plasma est facilement chauffé à des températures de fusion thermonucléaire, figure 1.17.

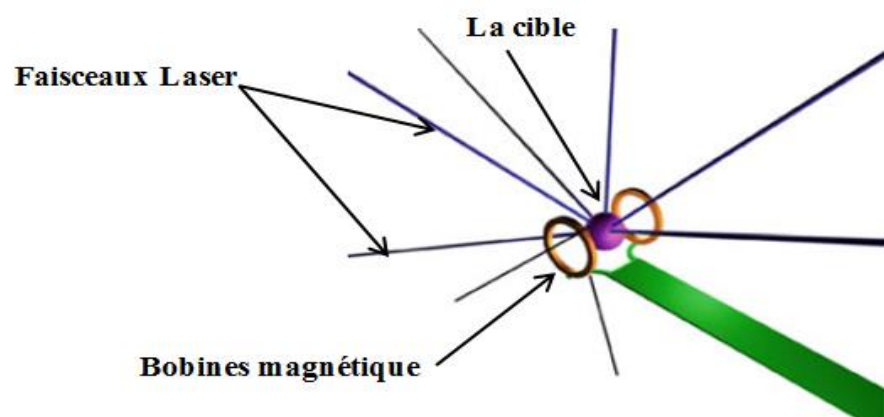


Figure 1.18 Schéma de l'implosion sphérique de la cible magnétisée lors de sa compression uniforme avec des faisceaux laser.

Conclusion

La maîtrise de la fusion nucléaire contrôlée est un enjeu majeur du développement énergétique de l'humanité pour les décennies à venir. Elle donnerait accès à une source d'énergie abondante, peu polluante, intrinsèquement sûre et pour un coût raisonnable.

Dans ce chapitre, une étude bibliographique centrée sur les principaux travaux de recherche se rapportant à la fusion thermonucléaire contrôlée. Les objectifs aussi bien technologiques que scientifiques de chacune des voies et de la fusion restent cependant de véritables challenges. Différentes voies de recherche sont actuellement suivies *magnétique* et *inertielle*.

Dans le cas du confinement magnétique, l'idée est de comprimer et confiner le plasma porté à de très hautes températures, plusieurs dizaines de millions de degrés, par des champs magnétiques avec un appareil en forme de tore : un tokamak. Cet appareil a bénéficié de progrès considérables depuis son invention dans les années 1950 par les chercheurs russes Igor Tamm et Andreï Sakharov et c'est toujours la voie de recherche la plus étudiée [14].

La voie inertielle consiste à allumer de petites capsules de combustible au moyen d'impulsions laser. Par rapport à la fusion par confinement magnétique, la fusion par laser présente au moins trois avantages : elle ne nécessite pas un dispositif de confinement dans la chambre de réaction ; elle autoriserait d'autres réactions que la fusion deutérium-tritium, qui produit des neutrons problématiques ; elle suppose un investissement énergétique plus faible pour un gain thermonucléaire plus grand, ce qui promet des installations plus petites et moins coûteuses [9].

La voie la plus prometteuse est la fusion magnéto inertielle, elle représente l'évolution de la fusion par confinement inertiel (FCI) avec des éléments de fusion par confinement magnétique, elle est considérée donc comme une troisième voie de fusion. Elle consiste à appliquer un champ magnétique puissant à la cible de fusion inertielle et à geler le flux magnétique dans le point chaud ou à incorporer le flux magnétique dans un plasma cible délimité par une coque conductrice, appelée doublure, servant de conservateur de flux magnétique [19].

Les recherches sur ces voies sont donc à long terme, on n'envisage pas d'aboutissement avant le milieu du siècle (100 ans de recherche en tout), pour une production déployée dans la deuxième moitié du siècle.

Références

- [1] Jean-Loup Delcroix et Abraham Bers, *Physique des plasmas*, Tome 1, EDP Sciences - Collection : Savoirs Actuels - janvier (1994).
- [2] T.J.M Boyd and J.J. Sanderson, *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press (2003).
- [3] J. Howard, *Introduction to plasma physics*, C17 Lecture Notes, Australian national university (2002).
- [4] K. Miyamoto, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2005).
- [5] J. Adam, *La Fusion Nucléaire : une Source d'Energie pour l'Avenir*, Editions Pour la Science, Paris (1993).
- [6] www.cea.fr/CEA, Septembre (2005).
- [7] M. Keilhacker, A. Gibson, C. Gormezano, P.J. Lomas, P.R. Thomas, M.L. Watkins, *Nuclear Fusion*, 39, 2, (1999).
- [8] J.D. Lawson, *Proceedings of the Physical Society*, B 70, 6, (1957).
- [9] S. Pfalzner, *An Introduction to Inertial Confinement Fusion*, Series in plasma physics (2006).

- [10] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford Sci. Pub., Clarendon Press, Oxford,2004).
- [11] J. Nuckolls, and all ,Thermonuclear (CTR) Applications, *Nature* 239, 139-142 (1972).
- [12] M. Tabak, J. Hammer and all, *Phys. Plasmas* 1, 1626-1634 (1994).
- [13] B. SLIMEN, Etude relativiste de l'instabilité de Weibel dans le contexte de la fusion inertielle(2002), thèse de doctorat, université de Batna 1.
- [14] D.Campbell, Magnetic confinement fusion, *Europhysics News* ,The Net Team, Max-Planck-Institut für Plasma physik, Garching, Germany (1998).
- [15] J. Wesson. Tokamaks, 3rd ed. Oxford University Press, 2004.
- [16] L.A. Artsimovitch *et al*, *Journal of Nuclear Energy*, Part C7 (1965), 305.
- [17] R .C. Kirkpatrick *et al*, *Fusion Technology*. **27**, 201 (1995).
- [18] Gilles ARNOUX, Chauffage de plasma par ondes électromagnétiques à la troisième harmonique de la fréquence cyclotron des électrons dans le tokamak TCV, thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale De Lausanne (2002).
- [19] Y .C. F. Thio *et al* , *Fusion Science And Technology*.7 ,75 (2019).
- [20] M. M. R. Gomez *et al*. *Phys. Rev. Lett.* 125 (2020) 155002.

Chapitre II:

**La théorie Cinétique
Des
Plasmas magnétisés**

Chapitre II : La théorie Cinétique Des Plasmas Magnétisés

2.1 Introduction	49
2.2 Le théorème de Liouville	49
2.2.1 La densité dans l'espace des phases	50
2.2.2 Deuxième définition de la fonction de densité de probabilité	51
2.2.3 L'équation d'évolution de $f(\vec{q}, \vec{p}, t)$	52
2.2.4 Système sans interactions dépendant de la vitesse	54
2.2.5 Application aux plasmas	55
2.3 Hiérarchie BBGKY	56
2.3.1 L'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$	57
2.3.2 L'équation de l'évolution de la fonction de distribution double	58
2.4 L'équation de Boltzmann	59
2.5 L'équation de Vlasov	60
2.6 Modèle de BGK (Bhatnagar, Gross, Krook) de collisions	61
2.7 Modèle de collisions du type de Fokker-Planck	61
2.8 Modèle de Landau	62
Conclusion	65
Références	65

2.1 Introduction

Pour décrire l'état d'un gaz où un liquide on peut utiliser deux méthodes, soit une méthode fluide hydrodynamique, c'est-à-dire introduire un certain nombre de grandeurs macroscopiques tel que. La densité, la vitesse de fluide, la pression ou bien nous utilisons une méthode plus fine, c'est-à-dire une méthode microscopique qui tient de compte la nature moléculaire du fluide ou le gaz en introduisant des grandeurs microscopiques tel que la fonction de distribution. C'est la théorie cinétique qui propose un niveau de description microscopique, dans laquelle nous nous intéressons au comportement typique d'une particule plutôt qu'à l'analyse détaillée de chacune. Dans cette description statistique, l'inconnue est la densité de probabilité d'une particule dans son espace d'état. Ainsi l'objectif de la théorie cinétique est de simplifier la description d'un système de particules, en fournissant un nouveau modèle qui préserve les informations physiques intéressantes du système.

Le but de ce chapitre est de présenter les processus fondamentaux cinétiques, nous définirons les quantités qui interviennent dans cette méthode et nous établirons aussi les équations qui décrivent l'évolution des grandeurs microscopique.

2.2 Le théorème de Liouville

Le théorème de Liouville est le seul théorème qui donne une description "complète" de l'évolution du fluide [1], ce théorème dit que le volume de l'espace des phases est constant le long des trajectoires du système, autrement dit ce volume reste constant dans le temps.

L'équation de Liouville décrit l'évolution temporelle de la densité de probabilité $f(\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N, \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N)$ dans l'espace des phases. Cette densité de probabilité est définie comme la probabilité pour que l'état du système soit représenté par un point à l'intérieur du volume Ω considéré.

Alors pour décrire l'équation de Liouville il faut introduire certaines variables telles que la densité dans l'espace des phases [2].

La méthode suivie dans notre étude est dite régressive [3]. Nous partirons de la description la plus fine possible du fluide et nous établirons l'équation d'évolution de la densité dans l'espace des phases. Par une série d'intégrations correspondante chacune à la disparition d'une variable et par suite à la perte de l'information, nous établirons des équations d'évolution des fonctions de distributions simples ou double.

2.2.1 La densité dans l'espace des phases

Considérons un système contient N particules, nous considérons ces particules comme des particules ponctuelles (nous négligeons les phénomènes de rotation et vibration), l'état du système à l'instant " t " est définie par les vecteurs de position et la vitesse de chaque particule [2] :

$$\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_N = \vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N \quad (2-1)$$

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

L'état microscopique du système est caractérisé par la donnée de $3N$ coordonnées spatiales $\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N$ et des $3N$ composantes de leur vitesse ($\vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N$).

On introduit alors un espace dit "*espace des phases*" du système défini comme un espace à $6N$ dimension, par conséquent l'état microscopique du système est ainsi spécifié par un point dans l'espace. La connaissance de la phase du système implique la connaissance $q_1, q_2 \dots q_{3N}$ et l'impulsion $p_1, p_2 \dots p_{3N}$ ce qu'est impossible pour des raisons pratiques (N très élevés).

Alors il est plus commode d'utiliser une fonction de densité de probabilité f , en équilibre s'écrit comme:

$$f(\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N ; \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N) \quad (2-3)$$

La densité de probabilité hors équilibre s'écrit :

$$f(\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N; \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N, t) = f(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_N; \vec{v}_1, \vec{v}_2 \dots \vec{v}_N, t) \quad (2-4)$$

La quantité :

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

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 [2].

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

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

Cette formule doit être symétrique par rapport à chacune des particules prises deux a deux : par suite de l'indiscernabilité des particules elle doit en effet rester inchangée quand on permute deux indices.

2.2.2 Deuxième définition de la fonction de densité de probabilité

On peut donner aussi une deuxième définition de la fonction de densité de probabilité [1] comme une probabilité que l'ensemble de N particules qui se trouvent dans l'élément de volume ordinaire $d^3r = d^3r_1 d^3r_2 \dots d^3r_N$ possédant une vitesse dans l'élément de volume dans l'espace des vitesses $dv = d^3v_1 d^3v_2 \dots d^3v_N$ tel que la probabilité totale de trouver le système dans un état quelconque étant égale à l'unité :

$$\int f(\vec{q}_1, \vec{q}_2 \dots \vec{q}_N; \vec{p}_1, \vec{p}_2 \dots \vec{p}_N) d\vec{q}_1 \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_N =$$

$$\int f(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_N; \vec{v}_1, \vec{v}_2 \dots \vec{v}_N) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_N d\vec{v}_1 \dots d\vec{v}_N \quad (2-5)$$

$$\int f(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_N; \vec{v}_1, \vec{v}_2 \dots \vec{v}_N) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_N d\vec{v}_1 \dots d\vec{v}_N = 1 \quad (2-6)$$

2.2.3 L'équation d'évolution de $f(\vec{q}, \vec{p}, t)$

La fonction f s'écrit en fonction des variables canoniques conjuguées (q_i, p_i) et l'équation qui régit l'évolution de cette fonction dans l'espace des phases c'est l'équation de "Liouville".

Dans l'espace des phases nous définissons un élément de volume par :

$$d\Omega = d\vec{q}_1 \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_N \quad (2-7)$$

Les équations du mouvement de Hamilton-Jacobi s'écrivant [1]:

$$\frac{\partial H}{\partial p_i} = \frac{\partial q_i}{\partial t} \quad (2-8)$$

$$\frac{\partial H}{\partial q_i} = -\frac{\partial p_i}{\partial t} \quad (2-9)$$

Considérons un élément de volume dans l'espace des phases $d\Omega(t_0)$ à l'instant t_0 et on suppose que l'état du système à l'instant t occupe un élément de volume $d\Omega(t)$. L'évolution de l'état du système est représentée par une trajectoire dans l'espace des phases.

Nous utilisons la propriété que deux trajectoires dans l'espace des phases ne se coupent jamais on peut montrer que le théorème de "Liouville" exprime la conservation du volume de l'espace des phases lors de l'évolution du système.

$$d\Omega(t_0) = d\Omega(t)$$

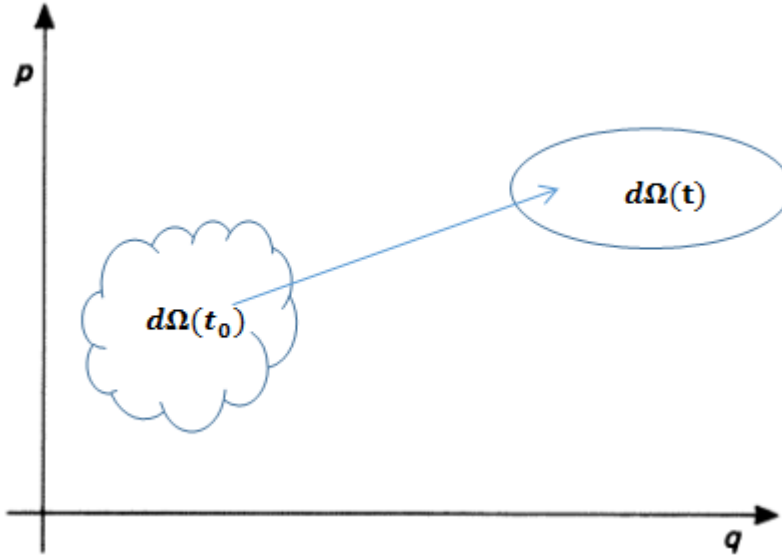


Figure 2.1 Les éléments de volume dans l'espace des phases sont des invariants canoniques.

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

$$f(t + dt) d\Omega(t + dt) = f(t) d\Omega(t) \quad (2-10)$$

Utilisant le théorème de Liouville : $d\Omega(t + dt) = d\Omega(t)$, nous constatons [3]:

$$\text{La conservation de la densité de probabilité : } f(t + dt) = f(t)$$

Alors la densité de probabilité se conserve suivant le mouvement $\frac{df}{dt} = 0$

Nous utilisons les dérivées partielles de $f(q_i, p_i)$ à l'instant t , nous obtenus :

$$df(q_i, p_i, t) = \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial f}{\partial q_i} \cdot dq_i + \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial f}{\partial p_i} \cdot dp_i + \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad (2-11)$$

$$\frac{df(q_i, p_i, t)}{dt} = \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial f}{\partial q_i} \cdot \frac{dq_i}{dt} + \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial f}{\partial p_i} \cdot \frac{dp_i}{dt} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad (2-12)$$

Utilisons les équations du mouvement de Hamilton-Jacobi on trouve finalement l'équation de Liouville [3] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3N} \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) = 0 \quad (2-13)$$

2.2.4 Système sans interactions dépendant de la vitesse

Nous écrivons maintenant l'équation de Liouville en fonction des variables \vec{r}_i et \vec{v}_i . Pour cela on suppose que les vitesses des particules sont faibles devant la vitesse de la lumière et que toutes les forces agissantes sur elles sont indépendantes de la vitesse et dérivent de potentiels ; on peut alors écrire l'Hamiltonien du système de N particules sous la forme [1]:

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i=1}^N \varphi_i(\vec{q}_i) + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \varphi_{ij}(\vec{q}_i, \vec{p}_i) \quad (2-14)$$

Avec :

$$\vec{p}_i = m\vec{v}_i$$

$\varphi_i(\vec{q}_i)$: 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 .

Par dérivation on obtient:

$$\frac{\partial H}{\partial p_{ix}} = v_{ix} = \frac{\partial x_i}{\partial t} \quad (2-15)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x_i} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_i} + \sum_j \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial x_i} = -\frac{\partial p_{ix}}{\partial t} \quad (2-16)$$

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial x_i} + \sum_j \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial x_i} = X_i - \sum_{i \neq j} X_{ijx} = -\frac{\partial p_{ix}}{\partial t} \quad (2-17)$$

$X_i = \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_i}$: 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 :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \vec{v}_i \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}_i} + \sum_{i=1}^N \frac{\vec{X}_i}{m} + \frac{\sum_{i \neq j} \vec{X}_{ij}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}_i} = 0 \quad (2-18)$$

Les sommations étant maintenant étendues aux N particules.

Notons que lorsque les gazes sont en équilibre thermodynamique, on n'a pas besoins de l'équation (2-18). La mécanique statistique classique montre en effet que f est a priori connue (Maxwellienne) et est égale à [4]:

$$f = \frac{\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}{\int \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) d\Omega} \quad (2-19)$$

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

2.2.5 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 [1] :

$$\vec{X}_i = q_i [\vec{E}_i + \vec{V}_i \cdot \vec{B}_i] \quad (\text{force de Lorentz}) \quad (2-20)$$

$\vec{X}_{ij} = -\nabla_i \left[\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \right]$ (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 :

$$\vec{\nabla} \times \frac{\vec{B}_i}{\mu_0} = \vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_i}{\partial t} \quad (2-21)$$

Donc la force totale électromagnétique appliquée à la particule i écrite sous la forme [1]:

$$\vec{X}_i + \sum_{i \neq j} \vec{X}_{ij} = q_i [\vec{E}_i + \vec{E}'_i + \vec{V}_i \cdot (\vec{B}_i + \vec{B}'_i)] \quad (2-22)$$

\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 [1] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \vec{v}_i \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}_i} + \frac{q_i}{m} \sum_{i=1}^N [\vec{E}_i + \vec{E}'_i + \vec{V}_i \cdot (\vec{B}_i + \vec{B}'_i)] \frac{\partial f}{\partial \vec{v}_i} = 0 \quad (2-23)$$

2.3 Hiérarchie BBGKY

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 [5,6] (Born_Bogolioubov_Green_Kirkwood_Yvon).

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

$$f_s(\vec{q}_1 \dots \vec{q}_s, \vec{p}_1 \dots \vec{p}_s, t) = V^s \int d\vec{q}_{s+1} \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_{s+1} \dots d\vec{p}_N f(\vec{q}_1 \dots \vec{q}_N, \vec{p}_1 \dots \vec{p}_N, t) \quad (2-24)$$

Cette fonction signifie 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 » quelque soit la position et l'impulsion des particules $s + 1 \dots N$

L'hamiltonien H (déjà établie) représente un système de N particules avec des interactions de paires en présence de forces extérieures qui dérive d'un potentiel est :

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

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

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

Nous définissons l'opérateur suivant :

$$V^s \int d\vec{q}_{s+1} \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_{s+1} \dots d\vec{p}_N \quad (2-27)$$

Appliquons cet opérateur sur l'équation de Liouville :

$$V^s \int d\vec{q}_{s+1} \dots d\vec{q}_N d\vec{p}_{s+1} \dots d\vec{p}_N \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3N} \left(\frac{\partial H}{\partial \vec{p}_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{q}_i} - \frac{\partial H}{\partial \vec{q}_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}_i} \right) \right) = 0 \quad (2-28)$$

Suite un ensemble des opérations mathématiques on trouve un système d'équation (la hiérarchie) dite BBGKY s'écrit comme [5]:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \frac{\vec{p}_i}{m} \frac{\partial f_s}{\partial \vec{q}_i} - \sum_{i=1}^s \vec{X}_i \frac{\partial f_s}{\partial \vec{q}_i} - \sum_{i=1}^s \sum_{j=1}^s \vec{X}_{ij} \frac{\partial f_s}{\partial \vec{p}_i} - \sum_{i=1}^s n \int d\vec{q}_{s+1} d\vec{p}_{s+1} \vec{X}_{i,s+1} \frac{\partial f_{s+1}}{\partial \vec{p}_i} = 0 \quad (2-29)$$

\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 [5]:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \frac{\vec{p}_i}{m} \frac{\partial f_s}{\partial \vec{q}_i} - \sum_{i=1}^s \vec{X}_i \frac{\partial f_s}{\partial \vec{q}_i} = 0 \quad (2-30)$$

2.3.2 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 $\vec{p}_2 \dots \vec{p}_N$. [7]

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

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\vec{p}_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{q}_1} + \vec{X}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}_1} = \int d\vec{q}_2 d\vec{p}_2 \vec{X}_{12} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{p}_1} \quad (2-31)$$

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 :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} + \frac{\vec{x}_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}_1} = \int d\vec{r}_2 d\vec{v}_2 \frac{\vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_1} \quad (2-32)$$

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 .

- ❖ Le deuxième terme $\frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1}$: 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.
- ❖ Le troisième terme $\frac{\vec{x}_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}_1}$: exprime l'action des forces appliquées.
- ❖ Le dernier terme $\int d\vec{r}_2 d\vec{v}_2 \frac{\vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_1}$: représente de façon non explicite l'influence des interactions entre les particules.

2.3.3 L'équation de l'évolution de la fonction de distribution double $f_2(\vec{q}_1, \vec{p}_1, \vec{q}_2, \vec{p}_2, t)$

$f_2(\vec{q}_1, \vec{q}_2; \vec{p}_1, \vec{p}_2, t)$: 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 [7] :

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial f_2}{\partial \vec{r}_1} + \vec{v}_2 \frac{\partial f_2}{\partial \vec{r}_2} + \frac{\vec{x}_1 + \vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_1} + \frac{\vec{x}_2 + \vec{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_2} = \int d\vec{r}_3 d\vec{v}_3 \frac{\vec{x}_{13}}{m} \frac{\partial f_3}{\partial \vec{v}_1} + \int d\vec{r}_3 d\vec{v}_3 \frac{\vec{x}_{23}}{m} \frac{\partial f_3}{\partial \vec{v}_2} \quad (2-33)$$

Dans la première équation (L'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$) on ne peut pas déterminer la fonction f_1 si on connaît pas f_2 et dans la deuxième équation on ne peut pas déterminer f_2 si on connaît pas f_3 et aussi pour déterminer f_3 il faut déterminer f_4 ... etc.

Alors les deux équations forment un système d'équations indéterminé. On peut trouver un

système de N équation simple mais, couplée de proche en proche c'est la hiérarchie « BBGKY ».

Alors pour pouvoir utiliser cette hiérarchie il faut l'arrêter à un stade quelconque. Pour cela nous faisons des hypothèses simplification sur l'une de fonction de distribution.

Les approximations utilisées sur la hiérarchie « BBGKY » sont l'origine des équations cinétiques, qui sont :

2.4 L'équation de Boltzmann

Pour obtenir l'équation de Boltzmann, nous avons réduit les phénomènes d'interaction entre particules à des champs collectifs par les charges d'espace et les courants. On peut au contraire faire l'hypothèse extrême inverse que les phénomènes d'interaction sont des collisions binaires et brutales, et qu'entre deux collision les particules ne sont soumises à aucune force et suivant une trajectoire rectiligne [8].

Ce modèle est celui de la théorie cinétique classique des gaz neutres. Et il a permis bien avant l'établissement du système BBGKY d'obtenir pour f_1 l'équation d'évolution dite de Boltzmann :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\bar{p}_1}{m} \frac{\partial f_1}{\partial \bar{q}_1} - \frac{\partial \psi_1}{\partial \bar{q}_1} \frac{\partial f_1}{\partial \bar{p}_1} = \int d\bar{q}_2 d\bar{p}_2 \frac{\bar{x}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \bar{p}_1} \quad (2-34)$$

$\psi_1(\bar{r}_1)$: 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 :

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

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

Les hypothèses faites pour la démonstration de l'équation de Boltzmann montrent qu'il est raisonnable de l'utiliser quand les forces d'interaction sont à courte portée. Elle a été utilisée très largement pour étudier les propriétés des gaz neutres assez dilués.

Dans les plasmas partiellement ionisés; les interactions électron-molécule et ion-molécule.

Les propriétés générales de cette équation sont les suivantes :

- ❖ C'est une équation locale sans terme de collision.
- ❖ Elle conserve les densités locales macroscopiques des particules de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique.
- ❖ Elle est non linéaire et décrit une évolution irréversible du gaz vers l'équilibre thermodynamique local [8].

2.5 L'équation de Vlasov

Si la densité des particules dans le gaz est importante de telle que l'on ne peut pas négliger l'interaction (collisions) entre les particules. L'approximation ou l'hypothèse sur l'équation de l'évolution de f_1 est de négliger les corrélations entre particules dans l'équation de l'évolution de la fonction $f_1(\vec{q}_1, \vec{p}_1, t)$ on peut alors poser :

$$\int d\vec{r}_2 d\vec{v}_2 \frac{\vec{X}_{12}}{m} \frac{\partial f_2}{\partial \vec{v}_1} = -\frac{q}{m} \vec{E}_1 \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}_1} \quad (2-35)$$

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

$$\vec{E}_1 = \int n_2 \vec{X}_{12} dr_2 \quad (2-36)$$

Donc finalement on obtient la forme de Vlasov [9]:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} + \frac{q}{m} \left[\vec{E}_1 + \vec{E}_1 + \vec{v}_1 \wedge \vec{B} \right] \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} = 0 \quad (2-37)$$

- ❖ *Domaine de validité de l'équation de Vlasov*

Pour les plasmas faiblement corrélés (non corrélés) il faut que :

$$\frac{E_p}{E_{ci}} \ll 1 \rightarrow \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0(r=d)KT} \ll 1 \Rightarrow \lambda_D^3 n_e \gg 1 \Rightarrow \frac{n_e^{1/3}}{T} \ll 1 \quad (2-38)$$

$$\frac{n_e^{1/3}}{T} \ll 1 \Rightarrow \begin{cases} \text{A une température fixe: } n_e \ll 1 \rightarrow \textit{plasma de faible densité} \\ \text{A une densité fixe: } T \gg 1 \rightarrow \textit{plasma chaud} \end{cases}$$

L'équation de Vlasov est l'équation cinétique fondamentale de la théorie des plasmas. Elle est appliquée aux plasmas de faible densité et plasmas chauds.

2.6 Modèle de BGK (Bhatnagar, Gross, Krook) de collisions

Ce modèle exprime la relaxation vers une distribution locale d'équilibre $f_{\alpha 0}$ et il s'applique aux collisions électron-neutre ou ion-neutre, car la fréquence de collision ν_{α} est supposé constante.

Donc; l'opérateur de collision de Boltzmann est devient une forme simple dite la forme de

BGK [10]:

$$C(f_{\alpha}) = \nu_{\alpha}(f_{\alpha 0} - f_{\alpha}) \quad (2-39)$$

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

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

ν_{α} : la fréquence de collisions.

Donc l'équation collisionnel s'écrit [10] :

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_{\alpha} + \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \vec{v}} = \nu_{\alpha}(f_{\alpha 0} - f_{\alpha}) \quad (2-40)$$

2.7 Modèle de collisions du type de Fokker-Planck

Dans un plasma complètement ionisé, les interactions colombiennes lointaines sont d'importance prédominante, on ne peut plus utiliser l'équation de Boltzmann habituelle. Donc nous utilisons l'équation de Fokker-Planck, on peut dériver cette équation par différentes façons ; soit à partir de l'équation de Boltzmann, soit à partir de l'équation de Liouville [11].

- La forme standard de l'opérateur Fokker-Planck est :

$$C_{\alpha\beta}(f_\alpha, f_\beta) = \sum_\beta \Gamma_{\alpha\beta} \left[\frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} \left(-f_\alpha \frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} H_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \vec{v}_\alpha \partial \vec{v}_\alpha} \left(\frac{\partial^2}{\partial \vec{v}_\alpha \partial \vec{v}_\alpha} G_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) f_\alpha \right) \right] \quad (2-41)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = \\ \sum_\beta \Gamma_{\alpha\beta} \left[\frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} \left(-f_\alpha \frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} H_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \vec{v}_\alpha \partial \vec{v}_\alpha} \left(\frac{\partial^2}{\partial \vec{v}_\alpha \partial \vec{v}_\alpha} G_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) f_\alpha \right) \right] \end{aligned} \quad (2-42)$$

Tel que :

$$\Gamma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \left[\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{m_\alpha} \right]^2 \ln \Lambda \quad (2-43)$$

$$H_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) = \frac{m_\alpha + m_\beta}{2} \int \frac{f_\beta(\vec{v}_\beta)}{|\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta|} d^3 v_\beta \quad (2-44)$$

$$G_{\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha) = \int |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta| f_\beta(\vec{v}_\beta) d^3 v_\beta \quad (2-45)$$

2.8 Modèle de Landau

Le modèle de Landau c'est une application de l'équation de Boltzmann sur le plasma avec les collisions lointaines dominantes.

Nous partons du terme de collision de Boltzmann :

$$C_{\alpha\beta}(f_\alpha) = \int (f'_\alpha f'_\beta - f_\alpha f_\beta) g \sigma(\chi, \varphi) d\Omega d v_\beta \quad (2-46)$$

Dans un plasma cinétique classique les collisions lointaines sont dominantes, alors on peut

négliger les collisions proches \Rightarrow les variations des vitesses $\Delta \vec{v}_\alpha = \vec{v}'_\alpha - \vec{v}_\alpha$ et $\Delta \vec{v}_\beta = \vec{v}'_\beta - \vec{v}_\beta$

sont faibles, donc on développe f'_α et f'_β en série de Taylor et nous remplaçons dans

l'intégrale de Boltzmann est suivant un ensemble des calculs nous obtenons la formule établie

par Landau pour les collisions lointaines de faible angle de déviation [12]:

$$\begin{aligned} C_{\alpha\beta}(f_\alpha, f_\beta) = \frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} \left[\frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{2} \int \overleftrightarrow{G}_{\alpha\beta} \left(\frac{f_\alpha}{m_\beta} \frac{\partial f_\beta}{\partial \vec{v}_\beta} - \frac{f_\beta}{m_\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}_\alpha} \right) d^3 v_\beta \right] = \frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} \left[\int \left(\frac{\vec{U}^2 - \vec{U}\vec{U}}{U^3} \right) \left(f_\beta \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}_\alpha} - \right. \right. \\ \left. \left. \frac{m_\alpha}{m_\beta} f_\alpha \frac{\partial f_\beta}{\partial \vec{v}_\beta} \right) d^3 v_\beta \right] \end{aligned} \quad (2-47)$$

Avec ; le tenseur de $\overrightarrow{G}_{\alpha\beta}$ est défini par : $\overrightarrow{G}_{\alpha\beta} = \frac{\overline{U}^2 - \overline{U}\overline{U}}{U^3}$ et $\overline{U} = \overline{v}_\alpha - \overline{v}_\beta$

$$\text{Et } \Gamma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0^2} \left[\frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{m_\alpha} \right]^2 \ln\Lambda \quad (\text{Système d'unité internationale (S.I)})$$

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

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

$$\text{Alors } \ln\Lambda = \ln\left(\frac{3T\lambda_D}{e^2}\right) \quad (2-49)$$

2.9 L'opérateur de collision *électron-ion*

Pour un plasma complètement ionisé (*é-ion*) l'équation cinétique des électrons est [12]:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_e + \frac{q_e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} = \sum_\beta C_{\alpha\beta}(f_\alpha) = C_{ei}(f_e) \quad (2-50)$$

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

- Approximation sur la masse des ions : Du fait de la grande masse des ions, on peut admettre la condition $\left(\frac{m_e}{m_i} \rightarrow 0\right)$; Donc

$$C_{ei}(f_e) = \frac{\Gamma_{ei}}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\int \left(\frac{\overline{U}^2 - \overline{U}\overline{U}}{U^3} \right) f_i \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} d^3 v_i \right] = \frac{\Gamma_{ei}}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} \int \left(\frac{\overline{U}^2 - \overline{U}\overline{U}}{U^3} \right) f_i d^3 v_i \quad (2-52)$$

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

$$C_{ei}(f_e) = \frac{Ze^4 n_e}{8\pi\varepsilon_0^2 m_e^2} \ln\Lambda \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\left(\frac{\overline{v}_e^2 - \overline{v}_e \overline{v}_e}{v_e^3} \right) \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} \right] = \frac{Ze^4 n_e}{8\pi\varepsilon_0^2 m_e^2} \ln\Lambda \frac{\partial}{\partial \vec{v}_e} \left[\frac{1}{v_e} \left(\overline{I} - \frac{\overline{v}_e \overline{v}_e}{v_e^2} \right) \frac{\partial f_e(v_e)}{\partial \vec{v}_e} \right] \quad (2-53)$$

Avec ;

$$v_{ei}(v_e) = \frac{Ze^4 n_e}{4\pi\varepsilon_0^2 m_e^2 v_e^3} \ln\Lambda \quad \text{est la fréquence de collision } \text{é-ion}.$$

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

$$\lambda_{ei} = \frac{4\pi\varepsilon_0^2 T_e^2}{Ze^4 n_e \ln\Lambda} \quad \text{est le libre parcours moyen des électrons.}$$

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une étude détaillée de la théorie cinétique du plasma qui a comme objectif de simplifier la description d'un système de N particules en interaction et nous effectuerons une étude fine de ses équations; commençant par l'étude du comportement dynamique d'un système de N particules en interaction à l'aide du théorème de Liouville qui donne une description "complète" de l'évolution du fluide, puis nous avons appliqué cette équation au plasma. Ensuite, nous avons étudié la hiérarchie BBGKY et nous dérivons toutes les équations cinétiques qui sont : L'équation de Boltzmann, l'équation de Vlasov et l'équation de Fokker-Planck qui est la base de notre travail définie dans le chapitre suivant.

Références

- [1] J. L. Delcroix et Abraham Bers, *physique des plasmas*, Tome 2, paris (1963).
- [2] R. L. Liboff, *introduction to the theory of kinetic equations*, Wiley, New York (1969).
- [3] T.M. Boyd et J.J. SANDERSON , *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press 2003.
- [4] L. Landou, E. Lifshitz, *physique statistique*, MIR, Moscou (1967).
- [5] 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).
- [6] N. G. Van Kampen and B.U. Felderhof, *Theoretical Methods in Plasma Physics*, Wiley.
- [7] BELGHIT SLIMEN, *Etude relativiste de l'instabilité de Weibel dans le contexte de la fusion inertielle*. Thèse de Doctorat université de Batna1 . 2016
- [8] L. Boltzmann, *leçons sur la théorie des gaz*, Gauthier-Villars, paris (1902).
- [9] A. A. Vlasov, *Theory of Multiple Particles*. (Russian) Moscow (1950).

- [10] P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, and M. Krook, *Phys. Rev.* 94, 511 (1954).
- [11] A. Hochstim (Eds.) *Kinetic Processes in Gases and Plasmas*.
- [12] Jeong-Young Ji and Eric D Held, *Physics of Plasmas*. **15**, 102101 (2008).

Chapitre III:

**Calcul le coefficient d'absorption
par le Bremsstrahlung inverse**

Chapitre III : Calcul le coefficient d'absorption par le Bremsstrahlung inverse dans les plasmas magnétisés

3.1 Introduction	70
3.2 La fonction de distribution électronique d'un plasma magnétisé	71
3.3 La séparation des échelles de temps	73
3.4 Linéarisation de l'équation de Fokker-Planck haute fréquence	76
3.5 Linéarisation de l'équation de Fokker-Planck basse fréquence	76
3.6 Calcul le taux d'absorption par bremsstrahlung inverse électron-ion	77
3.7 Lois d'échelle	78
3.7.1 Lois d'échelle de la fusion magnéto inertielle	82
3.7.1.1 Étude de l'influence de la longueur d'onde laser sur l'absorption	82
3.7.1.2 Étude de l'influence du champ magnétique appliqué sur l'absorption	84
3.7.2 Lois d'échelle de la fusion magnétique	85
3.7.2.1 Étude de l'influence de la fréquence des micro-ondes injectées sur l'absorption	86
3.7.2.2 Étude de l'influence de la température électronique du plasma sur l'absorption	87
3.7.2.3 Étude de l'influence de la densité électronique du plasma sur l'absorption	88

3.7.2.4 Étude de l'influence de l'intensité des micro-ondes injectées dans le plasma sur l'absorption	89
Conclusion	91
Références	92

3.1 Introduction

L'étude de la propagation d'onde électromagnétique dans un plasma magnétisé uniforme, est un vaste domaine de recherche, historiquement il est connu depuis longtemps (Stix, 1962, Hasegawa and Chen, 1976...). L'absorption d'énergie électromagnétique a une grande importance dans les expériences de fusion car elle contribue directement au chauffage du plasma afin d'atteindre le critère de Lawson. Dans le plasma de fusion par laser, l'absorption est obtenue par plusieurs mécanismes, y compris l'absorption par bremsstrahlung inverse (ABI) ou l'absorption collisionnelle [1,2], l'absorption par résonance [3,4] et l'absorption anormale [5]. Le mécanisme d'absorption le plus important dans les expériences de fusion magnéto inertielle est l'ABI.

Le mécanisme de l'absorption de l'énergie laser par bremsstrahlung inverse qui signifie rayonnement de freinage inverse, est une interaction à trois corps : un électron, un ion et un photon. Lors de cette interaction, le photon incident transfère une partie de son énergie à un électron en présence du champ électrique d'ion. Ce transfert d'énergie est usuellement appelé absorption collisionnelle, étant donné que l'énergie est transmise à l'électron lors d'une collision électron-ion et après plusieurs collisions la température du plasma augmente. Bruce Langdon [6] fut le premier à calculer l'ABI linéaire dans les plasmas non magnétisés, ensuite A. Sid [7] il réussit à calculer l'ABI non linéaire dans les plasmas non magnétisés. Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'étude de l'ABI de l'énergie laser par un plasma magnétisé dans le cadre FMI à travers un développement théorique, et nous utilisons la formule dérivée pour calculer l'absorption dans le plasma de fusion magnéto inertielle ainsi que pour un plasma confiné magnétiquement et chauffé par des ondes électromagnétiques radiofréquences.

Ce chapitre est organisé comme suit; Dans un premier paragraphe, l'équation de la

component, l^{eme} , de la fonction de distribution électronique, f_l , développée sur la base des harmoniques sphériques, a été calculé à partir de l'équation de Fokker-Planck en présence d'un champ magnétique. Dans le deuxième paragraphe, l'absorption est explicitement calculée en utilisant les résultats de la section précédente. Ensuite, des lois d'échelle sont données pour l'ABI dans un plasma de fusion magnéto inertielle ainsi que pour un plasma confiné magnétiquement et chauffé par des micro-ondes. Enfin, une interprétation et une conclusion des résultats obtenus sont données.

3.2 La fonction de distribution électronique d'un plasma magnétisé

Afin de formuler la propagation d'une impulsion laser à travers un plasma collisionnel magnétisé en régime non relativiste, on considère un plasma homogène chauffé par une onde laser à polarisation circulaire en présence d'un champ magnétique axial. Il est judicieux d'utiliser l'équation de Fokker-Planck (FP) pour décrire le plasma collisionnel magnétisé. Suivant la notation de Braginskii [8], l'équation de Fokker-Planck des électrons est présentée comme:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \left(\vec{E} + \vec{v} \times (\vec{B} + \vec{B}_0) \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = C_{ei}(f) + C_{ee}(f) \quad (3-1)$$

Où:

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

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

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

$C_{ei}(f) = \alpha \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \left[\left(\frac{v^2 \vec{I} - \vec{v} \cdot \vec{v}}{v^3} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \right]$: Représente l'opérateur de collision électron-ion de Landau [9].

Tel que :

$$\alpha = \frac{Z n_e e^4}{8 \pi \epsilon_0 m_e} \ln \Lambda$$

Z : Le nombre d'ionisations.

n_e : La densité électronique.

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

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

- Nous négligeons le terme de collision électron-électron pour les composantes anisotropes d'ordre élevé de la fonction de distribution ($C_{ee}(f) \ll C_{ei}(f)$), qui correspond à l'approximation de Lorentz (limite Z élevée).
- 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.

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

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \left(\vec{E} + \vec{v} \times (\vec{B} + \vec{B}_0) \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = C_{ei}(f) \quad (3-2)$$

On considère une onde laser polarisée circulairement se propageant dans la direction d'un champ magnétique appliqué (z) et oscillant dans le plan perpendiculaire. Habituellement, cette géométrie est utilisée dans les expériences FMI :

$$\vec{E}(t, z) = \text{Re} \left[\frac{E(z)}{\sqrt{2}} (\vec{u}_x \pm j\vec{u}_y) \exp(-j\omega t) \right], \quad (3-3)$$

$$\vec{B}(t, z) = \text{Re} \left[\frac{B(z)}{\sqrt{2}} (j\vec{u}_x \mp \vec{u}_y) \exp(-j\omega t) \right], \quad (3-4)$$

et

$$\vec{B}_0 = B_0 \vec{u}_z. \quad (3-5)$$

$(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$: sont des vecteurs unitaires et ω la fréquence de l'onde laser.

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \left(\frac{\partial f}{\partial v_x} \pm j \frac{\partial f}{\partial v_y} \right) - \frac{e}{m_e} \frac{1}{\sqrt{2}} B(z) \exp(-j\omega t) \left(\pm v_z \frac{\partial f}{\partial v_x} + j v_z \frac{\partial f}{\partial v_y} - \right. \\ \left. (j v_y \pm v_x) \frac{\partial f}{\partial v_z} \right) - \Omega_{ce} \left(v_y \frac{\partial f}{\partial v_x} - v_x \frac{\partial f}{\partial v_y} \right) = C_{ei}(f). \end{aligned} \quad (3-6)$$

Avec ;

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

3.3 La séparation des échelles de temps

Pour résoudre l'équation (3-6), nous considérons deux échelles de temps, une échelle basse-fréquence (hydrodynamique) et une échelle haute-fréquence (champ laser). Par conséquent, la fonction de distribution électronique f peut s'écrire comme la somme d'une fonction de distribution quasi statique, $f^{(s)}$, qui varie lentement dans le temps comme les paramètres hydrodynamiques du plasma et d'une fonction de distribution haute-fréquence, $f^{(h)}$, qui varie rapidement suivant la variation temporelle du champ électrique de l'onde laser:

$$f(\vec{v}, t) = f^{(s)}(\vec{v}, t) + \text{Real}(f^{(h)}(\vec{v}, t)). \quad (3-7)$$

Tel que :

$$\text{Re}(f^{(h)}(\vec{v}, t)) \sim f^{(h)}(\vec{v}) \exp(i\omega t).$$

À noter que les indices (s) et (h) se réfèrent respectivement aux échelles de temps basse et haute fréquence, et seront utilisés tout au long de ce travail.

En remplaçant l'expression de $f(\vec{v}, t)$ (3-7) dans l'équation (3-6), et en séparant les ordres d'échelle de temps, nous obtenons un système de deux équations couplées, l'équation cinétique haute fréquence et l'équation cinétique basse fréquence:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^{(h)}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f^{(h)}}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \left(\frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_x} \pm j \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_y} \right) - \frac{e}{m_e} \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \left(\mp v_z \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_x} + j v_z \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_y} - \right. \\ \left. (j v_y \pm v_x) \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_z} \right) - \Omega_{ce} \left(v_y \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_x} - v_x \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_y} \right) = C_{ei}(f^{(h)}), \end{aligned} \quad (3-8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^{(s)}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f^{(s)}}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \frac{1}{\sqrt{2}} \langle E \exp(-j\omega t) \left(\frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_x} \pm j \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_y} \right) \rangle_T - \frac{e}{m_e} \frac{1}{\sqrt{2}} \langle B \exp(-j\omega t) \left(\pm v_z \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_x} + \right. \\ \left. j v_z \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_y} - (j v_y \pm v_x) \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_z} \right) \rangle_T - \Omega_{ce} \left(v_y \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_x} - v_x \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_y} \right) = C_{ei}(f^{(s)}). \end{aligned} \quad (3-9)$$

Le symbole $\langle \rangle_T$ dans l'équation (3-9), dénote la moyenne sur le temps d'un cycle laser, $T = \frac{2\pi}{\omega}$.

Ces équations constituent les équations de base de notre travail. Elles se présentent sous forme d'un système d'équations couplées. Nous allons à présent résoudre le système d'équations (3-8) et (3-9). Pour cela nous allons dans un premier temps écrire les deux équations dans le système des coordonnées sphériques $(v, \mu = \frac{v_z}{v}, \varphi = \arctan \frac{v_x}{v_y})$, qui est justifié par le fait que l'opérateur de collision Landau n'affecte que sur la partie angulaire de la fonction f , et a les harmoniques sphériques comme fonctions propres.

En utilisant les coordonnées sphériques $(v, \mu = \frac{v_z}{v} = \cos\theta, \varphi = \arctan \frac{v_y}{v_x})$ nous écrivons donc :

$$\begin{cases} v_x = v \sin\theta \cos\varphi = v \sqrt{1 - \mu^2} \cos\varphi \\ v_y = v \sin\theta \sin\varphi = v \sqrt{1 - \mu^2} \sin\varphi \\ v_z = v \cos\theta = v \mu \end{cases} \quad (3-10)$$

Nous utilisons l'équation (3-10) pour écrire les équations de Fokker-Planck haute fréquence (3-8) et basse fréquence (3-9), sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^{(h)}}{\partial t} + v \mu \frac{\partial f^{(h)}}{\partial z} - \frac{e}{m_e} \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t \pm j\varphi) \left(\sqrt{1 - \mu^2} \frac{\partial}{\partial v} - \frac{\mu \sqrt{1 - \mu^2}}{v} \frac{\partial}{\partial \mu} \right) f^{(s)} \frac{e}{m_e} \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t \pm \\ j\varphi) \left(\sqrt{1 - \mu^2} \frac{\partial f^{(s)}}{\partial \mu} \right) + \Omega_{ce} \frac{\partial f^{(h)}}{\partial \varphi} = C_{ei}(f^{(h)}) \end{aligned} \quad (3-11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^{(s)}}{\partial t} + v \mu \frac{\partial f^{(s)}}{\partial z} - \frac{e}{m_e} \langle \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t \pm j\varphi) \left(\sqrt{1 - \mu^2} \frac{\partial}{\partial v} - \frac{\mu \sqrt{1 - \mu^2}}{v} \frac{\partial}{\partial \mu} - \frac{1}{v \sqrt{1 - \mu^2}} \right) f^{(h)} \rangle_T \pm \\ \frac{e}{m_e} \langle \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t \pm j\varphi) \left(\left[\sqrt{1 - \mu^2} \frac{\partial}{\partial \mu} + \mu \frac{1}{\sqrt{1 - \mu^2}} \right] f^{(h)} \right) \rangle_T = C_{ei}(f^{(s)}). \end{aligned} \quad (3-12)$$

L'opérateur de collision de Landau s'écrit dans le système des coordonnées sphériques comme [10]:

$$C_{ei}(f) = Z \frac{n_e q_e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2} \frac{1}{v^3} \left[\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} f \right]. \quad (3-13)$$

L'équation de Fokker-Planck haute fréquence (3-11) montre que $f^{(h)}$ proportionnelle à $\exp(\pm j\varphi)$, tandis que, $f^{(s)}$ indépendant de φ , donc il est judicieux de projeter $f^{(h)}$ sur la base des harmoniques sphériques $Y_l^{\pm 1}(\mu)$ et projeter $f^{(s)}$ sur la base des polynômes de Legendre $P_l(\mu)$ [11] :

$$f^{(h)}(\vec{v}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(h)}(v, t) Y_l^{\pm 1}(\theta, \varphi) = e^{\pm i\varphi} \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(h)}(v, t) P_l^{\pm 1}(\mu) \quad (3-14)$$

$$f^{(s)}(\vec{v}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(s)}(v, t) P_l(\mu). \quad (3-15)$$

Les harmoniques sphériques sont définies par la relation :

$$Y_l^m = (-1)^m \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} e^{im\varphi} P_l^m(\mu) \quad (3-16)$$

La relation d'orthogonalité des harmoniques sphériques est :

$$\int Y_l^m * Y_{l'}^{m'} d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}. \quad (3-17)$$

Les polynômes $P_l^m(\mu)$ sont les polynômes de Legendre associé [11] défini par la relation suivante:

$$P_l^m(\mu) = (-1)^m (1 - \mu^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m}{d\mu^m} [P_l(\mu)]. \quad (3-18)$$

Le polynôme de Legendre de degré l , est défini par :

$$P_l(\mu) = \frac{1}{l!} \frac{d^l}{d\mu^l} [(\mu^2 - 1)^l] \quad (3-19)$$

3.4 Linéarisation de l'équation de Fokker-Planck haute fréquence

Pour linéariser l'équation haute fréquence, nous remplaçons $f^{(h)}$ dans (3-11) par le développement (3-14), ensuite, nous utilisons les relations de récurrences entre les polynômes de Legendre et les polynômes de Legendre associe suivantes :

$$\sqrt{1 - \mu^2} P_l^m(\mu) = \frac{1}{2l+1} \left(P_{l-1}^{m+1}(\mu) - P_{l+1}^{m+1}(\mu) \right) \quad (3-20)$$

$$\sqrt{1 - \mu^2} \frac{dP_l(\mu)}{d\mu} = \frac{1}{2} [l(l+1)P_l^{-1}(\mu) - P_l^1(\mu)] \quad (3-21)$$

$$(l - m + 1)P_{l+1}^m(x) = (2l + 1)xP_l^m(x) - (l + m)P_{l-1}^m(x) \quad (3-22)$$

On obtient après quelques manipulations mathématiques, l'expression de l^{eme} composante de $f^{(h)}$:

$$f_l^{(h)} = \frac{e}{m_e} \left(\frac{\exp(-j(\omega t \mp \varphi))}{-j(\omega \mp \Omega_{ce}) + l(l+1)\frac{v}{v^3}} \right) \left[\frac{E}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{2l+3} \left(\frac{1}{v^{l+1}} \frac{\partial}{\partial v} (v^{l+1}) + \frac{1}{v} \right) f_{l+1}^{(s)} - \frac{1}{2l-1} \left(v^l \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{v^l} + \frac{1}{v} \right) f_{l-1}^{(s)} \right) \pm B f_l^{(s)} \right] \quad (3-23)$$

3.5 Linéarisation de l'équation de Fokker-Planck basse fréquence

Pour linéariser l'équation basse fréquence, nous remplaçons $f^{(s)}$ dans (3-12) par le développement (3-15), ensuite, nous utilisons les relations de récurrences entre les polynômes de Legendre et les polynômes de Legendre associe suivantes :

$$\mu P_l = \frac{l+1}{2l+1} P_{l+1} + \frac{l}{2l+1} P_{l-1} \quad (3-24)$$

$$\sqrt{1 - \mu^2} P_l^1 = \frac{l(l+1)}{2l+1} (P_{l+1} - P_{l-1}) \quad (3-25)$$

$$\mu \sqrt{1 - \mu^2} \frac{dP_l^1(\mu)}{d\mu} = \left(\frac{l(l+1)}{2l+1} \right) [lP_{l+1} + (l+1)P_{l-1}] - \sum_{n=l-1}^0 (2n+1)P_n \quad (3-26)$$

On obtient après calculs, l'expression de l^{eme} composante de $f^{(h)}$:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_l^{(s)}}{\partial t} + v \left(\frac{l}{2l-1} \right) \frac{\partial f_{l-1}^{(s)}}{\partial z} + v \left(\frac{l+1}{2l+3} \right) \frac{\partial f_{l+1}^{(s)}}{\partial z} - \frac{e}{m_e} \left\langle \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j(\omega t \mp \varphi)) \left(\frac{l(l-1)}{2l-1} \left[v^l \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{v^l} \right) + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \frac{1}{v} \right] f_{l-1}^{(h)} - \frac{(l+1)(l+2)}{2l+3} \left[\frac{1}{v^{l+1}} \frac{\partial}{\partial v} (v^{l+1}) + \frac{1}{v} \right] f_{l+1}^{(h)} + \frac{2}{v} \sum_{i=0}^{i \leq \frac{l-1}{2}} (2l+1) f_{l+2i+1}^{(h)} \right) \right\rangle_T - \left\langle \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-j(\omega t \mp \right. \\ & \left. \left. \varphi)) \left((l+1) l f_l^{(h)} - 2 \sum_{i=0}^{i \leq \frac{l-1}{2}} l f_{l+2i}^{(h)} - 2 \sum_{i=0}^{i \leq \frac{l-1}{2}} (l+1) f_{l+2i+2}^{(h)} \right) \right\rangle_T = -l(l+1) \frac{v}{v^3} f_l^{(s)} \quad (3-27) \end{aligned}$$

L'ensemble des équations (3-23) et (3-27) permet de calculer toutes les composantes de la fonction de distribution du plasma magnétisé chauffé par une impulsion laser. Ces équations nous fournissent en effet plus d'informations sur le plasma que l'équation (23) de référence [7], en incluant le champ magnétique, et donnent plus d'informations que l'équation (4) de référence [6], en incluant la distribution anisotrope supérieure. Notons qu'à l'ordre zéro, on récupère, pour la fonction de distribution isotrope, l'équation (4) de référence [6]. En ignorant le terme de distorsion dans cette équation la solution est maxwellienne et c'est un super maxwellien [6] en tenant compte de la distorsion de la distribution isotrope (effet Langdon).

3.6 Calcul le taux d'absorption par bremsstrahlung inverse électron-ion

La puissance moyenne dans le temps dissipée par unité de volume par le mécanisme de bremsstrahlung inverse électron-ion est [6]:

$$\Gamma = \langle \vec{E} \cdot \vec{j} \rangle_T. \quad (3-28)$$

Où \vec{j} est le vecteur de courant défini par la fonction de distribution électronique, f , qui prend en compte le champ laser, le champ magnétique appliqué et les collisions électron-ion, donc:

$$\vec{j} = -e \int \vec{v} f d^3 \vec{v}. \quad (3-29)$$

\vec{J} contient une partie quasi statique, $\overline{J^{(s)}}(z, t)$, et une partie haute fréquence, $\overline{J^{(h)}}(z, t)$, qui oscille à la fréquence laser, ω , donc:

$$\Gamma = \langle \vec{E} \cdot \overline{J^{(h)}} \rangle_T + \langle \vec{E} \cdot \overline{J^{(s)}} \rangle_T. \quad (3-30)$$

La contribution de la composante statique, $\langle \vec{E} \cdot \overline{J^{(s)}} \rangle_T$, s'annule en moyenne sur le temps de cycle laser, et il ne reste donc que la contribution de la fonction de distribution haute fréquence.

3.5.1 Calcul $\Gamma = \langle \vec{E} \cdot \overline{J^{(h)}} \rangle_T$

On a que :

$$\vec{E}(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re} \left[E(z) (\vec{e}_x \pm j\vec{e}_y) \exp(-j\omega t) \right] = \begin{pmatrix} E_x = \text{Re} \left[\frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \right] \\ E_y = \text{Re} \left[\pm j \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \right] \\ 0 \end{pmatrix}$$

Donc, nous écrivons :

$$\langle \overline{J^{(h)}} \cdot \vec{E} \rangle_T = \left(\langle J_x^{(h)} E_x \rangle_T + \langle J_y^{(h)} E_y \rangle_T \right). \quad (3-31)$$

Tel que :

$$\langle J_x^{(h)} E_x \rangle_T = -e \langle \int E_x v_x \text{Re}(f^{(h)}(\vec{v}, t)) d^3v \rangle_T \quad (3-32)$$

Et

$$\langle J_y^{(h)} E_y \rangle_T = -e \langle \int E_y v_y \text{Re}(f^{(h)}(\vec{v}, t)) d^3v \rangle_T \quad (3-33)$$

D'autre coté on a par définition que :

$$f^{(h)}(\vec{v}, t) = e^{\pm j\varphi} \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(h)}(v, t) P_l^1(\mu) = e^{\pm j\varphi} \left\{ f_0^{(h)}(v, t) P_0^1(\mu) + f_1^{(h)}(v, t) P_1^1(\mu) + f_2^{(h)}(v, t) P_2^1(\mu) \right\} \quad (3-34)$$

Tel que :

$$\begin{cases} P_0^1(\mu) = -(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \frac{d}{d\mu} [P_0(\mu)] = 0 \\ P_1^1(\mu) = (-1)^1 (1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \frac{d}{d\mu} [P_1(\mu)] = -(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \\ P_2^1(\mu) = (-1)^1 (1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \frac{d}{d\mu} [P_2(\mu)] = -3\mu(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (3-35)$$

Donc :

$$f^{(h)}(\vec{v}, t) = e^{\pm j\varphi} \left\{ -(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} f_1^{(h)}(v, t) - 3\mu(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} f_2^{(h)}(v, t) \right\} \quad (3-36)$$

A l'aide de l'équation (3-18), nous pouvons calculer $f_1^{(h)}(v, t)$ et $f_2^{(h)}(v, t)$. On obtient ensuite l'expression de $Re(f^{(h)}(\vec{v}, t))$:

$$Re(f^{(h)}(\vec{v}, t)) = \frac{e}{m_e \sqrt{2}} (1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \{ (E_r \cos \alpha - E_i \sin \alpha) A - (E_i \cos \alpha + E_r \sin \alpha) B \} \quad (3-37)$$

Tel que :

$$\begin{cases} \alpha = -\omega t \pm \varphi \\ A = \frac{2\frac{v}{v^3}}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2 + (2\frac{v}{v^3})^2} \frac{\partial f_0^{(s)}}{\partial v} + \frac{6\frac{v}{v^3}}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2 + (6\frac{v}{v^3})^2} \mu \left(\frac{\partial f_1^{(s)}}{\partial v} - \frac{1}{v} f_1^{(s)} \right) \\ B = \frac{(\omega \mp \Omega_{ce})}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2 + (2\frac{v}{v^3})^2} \frac{\partial f_0^{(s)}}{\partial v} + \frac{(\omega \mp \Omega_{ce})}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2 + (6\frac{v}{v^3})^2} \mu \left(\frac{\partial f_1^{(s)}}{\partial v} - \frac{1}{v} f_1^{(s)} \right) \end{cases} \quad (3-38)$$

E_i et E_r sont la partie réelle et imaginaire de l'amplitude du champ électrique de l'onde laser.

Nous substituons (3-37) et (3-38) dans les équations (3-32) et (3-33), et après un long calcul nous obtenons :

$$\Gamma = \left(\langle J_x^{(h)} E_x \rangle_T + \langle J_y^{(h)} E_y \rangle_T \right) = -\frac{16}{15} \frac{e^2}{m_e} \pi |E_1|^2 \int_0^{+\infty} \frac{\frac{v}{v^3}}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2 + (2\frac{v}{v^3})^2} \frac{\partial f_0^{(s)}}{\partial v} v^3 dv \quad (3-39)$$

On suppose que $f_0^{(s)}$ est une maxwellienne :

$$f_0^{(s)} = \frac{n_e}{(2\pi)^{3/2} v_{th}^3} e\left(-\frac{v^2}{2v_{th}^2}\right) \Rightarrow \frac{\partial f_0^{(s)}}{\partial v} = -\frac{v}{v_{th}^2} f_0^{(s)} \quad (3-40)$$

Tel que :

$$\frac{v}{v_{th}^3} = \left(\frac{v_{th} \sqrt{2} n_e e^4 \ln \Lambda}{12 \pi \sqrt{\pi} \epsilon_0^2 T^2} \right)$$

$v_{th} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$: est la vitesse thermique des électrons.

Finalement le taux d'absorption de l'onde laser dans un plasma magnétisé s'écrit comme :

$$\Gamma = \langle \overline{J^{(h)}} \cdot \vec{E} \rangle_T = \frac{16}{15} \frac{e^2}{m_e} \pi |E|^2 \left(\frac{v}{v_{th}^2} \right)^2 \int_0^{+\infty} \frac{f_0^{(s)}}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2 + \left(2 \frac{v}{v_{th}^3} \right)^2} v^3 dv \quad (3-41)$$

Le calcul analytique de l'intégral (3-41), nous permet d'écrire le taux d'absorption en fonction de la fonction appelée *la fonction G de Meijer* [12]:

$$\Gamma = \langle \overline{J^{(h)}} \cdot \vec{E} \rangle_T = \left(\langle J_x^{(h)} E_x \rangle_T + \langle J_y^{(h)} E_y \rangle_T \right) = -\frac{16}{15} \frac{e^2}{m_e} \pi |E_1|^2 \int_0^{+\infty} \frac{\frac{v}{v_{th}^3}}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2 + \left(2 \frac{v}{v_{th}^3} \right)^2} \frac{\partial f_0^{(s)}}{\partial v} v^3 dv =$$

$$\frac{8\sqrt{3}}{15} \tilde{I} \frac{\omega^2}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2} m_e \frac{n_e}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{v}{v_{th}^3} v_{th}^2 G_{1,4}^{4,1} \left(\frac{a}{27} \left| \begin{matrix} 0 \\ 0, \frac{1}{3}, \frac{2}{3}, 1 \end{matrix} \right. \right) \quad (3-42)$$

Avec

$$a = \left(\frac{v}{v_{th}^3 \sqrt{2} (\omega \mp \Omega_{ce})} \right)^2$$

$\tilde{I} = \frac{v_0^2}{v_{th}^2}$ est l'intensité laser normalisée.

$v_0 = \frac{e|E|}{m_e \omega}$ La vitesse maximale d'oscillation de l'électron dans le champ laser (hf).

G_{pq}^{mn} est appelée *la fonction G de Meijer* [12] :

$$G_{pq}^{mn} \left(z \left| \begin{matrix} a_1, \dots, a_p \\ b_1, \dots, b_q \end{matrix} \right. \right) = \frac{1}{2i\pi} \int \frac{\prod_{j=1}^m \Upsilon(b_j - s) \prod_{j=1}^n \Upsilon(1 - a_j + s)}{\prod_{j=m+1}^q \Upsilon(1 - b_j + s) \prod_{j=n+1}^p \Upsilon(a_j - s)} z^s ds \quad (3-43)$$

Υ : La fonction d'Euler (Gamma).

Nous présentons sur la figure 3.1 l'absorption en fonction de a pour des paramètres typiques du plasma et de l'impulsion laser dans le cas de polarisation circulaire droite et gauche.

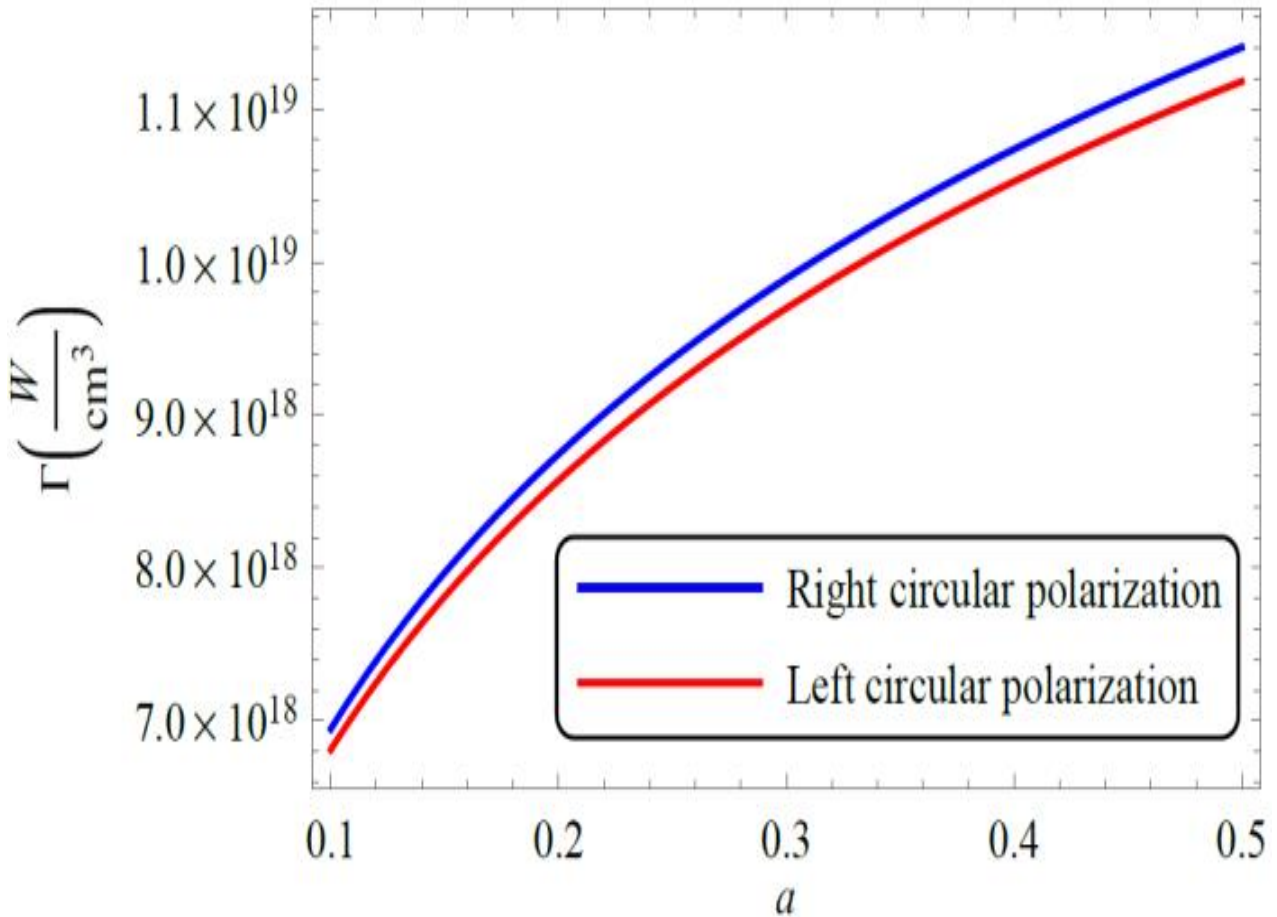


Figure 3.1 Graphe de Γ en fonction de a . Les lignes bleu et rouge correspondent respectivement aux polarisations circulaires droite et gauche. Les paramètres typiques du plasma, l'impulsion laser et du champ magnétique appliqué, respectivement, sont: $n_e =$

$$10^{19} \text{ cm}^{-3}, I = 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}, \lambda = 1.06 \mu\text{m} \text{ et } B_0 = 10 \text{ T}.$$

3.7 Lois d'échelle

Dans cette section, nous dérivons des lois d'échelle pour l'absorption par Bremsstrahlung inverse dans un plasma de fusion magnéto inertielle ainsi que pour un plasma confiné magnétiquement et chauffé par des ondes électromagnétiques radiofréquences (fusion magnétique).

3.7.1 Lois d'échelle de la fusion magnéto inertielle

Dans les expériences de la fusion magnéto inertielle, le plasma de fusion est créé par une impulsion laser intense en présence d'un champ magnétique extérieur, donc les paramètres hydrodynamiques caractérisant le plasma créés sont liés aux paramètres du faisceau laser. Dans la référence [13], une loi d'échelle est obtenue pour la température électronique. Cette loi est obtenue par le calcul du bilan d'énergie à la couche critique du plasma créé par laser, soit:

$$T_e = 4.3 \times 10^{-8} \lambda^{\frac{4}{3}} I_a^{\frac{2}{3}} \quad (3-43)$$

Où

T_e , I_a et λ sont respectivement, la température électronique à la couche critique, l'intensité laser absorbée et la longueur d'onde laser.

Ici, $I_a = A I$ est l'intensité laser absorbée, I étant l'intensité de l'impulsion laser exprimée par $\frac{W}{cm^2}$, et A est le coefficient d'absorption. Dans le cas de l'absorption totale, on peut considérer que $I_a = A I$ et $A = 1$.

La densité critique, n_c , est directement donnée en fonction de la longueur d'onde laser par [13]:

$$n_c = 1.11 \times 10^{21} \lambda^{-2}. \quad (3-44)$$

Dans le contexte de la fusion magnéto inertielle, la fréquence de collision *électron-ion* $\frac{\nu}{v_{th}^3}$ est faible devant la fréquence laser ω , donc on peut faire les approximations suivantes :

$$\begin{cases} \omega \sim 10^{15} S^{-1} \\ \Omega_{ce} \sim 10^{13} S^{-1} \\ \frac{\nu}{v_{th}^3} \sim 10^{11} S^{-1} \end{cases} \Rightarrow (\omega \mp \Omega_{ce}) \gg \frac{\nu}{v_{th}^3} \Rightarrow \frac{\frac{\nu}{v_{th}^3}}{(\omega \mp \Omega_{ce})} \ll 1 \quad (3-45)$$

Nous pouvons donc effectuer un développement limité de $\frac{1}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2 + \left(\frac{\nu}{v_{th}^3}\right)^2}$ dans l'intégrale

(3-41) :

$$\left(1 + \left(\frac{2\frac{\nu}{v_{th}^3}}{(\omega \mp \Omega_{ce})}\right)^2\right)^{-1} \approx 1 - \left(\frac{2\frac{\nu}{v_{th}^3}}{(\omega \mp \Omega_{ce})}\right)^2 \quad (3-46)$$

Puis nous substituons (3-46) dans (3-41) et nous utilisons les lois d'échelles (3-43) et (3-44) on obtient la loi d'échelle du coefficient d'absorption par Bremsstrahlung inverse dans le cas de fusion magnéto inertielle:

$$\Gamma = \frac{1.8 \times 10^{22} \lambda^{-4}}{(10720.7 \mp \lambda B_0)^2} \times \left(1 - \frac{1.6 \times 10^{28} I^{-2} \lambda^{-6}}{(10720.7 \mp \lambda B_0)^2}\right). \quad (3-47)$$

Où Γ , λ , I et B_0 sont respectivement exprimés par $\frac{W}{cm^3}$, μm , $\frac{W}{cm^3}$ et T .

3.7.1.1 Étude de l'influence de la longueur d'onde laser sur l'absorption

Nous illustrons sur la figure 3.2 l'absorption en fonction de la longueur d'onde du laser en utilisant les paramètres typiques pour l'intensité du laser $10^{16} \frac{W}{cm^2}$ et le champ magnétique appliqué $B_0 = 10 T$.

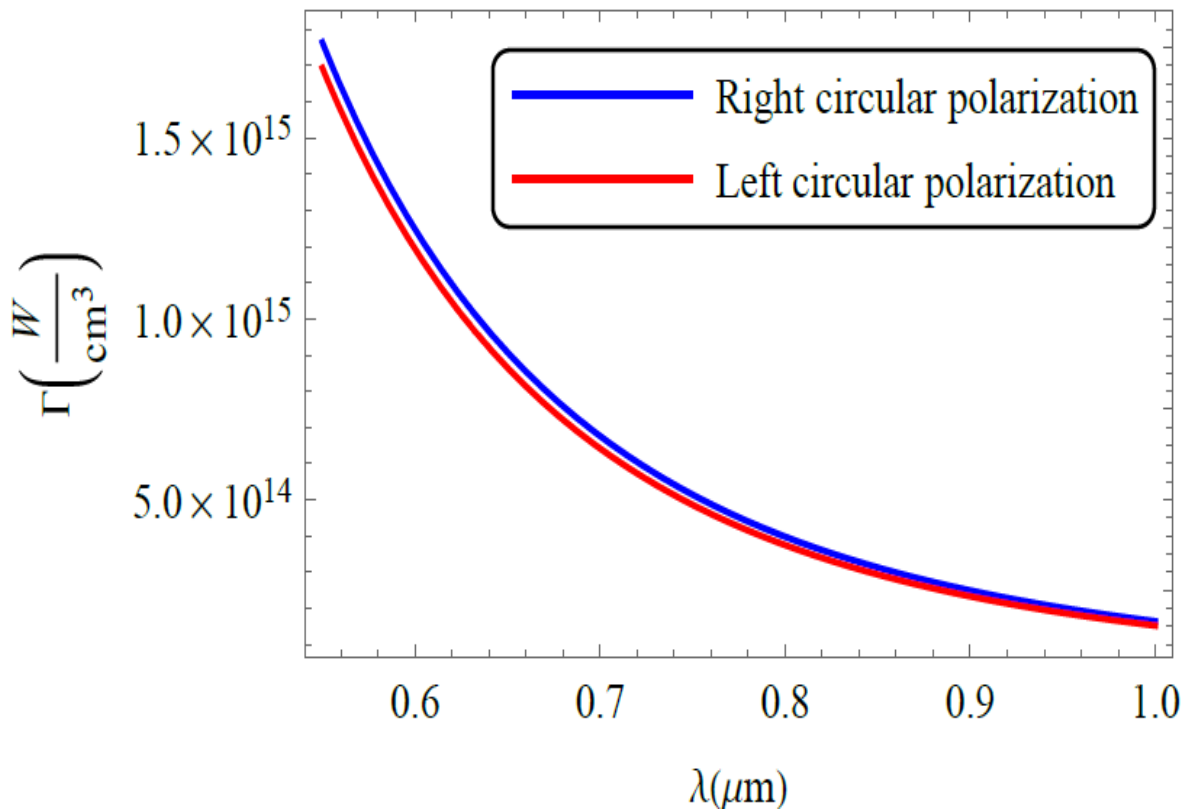


Figure 3.2 La courbe de Γ en fonction de la longueur d'onde laser λ . Les lignes bleu et rouge correspondent respectivement aux polarisations circulaires droite et gauche. Les paramètres typiques de l'impulsion laser et du champ magnétique appliqué, respectivement, sont:

$$I = 10^{16} \frac{W}{cm^2} \text{ et } B_0 = 10 T.$$

Cette figure montre que l'absorption diminue avec les longueurs d'onde laser, ce qui peut être interprété par la diminution de la densité critique lorsque la longueur d'onde laser augmente ($n_c \sim \lambda^{-2}$) et donc la diminution de la fréquence de collision ($\nu_{ei} \sim n_c$), ce qu'implique la diminution de l'absorption Γ .

3.7.1.2 Étude de l'influence du champ magnétique appliqué sur l'absorption

Nous illustrons sur la figure 3.3 l'absorption en fonction du champ magnétique appliqué en utilisant les paramètres typiques du laser $I = 10^{16} \frac{W}{cm^2}$ et $\lambda = 1.06\mu m$.

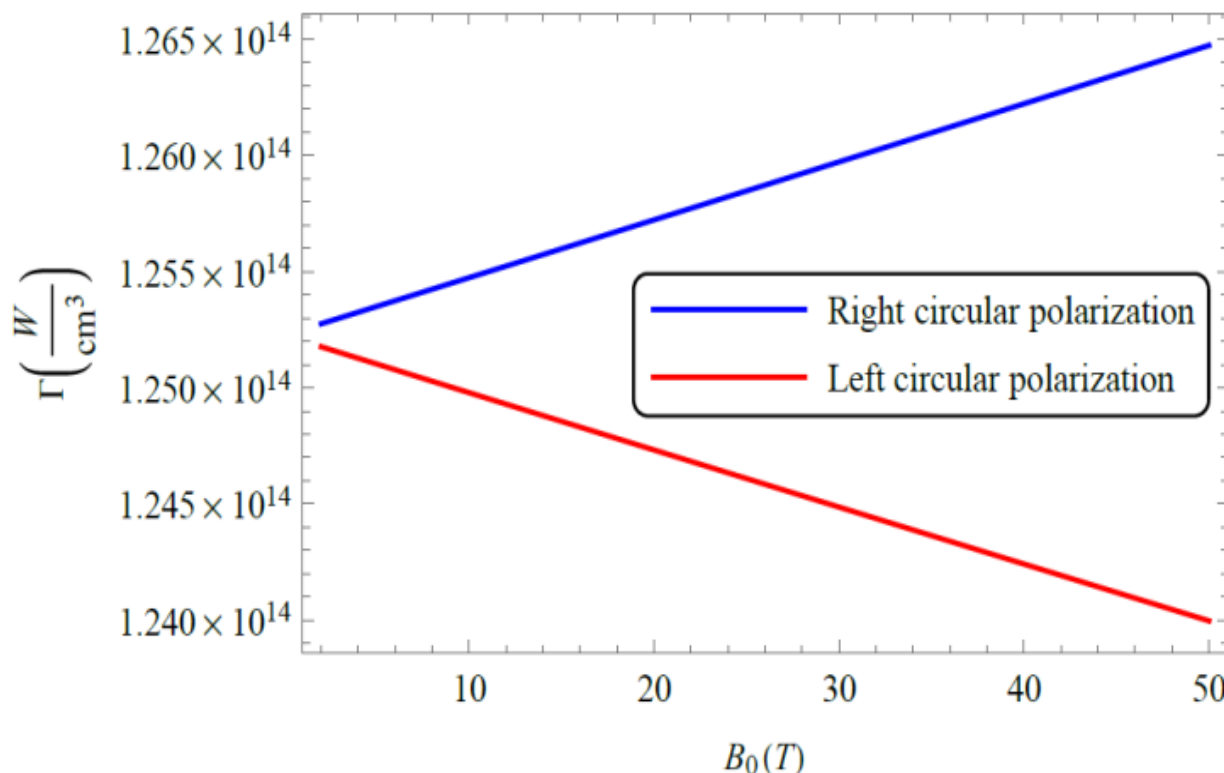


Figure 3.3 la courbe de Γ en fonction du champ magnétique appliqué B_0 . Les lignes bleue et rouge correspondent respectivement aux polarisations circulaires droite et gauche. les

paramètres typiques du laser $I = 10^{16} \frac{W}{cm^2}$ et $\lambda = 1.06\mu m$.

On voit sur la figure 3.3 l'effet du champ magnétique appliqué B_0 sur l'absorption Γ . Cette figure montre que l'absorption par Bremsstrahlung inverse augmente lentement avec B_0 dans le cas d'une onde laser à polarisation circulaire droite, ce qui s'explique par le fait que la direction du mouvement des électrons dû au champ laser est la même que la direction du mouvement cyclotronique dû au champ magnétique, de sorte que la pulsation des électrons augmente ($\omega + \Omega_{ce}$). Cela entraîne une augmentation de l'absorption. Dans le cas d'une onde laser à polarisation circulaire gauche c'est l'inverse.

3.7.2 Lois d'échelle de la fusion magnétique

Dans les dispositifs de fusion magnétique, des sources de micro-ondes de haute puissance (par exemple, un gyrotron MW [14]) sont utilisées pour chauffer des électrons ou des ions via la résonance cyclotron électronique [3, 4] ou la résonance cyclotronique ionique. Le chauffage par micro-ondes est l'un des principaux modes utilisés pour chauffer le plasma thermonucléaire à des températures de l'ordre de keV. L'absorption est principalement due à la résonance des ions ou électrons avec la fréquence cyclotron. L'onde radiofréquence peut également être absorbée par le mécanisme de bremsstrahlung inverse [15, 16].

Des ondes électromagnétiques dans la gamme des micro-ondes à des fréquences plus élevées (100 à 300 GHz) sont utilisées pour chauffer le plasma dans les appareils de la fusion magnétique. Pour l'absorption par le mécanisme de résonance, on utilise des ondes en résonance avec le mouvement cyclotronique des électrons, $\omega = 2\pi\nu = \Omega_{ce}$, où ν est la fréquence des micro-ondes injectées.

Dans ce cas, la loi d'échelle de l'absorption par bremsstrahlung inverse *électron-ion* peut être obtenue directement à partir de l'équation (3-42) comme suit:

$$\Gamma = 1.03 \times 10^{-11} \times \frac{I n_e^2 T_e^{\frac{3}{2}}}{8.4 \times 10^{-19} \times n_e^2 + 3.9 \times 10^{19} \times T_e^3 \times \nu^2} \quad (3-48)$$

Où Γ, n_e, I, T_e et ν sont respectivement exprimés par $\frac{W}{cm^3}, cm^{-3}, \frac{W}{cm^2}, keV$ and GHz .

Cette équation exprime la valeur d'absorption en termes de fréquence micro-onde injectée, densité électronique, température électronique et d'intensité micro-onde injectée. Ici, nous représentons l'effet de chaque paramètre sur l'absorption.

3.7.2.1 Étude de l'influence de la fréquence des micro-ondes injectées sur l'absorption

On représente sur la figure 3.4 le profil d'absorption Γ en fonction de la fréquence micro-onde injectée ν .

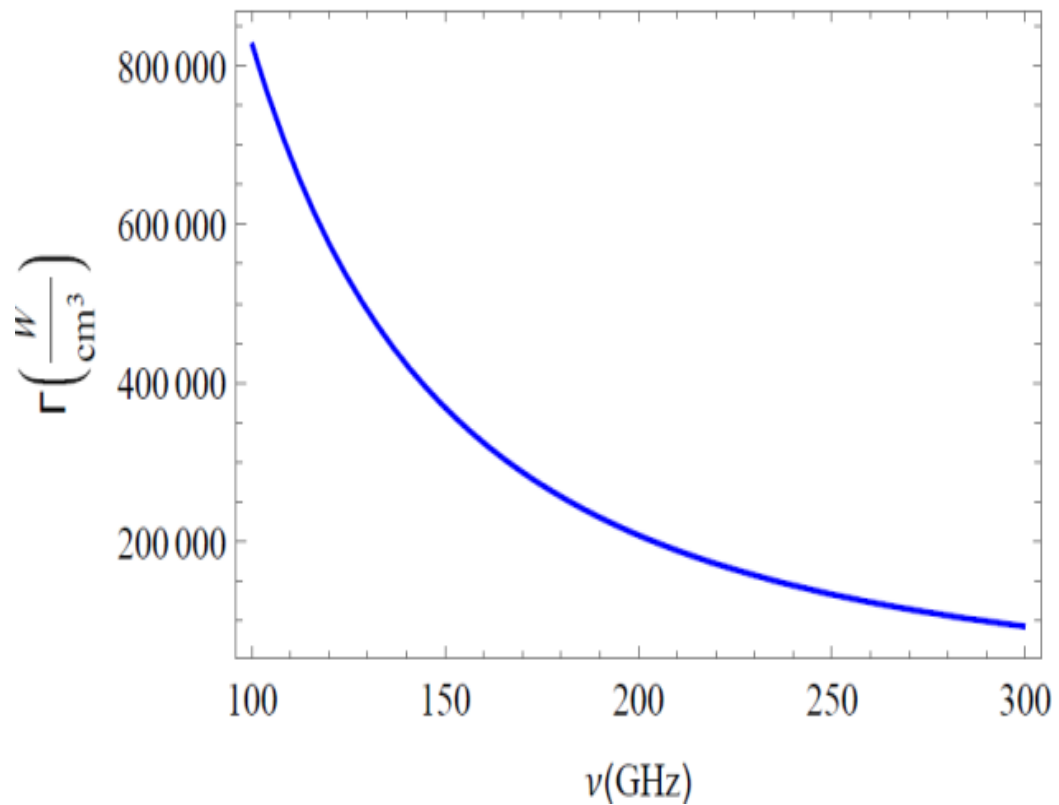


Figure 3.4 La courbe de Γ en fonction de la fréquence micro-onde injectée ν . Les paramètres typiques du plasma et des micro-ondes injectées, respectivement sont : $n_e = 10^{19} cm^{-3}$, $T_e =$

$$10 \text{ keV} \text{ et } I = 10^4 \frac{W}{cm^2}.$$

De cette figure, nous concluons que l'absorption est importante pour les petites valeurs de la fréquence des micro-ondes.

3.7.2.2 Étude de l'influence de la température électronique du plasma sur l'absorption

On représente sur la figure 3.5 le profil d'absorption Γ en fonction de la température électronique du plasma T_e .

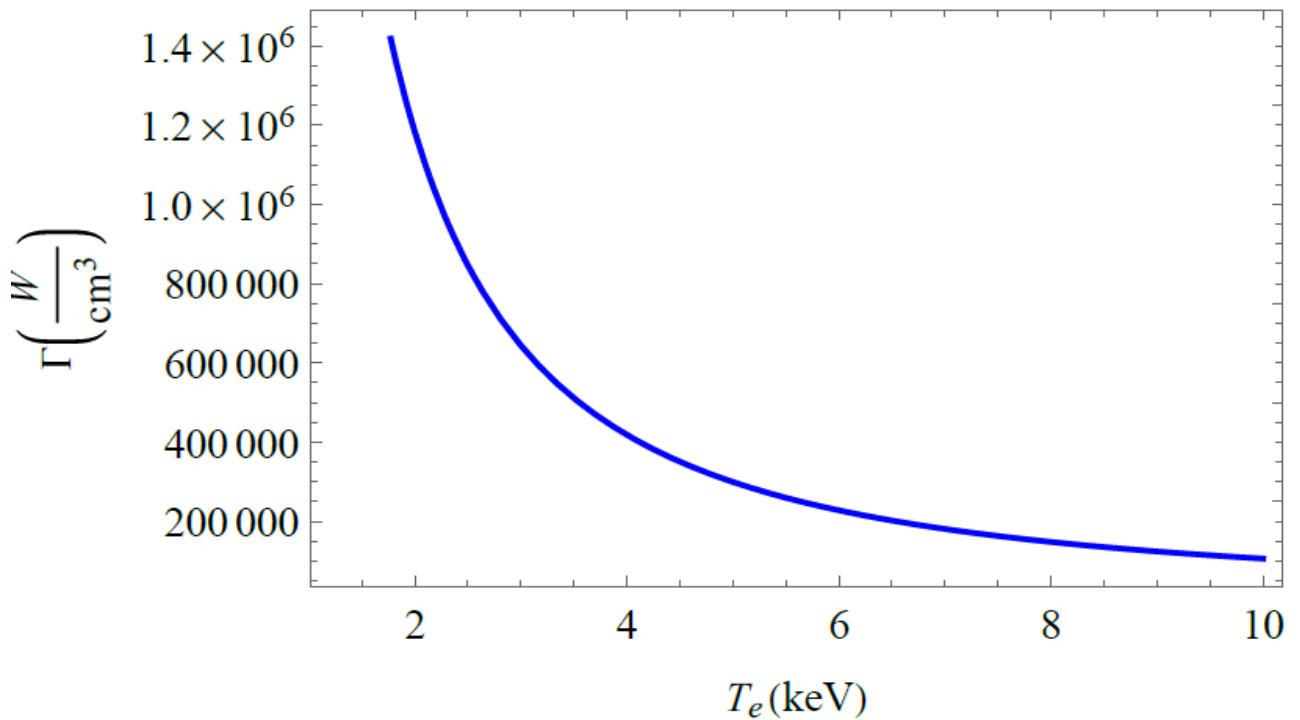


Figure 3.5 La courbe de Γ en fonction de la température électronique du plasma T_e . Les paramètres typiques sont : $n_e = 10^{19} cm^{-3}$, $\nu = 279.8 GHz$ et $I = 10^4 \frac{W}{cm^2}$.

Nous concluons via la figure 3.5 que l'absorption est importante pour les faibles valeurs de la température électronique, la raison physique de cet effet est le fait que les collisions électronique sont plus fréquentes tant que le plasma est froid ($\nu_{ei} \sim T_e^{-\frac{3}{2}}$) et par conséquent l'absorption par bremsstrahlung inverse est plus efficace.

3.7.2.3 Étude de l'influence de la densité électronique du plasma sur l'absorption

On représente sur la figure 3.6 le profil d'absorption Γ en fonction de la densité électronique du plasma n_e .

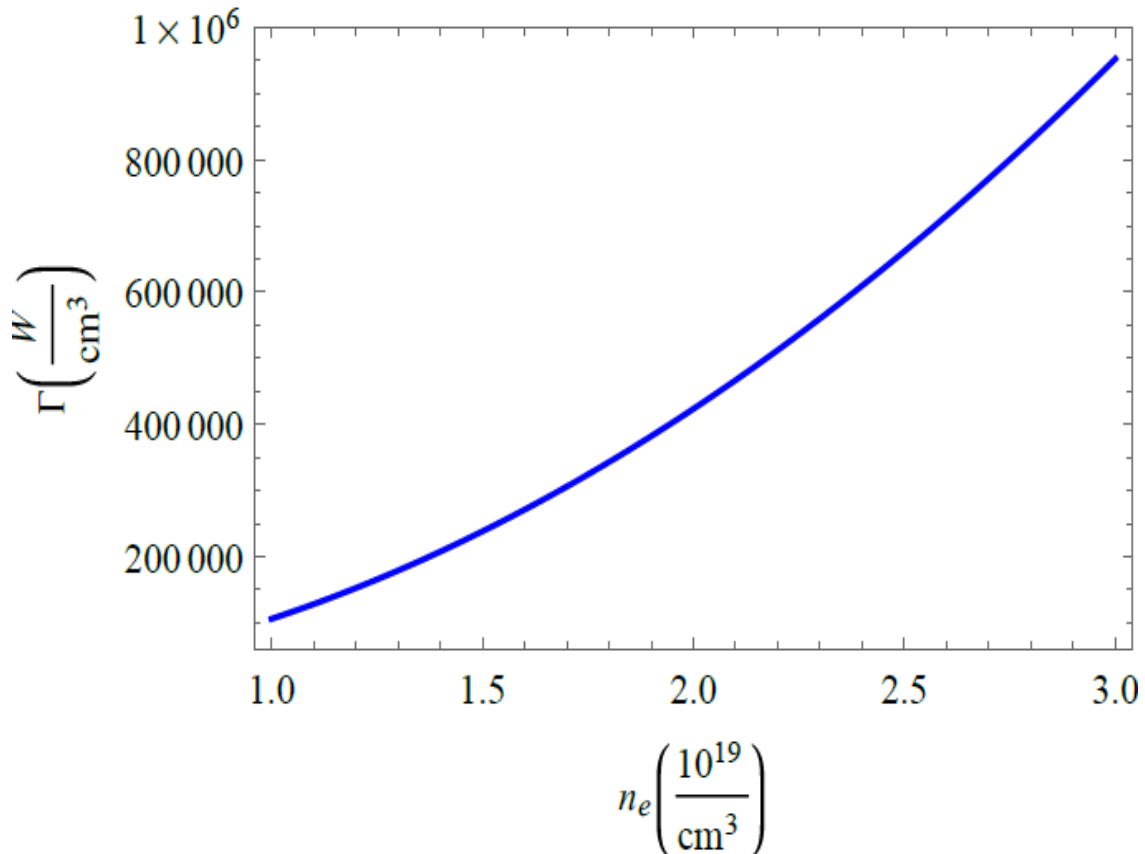


Figure 3.6 La courbe de Γ en fonction de la densité électronique n_e . Les paramètres typiques des micro-ondes injectées et du plasma, respectivement sont : $I = 10^4 \frac{W}{cm^2}$, $\nu = 279.8 GHz$ et $T_e = 10 keV$

À partir de la figure 3.6 nous remarquons que l'absorption est importante pour des valeurs élevées de la densité électronique, et donc le chauffage du plasma est très efficace pour des densités élevées, la raison physique de cet effet est le fait que les collisions électron-ion sont plus fréquentes tant que le plasma est dense ($\nu_{ei} \sim n_e$) et par conséquent l'absorption par bremsstrahlung inverse est plus efficace.

3.7.2.4 Étude de l'influence de l'intensité des micro-ondes injectées dans le plasma sur l'absorption

On représente sur la figure 3.7 le profil d'absorption Γ en fonction de l'intensité des micro-ondes injectée dans le plasma I .

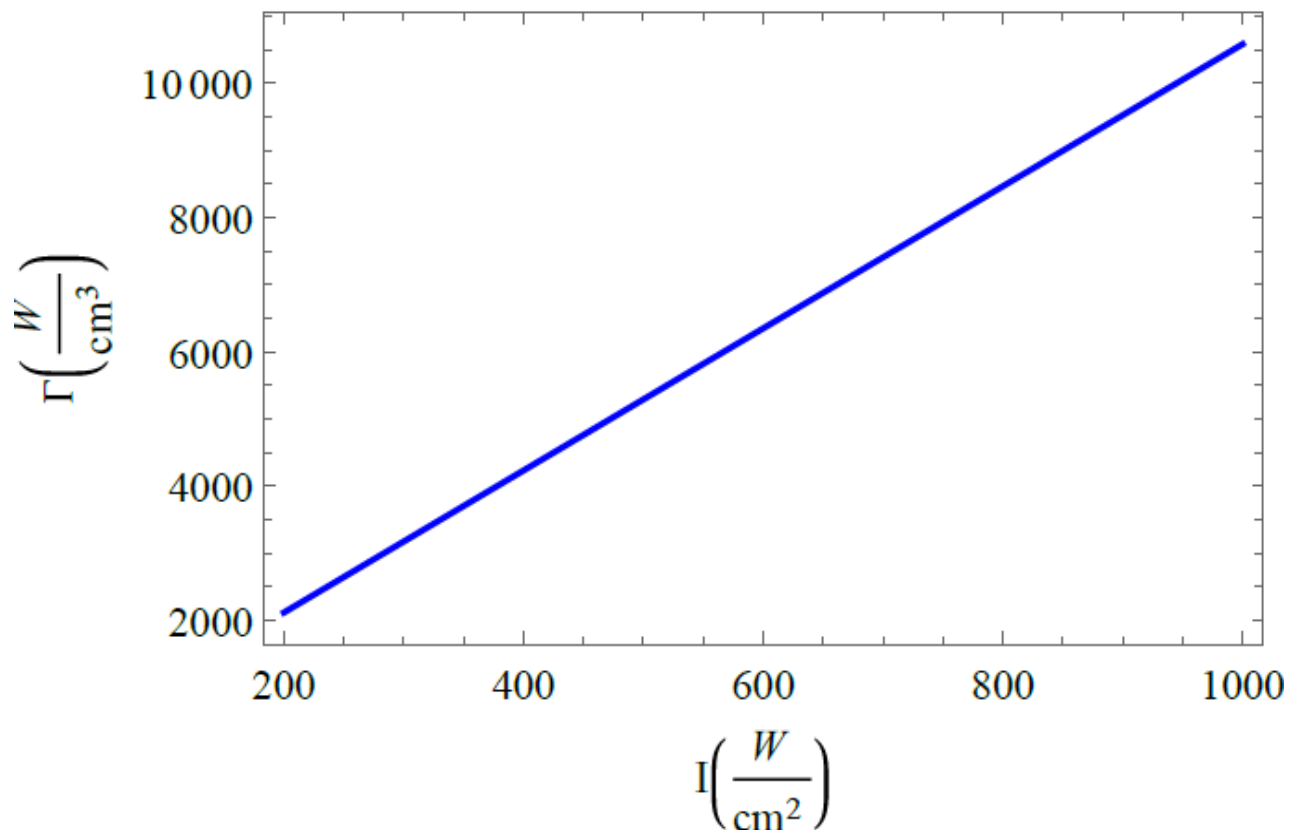


Figure 3.7 La courbe de Γ en fonction de l'intensité des micro-ondes injectée dans le plasma I . Les paramètres typiques sont : $n_e = 10^{19} cm^{-3}$, $T_e = 10 keV$ et $\nu = 279.8 GHz$.

La figure 7 montre que l'absorption est importante pour des valeurs élevées de l'intensité micro-onde, et donc le chauffage du plasma est très efficace pour des intensités élevées. Il est évident qu'en augmentant l'intensité micro-onde, le coefficient d'absorption total est augmenté. Comme nous le savons, le principal mécanisme d'absorption de l'énergie micro-onde est l'absorption par résonance cyclotronique électronique ou ionique, mais l'absorption de bremsstrahlung inverse peut également contribuer au transfert d'énergie.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'absorption par bremsstrahlung inverse $e-i$ pour un plasma magnétisé dans le cadre du FMI. Nous avons explicitement calculé l'absorption en fonction du paramètre de l'impulsion laser. Nous avons montré que le champ magnétique affecte l'absorption et que son effet dépend de la direction de polarisation. Nous avons constaté que l'absorption est en fait légèrement plus grande pour la polarisation droite et légèrement plus petite pour la polarisation gauche (figure 3.1, 3.2, 3.3). Nous avons dérivé des lois d'échelle utiles pour ABI dans un plasma de fusion magnéto inertielle et pour un plasma confiné magnétiquement et chauffé par des ondes électromagnétiques radiofréquences. Dans cette étude, nous nous sommes limités à l'approche linéaire de l'ABI. L'effet non linéaire dû à l'anisotropie plus élevée de la fonction de distribution et à la distorsion de la distribution isotrope (effet Langdon), qui peut réduire significativement l'absorption, n'a pas été pris en compte dans ce travail. Cette étude nous permet d'optimiser les paramètres de l'impulsion laser afin d'obtenir une absorption efficace.

Références

- [1] V. P. Silin and Silin. P. V, *Plasma Physics Reports*. **28** (11), 936 (2002).
- [2] J. R. Davies, *Plasma Physics and Controlled Fusion*. **51**, 014006 (2009).
- [3] K. R. Satish *et al*, *Physics of Plasmas*. **20**, 083112 (2013).
- [4] Z. Y. Ge *et al*, *Physics of Plasmas*. **20**, 073301 (2013).
- [5] S. L. Ginzburg *et al*, *Plasma Physics Reports*. **38**(2), 153 (2012).
- [6] A. Bruce. Langdon, *Physical Review Letters*. **44**, 575 (1980).
- [7] A. Bendib, K. Bendib and A. Sid, *Physical Review E*. **55**, 7522 (1997).
- [8] Braginskii S I, *in Reviews of Plasmas Physics* (M.A. Leonvitch, Consultant Bureau, N. Y. 1985, Vol. 1).
- [9] Jeong-Young Ji and Eric D Held, *Physics of Plasmas*. **15**, 102101 (2008).
- [10] Per. Helander, Dieter J. S igmar, *Collisional Transport in Magnetized Plasmas*. CAMBRIDGE (2002).
- [11] G. Szego, *Orthogonal Polynomials* (AMS, Providence, RI, 4th edition, 1975).
- [12] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York, 1965).
- [13] Fabro R., Max C. F. and Fabre E., *Phys. Fluids* **28**, 1463 (1985).
- [14] M.K.A. Thumm *et al* 2019 *Nucl.Fusion* **59** 073001.
- [15] A. Sid, A. Ghezal, A. Soudani, and M, Bekhouche, *Plasma and Fusion Research*. **05**, 007 (2010).
- [16] N. F. Farrashbandi, L. Gholamzadeh, M. Eslami-Kalantari, M. Sharifian and A. Sid, *High Energy Density Physics*. **16**, 32 (2015).

Conclusion Générale

Dans cette thèse nous avons effectué une étude théorique et numérique de l'ABI d'une onde électromagnétique dans les plasmas magnétisés. Nous incluons dans cette analyse l'effet du champ magnétique extérieur et la polarisation de l'onde. Pour cela, nous avons considéré un plasma homogène en présence d'un champ magnétique extérieur et nous tenons en compte l'effet de collision. Nous commençons par un calcul analytique de la fonction de distribution électronique en se basant sur l'équation de Fokker-Planck, car c'est l'équation appropriée pour décrire un plasma chaud collisionnel et magnétisé.

Pour résoudre l'équation F-P nous considérons deux échelles de temps. une échelle basse-fréquence (hydrodynamique) et une échelle haute-fréquence (champ laser). Par conséquent, la fonction de distribution électronique f peut s'écrire comme la somme d'une fonction de distribution quasi-statique, $f^{(s)}$, qui varie lentement dans le temps comme les paramètres hydrodynamiques du plasma et d'une fonction de distribution haute-fréquence, $f^{(h)}$ fréquence et basse fréquence. Après la projection de $f^{(h)}$ sur la base des harmoniques sphériques et $f^{(s)}$ sur la base des polynômes de Legendre, nous avons obtenu deux équations de la composante l^{eme} de la fonction haute fréquence et basse fréquence.

Le coefficient d'absorption par bremsstrahlung inverse d'une onde électromagnétique dans les plasmas magnétisés qui est par définition la puissance moyenne dans le temps dissipée par unité de volume par le mécanisme de bremsstrahlung inverse électron-ion est calculé explicitement en fonction du paramètre de l'impulsion laser. Nous avons dérivé des lois d'échelle utiles pour l'ABI dans un plasma de fusion magnéto inertielle et pour un plasma confiné magnétiquement et chauffé par des

ondes électromagnétiques radiofréquences. Notre résultat de calcul montre que le champ magnétique affecte l'absorption et que son effet dépend de la direction de polarisation de l'onde laser. L'absorption est légèrement plus grande pour la polarisation droite et légèrement plus petite pour la polarisation gauche.

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

BIBLIOGRAPHIE

1. Jean-Loup Delcroix et Abraham Bers, *Physique des plasmas*, Tome 1, EDP Sciences - Collection : Savoirs Actuels - janvier (1994).
2. T.J.M Boyd and J.J. Sanderson, *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press (2003).
3. J. Howard, *Introduction to plasma physics*, C17 Lecture Notes, Australian national university (2002).
4. K. Miyamoto, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2005).
5. J. Adam, *La Fusion Nucléaire : une Source d'Énergie pour l'Avenir*, Editions Pour la Science, Paris (1993).
6. www.cea.fr/CEA, Septembre (2005).
7. M. Keilhacker, A. Gibson, C. Gormezano, P.J. Lomas, P.R. Thomas, M.L. Watkins, *Nuclear Fusion*, 39, 2, (1999).
8. J.D. Lawson, *Proceedings of the Physical Society*, B 70, 6, (1957).
9. S. Pfalzner, *An Introduction to Inertial Confinement Fusion*, Series in plasma physics (2006).
10. S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford Sci. Pub., Clarendon Press, Oxford,2004).
11. J. Nuckolls, and all ,*Thermonuclear (CTR) Applications*, *Nature* 239, 139-142 (1972).
12. M. Tabak, J. Hammer and all, *Phys. Plasmas* 1, 1626-1634 (1994).
13. B. SLIMEN, *Etude relativiste de l'instabilité de Weibel dans le contexte de la fusion*

inertielle(2002), thèse de doctorat, université de Batna 1.

14. D.Campbell, Magnetic confinement fusion, Europhysics News ,The Net Team, Max-Planck-Institut für Plasma physik, Garching, Germany (1998).
15. J. Wesson. Tokamaks, 3rd ed. Oxford University Press, 2004.
16. L.A. Artsimovitch et al, *Journal of Nuclear Energy*, Part C7 (1965), 305.
17. R .C. Kirkpatrick et al, *Fusion Technology*. **27**, 201 (1995).
18. Gilles ARNOUX, Chauffage de plasma par ondes électromagnétiques à la troisième harmonique de la fréquence cyclotron des électrons dans le tokamak TCV, thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale De Lausanne (2002).
19. Y .C. F. Thio et al , *Fusion Science And Technology*.7 ,75 (2019).
20. M. M. R. Gomez et al. *Phys. Rev. Lett.* 125 (2020) 155002.
21. J. L. Delcroix et Abraham Bers, *physique des plasmas*, Tome 2, paris (1963).
22. R. L.Liboff, *introduction to the theory of kinetic equations*, Wiley, New York (1969).
23. T.M.Boyd et J.J. SANDERSON , *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press 2003.
24. L. Landou, E.Lifshitz, *physique statistique*, MIR, Moscou (1967).
25. 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).
26. N. G. Van Kampen and B.U. Felderhof, *Theoretical Methods in Plasma Physics*, Wiley.
27. BELGHIT SLIMEN, *Etude relativiste de l'instabilité de Weibel dans le contexte de la fusion inertielle*. Thèse de Doctorat université de Batna1 . 2016
28.] L. Boltzmann, *leçons sur la théorie des gaz*, Gauthier-Villars, paris (1902).
29. V. P. Silin and Silin. P. V, *Plasma Physics Reports*. **28** (11), 936 (2002).
30. J. R. Davies, *Plasma Physics and Controlled Fusion*. **51**, 014006 (2009).
31. K. R. Satish et al, *Physics of Plasmas*. **20**, 083112 (2013).
32.] Z. Y. Ge et al, *Physics of Plasmas*. **20**, 073301 (2013).
33. S. L. Ginzburg et al, *Plasma Physics Reports*. **38**(2), 153 (2012).
34. A. Bruce. Langdon, *Physical Review Letters*. **44**, 575 (1980).

-
35. A. Bendib, K. Bendib and A. Sid, *Physical Review E*. **55**, 7522 (1997).
 36. Braginskii S I, in *Reviews of Plasmas Physics* (M.A. Leonvitch, Consultant Bureau, N. Y. 1985, Vol. 1).
 37. Jeong-Young Ji and Eric D Held, *Physics of Plasmas*. **15**, 102101 (2008).
 38. Per. Helander, Dieter J. S igmar, *Collisional Transport in Magnetized Plasmas*. CAMBRIDGE (2002).
 39. G. Szego, *Orthogonal Polynomials* (AMS, Providence, RI, 4th edition, 1975).
 40. M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York, 1965).
 41. Fabro R., Max C. F. and Fabre E., *Phys. Fluids* 28, 1463 (1985).
 42. M.K.A. Thumm et al 2019 *Nucl.Fusion* **59** 073001.
 43. A. Sid, A. Ghezal, A. Soudani, and M, Bekhouche, *Plasma and Fusion Research*. **05**, 007 (2010).
 44. N. F. Farrashbandi, L. Gholamzadeh, M. Eslami-Kalantari, M. Sharifian and A. Sid, *High Energy Density Physics*. **16**, 32 (2015).

Liste des publications



A LETTERS JOURNAL EXPLORING
THE FRONTIERS OF PHYSICS

OFFPRINT

Electron-ion inverse bremsstrahlung absorption in magnetized fusion plasma

OUSSAMA BOULTIF, ABDENASSER GHEZAL and ABDELAZIZ SID

EPL, **133** (2021) 55001

Please visit the website
www.epljournal.org

Note that the author(s) has the following rights:

- immediately after publication, to use all or part of the article without revision or modification, **including the EPLA-formatted version**, for personal compilations and use only;
- no sooner than 12 months from the date of first publication, to include the accepted manuscript (all or part), **but not the EPLA-formatted version**, on institute repositories or third-party websites provided a link to the online EPL abstract or EPL homepage is included.

For complete copyright details see: <https://authors.epletters.net/documents/copyright.pdf>.



epl

A LETTERS JOURNAL EXPLORING
THE FRONTIERS OF PHYSICS

AN INVITATION TO SUBMIT YOUR WORK

epljournal.org

The Editorial Board invites you to submit your Letters to EPL

Choose EPL, and you'll be published alongside original, innovative Letters in all areas of physics. The broad scope of the journal means your work will be read by researchers in a variety of fields; from condensed matter, to statistical physics, plasma and fusion sciences, astrophysics, and more.

Not only that, but your work will be accessible immediately in over 3,300 institutions worldwide. And thanks to EPL's green open access policy you can make it available to everyone on your institutional repository after just 12 months.

Run by active scientists, for scientists

Your work will be read by a member of our active and international Editorial Board, led by Bart Van Tiggelen. Plus, any profits made by EPL go back into the societies that own it, meaning your work will support outreach, education, and innovation in physics worldwide.



epljournal.org

OVER

638,000

full-text downloads in 2017

Average submission to
online publication

100 DAYS

21,500

citations in 2016

*We greatly appreciate
the efficient, professional
and rapid processing of our
paper by your team.*

Cong Lin
Shanghai University

Four good reasons to publish with EPL

- 1 International reach** – more than 3,300 institutions have access to EPL globally, enabling your work to be read by your peers in more than 90 countries.
- 2 Exceptional peer review** – your paper will be handled by one of the 60+ co-editors, who are experts in their fields. They oversee the entire peer-review process, from selection of the referees to making all final acceptance decisions.
- 3 Fast publication** – you will receive a quick and efficient service; the median time from submission to acceptance is 75 days, with an additional 20 days from acceptance to online publication.
- 4 Green and gold open access** – your Letter in EPL will be published on a green open access basis. If you are required to publish using gold open access, we also offer this service for a one-off author payment. The Article Processing Charge (APC) is currently €1,400.

Details on preparing, submitting and tracking the progress of your manuscript from submission to acceptance are available on the EPL submission website, epletters.net.

If you would like further information about our author service or EPL in general, please visit epljournal.org or e-mail us at info@epljournal.org.

EPL is published in partnership with:



European Physical Society



Società Italiana di Fisica

edp sciences **IOP Publishing**

EDP Sciences

IOP Publishing

Electron-ion inverse bremsstrahlung absorption in magnetized fusion plasma

BOULTIF OUSSAMA¹, GHEZAL ABDENASSER² and ABDELAZIZ SID^{1(a)} 

¹ *Laboratory of Physics of Radiations and their Interactions with Matter (LRPRIM), Department of Physics, Faculty of Matter Sciences, University of Batna 1 - Batna, Algeria*

² *Atomic Energy Commission (COMENA) - 2, Boulevard Frantz Fanon, Algiers, Algeria*

received 25 August 2020; accepted in final form 1 February 2021
published online 7 April 2021

PACS 52.25.Xz – Magnetized plasmas

PACS 52.38.Dx – Laser light absorption in plasmas (collisional, parametric, etc.)

PACS 52.50.Sw – Plasma heating by microwaves: ECR, LH, collisional heating

Abstract – Magneto-inertial fusion (MIF) is an approach for thermonuclear fusion. It consists in applying a strong magnetic field to the inertial-fusion plasma, with the role of the magnetic field being to limit the diffusion of the formed plasma during the impact of an intense laser pulse with a target containing the thermonuclear fuel, as well as the confinement alpha particles produced by the fusion reaction. This allows the reduction of energy loss and improves compression conditions. In this paper we are interested in the study of the electron-ion inverse bremsstrahlung absorption (IBA) of the laser energy in magnetized plasma in the MIF frame. In addition, we apply the derived formula to calculate the absorption in magnetic fusion plasma heated by microwave. We use the Fokker-Planck-Maxwell theory to calculate the IBA explicitly in magnetized plasma. Scaling laws for IBA in MIF plasma and for magnetic confinement plasma are established. The numerical treatment of the model equations shows the influence of the magnetic field and the polarization of the wave on the absorption.

Copyright © 2021 EPLA

Introduction. – Magneto-inertial fusion (MIF) [1–6] is an approach to fusion which combines aspects of magnetic confinement fusion (MCF) [7,8] and inertial confinement fusion (ICF) [9,10]. In the first aspect, a dense ($\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$), high temperature ($\sim 20 \text{ keV}$) plasma is stored in a given volume under the influence of a magnetic field pressure countermining the plasma pressure. The second aspect is based on heating the thermonuclear fuel to a high temperature for a period of time comparable to the characteristic time scale of the hydrodynamic expansion of the plasma using powerful sources of energy (laser, heavy ions beam. . .).

The main ideas of the MIF have been known for nearly four decades [2,3]. The concept of this approach involves applying a strong magnetic field to the inertial fusion target and freezing the magnetic flux in the hot spot or embedding the magnetic flux in a target plasma bounded by a conducting shell, called a liner, serving as a magnetic flux conserver [3]. In a manner similar to conventional

inertial fusion, the hot spot or the conducting shell (liner) is imploded and the magnetic flux is compressed with it, and thus the intensity of the magnetic field is increased. During compression of the plasma, the thermal diffusivity is significantly reduced by the intense applied magnetic field, and therefore the plasma is easily heated to thermonuclear-fusion temperatures. In addition, the very high magnetic field, formed in the hot spot or in the fusion plasma, traps the alpha particles, produced by the thermonuclear reaction, which permits to boost the alpha energy disposition in the fusion plasma.

The energy absorption has a greater significance in fusion experiments as it directly contributes to the plasma heating in order to achieved the Lawson criteria [11,12].

In the laser fusion plasma, the absorption is achieved by several mechanisms including inverse bremsstrahlung absorption (IBA) [13–16], resonance absorption [17,18] and anomalous absorption [19].

The most important absorption mechanism in the laser MIF experiments is the IBA, in which the radiation is

^(a)E-mail: abdelaziz.sid@univ-batna.dz

absorbed by electrons when they scatter off the Coulomb field of ions. In the magnetic fusion devices, the electromagnetic energy can be absorbed by the cyclotron resonance mechanism. The non-linear anomalous absorption mechanism, which will be the object of a future publication, has not been taken into account in this work.

In this paper we are interested in the study of the IBA of laser energy by magnetized plasma in the MIF frame through a theoretical development, and we use the derived formula to calculate the absorption in magnetic fusion (MF) plasma heated by microwave.

This paper is organized as follows. The equations of the l -th component of the high- and low-frequency electronic distribution function expanded on the spherical harmonics, are calculated from the Fokker-Planck equation in the presence of a magnetic field [20]. In the next section, the absorption is explicitly calculated using the results of the previous section. Then, scaling laws are given for the IBA in laser MIF and in MF plasma heated by microwave [21]. Finally, an interpretation and conclusion of the obtained results are given.

Electron velocities distribution in magnetized laser fusion plasma.

– In order to formulate the propagation of a laser pulse through magnetized collisional plasma in the non-relativistic regime, we consider an inhomogeneous plasma heated by a circularly polarized laser wave in the presence of an axial magnetic field. It is judicious to use the Fokker-Planck equation to describe magnetized collisional plasma. Following the notation of Braginskii [22], the electrons Fokker-Planck equation (FP) is presented as

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v} \times (\vec{B} + \vec{B}_0)) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = C_{ei}(f), \quad (1)$$

where (\vec{E}, \vec{B}) denotes the laser electromagnetic field, \vec{B}_0 is the applied magnetic field along the wave propagation, f , e and m_e are the electron distribution function, the electron charge and the electron mass, respectively.

The right-hand side of eq. (1) represents the Landau electron-ion collision operator [23]:

$$C_{ei}(f_e) = \alpha \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \left[\left(\frac{v^2 \overleftrightarrow{I} - \vec{v} : \vec{v}}{v^3} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \right], \quad (2)$$

where $\alpha = \frac{Z n_e e^4}{8 \pi \epsilon_0 m_e} \ln \Lambda$, with Z being the ion charge number, n_e is the electron density, ϵ_0 is the electric permittivity of free space, and $\ln \Lambda$ is the Coulomb logarithm.

We have neglected the electron-electron collision term for high-order order anisotropic components of the distribution function ($C_{ee} \ll C_{ei}$), which corresponds to the Lorentz-plasma approximation (high Z limit).

In this paper we consider a parallel circularly polarized laser wave propagating in the direction of an applied magnetic field (z) and oscillating in the

perpendicular plane. Usually, this geometry is used in MIF experiments [19,24,25]:

$$\vec{E}(t, z) = \text{Re} \left[\frac{E(z)}{\sqrt{2}} (\vec{u}_x \pm j \vec{u}_y) \exp(-j\omega t) \right], \quad (3)$$

$$\vec{B}(t, z) = \text{Re} \left[\frac{B(z)}{\sqrt{2}} (j \vec{u}_x \mp \vec{u}_y) \exp(-j\omega t) \right], \quad (4)$$

and

$$\vec{B}_0 = B_0 \vec{u}_z, \quad (5)$$

where $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ are the unit vectors and ω is the laser wave frequency.

The distribution function is supposed to be constituted of two contributions: a fast oscillation distribution, $f^{(h)}$, which follows the laser wave time variation, $\sim \exp(-j\omega t)$, and a quasi-static distribution, $f^{(s)}$, which has a slow variation as the plasma hydrodynamic parameters [25–28], hence:

$$f(\vec{v}, t) = f^{(s)}(\vec{v}, t) + \text{Re}(f^{(h)}(\vec{v}, t)). \quad (6)$$

Note that the indices (s) and (h) respectively refer to the low and high frequency time scales, and will be used throughout this work.

Substituting eqs. (3)–(6) into eq. (1) and separating the time scale orders, we obtain a system of two coupled equations, the high-frequency kinetic equation and a quasi-static kinetic equation:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f^{(h)}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f^{(h)}}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \left(\frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_x} \pm j \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_y} \right) \\ & - \frac{e}{m_e} \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t) \left(\mp v_z \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_x} + j v_z \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_y} \right. \\ & \left. - (j v_y \pm v_x) \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_z} \right) \\ & - \Omega_{ce} \left(v_y \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_x} - v_x \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_y} \right) = C_{ei}(f^{(h)}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f^{(s)}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f^{(s)}}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\langle E \exp(-j\omega t) \left(\frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_x} \right. \right. \\ & \left. \left. \pm j \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_y} \right) \right\rangle_T - \frac{e}{m_e} \frac{1}{\sqrt{2}} \left\langle B \exp(-j\omega t) \left(\pm v_z \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_x} \right. \right. \\ & \left. \left. + j v_z \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_y} - (j v_y \pm v_x) \frac{\partial f^{(h)}}{\partial v_z} \right) \right\rangle_T \\ & - \Omega_{ce} \left(v_y \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_x} - v_x \frac{\partial f^{(s)}}{\partial v_y} \right) = C_{ei}(f^{(s)}). \end{aligned} \quad (8)$$

The symbol $\langle \rangle_T$ in eqs. (8) denotes the average over the laser wave cycle time $T = \frac{2\pi}{\omega}$ and $\Omega_{ce} = \frac{e B_0}{m_e}$ is the electronic cyclotron frequency.

The two coupled equations (7) and (8) constitute the basic equations in the present work.

We introduce the spherical coordinates $(v, \mu = \frac{v_z}{v}, \varphi = \arctan \frac{v_x}{v_y})$, which are justified by the fact that the Landau

collision operator only affects the angular part of the function and has the spherical harmonics as own functions [25].

Equations (7) and (8) become

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f^{(h)}}{\partial t} + v\mu \frac{\partial f^{(h)}}{\partial z} - \frac{e}{m_e} \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t \pm j\varphi) \\ & \times \left(\sqrt{1-\mu^2} \frac{\partial}{\partial v} - \frac{\mu\sqrt{1-\mu^2}}{v} \frac{\partial}{\partial \mu} \right) f^{(s)} \frac{e}{m_e} \frac{B}{\sqrt{2}} \\ & \times \exp(-j\omega t \pm j\varphi) \left(\sqrt{1-\mu^2} \frac{\partial f^{(s)}}{\partial \mu} \right) \\ & + \Omega_{ce} \frac{\partial f^{(h)}}{\partial \varphi} = C_{ei}(f^{(h)}), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f^{(s)}}{\partial t} + v\mu \frac{\partial f^{(s)}}{\partial z} - \frac{e}{m_e} \left\langle \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t \pm j\varphi) \right. \\ & \times \left(\sqrt{1-\mu^2} \frac{\partial}{\partial v} - \frac{\mu\sqrt{1-\mu^2}}{v} \frac{\partial}{\partial \mu} - \frac{1}{v\sqrt{1-\mu^2}} \right) f^{(h)} \left. \right\rangle_T \\ & \pm \frac{e}{m_e} \left\langle \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-j\omega t \pm j\varphi) \left(\left[\sqrt{1-\mu^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \mu \frac{1}{\sqrt{1-\mu^2}} \right] f^{(h)} \right) \right\rangle_T = C_{ei}(f^{(s)}). \end{aligned} \quad (10)$$

Equations (9) and (10) imply that $f^{(h)}$ is proportional to $\exp(\pm j\varphi)$ and $f^{(s)}$ is independent of φ . This allows us to expand $f^{(h)}$ using associated Legendre polynomials $P_l^{\pm 1}(\mu)$ and $f^{(s)}$ using Legendre polynomials $P_l(\mu)$ [29,30], thus

$$f^{(h)}(\vec{v}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(h)}(v, \varphi, t) P_l^{\pm 1}(\mu), \quad (11)$$

$$f^{(s)}(\vec{v}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{(s)}(v, t) P_l(\mu). \quad (12)$$

From eq. (9), and using recurrence relations between P_l and $P_l^{\pm 1}$, the expression for the l -th component of $f^{(h)}$ is given by

$$\begin{aligned} f_l^{(h)} &= \frac{e}{m_e} \left(\frac{\exp(-j(\omega t \mp \varphi))}{-j(\omega \mp \Omega_{ce}) + l(l+1)\frac{\nu}{v^3}} \right) \\ & \times \left[\frac{E}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{2l+3} \left(\frac{1}{v^{l+1}} \frac{\partial}{\partial v} (v^{l+1}) + \frac{1}{v} \right) f_{l+1}^{(s)} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2l-1} \left(v^l \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{v^l} \right) + \frac{1}{v} \right) f_{l-1}^{(s)} \right) \pm B f_l^{(s)} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Additionally, the l -th component of $f^{(s)}$ is given by

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_l^{(s)}}{\partial t} + v \left(\frac{l}{2l-1} \right) \frac{\partial f_{l-1}^{(s)}}{\partial z} + v \left(\frac{l+1}{2l+3} \right) \frac{\partial f_{l+1}^{(s)}}{\partial z} \\ & - \frac{e}{m_e} \left\langle \frac{E}{\sqrt{2}} \exp(-j(\omega t \mp \varphi)) \left(\frac{l(l-1)}{2l-1} \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \left[v^l \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{v^l} \right) + \frac{1}{v} \right] f_{l-1}^{(h)} - \frac{(l+1)(l+2)}{2l+3} \\ & \times \left[\frac{1}{v^{l+1}} \frac{\partial}{\partial v} (v^{l+1}) + \frac{1}{v} \right] f_{l+1}^{(h)} + \frac{2}{v} \sum_{i=0}^{l-1} (2l+1) f_{l+2i+1}^{(h)} \left. \right\rangle_T \\ & - \left\langle \frac{B}{\sqrt{2}} \exp(-j(\omega t \mp \varphi)) \left((l+1) l f_l^{(h)} - 2 \sum_{i=0}^{l-1} l f_{l+2i}^{(h)} \right. \right. \\ & \left. \left. - 2 \sum_{i=0}^{l-1} (l+1) f_{l+2i+2}^{(h)} \right) \right\rangle_T = -l(l+1) \frac{\nu}{v^3} f_l^{(s)}. \end{aligned} \quad (14)$$

The set of equations (13) and (14) allows us to compute all components of the distribution function for magnetized plasma heated by a laser pulse. These equations actually provide us with more information on the plasma than eq. (23) of ref. [25], by including the magnetic field, and give more information than eq. (4) of ref. [26], by including the higher anisotropic distribution. Note that at the zeroth order, we recover, for the isotropic distribution function, eq. (4) of ref. [26]. By ignoring the distortion term in this equation the solution is Maxwellian and it is a super Maxwellian [25] by taking into account the distortion of the isotropic distribution (Langdon effect).

Electron-ion inverse bremsstrahlung absorption.

– The time-average power dissipated per unit volume by the electron-ion inverse bremsstrahlung mechanism is [26]

$$\Gamma = \langle \vec{E} \cdot \vec{j} \rangle_T, \quad (15)$$

where \vec{j} is the current density defined by the electronic distribution, f , which takes into account the laser field, the applied magnetic field and the electron-ion collisions, so

$$\vec{j} = -e \int \vec{v} f d^3\vec{v}, \quad (16)$$

\vec{j} contains a quasi static part, $J^{(s)}$, and a high-frequency part, $J^{(h)}$, which oscillates at the laser frequency, ω , thus

$$\Gamma = \langle \vec{E} \cdot \vec{J}^{(h)} \rangle_T + \langle \vec{E} \cdot \vec{J}^{(s)} \rangle_T. \quad (17)$$

The contribution of the static component vanishes since it averages to zero on the laser cycle time, and thus we are only left with the contribution of the high-frequency distribution. Using eqs. (13)–(17), the absorption Γ can be expressed as follows:

$$\Gamma = \frac{8\sqrt{3}}{15(2\pi)^{\frac{3}{2}}} m_e \tilde{I} \frac{\omega^2 n_e}{(\omega \mp \Omega_{ce})^2} \nu_{ei} v_{th}^2 G(a), \quad (18)$$

where $G(a) = G_{1,4}^{4,1} \left(\frac{a}{27} \middle| 0, \frac{1}{3}, \frac{2}{3}, 1 \right)$ is the Meijer function [29] with argument $a = \left(\frac{\nu_{ei}}{\sqrt{2}(\omega \mp \Omega_{ce})} \right)^2$.

$\tilde{I} = \frac{v_0^2}{v_{th}^2}$ is a normalized laser intensity, with $v_0 = \frac{e|E|}{m_e\omega}$ being the peak oscillating-electron velocity in the (hf)

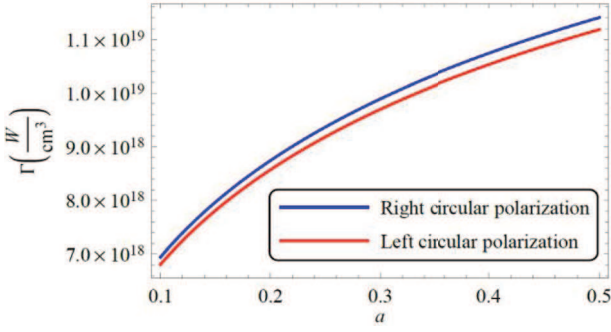


Fig. 1: Plot of Γ as a function of a . The blue and red lines, respectively, correspond to the right and left circular polarizations. The typical parameters of plasmas, laser pulse and the applied magnetic field, respectively, are $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $I = 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ and $B_0 = 10 \text{ T}$.

laser electric field, $\nu_{ei} = \frac{v_{th} \sqrt{2} n_e e^4 \ln \Lambda}{12 \pi \sqrt{\pi} \epsilon_0^2 T_e^2}$ is the *electron-ion* collision frequency, $v_{th} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$ is the electron-thermal velocity, whereas T_e is the electron temperature.

We present in fig. 1 the absorption as a function of a for typical parameters of plasmas and laser pulse.

Scaling laws. – In this section we derive the scaling law for the *e-i* inverse bremsstrahlung in magnetized laser-fusion plasma and magnetically confined plasma heated by an electromagnetic wave which corresponds to the microwave heating.

Magnetized laser-fusion plasma. The fusion plasma is created by an intense laser pulse. Consequently, the plasma parameters are given by the laser field parameters. In ref. [31] the temperature of the corona is deduced by calculating the energy balance in the critical layer, where the plasma frequency, $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$, is equal to the laser frequency ($\omega_p = \omega$).

The critical density, n_c , is directly given by the laser wavelength, thus

$$n_c = 1.11 \times 10^{21} \lambda^{-2}. \quad (19)$$

The electron temperature, T_e , is given by the laser wavelength λ and the absorbed laser intensity I_a , as

$$T_e = 4.3 \times 10^{-8} \lambda^{\frac{4}{3}} I_a^{\frac{2}{3}}. \quad (20)$$

Here, $I_a = AI$ is the absorbed laser intensity, with I being the laser pulse intensity expressed by W/cm^2 , and A is the absorption coefficient. In the case of total absorption, we can consider that $I_a = I$ and $A = 1$.

The critical density n_c , the laser wavelength λ and the electron temperature T_e in the critical layer are respectively expressed by cm^{-3} , μm and keV .

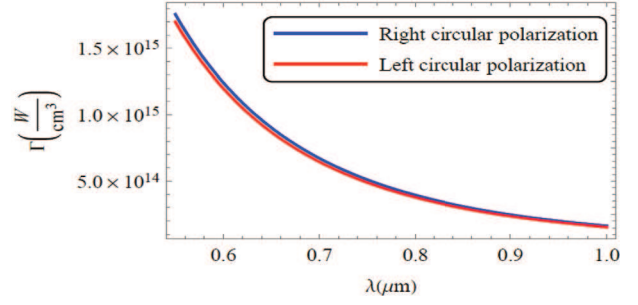


Fig. 2: Plot of Γ as a function of the laser wavelength λ . The blue and red lines, respectively, correspond to the right and left circular polarizations. The parameters of laser and the applied magnetic field are $I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ and $B_0 = 10 \text{ T}$.

Using eqs. (18), (19) and (20) the absorption for laser MIF plasma can be expressed as

$$\Gamma = \frac{1.8 \times 10^{22} \lambda^{-4}}{(10720.7 \mp \lambda B_0)^2} \times \left(1 - \frac{1.6 \times 10^{28} I^{-2} \lambda^{-6}}{(10720.7 \mp \lambda B_0)^2} \right), \quad (21)$$

where Γ , λ , I and B_0 are respectively expressed by $\frac{\text{W}}{\text{cm}^3}$, μm , $\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ and T .

We illustrate in fig. 2 the absorption as a function of the laser wavelength using the typical parameters for laser intensity $I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ and applied magnetic field $B_0 = 10 \text{ T}$.

This figure shows that absorption decreases with the laser wavelengths, which can be interpreted by the decrease of the critical density as the laser wavelength increases ($n_c \sim \lambda^{-2}$) and therefore the decrease in collision frequency ($\nu_{ei} \sim n_c$), which is implied by the decrease in absorption Γ .

We show in fig. 3 the effect of the applied magnetic field B_0 on the absorption Γ .

We see from fig. 3 the effect of the applied magnetic field B_0 on the absorption Γ in the game of $B_0 < 50 \text{ T}$. This figure shows that the IB absorption is slowly increasing with B_0 , which is explained by the fact that in the case of parallel circularly polarized laser wave, the direction of electron motion due to laser field is the same as the direction of cyclotron motion due to the magnetic field, so the pulsation of the electrons increases ($\omega + \Omega_{ce}$). These results increase in the absorption.

Magnetic confinement plasma. In magnetic fusion devices, high-power microwave sources (*e.g.*, a MW gyrotron [32]) are used to heat electrons or ions via electron cyclotron resonance [4,5] or ion cyclotron resonance. Microwave heating is one of the main modes that are used to heat thermonuclear plasma to temperatures of the order of keV. Absorption is mainly due to resonance of the ions or electrons with the cyclotron frequency. The radiofrequency wave can also be absorbed by the inverse bremsstrahlung mechanism [33,34].

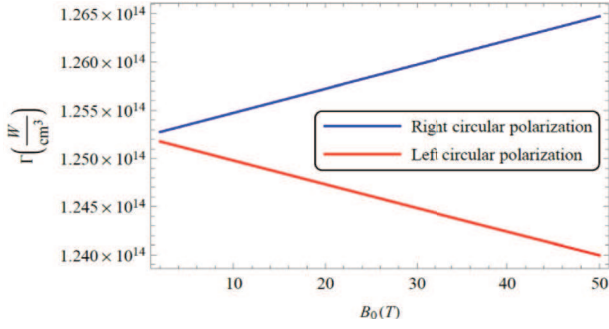


Fig. 3: Plot of Γ as a function of the applied magnetic field B_0 . The blue and red lines, respectively, correspond to the right and left circular polarizations. The parameters of laser are $I = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ and $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$.

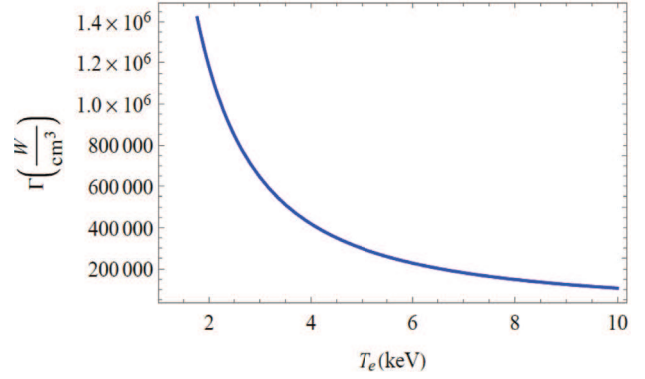


Fig. 5: Plot of Γ as a function of electron temperature for the typical parameters $n_e = 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $\nu = 279.8 \text{GHz}$ and $I = 10^4 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

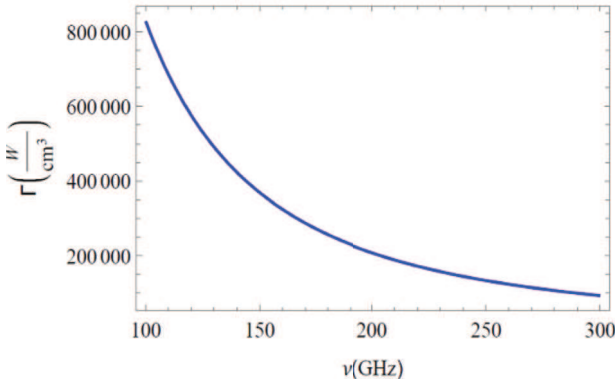


Fig. 4: Plot of Γ as a function of the injected microwave frequency. The typical parameters of plasma and microwave, are, respectively, $n_e = 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $T_e = 10 \text{keV}$ and $I = 10^4 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

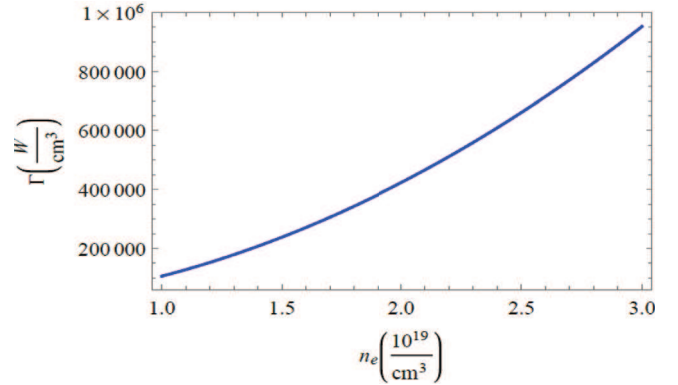


Fig. 6: Plot of Γ as a function of the electron density of the plasma. The typical parameters of microwave and plasma, are, respectively, $I = 10^4 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $\nu = 279.8 \text{GHz}$ and $T_e = 10 \text{keV}$.

Electromagnetic waves in the microwave range at higher frequencies (100 to 300 GHz) are used to heat the plasma in MC devices. For the absorption by the resonance mechanism, we use waves in resonance with electron cyclotron, $\omega = 2\pi\nu = \Omega_{ce}$, where ν is the frequency of injected microwave.

In this case, the electron-ion IBA scaling law can be directly obtained from eq. (18) as follows:

$$\Gamma = 1.03 \times 10^{-11} \times \frac{In_e^2 T_e^{\frac{3}{2}}}{8.4 \times 10^{-19} \times n_e^2 + 3.9 \times 10^{19} \times T_e^3 \times \nu^2}, \quad (22)$$

where Γ , n_e , I , T_e and ν are respectively expressed by $\frac{\text{W}}{\text{cm}^3}$, cm^{-3} , $\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, keV and GHz.

This equation expresses the absorption value in terms of injected microwave frequency, electronic density, electronic temperature and injected microwave intensity. Here we represent the effect of each parameter on absorption.

We show in fig. 4 the absorption profile Γ as a function of the injected microwave frequency.

From this figure we conclude that absorption is important for small values of the microwave frequency.

The effect of the second parameter is illustrated in fig. 5, using the typical parameters: $n_e = 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $I = 10^4 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ and $\nu = 279.8 \text{GHz}$ [32].

We conclude via fig. 5 that the absorption is important for low values of the electronic temperature, the physical reason of this effect is the fact that the electron-ion collisions are more frequent as long as the plasma is cold ($\nu_{ei} \sim T_e^{-\frac{3}{2}}$) and consequently the IB absorption is more efficient.

We show in figs. 6 and 7 the absorption profile Γ as a function of electronic density and intensity of the microwave.

The absorption is large for high values of the electron density, and therefore the heating of the plasma is very effective for high densities, the physical reason of this effect is the fact that the *electron-ion* collisions are more frequent as long as the plasma is dense ($\nu_{ei} \sim n_e$) and consequently the IB absorption is more efficient.

Figure 7 shows that the absorption is large for high values of the microwave intensity, and therefore the heating of the plasma is very effective for high intensities. It is

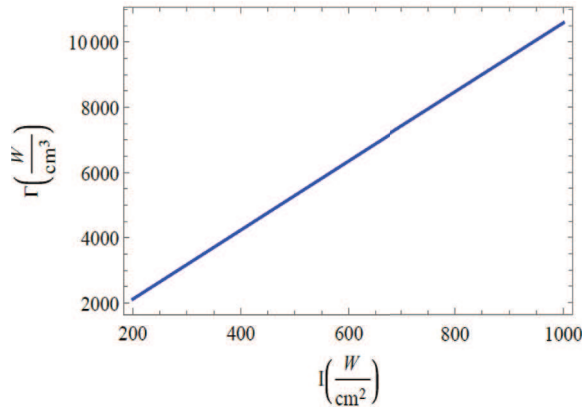


Fig. 7: Plot of Γ as a function of the injected microwave intensity. The typical parameters are $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ keV}$ and $\nu = 279.8 \text{ GHz}$.

obvious that, by increasing the microwave intensity, the total absorption coefficient is increased. As we know, the main absorption mechanism of the microwave energy is the electron or ion cyclotron resonance absorption but the inverse bremsstrahlung absorption can also contribute to the energy transfer.

Discussion and conclusion. – In this paper we studied the e - i inverse bremsstrahlung absorption for a magnetized plasma in the frame of the MIF. We explicitly calculated the absorption as a function of the laser pulse parameter. We have shown that the magnetic field affects the absorption and that its effect depends on the polarization direction. We found that the absorption is actually slightly larger for the right polarization and is slightly smaller for the left polarization (figs. 1–3). We derived useful scaling laws for IBA in a magnetized inertial fusion plasma and for magnetically confined plasma, heated by radiofrequency electromagnetic waves. In this study we restricted ourselves to the linear approach of IBA. The non-linear effect due to the higher anisotropy of the distribution function and the distortion of the isotropic distribution (Langdon effect), which can reduce significantly the absorption, has not been taken into account in this paper. This study allows us to optimize the laser pulse parameters in order to obtain an efficient absorption.

This work is supported by the General Direction of Scientific Research and Technology Development of Algeria (DGRSDT). The authors thank the General Director Mr. AOURAG HAFIDH for his support. One of the authors, AS, wishes to thank the head of the Algerian Authority of Atomic Energy (COMENA) for the delegation to the 28th IAEA Fusion Energy Conference, where part of this work will be presented.

REFERENCES

- [1] THIO Y. C. F., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **112** (2008) 042084.
- [2] LINDERMUTH I. R. and WIDNER M. M., *Phys. Fluids*, **24** (1981) 746.
- [3] LINDEMUTH I. R. and KIRKPARTICK R. C., *Nucl. Fusion*, **23** (1983) 263.
- [4] KUZENOV V. V. and SERGEI RYZHKOV V., *Phys. Plasmas*, **26** (2019) 092704.
- [5] GOMEZ M. M. R. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **125** (2020) 155002.
- [6] HARVEY-THOMPSON A. J. *et al.*, *Phys. Plasmas*, **27** (2020) 113301.
- [7] KIRKPATRICK R. C. *et al.*, *Fusion Technol.*, **27** (1995) 201.
- [8] ONGENA J. *et al.*, *Nat. Phys.*, **12** (2016) 398.
- [9] ATZENI S. and MEYER-TER-VEHN J., *The Physics of Inertial Fusion*, Oxford Science Publications (Clarendon Press, Oxford) 2004.
- [10] PFALZNER S., *An Introduction to Inertial Confinement Fusion* (Taylor and Francis, New York) 2006.
- [11] ESKANDARI M. R., *Principle of Nuclear Fusion* (Shiraz University Press, Iran) 1995.
- [12] THOMPSON W. B., *Proc. Phys. Soc. Sect. B*, **70** (1957) 445B.
- [13] PFALZNER S., *Phys. Rev. E*, **57** (1998) 4698.
- [14] SILIN V. P. and SILIN P. V., *Plasma Phys. Rep.*, **28** (2002) 936.
- [15] DAVIES J. R., *Plasma Phys. Control. Fusion*, **51** (2009) 014006.
- [16] GELLERT B. and HANDKE J., *Comput. Phys. Commun.*, **30** (1983) 169.
- [17] SATISH K. R. *et al.*, *Phys. Plasmas*, **20** (2013) 083112.
- [18] GE Z. Y. *et al.*, *Phys. Plasmas*, **20** (2013) 073301.
- [19] GINZBURG S. L. *et al.*, *Plasma Phys. Rep.*, **38** (2012) 153.
- [20] DANIELEWICZ P., *Physica A*, **100** (1980) 16.
- [21] JAEGER E. F. *et al.*, *Phys. Plasmas*, **15** (2008) 072513.
- [22] BRAGINSKII S. I., in *Reviews of Plasmas Physics*, Vol. **1** (M.A. Leonvitch, Consultant Bureau, NY) 1985.
- [23] JI JEONG-YOUNG and HELD ERIC D., *Phys. Plasmas*, **15** (2008) 102101.
- [24] PINSKER R. I., *Phys. Plasmas*, **8** (2001) 1219.
- [25] BENDIB A., BENDIB K. and SID A., *Phys. Rev. E*, **55** (1997) 7522.
- [26] LANGDON A. BRUCE, *Phys. Rev. Lett.*, **44** (1980) 575.
- [27] BENDIB K., BENDIB A. and SID A., *Laser Part. Beams*, **16** (1998) 423.
- [28] SID A., *Phys. Plasmas*, **10** (2003) 214.
- [29] ABRAMOWITZ M. and STEGUN I. A., *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York) 1965.
- [30] SZEGO G., *Orthogonal Polynomials*, 4th edition (AMS, Providence, RI) 1975.
- [31] DAUTRAY R. and WATTEAU JEAN-PAUL., *La fusion thermonucléaire inertielle par laser-Partie 1*, Vol. **2**, *Collection du Commissariat à l'énergie atomique (CEA)* (Eyrolles) 1995.
- [32] THUMM M. K. A. *et al.*, *Nucl. Fusion*, **59** (2019) 073001.
- [33] SID A., GHEZAL A., SOUDANI A. and BEKHOUCHE M., *Plasma Fusion Res.*, **05** (2010) 007.
- [34] FARRASHBANDI N. F., GHOLAMZADEH L., ESLAMI-KALANTARI M., SHARIFIAN M. and SID A., *High Energy Density Phys.*, **16** (2015) 32.