

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAÏD – TLEMCEM

Pour obtenir le grade de Docteur

Option: Physique Electronique et Modélisation

Par

Melle SABRI Naima Ghoutia

**Etude de la Propagation d'une Onde Electromagnétique
dans un Plasma de Tokamak –Interaction Onde-Plasma**

Devant le jury d'examen

Président

S.M. BOUGUIMA Professeur à l'Université Abou-Bakr Belkaïd – Tlemcen

Directeur de Thèse

T. BENOUAZ Professeur à l'Université Abou-Bakr Belkaïd – Tlemcen

Examineurs

A. BELGHACHI Professeur à l'Université de Bechar

A. HELMAOUI Professeur à l'Université de Bechar

H. BOUSLOUS Professeur à l'Université de Marrakech

Année Universitaire 2009 ~ 2010

DEDICACES

A l'aide de Dieu tout puissant, j'ai pu réaliser ce modeste travail que je dédie :

A la mémoire de mon père.

A ma mère que dieu la garde, pour son amour, son encouragement durant toutes mes études.

A mes sœurs : Nacera, Fatima, Samira et Nawal.

A mes frères

A mes nièces et mes neveux, spécialement: Rania, Amine, Fayçal et Imad.

A tous mes amis (es).

NAIMA GHOUTIA

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse est effectué au Laboratoire de Physique Electronique et Modélisation à l'Université Abou Bekr Belkaid-Tlemcen.

Je souhaite remercier en premier lieu mon directeur de thèse Mr BENOUAZ Tayeb Professeur à l'Université Abou Bekr Belkaid-Tlemcen, Département de Physique. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance, tant pour m'avoir accordé sa confiance en me proposant cette étude que pour son énorme aide et encouragement tout au long de cette recherche, ainsi que pour sa vaste gentillesse et ses qualités scientifiques. Qu'il soit assuré de ma profonde gratitude.

J'adresse mes remerciements les plus chaleureux à Mr Antoine Pochelon, Maître d'enseignement et de recherche à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne en Suisse pour m'avoir accueilli au sein du Centre de Recherche en Physique des Plasmas pendant la période de mon stage. Je lui suis également reconnaissante pour sa disponibilité, ses qualités pédagogiques et scientifiques. Je lui adresse toute ma gratitude.

J'adresse de sincères remerciements à Mr BOUGUIMA Sidi Mohammed , Professeur à l'Université Abou Bekr Belkaid -Tlemcen, pour l'honneur qu'il me fait en présidant ce jury de thèse.

Je tiens à remercier Mr BELGHACHI Abderrahmane, Professeur à l'Université de Bechar, pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie également Mr HELMAOUI Abderrachid, Professeur à l'Université de Bechar, pour avoir accepté de juger ce travail et participer à ce jury.

Je tiens à remercier tous mes camarades du laboratoire, plus particulièrement ceux qui se reconnaîtront, pour leur soutien et leur bonne humeur.

Enfin, je présente mon respect et mes vifs remerciements à tout ceux et celles qui ont contribué à la réalisation de cette thèse.

Table des Matières

Introduction Générale	6
1 La Fusion Thermonucléaire Contôlée	17
1.1 Introduction	17
1.2 Qu'est-ce qu'un plasma?	18
1.2.1 Les paramètres caractéristiques de plasma :	20
1.3 Les différents types de Plasmas	24
1.3.1 Plasmas réactifs:	25
1.3.2 Plasmas Thermiques:	25
1.3.3 Plasma relativiste:	25
1.3.4 Plasma collisionnel:	26
1.3.5 Plasma non collisionnel:	26
1.4 Principe de la fusion thermonucléaire:	28
1.5 Bilan de puissance & conditions nécessaires:	30
1.5.1 Bilan de Puissance:	31
1.5.2 Ignition et critère de Lawson	32
1.6 Principe de confinement magnétique	35
1.6.1 Paramètres géométriques de la configuration magnétique	37
1.7 Les dispositifs de confinement : Tokamak	38
1.7.1 Les principaux composants d'un Tokamak :	40
1.7.2 Description du mécanisme de fonctionnement:	41

1.8	Stabilité & disruption d'un plasma	42
1.9	Production et transformation de l'énergie	44
1.10	Conclusion:	46
2	Ondes Dans Les Plasmas Froids Magnétisés- Application de la rotation de Faraday	48
2.1	Notions Générales:	49
2.1.1	Equations de Maxwell:	50
2.1.2	Relation constitutive du milieu:	51
2.1.3	Description statistique du plasma:	52
2.1.4	Propriétés du milieu plasma:	53
2.1.5	Le tenseur diélectrique:	55
2.2	Mode propres de propagation dans un plasma froid, homogène, stationnaire, magnétisé	59
2.2.1	Equation de dispersion:	60
2.2.2	Coupures & Résonances	62
2.2.3	Propagation perpendiculaire	64
2.2.4	Propagation parallèle:	67
2.2.5	Propagation oblique : (Onde basse fréquence MHD)	69
2.3	Diagramme CMA:	71
2.4	Simulation d'un isolateur à rotation de Faraday	72
2.4.1	Isolateur de Faraday:	75
2.4.2	Principe de fonctionnement	76
2.5	Conclusion	78
3	Etude des ondes de Bernstein électronique dans un plasma chaud magnétisé	81
3.1	Propriétés élémentaires des plasmas chauds	82
3.1.1	Ionisation. Loi de Saha	82

3.2	Ondes dans un plasmas non magnétisé	84
3.2.1	Le système de Vlasov Maxwell (Modèle cinétique)	84
3.2.2	Amortissement de Landau (Absorption)	85
3.2.3	Fonction de dispersion dans un plasma chaud:	94
3.3	Ondes dans un plasma magnétisé	96
3.3.1	Relation de dispersion électromagnétique:	96
3.3.2	Solution de l'équation de Vlasov :	97
3.3.3	Le tenseur diélectrique pour un plasma chaud:	99
3.4	Propagation parallèle dans un plasma magnétisé:	105
3.5	Propagation perpendiculaire des ondes de Bernstein électronique dans un plasma magnétisé :	109
3.5.1	Les modes Ordinaire, Extraordinaire et de Bernstein	114
3.5.2	Discussion de la relation de dispersion:	118
3.6	Conclusion:	122
4	Chauffage d'un plasma très dense par les ondes de Bernstein dans un Tokamak TCV	125
4.1	Introduction	125
4.2	Tokamak à Configuration Variable (TCV)	128
4.2.1	Description & Caractéristiques	129
4.2.2	Contrôle de forme	131
4.3	Chauffage Cyclotronique Electronique	132
4.3.1	Fréquence électron cyclotron	132
4.3.2	Les ondes cyclontronique électronique (CE)	135
4.3.3	Système expérimental de chauffage EC	137
4.4	Chauffage par les ondes de Bernstein Electronique:	142
4.4.1	Relation de dispersion déterminant l'angle optimal	142
4.5	Partie Expérimentale	143
4.5.1	Determination expérimentale de l'angle optimal:	144

4.5.2	Global & Local chauffage les ondes de Bernstein,	147
4.5.3	Les mesures d'émission des ondes de Bernstein électronique (EBW)	152
4.6	Conclusion	155
5	Application: Transfert d'énergie d'une onde électromagnétique au plasma	157
5.1	Introduction	157
5.2	Equations de Maxwell:	158
5.3	Equations de propagation et relation de dispersion:	159
5.4	Les modes de polarisation	163
5.4.1	Mode Ordinaire	163
5.4.2	Mode Extraordinaire:	165
5.4.3	Coupure et résonance:	167
5.5	Modèle de plasma chaud pour les ondes cyclotroniques électroniques . . .	170
5.6	Transfert d'énergie de l'onde au plasma:	171
5.7	Conclusion:	174
	Conclusion Générale	177

Introduction Générale

Introduction générale

1.Note historique

L'énergie est indispensable à toute vie, c'est un enjeu scientifique et stratégique majeur que de découvrir des nouveaux modes de production ayant un impact aussi faible que possible sur la santé que ainsi sur l'environnement et le fonctionnement global de la planète, avec une quantité d'énergie de plusieurs reserves suffisantes pour plusieurs millions d'années. C'est de l'énergie produite à partir des réactions de fusion thermonucléaire dont on parle. La production d'énergie électrique à partir de ces réactions est un enjeu primordial pour l'avenir de l'humanité. En effet, les besoins énergétiques ne cessent d'augmenter au cours des décennies à venir alors que les ressources en combustibles fossiles (pétrole, charbon, gaz naturel,...) tendent à l'épuisement.

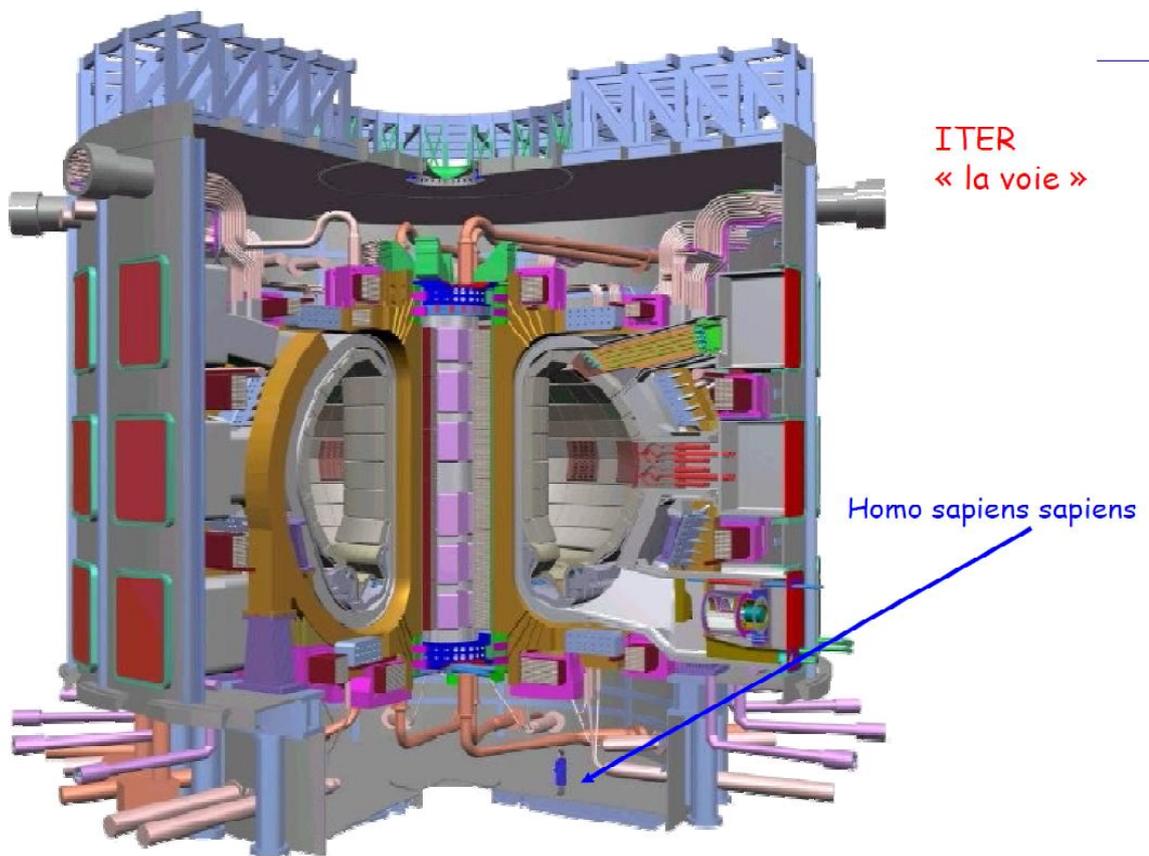
De plus, les énergies produites par le gaz carbonique devront diminuer à cause de ses émission. L'énergie nucléaire classique ne produit pas de gaz à effet de serre mais la production des déchets radioactifs de long durée de vie pose un grave problème. Par contre la fusion thermonucléaire est de nature sûre et ne produit pas de gaz à effet de serre et ses déchets radioactifs sont moins couteux à gérer.

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.

Historiquement, en 1920 , Sir Arthur Eddington attribue pour la première fois à la fusion thermonucléaire de l'hydrogène, l'origine de l'énergie du soleil (collision à très hautes température de deux noyaux d' hydrogène pour former un noyau d'hélium. Le fait que cela fonctionne ainsi sans discontinuité depuis des milliards d'année fascine les physiciens depuis cette date. De nombreux projets pour produire les réactions de fusion sont nés. Les premières expériences de confinement magnétique d'un plasma étaient réalisés 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: *Toroïdalnaya-kamera-magnitnaya-katushka* qui signifie "toroidal chamber with magnetic coils" grâce aux scientifiques russes *Igor Tamm (1895-1971)* qui a obtenu le Prix Nobel de Physique en 1958 Et *Andrei Sakharov (1921-1989)* a obtenu le Prix Nobel de la Paix en 1975.

Un Tokamak qui permet d'envisager la production de plasma apte a une production d'énergie. 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 entenu 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.



ITER

Paramètres Principales	ITER
R: rayon majeur (m)	6.2
a: rayon mineur (m)	2.0
Champ magnétique (T)	5.3
Courant de plasma (MA)	15
Puissance de fusion (MW)	500
Temps de confinement (s)	400
Facteur d'amplification (Q)	10 (ignition possible)

La construction de ce réacteur débutait en 2005 à Cadarache (Sud France) dont l'objectif est :

- 1- Créer une étoile artificielle sur terre.
- 2- La production d'électricité à partir de l'énergie de fusion.

Ce projet porte le nom d'ITER, *International Thermonuclear Experimental Reactor*. C'est depuis le sommet de Genève de 1985, que l'Europe, la Russie, la Chine, la Corée, le Japon, les Etats Unis et Canada étudient la conception ce réacteur thermonucléaire. 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.....*

L'origine de ces réactions de fusion est essentiellement liés à la progression des recherches relatives aux plasmas. Depuis l'emploi du mot plasma pour la première fois en 1928, par le physicien américain Irving Langmuir pour désigner les gaz ionisés, les applications de la physique du plasma sont très diverses et en plein développement, elles empruntent plusieurs directions de recherche dont la fusion thermonucléaire est particulièrement l'une des plus importantes directions. Car cette fusion n' aura lieu qu'à des températures de l'ordre de $10^8 K$, où le gaz est totalement ionisé en formant un plasma. La connaissance

approfondie des propriétés plasma nous permettra de confiner, chauffer ainsi obtenir des réactions de fusion.

Plusieurs recherches du monde entier sont dirigées vers ce sujet d'actualité avec une grande importance, a fin de trouver une nouvelle source d'énergie, abondante inépuisable et plus propre, au delà de 2050. Ce sujet constitue le grand événement scientifique de XXI siècle.

2. Contribution et structure de la thèse:

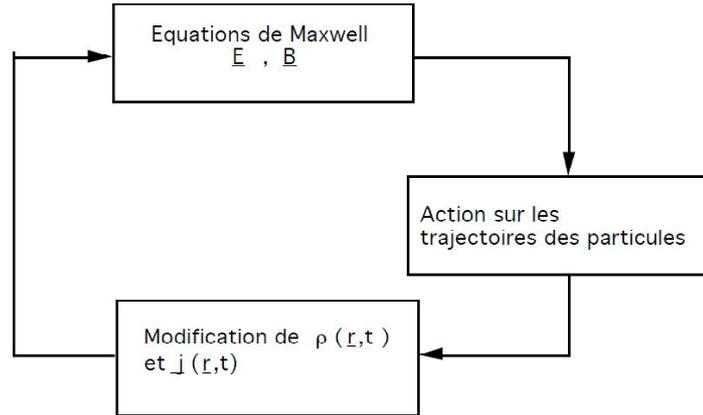
L'étude de l'interaction "onde-plasma de Tokamak" est notre sujet principal. Cette interaction résulte de la propagation des ondes électromagnétiques dans un tel milieu, est décrite par un système de couplage onde-particules comme c'est indiqué en dessous, constitué essentiellement par :

- Equations de Base: Equations de Maxwell qui font intervenir la densité de charge ρ et le courant \vec{j} , les quantités caractéristiques de milieu plasma.
- Equations statistiques permettant d'obtenir ρ et \vec{j} en fonction de \vec{E} et \vec{B} selon une description du plasma:

1- Microscopique particulière basée sur les équations dynamiques du mouvement individuel des particules en champ \vec{E} et \vec{B} (physique statique).

2-Cinétique déterminant la fonction de distribution de vitesse des particules $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ à l'instant t pour les grandeurs macroscopiques en utilisant l'équation de Boltzmann.

3- Fluide qui donne l'évolution spatio-temporelle des grandeurs macroscopiques (densité, vitesse, température, énergie et pression cinétique) nécessitant des équations de fermeture du système.



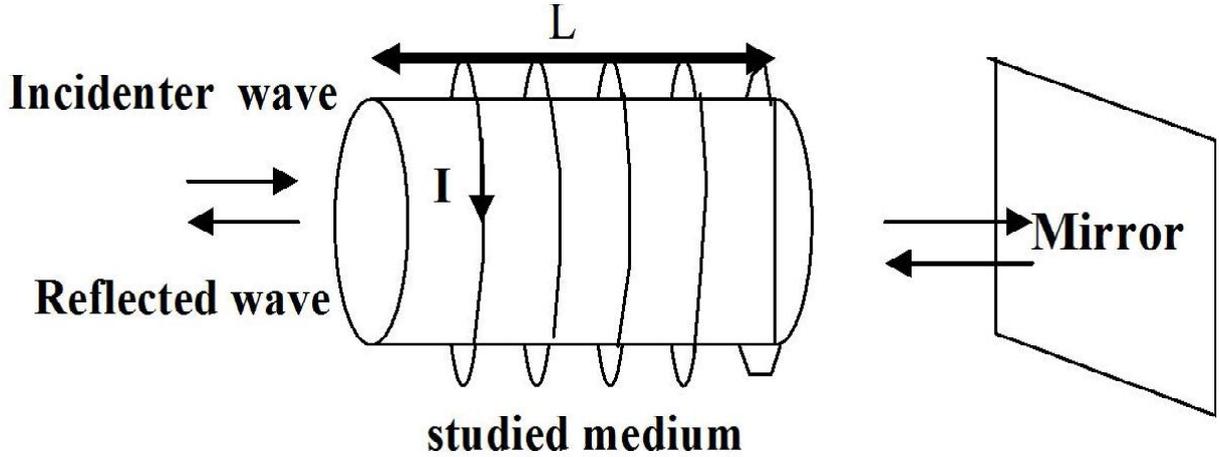
Système de couplage onde- particules

4- Une description diélectrique pour une approximation des plasmas froids comme c'était le cas dans le travail de Magistère. En réalité cette thèse est considéré comme une continuité du travail élaboré en Magistère dont l'objet était l'interaction onde plasma.

En Magistère l'étude faite pour une description purement diélectrique de plasma à une géométrie simplifiée, linéaire, homogène, isotrope et non magnétique dont la structure est semblable à celle du vide. La présence du champ de confinement magnétique statique \vec{B}_0 confère au plasma diélectrique un caractère anisotrope [30]. Ceci nous a permis d'étudier théoriquement le phénomène de polarisation rotatoire magnétique basé sur le modèle macroscopique de Lorentz. Ce modèle permet de décrire la réponse locale non linéaire de ce milieu anisotrope à l'excitation d'une onde électromagnétique en termes de tenseurs complexes non linéaires de permittivité diélectrique, susceptibilité électrique et de conductivité électrique. La relation de dispersion trouvée a montré que le milieu possède deux indices de réfraction qui correspondent à deux polarisations circulaires inverses gauche et droite, c'est la propriété de biréfringence circulaire.

Une O.P.M polarisée rectilignement se propageant parallèlement au champ magnétique, quand elle est transmise dans le milieu, se décompose en deux ondes circulaires inverses. La composition de ces deux ondes donne une onde de polarisation rectiligne, mais dans un autre plan faisant un angle avec celui de l'onde initiale, c'est le phénomène

de polarisation rotatoire en présence d'un champ magnétique statique (rotation de Faraday).



Amplification de l'angle de rotation pendant un aller-retour [30]

Nous avons étudié aussi une importante propriété de cet effet est l'amplification de l'angle de rotation par la réflexion multiple de cette onde sur miroir plan conducteur, cette propriété remarquable marque la différence entre le pouvoir rotatoire naturelle et le pouvoir rotatoire magnétique. Pour cela, cet effet peut être observé même dans des champs pas trop intenses grâce à ce procédé. Ce phénomène a plusieurs applications importantes notamment dans les techniques Laser.

Le développement de la fusion thermonucléaire contrôlée, une source d'énergie adaptée à la production d'électricité à grande échelle et dont les ressources sont quasiment illimitées, fait partie des objectifs principaux de la recherche en physique des plasmas. L'exploitation des machines Tokamaks pour créer des plasmas, les confiner à l'aide des champs intenses et les chauffer jusqu'à des températures dépassant 100 millions de degrés. Afin d'atteindre de telles températures et de les maintenir suffisamment longtemps pour que les particules chargées du plasma subissent des réactions de fusion, il faut utiliser des systèmes de chauffage puissants. C'est dans ce contexte que s'inscrit notre *contribution* qui a pour but principal l'étude de chauffage d'un plasma très dense par des ondes ap-

pelée les ondes de Bernstein électroniques suivant un mécanisme d'interactionintéraction basé sur le principe du transfert d'énergie de l'onde électromagnétique au plasma par l'absorption.

Toujours dans le cadre de l'interaction onde plasma de *Tokamak*, Nous pouvons souligner d'autres buts :

1-La détermination du modèle approprié pour le type de plasma étudié.

2-L'étude de couplage onde particules à fin de déterminer la relation de dispersion et donc connaître le type d'onde (même au voisinage des résonances et les coupures).

3-L'étude des effets et phénomènes produits par les modes de propagation comme par exemple la rotation de Faraday qui a plusieurs applications importantes.

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 extrême de pression et de température similaire à celles trouvées dans le coeur 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, du fait de sa présence au cour même des étoiles. Nous abordons ensuite le critère de Lawson qui présente les conditions qu'il faut réaliser pour faire s'entretenir la réaction de fusion qui est assurée lorsque le triple produit $n \langle T \rangle \tau_E \succ 3.10^{21} m^{-3}.keV.s$ est vérifié. Par la suite exposons la notion de confinement magnétique du plasma qui présente la méthode employée pour piéger les particules du plasma grâce à une configuration magnétique hélicoïdale dans une machine de Tokamak. En fin, nous présentons les étapes principales de la production d'énergie thermonucléaire et la transformée en énergie électrique.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma froid magnétisé. Après avoir présenté le système de couplage champ particules décrivant l'interactionintéraction de champ électromagnétique avec les particules , nous présentons une description statique et fluide du milieu. avec les équation de Maxwell décrivant l'onde pour obtenir le tenseur diélectrique froid. L'équation

de dispersion est obtenue en supposant que les sources sont à l'infinie et nous étudions le plasma dans sa version homogène, nous obtenons une équation bicarré en indice dont la solution est donnée en terme de θ l'angle entre le vecteur d'onde \vec{k} et le champ magnétique \vec{B}_0 . Ensuite, nous exposons les différents modes possibles selon la propagation soit parallèle, perpendiculaire ou quelconque. Le diagramme de CMA permet de catégoriser toutes les différentes solutions trouvées : ondes polarisées circulaire gauche (L) "Whistler ioniques", ondes polarisées circulaire droite (R) "Whistler électroniques", ondes ordinaires (O), ondes extraordinaires (X). Ce diagramme permet aussi de montrer les régions hautes fréquences, basses fréquences et les régions de résonances et de coupures.. Nous proposons comme application de la rotation Faraday qui apparaît lorsque la propagation est parallèle l'étude d'un isolateur magnétooptique.

Le troisième chapitre expose les ondes dans un plasma chaud après avoir présenter l'amortissement de Landau , et la fonction de dispersion chaud. tout comme pour le plasma froid nous exposons les différents modes possibles pour une propagation parallèle puis perpendiculaire où nous nous somme intéressés aux ondes dites de Bernstein électronique obtenues en négligeant le mouvement des ions. Ces ondes ont un caractère spécial car elles sont couplées avec les ondes (X) dans une seule équation de dispersion puis elles sont séparées en utilisant la approximation du plasma froid.

Le quatrième chapitre présente la partie expérimentale concernant le chauffage de plasma très dense par les ondes de Berntein électronique dans un Tokamak TCV. Cette partie fait l'objet d'un stage courte durée au centre de recherche en physique des plasma en Suisse. Nous commençons par une description des caractéristiques de Tokamak à configuration variable qui est conçu pour étudier l'influence du façonnage de la section poloïdale du plasma. Ensuite, nous exposons le chauffage cyclotronique électronique et son système expérimental. Enfin nous exposons les étapes expérimentales qui mettent en évidence le chauffage par les ondes de Bernstein électroniques.

Le transfert d'énergieénergie électromagnétique au plasma fait l'objet du *cinquième chapitre*, ou nous abordons le cas d'une propagation perpendiculaire au champ magné-

tique avec une approximation du plasma froid. Nous avons trouvé que l'absorption de l'onde se fait à deux fréquences de résonances du mode extraordinaire: la fréquence hybride haute et à la fréquence hybride basse. Pour calculer cette puissance absorbée, nous utilisons le théorème de Poynting.

La conclusion de cette thèse répond au problème posés dans cette introduction, relatives à l'interaction onde plasma de tokamak, concernant la détermination du modèle du plasma, le couplage onde-particules dans les plasmas froids et chauds avec toutes les modes de propagation possibles aussi pour le chauffage expérimental et le mécanisme de transfert d'énergie électromagnétique au plasma.

Communications:

1- N.G.Sabri, T.Benouaz, (2005), " La Polarisation des Ondes Electromagnétiques en présence de Non linéarité», 1st International Symposium on Electromagnétism, Satellites and Cryptography, ISESC05, Jijel 19-21-2005, PART 1, pp.150-154.

2- N.G.Sabri, T.Benouaz, (2006), " La Production d'Energie par la Fusion Thermonucléaire dans un Plasma de Tokamak ». C.U.Bechar, ALGERIE-SIPE8 Bechar 2006.

3-N.G.Sabri, T.Benouaz, (2008)," The Magneto-optic Rotation in Magnetised Plasma Study of Magneto-optic Isolator». 2nd International Conference on Transparent Optical Networks, Mediterranean Winter 2008. December 11-13th, 2008 in Marrakech, Morocco.

4- N.G.Sabri, T.Benouaz, (2008), " Transfers of Electromagnetic Energy to Plasma». 2nd International Conference on Electrical Engineering Design and Technologies ICEEDT08. November 8-10, 2008 Hammamet, Tunisia.

5- N.G.Sabri, T.Benouaz, (2009), " The characteristic modes of polarization in plasma». Université de Bechar, ALGERIE-SIPE9 Bechar 2009.

Publications:

1) Naima Ghoutia Sabri, Tayeb Benouaz (2009), " Magnetic confinement of the plasma fusion by Tokamak machine" ICTON Mediterranean Winter Conférence, 2009. ICTON-MW 2009. 3rd. Digital Object Identifier; 10.1109/ICTONMW.2009.5385611. PublicationYear:2009, pp.1-5.

2) Naima Ghoutia Sabri, Tayeb Benouaz Ali Cheknane, (2009) Transfers of Electromagnetic Energy in Homogeneous Plasma International Review of Physics (I.RE.PHY), Vol.3,N.1, pp. 11-15, February.

3) Naima Ghoutia Sabri, Tayeb Benouaz (2009) The Magneto-Optic Rotation in Magnetised Plasma Study of Magneto-Optic Isolator Mediterranean Winter, ICTON-MW'08 , 2nd ICTON, 11-13 Dec. 2008, pp.1-5, IEEE, ISBN : 978-1-4244-8.

4) N.G.Sabri and T.Benouaz, (2006),” The Magneto- Optical Properties of a Dielectric In The Presence Of Static Magnetic Field ”, Algerian Materials Research Society, Vol.3, ISSN 1111-625X, pp. 425-428.

Chapitre I

La Fusion Thermonuclaire Contrôlée

Chapitre 1

La Fusion Thermonucléaire Contrôlée

1.1 Introduction

L'idée d'utiliser des réactions nucléaires entre éléments légers pour produire de l'énergie à des fins pacifiques a pris naissance vers le milieu des années quarante parmi les chercheurs qui avaient travaillé pour l'énergie atomique. Depuis, de nombreux projets pour produire des réactions de fusion sont nés. Parmi ceux-ci, la fusion par confinement magnétique dans un réacteur de type tokamak semble la plus prometteuse. Une autre possibilité de produire de l'énergie nucléaire sont les réactions de fusion de noyaux légers de deutérium et de tritium, isotopes de l'hydrogène. Cette technique fait l'objet d'études depuis six décennies et reste du domaine de la recherche fondamentale en physique des plasmas chauds, milieux entièrement ionisés, considérés comme le quatrième état de la matière. Les travaux de recherche en fusion contrôlée reposent sur l'exploitation de grands appareils complexes dont la construction exige la maîtrise de nombreuses techniques nouvelles. Dans ce chapitre, nous rappelons des notions fondamentales du plasma de fusion et la fusion thermonucléaire contrôlée.

1.2 Qu'est-ce qu'un plasma?

A l'état solide, les atomes sont fermement emprisonnés 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 les atomes 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, quand on arrive à de très hautes températures (typiquement plusieurs millions de degrés !), les constituants de l'atome se séparent, noyaux et électrons se déplacent indépendamment et forment un mélange globalement neutre : c'est un plasma (Voir la figure 1-1). Le plasma, aussi appelé gaz ionisé, ressemble à une « soupe » constituée de deux ingrédients fondamentaux : les ions, chargés positivement, et les électrons, chargés négativement. La force attractive entre les particules des deux types est telle que les charges positives et négatives tendent à se mêler en un ensemble quasi neutre à l'échelle macroscopique [1][2].

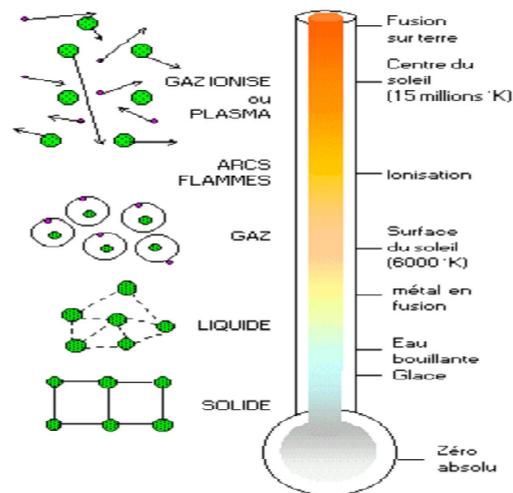


Figure 1-1: Etats de la matière en fonction de la température (chauffage)

Suivant la température, les atomes peuvent être partiellement ou totalement ionisés (c'est à dire que le noyau est partiellement ou totalement "épouillé" de ses électrons). Un plasma peut donc être considéré comme un mélange d'ions chargés positivement

et d'électrons chargés négativement, coexistant éventuellement avec des atomes et des molécules neutres. Par exemple, dans un tube luminescent, les ions et les électrons sont peu nombreux par rapport aux atomes et aux molécules (voir figure1-2). Par contre, dans les plasmas produits pour les expériences de fusion, le gaz est fortement ionisé, et les atomes et molécules sont en faible proportion, voire totalement absents dans le coeur de la décharge [2]. (Dans les deux cas, la description des plasmas s'inspire de la physique des gaz et de la mécanique des fluides, et utilise des grandeurs macroscopiques habituelles, telles que densité, température, pression, vitesse d'écoulement.)

Les trois conditions que doit satisfaire un gaz ionisé pour être un plasma sont les suivantes:

1- La somme totale des charges est nulle dans un volume macroscopique. C'est la quasi-neutralité [3] qui exige que les dimensions du système L soient beaucoup plus grande que λ_D la longueur de Debye, $\lambda_D \ll L$. Par définition λ_D est la plus petite distance au delà de laquelle le champ électrique produit par une charge est écranté.

2- Les effets collectifs des particules doivent être plus importants que les effets dus aux forces coulombiennes entre particules. Ces effets collectifs peuvent être quantifiés par le nombre de particules N_D compris dans une sphère de rayon $N_D = \frac{4}{3}n\pi\lambda_D^3$ donc $N_D \gg 1$.

3- Finalement, il y a un critère concernant les collisions. Par exemple, un gaz faiblement ionisé n'est pas un plasma car les particules chargées subissent tellement de collisions avec les atomes neutres que le mouvement du gaz est influencé par des forces hydrodynamiques plutôt que par des forces électromagnétiques. Ainsi, si ω est la fréquence typique d'oscillations de plasma et t est le temps moyen entre collisions avec des neutres, il faut exiger que $\omega t > 1$ pour que le comportement du gaz soit celui d'un plasma plutôt que celui d'un gaz neutre.

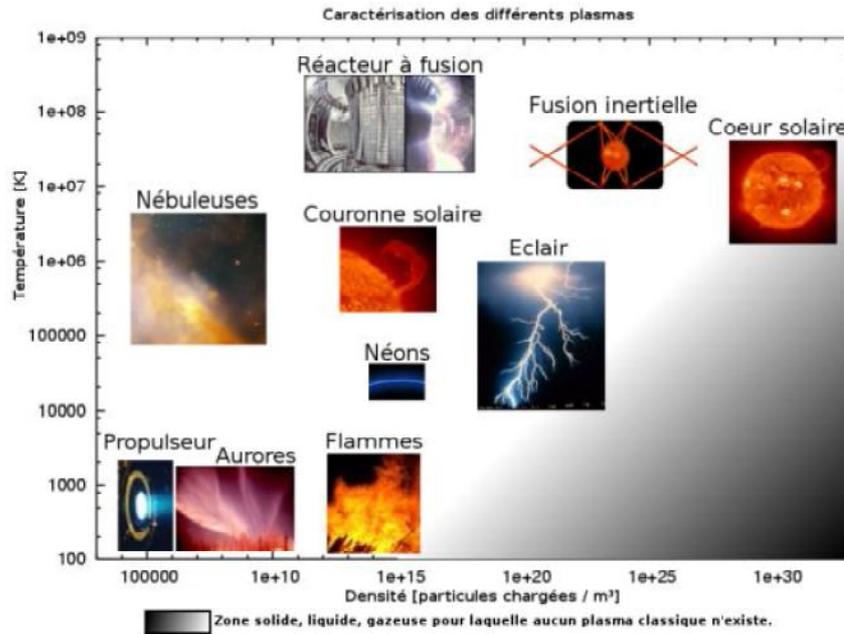


Figure 1-2: Types de plasmas en fonction de leur température par rapport à leur densité

1.2.1 Les paramètres caractéristiques de plasma :

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

La densité:

En spécifiant la densité des ions ou d'électrons. Nous définissons la densité comme le nombre d'électrons 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 $n_e e = n_i Z e$; c'est l'hypothèse de quasi-neutralité où $n_i = n_e / Z$. Si Z vaut 1 nous avons alors $n_i = n_e$.

La température:

Bien que les deux gaz d'électrons et d'ions soient mélangés; il faudra distinguer entre température électronique T_e et température ionique T_i . A l'équilibre thermique ces deux

quantités sont égales. Cependant, lorsqu'on calcule les temps d'équipartition d'énergie, on constate les échelles de temps suivantes:

- les électrons se thermalisent entre eux;
- les ions se thermalisent entre eux;
- finalement, ces deux gaz se thermalisent entre eux.

Dans beaucoup de cas, le temps de confinement est trop court pour que le troisième processus ait lieu, d'où une température électronique et une température ionique qui sont différentes.

Signalons qu'il y a également lieu dans certains cas de tenir en compte d'une anisotropie de température. En effet, dans beaucoup de cas, le plasma est immergé dans un champ magnétique: les propriétés de transport de l'énergie diffèrent dans la direction du champ et dans celle perpendiculaire au champ.

En plus de la densité et de la température, il y a d'autres paramètres caractérisant le plasma :

Les longueurs caractéristiques:

Le libre parcours moyen est la distance moyenne entre deux collisions; la longueur de Debye est la distance critique d'interaction collective c'est-à-dire la plus petite distance au delà de laquelle le champ électrique est écranté; le rayon de giration est le rayon caractéristique du mouvement hélicoïdal des particules dans un champ magnétique.

Les fréquences caractéristiques:

La fréquence de collision est la fréquence moyenne entre deux collisions successives; on distingue les collisions: électrons-ions (ω_{ei});électron-neutres (ω_{en}) et ions-neutre (ω_{in}). La température des électrons est très supérieure à la température des ions et des neutres. La fréquence plasma est la fréquence d'oscillation d'un plasma soumis à une perturbation locale de la densité électronique.

Les vitesses caractéristiques:

La vitesse d'Alfvén, la vitesse du son.

La grandeur β :

Pour un plasma magnétisé, le paramètre β représente le rapport de la pression thermique, cinétique $p = nk_B T$ et de la pression magnétique $B^2/2\mu_0$ [3].

$$\beta = \frac{nk_B T}{B^2/2\mu_0} \quad (1.1)$$

Avec k_B est la constante de Boltzmann ($k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Joules/Kelvin). Les ions et les électrons sont supposés être à la même température T et n la densité des électrons du plasma. \vec{B} est le champ magnétique et μ_0 la perméabilité magnétique de vide. En effet, le confinement magnétique d'un plasma n'est possible que si la valeur de β est inférieure à un, ($\beta \ll 1$).

Ecrantage de Debye:

La plus petite distance au delà de laquelle le champ électrique produit par une charge est écranté s'appelle la longueur de Debye. Elle apparaît en résolvant l'équation de Poisson autour d'une charge test q_t :

$$\nabla^2 \phi = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) - q_t \delta(r) \quad (1.2)$$

Et en prenant une distribution de Boltzmann pour la densité des électrons et des ions qui entourent la charge test:

$$n_s = n_0 \exp\left(\frac{q_s \phi}{2\pi k_B T_s}\right) \quad (1.3)$$

Où n_0 est la densité électronique à l'équilibre ($s = e$ électronique ou i ionique). Ainsi, on trouve le potentiel électrique produit par la charge s'écrit:

$$\phi = \frac{q_t}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (1.4)$$

Où r est la distance par rapport à la charge test et λ_D est la longueur de Debye donnée par:

$$\lambda_{Ds} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_s}{n_0 q_s^2}} \quad (1.5)$$

Paramètre de couplage:

Dans un plasma, il faut prendre en compte deux propriétés:

- 1- La tendance de *désordre* due à l'agitation thermique.
- 2- La tendance à *l'organisation* due à l'aspect dynamique et collectif de l'interaction coulombienne.

Un équilibre s'établit entre l'ordre et le désordre quantifié par le paramètre plasma ou paramètre de couplage [4] donné par

$$\Lambda = \left[\frac{v_{th}}{\left(\frac{ne^2}{m\epsilon_0}\right)} \right]^3 \quad (1.6)$$

Nous identifions deux limites pour Λ : le cas fortement couplés $\Lambda \ll 1$, dans laquelle l'énergie potentielle de l'interaction particules est plus importante que leurs mouvements cinétiques et le cas faiblement couplés $\Lambda \gg 1$, où les mouvement thermiques des particules sont plus importants. C'est le cas presque toujours rencontré des plasmas naturels et artificiels. En terme de la longueur de Debye, le paramètre plasma devient

$$\Lambda = n\lambda_D^3 \quad (1.7)$$

1.3 Les différents types de Plasmas

L'état plasma regroupe donc des milieux très différents et les exemples de plasmas d'état naturel sont nombreux, on peut citer :

1. *Les plasmas spatiaux* se trouve dans les nébuleuses, dans les nuage d'hydrogène composant le milieu interstellaire dans les étoiles[5]. *Le coeur des étoiles*, exemple de plasma chaud et très dense (l'ionisation est totale).

2. *Les plasmas terrestres* se trouve dans *la foudre, la magnétosphère , l'ionosphère terrestres* (plasma partiellement ionisé)

A l'état artificiel, il y a aussi une grande gamme de paramètres accessibles, suivant que l'on considère les plasmas des flammes ou des décharges (ex les tubes à néon et le phénomène de la foudre). Enfin, les plasmas sont au coeur des recherches sur la production d'énergie par fusion thermonucléaire "*plasmas de fusion*", plasmas portés à des températures très élevées [23].

Le tableau (1-1) regroupe les ordres de grandeur caractéristiques de quelques plasmas afin de fixer les idées sur ce que peut être un « plasma ». A titre de comparaison on peut se rappeler que l'atmosphère dans laquelle nous vivons a une densité (de neutres) d'environ $3.10^{25}m^{-3}$ pour une température de $273^{\circ}K$. Les plasmas d'intérêt pour la fusion thermonucléaire ont une densité de

l'ordre de $10^{19} - 10^{21} \text{ particules}/m^3$. Les températures sont de 1 keV à 10 keV. (1 eV = $11605^{\circ} K$)

Type de plasma	Densité	Température [eV]
Plasma Interstellaire	$10^5 - 10^7$	$10^{-2} - 10$
Plasma Ionosphérique	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{-2} - 1$
Décharge Gazeuse	$10^{12} - 10^{19}$	quelques eV
Plasmas Industriels	$10^{16} - 10^{19}$	1 - 100
Plasmas de Fusion	$10^{19} - 10^{21}$	$\sim 10^7$

Tableau 1-1: Caractéristiques de quelques plasmas

1.3.1 Plasmas réactifs:

Dans certains plasmas, les rayons Ultra-Violets, ou les flux d'électron énergétiques ne contribuent pas seulement à l'ionisation. Ils engendrent des réactions chimiques . Ces plasma sont appelés des plasmas réactifs.

Exemple: Les plasmas de l'ionosphère sont réactifs. Leur chimie est très étudiée, en particulier la chimie de la couche d'ozone.

1.3.2 Plasmas Thermiques:

Les collisions entre particules peuvent provoquer de l'ionisation si la différence d'énergie entre les particules est assez grande, ou bien de la recombinaison si la différence d'énergie est assez faible. Dans un gaz ionisé, les deux formes de collisions peuvent se produire, alors un équilibre peut s'établir. Le plasma peut maintenir, sans qu'il soit nécessaire d'envoyer des rayonnements UV. Il suffit pour maintenir cet équilibre que le plasma soit assez chaud (quelque eV).

Exemple: Les plasmas thermiques dans les explosions nucléaires et dans les étoiles.

1.3.3 Plasma relativiste:

Plus un plasma est chaud, plus les écarts de vitesse entre les particules qui le composent peuvent atteindre de grandes valeurs. Lorsque les vitesses de certaines particules deviennent relativiste de nouveaux effets se produit. On dit que ces plasmas sont relativistes [?]. Généralement les électrons sont les particules les plus rapides, c'est donc les électrons qui produisent des effets relativistes.

Exemple: Les plasmas de l'environnement terrestre ont des effets relativistes assez

faibles.

1.3.4 Plasma collisionnel:

Un plasma collisionnel comme les gaz ordinaires, les collisions entre particules sont extrêmement fréquentes. On mesure la quantité de collisions soit en comptant le nombre de collisions qu'une particule subira en moyenne à chaque seconde, c'est *la fréquence de collisions* ou par la distance moyenne parcourue entre deux collisions c'est *le libre parcours moyen*.

Une propriété importante de ces plasmas collisionnels est la répartition statique de l'énergie des particules selon une loi de la forme $\exp(-E/K_B T)$ dite loi de Boltzmann (K_B : constante de Boltzmann; T: température locale). Cette loi permet de décrire complètement le plasma ainsi son mouvement en connaissant sa densité, sa vitesse et sa température. La définition locale de la température à l'aide de la loi de Boltzmann permet de dire que le plasma est en équilibre thermodynamique local.

Exemple: Les plasmas de l'ionosphère et les plasmas industriels.

1.3.5 Plasma non collisionnel:

Un plasma non collisionnel est un plasma où les collisions sont si rares qu'elles peuvent être négligées. Cela se produit par exemple lorsque le libre parcours moyen est de l'ordre ou plus grand que les dimensions caractéristiques du plasma. Dans ce cas, la loi de Boltzmann n'est plus valable. La connaissance de la densité, de la vitesse et de la température ne suffit plus pour décrire un plasma non collisionnel, ou pour prévoir son évolution. On dit que de tels plasmas sont hors équilibre thermodynamique local.

Exemple: le plasma du vent solaire (chaud, un million de K).

Pour qu'un plasma soit réactif ou thermique, il faut qu'il y ait des collisions entre les particules. Un plasma non collisionnel n'est donc ni réactif, ni thermique.

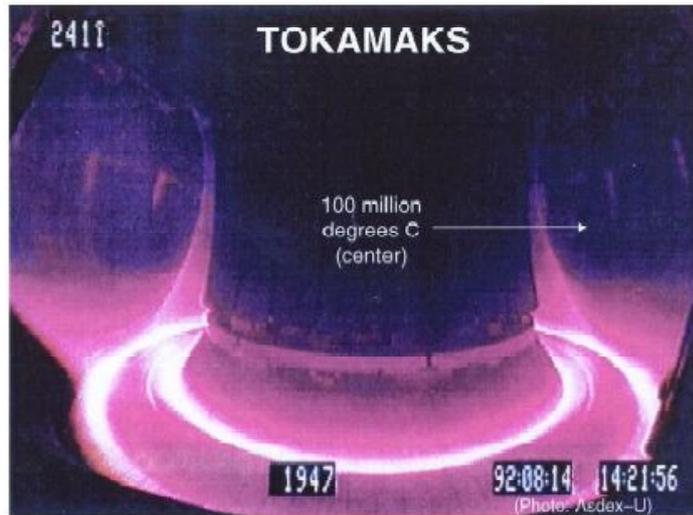


Figure 1-1: Figure 1-3: Plasma de fusion



Figure 1-4: Plasma interstellaire

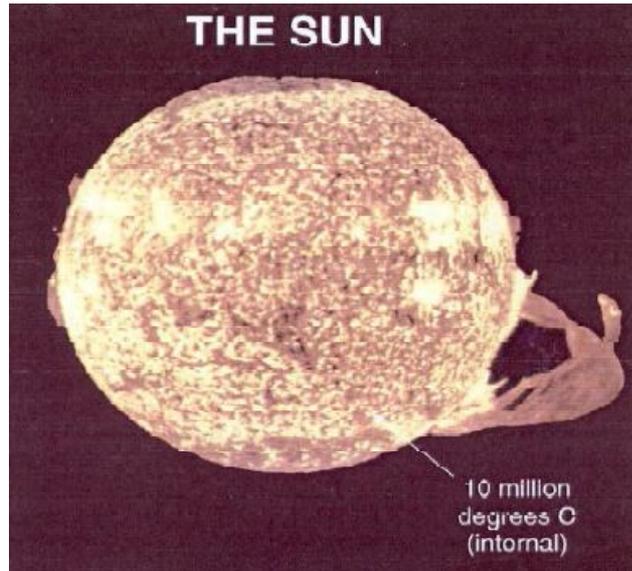


Figure 1-5: Plasma solaire

1.4 Principe de la fusion thermonucléaire:

La fusion nucléaire constitue le mécanisme à l'origine du rayonnement des étoiles et en particulier du Soleil. En effet, au sein des étoiles, les noyaux légers fusionnent et produisent des noyaux plus lourds[2]. Au cours de cette réaction de fusion, la masse du noyau produit est inférieure à la somme des masses des noyaux légers d'origine. La différence de masse est convertie en énergie d'après l'équation suivante:

$$E = (m_i - m_f) c^2 \quad (1.8)$$

où E est l'énergie libérée (ev), m_i masse des réactifs (kg), m_f masse des produits de la réaction (kg), c célérité de la lumière; notons que l'équation (1.8) présente la célèbre relation d'Einstein.

La différence est alors convertie en énergie et est à l'origine de la chaleur et de la lumière que nous recevons. Bien que l'énergie libérée par la fusion nucléaire soit considérable, les réactions de fusion ne se produisent pas spontanément, du moins dans les

conditions de température et de pression auxquelles nous sommes habitués. Ainsi, la probabilité d'observer une réaction de fusion entre deux noyaux d'hydrogène à la surface de la terre est quasiment nulle. En effet, pour fusionner, les noyaux, qui sont chargés positivement, doivent d'abord vaincre leur tendance naturelle à se repousser. Ceci est possible lorsque la matière est dans des conditions extrêmes comme au coeur du Soleil (pression énorme et température de plusieurs millions de degrés) [6], [9]. Les principales réactions de fusion d'intérêt pour la production d'énergie sur terre sont:

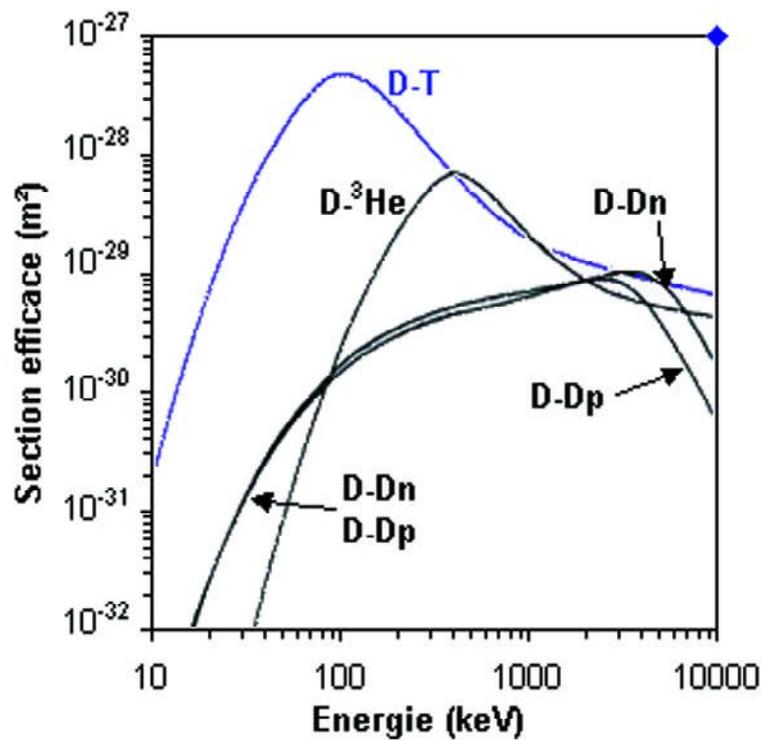
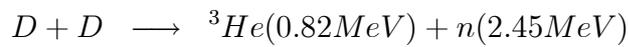
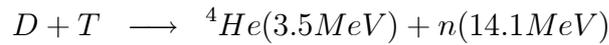


Figure 1-6: Section efficace des principales réactions

Cette figure présente les sections efficaces de différentes réactions de la fusion citées

ci-dessus[7], [8]. Parmi celles-ci la réaction D-T (Figure 1-7) apparaît la plus attrayante puisqu'elle nécessite une moindre énergie entre les réactifs car elle possède une section efficace plus élevée.

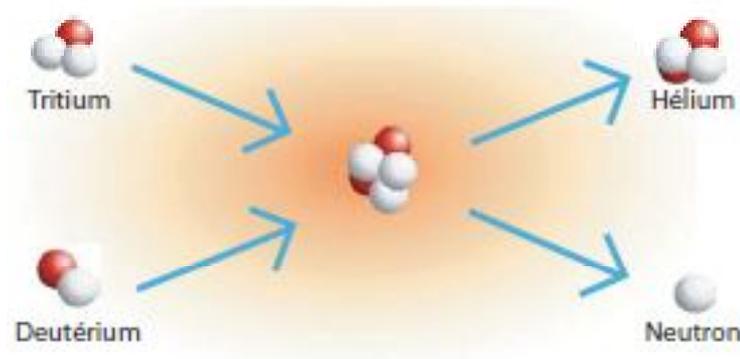


Figure 1-7: Reaction thermonucléaire D-T

La masse du noyau d'hélium est inférieure à celle des deux noyaux dont il est issu, deutérium et tritium. La différence de masse correspond à de la matière qui s'est transformée en énergie selon la relation (1.8), [9].

1.5 Bilan de puissance & conditions nécessaires:

Cette réaction de fusion n'est pas facile à obtenir car il faut pouvoir rapprocher deux noyaux chargés positivement. Pour que ces noyaux puissent fusionner. On doit les porter à très haute température, pour leur permettre de passer la barrière de potentiel coulombien par effet tunnel dans une proportion suffisante [10]. Supposant Pour un plasma dont la fonction de distribution des vitesses est maxwellienne. 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), soit environ 100 millions de degrés Celsius (la température à la surface du soleil est de 15 millions de degrés Celsius)[8].

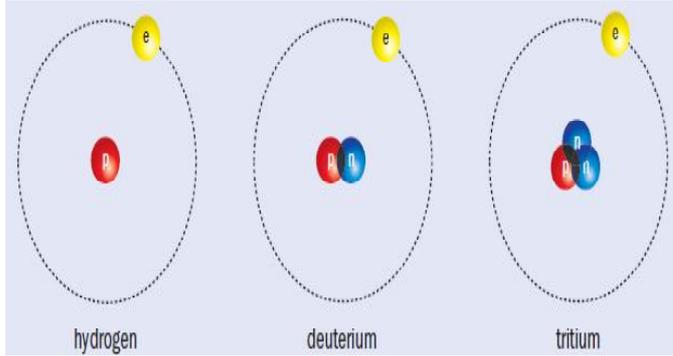


Figure 1-8: Deuterium-Tritium

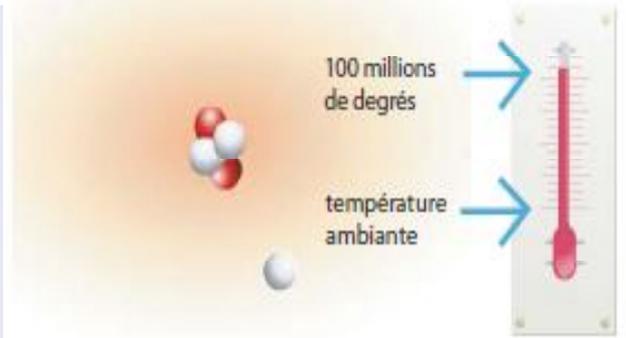


Figure 1-7: Température de plasma

La condition de passage de la barrière de potentiel est caractérisée par la valeur du taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$ où σ est la section efficace et où v est la vitesse relative des deux noyaux [10]. La puissance par unité de volume libérée par les réactions de fusion est proportionnelle au taux de réaction, au nombre de noyaux de Deutérium n_D et de Tritium n_T et à l'énergie libérée par chaque réaction E_f , telle que :

$$P_{fus} = n_D \cdot n_T \langle \sigma v \rangle E_f \quad (1.9)$$

1.5.1 Bilan de Puissance:

La puissance de fusion d'un plasma D-T par unité de volume est fonction de la section efficace de la réaction ainsi que des densités volumiques de chacun des réactifs. 5/4 de cette puissance est portée par les neutrons sous forme d'énergie cinétique, le reste est porté par les particules α . Comme nous le verrons dans une machine à confinement magnétique les neutrons quittent le plasma tandis que les particules α sont confinées par le champ magnétique[6], [11]. Elles vont alors céder leur énergie au milieu et ainsi chauffer le plasma qui reçoit donc une puissance P_α proportionnelle à la puissance de fusion. Les pertes de toutes origines sont caractérisées par un temps de confinement τ_E

de l'énergie définie selon

$$\tau_E = \frac{W}{P_{perte}} \quad (1.10)$$

Où

W : désigne l'énergie thermique totale du plasma ;

τ_E : le temps que mette le plasma à se vider de sa chaleur si s'il font coupe brutalement la source d'énergie qui l'aliment.

Ainsi si P_{add} est la puissance additionnelle appliquée de l'extérieur de plasma pour le chauffer, le bilan énergétique serait positif à condition que

$$P_{add} + P_\alpha \succeq P_{perte} \quad (1.11)$$

Si le bilan est nul, les sources sont égales aux pertes et notre plasma ne nous fournit pas d'énergie que nous puissions utiliser.

1.5.2 Ignition et critère de Lawson

On définit le facteur d'amplification Q du plasma par l'équation

$$Q = \frac{P_{fusion}}{P_{add}} \quad (1.12)$$

- Si $Q < 1$, la puissance des réactions de fusion est inférieure à la puissance apportée par les chauffages (additionnelle) .

- Si $Q = 1$, la puissance des réactions de fusion est égale à la puissance apportée par les chauffages. Cet état est connu sous le nom de *break even*, c'est le but actuel des recherches. En d'autres termes, le chauffage du plasma est assuré par ses particules α . En 1997, les chercheurs du JET (Join European Torus, UE) ont obtenu un facteur d'amplification $Q = 0.69$ pour un plasma D-T [10].

- Si $Q > 1$, la puissance des réactions de fusion est supérieure à la puissance apportée par les chauffages. Dans ce cas nous atteindrons *l'état d'ignition (allumage)*. La puissance

des réactions de fusions compensera seule les pertes. La puissance extérieure n'est plus utile et nous avons un facteur $Q = \infty$, le plasma est dit *auto-entretenu* et nous aurons notre réacteur de fusion nucléaire.

Dans ces conditions et pour une température de 10KeV (où les choix de la température, de la densité n et du temps de confinement sont intrinsèquement liés) et *pour un facteur Q fixé, le critère de Lawson* [2] vérifiant(1.5.2) s'écrit

$$n.\tau_E = 10^{20}m^{-3}.s \quad (1.13)$$

Ce critère provient du nom du physicien britannique qui les a le premier mises en évidence dès 1957. Et pour une énergie des particules alpha égale à 3.5 MeV, une approximation de ce critère est le triple produit [10]:

$$n \langle T \rangle \tau_E \succ 3.10^{21}m^{-3}.keV.s \quad (1.14)$$

Où n et $\langle T \rangle$ sont la densités et le temps de confinement de plasma respectivement. Par exemple, cette condition est remplie pour $n = 10^{20}m^{-3}$, $T = 10keV$ et $\tau_E = 3s$.

Pour obtenir $n \langle T \rangle \tau_E \succ 3.10^{21}m^{-3}.keV.s$, deux voies principales ont été poursuivies, la fusion par confinement inertiel et la fusion par confinement magnétique. Selon la densité du plasma et du temps de chauffage pour atteindre la température de fusion, l'une est préférable à l'autre comme on peut le voir sur le schéma ci-dessous.

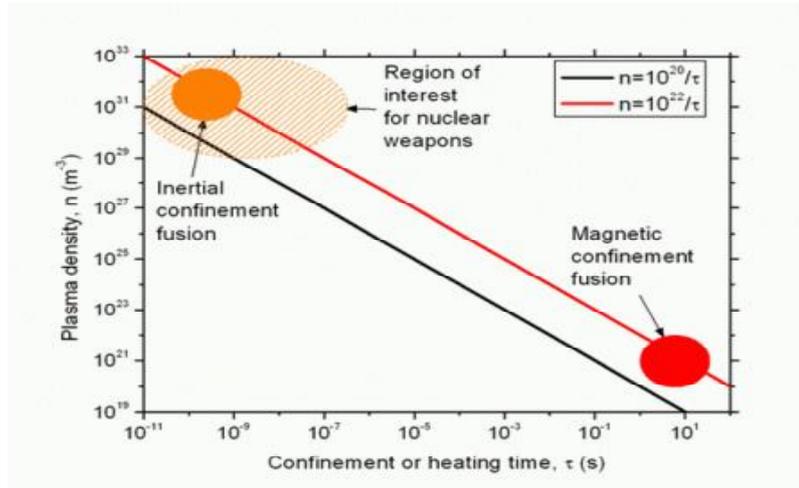


Figure 1-10: Confinement inertiel et magnétique [12].

Pour des temps de confinement courts ($\sim 10^{-11}s$) et des densités supérieures à $10^{31}m^{-3}$. C'est ce que l'on appelle *la voie de la fusion inertielle*.

Pour des densités réduites, de l'ordre de $10^{20}m^{-3}$, donc des temps de confinement longs ($\sim 1s$). C'est *la voie de la fusion magnétique*.

La fusion inertielle [13] ou fusion par faisceaux [14] est consistée à porter un petit volume de matière à très haute température et à très haute pression pendant un temps assez court. On crée ainsi un plasma temporaire et il faut qu'un maximum de réaction de fusion aient lieu dès que le plasma se forme. Ses inconvénients est que le temps de confinement est très court, de l'ordre de ($\sim 10^{-11}s$). Donc il y a peu de matière à confiner et le rendement du procédé est encore faible.

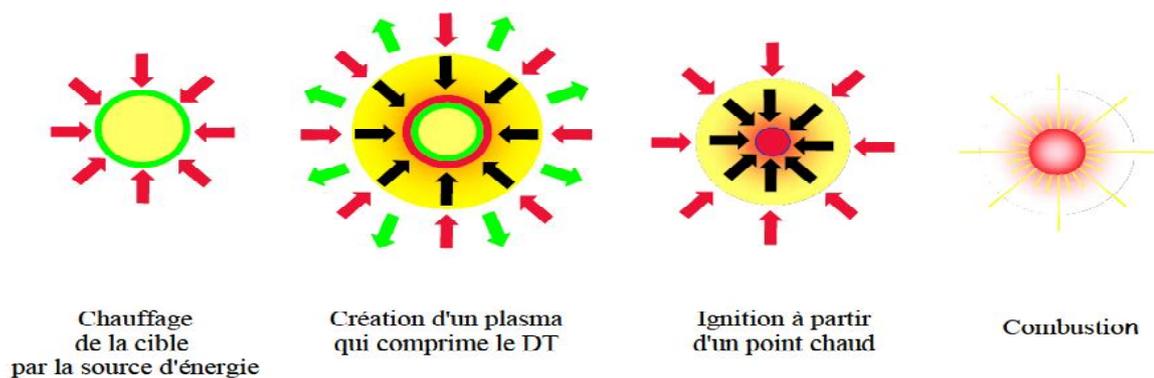


Figure 1-11: Fusion inertielle

La fusion magnétique valable pour un plasma très dense, sachant qu'un plasma est essentiellement constitué de particules chargées sensibles au magnétisme. Les avantages cette fusion est que le temps de confinement peut être infini.

Remark 1 :*Si le critère est satisfait, l'énergie cinétique des particules qui naissent lors de la réaction de fusion accroît l'agitation globale du plasma et augmente sa température. De nouvelles fusions se produisent et le processus est entretenu.*

1.6 Principe de confinement magnétique

Le plasma est un fluide électriquement conducteur, mais neutre globalement, et dans lequel les ions et les électrons se meuvent presque indépendamment les uns des autres. Plongés dans un champ magnétique, ils vont suivre des trajectoires en forme d'hélices qui s'enroulent autour des lignes de champ et y restent piégés. C'est le principe du confinement magnétique [15], [16].



Figure 1-12: Les lignes de champs toroïdales et poloïdales

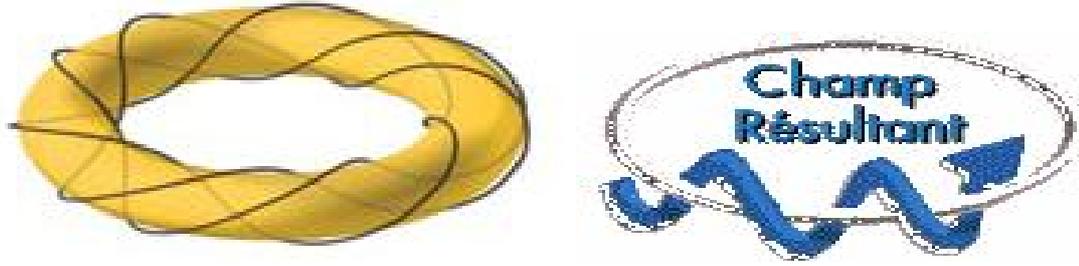


Figure1-13: Les lignes de champ hélicoïdales

Le plasma chaud et dense au sein duquel se déroulent les réactions de fusion doit être isolé de l'enceinte qui le contenant afin d'éviter les impuretés qui peut le refroidir. Donc la figure ci-dessus (figure 1-13) présente la méthode employée pour piéger les particules du plasma grâce à une configuration magnétique adaptée. Sachant que les particules chargées s'enroulent autour des lignes le champ donc transversalement au champ magnétique[2], ces particules sont animées d'un mouvement cyclotronique dont l' équation est

$$m \frac{dv}{dt} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.15)$$

Si le champ magnétique est uniforme, on voit que les trajectoires des particules sont des hélices dont le rayon est le rayon de Larmor (voir chap 3),[3].

$$\rho = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.16)$$

et que la vitesse des particules parallèle aux lignes de champs est constante. La fréquence de rotation de ces particules s'appelle la fréquence cyclotronique et s'écrit

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (1.17)$$

Ou q la charge électrique des particules; B le champ magnétique; m masse de particule. Leurs mouvements le long des lignes de champ reste libre et elles donc peuvent s'évader par les extrémités de la configuration pour cela en refermant la boite magnétique pour

former un tore (figure 1-12) en appliquant un champ toroïdal [17].

Toutefois ça n'est pas suffisant dans une telle configuration les particules sont animées d'une vitesse de dérive verticale qui laisse fuir le plasma. Pour cela on ajoute un champ magnétique dit poloïdal perpendiculaire au champ toroïdal [18] pour que les lignes de champ doivent être hélicoïdales afin que la dérive soit compensée au cours du mouvement (figure 1-13 et fig 1-14-(a)).

1.6.1 Paramètres géométriques de la configuration magnétique

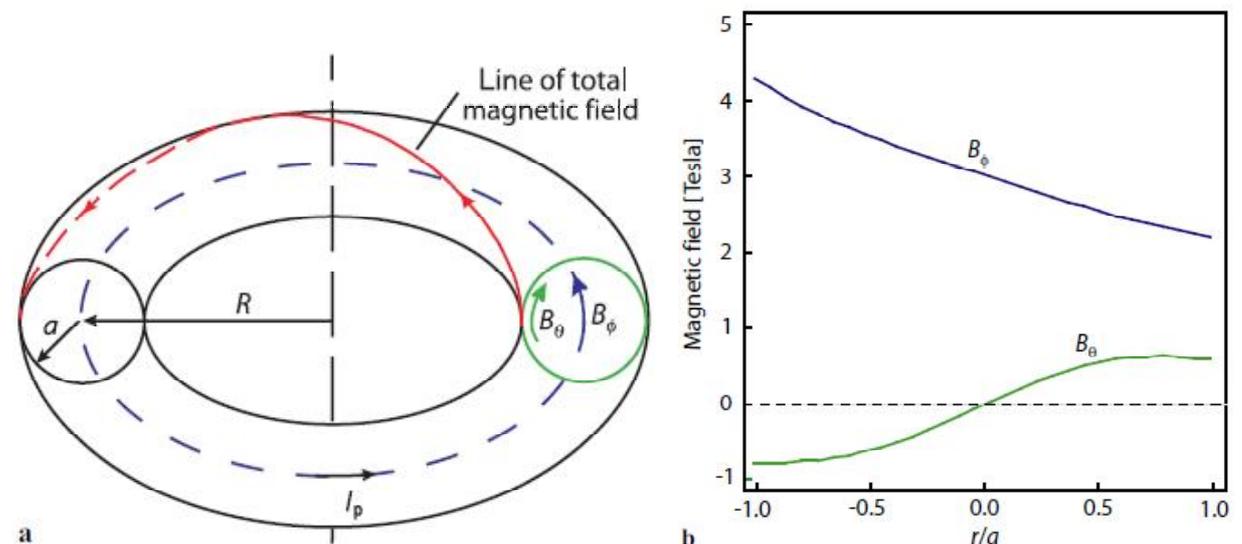


Figure 1-14: (a) Géométrie d'un tore (b) Variation des champs magnétiques toroïdal et poloïdal [18].

La figure 1-14-(a) représente un schéma de la géométrie d'un Tokamak (Voir le paragraphe suivant) en illustrant les paramètres géométriques principaux suivants:

- *Le rayon majeur (le grand rayon):* est la distance entre l'axe central de symétrie et le centre de l'anneau toroïdal; noté R .

- *Le rayon mineur (le petit rayon):* 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. Cepen-

dant, ce champ est courbé d'après la relation:

$$B_\phi = \frac{\mu_0 I_\phi}{2\pi R} \quad (1.18)$$

I_ϕ est le courant total circulant dans la bobine. L'amplitude de B_ϕ diminue avec la diminution de rayon depuis le centre de tore.

- *Le champ poloïdal B_θ est dirigé autour de la circonférence courte de tore.*

La ligne du champ en rouge correspondant au champ total qui a la forme d'une hélice autour du tore. La configuration magnétique consiste à un ensemble d'hélices imbriqués avec des angles d'injection différents.

La figure 1-14-(b) représente la variation spatiale des champs B_ϕ et B_θ à travers la section transversale poloïdale du tore; r est la coordonnée de petit rayon. Notant que les deux champs ont des amplitudes différentes.

1.7 Les dispositifs de confinement : Tokamak

Depuis trente ans, des efforts importants ont été consacrés aux recherches sur la mise en oeuvre de la fusion contrôlée. Jusqu'à présent, le critère de Lawson n'a pas été satisfait : les réactions obtenues ne dégagent pas encore suffisamment d'énergie pour s'entretenir elles-mêmes.

Parmi les dispositifs réalisés, le Tokamak qui est une abréviation des quatre mots russes "*Toroïdalnaya-kamera-magnitnaya-katushka*", signifie "chambre toroïdale avec des bobines magnétique" met en oeuvre le principe du confinement magnétique du plasma semble le plus prometteur afin d'arriver à produire de l'énergie à l'aide des réactions de fusion décrite au paragraphe (1.4).

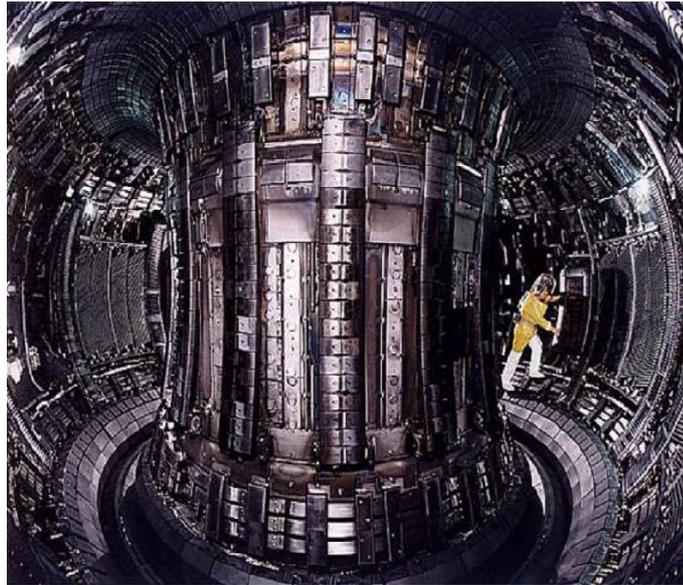


Figure 1-15: Les défis scientifiques de la fusion magnétique [21]

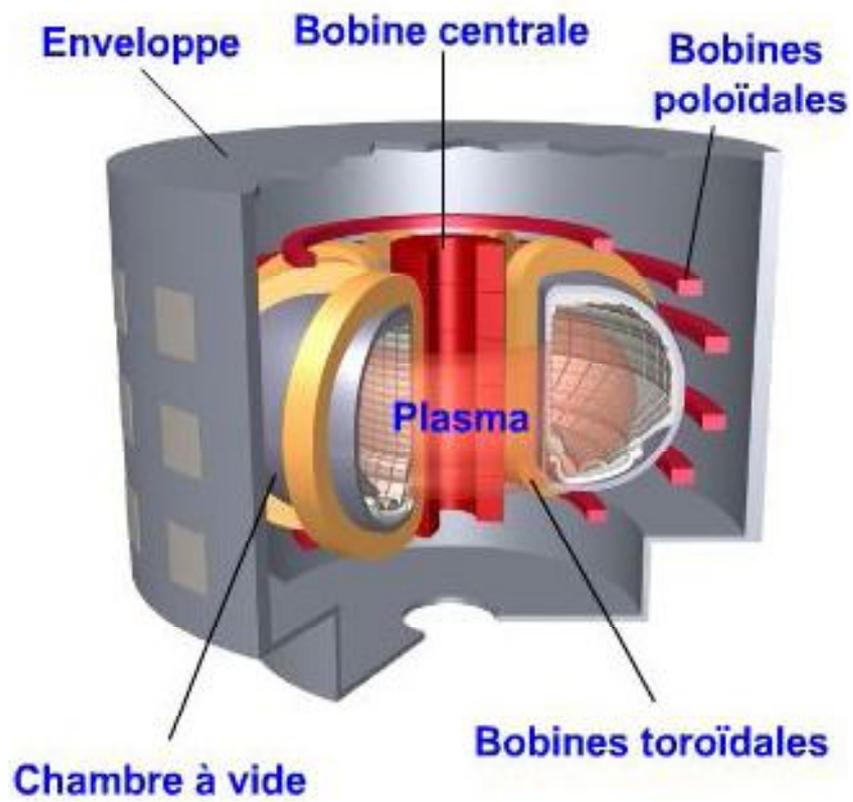


Figure 1-16: Principaux composants du Tokamak [?].

1.7.1 Les principaux composants d'un Tokamak :

Enveloppe: Pour ITER, cette enveloppe est constituée par la paroi du cryostat, tout ce qui se trouve à l'intérieur est plongé dans l'hélium liquide, notamment pour maintenir les bobines dans l'état supraconducteur.

Chambre à vide: la chambre à vide en forme d'anneau (tore) est le lieu où se forme le plasma (mélange de deutérium et le tritium), ses parois sont tapissées d'éléments en composants carbonés..

Bobine poloïdales: (06 bobines dans ITER) servent à asservir la position de plasma pendant le fonctionnement de la machine, pour éviter qu'il ne touche pas les parois en créant un champ poloïdal B_θ assurant sa stabilité . Elle participe également au chauffage du plasma au démarrage.

Bobine toloïdales (18 bobines dans ITER) servent à créer le champ toroïdal B_ϕ qui permet au plasma de circuler et se maintenir au centre à la chambre à vide.

Plasma : est gaz (deutérium et tritium) soumis au chauffage intense (plus de 10 millions de degrés) et dans lequel ont lieu les réactions de fusion.

Bobine centrale: Cet ensemble de bobines (06 dans ITER) constitue le circuit primaire du transformateur qui permet de chauffage du plasma par effet Joules en faisant circulant un courant dans le plasma dans sa phase initiale. Donc ce dispositif à le principe d'un transformateur comme indique la figure 1-17. Il y a des machines où la bobine centrale est remplacé par noyau de fer portée un enroulements primaire (Voir figure 1-17-(b)).

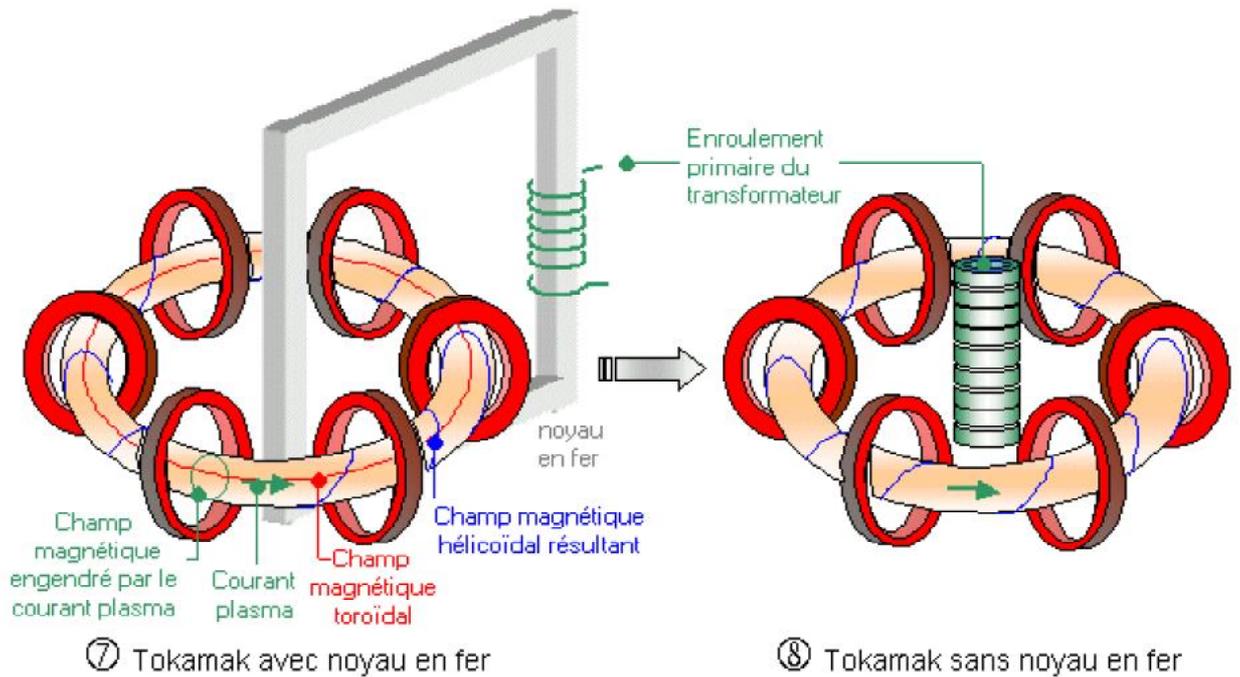


Figure 1-17 Schéma du transformateur, Tokamak

Le courant du plasma est créé par induction dans le transformateur dont le primaire est un bobinage à courant alternatif et le secondaire est le plasma lui-même. La bobine centrale ou bien le noyau en fer du transformateur passe au milieu du tore [13]. L'ordre de grandeur du courant passant dans le plasma est de Méga Ampère, 106 A.

Le facteur de sécurité q caractérise le taux d'enroulement des lignes de champ tel que[10]:

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{rB_\phi}{RB_\theta} \quad (1.19)$$

Il signifie aussi le nombre de tours toroïdal effectué pour un tour poloïdal [20].

1.7.2 Description du mécanisme de fonctionnement:

1- Tout d'abord, en faisant circuler un courant dans la colonne centrale, on forme le champ magnétique toroïdal B_ϕ qui va décroître comme $1/R$, où R est le grand rayon du Tokamak.

2- A cause de cette décroissance de B_ϕ en $1/R$, nous obtenons un gradient magnétique

ce qui a pour tendance à séparer les ions des électrons. Les électrons vont monter et les ions descendre.

3- La conséquence de cette séparation va être l'apparition d'un champ électrique vertical du bas en haut; ce qui va éjecter les deux espèces de particules vers l'extérieur du Tokamak.

4- Pour remédier à ça, c'est de faire circuler un courant toroïdal I_p dans le plasma pour induire un champ poloïdal B_θ dont le but est former des lignes de champs magnétique hélicoïdale et ainsi reconnecter les deux espèces de particules.

5- Finalement, pour maintenir cette configuration toroïdale en équilibre, un champ vertical est nécessaire pour compenser la force radiale due à la pression et à une force due au courant circulant dans l'anneau torique. La résultante de ces deux forces est une force totale centrifuge. Pour obtenir l'équilibre, il faut appliquer une force centripète de même intensité. On la génère par l'application d'un champ vertical uniforme B_v qui induira une force centripète égale à $I_p B_v$. *La stabilité* est ainsi obtenue.

1.8 Stabilité & disruption d'un plasma

Puisque le plasma de tokamak n'a pas exactement la forme torique, nous pouvons lui affecter une forme afin de maintenir sa stabilité. Alors nous plaçons des bobines poloidales horizontalement autour de tore car la stabilité du plasma est très importante pour éviter les pertes de confinement.

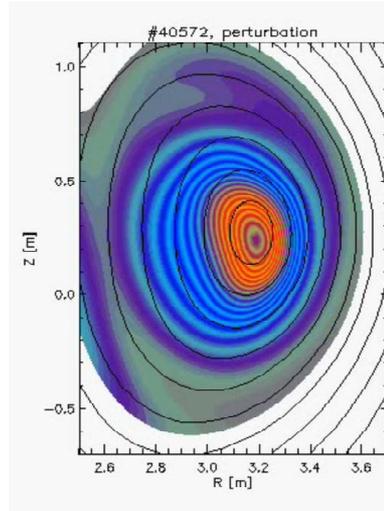


Figure 1-18: *La disruption* dans un plasma

Une petite perturbation non maîtrisée à temps peut s'accroître et mener à *une disruption*, c'est à dire une perte totale du confinement du plasma. Il suffit d'une variation partielle du courant induit dans le plasma pour déclencher une disruption comme il est indiqué par la figure 1-18, le centre du plasma confiné en orange à haute température et l'enveloppe bleue est la périphérie du plasma. Cette disruption implique la décharge du plasma et elle a des conséquences sur les parties métalliques entourant le tokamak. Il faut alors utiliser des matériaux non magnétiques et électriquement isolés. L'isolation des parties du tokamak avant son utilisation est importante [13].

1.9 Production et transformation de l'énergie

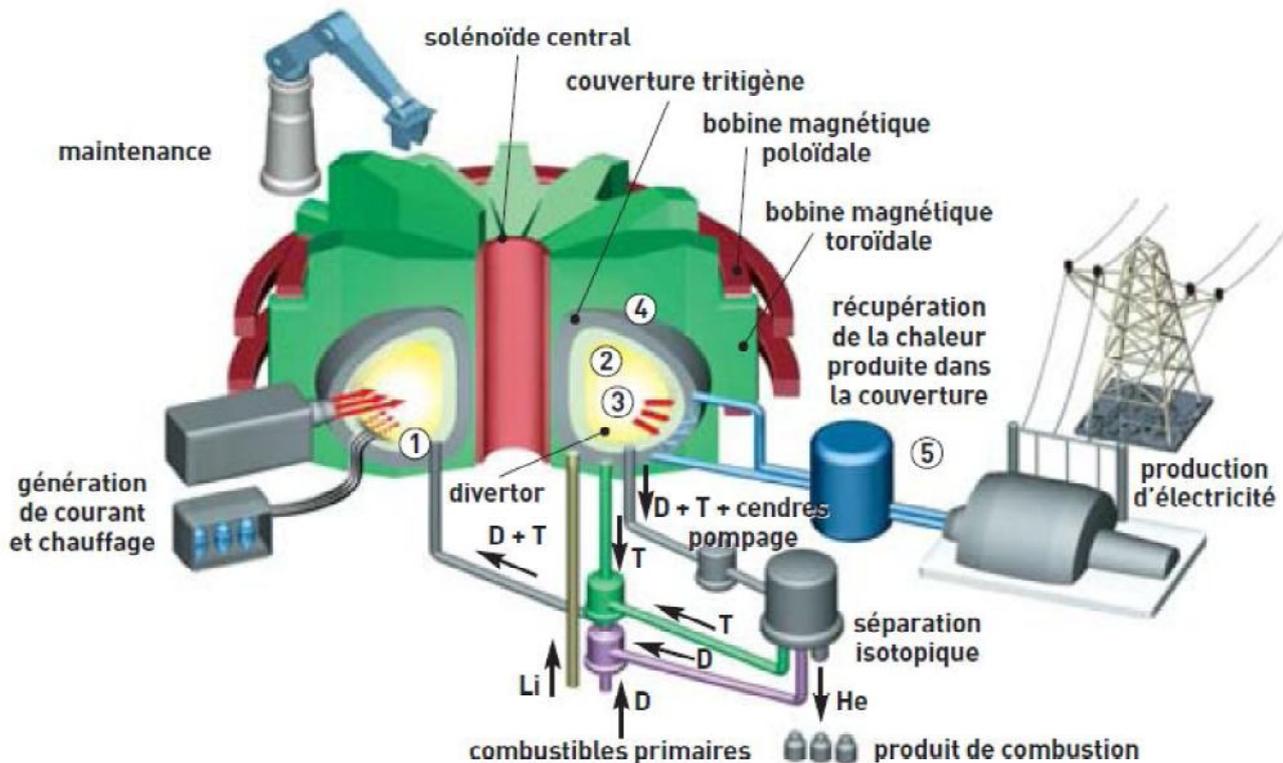


Figure 1-19: Principe de production d'énergie [9], [7]

Le mélange combustible $D-T$ est injecté (1) dans une chambre où, grâce au système de confinement et de chauffage il passe à l'état de plasma et brûle de façon continue (2).

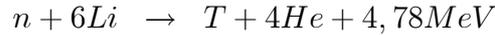
Le plasma produit des cendres (les atomes d'hélium) et de l'énergie sous forme de particules chargées ou de rayonnement (3). Les particules chargées et le rayonnement s'amortissent en abandonnant leur énergie dans la première paroi qui, comme son nom l'indique, est le premier élément matériel rencontré au-delà du plasma [?]. L'énergie qui apparaît sous forme d'énergie cinétique des neutrons est, quant à elle, convertie en chaleur dans la couverture (4), élément situé après la première paroi, mais néanmoins à l'intérieur de la chambre à vide.

La chambre à vide elle-même est le composant qui clôt l'espace où a lieu la réaction de fusion. Première paroi, couverture et chambre à vide sont bien évidemment refroidies par un système d'extraction de la chaleur. La chaleur est utilisée pour produire de la

vapeur et alimenter un ensemble classique turbine et alternateur producteur d'électricité (5). Revenons un peu sur la couverture (4) qui remplit en fait plusieurs fonctions :

- Son premier rôle consiste à récupérer l'énergie que les neutrons abandonnent en échauffant les matériaux. Un fluide colporteur circule dans la structure et évacue la chaleur produite vers les équipements classiques que sont le générateur de vapeur, la turbine et l'alternateur où est finalement générée l'électricité..

- Le deuxième rôle de la couverture est de produire le tritium nécessaire à la réaction de fusion. Le tritium n'existe en fait qu'en très petite quantité dans la nature. Il sera donc produit in-situ par bombardement neutronique sur un autre corps aisément disponible, le lithium via les réactions suivantes :



On a évidemment intérêt à privilégier la première réaction qui dégage de l'énergie :

- la couverture est ainsi, elle aussi, le siège de réactions productrices d'énergie qui interviennent pour 20% dans le bilan du réacteur. Le lithium peut être sous forme solide (céramique) ou liquide (alliage métallique), suivant le concept de couverture utilisé.

La couverture doit enfin jouer un rôle de protection neutronique en réduisant considérablement l'énergie et le flux neutronique afin d'abriter les composants suivants (chambre à vide, système magnétique...).

Pour atteindre un rendement global de l'ordre de 35%, un réacteur devra pouvoir réaliser des facteurs d'amplification de l'énergie Q supérieurs à 25 – 30. Ceci impose que les réacteurs de fusion seront nécessairement des unités de grande taille, typiquement capables de produire 1000MW électrique. La fusion, à la différence des autres sources d'énergie, ne peut se concevoir en petites unités.

1.10 Conclusion:

La fusion thermonucléaire est gouvernée par le critère de Lawson, critère de triple produit $n \langle T \rangle \tau_E$ soit supérieur à $3.10^{21} m^3.keV.s$ pour un plasma très dense et très chaud avec des temps de confinement longs ($\sim 1s$) pour le confinement magnétique. Ce champ de confinement possède la géométrie hélicoïdale résultant des champs magnétiques toroïdal et poloïdal. Le dispositif qui est capable de posséder cette configuration est le Tokamak. Ce dispositif vérifiera son rôle comme réacteur en produisant des réactions de fusion entre le D-T qui donnent une importante énergie. Cette énergie sera convertie en énergie électrique par des installations destinées à cet objectif.

Cet accomplissement est considéré comme le grand événement scientifique de vingtième siècle car il va résoudre les problèmes d'épuisement des combustibles et les remplacer par l'énergie de fusion. A cet effet l'objectif du projet international ITER avec la collaboration de l'union Européen est la réalisation d'un grand réacteur pour la production d'énergie à des raison pacifique, abondante inépuisable et plus propre, au delà de 2050.

Si la fusion a pu être utilisée dans le domaine militaire avec les bombe H ; il n'existe pas encore d'application civile de la fusion pour la production d'électricité.

Chapitre II

Ondes Dans Les Plasmas Froids Magnétisés- Application de la Rotation de Faraday

Chapitre 2

Ondes Dans Les Plasmas Froids Magnétisés- Application de la rotation de Faraday

L'Interaction onde plasma est sujet d'étude très actif et intensif surtout durant ces dernières années grâce à ses applications très diverses et en plein développement dans plusieurs domaines: fusion thermonucléaire, l'électronique , traitement des matériaux,etc.. Ce thème de recherche fait partie de la physique des plasmas qui trouve ses origines autour des années 1920. Il est lié à d'autre branche de la physique comme l'électrodynamique et l'électromagnétisme.

Cette branche de la physique s'intéresse aux ensembles de particules chargées macroscopiquement neutres comme les gaz partiellement ou totalement ionisés connus sous le nom plasma. Ce terme "plasma" a été introduit pour la première fois en 1928 par le physicien américain *Irving Langmuir* par analogie avec le plasma sanguin. C'est l'état de la matière le plus présent dans notre univers au travers des étoiles et de la matière interstellaire, il constitue environ 99% de l'univers. Une description détaillée du notion plasma a été présentée dans le premier chapitre.

A côté de l'étude des propriétés du plasma, une importante application de ce domaine

est l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans un tel milieu méttant en jeu la propagation concertée de particules et de champs [22].

Du fait qu'un plasma combine les effets électromagnétiques aux mouvement des particules (effets fluides ou cinétiques), en général, tout intéragit et beaucoup d'ondes de nature différentes peuvent se propager et la nature de ces ondes est en général plus compliquée que dans le vide ou dans les gaz neutres. Selon la présence d'un champ magnétique oscillant les modes propagatif sont électrostatiques ou électromagnétiques.

Parmi les célèbres travaux de recherche réalisés dans ce domaine, les travaux de V.L.Ginzburg en 1961 " the propagation of electromagnetic waves in plasmas", I.Gekker en 1988 " Strong electromagnetic fields in plasma, D.G.Swanson en 1989 "plasma waves", T.H.Stix en 1992 "waves in plasma", ect.....et d'autres.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents types d'ondes pouvant se propager dans les plasmas froids, homogènes, stationnaires soumis à un champ magnétique statique, uniforme. Pour chaque mode, nous obtenons une relation entre la fréquence et le vecteur d'onde appelée *relation de dispersion* et la nature d'onde est associée au mouvement des particules:

- Electronique: seuls les électrons sont en mouvement (ondes haute fréquence).
- Ionique: seuls les ions sont en mouvement (ondes basse fréquence).

2.1 Notions Générales:

Dans un plasma, les variations du champ électromagnétique et les mouvements des particules chargées sont couplés en constituant *un système de couplage champ-particules*. Ce système est présenté par l'organigramme dans la figure (2-1),[23].

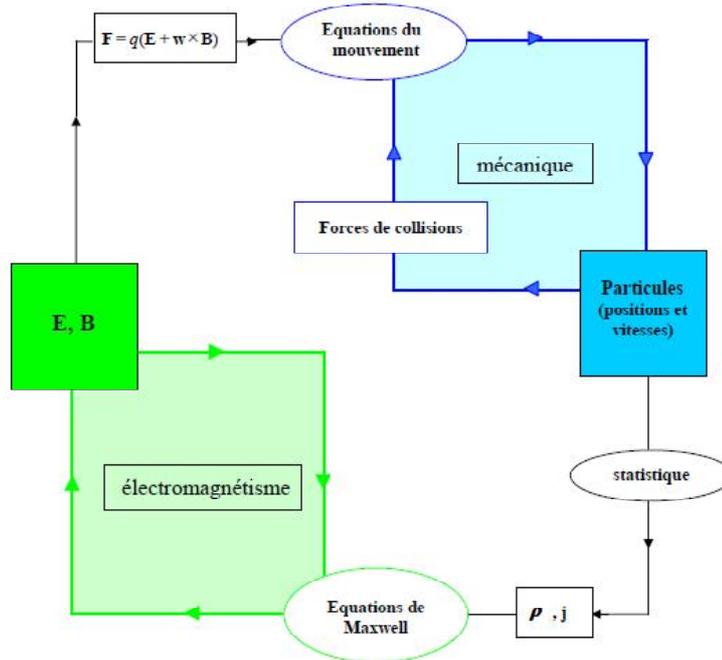


Figure 2-1: Système couplé champ- particules

D'Après cet organigramme :

- Si on connaît les champs \vec{E} et \vec{B} , on connaît les forces électromagnétiques s'exerçant sur les particules et comment ces forces influent sur les trajectoires, on peut en déduire, par un peu de statistique, les évolutions de ρ et \vec{j} .

- Si on connaît la position et la vitesse de toutes les particules du plasma, électron et ions, on peut en déduire la densité de charge ρ et le courant \vec{j} qui sont les termes sources, dans les équations de Maxwell, des champs \vec{E} et \vec{B} .

2.1.1 Equations de Maxwell:

Une onde électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) au sein du plasma est décrit par les équations de Maxwell suivantes:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{ext} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{ext} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Où \vec{E} est le champ électrique, \vec{D} le déplacement électrique, \vec{B} le champ magnétique (l'induction magnétique), \vec{H} l'intensité magnétique, \vec{j} et ρ_{ext} sont les densité de charges et de courant créées par des sources extérieures. A ces relations, il est important d'ajouter le courant de polarisation dans \vec{D} . Ainsi, si l'on appelle \vec{j}_{tot} la densité de courant, on a

$$\vec{j}_{tot} = \vec{j} + \vec{j}_{ext} \quad (2.5)$$

Avec \vec{j} est le courant qui s'établit dans le plasma en réponse à l'excitation électromagnétique. Par définition, on a:

$$\vec{j}_{tot} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{j}_{ext} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.6)$$

2.1.2 Relation constitutive du milieu:

Cette relation est basée sur la réponse du plasma à une excitation extérieure. Cela signifie qu'il faut trouver une relation entre le \vec{D} et \vec{E} , ainsi qu'entre \vec{B} et \vec{H} .

On peut supposer comme dans le vide la relation:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.7)$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} (SI)$ est la perméabilité de vide. Par contre la relation entre \vec{D} et \vec{E} n'est pas le cas. Ainsi on peut écrire 2.6

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.8)$$

Donc $\vec{j}_{tot} = \vec{j} + \vec{j}_{ext}$ le courant total dans le plasma. Pour exprimer $\vec{j} = \vec{j}(\vec{E})$ la relation constitutive du milieu, il faut décrire le plasma de manière statistique .

2.1.3 Description statistique du plasma:

Dans un plasma, la densité de charges et de courant sont données en fonction de la fonction de distribution

$$\rho(r, t) = \sum_s q_s \int d^3v. f_s(r, v, t) \quad (2.9)$$

$$\vec{j}(r, t) = \sum_s q_s \int d^3v. \vec{v}. f_s(r, v, t) \quad (2.10)$$

La somme s'étend sur toutes les espèces s , de charge q_s , du plasma. La fonction de distribution de chacune de ces espèces obéit à une équation cinétique de la forme

$$\frac{df_s}{dt} \equiv \frac{\partial f_s}{\partial t} + v. \frac{\partial f_s}{\partial r} + \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right). \frac{\partial f_s}{\partial v} = \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.11)$$

Le membre droite de cette équation décrit les collisions entre l'espèce s et les autres espèces du plasma. Une non linéarité apparaît dans le terme $\frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right). \frac{\partial f_s}{\partial v}$ de l'équation (2.11). C'est un terme multiplicatif entre la force de Lorentz (donc les champs) et la fonction de distribution. En toute rigueur, le terme de collisions est lui-même non linéaire, mais il s'agit d'une non-linéarité moins cruciale que la première et pour le moment, nous ne nous en préoccupons pas.

Approximation linéaire:

D'après l'hypothèse linéaire soit la propagation ou l'absorption des ondes dans un plasma, cette hypothèse suppose que l'onde est une perturbation d'ordre 1 de l'équilibre de plasma [?]. Cette hypothèse est bien vérifiée dans les plasmas de fusion. Alors, la fonction de

distribution peut se décomposer en

$$f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) \equiv f_{s,0}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \delta f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.12)$$

La réponse du plasma en termes de densité de charges et de courant s'écrit alors:

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum_s q_s \int d^3v. \delta f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.13)$$

$$\vec{j}(r, t) = \sum_s q_s \int d^3v. \vec{v}. \delta f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.14)$$

Puisque δf_s est supposée dépendre linéairement de \vec{E} , \vec{j} aussi est une fonction linéaire de \vec{E} . Mais cette relation reste toujours compliquée vu les propriétés de plasma.

2.1.4 Propriétés du milieu plasma:

Dans milieu isotrope sans dispersion spatiale ni temporelle, \vec{j} s'écrit:

$$\vec{j}(r, t) = \sigma(r, t). \vec{E}(r, t) \quad (2.15)$$

σ : est la conductivité linéaire et la relation (2.15) est locale en espace et en temps. C'est la description d'un milieu diélectrique idéal, mais le milieu plasma possède plusieurs caractéristiques:

Anisotropie: Un plasma de fusion magnétique est *anisotrope*, du fait de la présence d'un champ de confinement puissant. Il ne va pas répondre de la même façon, selon la direction selon laquelle s'exerce l'excitation (voir Fig. 2-2)

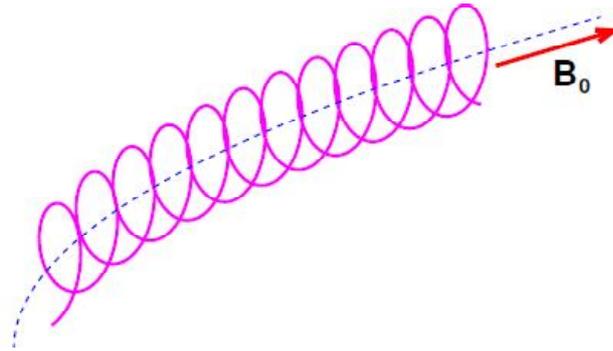


Figure 2-2: Anisotropie d'un plasma confiné par un champ magnétique

Donc la relation (2.15) devient :

$$\vec{j}(r, t) = \bar{\sigma}(r, t) \cdot \vec{E}(r, t) \quad (2.16)$$

$\bar{\sigma}$ est le tenseur de conductivité.

Dispersion temporelle: Le plasma est constitué d'un ensemble d'électrons, ainsi que d'ions plus ou moins lourds. En fonction de la fréquence de l'onde, l'inertie de ces derniers fait qu'ils vont éventuellement répondre avec un certain retard à l'excitation (Fig. 2-3)

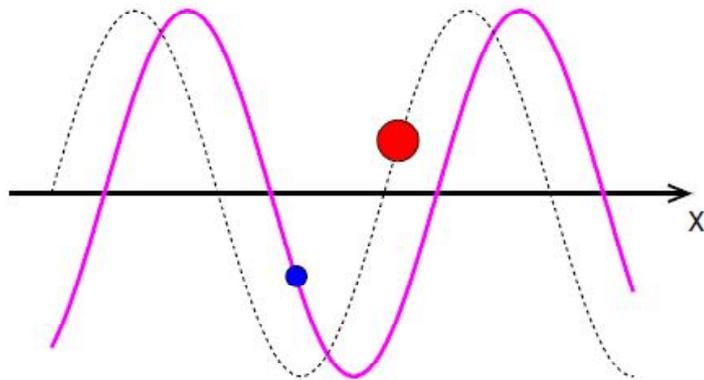


Figure 2-3: Dispersion temporelle dans un plasma

Donc, la réponse du plasma au temps t dépend de l'excitation au temps t' .

On obtient alors une relation temporellement non-locale :

$$\vec{j}(r, t) = \int_{-\infty}^t dt' \bar{\sigma}(r, t, t') \cdot \vec{E}(r, t') \quad (2.17)$$

Dans ce cas $\bar{\sigma}$ est le noyau de conductivité.

Dispersion spatiale: Dans un plasma, la température finie induit une agitation thermique, et les particules se déplacent. Ceci signifie qu'une particule à la position r retient, dans une certaine mesure, la mémoire du champ quelle a vu sur sa trajectoire (Fig.2-4).

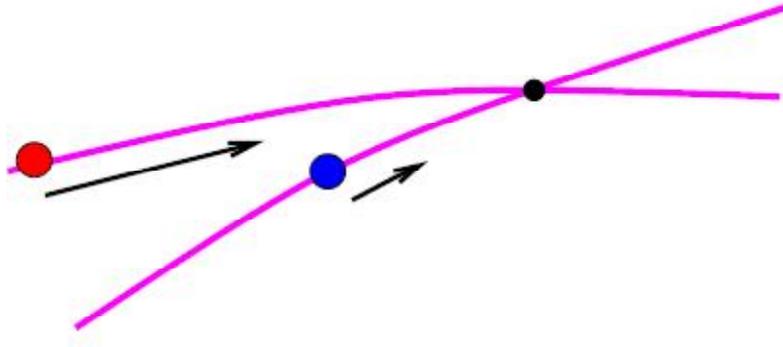


Figure 2-4: Dispersion spatiale dans un plasma

La relation entre \vec{j} et \vec{E} est donnée par:

$$\vec{j}(r, t) = \int d^3r' \bar{\sigma}(r, r', t) \cdot \vec{E}(r', t) \quad (2.18)$$

En rassemblant ces propriétés, la fonctionnelle $\vec{j}(\vec{E})$ s'écrit sous la forme générale:

$$\vec{j}(r, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d^3r' \bar{\sigma}(r, r', t, t') \cdot \vec{E}(r', t') \quad (2.19)$$

2.1.5 Le tenseur diélectrique:

Si le plasma est homogène, on doit avoir invariance par translation, ce qui implique $\bar{\sigma}(r, r', t, t') = \bar{\sigma}(r - r', t, t')$. Et s'il est stationnaire, alors $\bar{\sigma}(r, r', t, t') = \bar{\sigma}(r, r', t - t')$. La

relation 2.19 devient:

$$\vec{j}(r, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d^3 r' \bar{\sigma}(r - r', t - t') \cdot \vec{E}(r', t') \quad (2.20)$$

Une analyse de Fourier est appliquée à des quantités oscillantes telle que $(\vec{E}, \vec{j}) \propto \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t))$, permet d'écrire:

$$\vec{E}(r, t) = \int d\omega \int d^3 k \vec{E}(k, \omega) \cdot \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)) \quad (2.21)$$

$$\vec{j}(r, t) = \int d\omega \int d^3 k \vec{j}(k, \omega) \cdot \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)) \quad (2.22)$$

Remark 2 *On omettra généralement les facteurs 2π intervenant dans les transformées de Fourier.*

Dès lors, on peut réécrire l'équation (2.20), qui donne une relation locale dans l'espace de Fourier

$$\vec{j}(\vec{k}, \omega) = \bar{\sigma}(\vec{k}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) \quad (2.23)$$

En utilisant la relation (2.23) dans (2.8) et en effectuant une analyse de Fourier, on obtient

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \left(\vec{E} + \frac{i}{\omega \varepsilon_0} \vec{j} \right) = \varepsilon_0 \left(\bar{1} + \frac{i}{\omega \varepsilon_0} \bar{\sigma} \right) \cdot \vec{E} \equiv \varepsilon_0 \bar{K} \cdot \vec{E} \quad (2.24)$$

Donc le tenseur diélectrique est défini par:

$$\bar{\varepsilon} \equiv \varepsilon_0 \bar{K} = \varepsilon_0 \left(\bar{1} + \frac{i}{\omega \varepsilon_0} \bar{\sigma} \right) \quad (2.25)$$

Modèle fluide [24]

Le plasma est décrit comme un fluide à deux composantes s (électrons et ions) de densité N_s et de vitesse V_s obéissant aux équations de conservation suivantes:

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N_s \vec{V}_s) = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \vec{V}_s}{\partial t} + \vec{V}_s \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_s = \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{V}_s \wedge \vec{B}_0 + \vec{V}_s \wedge \vec{B} \right) - \left(\frac{\vec{\nabla} P_s}{(m_s N_s)} \right) \quad (2.27)$$

Le terme de pression entre parenthèses présente les effets de température qui ne seront pas conservés par la suite. On introduit les perturbations de densité n_s et de vitesses v_s , on trouve :

$$\begin{aligned} N_s &= n_0 + n_s \\ V_s &= v_s \end{aligned}$$

En négligeant les termes non linéaires d'ordre plus élevé, les équations (2.26) et (2.27) linéarisés deviennent:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + n_0 \nabla v_s = 0 \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v}_s \wedge \vec{B}_0 \right) \quad (2.29)$$

Dans l'espace de Fourier, ces équations s'écrivent:

$$-i\omega n_s + in_0 \vec{k} \cdot \vec{v}_s = 0 \quad (2.30)$$

$$-i\omega \vec{v}_s = \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E} + \vec{v}_s \wedge \vec{B}_0 \right) \quad (2.31)$$

Tenseur de Mobilité:

Le tenseur de mobilité $\overline{\overline{\mu}}_s$ de l'espèce s reliant la vitesse de fluide avec le champ électrique est

$$\vec{v}_s = \overline{\overline{\mu}}_s \cdot \vec{E} \quad (2.32)$$

Pour $\vec{B}_0 // \vec{Oz}$ le tenseur de mobilité s'écrit:

$$\overline{\overline{\mu}}_s = i \frac{q_s}{m_s} \begin{pmatrix} \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & i \varrho S \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ -i \varrho S \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\omega} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

$\varrho = \pm 1$ est le signe de la charge, ω_{ps} et ω_{cs} la fréquence plasma et la fréquence cyclotronique:

Tenseur de Conductivité:

Le courant porté par les particules plasma est donné par:

$$\vec{j} = n_0 \sum q_s \vec{v}_s = n_0 \sum q_s \overline{\overline{\mu}}_s \vec{E} = \overline{\overline{\sigma}} \vec{E} \quad (2.34)$$

On obtient alors l'expression du tenseur de conductivité du plasma froid :

$$\overline{\overline{\sigma}} = n_0 \sum q_s \overline{\overline{\mu}}_s = i \varepsilon_0 \sum \omega_{ps}^2 \begin{pmatrix} \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & i \varrho S \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ -i \varrho S \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\omega} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Tenseur diélectrique:

Les équations (2.25) et (2.35) permette d'obtenir facilement le tenseur:

$$\begin{pmatrix} K_1 & K_2 & 0 \\ -K_2 & K_1 & 0 \\ 0 & 0 & K_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

Avec:

$$K_1 \equiv S \equiv \frac{1}{2} (R + L) = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \quad (2.37)$$

$$iK_2 \equiv D \equiv \frac{1}{2} (R - L) = \sum_j \frac{\varepsilon_s \omega_{cs} \omega_{ps}^2}{\omega (\omega^2 - \omega_{cs}^2)} \quad (2.38)$$

$$K_3 \equiv P = 1 - \sum_j \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (2.39)$$

S , D , R , L and P respectivement sont les notations de Stix [23] pour un plasma froid pour '*Sum*', '*Difference*', '*Right*', '*Left*' and '*Plasma*'. Aussi:

$$K_1 + iK_2 \equiv R \equiv S + D = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega (\omega + \varepsilon_s \omega_{cs})} \quad (2.40)$$

et

$$K_1 - iK_2 \equiv L \equiv S - D = 1 - \sum_j \frac{\omega_{ps}^2}{\omega (\omega - \varepsilon_s \omega_{cs})} \quad (2.41)$$

Où ε_s désigne le signe de la charge de l'espèce s .

2.2 Mode propres de propagation dans un plasma froid, homogène, stationnaire, magnétisé

Une description fluide du plasma froid est valide en l'absence de dispersion spatiale et de dissipation par interaction résonante onde-particule. Pratiquement, il suffit de s'assurer que pour: $\omega \gg \omega_{cs}$ pas d'interaction résonante, $k_{\perp} v_{th,s} / \omega_{cs} \gg 1$ faible magnétisation: l'onde ne voit pas le mouvement cyclotronique et $v_{\varphi} \gg v_{th,s}$ l'onde ne voit pas l'agitation thermique.

2.2.1 Equation de dispersion:

Les équations de Maxwell (2.3) et (2.4) peuvent être écrites

$$\vec{k} \wedge \vec{E} = \omega \vec{B} \quad (2.42)$$

et

$$\vec{k} \wedge \vec{B} = -\omega \mu_0 \overline{\overline{\epsilon}} \vec{E} + \mu_0 \vec{j}_{ext} \quad (2.43)$$

Quant aux équations (2.1) et (2.2) elles donnent respectivement :

$$k \cdot \overline{\overline{\epsilon}} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.44)$$

et

$$\vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.45)$$

On peut combiner les équations (2.42) et (2.43) pour trouver l'équation d'onde suivante:

$$\vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = i\omega \mu_0 \vec{j}_{ext} \quad (2.46)$$

Cette équation est purement locale. On suppose que les sources sont à l'infini: et l'on étudie le plasma dans le cas homogène, on trouve :

$$\overline{\overline{M}}_{k,\omega} \vec{E} \equiv \vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.47)$$

$\overline{\overline{M}}_{k,\omega}$ est une matrice représentant l'opérateur $\vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \cdot + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{K}} \cdot$.

Remark 3 :L'équation d'onde (2.47) est appelé aussi l'équation de Helmholtz en l'écrivant sous la forme (sans Transformé de Fourier):

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{k}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.48)$$

Les solutions non triviales pour le champ électriques sont obtenues pour

$$\det(\overline{\overline{M}}_{k,\omega}) = 0 \quad (2.49)$$

Car ce système $\overline{\overline{M}}_{k,\omega} \vec{E}$ linéaire homogène en \vec{E} n'admet de solutions non identiquement nulles que si son déterminant est nul. En introduisant l'indice de réfraction $\vec{n} \equiv \vec{k} c/\omega$, on peut encore écrire l'équation (2.47):

$$\vec{n} \wedge \vec{n} \wedge \vec{E} + \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.50)$$

Donc la relation (2.49):

$$\det(n_i n_j - n^2 \delta_{ij} + \overline{\overline{K}}) = 0 \quad (2.51)$$

Si on choisi \vec{n} dans le plan (xOz) et comme on a déjà choisi $\vec{B}_0 // \vec{k}$, l'équation (2.50) donne le système:

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.52)$$

Où θ est l'angle entre \vec{k} et l'axe \vec{Oz} . Le déterminant de cette matrice (c'est le même que dans (2.49) et (2.51) doit s'annulé. Cette condition donne une relation peut être développée en puissances de n comme suit

$$An^4 + Bn^2 + C = 0 \quad (2.53)$$

C'est donc la relation de dispersion du milieu. Avec:

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta$$

$$B = RL \sin^2 \theta + PS (1 + \cos^2 \theta)$$

$$C = PRL.$$

La solution de cette équation quartique donne en terme de l'angle θ

$$\tan^2 \theta = -\frac{P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)} \quad (2.54)$$

2.2.2 Coupures & Résonances

Le caractère dispersif du plasma est marqué par l'existence *des coupures* et *des résonances* qui séparent une région de propagation d'une région d'évanescence.

Résonances

La condition générale de la résonance est que l'indice $n^2 \rightarrow \infty$, donc $A = 0$, que l'on peut mettre sous la forme:

$$\tan^2 \theta = -\frac{P}{S} \quad (2.55)$$

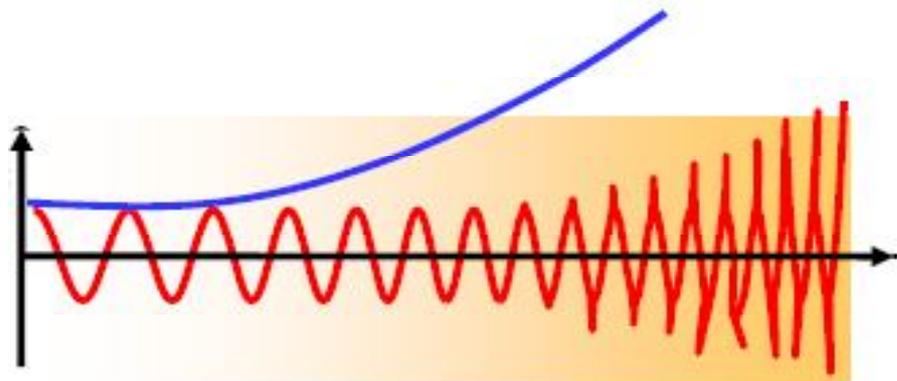


Figure 2-5: Phénomène de résonance

Les résonances dépendent de l'angle de propagation, et donnent lieu au phénomène *des cônes de résonance*.

Coupures

La condition générale de la coupure est que l'indice $n^2 \rightarrow 0$, donc $C = 0$, que l'on peut mettre sous la forme:

$$C = PRL = 0 \quad (2.56)$$

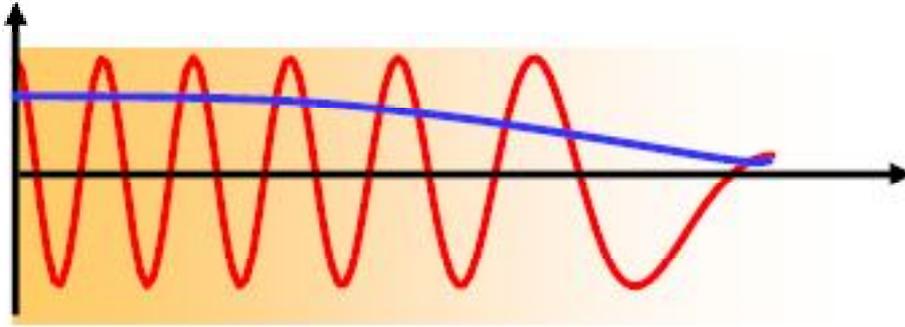


Figure 2-6: Phénomène de coupure

donc de(2.40) et (2.41), on trouve:

$$S = \pm D \quad (2.57)$$

Nous avons la coupure de plasma $\omega = \omega_p$ et deux autres coupures dite droite et gauche pour $\omega \gg \omega_{ci}, \omega_{pi}$ sont:

$$\omega_D = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} + \omega_{ce} \right) \quad (2.58)$$

$$\omega_G = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} - \omega_{ce} \right) \quad (2.59)$$

Résumé des cas à étudier

Propagation parallèle à \vec{B}_0	$\theta = 0$
(a) $P = K_3 = 0$	des oscillations plasma
(b) $n^2 = R = K_1 + iK_2$	onde polarisée droite
(c) $n^2 = L = K_1 - iK_2$	onde polarisée gauche

Tableau (2-1)

Propagation perpendiculaire à \vec{B}_0	$\theta = \frac{\pi}{2}$
(a) $n^2 = P = K_3$	Onde ordinaire "O"
(b) $n^2 = RL/S = (K_1^2 + K_2^2)/K_1$	Onde "X"

Tableau (2-2)

2.2.3 Propagation perpendiculaire

Une propagation perpendiculaire au champ magnétique extérieur $\vec{k} \perp \vec{B}_0$ correspond à $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Mode Ordinaire

L'onde ordinaire est une onde transverse avec $\vec{E} // \vec{B}_0$ polarisée rectilignement. Dans ce cas, la relation de dispersion est la même que dans un plasma non magnétisé, elle est donnée par

$$n_o^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.60)$$

Dans ce mode il y a propagation d'onde si $\omega^2 > \omega_p^2$ et elle dépend uniquement de la densité du plasma (car $\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2$ ne dépend que de la densité). On observe dans la figure 2-7-(a) que $n_o^2 \rightarrow 1$, quand $\omega \rightarrow \infty$. Voir la figure

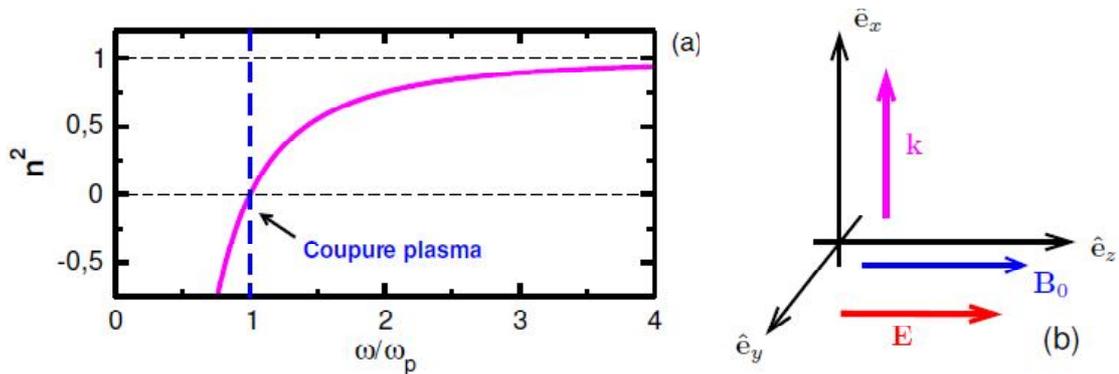


Figure 2-7-(a):Relation de dispersion pour le mode O (b) Polarisation de mode O

Coupures	$n^2 \rightarrow 0$	Resonances	$n^2 \rightarrow \infty$
$\omega = \omega_p$		pas de resonance	

Tableau (2-3)

Comme il est indiqué sur la tableau (2-3), la coupure est définie pour une indice nulle, elle sépare un domaine de fréquence de propagation ($k^2 > 0$) de domaine d'évanescence ($k^2 < 0$). Pour Ce mode, la fréquence de coupure est égale à la fréquence de plasma et il n'y a pas de résonance.

Mode Extraordinaire

L'onde extraordinaire est polarisée elliptiquement avec $\vec{E} \perp \vec{B}_0$. Ce mode est défini par la relation de dispersion suivante:

$$n_x^2 = \frac{RL}{S} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)}{(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (2.61)$$

$$n_x^2 = \frac{RL}{S} = \frac{[(\omega + \omega_{ci})(\omega - \omega_{ce}) - \omega_{pe}^2][(\omega - \omega_{ci})(\omega + \omega_{ce}) - \omega_{pe}^2]}{(\omega^2 - \omega_{ci}^2)(\omega^2 - \omega_{ce}^2) + (\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2)(\omega_{ce}\omega_{ci} - \omega^2)} \quad (2.62)$$

Coupures
$\omega_x = \pm \frac{\omega_{ce} - \omega_{ci}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{ce} + \omega_{ci}}{2}\right)^2 + \omega_p^2}$
Plasma dense: $\omega_x \simeq \omega_{pe} \pm \frac{1}{2}\omega_{ce}$
lasma ténu : $\omega_x = \begin{cases} \omega_{ce} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}} \\ \omega_{ci} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}} \end{cases}$

Tableau (2-4)

Résonance
Resonance hybride haute: $\omega_{Xuh}^2 = (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)$
Resonance hybride basse: $\omega_{Xlh}^2 = \omega_{ce}\omega_{ci} \left(\frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}\omega_{ci}}{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \right)$

Tableau (2-5)

En cherchant les racines de numérateur de l'équation (2.61) , nous trouvons deux coupures comme il est indiqué dans le tableau (2-4), (ce cas est déjà trouvé pour $S = \pm D$). Les deux fréquences de coupures pour un plasma dense sont calculées pour $\omega_{ps} \gg \omega_{cs}$ et pour le plasma ténu en considérant $\omega_{ps} \gg \omega_{cs}$.

La résonance est définie pour $n^2 \rightarrow \infty$, ce qui correspond à $k \rightarrow \infty$ et une vitesse de phase $v_\varphi = 0$. Il se crée un transfert d'énergie entre l'onde et le milieu. Dans ce cas une onde est absorbée lorsqu'elle est à la fréquence hybride haute " *Upper Hybrid Resonance*" ou à la fréquence hybride basse " *Lower Hybrid Resonance*" comme il est figuré dans le tableau (2-5), [24].

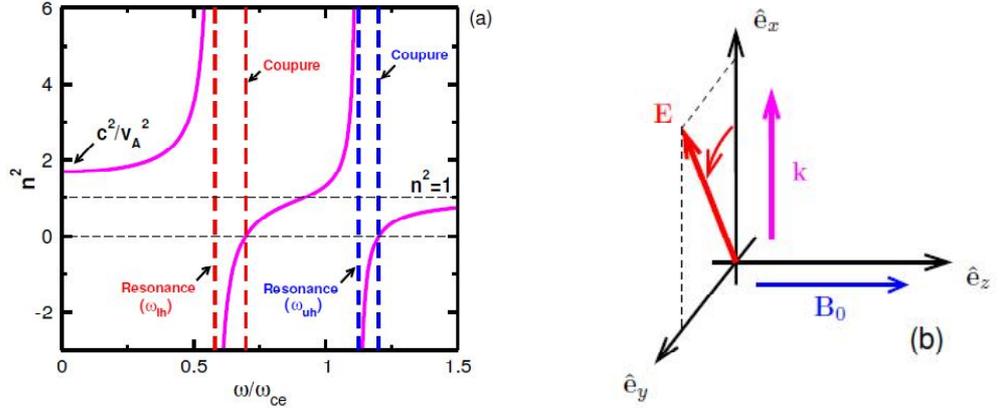


Figure 2-8-(a): Relation de dispersion pour mode X. (a) Polarisation du mode X

2.2.4 Propagation parallèle:

Onde de Langmuir

La propagation parallèle est définie par $\theta = 0$. Dans le cas d'une résonance l'équation (2.55) est nulle, donc $P = 0$, c'est la coupure. Aussi $S = \frac{1}{2}(R + L) \rightarrow \infty$ donc $R \rightarrow \infty$ (résonance cyclotron électron) et $L \rightarrow \infty$ (résonance cyclotron ion).

Ce mode correspond au mode de Langmuir, le mode de plasma électronique qui se propage que pour des fréquence légèrement supérieure à la fréquence plasma. donné par

$$\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2} \approx \omega_{pe} \quad (2.63)$$

Soit $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3}{2}v_m^2 k^2 > \omega_{pe}^2$, on obtient cette équation en incluant le terme de pression électronique [4].

Les Whistlers

Whistler ionique (Mode circulaire gauche) : Pour un plasma constitués des électrons et des ions, la relation de dispersion pour une onde en mode droit est donnée par

$$n_L^2 = R = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + \omega_{ci})} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})} \quad (2.64)$$

La résonance est clairement à $\omega = \omega_{ce}$ c'est la résonance cyclotron électronique. La fréquence de coupure quand $n^2 = R = 0$ est donnée par

$$\omega_L = \frac{\omega_{ce} - \omega_{ci}}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce} + \omega_{ci}}{2} \right)^2 + \omega_p^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.65)$$

Où $\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2$.

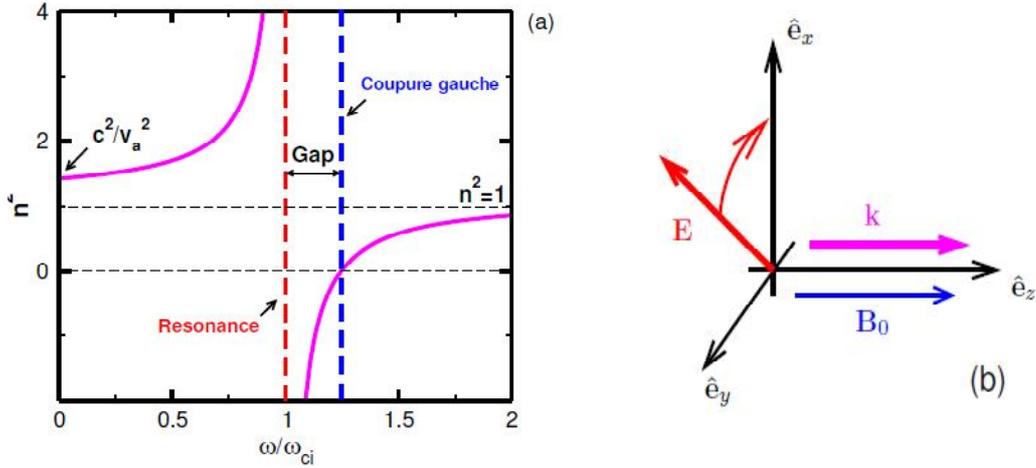


Figure 2-9-(a): Relation de dispersion (b) Polarisation du mode Whistler ionique

Cette coupure est appelée coupure gauche. On a par ailleurs une résonance évidente pour $\omega = \omega_{ci}$. Lorsque $\omega \rightarrow \infty$, $n_L^2 \rightarrow 1$, ce qui signifie que le plasma devient complètement transparent pour l'onde et celle-ci s'y propage comme dans le vide. Enfin, pour $\omega \rightarrow 0$, on a $n_L^2 \rightarrow c^2/v_a^2$ où v_a est la vitesse Alfvén $v_a = B_0/\sqrt{\mu_0 n_i m_i}$ (Voir la figure 2-9-(a)).

Whistler électronique (Mode circulaire droit): Dans ce cas la relation de dispersion est donnée par

$$n_R^2 = R = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega - \omega_{ci})} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \omega_{ce})} \quad (2.66)$$

La résonance est clairement à $\omega = \omega_{ce}$ c'est la résonance cyclotron électronique. La fréquence de coupure droite quand $n^2 = R = 0$ est donnée par

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} - \omega_{ci}}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce} + \omega_{ci}}{2} \right)^2 + \omega_p^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.67)$$

A haute fréquence, on a $n^2 \rightarrow 1$ et à basse fréquence $n^2 \rightarrow c^2/v_a^2$. Ce mode est

polarisé circulairement, mais le champ électrique tourne dans le sens électronique (voir figure 2-10-(a)).

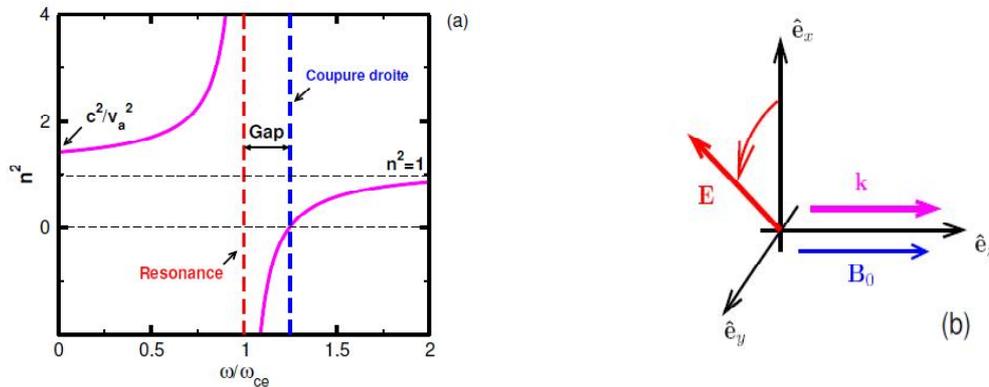


Figure 2-10-(a) Relation de dispersion(b) Polarisation du mode Whistler électronique

Les Whistlers électroniques sont très abondants dans la magnétosphère terrestre[26].

Rotation de Faraday:

Ce phénomène est caractérisé par la relation de dispersion:

$$\frac{ck_{\pm}}{\omega} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 \pm \frac{\omega_c}{\omega} \right) \quad (2.68)$$

correspond à deux états de polarisation. On va traiter ce phénomène à la fin de chapitre avec une application sur l'Isolateur de Faraday.

2.2.5 Propagation oblique : (Onde basse fréquence MHD)

Les branches de dispersion en propagation oblique ont une expression compliquée à cause de la continuation entre $\theta = \frac{\pi}{2}$ et $\theta = 0$. Dans ce cas l'onde se propage avec une fréquence basse vérifiant l'approximation magnétohydrodynamique (MHD) $\omega \ll \omega_{ci}, \omega_{pi}$ d'où $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}\omega_{ci}} = -\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2}$ est valable (2.3). Les éléments du tenseur diélectrique sont donnés

par :

$$S = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2 - \omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 - \omega^2} \simeq 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} \quad (2.69)$$

$$\begin{aligned} &= 1 + \frac{c^2}{V_A^2} \\ D &\simeq \frac{i\omega}{\omega_{ci}} \frac{c^2}{V_A^2} \simeq 0 = \frac{\varepsilon\omega_{cj}\omega_{pj}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{cj}^2)} - \frac{\varepsilon_j\omega_{cj}\omega_{pj}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{cj}^2)} \\ P &\simeq 1 - \frac{\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2}{\omega^2} \simeq 1 - \frac{c^2}{V_A^2} \frac{\omega_{ci}\omega_{ce}}{\omega^2} \\ &\rightarrow \infty \end{aligned} \quad (2.70)$$

Et l'équation de valeurs propres (2.52) se réduit a :

$$\begin{cases} \left(-n^2 \cos^2 \theta + 1 + \frac{c^2}{V_A^2}\right) E_x = 0 \\ \left(-n^2 + 1 + \frac{c^2}{V_A^2}\right) E_y = 0 \\ (\infty) E_z = 0 \end{cases} \quad (2.71)$$

La première solution, avec $E_x \neq 0$ et $E_y = 0$, à la relation de dispersion

$$n^2 \cos^2 \theta = 1 + \frac{c^2}{V_A^2} \quad (2.72)$$

Ce qui conduit à une vitesse de phase $v_\varphi \simeq V_A^2 \cos^2 \theta$. On appelle ce d'onde MHD "Onde d'Alfvén torsionnelle" [22].

La seconde solution avec $E_x = 0$ et $E_y \neq 0$, à la relation de dispersion

$$n^2 = 1 + \frac{c^2}{V_A^2} \quad (2.73)$$

Avec la vitesse de phase $v_\varphi \simeq V_A$. On appelle ce type d'onde MHD "Onde d'Alfvén compressionnelle" [26]. Ceci ressemble au comportement d'une onde de son dans un milieu quelconque et pour cette raison, cette onde est assez fréquemment appelée *Onde magnéto-sonique ionique*.

2.3 Diagramme CMA:

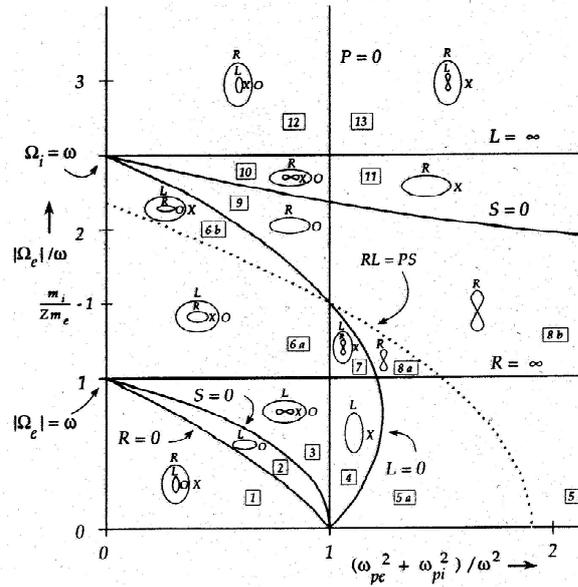


Fig. 2-1. CMA diagram for a two-component plasma. The ion-to-electron mass ratio is chosen to be 2.5. Bounding surfaces appear as lines in this two-dimensional parameter space. Cross sections of wave-normal surfaces are sketched and labeled for each region. For these sketches the direction of the magnetic field is vertical. The small mass ratio can be misleading here: the $L=0$ line intersects $P=0$ at $\Omega_i/\omega_i = 1 - (Zm_e/m_i)$.

Figure 2-11-(a) Diagramme CMA Stix(1992).

Le diagramme CMA "Clemmow - Mullaly-Allis" [23]: Lorsque nous obtenons les solutions de l'équation quadratique qui présente la relation de dispersion pour les ondes dans un plasma froid uniforme, nous observons qu'il existe nombreuses catégories. On trouve les ondes qui propage parallèlement, perpendiculairement ou obliquement au champ magnétique, ondes de haute (radio) ou basse (sonores) fréquences, haute ou basse densités, haut ou basse champ magnétique, etc.. Donc le diagramme CMA nous aider à catégoriser toutes ces différentes solutions, aussi montrer les différentes formes des surfaces normales aux ondes. Dans un tel plasma il y a quatre grands types d'onde qui se propagent : ondes polarisées circulaire gauche (L) "whistlers ioniques", ondes polarisées circulaire droite (R) "whistlers électroniques", ondes ordinaires (O), ondes extraordinaires (X). Ce diagramme permet aussi de montrer les régions hautes fréquences, basses fréquences et

les régions de résonances et de coupures.

2.4 Simulation d'un isolateur à rotation de Faraday

La rotation de Faraday est une résultat de la propagation parallèle de l'onde électromagnétique au champ magnétique de confinement. La relation de dispersion trouvée (2.68), ci-dessus

peut s'écrire sous la forme:

$$\vec{k} \vec{E} = \overline{\overline{K}} \vec{E} \quad (2.74)$$

Avec le tenseur diélectrique du la forme:

$$\overline{\overline{K}} = \begin{bmatrix} K_{11} & -iK_{12} & 0 \\ iK_{12} & K_{11} & 0 \\ 0 & 0 & K_{11} \end{bmatrix} \quad (2.75)$$

Les éléments du tenseur

$$K_{11} = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{(\omega_{pe}^2 - \omega^2)}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2) + \omega^2 \omega_c^2} \quad (2.76)$$

$$K_{12} = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{\omega \omega_c}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2) + \omega^2 \omega_c^2} \quad (2.77)$$

sont tracés dans la figure 2-12 (K_{11} en rouge et K_{12} en bleu).

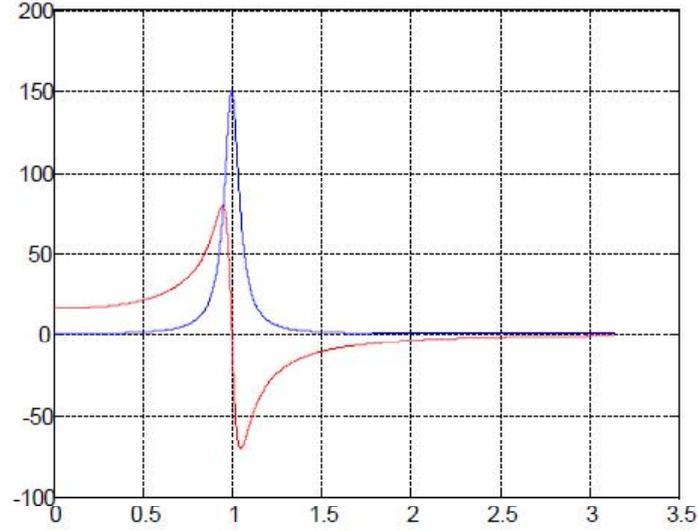


Figure 2-12: Elements du tenseur dielectrique K_{11} et K_{12}

En utilisant l'approximation $|\omega\omega_c| \ll \omega_{pe}^2 - \omega^2$ [30], les deux indices de réfractations s'écrivent:

$$n_L = n_{(+)} = \left(1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega\omega_c} \right)^{1/2} \quad (2.78)$$

$$n_R = n_{(-)} = \left(1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 - \omega\omega_c} \right)^{1/2} \quad (2.79)$$

correspondent aux vecteurs propres \vec{E}_1 et \vec{E}_2 . Le champ $\vec{E}_1 (X_0 \cos \omega t, X_0 \sin \omega t, 0)$ présente l'onde circulaire gauche, où l'extrémité du champ décrit une hélice circulaire gauche comme il est montré sur la figure (2-13) et (2-14)

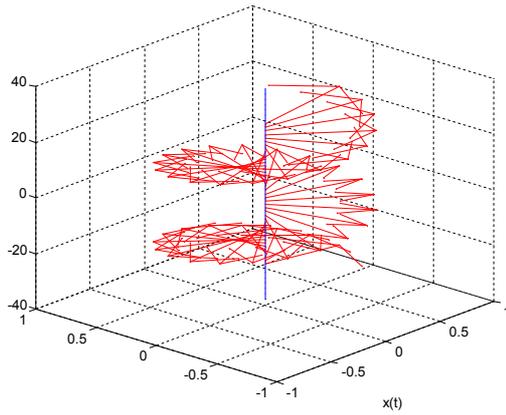


Figure 2-13: Propagation du champ électrique \vec{E}_1 .

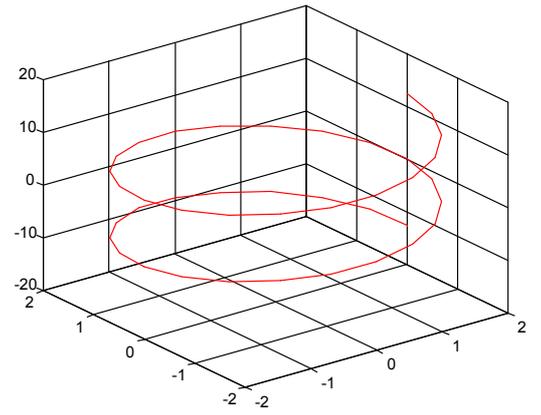


Figure 2-14: Hélice circulaire gauche

L'onde correspond au champ $\vec{E}_2 (X_0 \cos \omega t, -X_0 \sin \omega t, o)$ est une onde polarisée circulaire droite, où l'extrémité du champ décrit une hélice circulaire droite comme il est montré sur la figure (2 – 15) et (2 – 16)

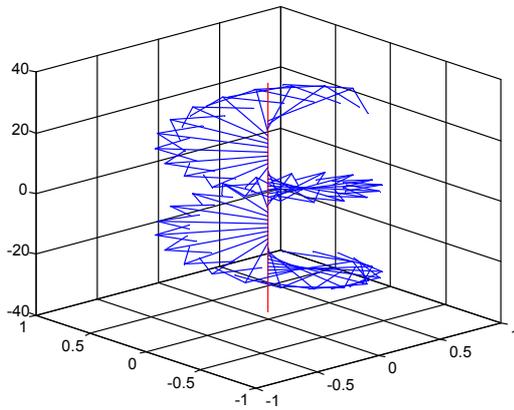


Figure 2-15: Propagation du champ électrique \vec{E}_2

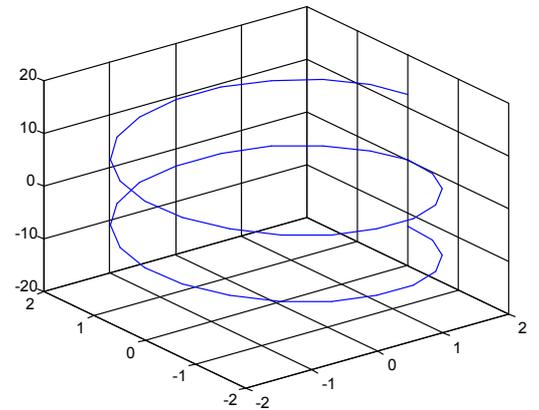


Figure 2-16 : Hélice circulaire droite

Le déphasage de l'onde pendant son voyage dans le plasma dépend du z chemin traversé par l'onde et de la densité du plasma N donné dans le terme du constante du

Verdet V pour un champ magnétique B_0 statique est comme suit:

$$V = \frac{\omega}{c} \frac{1}{2n_0} \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m^2} \frac{\omega e}{(\omega_{pe}^2 - \omega^2)^2} \quad (2.80)$$

Et le déphasage qui est l'angle de rotation du plan de polarisation de l'onde est

$$\Psi = V \cdot B_0 \cdot z \quad (2.81)$$

$$\Psi = \frac{\omega}{c} \frac{1}{2n_0} \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m^2} \frac{\omega e B_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} z \quad (2.82)$$

2.4.1 Isolateur de Faraday:

Un isolateur est un dispositif qui n'autorise de la lumière à se propager que dans une direction unique. Son principe de fonctionnement est basé sur la rotation de Faraday de manière que l'angle de rotation du plan polarisation est la même que l'onde se propageant parallèlement ou antiparallèlement au sens du champ magnétique. Ce dispositif magnétooptique est très utilisé dans les applications laser et dans le domaine de télécommunication (voir la figure 2-17).

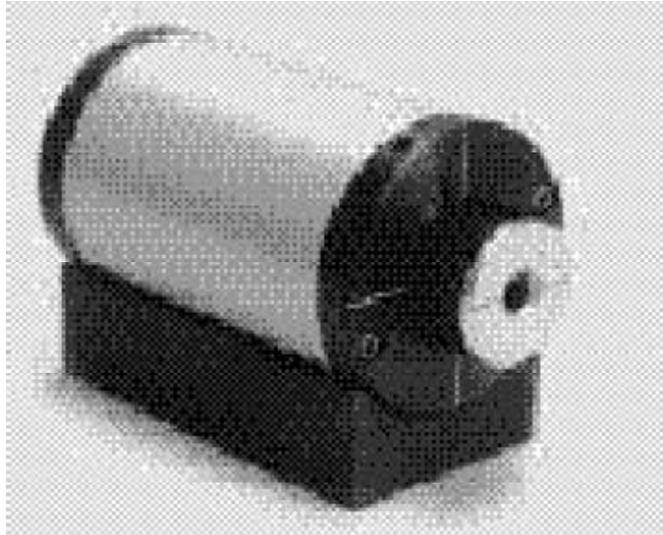


Figure 2-17: L'une des formes d'un isolateur de Faraday

2.4.2 Principe de fonctionnement

Le diagramme montre que le polariseur d'entrée fixe l'angle du plan de polarisation de l'onde (lumière) incidente à la valeur Ψ (parallèle à son axe optique). Le champ magnétique est ajusté de telle façon que le plan de polarisation de l'onde tourne de Ψ . Cette onde retrouve le polariseur de sortie avec une rotation globale de 2Ψ . Par la suite, elle est réfléchie par un réflecteur et en passant à nouveau le second polariseur de sortie. Alors, il suffit de choisir $\Psi = \frac{\pi}{4}$ pour que cette onde qui va tourner une autre fois du fait du champ magnétique soit croisée avec le premier le polariseur et donc ne soit pas transmise. Car le polariseur ne permet uniquement de passer qu'une polarisation droite parallèle à son axe optique.

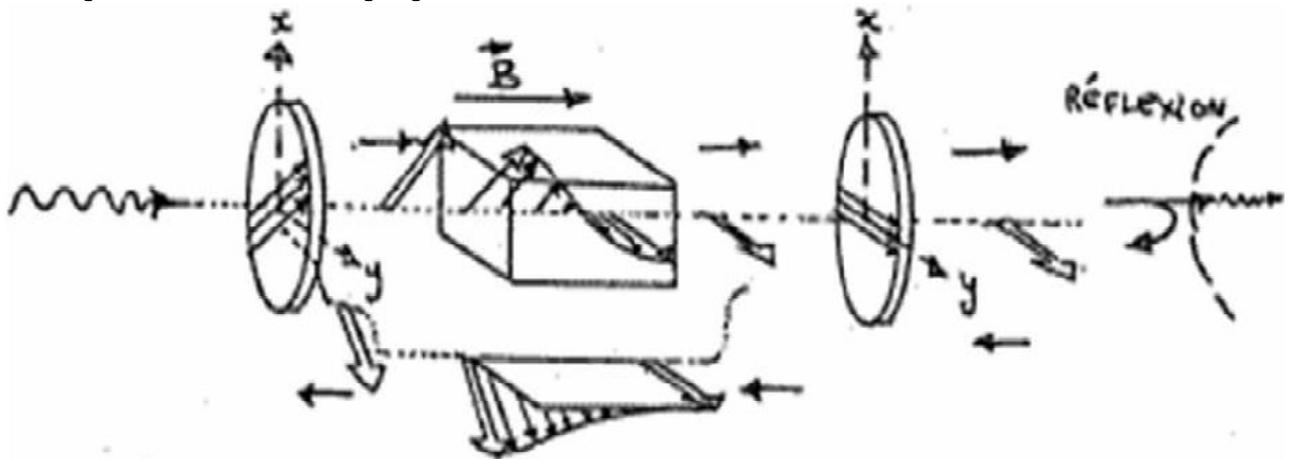


Figure 2-18: Schéma de principe de l'isolateur de Faraday

Deux schémas représentatifs de parcours de l'onde pendant son aller c'est le mode d'aller (The forward mode) voir la figure et durant son retour qui est le mode inverse ou mode de retour (The reverse mode) voir la figure

Mode d'aller

Nous simulons le mode d'aller (voir la figure 2-19) en présentant l'onde initiale rectiligne dont le plan de polarisation est fixé à l'angle $\Psi = 0^\circ$ (voir la figure 2-20), parallèle à l'axe optique de polariseur d'entrée. Après qu'elle traverse le rotateur, son plan est tourné de $\Psi = 45^\circ$ (voir la figure 2-20). En suite, elle traverse le polariseur de sortie dont l'axe

optique est parallèle à son plan de polarisation

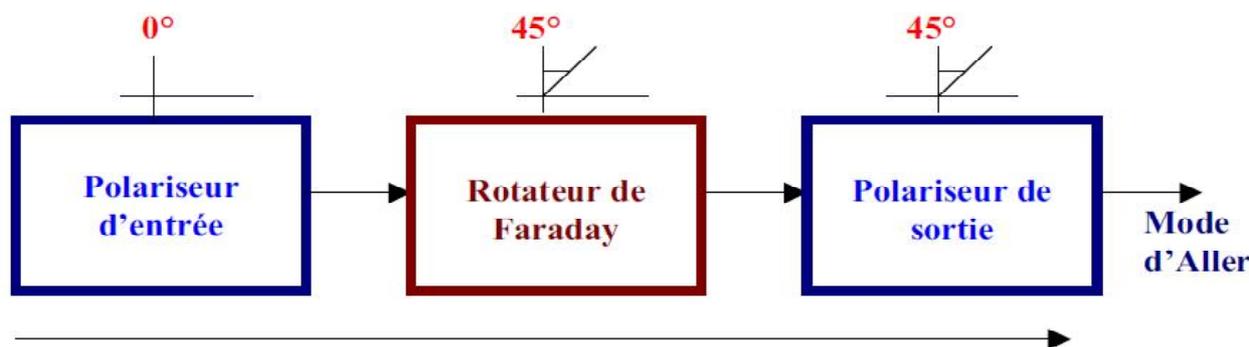


Figure 2-19: Mode d'aller (forward mode)

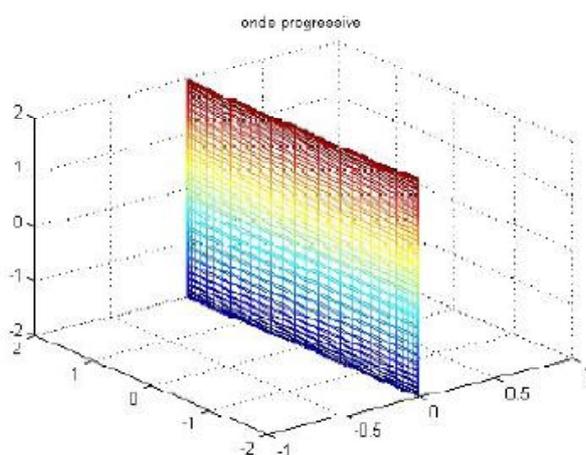


Figure 2-20: Onde polarisé rectiligne de rotation $\Psi = 0^\circ$

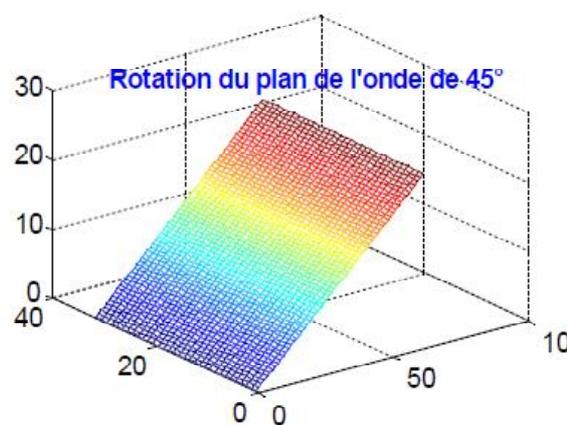


Figure 2-21: Rotation de $\Psi = 45^\circ$

Mode de retour (inverse)

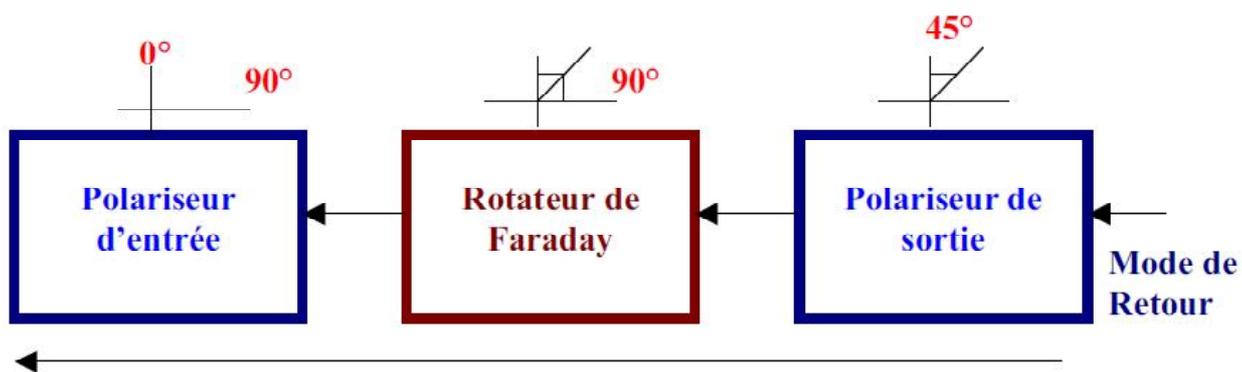


Figure 2-22: Mode de retour (inverse)

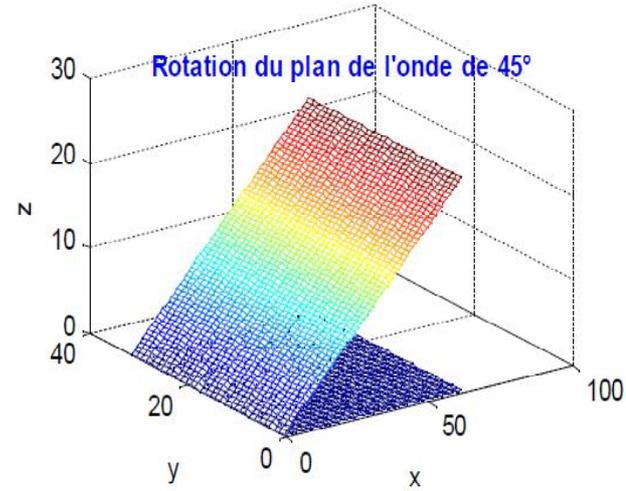
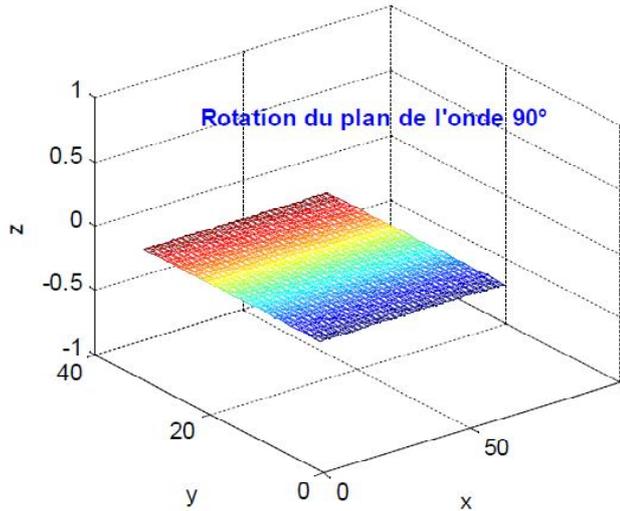


Figure 2-24: Onde rectiligne de rotation $\Psi = 90^\circ$. Figure 2-23: Onde rectiligne de rotation $\Psi = 45^\circ$. Dans son retour (voir la figure 2-22) après une réflexion totale, l'onde traverse le rotateur pour la deuxième fois donc son plan est tourné de $\Psi = 45^\circ$ de nouveau (voir la figure 2-23). En total la rotation est de $\Psi = 90^\circ$ (voir la figure 2-24). Enfin, l'onde est croisée avec le polariseur d'entrée d'un angle de $\Psi = 90^\circ$ et elle ne peut pas sortir.

2.5 Conclusion

Notre conclusion est résumé dans le tableau (2-6) suivant qui regroupe tous modes possible de la propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma stationnaire, homogène en présence et en absence du champ magnétique statique.

Caractéristique EM	Oscillation	Conditions	Relation de dispersion	Nom
Électrostatique	électrons	$\vec{B}_0 = 0$ ou $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$	$\omega^2 = \omega_p^2 + (3/2)k^2 v_{th}^2$	onde de Langmuir
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0$	$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2 = \omega_h^2$	oscillation hybride supérieure
	ions	$\vec{B}_0 = 0$ ou $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$	$\omega^2 = k^2 v_s^2 = k^2 \frac{\gamma_e K T_e + \gamma_i K T_i}{M}$	onde acoustique ionique
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0$ (environ)	$\omega^2 = \Omega_c^2 + k^2 v_s^2$	onde cyclotron électrostatique
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0$ (exactement)	$\omega^2 = \omega_i^2 = \Omega_c \omega_c$	oscillation hybride inférieure
Électromagnétique	électrons	$\vec{B}_0 = 0$	$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$	onde lumineuse
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0, \vec{E}_1 \parallel \vec{B}_0$	$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$	onde « O »
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0, \vec{E}_1 \perp \vec{B}_0$	$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_h^2}$	onde « X »
		$\vec{k} \parallel \vec{B}_0$ (polarisation circulaire droite)	$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 - (\omega_c / \omega)}$	onde « R »
		$\vec{k} \parallel \vec{B}_0$ (polarisation circulaire gauche)	$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 + (\omega_c / \omega)}$	onde « L »
	ions	$\vec{B}_0 = 0$		-
		$\vec{k} \parallel \vec{B}_0$	$\omega^2 = k^2 v_A^2$	onde d'Alfvén
		$\vec{k} \perp \vec{B}_0$	$\frac{\omega^2}{k^2} = c^2 \frac{v_s^2 + v_A^2}{c^2 + v_A^2}$	onde magnétosonique

Tableau 2-6: Ondes des plasmas

Chapitre III

**Etude des Ondes de Bernstein
Electronique Dans un Plasmas Chaud
Magnétisé**

Chapitre 3

Etude des ondes de Bernstein électronique dans un plasma chaud magnétisé

La physique des plasmas chauds magnétisés est un vaste domaine de recherche, largement pluridisciplinaire. La problématique des plasmas de fusion fait intervenir pour une grande part un couplage entre équations de Maxwell et réponse du plasma au champ électromagnétique. Toutefois, l'interaction entre ondes et particules est résonnante pour une large classe de problèmes rencontrés dans les plasmas de fusion. En effet, l'introduction d'un champ magnétique statique enrichit considérablement la physique des phénomènes qui peuvent être générés dans le plasma.

Dans un plasma chaud, la fonction de dispersion et ses dérivées ont une large gamme d'applications dans les descriptions des ondes de petite amplitude. Elle est également très utilisée dans la description de polarisation des milieux fortement inhomogènes. L'évaluation précise de cette fonction est donc importante dans les différents domaines de la science. *Fried et Conte* (1961) ont présenté un travail intéressant sur les principales propriétés de la fonction de dispersion de plasma chaud.

Dans ce chapitre, nous allons aborder la propagation des ondes dans un plasma non

collisionnel, en tenant en compte des effets thermiques. Les modifications thermiques pour la propagation des ondes ne sont pas très bien décrites par les équations fluide. Pour cela nous allons utiliser la description cinétique du plasma et l'équation appropriée est *l'équation de Vlasov*.

3.1 Propriétés élémentaires des plasmas chauds

Pour créer un plasma à partir d'un gaz neutre, il faut fournir de l'énergie pour arracher un ou plusieurs électrons à chaque atome. Il faut donc qu'une énergie suffisante soit fournie aux atomes pour qu'ils soient partiellement, ou même totalement, ionisés. Cette énergie peut être fournie de plusieurs façons [31]:

a) Les décharges électriques: comme l'a montré I. Langmuir le premier, en réalisant une décharge dans un gaz on l'ionise partiellement et on crée un plasma.

b) Le chauffage: dans la nature, l'effet qui permet l'ionisation est très souvent simplement la température.

c) L'absorption de rayonnement: l'absorption d'un photon par un atome peut produire un ion et un électron. Si la recombinaison est suffisamment lente, un plasma se forme. Pour un ensemble d'atomes maintenus en équilibre thermodynamique local par les collisions, lorsque l'énergie cinétique moyenne des atomes devient de l'ordre de l'énergie d'ionisation de l'atome, la fraction d'atomes ionisés devient significative. Les énergies d'ionisation étant élevées, il faut des températures élevées pour avoir ionisation totale.

3.1.1 Ionisation. Loi de Saha

L'état d'ionisation d'un plasma est lié à sa température T et sa densité n et le degré d'ionisation, est définie par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_0 + n_e} = \frac{Zn_i}{n_0 + Zn_i} \quad (3.1)$$

Telle que n_e est la densité d'électrons, n_i est la densité des ions et n_0 la densité de neutre.

A cause des collisions, les atomes, molécules, ou ions présents dans le plasma peuvent être ionisés si la température est telle que

$$k_B T > U_i/10 \quad (3.2)$$

U_i est le potentiel d'ionisation.

Si le plasma est à l'équilibre thermodynamique, l'ionisation est contre-balancé par la recombinaison. Cet équilibre est décrit par *l'équation de Saha*.

$$\frac{n_i + n_e}{n_i} = \frac{g_i + g_e}{g_i} \frac{(2m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp[-(U_{i+1} - U_i)/k_B T] \quad (3.3)$$

Avec g sont des facteurs de dégénérescence énergétique et $g_e = 2$, n_i est la densité d'atomes dans leur ième état d'ionisation, h est la constante Planck ($h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ Joules.secondes) et $(2m_e k_B T)^{3/2}/h^3$ correspond à la longueur d'onde thermique d'un électron.

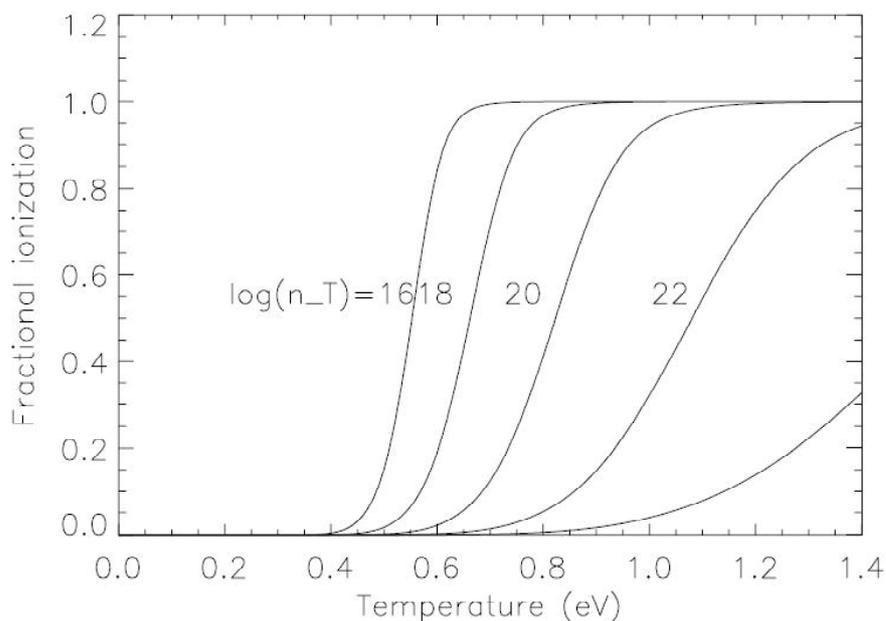


Figure 3-1: ($U_i = 13,6$ eV) en fonction de la température et la densité de nombre [?].

Le terme qui participe le plus est $\exp[-U_i/k_B T]$

- Si $U_i \gg k_B T$ faible ionisation, $\alpha \rightarrow 0$ (plasma industriels et ionosphère).
- Si $U_i \ll k_B T$ fortement ionisé, $\alpha \rightarrow 1$ (plasma thermonucléaires et stellaires).

Typiquement, α commence à être significatif lorsque $k_B T > U_i/10$ et elle permet de distinguer les plasmas faiblement et fortement ionisés.

3.2 Ondes dans un plasmas non magnétisé

3.2.1 Le système de Vlasov Maxwell (Modèle cinétique)

L'analyse du comportement des particules en mouvement dans un plasma chaud est basé sur l'équation de Boltzmann de la fonction de distribution $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$ [33], aussi connue sous le nom de l'équation de Vlasov[32]. Cette équation caractérise l'évolution dans le temps et dans l'espace de la distribution des particules d'un plasma *non collisionnel* à description cinétique. Pour l'espèce s , on peut écrire une équation cinétique de Vlasov de la forme

$$\frac{\partial f_s}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + v \cdot \vec{\nabla}_r f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v}_s \wedge \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_v f_s = 0 \quad (3.4)$$

Cette dernière est couplée aux équations de Maxwell ou de Poisson permettant de décrire l'évolution des champs électriques et magnétiques. En présence du champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) ; les équations de Maxwell sont:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_s q_s \int f_s d^3v \quad (3.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.6)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sum_s q_s \int \vec{v} f_s d^3v \quad (3.8)$$

Le système composé des équations de Vlasov (3.4) et de Maxwell (3.5-3.8) est fermé, appelé système Vlasov-Maxwell. Dans le cadre de la théorie cinétique, puisque les champs \vec{E} et \vec{B} sont des grandeurs non statiques et localement non discrète, ils sont considérés comme des valeurs moyennes sur un volume limité dans une sphère dont le rayon est la longueur de Debye λ_D .

En l'absence du champ magnétique appliqué depuis l'extérieur, le champ \vec{B} sera nul (cas non relativiste), le milieu isotrope est dit électrostatique la force de Lorentz se réduit à une force électrique $q \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$ et le système est de Vlasov-Poisson [36] et l'équation s'écrit:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_s + \frac{q_s \vec{E}}{m_s} \cdot \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}_v f_s = 0 \quad (3.9)$$

3.2.2 Amortissement de Landau (Absorption)

A titre de simplification, nous considérons seulement le mouvement des électrons en supposant que les ions forment un plan immobile neutre. On suppose aussi que les ions sont chargés séparément. Ce cas est celui d'un plasma électrostatique avec des oscillations haute fréquence discutés dans le premier chapitre. Ces ondes sont de nature longitudinale avec un champ électrique perturbé. L'équation de Vlasov pour un plasma, non-magnétique, sans collision est :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_e - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}_v f_e = 0 \quad (3.10)$$

Où $f_e(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est la fonction de distribution électronique. Le champ électrique satisfait

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi \quad (3.11)$$

Avec ϕ est le potentiel électrostatique, qui satisfait à l'équation de poisson (3.5), obtenu sous la forme:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left(n - \int f_e d^3v \right) \quad (3.12)$$

n est la densité des ions (égale à la densité des électrons). Puisque nous traitons des

ondes de faible amplitude, il convient de linéariser l'équation de Vlasov. Supposons que la fonction de distribution électronique est :

$$f_e(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_0(\vec{v}) + f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (3.13)$$

f_0 représente la distribution électronique à l'équilibre (sans perturbation) et f_1 représente des petites perturbation dues à l'onde. Notant que $\int \vec{v} f_s d^3v = n$ et le champ électrique est supposé égal à zéro à l'état non perturbé, alors que \vec{E} peut être considéré comme une petite quantité. Ainsi, la linéarisation des équations (3.10) et (3.12) donne:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_1 - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \vec{\nabla}_v f_0 = 0 \quad (3.14)$$

et

$$\nabla^2 \phi = \frac{e}{\varepsilon_0} \int f_e d^3v \quad (3.15)$$

Suivons maintenant la procédure standard pour l'analyse des ondes de faible amplitude, en supposant que toutes les quantités perturbées varient avec \vec{r} et t comme $\exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$. Les équations (3.14) et (3.15) sont réduites à :

$$-i(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}) \cdot f_1 - i \frac{e}{m_e} \phi \vec{k} \cdot \vec{\nabla}_v f_0 = 0 \quad (3.16)$$

$$-k^2 \phi = \frac{e}{\varepsilon_0} \int f_1 d^3v \quad (3.17)$$

Résoudre la première de ces équations pour f_1 , et la remplacer dans l'intégral dans la seconde, nous concluons que si ϕ est non-nul, alors nous devons avoir

$$1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e k^2} \int \frac{\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_v f_0}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}} d^3v = 0 \quad (3.18)$$

L'équation (3.18) est la relation de dispersion *des ondes plasma électrostatiques*.

Toutefois, nous rencontrons un problème délicat puisque l'intégrale a une singularité dans l'espace de vitesses où $\omega = \vec{v} \cdot \vec{k}$ et par conséquent, n'est pas proprement définie. Ce problème a été résolu par Landau qui a présenté un papier très influent en posant les bases de plusieurs recherches ultérieures sur les oscillations plasma et instabilités. Landau a montré que, au lieu de simplement supposer que f_1 varie dans le temps comme $\exp(-i\omega t)$, le problème doit être considéré comme un problème de valeurs initiales dont f_1 est donnée à l'instant $t = 0$ et trouvé plus tard. Nous pouvons encore considérer une analyse de Fourier par rapport à \vec{r} , où nous écrivons

$$f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_1(\vec{v}, t) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (3.19)$$

Il est utile de définir \vec{u} comme la composante de vitesse le long de \vec{k} (ie, $\vec{u} = \vec{v} \cdot \vec{k} / k$) et de définir $F_0(\vec{u})$ et $F_1(\vec{u}, t)$ comme les intégrales de $f_0(v)$ et $f_1(v, t)$ sur la composante de la vitesse perpendiculaires à \vec{k} . Ainsi, nous obtenons

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + i\vec{k} \cdot \vec{u} \cdot F_1 - \frac{e}{m_e} E \cdot \frac{\partial F_0}{\partial u} = 0 \quad (3.20)$$

et

$$i\vec{k} \cdot \vec{E} = -\frac{e}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} F_1(u) \cdot du \quad (3.21)$$

Afin de résoudre les équations (3.20) et (3.21) comme un problème aux valeurs initiales, nous introduisons la transformée de Laplace de la fonction F_1 par rapport à t :

$$\bar{F}_1(u, p) = \int_0^{\infty} F_1(u, t) e^{-pt} dt \quad (3.22)$$

De (3.21), on tire \vec{E} en donnant sa transformée de Laplace

$$\bar{E} = -\frac{(e/\varepsilon_0)}{ik\varepsilon(k, p)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_1(u, t=0)}{p + iku} du \quad (3.23)$$

Pour trouver la fonction diélectrique de plasma:

$$\varepsilon(k, p) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F_0 / \partial u}{i.p - \vec{k} \cdot \vec{u}} du \quad (3.24)$$

et la transformé de Laplace de la fonction de distribution est

$$\bar{F}_1 = -\frac{e^2 \partial F_0 / \partial u}{\varepsilon_0 m_e i k \cdot \varepsilon(k, p) (p + iku)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_1(u', t=0)}{p + iku'} du' + \frac{F_1(u, t=0)}{p + iku} \quad (3.25)$$

L'inverse de la transformée de Laplace de la fonction de distribution est donnée par

$$F_1(u, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \bar{F}_1(u, p) e^{pt} dp \quad (3.26)$$

où C , le contour dite de *Bromwich* [37], est un contour parallèle à l'axe imaginaire et située à droite de toutes les singularités de \bar{F}_1 dans le plan des p complexe (voir figure 3-2(a)). Il y a une expression analogue pour le champ électrique parallèle $\vec{E}(t)$.

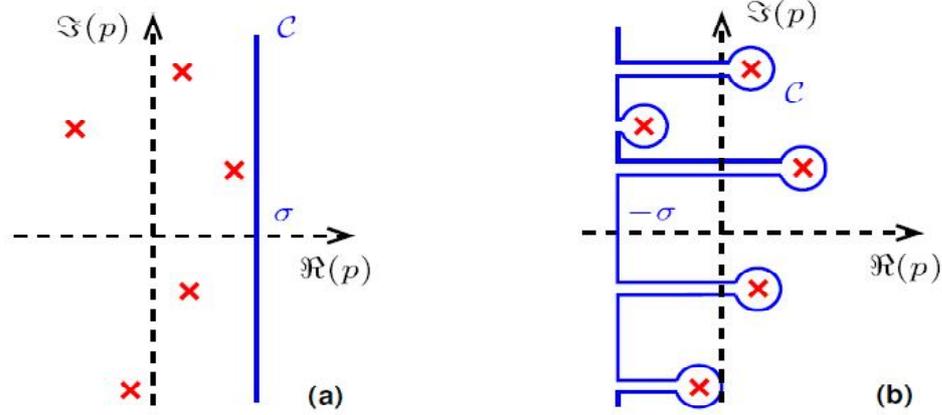


Figure 3-2: (a) Contour de Bromwich, (b) Déformation du contour d'intégration selon la méthode de Landau. Les croix dénotent les pôles.

Au lieu d'essayer d'obtenir une expression générale pour la $F_1(u, t)$ des équations (3.25) et (3.26), nous nous concentrerons sur le comportement de la fonction de distribution perturbée à des temps importants. En regardant la figure (3-2(a)), nous constatons que si $\bar{F}_1(u, p)$ a seulement un nombre fini de pôles simples dans la région $Re(p) > -\sigma$

(où σ est tel que l'intégration s'effectue à la droite de toutes les singularités de l'intégrand), alors on peut déformer le contour comme il est montré sur la figure (3-2(b)), avec une boucle autour de chacune des singularités. Les équations (3.23) et (3.25) impliquent que toutes les intégrales de la forme

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(u)}{u - ip/k} du \quad (3.27)$$

qui deviennent singulier lorsque p s'approche de l'axe imaginaire. Afin de déformer le contour C , de la manière indiquée dans la figure (1-3(a)), nous avons besoin de continuer ces intégrales à travers l'axe des imaginaire de p . En vertu de la façon dont la transformée de Laplace été initialement définie, pour $Re(p)$ assez grande, le moyen approprié pour ce faire est de prendre les valeurs de ces intégrales, lorsque p est dans le demi-plan droit, et de trouver la continuation analytique dans le demi plan gauche. Si $G(u)$ est suffisamment bien élevé qu'il peut être poursuivi hors de l'axe réel comme une fonction analytique d'une variable complexe u , puis la continuation de (3.27) comme une singularité traverse l'axe réel dans le plan u complexe, à partir du haut vers le bas de demi-plan, est obtenu en laissant la singularité prendre le contour avec elle, comme montre la figure (3-3 (a)).

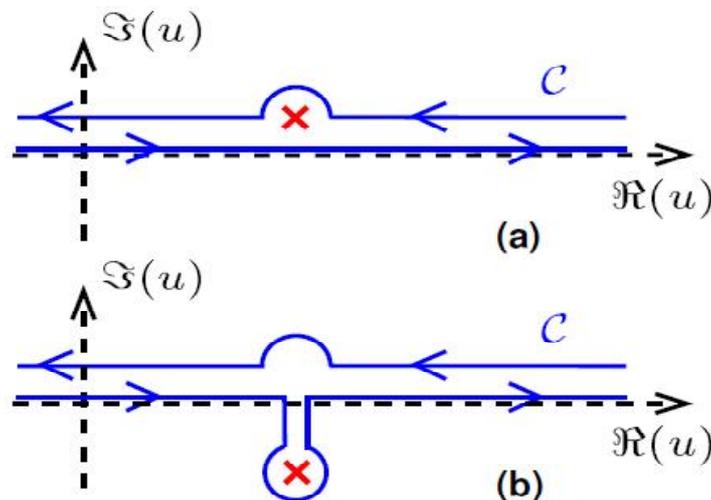


Figure 3-3: Contour de Bromwich pour l'amortissement Landau (a) $Re(p) > 0$ et (b) $Re(p) < 0$

Pour calculer l'intégrale de (3.27) lorsque $Re(p) > 0$, on peut utiliser le contour représenté sur la figure (3-3 (a)), puis le déformer de manière à passer dessous lorsque $Re(p) < 0$, comme présente la figure (3-3 (b)).

On peut oublier la contribution de la partie verticale du contour pour ne garder que celle du pôle, $p_0 = -i \vec{k} \cdot \vec{v}$, qui donne donc une exponentielle $exp\{-i(\vec{k} \cdot \vec{v})t\}$, très rapidement variable, et dont la contribution à la densité de charge, obtenue en intégrant sur \vec{v} , sera négligeable.

Supposons, pour plus de simplicité, que la distribution est maxwellienne. Travaillant en termes de ω , au lieu de p , la relation de dispersion cinétique pour les ondes électrostatiques prend la forme:

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial F_0 / \partial u}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{u}} du = 0 \quad (3.28)$$

Supposons que k est suffisamment petit pour que $\omega \gg k.u$ sur la gamme de u , où $\partial F_0 / \partial u$ est non-négligeable. Il s'ensuit que nous pouvons écrire

$$\omega^2 \simeq \omega_p^2 (1 + 3k^2 \lambda_D^2) \quad (3.29)$$

Avec $\omega_p = \sqrt{ne/\varepsilon_0 m_e}$ la fréquence plasma et $\lambda_D^2 = T_e/m_e \omega_p^2$ la longueur de Debye. on suppose que $k.\lambda_D \ll 1$. Nous pouvons considérer la partie imaginaire de ω comme une petite perturbation, et écrire $\omega = \omega_0 + \delta\omega$, où ω_0 est la racine de l'équation (3.29). Il s'ensuit que pour $u = \omega/k$

$$2\omega_0 \delta\omega \simeq \omega_0^2 \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e} \frac{i\pi}{k^2} \left(\frac{\partial F_0}{\partial u} \right) \quad (3.30)$$

Et aussi

$$\delta\omega \simeq \frac{i\pi}{2} \frac{e^2 \omega_p}{\varepsilon_0 m_e k^2} \left(\frac{\partial F_0}{\partial u} \right) \quad (3.31)$$

Donnant:

$$\delta\omega \simeq -\frac{i}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_p}{(k\lambda_D)^3} \exp\left[-\frac{1}{2(k\lambda_D)^2}\right] \quad (3.32)$$

Si l'on compare les résultats ci-dessus avec ceux d'un plasma froid, où la dispersion par rapport à une onde de plasma électrostatique a été jugée tout simplement $\omega = \omega_p$, nous voyons tout d'abord que ω dépend maintenant de k , d'après l'équation (3.29), alors que, dans un plasma chaud l'onde plasma électrostatique est un mode propagatif, avec une vitesse de groupe non-nulle. Deuxièmement, nous avons maintenant une partie imaginaire de ω , donnée par l'équation (3.32), ce qui correspond, puisque elle est négative, à l'amortissement de l'onde dans le temps. Cet amortissement est généralement connu sous le nom *amortissement de Landau*.

Si $k\lambda_D \ll 1$ (à savoir, si la longueur d'onde est beaucoup plus grande que la longueur de Debye), puis la partie imaginaire de ω est faible par rapport à la partie réelle, et l'onde n'est que légèrement amortie.

Toutefois, comme la longueur d'onde devient comparable à la longueur de Debye, l'imaginaire partie de ω devient comparable à la partie réelle, et l'amortissement devient forte. Certes, la solution approchée donnée ci-dessus n'est pas très précis dans le cas de court longueur d'onde, mais il suffit d'indiquer l'existence de très forte amortissement.

Interprétation physique de l'effet Landau:

Le mouvement d'une particule chargée pour une seule dimension du champ électrique $\vec{E} = E_0 \exp[i(k.x - \omega t)]$ est donné par :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} E_0 e^{i(k.x - \omega t)} \quad (3.33)$$

Si la particule commence son mouvement avec la vitesse u_0 à la position x_0 à $t = 0$, alors nous pouvons écrire $x = x_0 + u_0.t$ dans l'expression du champ \vec{E} , on obtient:

$$\frac{du}{dt} = \frac{e}{m} E_0 e^{i(k.x_0 + k u_0.t - \omega t)} \quad (3.34)$$

Par intégration on obtient

$$u - u_0 = \frac{e}{m} E_0 \frac{e^{i(k \cdot x_0 + k u_0 t - \omega t)} - e^{i k x_0}}{i(k \cdot u_0 - \omega)} \quad (3.35)$$

Comme $(k \cdot u_0 - \omega) \rightarrow 0$, cette expression se réduit à

$$u - u_0 = \frac{e}{m} E_0 t e^{i k x_0} \quad (3.36)$$

Cela montre que les particules de vitesse u_0 proche de $V_\varphi = \omega/k$, c'est à dire avec la composante de vitesse le long de l'axe des x proche de la vitesse de phase de l'onde, ont des perturbations de vitesse qui augmentent avec le temps.

Ces particules dites *résonantes* gagnent l'énergie de, ou perdent de l'énergie à l'onde et sont responsables de l'amortissement. Cela explique pourquoi le taux d'amortissement, donnée par l'équation $\delta\omega \simeq (i\pi/2) (e^2 \omega_p / \varepsilon_0 m_e k^2) (\partial F_0 / \partial u)$, dépend de la pente de la fonction de distribution calculée à $u = \omega/k$. Le reste des particules sont non-résonnantes et ont une réponse oscillatoire du champ d'onde (Voir la figure 3-4).

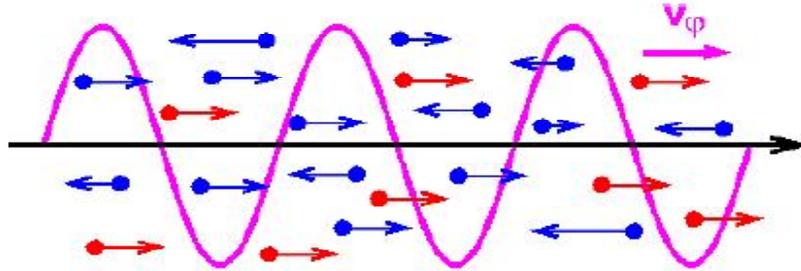


Figure 3-4: Vitesse de phase et vitesse de particules [60].

Pour comprendre pourquoi l'énergie devrait être transférer du champ électrique aux particules résonantes exige un examen plus approfondi. Que ce soit la vitesse de particule résonante croît ou décroît sa dépend de la phase de l'onde en sa position initiale, et ce n'est pas le cas que toutes les particules qui se déplacent un peu plus rapide que l'onde perdent de l'énergie. Alors que toutes les particules se déplaçant légèrement plus lente que l'onde gagnent de l'énergie (Voir la figure 3-5).

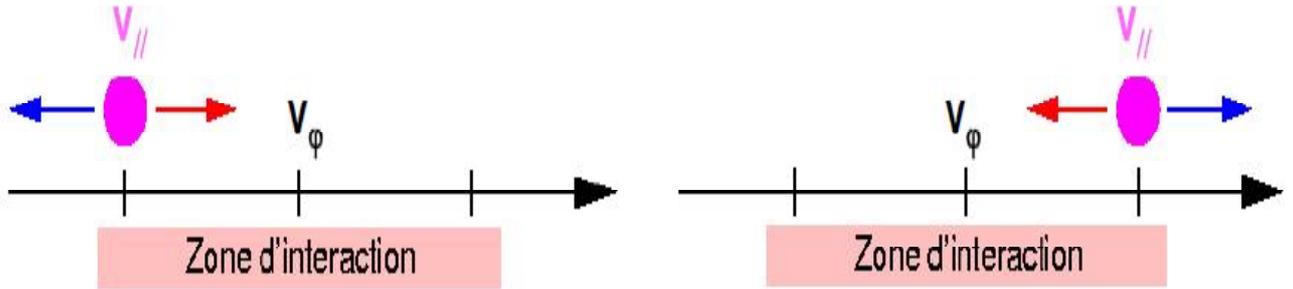


Figure 3-5-(a) En moyenne, l'onde cède de l'énergie aux particules à $V_{//} = u < V_{\phi}$

(b) En moyenne, l'onde prend de l'énergie aux particules à $V_{//} = u > V_{\phi}$

En outre, la perturbation de la densité n'est pas en phase avec le champ électrique, il n'y a donc pas une onde initiale a généré un excès de particules gagnant ou perdant de l'énergie. Toutefois, si l'on considère les particules qui commencer avec des vitesses légèrement supérieures à la vitesse de phase de l'onde, puis s'ils gagnent l'énergie elles s'éloignent de la vitesse de résonance et si elles perdent de l'énergie elles approchent de la vitesse de résonance.

Le résultat est que les particules qui perdent de l'énergie interagissent plus efficacement avec l'onde et en moyenne, il y a un transfert de l'énergie des particules au champ électrique. Exactement le contraire qui est vrai pour les particules à des vitesses initiales située juste en dessous de la vitesse de phase de l'onde. Dans le cas d'une distribution maxwellienne il y a plus de particules dans la dernière classe que dans la première, il y a donc un transfert net d'énergie du champ électrique aux particules: c'est à dire, le champ électrique est atténué. Dans la limite de l'amplitude de l'onde tend vers zéro, il est clair que le gradient de la fonction de distribution à la vitesse de l'onde est ce qui détermine le taux d'amortissement.

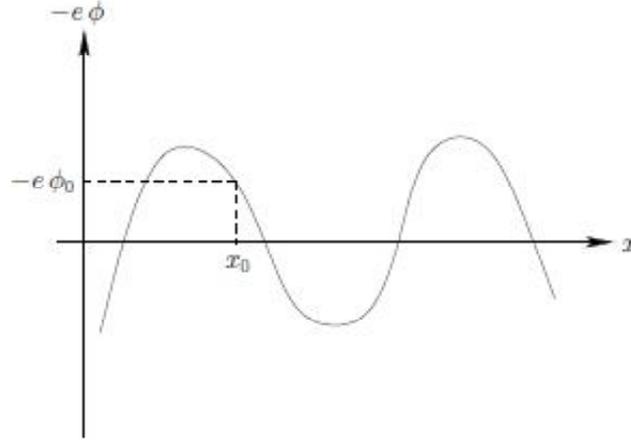


Figure 3-6: Intéraction onde particule

Si l'électron commence au repos (par exemple, en résonance avec l'onde) à x_0 . Il a ensuite commence à se déplacer vers le minimum de potentiel, comme le montre. La durée mis par l'électron pour changer sa position par rapport à l'onde peut être estimée comme la période avec lequel il rebondit dans le puits de potentiel. Vers le bas de puits l'équation du mouvement de l'électron est écrit

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m}k^2x.\phi_0 \quad (3.37)$$

Ou k est le vecteur d'onde et $-e.\phi$ est le potentiel vu par l'électron comme il est schématisé sur la figure (3-6).

3.2.3 Fonction de dispersion dans un plasma chaud:

La fonction de distribution non perturbée F_0 indiquée dans l'équation (3.28) est supposée Maxwellienne. Alors il est alors facile de voir que, suivant une échelle appropriée de variables, la relation de dispersion pour les ondes électrostatiques est exprimée par la fonction de dispersion:

$$Z(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi - \eta} d\xi, \quad \text{Im}(\eta) > 0 \quad (3.38)$$

Dite aussi fonction de *Fried et Conte* (1961) . Cette fonction se rencontre très fréquemment dans le cadre de la théorie cinétique, lorsque les fonctions de distribution considérées sont Maxwelliennes notamment dans les problèmes impliquant la propagation d'onde de faibles amplitudes dans les plasmas chauds. Par ailleurs, $Z(\eta)$ est la transformée de Hilbert d'une gaussienne [37]. (avec $\eta = \omega/k.v_s$, $\xi = u/v_s$ et $v_{th} = \sqrt{2k_B T_s/m_s}$). Pour $\text{Im}(\eta) > 0$, cette fonction définit dans le demi-plan complexe supérieur, le prolongement analytique au demi-plan inférieur s'obtient en écrivant

$$Z(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi - \eta} d\xi + i\sqrt{\pi} e^{-\eta^2} \quad (3.39)$$

L'Expression générale de Z , valable pour toute valeur de η est:

$$Z(\eta) = i\sqrt{\pi} \text{erfc}(i\eta) \quad (3.40)$$

Où *erfc* est la fonction d'erreur complémentaire [38]. Parmi les principales propriétés de cette importante fonction est sa dérivée qui est donnée par:

$$Z'(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{(\xi - \eta)^2} d\xi \quad (3.41)$$

Aussi, en utilisant une intégration par parties sur la variable x , elle prend la forme suivante :

$$Z'(\eta) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2}}{\xi - \eta} d\xi = -2[1 + \eta Z(\eta)] \quad (3.42)$$

et donc la relation de dispersion devient:

$$1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{k^2 v_{th,s}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k.v_{th,s}} \right) = 0 \quad (3.43)$$

Pour les petits arguments, la fonction Z se développe sous la forme

$$Z(\eta) = i\sqrt{\pi}\sigma \exp(-\eta^2) - \frac{1}{\eta} \left[1 + \frac{1}{2\eta^2} + \frac{3}{4\eta^4} \right] + o(1/\eta^6) \quad (3.44)$$

avec:

$$\begin{cases} \sigma = 0 & \text{si } \text{Im}(\eta) > 1/\text{Re}(\eta), \\ \sigma = 1 & \text{si } |\text{Im}(\eta)| < 1/\text{Re}(\eta), \\ \sigma = 2 & \text{si } -\text{Im}(\eta) > 1/\text{Re}(\eta). \end{cases} \quad (3.45)$$

$\text{Im}(\eta)$ est la partie imaginaire de η et $\text{Re}(\eta)$ sa partie réelle de η . La partie imaginaire de Z , liée à l'absorption [38], devient importante lorsque $\eta \lesssim 1$.

3.3 Ondes dans un plasma magnétisé

3.3.1 Relation de dispersion électromagnétique:

Nous considérons que les ondes propageant à travers le plasma sont placées dans un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Prenons le champ magnétique perturbé en compte dans nos calculs soit pour les ondes électromagnétiques ou pour les ondes électrostatiques. Nous définissons la fonction de distribution f_s par la somme des deux fonctions de distribution f_{s0} et f_{s1} d'ordre zéro et d'ordre un respectivement comme suit :

$$f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_{s0}(\vec{r}, \vec{v}, t) + f_{s1}(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (3.46)$$

Où nous indiquons l'ordre zéro pour l'état sans perturbation ou l'état d'équilibre par l'indice "0" et les termes perturbés de premier ordre par l'indice "1". De la même façon les champs magnétique et électrique perturbés[39] s'écrivent:

$$\vec{B} = \vec{B}_0(\vec{r}) + \vec{B}_1 \quad (3.47)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 = 0 + \vec{E}_1 \quad (3.48)$$

Les quantités f_{s1} , \vec{B}_1 et \vec{E}_1 dépendent de $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$. A l'état d'équilibre la fonction de distribution f_{s0} vérifie :

$$\frac{\partial f_{s0}}{\partial t} = 0 \quad (3.49)$$

$$v \cdot \vec{\nabla}_r f_{s0} + \left(\frac{q_s}{m_s} \vec{v}_s \wedge \vec{B}_0 \right) \vec{\nabla}_v f_{s0} = 0 \quad (3.50)$$

$$\vec{\nabla} \vec{E}_0 = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_s q_s \int f_{s0} d^3 v \quad (3.51)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \sum_s q_s \int \vec{v} f_{s0} d^3 v \quad (3.52)$$

A l'état perturbé l'équation de Vlasov linéarisé prend la forme:

$$\underbrace{\frac{\partial f_{s1}}{\partial t} + v \cdot \vec{\nabla}_r f_{s1} + \left(\frac{q_s}{m_s} \vec{v}_s \wedge \vec{B}_0 \right) \vec{\nabla}_v f_{s1}}_{\frac{df_{s1}}{dt}} = - \underbrace{\frac{q_s}{m_s} (\vec{E}_1 + \vec{v}_s \wedge \vec{B}_1) \vec{\nabla}_v f_{s0}}_{s(\vec{r}, \vec{v}, t)} \quad (3.53)$$

3.3.2 Solution de l'équation de Vlasov :

Dans l'état non perturbé, les électrons et les ions sont immobiles dans un plasma froid. Par contre dans un plasma chaud les électrons et les ions se déplacent suivant des trajectoires spirales, même dans l'état non perturbé. Le mouvement des particules chargées dans un champs magnétique uniforme $\vec{B}_0 = B_0 \vec{z}$ est décrite par :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}, \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} \vec{v} \wedge \vec{B}_0 \quad (3.54)$$

L'équation (3.53) peut s'écrire comme:

$$\frac{Df_{1s}}{Dt} = - \frac{q_s}{m} \left(\vec{E}_1 + \vec{v}_s \wedge \vec{B}_1 \right) \vec{\nabla}_v f_{s0} \quad (3.55)$$

Sous l'hypothèse que f_{1s} s'annule quand $t \rightarrow -\infty$, la solution de (3.55) peut s'écrire comme:

$$f_{1s}(r, v, t) = \int_{-\infty}^t s(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot dt' = -\frac{e}{m} \int_{-\infty}^t \left(\vec{E}_1(r', t') + \vec{v}' \wedge \vec{B}_1(r', t') \right) \vec{\nabla}_v f_{s0}(v') \cdot dt' \quad (3.56)$$

Supposant que : (\vec{r}', \vec{v}') est la trajectoire non perturbée qui passe par le point (\vec{r}, \vec{v}) à $t = t'$. La vitesse s'écrit avec ses composantes cartésiennes $\vec{v}' = (v_{\perp} \cos \theta, v_{\perp} \sin \theta, v_z)$.

La solution de (3.54) est :

$$v'_x(t') = \frac{dx'(t')}{dt'} = v_{\perp} \cos(\theta - \omega_c(t' - t)) \quad (3.57)$$

$$v'_y(t') = \frac{dy'(t')}{dt'} = v_{\perp} \sin(\theta - \omega_c(t' - t)) \quad (3.58)$$

$$v'_z(t') = \frac{dz'(t')}{dt'} = v'_z(t') = v_z \quad (3.59)$$

D'où, on trouve:

$$x'(t') = x + \frac{1}{\omega_c} [v_{x0} \sin \omega_c(t' - t) + v_{y0}(1 - \cos \omega_c(t' - t))] \quad (3.60)$$

$$y'(t') = y + \frac{1}{\omega_c} [-v_{x0} \cos \omega_c(t' - t) + v_{y0}(1 - \sin \omega_c(t' - t))] \quad (3.61)$$

$$z'(t') = z + v_z(t' - t) \quad (3.62)$$

Puisque $v_{\perp}^2 = v_x^2 + v_y^2$ et v_{\parallel} sont des constantes de mouvement, la fonction de distribution f_{0s} doit satisfaire à la relation (3.51), or $f_{0s}(v'_{\perp}, v'_{\parallel}) = f_{0s}(v_{\perp}, v_{\parallel})$. Donc on peut écrire:

$$\frac{\partial f_{0s}}{\partial v'_x} = \frac{\partial v_{\perp}}{\partial v'_x} \cdot \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} = \cos[\omega_c(t' - t) + \theta] \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} \quad (3.63)$$

$$\frac{\partial f_{0s}}{\partial v'_y} = \frac{\partial v_{\perp}}{\partial v'_y} \cdot \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} = \sin[\omega_c(t' - t) + \theta] \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} \quad (3.64)$$

$$\frac{\partial f_{0s}}{\partial v'_z} = \frac{\partial f_{0s}}{\partial v'_z} \quad (3.65)$$

3.3.3 Le tenseur diélectrique pour un plasma chaud:

Considérons $\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r}' - \omega t')}$ avec $\vec{k} = k_x \vec{x} + k_z \vec{z}$ ($k_y = 0$). Donc :

$$s = -\frac{q_s}{m_s} \left[\left(1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}(t')}{\omega} \right) \vec{E}_1(\vec{r}, t') + \frac{1}{\omega} \left(\vec{v}(t') \cdot \vec{E}_1(\vec{r}, t') \vec{k} \right) \right] \cdot \vec{\nabla}_{v'} f_{s0} \quad (3.66)$$

$$f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = -\frac{q_s}{m_s} \int_{-\infty}^t \left[\left(1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}(t')}{\omega} \right) \vec{E}_1(\vec{r}, t') + \frac{1}{\omega} \left(\vec{v}(t') \cdot \vec{E}_1(\vec{r}, t') \vec{k} \right) \right] \cdot \vec{\nabla}_{v'} f_{s0} dt' \quad (3.67)$$

Nous introduisons $\tau = t' - t$ et les formules de la fonction suivantes:

$$e^{ia \sin x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a) e^{inx} \text{ et } J_{-n}(a) = (-1)^n J_n(a) \quad (3.68)$$

Où J_n est la fonction de *Bessel* d'ordre n comme elle est schématisée sur la figure (3-7) pour $n = 0, 1$ et 2 .

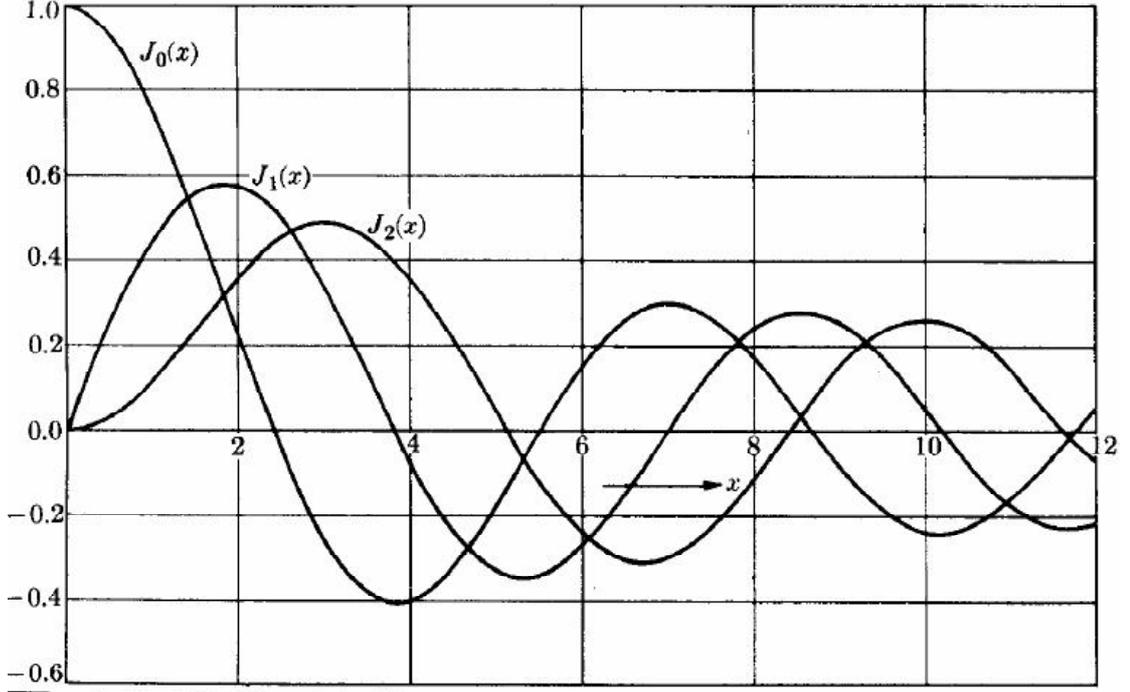


Figure 3-7 : Fonctions de Bessel J_n

En fin, après calculs la fonction de distribution de premier ordre f_1 est donnée par:

$$f_1 = \frac{iq}{m\omega} \sum_n \sum_m \frac{iJ_m(a) e^{-i(n-m)\theta}}{\omega - k_z v_z - n\omega_c} \left[-E_x \frac{n}{a} U J_n - iE_y U J'_n - E_z W J_n \right] \quad (3.69)$$

Avec:

$$a = \frac{k_\perp v_\perp}{\omega_c} \quad (3.70)$$

$$J_n = J_n(a), \quad J'_n = \frac{d}{dx} J_n(a) \quad (3.71)$$

$$U = (\omega - k_z v_z) \frac{\partial f_0}{\partial v_\perp} + k_z v_\perp \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \quad \text{et} \quad W = \frac{n\omega_c}{v_\perp} v_z \frac{\partial f_0}{\partial v_\perp} + (\omega - n\omega_c) \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \quad (3.72)$$

$$\frac{J_{n-1}(a) + J_{n+1}(a)}{2} = \frac{nJ_n(a)}{a}, \quad \frac{J_{n-1}(a) - J_{n+1}(a)}{2} = \frac{dJ_n(a)}{da} \quad (3.73)$$

Les équations de Maxwell s'écrivent

$$i \vec{k} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_s q_s \int f_{s0} d^3v \quad (3.74)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{B}_1 = -\omega \left(\varepsilon_0 \vec{E}_1 + \frac{i}{\omega} \sum_s q_s \int \vec{v} f_{s1} d^3v \right) \quad (3.75)$$

$$\vec{B}_1 = \frac{1}{\omega} \vec{k} \wedge \vec{E} \quad (3.76)$$

Le côté droit de (3.53): $s(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est une équation linéaire en \vec{E}_1 de sorte que f_{s1} est une fonction linéaire en \vec{E}_1 . Le tenseur diélectrique de plasma chaud est défini par $\overline{\overline{K}}$ ($\vec{D} = \varepsilon_0 \overline{\overline{K}} \vec{E}_1$) et donné par

$$\vec{E}_1 + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \sum_s q_s \int \vec{v} f_{s1} d^3v = \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E}_1 \quad (3.77)$$

La relation linéaire en \vec{E}_1 dérivée de (3.75) et (3.76) est donnée par :

$$\vec{k} \wedge \left(\vec{k} \wedge \vec{E}_1 \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E}_1 = 0 \quad (3.78)$$

Et l'équation de dispersion est obtenue en égalant le déterminant de matrice de coefficient de l'équation linéaire à zéro:

$$\det \left(\vec{k} \cdot \vec{k} + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \overline{\overline{K}} - k^2 \overline{\overline{I}} \right) = 0 \quad (3.79)$$

Comme f_1 est obtenue, tenseur diélectrique $\overline{\overline{K}}$ donné par l'équation (3.77) devient:

$$\overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = \overline{\overline{1}} \cdot \vec{E} + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \sum_s q_s \int \vec{v} f_{s1} d^3v \quad (3.80)$$

$$K_{i,j} = \delta_{i,j} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{1}{n_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d^3v \frac{s_{i,j}}{\omega - k_z v_z - n\omega_{cs}} \quad (3.81)$$

Où $\int d^3v = \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_0^{\infty} 2\pi v_{\perp} dv_{\perp}$ et le tenseur susceptibilité est donné par

$$\bar{\bar{s}} = \begin{bmatrix} v_{\perp} \left(\frac{nJ_n}{a_s} \right)^2 U & iv_{\perp} \frac{n}{a_s} J_n j'_n U & v_{\perp} W \frac{n}{a_s} J_n^2 \\ -iv_{\perp} \frac{n}{a_s} J_n j'_n U & v_{\perp} (J'_n)^2 U & -iv_{\perp} W J_n j'_n \\ v_z \frac{n}{a_s} I J_n^2 & iv_z J_n J'_n U & v_z W J_n^2 \end{bmatrix} \quad (3.82)$$

Avec:

$$U = (\omega - k_z v_z) \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_{\perp}} + k_z v_{\perp} \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_z} \quad (3.83)$$

$$W = \frac{n\omega_{cs}}{v_{\perp}} v_z \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_{\perp}} + (\omega - n\omega_{cs}) \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_z} \quad (3.84)$$

$$a_s = \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{cs}} \quad (3.85)$$

Où a_s est l'argument de la fonction de Bessel de l'espèce s et $\omega_{cs} = q_s B_0 / m_s$ est la fréquence cyclotronique de l'espèce s . Les formules de la fonction de Bessel sont données par:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 = 1, \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n J'_n = 0; \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} n J_n^2 = 0; \quad J_{-n} = (-1)^n J_n \quad (3.86)$$

Le tenseur diélectrique (3.81), peut être utilisé pour étudier les propriétés des ondes exactement de la même manière que le tenseur diélectrique dans des plasma froid (2.25) qui a été utilisé dans le premier chapitre. Distribution Maxwellienne :

Dans le cas où les fonctions de distribution considérées sont Maxwelliennes, on peut obtenir une expression plus simple pour le tenseur diélectrique. On considère:

$$f_{s0}(\vec{r}, \vec{v}_{\parallel}, \vec{v}_{\perp}) = n_s \widehat{f}_{s0} = n_s (v_{th,s} \sqrt{\pi})^{-3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th,s}^2}\right) \quad (3.87)$$

avec $v_{th,s} = \sqrt{2k_B T_s / m_s}$ et n_s est la densité de l'espèce s . \widehat{f}_{s0} la fonction de distribution moyenne.

Dans ce cas, on a simplement:

$$U = \omega \cdot \frac{\partial f_{s0}}{\partial v_{\perp}} = \omega \cdot v_{\perp} \cdot A \quad (3.88)$$

$$W = \omega \cdot v_z \cdot A \quad (3.89)$$

Avec

$$A = -\frac{m_s n_s}{2\pi T_s} \frac{2}{v_{th,s}^3 \sqrt{\pi}} v_z \exp\left(-\frac{v^2}{v_s^2}\right) \quad (3.90)$$

Dans ce cas et pour un plasma maxwellien nous pouvons utiliser une intégration du tenseur (3.81) dans l'espace des vitesses en utilisant:

$$\int_0^{\infty} x J_n^2(px) e^{-x^2} dx = \frac{e^{-p^2/2}}{2} I_n(p^2/2) \quad (3.91)$$

I_n est la fonction de Bessel modifiée d'ordre n , I'_n sa dérivée. Elle est définie comme elle est schématisée sur la figure (3-8) pour $n = 0, 1$ et 2 .

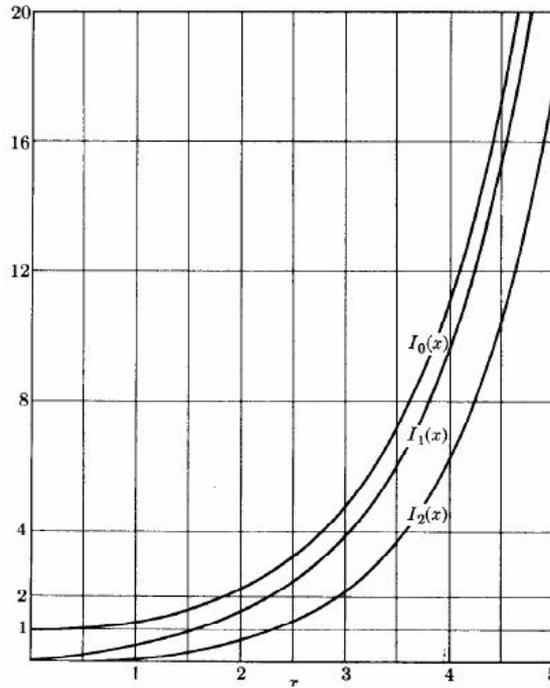


Figure 3-8 : Fonction de Bessel modifiée I_n

Après calculs, nous obtenons :

$$K_{ij} = \delta_{ij} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{v_s} \frac{e^{-\lambda_s}}{k_z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{ij} \quad (3.92)$$

Où

$$K_{ij} = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} & K_{xz} \\ K_{yx} & K_{yy} & K_{yz} \\ K_{zx} & K_{zy} & K_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.93)$$

Avec

$$\begin{aligned} K_{xx} &= 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n \frac{n^2}{\lambda_s} e^{-\lambda_s} I_n Z_n \\ K_{yy} &= 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n \left\{ \frac{n^2}{\lambda_s} e^{-\lambda_s} I_n Z_n - 2\lambda_s e^{-\lambda_s} (I'_n - I_n) Z_n \right\} \\ K_{zz} &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n e^{-\lambda_s} I_n x_n Z'_n \\ K_{xy} &= -K_{yx} = i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n n e^{-\lambda_s} (I'_n - I_n) Z_n \\ K_{xz} &= K_{zx} = - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n \left(\pm \frac{n}{\sqrt{2\lambda_s}} \right) e^{-\lambda_s} I_n Z'_n \text{ avec (+ ion, - électron).} \\ K_{yz} &= -K_{zy} = i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{th,s}} \sum_n \left(\pm \sqrt{\frac{\lambda_s}{2}} \right) e^{-\lambda_s} (I'_n - I_n) Z'_n \end{aligned}$$

Où $\omega_{ps}^2 = \frac{n_s q_s^2}{m_s \varepsilon_0}$ est la fréquence de plasma de l'espèce s . Donc le tenseur T_{ij} est donné [40] par :

$$T_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{n^2}{\lambda_s} I_n Z_n & i n (I'_n - I_n) Z_n & -\frac{n}{\sqrt{2\lambda_s}} I_n Z'_n \\ -i n (I'_n - I_n) Z_n & \left\{ \frac{n^2}{\lambda_s} I_n Z_n - 2\lambda_s (I'_n - I_n) Z_n \right\} & i \sqrt{\frac{\lambda_s}{2}} (I'_n - I_n) Z'_n \\ \left(-\frac{n}{\sqrt{2\lambda_s}} \right) I_n Z'_n & -i \sqrt{\frac{\lambda_s}{2}} (I'_n - I_n) Z'_n & -I_n x_n Z'_n \end{bmatrix} \quad (3.94)$$

L' argument de la fonction de Bessel modifiée I_n est donnée par :

$$\lambda_s = \frac{k_{\perp}^2 T_s}{m \omega_c^2} \quad (3.95)$$

L' argument de la fonction de dispersion Z_n et sa dérivée Z'_n est donnée par :

$$x_{ns} = \frac{\omega - n \omega_{cs}}{k_z v_{th,s}} \quad (3.96)$$

Elle présente aussi la fréquence distance de $n^{i\grave{e}me}$ harmonique de résonance cyclotron. Nous pouvons démontrer que dans la limite $T_s \rightarrow 0$, on obtient exactement les termes du tenseur diélectrique froid qu'il avait été dérivé à partir d'une approche fluide (Voir chapitre1), cette limite correspond à $\lambda_s \rightarrow 0$ et $x_n \rightarrow \infty$ donc $Z(x_n) \rightarrow -1/x_n$ et $Z'(x_n) \rightarrow 1/x_n^2$.

On va à nouveau considérer les deux cas particuliers de la propagation parallèle et de la propagation perpendiculaire.

3.4 Propagation parallèle dans un plasma magnétisé:

Pour une propagation parallèle au champ \vec{B}_0 , on a $k_\perp \rightarrow 0$ et donc $b_s \rightarrow 0$; dans ce cas, il est logique d'utiliser le développement limité de I_n qui s'écrit:

$$I_n(x) = \left(\frac{x}{2}\right)^{|n|} + 0(x^{|n|}) \quad (3.97)$$

Pour une propagation selon (oz) on a $k_z = k_\parallel$. On obtient: $\overline{\overline{T}} = \sum_n \overline{\overline{T}}_n$.

$$\overline{\overline{T}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s}) & i[Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s})] & 0 \\ -i[Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s})] & Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s}) & 0 \\ 0 & 0 & -2x_{0,s}Z'(x_{0,s}) \end{bmatrix} \quad (3.98)$$

D'après $\overline{\overline{T}}$ les seules des contributions non-nulles sont pour $n = 0$ et $n = \pm 1$, correspondent à

$$x_{-1,s} = \frac{\omega + \omega_{cs}}{k_\parallel v_{th,s}} \quad (3.99)$$

$$x_{0,s} = \frac{\omega}{k_\parallel v_{th,s}} \quad (3.100)$$

$$x_{1,s} = \frac{\omega - \omega_{cs}}{k_\parallel v_{th,s}} \quad (3.101)$$

La relation de dispersion peut être écrite:

$$\overline{\overline{K}} = \overline{\overline{1}} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{||} v_{th,s}} \overline{\overline{T}} \quad (3.102)$$

On a vu que l'équation d'onde (chapitre 1, équation 2.50) pouvait s'écrire:

$$\overline{\overline{M}}_{k,\omega} \overrightarrow{E} \equiv \overrightarrow{n} \Lambda \overrightarrow{n} \Lambda \overrightarrow{E} + \overline{\overline{K}} \cdot \overrightarrow{E} = 0 \quad (3.103)$$

Avec $\overrightarrow{n} \equiv \overrightarrow{k} c/\omega$, on peut encore écrire les termes de $\overline{\overline{M}}$ comme:

$$M_{ij} = n_i n_j - n^2 \delta_{ij} + K_{ij} \quad (3.104)$$

Avec:

$$M_{11} = M_{22} = 1 - \frac{k_{||}^2 c^2}{\omega^2} + \frac{1}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{||} v_{th,s}} [Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s})] \quad (3.105)$$

$$M_{12} = -M_{21} = \frac{i}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{||} v_{th,s}} [Z(x_{1,s}) + Z(x_{-1,s})] \quad (3.106)$$

$$M_{33} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{(k_{||} v_{th,s})^2} Z(x_{0,s}) \quad (3.107)$$

Tous les autres termes sont nuls $M_{13} = M_{31} = M_{23} = M_{32} = 0$ et $v_{th,s} = \sqrt{2k_B T_s/m_s}$.

La relation de dispersion $\det(\overline{\overline{M}}) = 0$ à deux solutions séparables.

Onde de Langmuir:

La première de ces solutions s'écrit:

$$1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{(k_{||} v_{th,s})^2} Z'(x_{0,s}) = 0 \quad (3.108)$$

En considérant la limite froide, obtenue en fixant $T_s \rightarrow 0$, on a $v_s = 0$, et donc $x_{0,s} \rightarrow \infty$. Dans ce cas, on utilise le développement asymptotique de Z' pour obtenir

$$Z'(x_{0,s}) \rightarrow \frac{1}{x_{0,s}^2} \quad (3.109)$$

Ce qui donne:

$$1 - \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} = 0 \quad (3.110)$$

C'est la relation de dispersion des oscillations de Langmuir dans un plasma froid. La solution donnée par l'équation (3.108) représente également les ondes électrostatiques de Langmuir correspond au vecteur propre $(0, 0, E_z)$. En utilisant la relation (3.43) on peut aussi écrire:

$$1 + 2 \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{(k_{\parallel} v_{th,s})^2} [1 + x_{0,s} Z(x_{0,s})] = 0 \quad (3.111)$$

Cette équation représente un cas spécial dans laquelle les fonctions de distribution sont Maxwelliennes. Rappelons que pour les ondes électrostatiques comme il est décrit précédemment, on obtient une absorption non négligeable pour $x_{0,s} \lesssim 1$, soit $\omega \lesssim k_{\parallel} v_{th,s}$ (amortissement). Dans les tokamaks où $T_e \sim T_i$, les ondes absorbées par effet Landau le sont généralement complètement par les électrons. Les réactions de fusion induise la présence de particules alphas très énergétiques absorbent une partie de la puissance de l'onde hybride basse, dont le mécanisme d'absorption normal est l'amortissement Landau [38] par les électrons.

Les Whistlers:

La deuxième solution de la relation de dispersion donne deux possibilités. La première est:

$$1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{\parallel} v_{th,s}} Z(x_{1,s}) = 0 \quad (3.112)$$

Avec le vecteur propre $(E_x, iE_x, 0)$. Pour identifier cette onde, on utilise le développement asymptotique

$$Z(x_{0,s}) \longrightarrow -\frac{1}{x_{0,s}} \quad (3.113)$$

Pour obtenir:

$$1 - n_{\parallel}^2 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - \omega_{cs}} = 0 \quad (3.114)$$

Où encore

$$n_{\parallel}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{1}{\omega + \omega_{ce}} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - \omega_{ci}} = L \quad (3.115)$$

Où L est défini par (2.41). C'est évidemment du Whistler ionique rencontré dans le chapitre 1. Dans ce cas, on peut avoir une absorption si $x_{1,s} = \frac{\omega - \omega_{cs}}{k_{\parallel} v_{th,s}} \lesssim 1$.

L'absorption du Whistler ionique (onde polarisée circulaire droite) est essentiellement sur les ions si on a $\omega \sim \omega_{ci}$. On peut aussi avoir une absorption électronique, mais c'est plus compliqué pour T_e est très grande. L'absorption ionique sera dominante pour $T_i \ll T_e$. La seconde possibilité correspond à

$$1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{1}{k_{\parallel} v_{th,s}} Z(x_{-1,s}) = 0 \quad (3.116)$$

Avec le vecteur propre $(E_x, -iE_x, 0)$. Dans la limite plasma froid, on obtient

$$n_{\parallel}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - \omega_{ce}} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} \frac{1}{\omega + \omega_{ci}} = R \quad (3.117)$$

qui correspond au Whistler électronique (onde polarisée circulaire gauche) et la condition pour une absorption non négligeable est $x_{-1,s} = \frac{\omega + \omega_{cs}}{k_{\parallel} v_{th,s}} \lesssim 1$ pour $\omega \sim \omega_{ce}$. La même discussion que pour le cas du Whistler ionique s'applique également, dans les cas où $T_i \gg T_e$, les électron du plasma absorbent la puissance de l'onde.

On observe dans les deux cas un mécanisme d'absorption différent de *l'effet Landau*: il s'agit de *l'absorption cyclotronique* [38].

Le mécanisme d'amortissement cyclotronique non collisionnel est très similaire au

mécanisme d'amortissement de Landau pour les ondes longitudinales. Dans ce cas, les particules résonantes sont celles qui tournent autour d'un champ magnétique avec presque la même fréquence angulaire que celle de l'onde \vec{E} . Donc l'interaction à lieu entre mouvement de rotation cyclotronique et le champ de l'onde. En moyenne, les particules qui tournent légèrement plus rapides que l'onde perdent de l'énergie (à lui céder de l'énergie); tandis que celle qui tournent légèrement moins rapides de l'onde gagnent de l'énergie (à en absorber). Dans une distribution maxwellienne, et dans la plupart des cas pratiques les premières sont plus nombreuses que les dernières, ce qui implique l'amortissement de l'onde produite par *un transfert d'énergie* de l'onde aux particules résonantes. Notant que la théorie cinétique des résonances cyclotroniques possède une largeur finie dans l'espace de fréquence c'est à dire l'onde incidente n'oscille pas exactement de la fréquence cyclotronique dans l'ordre pour qu'il y ait une absorption de l'énergie de l'onde par le plasma. Contrairement au modèle de plasma froid, où les résonances possèdent des largeurs nulles.

3.5 Propagation perpendiculaire des ondes de Bernstein électronique dans un plasma magnétisé :

Les ondes de Bernstein Electronique sont des ondes électrostatiques propageant perpendiculairement à travers un champ magnétique dans un plasma chaud. Nous obtenons ces ondes en négligeant la contribution des ions, à condition que les fréquences d'ondes soient suffisamment élevées. Ces ondes sont de type cyclotronique puisqu'elles sont soutenues par le mouvement cyclotronique des électrons et peuvent être considérées comme des fronts de raréfaction d'électrons et de compression perpendiculaire au champ magnétique avec une longueur d'onde λ de l'ordre de rayon de Larmor ρ de l'électron [50].

$$\lambda \lesssim \rho \tag{3.118}$$

Où $\rho = \frac{mv_T}{eB}$, v_{th} la vitesse thermique de l'électron. Pour des températures assez élevées ce rayon ρ devient comparable avec la longueur d'onde λ .

Ces ondes "spacecharge" montrent des caractéristiques importantes dans la propagation sans limitations pour des densités supérieures. Par contre elles ne peuvent pas propager dans le vide. Ce qui fait qu'elles ne peuvent pas être détectées par les antennes extérieures. La validité de l'approximation WKB est finie quand l'onde rencontre une coupure ($n \rightarrow 0$). La longueur d'onde est négligeable devant l'échelle de longueur des paramètres de plasma. Dans le cas d'une résonance ($n \rightarrow \infty$), l'approximation du plasma froid n'est plus valable si la longueur d'onde atteint la taille de rayon de Larmor d'un électron. Dans ce cas l'effet de rayon de Larmor fini est pris en considération. En introduisant la température électronique T_e finie, d'où la vitesse thermique électronique finie est

$$\beta = \frac{v_{Th}}{c} = \frac{2}{c} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad (3.119)$$

Donc, le paramètre de rayon de Larmor fini (FLR) est

$$\lambda = \frac{0.5 k_{\perp}^2 v_{th}^2}{\omega_{ce}^2} \quad (3.120)$$

En outre, la somme sur les fonctions de Bessel donne lieu à un grand nombre possible de nouvelles racines de ω pour N donnée, contrairement au plasma froid où les composantes de \overline{K} sont des fonctions de l'inconnue N (l'équation froide est algébrique). Ces nouvelles ondes (ω, k) sont nommées les ondes de Bernstein électroniques en l'honneur d'Ira Bernstein et de son document de base en 1958 [51]. Ils sont appelés les ondes harmoniques cyclotroniques ou les harmoniques de mode de Bernstein électronique.

Si la fréquence de l'onde ω est du même ordre que la fréquence cyclotronique électronique ω_c , les électrons peuvent se déplacer en phase avec le champ de l'onde local et participer dans le mouvement de l'onde c-à-d: en mouvement sous l'action du champ de l'onde, les électrons modifient la concentration locale des charges électriques, en donnant leurs propres contributions au champ électrique. Pour être constructive, cette contribu-

tion doit avoir une fréquence propre, une longueur d'onde et une phase.

- Supposons que la longueur d'onde de Bernstein électronique est quatre fois le rayon de gyration de l'électron (gyro-rayon) $\lambda = 4\rho$. Par conséquent la phase est approximativement enfermée dans une demie-révolution mais dans l'autre demie l'électron se déplace dans le sens inverse de l'onde (Voir fig 3-9-b) ;

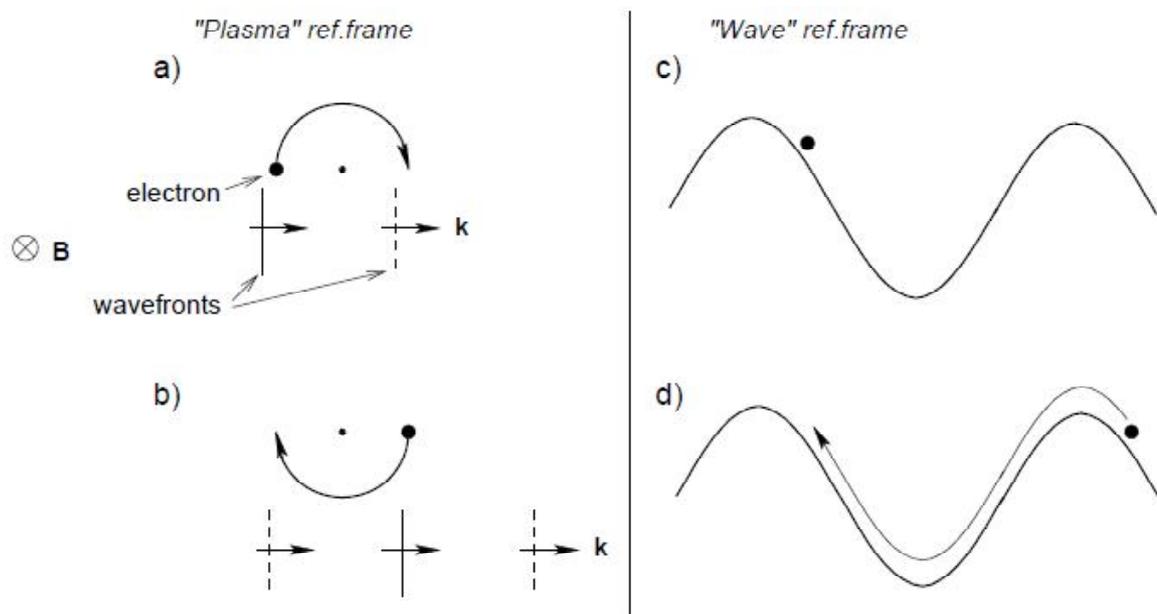


Figure 3-9: Demi-cycles d'électrons gyrotant dans un champ magnétique et immergé dans une onde électrostatiques

Ainsi, dans son cadre l'électron expérimente alternativement un champ électrique statique ou rapidement variable. D'après la figure (3-9-d) l'électron prélève une période de potentiel périodique en mouvement, donc le champ variable en moyenne égal à zero, car dans la semie période considérée le front d'onde parcourt une distance quatre fois $\lambda/2$ et l'électionelectron $2\rho = \lambda/2$. Seulement dans l'autre moitié de révolution, lorsque l'électron surfe le potentiel de mouvement, il peut y avoir un échange d'énergie nette entre l'onde et la particule (voir fig 3-9-c). En particulier, tout comme l'amortissement

Landau, un électron gagne (perde) d'énergie quand il se déplace un peu plus lent (plus rapide) que le potentiel. (front d'onde solides: $E > 0$, en pointillés: $E < 0$).

- Ces ondes électrostatiques sont longitudinales générées par le mouvement cohérent des électrons autour de leurs centres guides. Une description schématique des ondes BE est montrée dans la figure (3-10), dans ce cas une accumulation périodique des charges propage dans la direction du vecteur d'onde \vec{k} . Bien que le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique, l'électron ne sera exprimer aucune dérive $\vec{E} \wedge \vec{B}$ puisque la fréquence de l'onde est plus grande que la fréquence cyclotron ($\omega \geq \omega_c$) et donc le champ électrique moyenne sera négliger pendant le mouvement de gyration (gyro-mouvement) des électrons. En absence du champ magnétique, les ondes dans le plasma non magnétisé fait tout comme les ondes de Langmuir..

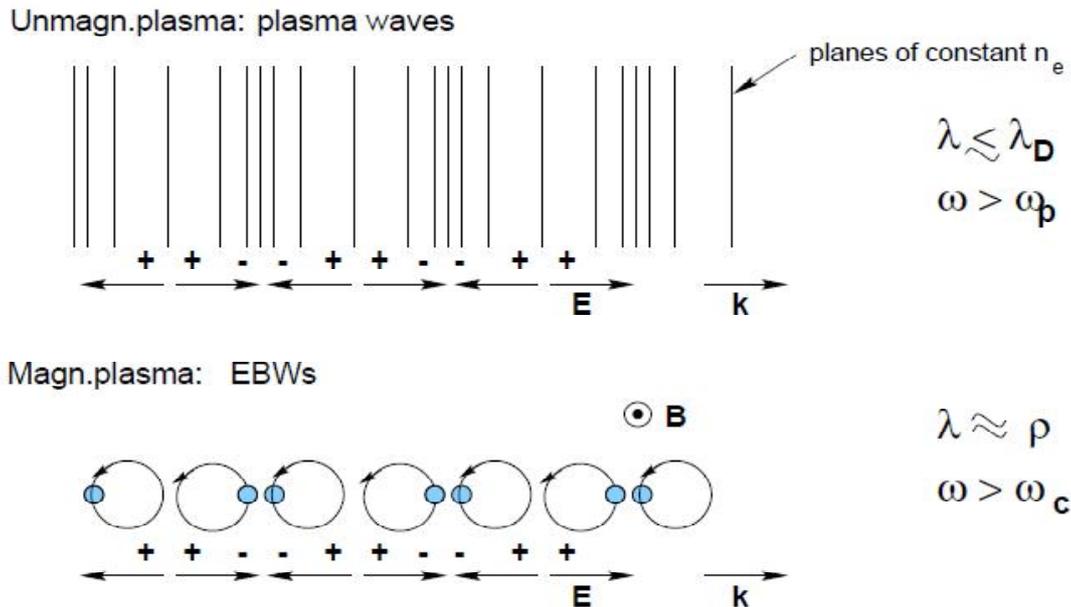


Figure 3-10: La gyration des électrons peut créer une accumulation et raréfaction des charges, pour $B=0$ on obtient les ondes de Lagmuir

Les électrons en résonance avec $\omega = \omega_c$, $\lambda = 4\rho$ ont une vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde ω/k . Dans le cas général pour les harmoniques cyclotroniques, nous obtenons $\omega = n\omega_c$, $\lambda = 4\rho/n$.

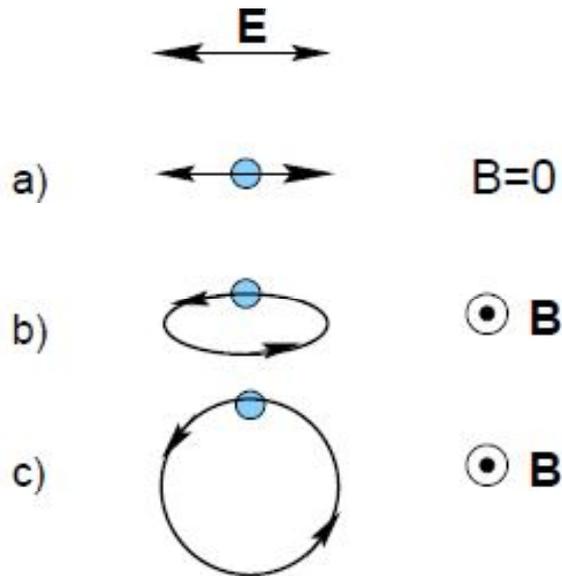


Figure 3-11: Les formes des orbites électronique en absence et en présence de champ magnétique.

a) De manière complémentaire pour examiner les OBE commence à partir des ondes de plasma qui se propagent dans plasma non magnétisé et obéir a la dispersion de Langmuir $\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2v_{Th}^2$ (déjà mentionnée au premier chapitre) comme montre la figure (3-11-(a)).

b) Quand le champ magnétique statique est imposé sur les oscillations de champ électrique associé au plasma, les orbites électroniques deviennent des ellipses voir la figure (3-11-b). Ces oscillations sont les oscillations hybride hautes ω_{UH} .

c) En augmentant le champ magnétique, la force de Lorentz est dominante (par rapport à la force électrostatique), les orbites électronique prennent les formes circulaires voir la figure (3-11-c).

Les ondes de Bernstein électronique peuvent propager même pour $\omega < \omega_p$ (plasma plus dense) et $\omega \geq \omega_c$ est toujours applicables. Pour $\omega_p > \omega_c$ les électrons décrivent des orbites à rayon de Larmor plus grand que le rayon de Debye, d'où on peut exporter en dehors de la sphère de Debye les informations concernant une perturbation de charge d'espace générées à l'intérieur.

3.5.1 Les modes Ordinaire, Extraordinaire et de Bernstein

Pour une propagation perpendiculaire à \vec{B}_0 , on a $k_{\parallel} \rightarrow 0$ et donc excepté aux résonances, où $\omega = n\omega_{cs}$, on a $x_{ns} \rightarrow \infty$; dans ce cas, on utilise le développement asymptotique de $Z(x_n) \rightarrow -\frac{1}{x_n}$ et $Z'(x_n) \rightarrow \frac{1}{x_n^2}$, on obtient les termes du tenseur diélectrique suivants:

$$K_{11} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.121)$$

$$K_{12} = -K_{21} = i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{I_n - I'_n}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.122)$$

$$K_{22} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s) + 2\lambda_s^2 (I_n - I'_n)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.123)$$

$$K_{33} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.124)$$

$$K_{13} = K_{23} = K_{31} = K_{32} = 0 \quad (3.125)$$

Les termes de la matrice $\overline{\overline{M}}$ non identique:

$$M_{11} = K_{11} \quad (3.126)$$

$$M_{12} = K_{12} \quad (3.127)$$

$$M_{22} = K_{22} - n_{\perp}^2 \quad (3.128)$$

$$M_{33} = K_{33} - n_{\perp}^2 \quad (3.129)$$

Avec n_{\perp}^2 le carré de l'indice perpendiculaire. La condition de solvabilité est :

$$\det(\overline{\overline{M}}) = \det \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 \\ -M_{21} & M_{22} & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} \end{bmatrix} = 0$$

A nouveau la relation de dispersion est séparable en deux parties:

Onde Ordinaire

Les vecteurs propres du tenseur diélectrique sont les modes possibles de propagation de l'onde. Donc un vecteur propre est immédiatement obtenu de $M_{33} = 0$ qui seulement une composante selon (Oz) (c-à-d $\vec{E} // \vec{B}_0$ champ magnétique produit de l'extérieur). Il s'agit d'une généralisation de mode ordinaire O, c'est la première solution de la relation de dispersion donnée par $M_{33} = 0$, soit

$$n_{\perp}^2 = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (3.130)$$

Dans un plasma froid, $\lambda_s \rightarrow 0$, ce qui donne $I_n(\lambda_s) \approx (\lambda_s/2)^{|n|}$. Le seul terme non nul de la somme sur les harmoniques à $n = 0$ et on obtient donc

$$n_{\perp}^2 = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (3.131)$$

Avec le vecteur propre $(0, 0, E_z)$ qui correspond au mode ordinaire discuté au premier chapitre, mais de nature différente de son homologue froide du fait de l'influence des résonances cyclotroniques $\omega = n\omega_{cs}$ avec $n \neq 0$ (indice n_{\perp} infini). Il s'agit d'un *effet de rayon de Larmor fini*, provenant du fait que la phase de l'onde varie le long de l'orbite de la particule. Le *rayon de Larmor* de la particule est donné par

$$\rho_s = \frac{v_{\perp}}{\omega_{cs}} \quad (3.132)$$

Ici, λ_s est donné par $\lambda_s = (k_{\perp}\rho_s)^2/2$ et $k_{\perp} = 1/\lambda_{\perp}$ avec λ_{\perp} est la longueur d'onde perpendiculaire qui permet d'identifier plusieurs régime:

1. $\lambda_s = 0$, comme c'est le cas dans un plasma froid, le rayon de Larmor se réduit à un point et il n'y a donc aucune influence des résonances.

2. $\lambda_s \ll 1$, et $\rho_s \ll \lambda_{\perp}$, la variation de phase de l'onde est faible le long de l'orbite de la particule. De la relation (3.97) on peut écrire $I_n(\lambda_s) = \left(\frac{\lambda_s}{2}\right)^{|n|}$ cela signifie que

l'influence des harmoniques cyclotroniques successives décroît très rapidement avec n , et seuls les harmoniques d'ordre plus faibles ont une importance (c'est à dire les harmoniques de résonances d'ordre supérieur $|n| \gg 1$ sont négligeables).

3. $\lambda_s \gtrsim 1$, les harmoniques ont plus en plus d'influence et si $\lambda_s \gg 1$ tous les harmoniques de la résonance ont une importance équivalente.

Comme le rayon de Larmor ionique est généralement beaucoup plus grand que le rayon de Larmor électronique, il s'ensuit que les résonances des harmoniques cyclotron ionique sont généralement plus importantes que les résonances des harmoniques cyclotron électronique.

Onde extraordinaire et onde de Bernstein:

Les deux autres modes propres, pour une polarisation perpendiculaire au champ magnétique sont satisfaire à l'équation

$$\det \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ -M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = 0 \quad (3.133)$$

$$M_{11}M_{22} + M_{12}^2 = 0 \quad (3.134)$$

Donc:

$$\left(1 - n_{\perp}^2 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s) + 2\lambda_s^2 I_n(\lambda_s) - 2\lambda_s^2 I_n'(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right) \cdot \left(1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right) - \left(\sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{I_n(\lambda_s) - I_n'(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right)^2 = 0 \quad (3.135)$$

Avec le vecteur propre $(E_x, E_y, 0)$. En utilisant à nouveau la limite froide $\lambda_s \rightarrow 0$, donc

$$\left(1 - \frac{1}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \left(\frac{1}{\omega - \omega_{cs}} + \frac{1}{\omega + \omega_{cs}} \right) \right) \cdot \left(1 - n_{\perp}^2 - \frac{1}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \left(\frac{1}{\omega - \omega_{cs}} + \frac{1}{\omega + \omega_{cs}} \right) \right) - \left(\frac{1}{2} \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \left(\frac{1}{\omega - n\omega_{cs}} - \frac{1}{\omega + n\omega_{cs}} \right) \right)^2 = 0 \quad (3.136)$$

En utilisant la définition de S et D donnée au chapitre 1, on peut écrire:

$$N_{\perp}^2 = \frac{S^2 - D^2}{S} = \frac{RL}{S} \quad (3.137)$$

C'est la relation de dispersion du mode extraordinaire en plasma froid dans le cas général. Ce mode, pour $\lambda_s \ll 1$, le plasma possède une vitesse thermique proche de la vitesse de la lumière, est peu affecté par les effets thermiques [37], à l'exception au voisinage des résonances harmoniques cyclotroniques $\omega = n\omega_{cs}$.

Le fait que la relation de dispersion (3.135) décrit à la fois le modes extraordinaire et le mode de Bernstein induit par l'effet de rayon de Larmor fini (RLF), est le point clé de leur couplage. Pour une grande approximation $\lambda = \frac{1}{2}k_{\perp}^2 v_{Th}^2 / \omega_c^2$ qui signifie une courte longueur d'onde ou un grand gyro-rayon, les deux modes se découplent et une formule analytique de la relation de dispersion EBW peut être trouvée. Cette relation nous informe de comportement asymptotique de

$$\tilde{I}_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \left(1 - \frac{4n^2 - 1}{8\lambda} + \dots \right) \quad (\lambda \gg 1) \text{ avec } \tilde{I}_n = e^{-\lambda} I_n(\lambda) \quad (3.138)$$

Cependant, ce mode qui est de nature électrostatique dont la vitesse de phase est trop petite devant la vitesse de la lumière, est trouvé pour $M_{11} = 0$, donc la relation de dispersion est :

$$1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} = 0 \quad (3.139)$$

qui est associé au vecteur propre $(E_x, 0, 0)$. Il s'agit de la relation de dispersion des nouvelles ondes longitudinales se propageant lentement appelées *les ondes de Bernstein*.

L'orientation relative des modes de polarisations O, X et Bernstein pour une propagation perpendiculaire à \vec{B}_0 dans un plasma froid et chaud, ou RLF est prise en considération est donnée par la figure 3-12.

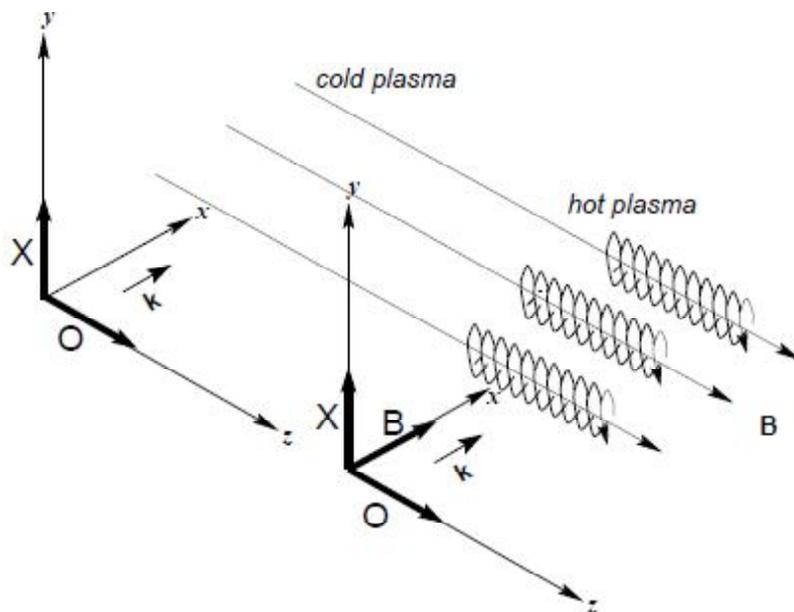


Figure 3-12: L'orientation des modes de polarisations O, X et B pour une propagation perpendiculaire

La relation de dispersion (3.139) sans indice s s'écrit

$$1 - \frac{\omega_p^2 e^{-\lambda}}{\omega \lambda} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda)}{\omega - n\omega_c} = 0 \quad (3.140)$$

Donc

$$\lambda = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} e^{-\lambda} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda)}{1 - n(\omega_c/\omega)} \quad (3.141)$$

3.5.2 Discussion de la relation de dispersion:

1- Dans la limite $\lambda \rightarrow 0$ (avec $\omega \neq n\omega_c$), seulement pour les valeurs de $n = \pm 1$ dans l'expression (3.141), nous avons $I_{\pm 1}(\lambda)/2 \rightarrow 1/2$. Donc notre relation de dispersion devient:

$$\omega^2 \rightarrow \omega_p^2 + \omega_c^2 \quad (3.142)$$

Il s'ensuit qu'il y a une onde de Bernstein dont la fréquence asymptote la fréquence hybride supérieure dans la limite $k_{\perp} \rightarrow 0$. Pour les autres valeurs non nulles de n , nous avons $I_n(\lambda)/\lambda \rightarrow 0$, comme $\lambda \rightarrow 0$. Toutefois, une solution de l'équation (3.139) peut être obtenue si $\omega \rightarrow n\omega_c$ en même temps.

2- De même, comme $\lambda \rightarrow \infty$, nous avons $e^{-\lambda} I_n(\lambda) \rightarrow 0$. Dans ce cas, une solution peut être obtenue que si $\omega \rightarrow n\omega_c$, pour un certain n , en même temps. La solution complète à l'équation (3.139) est schématisée dans la figure (3-13), pour le cas où la fréquence supérieure hybride se situe entre $2|\omega_c|$ et $3|\omega_c|$. En fait, où la fréquence supérieure hybride se trouve, les modes de Bernstein en dessus et en dessous se comportent comme ceux dans le diagramme de la figure (3-13).

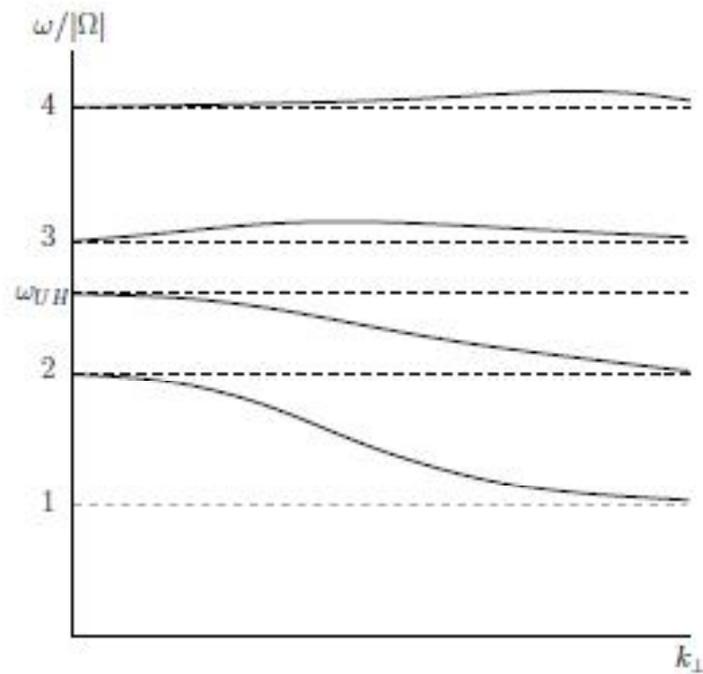


Figure 3-13: Relation de dispersion des ondes de Bernstein électroniques

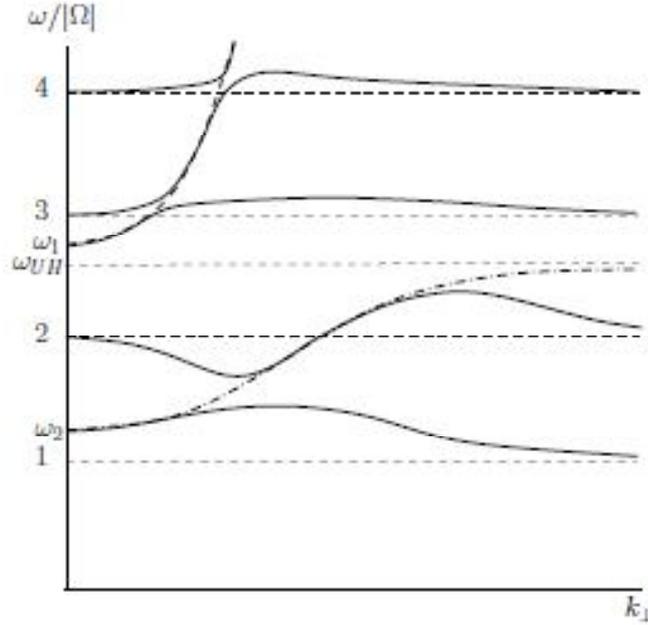


Figure 3-14: Relation de dispersion des ondes de Bernstein électronique dans un plasma chaud.

À de petites valeurs de k_{\perp} , la vitesse de phase devient grande, et il n'est plus légitime de négliger le mode extraordinaire. Un examen plus détaillé de la relation de dispersion complète montre que le mode extraordinaire et Bernstein traversent tout près des harmoniques de la fréquence cyclotronique en donnant le schéma de la figure 3-14. La ligne en pointillée indique le mode extraordinaire dans un plasma froid.

Dans une gamme de fréquences basses, un phénomène similaire se produit aux harmoniques de la fréquence cyclotronique des ions, produisant les ondes de Bernstein ioniques, avec un peu des propriétés semblables à des ondes de Bernstein électronique. Notons, cependant, tandis que la contribution des ions à la relation de dispersion peut être négligée pour des ondes haute fréquence, la contribution des électrons ne peut être négligée pour les basses fréquences, donc il n'y a pas une symétrie complète entre les deux types d'ondes de Bernstein.

Pour une propagation perpendiculaire au champ magnétique, la partie imaginaire de la relation de dispersion s'annule, ce qui résulte une propagation de l'onde non amortie

sauf au voisinage de la résonance cyclotronique. Pour chaque résonance harmonique cyclotron $\omega = n\omega_c$ l'indice de réfraction devient infini et les ondes cyclotroniques sont fortement amorties comme montre la figure (3-15).

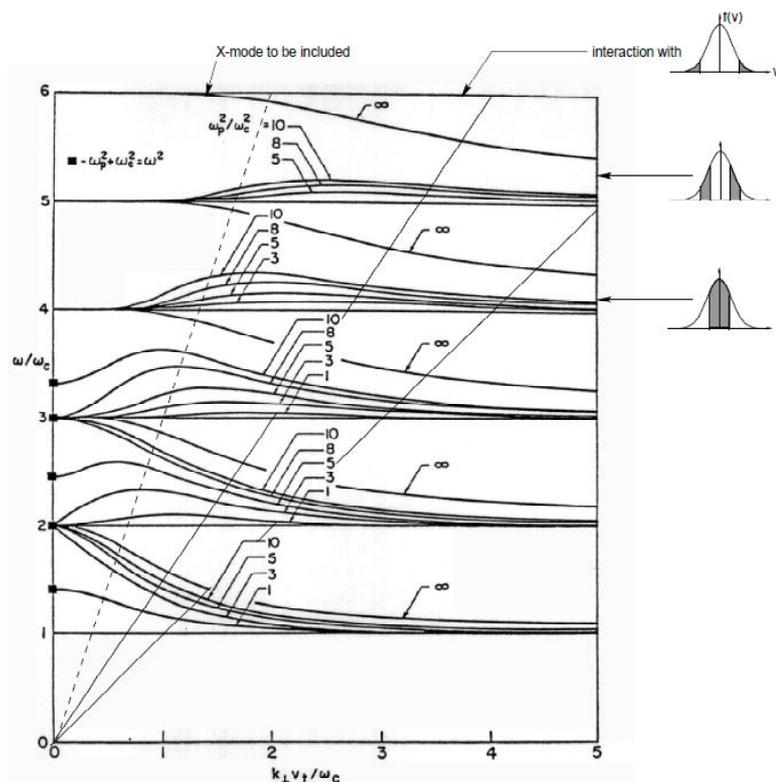


Figure 3-15: Solutions de relation de dispersion ??, [39].

La figure (3-15) présentes les solutions de l'équation de dispersion (??) pour différentes valeurs de $\frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}$ ($= 1, .5, 10, \infty$). Cette quantité donne des informations sur le plasma le plus dense considéré. Il convient de souligner à nouveau que (??) et fig. (3-15) sont valables que pour les grandes valeurs de ρk . A gauche de la ligne en pointillé, il n'y a pas assez d'électrons que l'onde électrostatique leur intéragit et la dispersion est modifiée en connectant au mode X électromagnétique [39]. Autrement dit , la dispersion de la figure (3-15) correspond en quelque sorte de à celle de plasma froid schématisé dans la figure (3-15) dans la limite d'un petit gyro-rayon à gauche de la ligne en pointillé. Entre les deux linges solides l'onde de Bernstein électronique intéragit avec une distribution Maxwellienne de vitesse. Ces actions donnent une idée où la relation de dispersion modifie

par le caractère non maxwellien. Ces ondes orthogonales sont des ondes rétrogrades car elles ont une vitesse de phase et de groupe opposées. Elles se trouvent seulement entre les harmoniques cyclotroniques, où leur émission et absorption prennent place.

3.6 Conclusion:

Il est remarquable et très utile pour les applications plasma que la propagation des ondes de Bernstein électronique ne soit pas limitée par la densité de coupure. Ou le vecteur d'onde reste réel avec l'augmentation de densité normalisée. L'approximation électrostatique n'est plus valable à la résonance hybride supérieure, où l'onde X adopte aussi un caractère électrostatique. Ses indices de réfraction devient grands et le champ électrique longitudinal dominant. Finalement les racines des deux mode X et B coïncident; l'onde X est couplée dans l'onde B et vice versa . L'onde X exprime une polarisation longitudinale qui devient dominante lorsqu'elle atteint la résonance hybride supérieure RHS. Au voisinage de ce résonance la vitesse de phase est proche à la vitesse thermique. D'où le vecteur d'onde est réduit dans l'ordre de gyro- rayon de l'électron et une onde de Bernstein est excité.

Bibliographie

- [1] L.Rezeau, G.Belmont, Quelques propriétés des plasmas, cour de physique de plasma, Janvier 2007..

Chapitre VI

**Chauffage d'un Plasma très Dense par
les Ondes de Bernstein Electronique
Dans un Tokamak TCV**

Chapitre 4

Chauffage d'un plasma très dense par les ondes de Bernstein dans un Tokamak TCV

4.1 Introduction

Parallèlement au projet ITER, dont l'objectif est la construction d'un prototype de réacteur à fusion basé sur le concept du tokamak et capable de produire jusqu'à $500GW$ de puissance thermique pendant une durée de $500s$ et dont la construction sera achevée en 2016, les différents centres de recherche internationaux poursuivent leurs efforts en vue du développement des connaissances et des technologies nécessaires à la production d'électricité par fusion thermonucléaire. Cette partie de travail de thèse est effectuée sur le chauffage par les ondes Bernstein dans un Tokamak à Configuration Variable (TCV) au Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) de Lausanne, Suisse.

Un Tokamak est un réacteur de fusion gouverné par le critère de Lawson, qui exprime les contraintes sur les paramètres du plasma pour produire de l'énergie à partir de la fusion thermonucléaire, impose une température de l'ordre de 10 à 20 keV . Pour atteindre ces températures élevées, il est nécessaire de chauffer le plasma.

Le régime ohmique est un premier mécanisme naturel de chauffage par effet Joule lié au courant du plasma. Malheureusement, cet effet, proportionnel à la résistance du plasma qui a tendance à s'écrouler lorsque la température augmente, sature et ne permet d'atteindre que des températures limitées (de l'ordre de 10 millions de degrés). Pour atteindre les températures requises, on a donc recours à des systèmes de *chauffage additionnels*. On les classe en deux grandes familles :

a- *le chauffage par injection de particules neutres très énergétiques*[42], qui consiste à chauffer le plasma grâce aux collisions entre les particules très énergétiques injectées et les particules du plasma.

b- *le chauffage par ondes radio-fréquences*, qui consiste à coupler au plasma une onde à une fréquence choisie de manière à être en résonance avec une catégorie de particules du plasma (à la même fréquence) et à leur communiquer de l'énergie, un peu comme un four micro-onde. Suivant la gamme de fréquence, il existe trois grandes familles de chauffage[42]:

*le chauffage à la fréquence cyclotronique ionique (FCI) : quelques dizaines de Mégahertz (MHz)

*le chauffage à la fréquence hybride : quelques GigaHertz (GHz)

*le chauffage à la fréquence cyclotronique électronique (FCE) : est de l'ordre de la centaine de GHz ,qui correspondant à des longueurs d'onde millimétriques. Dans ce cas l'interaction se fait au moment où l'électron traverse une couche de résonance à une fréquence fixée et dépendant du champ magnétique. L'avantage de ce type de chauffage est de produire des dépôts très localisés, ce qui peut produire un effet stabilisant sur certaines instabilités et il est moins sensible aux conditions de bord au niveau de l'antenne. Généralement le principe de chauffage par onde électromagnétique est bien

schématisé sur la figure (4-1).

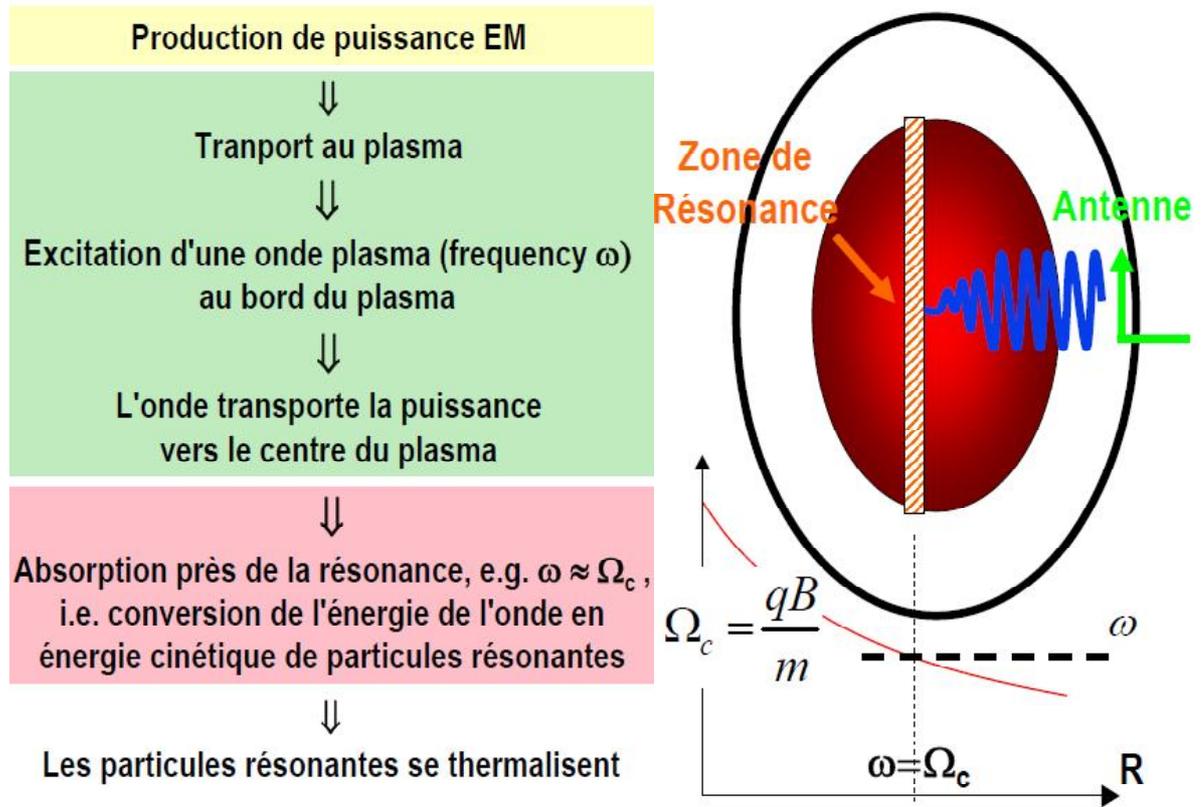


Figure 4-1: Principe de chauffage par onde EM [41]

Dans cette partie, nous exposons les dernières techniques expérimentales utilisées pour le chauffage d'un plasma très dense dans un Tokamak (TCV).

4.2 Tokamak à Configuration Variable (TCV)

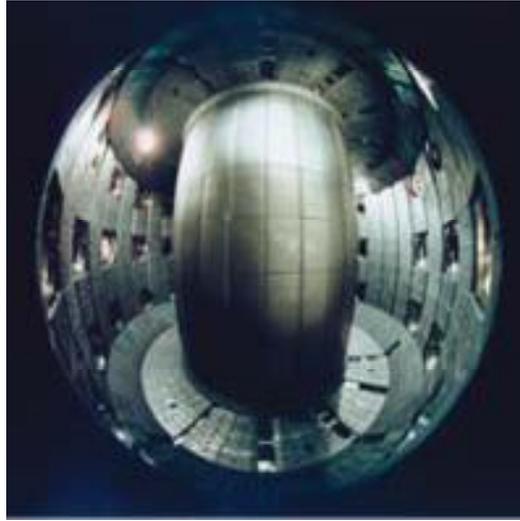


Figure 4-2: Tokamak a configuration variable

Le tokamak TCV (Tokamak à Configuration Variable) a pour objectif de repousser les frontières de fonctionnement des Tokamaks vers des régimes d'opération encore inexplorés dont les performances seraient améliorées: temps de confinement τ_E et rapport de l'énergie contenue dans le plasma sur l'énergie magnétique $\beta = P_{th}/\mu_0 B^2$.

Le TCV a été mis en service en novembre 1992, des courants de plasma dépassant 10^6 Ampères (valeur nominale: 1,02 MA) ont été obtenues. Les plasmas ont une durée de quelques secondes et sont produits toutes les 15 minutes environ.

L'installation est complétée par des instruments de mesure des paramètres du plasma, qui sont installés autour du tokamak. La forme de la section du plasma est l'un des paramètres majeurs qui peut être modifié lors des différentes études. La position du plasma dans le tore (figure 3) doit être contrôlée pendant toute la phase d'existence du plasma, faute de quoi il dériverait vers les parois et disparaîtrait. Les diverses formes de plasma obtenues à ce jour ont largement démontré la flexibilité de l'installation. Un programme important de chauffage additionnel produit par des gyrotrons. Ils sont installés dans l'extension sud du halle TCV, [43].

4.2.1 Description & Caractéristiques

Ce dispositif expérimental est de taille moyenne conçu pour étudier l'influence du façonnage de la section poloïdale du plasma sur ses performances.

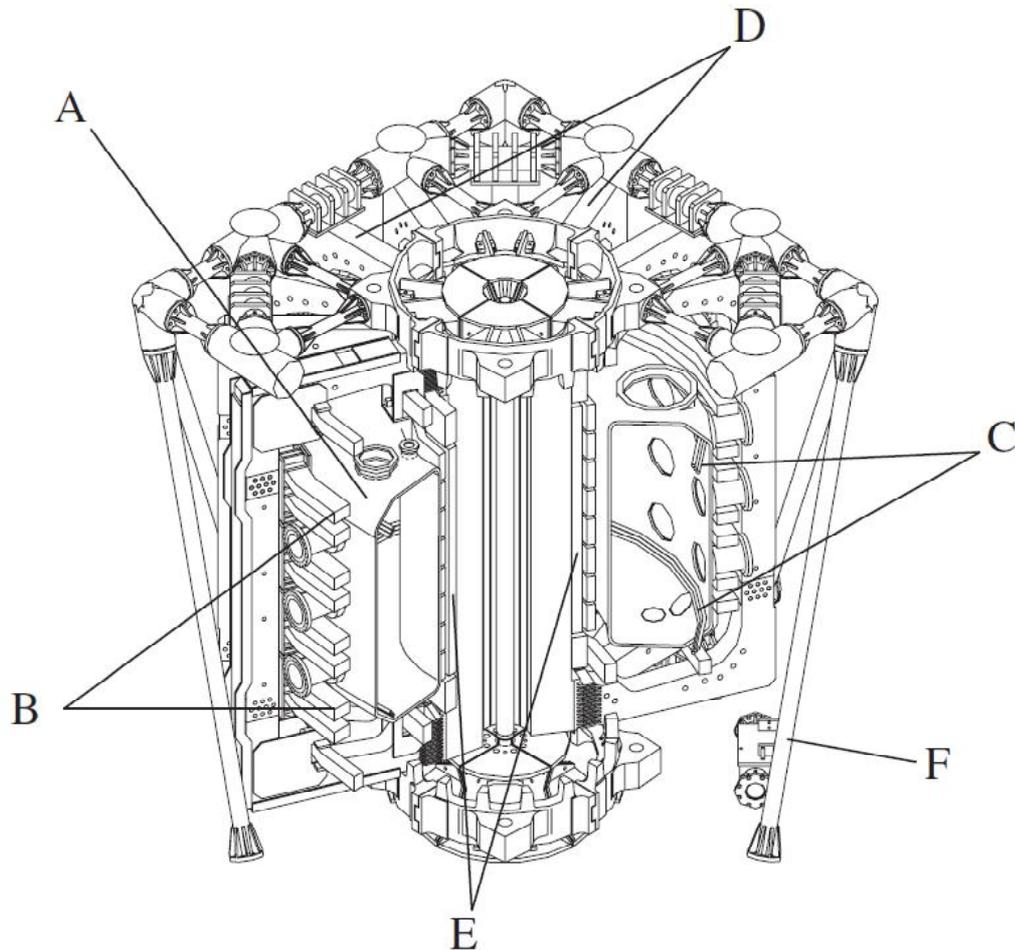


Figure 4-3: Schéma de différents éléments du TCV [44].

Un schéma du tokamak TCV est représenté dans la figure 4-3.

(A) La chambre à vide, de grand rayon $R_0=0.88\text{ m}$, est constituée d'une coque conductrice d'une seule pièce, en acier inoxydable, avec une section, quasiment rectangulaire ($0.55 * 1.55\text{m}$), est adaptée à la réalisation de plasmas de formes variées.

(B) Les bobines de façonnage : Ces 16 bobines sont alimentées indépendamment les unes des autres, en assurant un contrôle de la forme du plasma d'une grande flexibilité.

(C) *Les bobines toroïdales* : Deux ensembles de bobines sont situées à l'intérieur de la chambre à vide permettent la stabilisation verticale des plasmas dont la section est fortement allongée.

(D) *Les bobines poloïdales* : Ces 16 bobines sont utilisées pour créer le champ magnétique toroïdal qui varie inversement proportionnel au grand rayon R et peut atteindre $1.54 T$ au centre de la chambre à vide.

(E) *Les bobines ohmiques* situées dans la colonne centrale constituent le circuit primaire du transformateur et sont utilisées pour induire jusqu'à $1MA$ de courant toroïdal dans le plasma.

(F) *la structure portante* c'est la structure d'un support mécanique

Le tableau (4-1) suivant montre les dimensions caractéristique du TCV:

Hauteur du plasma	1,40 mètre
Rayon mineur	$a_{\min} = 0,25$ mètre
Rayon majeur	$R_0 = 0,88$ mètre
Courant total plasma	$I_P = 1$ MAmpères
Durée de vie du plasma	$\tau = 2$ secondes maximum
Champs magnétique toroïdal	$B_T = 1,54$ teslas
Chauffage additionnel	4,5 MWatts
Température électronique centrale (max)	$T_e = 18$ Kev
Température ionique centrale (max)	$T_i = 1.5$ Kev
Densité électronique centrale (max)	$n_e = 20 \cdot 10^{19} m^{-3}$

Tableau (4-1): Caractéristiques de TCV

L'accessibilité des ondes cyclotronique électronique CE dépend essentiellement du champ magnétique de l'appareil, et la détermination de la fréquence des sources d'énergie. La limitation de l'accessibilité dû aux coupures EC doit être comparé avec les données empiriques des densités limites dans un Tokamak . La densité limite de Greenwald [45] donnée par:

$$\langle n_{eG} \rangle = 0.27 \cdot I_p / a^2 \quad (4.1)$$

Où I_p est le courant plasma et a le rayon de plasma.

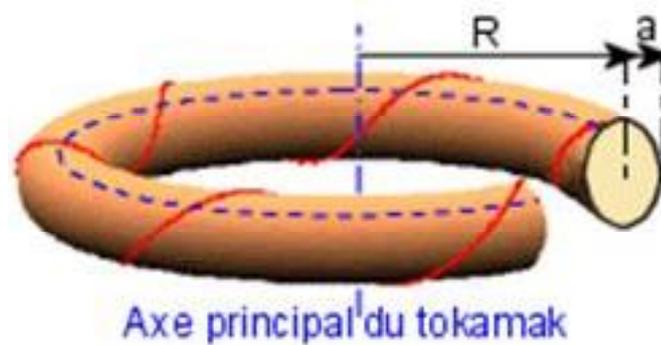


Figure 4-4: Tore dans un Tokamak

4.2.2 Contrôle de forme

Un des atouts de TCV est sa capacité de façonner le plasma. Cette remarquable et unique caractéristique que possède ce Tokamak permet de modifier et de contrôler la forme de la section du plasma sur une large gamme d'élongations et de triangularités, y compris négatives. La forme de la section du plasma est caractérisée par : le petit rayon a , le grand rayon R comme il est indique sur la figure 4-4. Son élongation défini par

$$\varkappa = \frac{Z_{\max} - Z_{\min}}{R_{\max} - R_{\min}} \quad (4.2)$$

Et sa triangularité définie par

$$\delta = \frac{R_{mid} - R_{\delta}}{R_{\max} - R_{\min}} \quad (4.3)$$

Où R est la coordonnée radiale mesurée horizontalement et la coordonnée Z est l'altitude mesurée verticalement. La figure (4-5) illustrant un échantillon des diverses formes de plasma réalisées sur TCV.

Paramètre	Symbole	Valeur mesurée
Elongation	κ	$0.9 < \kappa < 2.8$
Triangularité	δ	$-0.77 < \delta < 0.86$

Tableau (4-2): Valeurs d'élongation & triangulativité sur TCV

4.3 Chauffage Cyclotronique Electronique

4.3.1 Fréquence électron cyclotron

Les particules chargées dans un plasma sont des naturelles oscillations. En présence d'un champ magnétique ces particules sont soumises à une force de Lorentz $\vec{F} = q(\vec{v} \wedge \vec{B})$. Cette force est perpendiculaire au champ magnétique \vec{B} et à la vitesse des particules \vec{v} . Grâce à cette force les particules tournent autour des lignes de ce champ suivant des trajectoires hélicoïdales dans le plan perpendiculaire.

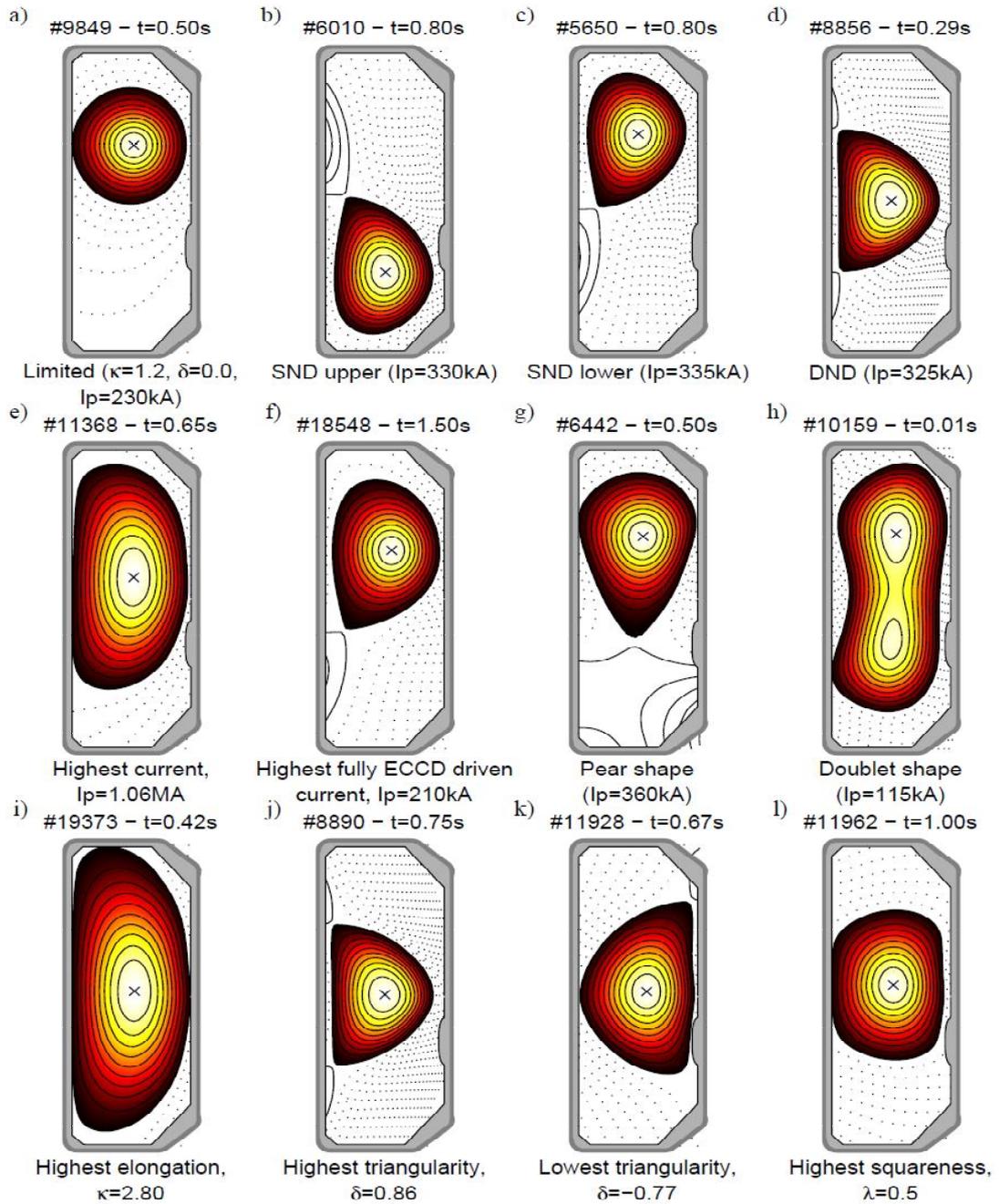


Figure 4-1: Figure 4-5: différentes formes de plasma réalisées sur TCV[46]

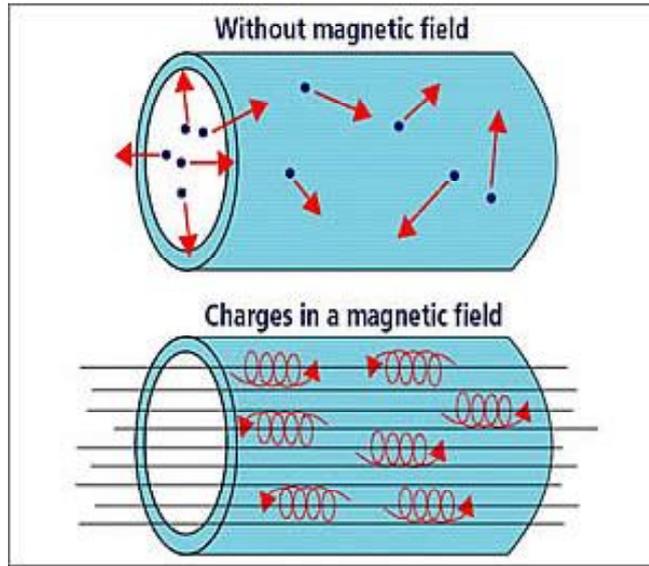


Figure 4-6 : Effet du champ magnétique sur les particules chargées

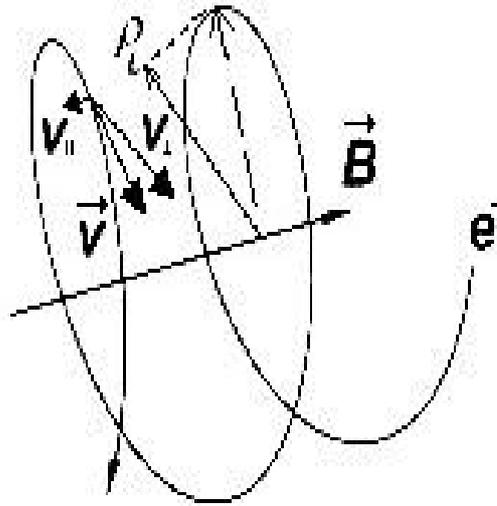


Figure 4-7: Mouvement de gyration des électrons

Si la particule est un électron $q = -e$, sa fréquence de rotation ω_{ce} est appelée la *fréquence cyclotron électron* donner par:

$$\omega_{ce} = 2\pi f_c = \frac{eB}{\gamma m_e} \quad (4.4)$$

Où $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ le facteur de Lorentz, $\gamma = 1$, pour un plasma non relativiste ($v \ll c$). Le rayon de la rotation circulaire est appelé rayon de Larmor donné par

$$\rho = \frac{\gamma m_e v_{\perp}}{eB} \quad (4.5)$$

Avec v_{\perp} est la composante de vitesse perpendiculaire à \vec{B} . Puisque la gyration des électrons est périodique; elle émet des radiations dans des séries d'harmoniques:

$$\omega_{cen} = \frac{n\omega_{ce}}{1 - \frac{v_{\parallel}}{c} \cos \theta} \quad (4.6)$$

Où n le nombre d'harmoniques, v_{\parallel} est la composante de vitesse parallèle à \vec{B} . L'angle θ entre la ligne d'observation et le champ magnétique \vec{B} . Le terme $(1 - \frac{v_{\parallel}}{c} \cos \theta)$ est appelé le décalage de Doppler [55]. Pour $\theta \neq 90^\circ$, on parle d'une observation d'une émission cyclotronique électronique oblique. Si $\theta = 90^\circ$, l'équation (4.6) s'écrit

$$\omega_{cen} = n\omega_{ce} = 2\pi n f_{ce} \quad (4.7)$$

Les harmoniques de ω_{ce} est schématisé dans la figure 4-8.

4.3.2 Les ondes cyclotronique électronique (CE)

Pour le traitement de l'onde cyclotronique électronique (EC-ondes) dans les plasmas de fusion, il est généralement adéquat de décrire la propagation des ondes avec " *l'approximation WKB*". Ici il est supposé que les longueurs à échelle typique, les paramètres plasma, sont grandes par rapport à la longueur d'onde et la variation temporelle est lente par rapport à la fréquence.

Pour une haute fréquence limite de l'approximation WKB (voir annexe A), nous supposons que les ions sont immobiles et seulement garantir la quasi-neutralité, par conséquent, le mouvement d'ions est négligé. Pour les ondes électromagnétiques loin du voisinage d'une résonance, on peut utiliser le tenseur diélectrique $\overline{\overline{K}}$ «froid» avec les

paramètres S , P et D de "Stix" [chapitre1], et de négliger le mouvement thermique de l'électron (approximation plasma froid):

$$\overline{\overline{K}} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Avec:

$$S = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}, \quad D = -i \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}; \quad P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}.$$

L'équation $\vec{n} \wedge \vec{n} \wedge \vec{E} + \overline{\overline{K}} \cdot \vec{E} = 0$ déjà obtenue au chapitre1, conduit à la résolution de l'équation quartique

$$An^4 + Bn^2 + C = 0 \quad (4.9)$$

dont la condition de solvabilité est $\det(\overline{\overline{M}}_{k,\omega}) = 0$. Dans le cas d'une propagation parallèle le long du champ magnétique ($\theta = 0$, $n_x = 0$), nous avons trouvé deux solutions électromagnétiques de (4.9) correspond aux ondes circulaires gauche et droite et une solution électrostatique correspond à des oscillations plasma de Langmuir.

$$n^2 = S - D, \quad n^2 = S + D, \quad P = 0 \quad (4.10)$$

L'équation(4.9) montre les solutions électromagnétiques bien connues, le mode ordinaire (O-mode) et de l'extraordinaire (mode X) dans le cas d'une propagation perpendiculaire au champ magnétique ($\theta = \frac{\pi}{2}$, $n_z = 0$) [Voir chapitre 1] nous avons trouvés:

$$n_O^2 = P, \quad n_X^2 = \frac{S^2 - D^2}{S} \quad (4.11)$$

Tout dépend de la vitesse de phase ω/k , on distingue deux modes X rapide (F) et lente (S) comme il montré dans la figure (7) .Cette figure représente les relations de dispersion des ondes ordinaire (O), extraordinaire (X) rapide (F) et lente (S) propageant à travers le champ magnétique pour $Y = 0.9$. La ligne en pointillés correspond à la propagation dans le vide $\omega = ck$. Il est plus commode pour le reste d'exprimer la densité et le champ

magnétique sous forme adimensionnelle

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad Y = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \quad (4.12)$$

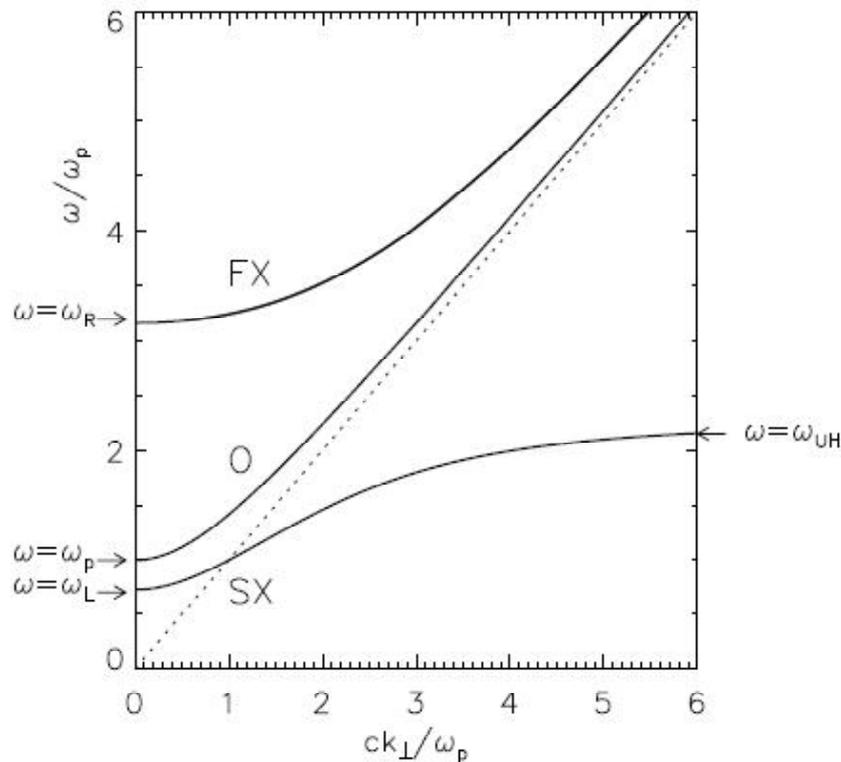


Figure 4-8: Relation de dispersion des ondes (O), XF et XS propageant à travers \vec{B} .

Pour des dispositifs expérimentaux de faible champ avec les fréquences CE inférieures à 30 GHz, l'échelle de longueur de la densité typique atteint l'ordre de la longueur d'onde et la description doit être prolongé vers une analyse détaillée de l'onde, puisque les hypothèses de WKB ne sont plus valides.

4.3.3 Système expérimental de chauffage EC

Le chauffage ohmique du plasma assuré par le courant toroïdal est complété par un système de chauffage additionnel basé sur l'injection localisée de micro-ondes à haute puissance. Ces micro-ondes sont générés par des gyrotrons[62]. Pour un couplage de

puissance maximal entre les ondes EC et le plasma, ces dernières sont habituellement polarisées en mode X. D'autres polarisations telles que le mode O peuvent également être utilisées.

Gyrotron:

Un gyrotron est une source d'onde millimétrique capable de délivrer une puissance électromagnétique de l'ordre du MW. Son principe de fonctionnement se base sur l'interaction résonante entre le champ électrique de l'onde et le mouvement de rotation de l'électron dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique du confinement. Cette interaction résonnante intervient lorsque la fréquence des micro-ondes injectées perpendiculairement au champ magnétique est un multiple de la fréquence cyclotron ω_{ce} des électrons. Une fraction importante de l'énergie cinétique des électrons est convertie en rayonnement électromagnétique. La seconde harmonique X2 et la troisième harmonique X3 correspondent aux fréquences générées 82.7GHz et 118 GHz respectivement.

Lanceur micro-ondes EC

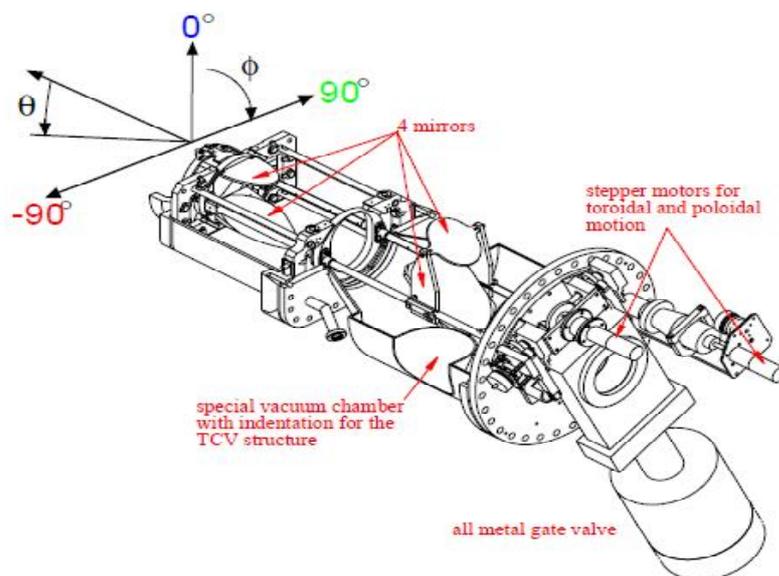


Figure 4-9 : Lanceur micro-ondes

La figures 4-9 décrit le système lancement CE [45], composé de quatre miroirs, avec le dernier miroir avant le plasma sur la gauche. Les 2 degrés de la liberté du lanceur sont représentés par les deux angles ϕ (rotation de l'ensemble de miroirs mis en place autour de son axe) et θ (rotation de dernier miroir). D'Aprèsaprès cette figure, le chauffage ECRH pour $\phi = 0^\circ$ ou $\pm 180^\circ$ assurer une couverture suffisante ($7^\circ < \theta < 55^\circ$) de la section transversale du plasma pour le chauffage dans l'axe et hors axe pour tous les endroits du plasma.

Description du système expérimental

Le système de chauffage EC dans TCV est produit par des gyrotrons à des fréquences générées de 82.7GHz (six gyrotrons) et de 118 GHz (trois gyrotrons), comme il est montré sur le tableau (4-3). Ces neuf gyrotrons délivrent une puissance totale de 4.5 MW pendant une durée maximale de 2s. Donc 3MW pour la seconde harmonique X2 (=0.5 MW×6 gyrotrons) et 1.5 MW pour la troisième harmonique X3 (=0.5 MW×3 gyrotrons).

Fréquence	Puissance Totale	Nombre de Gyrotrons	Injection
82.7GHz	3MW	6	latérale
118 GHz	1.5MW	3	quasi-verticale

Tableau (4-3): Le système de chauffage EC

Les ondes CE sont acheminées jusqu'au tokamak par des lignes de transmission constituées de guides d'ondes sous vide, d'une longueur de 30 m environ, puis injectées dans le plasma par des lanceurs: six lanceurs (X2) installés dans le coté bas champ sur la chambre à vide, quatre dans le port latéral supérieur et deux dans le port équatorial et un seul lanceur (X3) situé au sommet de la chambre à vide, comme il est montré sur la figure 4-10.

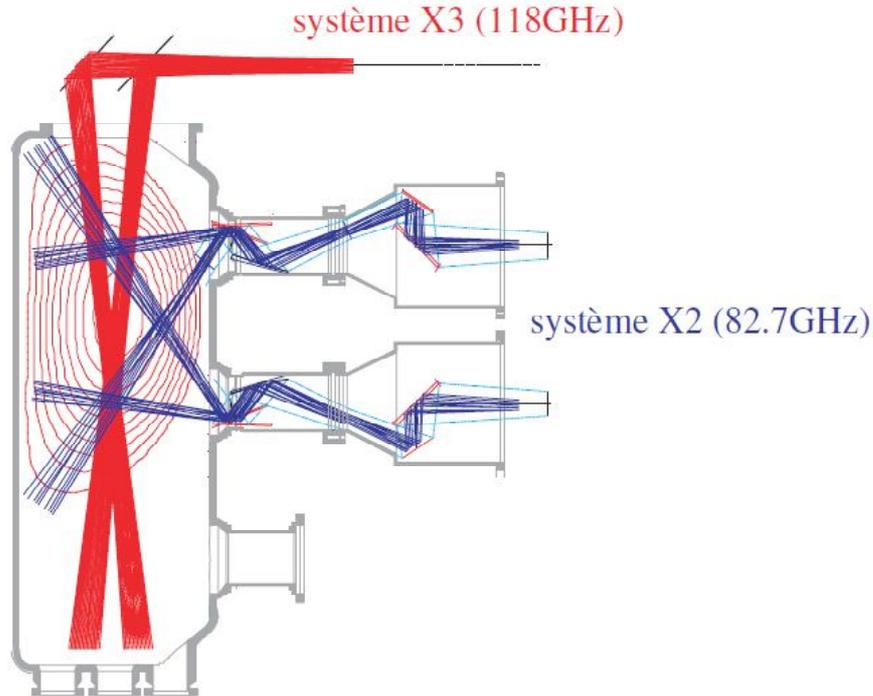


Figure 4-10: Emplacement des lanceurs sur la chambre à vide pour le système de chauffage X2,X3.

Système de chauffage X2(lanceurs X2): Sur la figure 4-9, les deux faisceaux (en bleu) indiquent les bornes de couverture de la section transversale du plasma en changeant l'angle poloïdal d'injection. Il est possible d'atteindre également le haut et le bas du la section en variant l'angle toroïdal d'injection de 180° .

Dans ce système la variation de l'angle d'injection poloïdal et la variation du champ magnétique toroïdal B_ϕ permettent de contrôler le lieu du dépôt de puissance et de chauffer localement le plasma en n'importe qu'elle position. Un angle toroïdal d'injection non nul est utilisé pour générer un courant additionnel dans le plasma. Ce système de chauffage est limitée aux plasmas de densité inférieure à la densité de coupure des ondes X2 ($4.25 \cdot 10^{19} m^{-3}$).

Système de chauffage X3(lanceur X3): Sur la figure 4-9, les deux faisceaux (en rouge) indiquent les bornes de couverture de la section transversale du plasma en

changeant l'angle poloïdal d'injection et la position radiale du miroir.

Dans ce système les ondes sont lancées verticalement afin d'augmenter leur trajet dans la couche résonnante et de maximiser l'absorption.

L'adaptation de l'injection des ondes EC à la position de la résonance électron-cyclotron est vérifiée par la variation de l'angle poloïdal d'injection, l'ajustement de la position radiale du miroir et la variation du champ magnétique toroïdal B_ϕ . Dans ce système le dépôt de puissance est moins localisé que pour le système de chauffage X2, mais avec une densité de coupure plus élevée ($11.5 \cdot 10^{19} m^{-3}$).

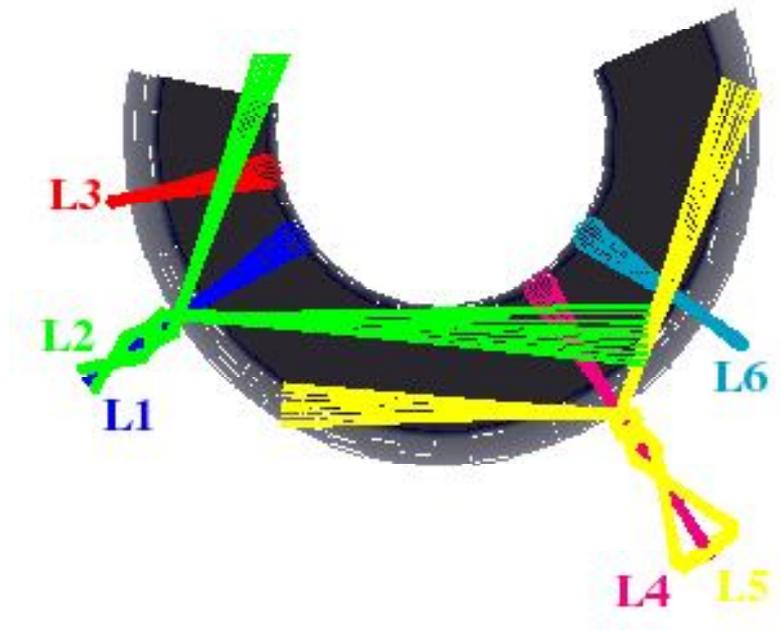


Figure 4-11: Vue de dessus (toroïdale) d'un exemple de configuration du six faisceaux micro-ondes X2 étant lancés au plasma.

La figure 4-11 présente une vue de dessus du plan toroïdal de système de chauffage X2 pour six faisceaux micro-ondes X2 étant lancés au plasma.

4.4 Chauffage par les ondes de Bernstein Electronique:

La recherche sur les ondes de Bernstein électroniques à un grand intérêt dans la physique de plasma de fusion, à fortement augmenté pendant ces dernières années. Bien que des fondements théorique et expérimentals ont été posés dans les années 1960-1980, les applications de ces ondes restent limitées par la disponibilité de la technologie appropriée des ondes millimétriques [49] et centimétrique (micro-onde) . Dans cette partie nous allons étudier le chauffage de plasma par les ondes de Bernstein électronique déjà traitées dans le chapitre précédent. Ce système de chauffage est basé sur la conversion double du mode ordinaire au mode de Bernstein via le mode extraordinaire dans un plasma de tokamak très dense. Car la forte densité du plasma est bénéfique au rendement de la puissance de fusion dans un réacteur thermonucléaire à la fois, en augmentant la vitesse de réaction, et en augmentant le confinement de plasma, selon les lois d'échelle expérimentales les bien établies. Cette technique offre la possibilité de dépasser le problème posé par la limite de densité supérieure rencontré dans le chauffage coventienel avec les micro-ondes cyclotronique électronique. Le chauffage central a été réalisé, pour une puissance jusqu'à deux mégawatts. Ceci démontre que le potentiel des ondes BE du tokamak en mode H est le mode de fonctionnement destiné pour un réacteur comme ITER.

4.4.1 Relation de dispersion déterminant l'angle optimal

Dans un réacteur thermonucléaire, le taux de réaction et le confinement de l'énergie augmente avec la densité du plasma. Le chauffage d'un plasma très dense par la résonance cyclotronique électronique est limité du fait de la réflexion des micro-ondes par les coupures d'ondes avant que l'énergie soit déposée au coeur du plasma. Pour résoudre ce problème, nous utilisons les ondes électrostatiques de Bernstein. Ce mode n'a pas de densité de coupure et ne peut pas propager dans le vide, alors il doit exister par un mode de conversion. Un régime de conversion mode double du mode O au mode X et

finalement le mode B est élaboré. Pour certain angle d'injection, l'onde ordinaire polarisée quasi-circulaire est convertie en mode extraordinaire à la coupure du plasma où se propage à nouveau en résonance hybride supérieure puis en mode électrostatique de Bernstein. Dès son arrivée au centre du plasma, elle est absorbé à des harmoniques de résonance cyclotronique. L'efficacité de cette seconde conversion est presque 100% dans un plasma chaud. La conversion du mode O vers le mode X à une efficacité dépend de l'angle d'injection du l'onde O et elle est caractérisé par une fonction de transmission de puissance T dérivée par Mjølhus [45]:

$$T(n_{\perp}, n_{\parallel}) = \exp(-\pi k_0 L_n (Y/2)^{1/2} [2(1+Y)(n_{\parallel, opt} - n_{\parallel})^2 + n_{\perp}^2]) \quad (4.13)$$

avec $L_0 k_n = k_0 n_e / (\partial n_e / \partial x)$ la longueur d'échelle du gradient de densité. $k_0 = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde de l'onde incidente, n_{\perp}, n_{\parallel} les indices de réfraction perpendiculaires et parallèles au champ magnétique. $Y = \omega_{ce}/\omega$ où ω_{ce} est la fréquence cyclotron électronique. Seulement pour l'indice de réfraction parallèle optimal $n_{\parallel} = n_{\parallel, opt} \equiv Y/(1+Y)$ équivalent à un angle d'injection optimal, et $n_{\perp} = 0$ que l'onde en mode-O peut être entièrement convertie en mode- X. La fraction du rayonnement qui n'est pas convertie est réfléchi à nouveau vers le bord du plasma et soit elle s'échappe du l'appareil, soit elle contribue par l'absorption multipasse.

4.5 Partie Expérimentale

Le chauffage par onde Bernstein Electron (EBWH), en utilisant le régime double mode de conversion O-X-B , a été démontrée avec succès dans le Stellarator W7-AS, avec injection dans une haute densité, haute mode de confinement . Dans cette partie, nous allons présentés une démonstration de chauffage EBW dans un tokamak à aspect classique et les mesures des émissions des ondes de BE.

4.5.1 Détermination expérimentale de l'angle optimal:

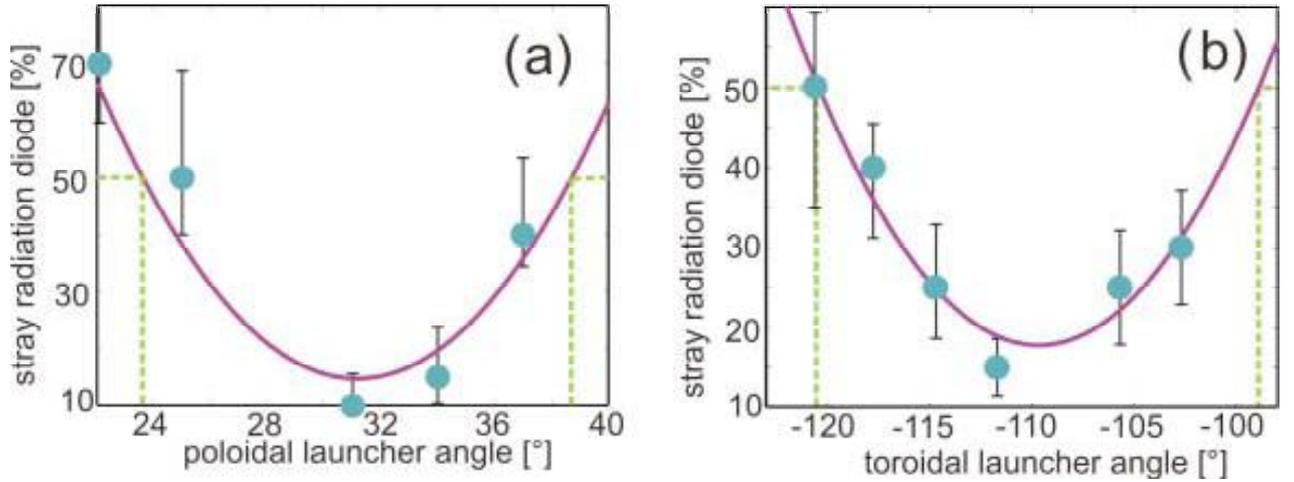


Figure 4-12:

Dans un TCV standard avec un champ magnétique $B = 1.5T$, Le plasma devient plus dense à la second harmonique du mode X pour des densités d'électron de $n_e \approx 4.2 \cdot 10^{19} m^{-3}$ et en mode O à $n_e \approx 8.7 \cdot 10^{19} m^{-3}$. Pour atteindre une fenêtre angulaire large de la fonction de transmission de puissance O-X, il faut que l'échelle de la longueur de densité à la coupure du plasma soit courte en impliquant un abruptes gradient de densité (petite L_n), voir l'équation (4.13). Les gradients de très haute densité ont été réalisées dans un TCV de mode H avec une densité centrale d'électron de $n_e \approx 1.5 \cdot 10^{20} m^{-3}$ [52].

Dans un premier temps, des simulations d'un seul rayon, en négligeant les motifs de l'antenne du faisceau micro-ondes injectés, ont été effectuée avec le code tracé de rayon (code ray-tracing ART) non relativistique. Ces calculs inclure le mode de conversion OXB pour la propagation et l'absorption des ondes ont été effectuées pour les conditions de plasma ciblé, permettant la détermination des angles d'injection optimaux.

Autour de ce paire d'angles optimaux calculés, l'angle toroïdal a été balayé avec un angle poloïdal fixé. Avec l'angle optimal, obtenu dans le balayage toroïdal, un angle poloïdal balayé avec un angle toroïdal fixé a été réalisée pour obtenir expérimentalement les angles d'injection optimaux. Comme montre les figure 4-12-(a) et 4-12-(b), des minimums dans le niveau de rayonnement parasite sont clairement mesurées, en indiquant une puissance d'absorption maximale qui détermine ainsi les angles optimaux mesurés à

un angle poloïdal de $\sim 31^\circ$ et un angle toroïdal de $\sim 112^\circ$. Une dépendance d'angle comparable dans les rayonnements parasites est constatée pour les deux lanceurs, supérieur latéral et équatorial dans tous les signaux parasites des diodes, mesurés dans différentes position dans le tore. Les angles optimaux déterminé expérimentalement sont comparés avec les résultats de la simulation avec le code tracé de rayon.

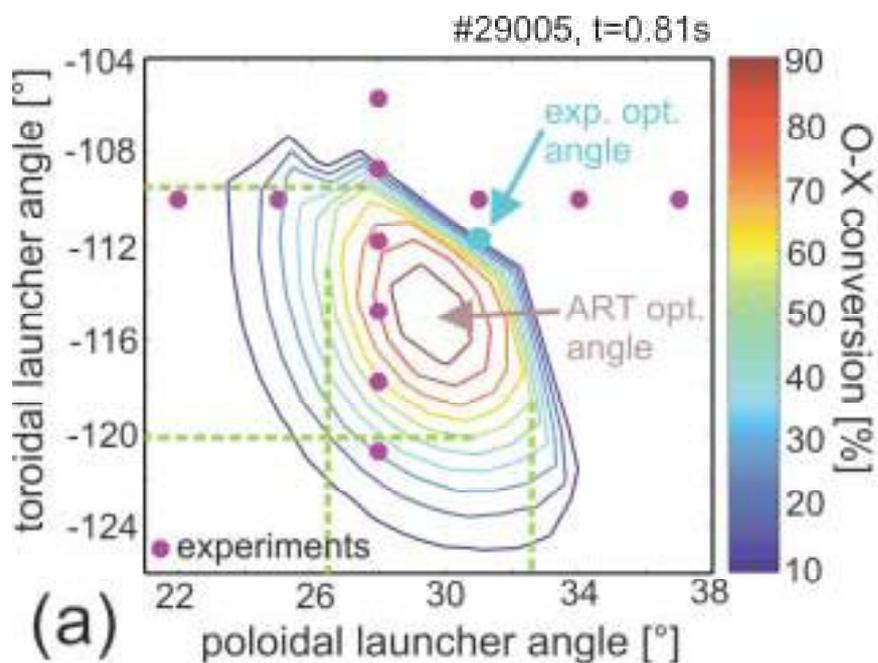


Figure 4-13-(a):

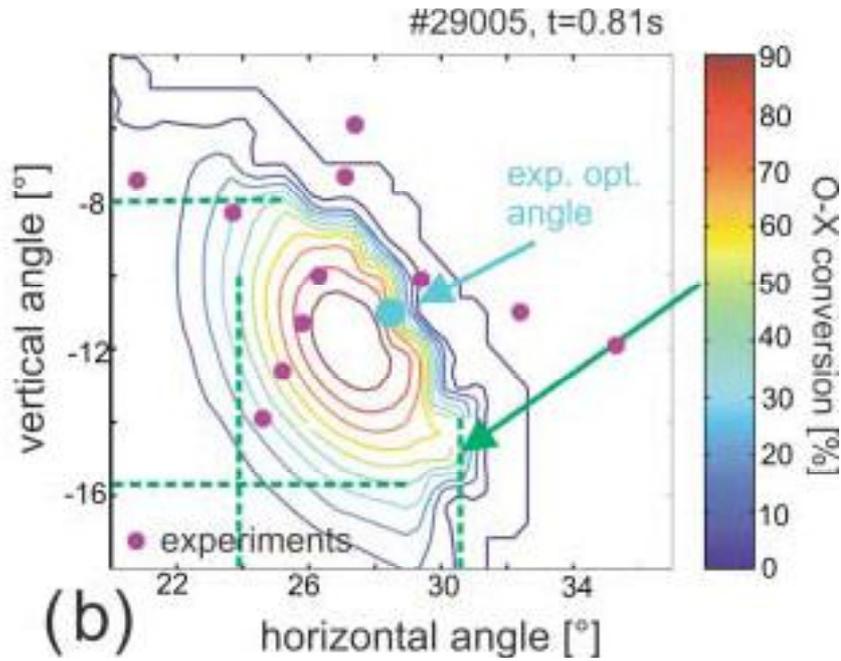


Figure 4-13-(b):

Dans la Figure 4-13, la simulation de l'efficacité de la conversion OX est montrée dans un contour dessinant (a) des angles lanceurs poloïdal et toroïdal et (b) dans leur projections horizontale et verticale. Les projections horizontale et verticale des angles d'injection simplifient la compréhension des angles d'injection utilisés. Toutefois, les angles balayés ont été réalisées en choisissant un des angles lanceurs opérationnel poloïdal et toroïdal comme constants. Dans la projection dans la Figure 4-13-(b), l'angle vertical n'est plus constant. Le contour le plus profond dans les figures 4-13-(a) et 4-13-(b) indique une conversion de 90% , le contour périphérique externe indique 10%. Les angles expérimentaux de balayage poloïdal et toroïdal pour un lancement équatorial et les angles optimaux extrapolés sont ajoutés sous forme de points. Les angles optimaux expérimentaux sont en accord avec les angles simulés dans les 3°. Cette petite différence peut être expliquée par la résolution des balayages et de l'imprécision de la reconstruction de l'équilibre magnétiques d'environ $\pm 1\text{cm}$. Quand une telle variation est appliquée à la simulation ART, l'angle optimal varie d'environ $\pm 1^\circ$.

4.5.2 Global & Local chauffage les ondes de Bernstein,

Les expériences de chauffage ont été réalisées avec la détermination expérimentale des angles optimaux. Le cycle d'exploitation a été augmenté à 46%, et une puissance CE de 500 kW a été injecté avec une modulation de fréquence de 182 Hz à l'angle optimal [45]. La fréquence de modulation a été choisi entre la première harmonique de l'instabilité en dents de scie à 110 Hz et sa seconde harmonique pour diminuer les effets perturbatifs de l'instabilité de dents de scie sur l'analyse FFT.

Une vérification de base de la transmission OX peut être effectuée en comparant les niveaux de rayonnement parasite lorsque la puissance est injectée au voisinage des angles optimaux dans mode-O et dans le mode-X. Pour une ELM libre de phase similaire avec la même puissance CE, le niveau parasite pour l'injection dans le mode-O n'était que de 40% des niveaux parasites pour l'injection dans mode X, qui montre qu' une absorption plus élevé est considérablement due à la conversion de mode est obtenue avec le mode d'injection O.

La puissance absorbée globalement en général peut être mesuré avec la boucle diagnostique DML, mesurant la variation du flux magnétique toroïdal, directement liés à l'énergie emmagasinée dans le plasma. Typiquement une absorption de 60% est obtenue pour l'injection en mode-O, alors que pour l'injection dans le mode-X, l'absorption reste en dessous de 10%, indiquant que le mode-O peut pénétrer dans le plasma tandis que le mode-X est réfléchi, comme prévu pour les plasmas les plus denses [53].

Une mesure d'absorption de la puissance totale ne peut pas prouver définitivement la nature du mécanisme d'absorption, qui pourrait également participer à l'absorption au bord des ondes générées par le couplage non-linéaire onde- onde aussi bien que l'absorption d'ondes de réflexions multiples dans la chambre de vide . Une détermination de l'emplacement de dépôts de puissance est donc essentiel pour prouver le chauffage via les ondes BE. Le centre du plasma à haute densité du plasma cibles est fortement affectée par l'instabilité en dents de scie, qui expulse régulièrement les impulsions de chauffage haute puissance du coeur de plasma chaud vers la région du bord le plus froid. Dans le

coeur du plasma proche de cette forte instabilité, la preuve de déposition de puissance dû au chauffage par les ondes BE est très difficile. Par conséquent, les conditions de localisation de dépôt éloignée du centre-plasma, mais bien à l'intérieur de la coupure de plasma, ont été sélectionnés.

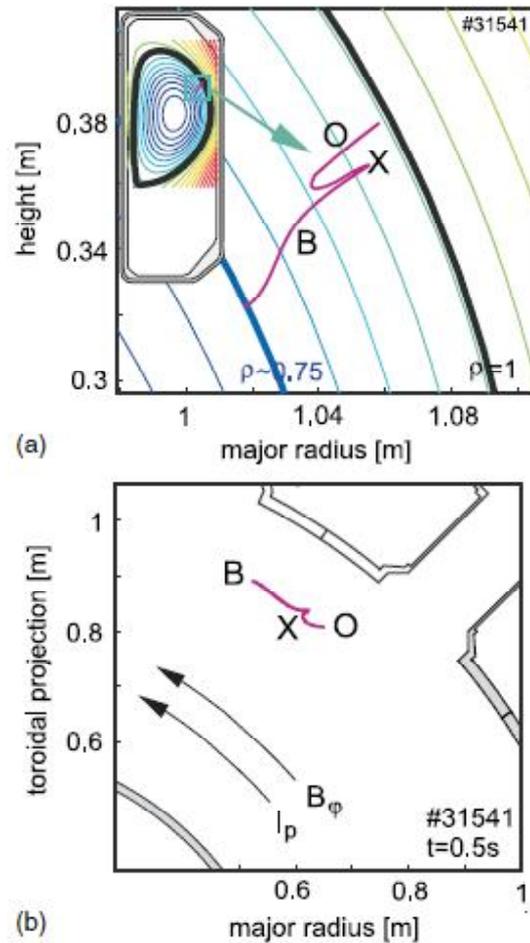


Figure 4-14

Dans la figure 4-14, une simulation ART d'une telle voie d'onde est présentée dans les projections de vue poloidale et par le dessus, pour le cas d'un lancement à partir du port latéral supérieur. L'onde du mode O se propage vers la coupure du plasma, où elle est convertie en mode X puis retourne en mode de résonance hybride supérieure où elle est transformée en onde de Bernstein.

L'onde B est ensuite calculé à être absorbés à $\rho_\psi \sim 0.78$, bien à l'intérieur de la coupure de plasma située à $\rho_\psi \sim 0.9$ (voir la figure 4-14- (b)).

La localisation des dépôts de puissance est déterminée expérimentalement en inspectant les traces du temps de rayon -X-moux (soft-X-ray) , mesurée par une haute résolution spatiale multi-fils proportionnel du détecteur (DMPX)[44], couvrant la totalité de section transversale du plasma avec ses 64 lignes de visée dans la direction verticale. Pour ces conditions, l'émissivité de rayons -X-moux augmente de façon monotone avec la température électronique et la densité de plasma [53].

Pour déterminer l'emplacement des dépôts de puissance de chauffage en résonance cyclotronique électronique (ECRH), une analyse rapide de Transformée de Fourier (FFT) de chacune des 64 cordes de rayons -X-moux a été effectuée. La FFT de l'amplitude de pic à la fréquence de modulation ECRH est tracée sur le nombre de canaux du rayon -X-moux dans la Figure 19-(a). Deux valeurs claires maximales de l'amplitude sont visibles. Ces larges spatiale pics correspondent à l'émission au $\rho_\psi \sim 0.65$ sur les deux coté champ fort (HFS) et coté champ faible (LSF). Le valeur maximale de l'amplitude du côté HFS est plus prononcée en raison des effets géométriques de la ligne d'intégration et la triangularité de plasma, causant une telle asymétrie.

Pour supprimer l'effet de la ligne d'intégration de la section locale d'émissivité de rayons X moux (Soft X-ray), le profil est inversé. Ceci est accompli avec une inversion tomographique en supposant une homogénéité poloïdale et en imposant l'algorithme de la régularisation de Fisher. Dans la Figure 19-(b), l'amplitude FFT des données inversée à la fréquence de modulation CE est représentée comme une fonction de la coordonnée de flux poloïdal $\rho_\psi = [(\Psi - \Psi_a) / (\Psi_s - \Psi_a)]^{\frac{1}{2}}$ avec Ψ le flux poloïdal . Par définition ρ_ψ est nul dans le centre du plasma et égal à 1 au séparatrice, avec Ψ_s étant le flux poloïdal à la séparatrice et Ψ_a étant le flux poloïdal à l'axe magnétique. Le pic de FFT de l'amplitude après l'inversion est situé au $\rho_\psi \sim 0.7$. Ce pic expérimental de de dépôt localisé approximité de celle calculés au $\rho_\psi \sim 0.78$, dans seulement de 10% décart de rayon mineur. La légère différence peut être attribué à nouveau à des incertitudes dans

la reconstruction de l'équilibre et dans la mesure de gradient de densité.

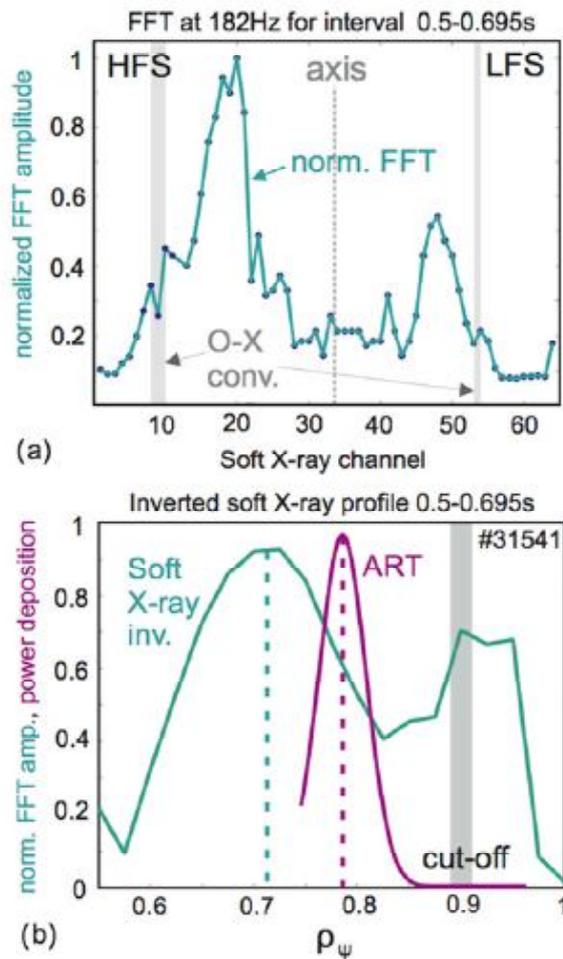


Figure 4-15

Un second pic peut être vu dans la Figure 4-15-(b) au $\rho_\psi \sim 0.93$, situé hors de la coupure du plasma. Ce dépôt est due à quelque puissance ne suit pas le canal OXB, par exemple, due à l'incomplète conversion OX suivie par des absorptions multipasse à $2\omega_{ce}$ comme un canal majeur, qui expliquerait l'assez grand, (mais pas important) dépôt en dehors de la couche de coupure. Cela peut être due au lancement avec un angle n'est pas complètement optimal.

Toutefois, le bon accord théorique et expérimental de la localisation de dépôt en même temps avec un dépôt de puissance de chauffage à l'intérieur du coupure de plasma constitue une forte preuve que le mécanisme O-X-B est en jeu et que le plasma est chauffé

par les ondes de Bernstein électronique (EBWH).

Augmentation de la température électronique centrale avec le chauffage (EBWH)

Pour être capable d'observer une augmentation de la température centrale pendant plusieurs temps de confinement, en augmentant la puissance injectée à 2 MW (avec 1 MW étant modulés) et la longueur d'impulsion à 100 ms et en choisissant le champ magnétique et les angles d'injection de telle façon que les deux lanceurs latéral supérieur et equatorial chauffe à la même endroit à $\rho \sim 0,4$ (calculé avec ART).

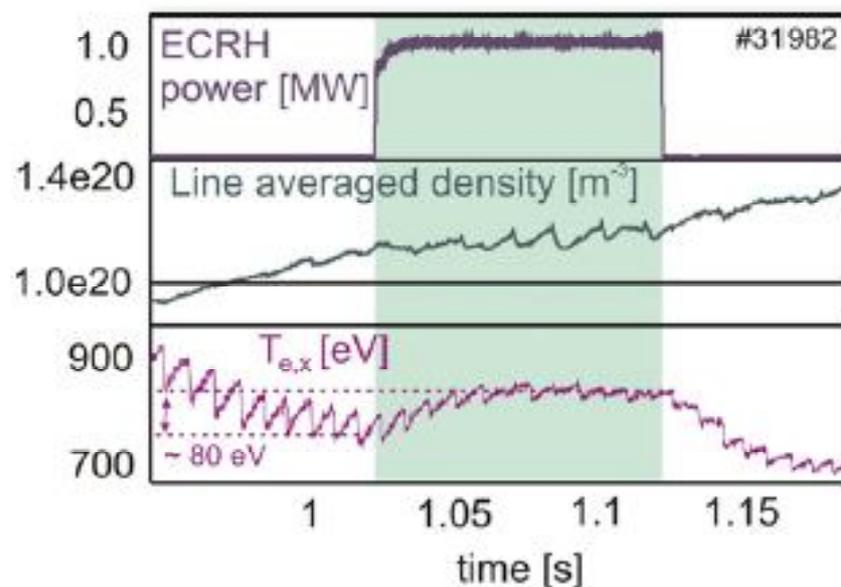


Figure 4-16

Nous pouvons observer une évolution de la température électronique centrale en utilisant la méthode d'absorbeur des rayons X-mous et la diffusion Thomson[46]. Le TCV est équipé de trois caméras à rayons X-mous, avec des différentes épaisseur de béryllium pour mesurer la température électronique. Toutes montrent les mêmes comportement: une augmentation de la température $\Delta T_e \sim 80 \text{ eV}$ au cours de l'augmentation de la puissance CE de 1 à 2 MW. Nous concluons que l'évolution de la température résulte essentiellement du chauffage par les ondes de Bernstein électronique (EBWH).

4.5.3 Les mesures d'émission des ondes de Bernstein électronique (EBW)

Les mesures initiales d'émission de Bernstein électronique EBE dans TCV ont été effectuées dans les plasmas avec le champ magnétique inversée et un courant avec un lanceur équatorial installée récemment avec des miroirs orientables [53]. Ce septième lanceur rénové est similaire en géométrie à autres six lanceurs connecté au gyrotrons mais est uniquement destinée à être utilisée pour les mesures de réception (voir la figure 4-16). Il est attaché au système d'émission cycontronique électronique (ECE) dans le coté de champ faible (LFS) via une ligne guide d'onde de 2.54 cm de diamètre, de quelques mètres de longueur , de libre extrémitée , connecté à un commutateur au coté de radiomètre , après avoir été fuselé (downtapered) et converties en un guide d'onde fondamental avec une section transversale rectangulaire.



Figure 4-17: Recepteur d'émission BE ou Septième lanceur

Comme le montre les diagrammes polaires de diagramme de CMA [au chapitre1], le mode O couples au mode gauche polarisée circulairement (L-mode), comme l'angle d'injection est décalée d'une injection perpendiculaire au champ magnétique vers la direction parallèle au champ magnétique, comme conséquence une onde polarisée linéairement purement en mode O , avec une polarisation horizontale (injection perpendiculaire au champ magnétique), devient une onde de mode L, qui est l'onde gauche polarisée quasi-circulairement (injection prallèle au champ magnétique). Pour une injection oblique, la polarisation de l'onde en mode- O est polarisée elliptiquement avec quiralité gauche. Dans le cas d'une injection de mode X, le mode X polarisée linéairement, avec une polarisation verticale, couples à un mode droit polarisé circulairement (mode R). Pour une injection oblique, le mode X-devient droit polarisé elliptiquement. .

La ligne de transmission a été optimisée pour observer les modes avec une polarisation verticale (mode-X approximativement, visionner perpendiculairement), sans polariseurs supplémentaires. Depuis le mode-O oblique est quasi-circulairement polarisée, la différence de la mesure de polarisation horizontale ou verticale (linéaire) est faible.

Via le radiomètre, l'émission avec des fréquences allant 65 à 110 GHz peuvent être observées. Comme il est décrit précédemment dans les expériences de chauffage, l'angle optimal était d'abord déterminé par le code ART. Puis, l'angle poloïdal et toroïdal scanés sur la base plan à l'autre (shot-to-shot) ont été effectuées pour déterminer expérimentalement l'angle optimal.

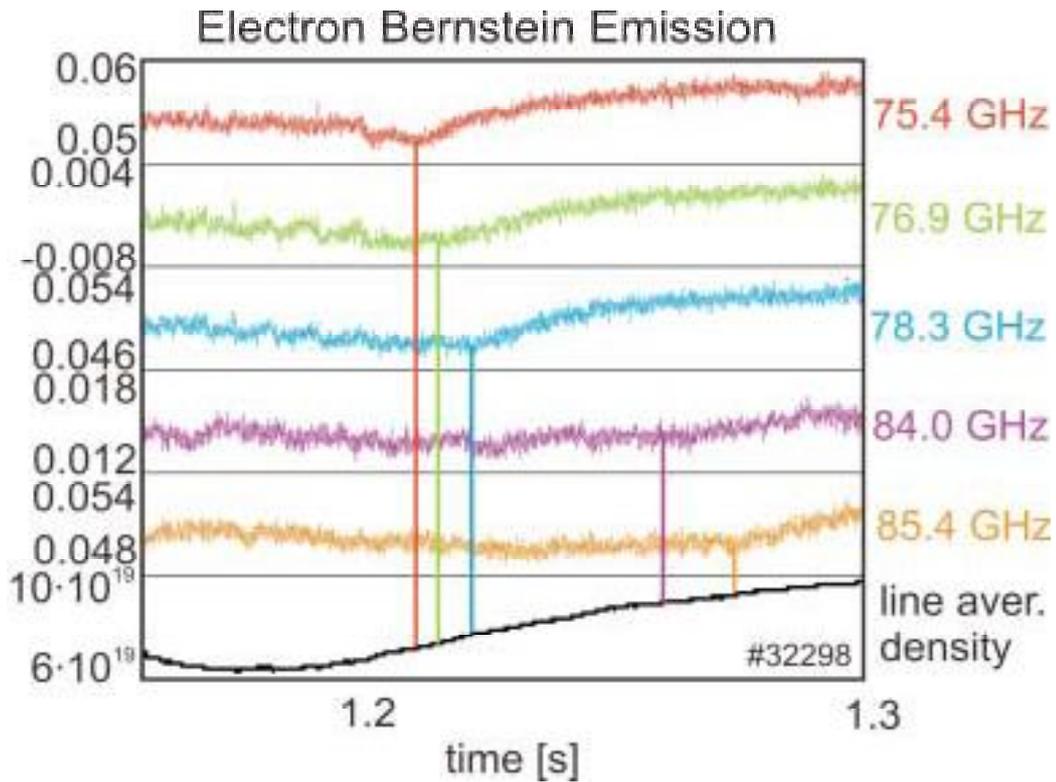


Figure 4-18: Mesure de l'émission BE à des conditions overdense

Dans la Figure 4-17, les premières mesures EBE dans TCV proche de l'angle optimal sont présentées pour plusieurs fréquences. L'émission d'un signal est observée sur tous les canaux pour un plasma plus dense. L'émission des signaux montrent également un maximum par rapport à l'angle de réception, comparable au minimum dans le signal parasite modulé avec l'injection CE. L'émission des signaux est diminuée avec l'apparition d'ELMS dans le même chemin de celle des signaux parasites augmente pendant ELMS, soulignant la dépendance de ces deux processus sur les profils. Cela indique que les deux mécanismes sont en effet dus à l'EBE et EBWH. Pour les différentes fréquences, celle de l'émission de signaux le plus dense dépend de la densité. L'apparition de densité augmente avec la fréquence, comme prévu, et est comparable à la densité de coupure.

4.6 Conclusion

La première démonstration de chauffage EBW par OXB double mode de conversion dans un tokamak à un aspect -ratio conventionnel a été obtenu dans le dispositif de TCV. L'angle d'injection optimal pour la conversion O-X-B a été démontrée expérimentalement par les mesures des angle bidimensionnel scans par les radiations parasite micro-ondes dans des décharges à avec l'injection des ondes CE modulée à un rapport cyclique faible. Les simulations Ray-tracing avec le code ART ont été réalisées en rendant un angle optimum en bon accord avec les mesures.

Le dépôt local a été trouvé pour être bien à l'intérieur du coupure du plasma et correspond à la valeur prédite par ART dans les incertitudes expérimentales.

Pour mesurer une augmentation de la température, l'angle d'injection et le champ magnétique ont été ajustés pour atteindre plus centrale d'absorption. Une augmentation de la température centrale a été mesurés de manière constante par la diffusion Thomson et la méthode de l'absorbeur de rayons X-moux.

En résumé, les expériences de chauffage EBWH localisés ont été présentés, en démontrant pour la première fois par l'intermédiaire du processus de conversion de mode OXB dans un Aspect ratio Standard tokamak.

Chapitre V

Application : Transfert d'Energie d'une Onde Electromagnétique Au plasma

Chapitre 5

Application: Transfert d'énergie d'une onde électromagnétique au plasma

5.1 Introduction

Une très grande variété d'ondes électromagnétiques dispesives peuvent se propager dans les plasmas magnétisé. Au cours de la propagation l'amplitude de l'onde subira des importantes variations spatiales quand l'indice de réfraction du plasma sera nulle ou infinie. Ceci rend possible des phénomènes de résonance avec la particules, ou de reflexion comme le ferait un métal dans le cas d'une coupure. Une onde qui se réfléchit peut voir une fraction importante de son énergie aller au-delà de la zone de réflexion par effet Tunnel [54] et se convertir en un autre type d'onde qui se propage dans le plasma. Ce changement d'onde peut permettre de faire le couplage de la puissance des ions vers les électrons. Les particules chargées interagissent avec l'onde plasma en voyageant en quasi-synchronie avec celle-ci, ce qui donne lieu à *un transfert d'énergie* important peut conduire à son amortissement ou à son instabilité c'est l'effet Landau (1946).

Le mouvement des particules parallèlement au champ magnétique crée un effet Doppler[55].

Ceci fait que l'absorption de l'énergie de l'onde dépend de la vitesse des particules, ce qui réintroduit l'effet Landau mentionné plus haut. Cet effet peut aussi transférer de l'impulsion aux particules parallèlement au champ magnétique, ce qui crée un courant. Le couplage des ondes électromagnétiques aux ions pourrait permettre de jouer sur la réactivité thermonucléaire du plasma et de rendre le critère de Lawson moins contraignant.

Dans ce chapitre nous sommes intéressés par l'étude de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma et les modes possibles pour une propagation perpendiculaire au champ magnétique et en fin l'étude de mécanisme de transfert d'énergie de l'onde au plasma froid dépend essentiellement de la résonance. Par la suite, nous donnons l'expression de la puissance de l'onde absorbée par le plasma à l'aide de Théorème de Poynting.

5.2 Equations de Maxwell:

Les champs électrique et magnétique caractérisant une onde électromagnétique plane monochromatique [56] sont de la forme:

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_1 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \\ \vec{B} = \vec{B}_1 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \end{cases} \quad (5.1)$$

Au sein du plasma, il est décrit par les équations de Maxwell que nous écrivons sous la forme:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{ext} \quad (5.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (5.3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.4)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{ext} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.5)$$

\vec{j}_{ext} : est le courant provenant de sources extérieures.

$$\vec{j}_{tot} = \vec{j} + \vec{j}_{ext} \quad (5.6)$$

Où \vec{j} est le courant qui s'établit dans le plasma en réponse à l'excitation électromagnétique et

$$\vec{j}_{tot} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{j}_{ext} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5.7)$$

Nous trouvons:

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (5.8)$$

5.3 Equations de propagation et relation de dispersion:

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma découle des équations de Maxwell et s'exprime par la relation:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \vec{0} \quad (5.9)$$

Où μ_0 , c , \vec{E} et \vec{j} sont respectivement la perméabilité magnétique dans le vide, la vitesse de la lumière dans le vide, le champ électrique de l'onde et le courant dans le plasma dû au déplacement des particules chargées sous l'action de l'onde. Comme l'onde monochromatique plane change selon $\exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ l'équation (5.9) s'écrit sous la forme :

$$\vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{K}} \vec{E} = \vec{0}$$

Où $\overline{\overline{K}}$ est le tenseur diélectrique du plasma tel que:

$$\overline{\overline{K}} = \overline{\overline{1}} + i \frac{\overline{\overline{\sigma}}}{\varepsilon_0 \omega} \quad (5.10)$$

$\overline{\overline{\sigma}}$ est le tenseur de conductivité du plasma, $\overline{\overline{1}}$ étant le tenseur identité. En général l'onde se propage perpendiculairement (normale) au champ magnétique extérieur et l'obtient dans ce cas le système d'équations:

$$\begin{bmatrix} K_1 & -iK_2 & 0 \\ iK_2 & K_1 - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & K_3 - N^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (5.11)$$

La relation de dispersion est définie par $N = k.c/\omega$ et les éléments du tenseur du permittivité diélectrique sont donnés en negligean le mouvement des ions par :

$$K_1 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \quad (5.12)$$

$$K_2 = -\frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \quad (5.13)$$

$$K_3 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (5.14)$$

Avec:

Où $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$ est la pulsation plasma électronique[56] (Voir fig 5-4)

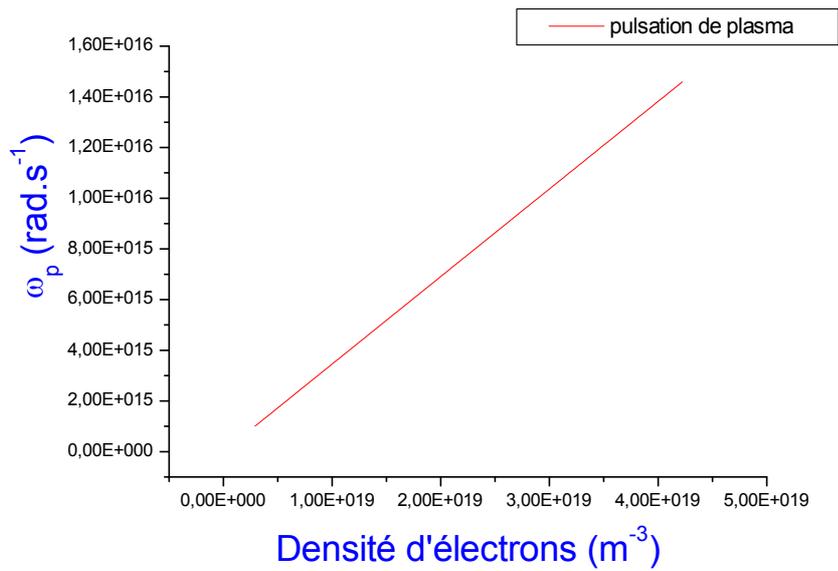


Figure 5-4 : ω_p en fonction de densité d'électron.

et $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ est la pulsation cyclotron électronique [57](Voir fig 5-5)

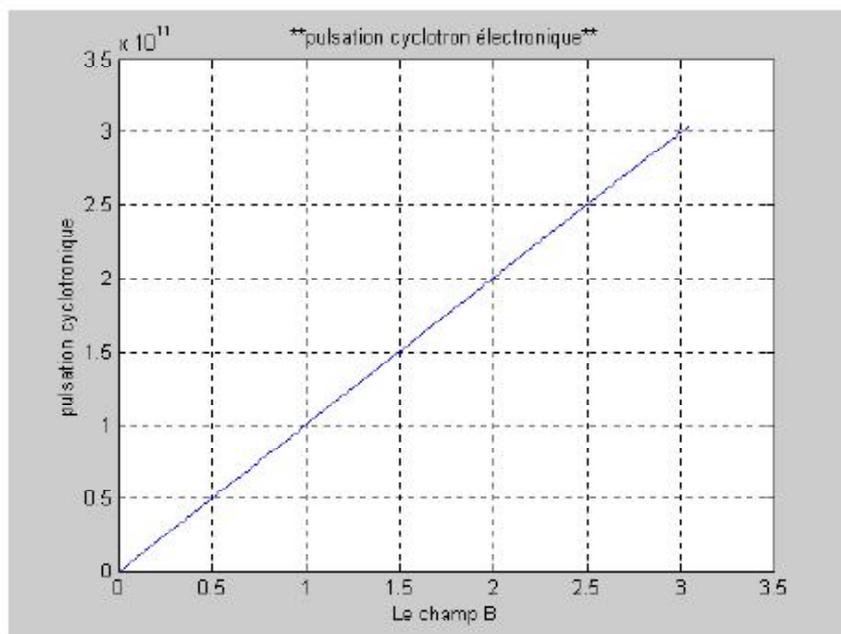
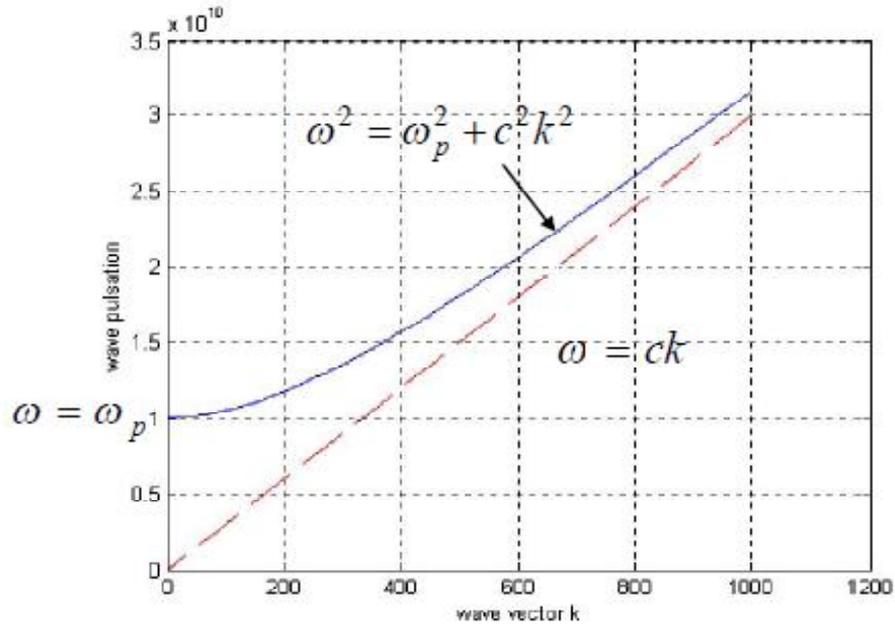


Figure 5-5: La pulsation électronique cyclotronique ω_{ce}



Figur 5-6: La courbe de dispersion d'un plasma.

La figure 5-6 montre que pour $\omega > \omega_p$, nous avons une propagation de l'onde et pour $\omega < \omega_p$, nous avons une onde évanéscence.

Pour une propagation parallèle $\vec{k} // \vec{E}$, nous avons $\omega = \omega_p$ c'est les oscillations plasma ou mode de Langmuir.

Pour une propagation perpendiculaire $\vec{k} \perp \vec{E}$, nous avons $\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2$ c'est le mode électromagnétique.

Le système (5.11) présente des solutions non triviales si son déterminant s'annule. On obtient ainsi la relation de dispersion générale

$$(K_3 - N^2) (K_1 - N^2 K_1 - K_2^2) = 0 \tag{5.15}$$

Qui peut être développée en puissance N sous la forme (voir chapitre1):

$$An^4 + Bn^2 + C = 0 \tag{5.16}$$

Avec A , B et C sont des constantes[58]. Cette équation admet deux solutions

correspondant à deux modes de polarisation : mode ordinaire et mode extraordinaire

5.4 Les modes de polarisation

5.4.1 Mode Ordinaire

L'onde ordinaire est une onde transverse, de polarisation rectiligne. Son champ électrique est parallèle au champ magnétique extérieur \vec{B}_0 . De l'équation (5.15), on déduit la solution pour $(K_3 - N^2) = 0$, ou bien $N^2 = K_3$ donc:

$$N_O^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (5.17)$$

Et comme la pulsation électronique du plasma ω_{pe} dépend que de la densité des électrons, alors en mode ordinaire, la propagation de l'onde sonde dépend uniquement de la densité du plasma.

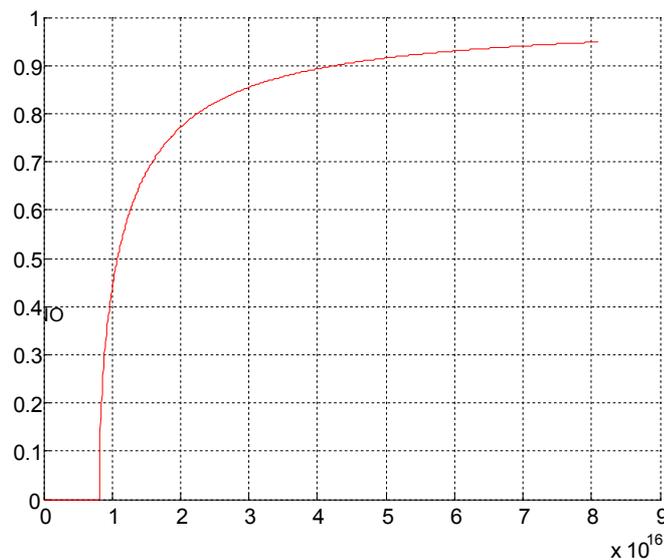


Figure 5-7: Indice N_O en fonction de pulsation ω

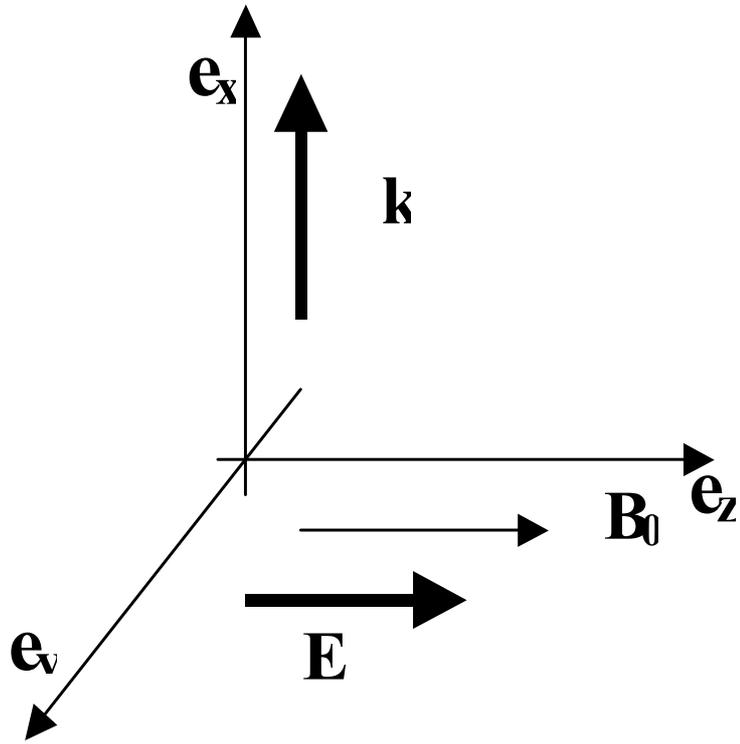


Figure 5-8: Polarisation du mode Ordinaire

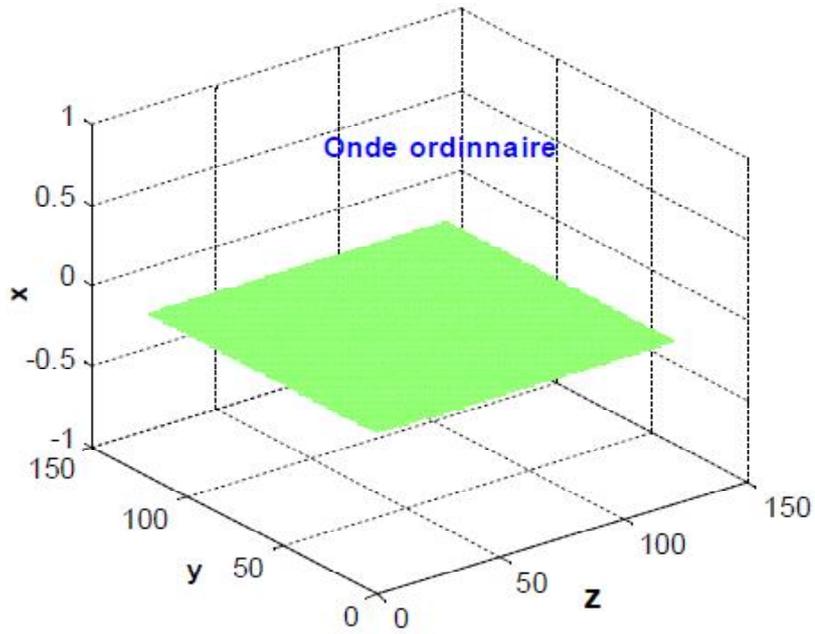


Figure 5-9: L'onde Ordinaire

5.4.2 Mode Extraordinaire:

L'onde extraordinaire est polarisée elliptiquement et son champ électrique est perpendiculaire à \vec{B}_0 . D'après l'équation (5.15), ce mode est défini pour $K_1 - N^2 K_1 - K_2^2 = 0$, donc:

$$N_X^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)}{(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (5.18)$$

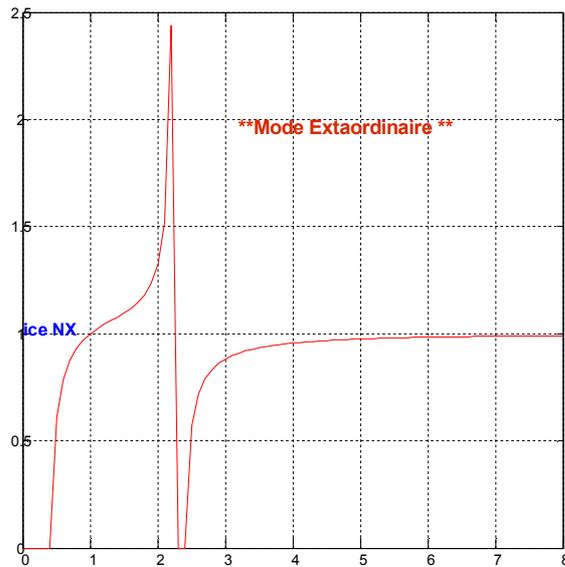


Figure 5-10: Indice N_X en fonction de pulsation ω

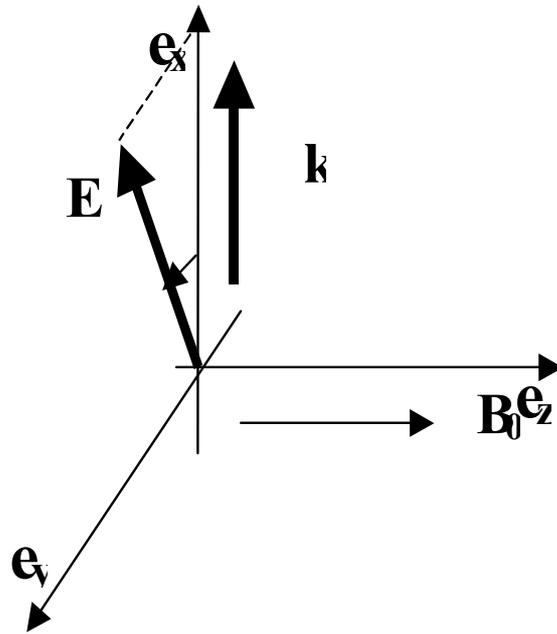


Figure 5-11: Polarisation du mode Extraordinaire

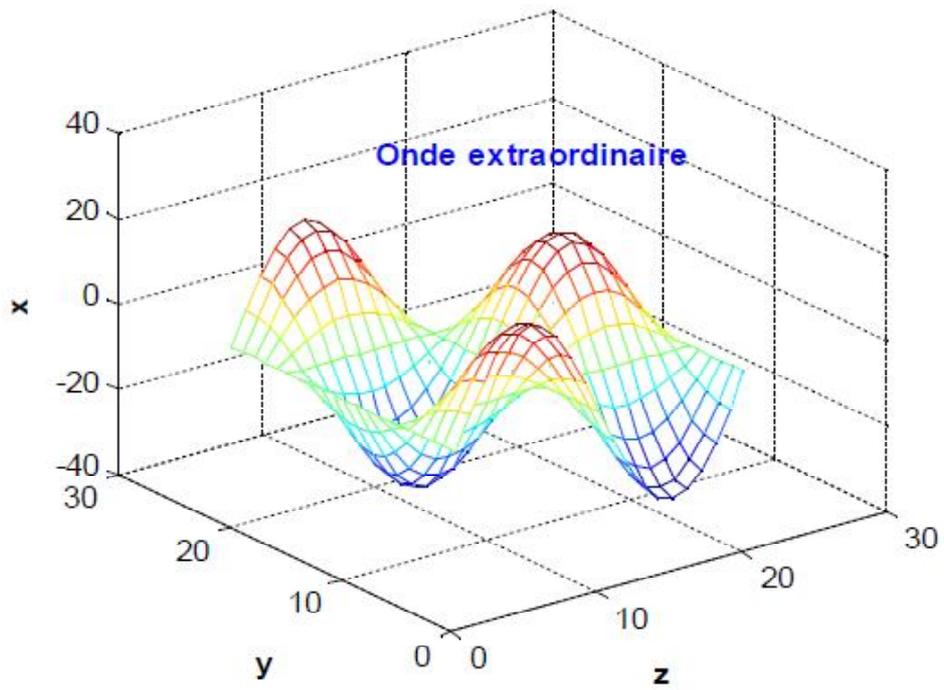


Figure 5-12: Onde Extraordinaire

L'indice de réfraction dépend de la pulsation plasma électronique et de la pulsation cyclotron électronique qui dépend à son tour au champ magnétique extérieur. Donc en mode-X la propagation de l'onde dépend de la densité et du champ magnétique (Donc l'indice de réfraction N est fonction de la densité $n(x)$ et de B_0).

5.4.3 Coupure et résonance:

Cherchons les solutions N de l'équation 5.15, on obtient les caractéristiques de l'onde pour le plasma. Ainsi on trouve une coupure ou une résonance[59].

Coupure:

La fréquence de coupure est la fréquence pour laquelle l'indice de réfraction s'annule $N = 0$ sa correspond à une amplitude nulle du champ électrique $|E| \simeq 0$, sépare un domaine de fréquence où l'onde se propage ($k^2 > 0$) et un domaine où l'onde est évanescence ($k^2 < 0$).



Figure 5-13: Relation de dispersion ordinaire

Dans le cas du mode-O, la fréquence de coupure correspond à la fréquence plasma électronique:

$$\omega_{coupure} = \omega_{pe} \quad (5.19)$$

L'onde se propage tant que sa fréquence est supérieure à la fréquence plasma électronique et lorsque la fréquence plasma devient supérieure, l'indice de réfraction est imaginaire pur, l'onde devient évanescence.

Dans le cas du mode-X, il ya deux fréquences de coupure correspondent à :

$$\omega_X = \pm \frac{\omega_{ce}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{ce}}{2}\right)^2 + \omega_p^2} \quad (5.20)$$

Donc:

$$\omega_{XD} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} + \omega_{ce} \right) \quad (5.21)$$

$$\omega_{XG} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} - \omega_{ce} \right) \quad (5.22)$$

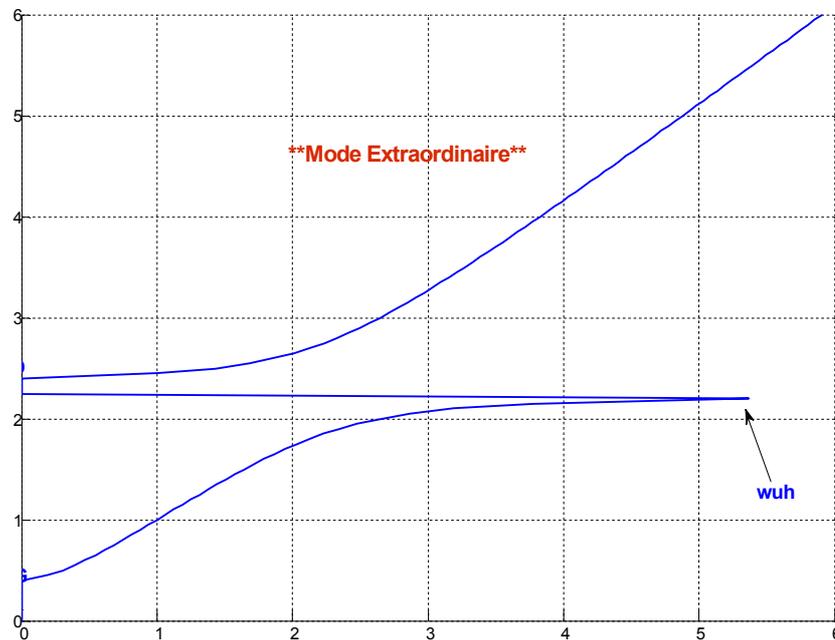


Figure 5-14: Relation de dispersion extraordinaire

Résonance:

La résonance est définie par un indice de réfraction qui tend vers l'infini $N \rightarrow \infty$, ce qui correspond à un nombre d'onde k infini et une vitesse de phase de l'onde nulle. Il se crée *un transfert d'énergie* entre l'onde et le milieu et l'onde est absorbée. Le mode ordinaire ne possède pas de résonance, contrairement au mode extraordinaire[60] qui possède deux type de résonance en résolvant l'équation 5.18 comme c'est mentionné au premier chapitre, on trouve :

(a) Résonance hybride haute:

$$\omega_{Xuh}^2 = (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2) \quad (5.23)$$

(b) Résonance hybride basse:

$$\omega_{Xlh}^2 \approx \left(\frac{\omega_{ce}^2 \omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \right) \quad (5.24)$$

Où encore:

Pour un plasma dense: $(\omega_{pe} \gg \omega_{ce})$

$$\omega_{Xlh}^2 = \omega_{ce}^2 \omega_{pi}^2 \quad (5.25)$$

Pour un plasma ténu: $(\omega_{pe} \ll \omega_{ce})$

$$\omega_{Xlh}^2 = \omega_{pi}^2$$

Dans ce cas une onde est absorbée lorsqu'elle est à la fréquence hybride haute " *Upper Hybrid Resonance* " ou à la fréquence hybride basse " *Lower Hybrid Resonance* " c'est en effet le mécanisme de transfert de l'énergie en plasma froid pour propagation perpendiculaire dans le cas où $\omega < \omega_c$.

Si $\omega > \omega_c$ ce qui correspond aux cas des ondes cyclotronique électronique injectées dans le plasma, nous doit utiliser la relation de dispersion chaude pour le mode X.

5.5 Modèle de plasma chaud pour les ondes cyclotroniques électroniques

La relation de dispersion froide ne met pas en évidence une condition de résonance pour $\omega = n\omega_{ce}$. Cela signifie que le modèle du plasma froid ne décrit pas l'absorption des ondes cyclotronique électronique [62]. Pour le modèle d'un plasma chaud déjà traité en troisième chapitre, nous avons trouvés que

$$\det(\overline{\overline{M}}) = \det \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 \\ -M_{21} & M_{22} & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} \end{bmatrix} = 0$$

$$M_{11} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (5.26)$$

$$M_{12} = -K_{21} = i \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{I_n - I'_n}{\omega - n\omega_{cs}} \quad (5.27)$$

$$M_{22} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s) + 2\lambda_s^2 (I_n - I'_n)}{\omega - n\omega_{cs}} - n_{\perp}^2 \quad (5.28)$$

$$M_{33} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} e^{-\lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} - n_{\perp}^2 \quad (5.29)$$

$$M_{13} = M_{23} = M_{31} = M_{32} = 0 \quad (5.30)$$

Pour le mode ordinaire:

$$M_{33} = 0 \quad (5.31)$$

Avec l'approximation du plasma froid:

$$n_{\perp O}^2 = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \quad (5.32)$$

et pour le mode extraordinaire:

$$M_{11}M_{22} + M_{12}^2 = 0 \quad (5.33)$$

$$\left(1 - n_{\perp}^2 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s) + 2\lambda_s^2 I_n(\lambda_s) - 2\lambda_s^2 I_n'(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right) \cdot$$

$$\left(1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \frac{I_n(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right) - \left(\sum_s \frac{\omega_{ps}^2 e^{-\lambda_s}}{\omega \lambda_s} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \frac{I_n(\lambda_s) - I_n'(\lambda_s)}{\omega - n\omega_{cs}} \right)^2 = 0 \quad (5.34)$$

$$n_{\perp X}^2 = \frac{S^2 - D^2}{S} = \frac{RL}{S} \quad (5.35)$$

L'indice de réfraction extraordinaire $n_{\perp X}^2$ possède une partie réelle décrivant la trajectoire de l'onde, et une partie imaginaire permet de déterminer l'absorption de l'onde.

Pour la seconde harmonique (X2), $n = 2$: $\omega = 2\omega_{ce}$, le modèle approprié qui décrit la propagation et l'absorption de l'onde est le modèle chaud.

Pour la troisième harmonique (X3), $n = 3$: $\omega = 3\omega_{ce}$, Pour la propagation, le modèle du plasma froid est donc suffisant, et pour calculer l'absorption, on peut déduire de la partie imaginaire de l'indice.

5.6 Transfert d'énergie de l'onde au plasma:

La conséquence la plus importante des équations de Maxwell est probablement la propagation des ondes d'énergie électromagnétique. Selon le théorème de Poynting, qui regit la conservation d'énergie pour un système combiné de particules et des champs, la direction

de propagation de l'énergie électromagnétique est généralement donnée par le vecteur de Poynting qui est à son tour perpendiculaire aux deux champs orthogonaux électrique et magnétique (\vec{E}, \vec{B}) pour les ondes est transverses. Les transferts d'énergie sont décrits généralement à l'aide du théorème de Poynting instantané. En utilisant les équations de Maxwell, on obtient:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \wedge \vec{H}) + \left[\vec{B} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right] = - \vec{j}_{ext} \cdot \vec{E} \quad (5.36)$$

Dans un solide, il est facile de séparer la signification physique de ces termes:

(a) -Le premier terme du membre de gauche représente la variation spatiale d'énergie électromagnétique.

(b)- Le deuxième est provoqué par les courants de polarisation et de magnétisation, provenant du déplacement des atomes, des noyaux autour de leur position d'équilibre en réponse au champ appliqué. Il s'agit d'un transfert d'énergie réversible.

(c)- Le terme de droite est le courant de conduction décrit les interactions de l'onde avec le plasma. Ces interactions prennent la forme d'un transfert d'énergie irréversible. D'autre part, généralement, on peut supposer que le libre parcours moyen est très petit devant la longueur d'onde, ce qui signifie que l'équilibre entre les champs et le milieu est quasi-immédiat[61].

Par contre dans un plasma, la situation est plus compliquée : il n'y a pas de séparation claire entre le courant de conduction et le courant de polarisation : toutes les charges sont libres, mais contribuent également à la polarisation. Ceci implique qu'il n'y a pas d'équilibre entre les champs et le milieu sur une seule période de l'onde et il faudra donc nécessairement travailler sur des quantités moyennes sur un certain nombre de périodes[58]. Une analyse énergétique à l'échelle de la période n'a pas de sens physique.

On utilise une forme eikonale pour toutes les quantités oscillantes. Ainsi, on écrit le champ électrique comme:

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \left[\vec{E}_0 e^{i\Psi} + \vec{E}_0^* e^{-i\Psi} \right] \quad (5.37)$$

\vec{E}_0^* est le conjugué complexe de \vec{E}_0 .

La fonction eikonale peut être approximée par

$$\Psi = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \quad (5.38)$$

Si on considère la multiplication de deux quantités \vec{A} et \vec{B} dont la forme donnée par 5.38, on trouve:

$$\langle \vec{A} \cdot \vec{B} \rangle = \frac{1}{2} \Re (\vec{A}_0 + \vec{B}_0^*) \quad (5.39)$$

Appliquant ce formule de la moyenne d'un produit à la relation 5.36, on trouve

$$\langle \vec{\nabla} (\vec{E} \wedge \vec{H}) \rangle + \left[\left\langle \vec{B} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right\rangle \right] = - \langle \vec{j}_{ext} \vec{E} \rangle \quad (5.40)$$

On obtient, alors le théorème de Poynting:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \vec{\nabla} (\vec{S}_0 + \vec{T}) = -P_{abs} \quad (5.41)$$

Où W est la densité d'énergie électromagnétique contient les énergies magnétiques $\frac{B_0^2}{2\mu_0}$ et électrostatique $\frac{1}{2} E_0^* \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega \overline{\overline{K}}^h) \vec{E}_0$:

$$W = \frac{1}{2} \left[\frac{B_0^2}{\mu_0} + E_0^* \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega \overline{\overline{K}}^h) \vec{E}_0 \right] \quad (5.42)$$

T est le flux cinétique associé au mouvement cohérent des particules avec l'onde (k vecteur d'onde):

$$T = -\frac{\omega}{2} \overline{\overline{E}}_0^* \frac{\partial \overline{\overline{K}}^h}{\partial k} \vec{E}_0 \quad (5.43)$$

\vec{S}_0 est le vecteur de Poynting dans le vide

$$\vec{S}_0 = \frac{1}{\mu_0} \Re (\vec{E}_0^* \wedge \vec{B}_0) \quad (5.44)$$

et pour une onde se propageant dans un plasma chaud magnétisé de manière perpendiculaire au champ magnétique, polarisée en mode X, la densité de puissance absorbée exprimée

$$P_{abs} = \omega \overline{E_0^*} \overline{K_a} \overline{E_0} \quad (5.45)$$

Donc le coefficient d'absorption [62] est donné par

$$\alpha = \frac{P_{abs}}{S} \quad (5.46)$$

Où $S = S_0 + T$

Le tenseur diélectrique est

$$\overline{K} = \overline{K}^h + i \overline{K}^a \quad (5.47)$$

Avec \overline{K}^h la partie hermitienne et \overline{K}^a la partie anti-hermitienne du tenseur de permittivité diélectrique.

5.7 Conclusion:

En résolvant la relation de dispersion pour ω fixée, on peut tirer beaucoup d'information sur les caractéristiques de l'onde dans un plasma uniforme magnétisé. En cherchant les solutions pour n , on peut définir une coupure pour une indice de réfraction nulle ou une résonance lorsque l'indice tend vers l'infini. Dans le cas où l'indice est complexe, il y a des modes propagatifs ordinaire et extraordinaire si $n^2 > 0$ et un mode évanescent si $n^2 < 0$.

Un transfert d'énergie s'établit entre l'onde et le plasma est caractérisé par le théorème de Poynting qui donne la puissance absorbée par le plasma. Elle traduit aussi la relation entre la densité d'énergie électromagnétique, le vecteur de poynting et le flux cinétique présentant l'énergie portée par l'onde.

Cette énergie est transférer aux particules résonantes avec l'onde à des fréquences bien déterminées: la fréquence hybride haute et la fréquence hybride basse du mode ex-

traordinaire pour une propagation perpendiculaire au champ magnétique. Cette puissance qui contribue aux mouvements des particules convertie en énergie cinétique et en fin en énergie thermique.

Ce mécanisme de transfert d'énergie en plasma froid similaire à celui discuté en troisième chapitre produit par l'absorption ou l'amortissement Landau pour les plasmas chauds. Les particules dont la vitesse est légèrement inférieure à la vitesse de phase de l'onde vont être accélérées par le champ électrique de l'onde pour atteindre la vitesse de phase. Au contraire, les particules dont la vitesse est légèrement supérieure à la vitesse de phase de l'onde vont être décélérées, cédant leur énergie à l'onde.

Le modèle du plasma froid ne décrit l'absorption des ondes cyclotronique électronique, car la relation de dispersion froide ne met pas en évidence la condition de résonance $\omega = n\omega_{ce}$ de ces ondes définies pour $\omega > \omega_{ce}$.

Les interactions onde particules sont l'un des processus les plus étudiés non seulement dans la physique de plasma de fusion mais il a étendu à d'autres domaines de la physique. Un nouveau champ de recherche à été ouvert qui concerne le transfert d'énergie entre les différents espèces des particules surtout dans le domaine des plasmas magnetosphériques.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

Notre contribution dans ce travail de thèse dont le thème principal est l'interaction onde-plasma de tokamak est résumé en trois points essentiels :

La description du milieu plasma à l'aide du modèle approprié (cinétique, fluide et magnétohydrodynamique).

L'étude de couplage onde particule afin de déterminer le mode de propagation de l'onde et l'étude des phénomènes produits de cette propagation comme la rotation de Faraday.

Le chauffage de plasma très dense par les ondes de Bernstein électroniques dont le principe est le transfert d'énergie de l'onde au plasma.

Les résultats des principales étapes de la recherche que nous avons présentés sont les suivants:

La fusion thermonucléaire contrôlée est une nouvelle source d'énergie, basée sur l'exploitation de l'énergie libérée par la réaction de fusion de deux noyau légers, offre la possibilité de produire l'électricité à grande d'échelle, de manière sûre et quasi-illimitée, à partir de combustibles abondantes. Cette réaction de fusion entre le Deutérium et le Tritium n'est significative qu' à une température supérieure à 10 keV(100 millions de degrés) est suffisante pour surmonter leur répulsion électrostatique. Ceci permettre une ionisation totale en formant un gaz d'électrons et des ions appelé plasma. Le plasma étant constitué de particules chargées, il est possible de le confiner à l'aide de champs magnétique. La configuration la plus prometteuse pour réaliser ce confinement est la machine Tokamak. Cette machine dépend fortement de la génération de courant dans

le plasma par effet inductif, tout comme pour un transformateur dont le primaire est un bobinage à courant alternatif et le secondaire est le plasma lui-même. Le critère de Lawson présente les conditions nécessaires pour que les réactions de fusion s'entretiennent pour $n \langle T \rangle \tau_E \succ 3.10^{21} m^{-3}.keV.s$.

La détermination de la propagation des ondes de différentes natures qui peuvent se propager dans un plasma froid magnétisé est plus compliquée que dans le vide ou dans les gaz neutres. Elle est basée sur l'étude de couplage onde- particules qui est fondé sur une méthode bien précise permettant de déterminer:

- Une description statistique et fluide du milieu plasma froid. Cette description est régie par les équations de la dynamique des particules (électron, ion).

- Linéarisation de l'équation de conservation de vitesse et de densité.

- introduction de perturbation monochromatique de l'onde électromagnétique qui est régie par les équations de Maxwell.

- Chercher les relations constitutives en calculant la conductivité électrique $(\vec{j} = \sigma \vec{E})$.

Le couplage entre les équations de la dynamique et les équations de Maxwell se fait via ρ et \vec{j} la densité de charge et de courant respectivement.

- Trouver le tenseur diélectrique et la résolution du système associé.

- L'obtention d'une grande variété de modes de propagation dans le plasma.

- Et en fin la détermination des solutions selon la propagation est parallèle, perpendiculaire ou oblique.

La rotation de Faraday est un phénomène résulte de propagation parallèle au champ magnétique d'une onde plane monochromatique polarisée linéairement dans un plasma. Une application ce phénomène est l'isolateur magnéto-optique dont le principe est laisser passer l'onde que dans une direction unique.

Un plasma chaud, est un plasma non collisionnel dont les effet thermique est prise en considération. la description cinétique en utilisant l'équation de Vlasov est la plus appropriée de tel milieu.

- L'amortissement ou l'absorption Landau est dû à l'échange d'énergie entre une onde

et une particule dans un plasma chaud dont la vitesse est approximativement égale à la vitesse de l'onde. Les particules dont la vitesse est légèrement inférieure à la vitesse de phase de l'onde vont être accélérées par le champ électrique de l'onde pour atteindre la vitesse de phase. Au contraire, les particules dont la vitesse est légèrement supérieure à la vitesse de phase de l'onde vont être décélérées, cédant leur énergie à l'onde.

-La relation de dispersion chaude est trouvée à l'aide de la fonction de dispersion et ses dérivées qui ont une large gamme d'applications dans les descriptions des ondes de petite amplitude.

-Les ondes de Bernstein sont des ondes électrostatique propageant dans un plasma chaud perpendiculairement au champ magnétique. Ces ondes sont couplées avec le mode extraordinaire dans une même relation de dispersion et elles sont séparées en utilisant l'approximation du modèle de plasma froid.

Dans la partie expérimentale réalisée sur le Tokamak à Configuration Variable (TCV) du Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) de Lausanne, nous exposons les différents résultats de chauffage ECRH et EBWH:

Le chauffage EC se base sur l'interaction résonante d'une onde électromagnétique avec les électrons dans une région du plasma où la fréquence de l'onde est une harmonique de la fréquence cyclotron des électrons.

- Le système ECH de TCV est composé de 6 gyrotrons à la fréquence de 82.7 GHz pour le chauffage en mode X à la seconde harmonique (X2) et de 3 gyrotrons à la fréquence de 118 GHz pour le chauffage en mode X à la troisième harmonique (X3). Chaque gyrotron délivre une puissance nominale de 0.5 MW pendant 2 s dans TCV, la puissance total est de 4.5 MW.

- Le système X2 permet le chauffage de plasmas jusqu'à la densité de coupure X2, au delà de laquelle l'onde ne peut plus se propager (se réfléchir). Le système X3 permet d'étendre le domaine de densités accessibles pour l'ECH jusqu'à la densité de coupure X3. Il permet notamment de chauffer des plasmas qui sont dans un régime de haut confinement de l'énergie (mode H).

Une nouvelle technique de chauffage offre la possibilité de surmonter le problème de la limite supérieure de la densité rencontré dans les systèmes X2 et X3 de chauffage micro-ondes CE classiques. C'est le chauffage par la conversion double mode du ordinaire (O) lancé du côté du champ bas au mode Bernstein (B) via le mode extraordinaire (X) dans un plasma de Tokamak très dense. Car le mode B n'a pas de densité de coupure et ne peut pas propager dans le vide. Les résultats trouvés sont comme suit:

-L'angle d'injection optimal pour la conversion O-X-B a été démontrée expérimentalement par les mesures des angles bidimensionnels balayés par les radiations parasites micro-ondes dans des décharges avec l'injection des ondes CE modulée à un rapport cyclique faible.

- Les simulations de la conversion double modes OXB par le code tracé de rayon ont été réalisées en démontrant un excellent accord entre les angles optimaux mesurés et simulés.

- Une absorption globale de l'ordre de 60% a été observée avec une sonde diamagnétique à l'injection d'une puissance modulée ECRH à une densité bien supérieure à celle du coupure.

- La distribution spatiale de l'absorption de puissance a été déterminée expérimentalement par l'analyse FFT de l'émissivité des rayons-X-mous à partir d'une caméra à haute résolution spatiale.

- Le dépôt local a été trouvé pour être bien à l'intérieur du coupure du plasma et correspond à la valeur prédite par ART dans les incertitudes expérimentales.

- Les mesures de dépôts de puissance modulée ont été conçues avec un dépôt relativement loin de l'axe en $\rho_{\Psi} \sim 0.7$, afin d'éviter les fortes perturbations en dents de scie qui nuisent à la détection de dépôt central de la puissance.

- Une augmentation de la température électronique centrale a été mesurée de manière constante par la diffusion Thomson et la méthode de l'absorbeur des rayons -X-mous.

Le transfert d'énergie électromagnétique au plasma par l'interaction onde particules est vérifié théoriquement. Nous avons considérés une onde électromagnétique propageant

perpendiculairement au champs magnétique. En utilisant le modèle du plasma froid, nous trouvons deux modes possibles:

- *Mode ordinaire (O)*: c'est une mode électrostatique avec un champ électrique parallèle au champ magnétique. Son polarisation est rectiligne; a la coupure $\omega = \omega_{pe}$ la fréquence de cette onde est la fréquence de plasma électronique, donc l'onde se propage tant que sa fréquence est supérieure à ω_{pe} dans le cas contraire l'onde est évanescence son indice est devient imaginaire. Ce mode ne contient pas de résonance.

- *Mode extraordinaire (X)*: c'est un mode électromagnétique de polarisation elliptique. Il contient deux coupures dites coupure droite et coupure gauche et deux résonances dites résonance hybride haute et résonance hybride basse.

Dans le cas de résonance il se crée un *transfert d'énergie* de l'onde au plasma, ceci donne lieu a une absorption de puissance par le plasma. On peut calculer cette puissance en utilisant le théorème de Poynting qui donne la puissance électromagnétique portée par l'onde par $P_{abs} = \omega \overline{\vec{E}_0^* \vec{K}_a \vec{E}_0}$ avec un coefficient d'absorption $\alpha = P_{abs}/S$.

Ce modèle du plasma froid est valable pour les ondes dont la fréquence inférieur à la fréquence CE , $\omega < \omega_{ce}$. Dans le cas contraire où $\omega > \omega_c$ on parle des ondes cyclotronique électronique et ses harmoniques, déjà traitées dans le chapitre précédant qui jouent un rôle important dans le chauffage du plasma. Nous devons utiliser le modèle du plasma chaud pour le mode X. Le chauffage par ces ondes utilise la second harmonique X2, $\omega = 2\omega_{ce}$ et la troisième X3, $\omega = 3\omega_{ce}$.

Les différents centres de recherche internationaux poursuivent leurs efforts en vue du développement des connaissance et des technologies nécessaires à la production d'électricité par fusion thermonucléaire a fin de participer à la construction du réacteur expérimental de fusion ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor). Ce travail de thèse a permis d'ouvrir de nouvelle perspectives de recherche et suggère les points suivants:

- Le chauffage en mode L, confinement bas pour des densités basses.
- Trouver de nouvelles ondes qui correspondent à ce type de confinement.

Abbréviations

EBE electron Bernstein emission	L'émission
de Bernstein électronique	
EBW electron Bernstein wave	Les ondes
de Bernstein électronique.	
EB electron Bernstein.....	Electron Bern-
stein.	
ECE electron cyclotron emission.....	L'émission
cyclotron électronique.	
ECRH electron cyclotron resonance heating.....	Chauffage
par la résonance cyclotron électronique	
EC electron cyclotron.....	électron cy-
clotron	
ELM edge localized mode.....	Mode lo-
calisé au bord.	
FLR finite Larmor radius.....	Rayon
Larmor Fini.	
FX fast extraordinary.....	Extraordinaire
Rapide .	
HFS, LFS high and low field side	côté faible
champ, côté fort.	
SX slow extraordinary (not soft-X ray).....	Extraor-
dinaire lente.	
EM electromagnetic.....	Electromagnétique
TS Thomson scattering	Diffu-
sion de Thomson.	
UH, UHR upper hybrid, upper hybrid resonance.....	Résonance
hybride supérieure.	
Kramer-Brillouin .	

X, X2 extraordinary, 2nd harmonic extraordinary mode.....

O, O2 ordinary, 2nd harmonic ordinary mode.....

Mode H: high confinement.....confinement

haut.

Mode L: low confinement.....confinement

bas.

FFT: Fast Fourier transform.....Transform

de Fourier Rapide.

ICFfréquence

cyclotron ionique.

CEF.....

fréquence cyclotron électronique.

ART: code ray tracing.....

DML:boucle

diamagnétique

CMA.....

DMPX.....Duplex Multiwire Pro-

portional X-ray counter

Annexes

Annexe A:

Méthode WKB:

Définition

La méthode *WKB* est nommée d'après les physiciens *Wentzel*, *Kramers* et *Brillouin*, qui l'ont tous mis au point en 1926. Cette méthode est un outil puissant qui permet d'obtenir une estimation de la solution d'une équation différentiel linéaire dont le terme d'ordre de dérivation le plus élevé est affecté d'un petit paramètre ε sous la forme suivante

$$\varepsilon \frac{d^n y}{dx^n} + a(x) \frac{d^{n-1} y}{dx^{n-1}} + \dots + k(x) \frac{dy}{dx} + m(x) y = 0 \quad (5.48)$$

Cette méthode est utilisable quelque soit l'orde des EDO linéaires, pour les systèmes aux conditions limites, condition intiale et encore, pour les problèmes à singularités. Enfin, pour le calcul d'intégrales de la solution de système différentiel. L'approximation WKB, ordre après ordre en puissance de ε est la somme d'exponentielles élémentaires de fonctions algébriques ou spéciales, ex: fonction d'Airy.

$$y(x) \sim \exp \left[\frac{1}{\delta} \sum_{n=0} \delta^n S_n(x) \right] \quad (5.49)$$

Dans la limite, Nous substituons la formule ci-dessus dans l'équation différentielle et en annulant les termes exponentielle permet de résoudre pour un nombre arbitraire de termes $S_n(x)$ dans l'expansion. La théorie WKB est un casspéciale de l'analyse à échelles multiples.

Exemple d'application sur le mode ordinaire:

Dans le tous le travail du thèse nous avons supposer que le plasma est homogène. En réalité, dans la plupart des situations expérimentales, on envoie une onde, depuis l'extérieur, sur un plasma inhomogène. Au cours de sa propagation, la constante diélectrique du plasma varie et l'amplitude du champ électrique, ainsi le nombre d'onde, doivent varier également pour satisfaire localement l'équation d'onde. On peut décrire cette vari-

ation lente par la méthode WKB. Cependant, lorsque l'onde rencontre un point singulier, coupure et résonance, les variations sont trop fortes pour que la méthode WKB puisse s'appliquer.

Pour plus de simplification nous envisageons l'exemple du mode O. Dans un plasma homogène, il est défini par l'équation

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (5.50)$$

Si la densité de plasma varie dans la direction x , $\omega_{pe}^2 = \omega_{pe}^2(x)$, l'approximation WKB suppose que la variation est assez lente pour le nombre d'onde soit toujours solution de cette équation:

$$k^2(x) = \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2(x)}{c^2} \quad (5.51)$$

On peut écrire pour l'évolution lente de l'amplitude du champ:

$$\frac{d^2 E_z}{dx^2} + k^2(x) E_z = 0 \quad (5.52)$$

On cherche une solution de cette équation sous la forme:

$$E_z = E(x) e^{i\varphi(x)} \quad (5.53)$$

La phase rapidement variable φ est appelée l'eikonale. Par continuité avec le cas homogène on choisit $\varphi' = k(x)$. reportant cette expression dans (5.52) et négligeant la dérivée seconde de E , on obtient la solution WKB:

$$E_z = \frac{E_0}{\sqrt{k(x)}} \exp[\pm i \int k(x) dx] \quad (5.54)$$

Il est facile de vérifier que cette solution assure que la puissance est conservé au cours

de la propagation. Pour l'exemple choisi, la vitesse de groupe est donnée par:

$$v_G(x) = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c^2 \frac{k(x)}{\omega} \quad (5.55)$$

et le flux de puissance est proportionnel à:

$$v_G \frac{\varepsilon_0}{2} E_z E_z^* = \frac{\varepsilon_0 c^2}{2\omega} E_0^2 = c^{ste} \quad (5.56)$$

On vérifie facilement que la condition de validité de l'approximation WKB est que la longueur d'onde varie peu sur une longueur d'onde:

$$\left| \frac{1}{k} \frac{dk}{dx} \right| \ll k \quad (5.57)$$

Ceci n'est évidemment le cas, ni près d'une coupure, ni près d'une résonance. Alors que le traitement de cette dernière ne peut se faire que dans le cadre du plasma chaud, on peut obtenir simplement l'équation générale d'évolution de l'onde au voisinage d'une coupure.

Voisinage d'une coupure:

Puisque k est nul à la coupure on peut utiliser un développement limité:

$$k^2(x) \approx (x - x_c) \left. \frac{dk^2(x)}{dx} \right| = a^2 (x - x_c) \quad (5.58)$$

et l'équation d'évolution du champ devient: de la forme:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + a^2 (x - x_c) y = 0 \quad (5.59)$$

Avec le changement de variable $\xi = -a^{2/3} (x - x_c)$ on obtient l'équation d'Airy:

$$y - \xi y = 0 \quad (5.60)$$

de sorte que la solution générale s'écrit:

$$y(\xi) = C_1 A_i(\xi) + C_2 B_i(\xi) \quad (5.61)$$

Pour $B_i(\xi)$ diverge pour $\xi \rightarrow -\infty$, on a $C_2 = 0$. La solution doit se raccorder, loin de la coupure, aux solutions WKB, qui sont:

$x > x_c$:

$$y(x) = \frac{A_1}{(x - x_c)^{1/4}} \exp \left[2ia/3 (x - x_c)^{3/2} \right] + \frac{A_2}{(x - x_c)^{1/4}} \exp \left[2ia/3 (x - x_c)^{3/2} \right] \quad (5.62)$$

$x < x_c$:

$$y(x) = \frac{B_1}{(x - x_c)^{1/4}} \exp \left[2a/3 |x - x_c|^{3/2} \right] + \frac{B_2}{(x - x_c)^{1/4}} \exp \left[-2a/3 |x - x_c|^{3/2} \right] \quad (5.63)$$

La fonction d'Airy a les expressions asymptotiques suivantes ($\zeta = 2\xi^{3/2}/3$)

$$A_i(\xi) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{\zeta^{1/4}} e^{-\zeta} \quad (5.64)$$

$$A_i(-\xi) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\zeta^{1/4}} \sin \zeta = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-i\pi/4}}{(x - x_c)^{1/4} a^{3/8}} \sin \left[\frac{2}{3} (x - x_c)^{3/2} \right] \quad (5.65)$$

On trouve que $A_2 = -A_1$. Il ya donc reflexion totale à la coupure.

Annexe B:

Diffusion de Thomson:

La diffusion Thomson est la diffusion d'un photon de faible énergie sur une particule chargée de matière au repos, généralement un électron libre, c'est-à-dire non lié à un atome. Cette diffusion s'effectue pour des énergies faibles, le rayonnement électromagnétique est absorbé puis réémis par la particule. Durant cette interaction l'énergie transmise à la particule chargée par le photon est négligée, tant que l'énergie des photons ne dépasse pas 45 keV, il s'agit alors d'une diffusion élastique. La direction de propagation de l'onde électromagnétique associée au photon change sans diminution de l'énergie.

Le diagnostic de diffusion Thomson de TCV [44] mesure la température et la densité électroniques locales en combinant l'injection d'un faisceau laser dans le plasma et l'observation de la fraction du rayonnement laser diffusée par les électrons libres du plasma. L'analyse spectrale de la lumière diffusée permet d'évaluer la température électronique et l'intensité du rayonnement est reliée à la densité du plasma.

Le DMPX:

Le DMPX (Duplex Multiwire Proportional X-ray counter) est également utilisé pour mesurer les variations spatiales et temporelles de l'émission de rayonnement X. Le détecteur, constitué de deux chambres à fils, est sensible au rayonnement X d'énergie comprise entre 3 keV et 30 keV. Il possède deux caméras, la première comportant 64 lignes de visée et la deuxième 32. L'acquisition des données est effectuée à 200 kHz et la distance entre deux lignes de visée est de 8mm au niveau du plan équatorial de la chambre à vide.

Instabilités macroscopiques :

a. Les dents de scie: Les dents de scie sont des relaxations périodiques du profil de pression au centre du plasma. Leur nom provient de l'évolution temporelle en « dents de scie » de la pression centrale du plasma observée en leur présence. Les dents de scie provoquent une expulsion des particules et de l'énergie situées à l'intérieur de la surface $q = 1$ vers l'extérieur de cette surface, attribuée à une reconnexion des lignes de champ magnétique dans cette région. Par l'aplatissement régulier du profil de pression quelles

provoquent principalement à l'intérieur de la surface $q=1$, les dents de scie diminuent le temps de confinement de l'énergie. Plus le rayon de la surface $q = 1$ et la fréquence des dents de scie sont élevés, plus l'impact des dents de scie sur le temps de confinement de l'énergie est important.

b. Les ELMs: Les ELMs, de l'anglais « Edge Localized Modes », sont des relaxations périodiques du profil de pression au bord du plasma. En pratique, les ELMs sont observés dans un régime de plasma particulier appelé mode H. Les modes H (High confinement) sont généralement obtenus dans une configuration magnétique avec point X, en augmentant la puissance de chauffage d'un plasma standard, en mode L (Low confinement), au delà d'un certain seuil. Le gradient de pression au bord du plasma, et par conséquent l'énergie totale du plasma, augmentent alors fortement. Même si les ELMs diminuent le confinement de l'énergie en expulsant périodiquement des particules hors du plasma, le temps de confinement de l'énergie des modes H est en général nettement plus élevé que celui des modes L.

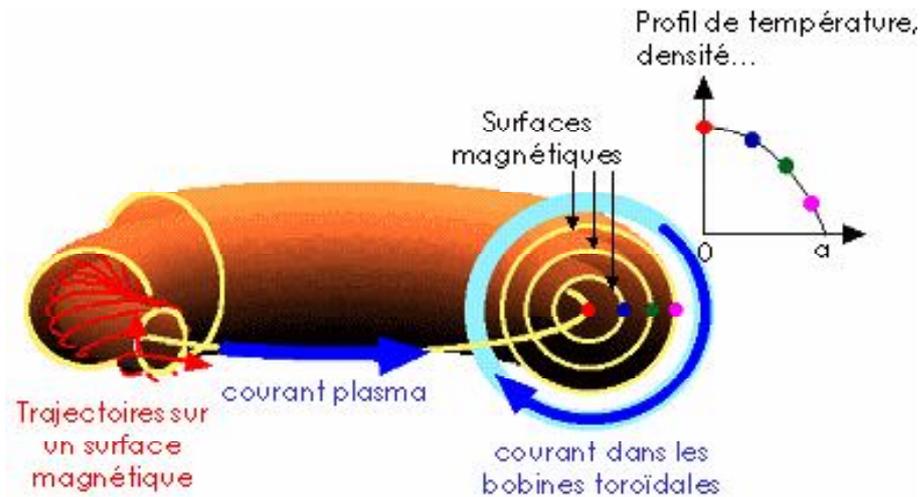


Figure 5-1:

Annexe C:

Reconstruction de l'équilibre magnétique

L'équilibre magnétique du plasma est reconstruit toutes les 2 ms par le code LIUQE à partir des mesures du flux du champ magnétique poloïdal effectuées par les sondes situées à l'intérieur et à l'extérieur de la chambre à vide. Le plasma est supposé axisymétrique et l'équation de Grad-Shafranov est résolue itérativement de manière à obtenir une description du flux du champ magnétique poloïdal qui reproduise le plus précisément possible les mesures magnétiques effectuées.

Bibliographie

- [1] *P.H.Rebut*, (1999), L'énergie des étoiles, la fusion nucléaire contrôlée, Edition Odilejacob,ISBN:2-7381-9752-4, Chp3.
- [2] *N.G.Sabri, T.Benouaz*, (2006), " La Production d'énergie par la Fusion thermonucléaire dans un plasma de Tokamak ». C.U.Bechar, ALGERIE-SIPE8.
- [3] *P.Blanchard*, (1999), Accélérateur coaxial à plasma, TP avancé, Lausanne.
- [4] *J. Howard*,(2002), Introduction to plasma physics, C17 Lecture Notes, Australian narinal university.
- [5] *S. Régnier*, (2001), Analuses des structures magnétiques solaires par SOHO. Modélisation magnétohydrodynamique à 3 dimensions, chapitre 2; Thèse de Doctorat; Université de Paris-Sud.
- [6] *D.F.Escande*, (2004), « Plasma thermonucléaire confiné magnétiquement: un système complexe ». Laboratoire P2IM, CNRS/Université Aix-Marseille 1.
- [7] *M.Chatelier, P.Magaud*, (2003), Les perspectives de la fusion thermonucléaire, Revue des Ingénieurs.
- [8] (2005), www.cea.fr/CEA, Septembre.
- [9] *M.Chatelier, P.Magaud*, (2004), « La fusion par confinement magnétique », Association Euratom-CEA, Revue CLEPS CEA-N° 49.

- [10] *B. Labit*, (2002), thèse de doctorat, université de Provence, Transport de chaleur électronique dans un Tokamak par simulation numérique directe d'une turbulence de petite échelle, quelques généralités sur la fusion.
- [11] *G. Tresset*, (2002), « Caractérisation, Modélisation et contrôle des scénarios avancés dans le Tokamak JET », Thèse de doctorat, Marseille .
- [12] Laurent Sacco, (2008), Fusion thermonucléaire : deux difficultés en moins pour le projet Iter, Futura-Sciences Magazine.
- [13] *S. Kehtaris*, (2003), « Fusion nucléaire & Tokamak », Présentation PPT,
- [14] *M. Decroisette*, M. Andre, C. Bayer, C. Deutsch, D. Juraszek, A. Migus, (2005), La Fusion thermonucléaire par confinement inertiel, De la Recherche Fondamentale à la Production d'Énergie.
- [15] *A. Zabolotskiy*, (2005), « Particule transport in Tokamak Plasma », Thèse de doctorat, Lausanne.
- [16] *R. D. Hazeltine*, *J. D. Meiss*, (2003), " Plasma confinement, Dover publication, Book.
- [17] Naima Ghoutia Sabri, Tayeb Benouaz (2009), " Magnetic confinement of the plasma fusion by Tokamak machine" ICTON Mediterranean Winter Conférence. Publication IEEE, pp.1-5.
- [18] *D. Campbell*, (1998), Magnetic confinement fusion, Europhysics News ,The Net Team, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany.
- [19] (2007), www.cea.fr/CEA, www.fusion-magnetique.cea.fr, Janvier 2004.
- [20] *J. W. Coenen*, (2009), The influence of dynamic ergodic Divector on the radial electric field at the Tokamak TEXTOR, copyright: Forschungszentrum, D16(DISS, Düsseldorf, Univ.

- [21] *M. Chatelier*, (2007), Les défis scientifiques de la fusion magnétique, Conference, Société française de Physique, Grenoble.
- [22] D.G. Swanson, (2003), « Plasma Waves », 2 édition ;
- [23] T.H. Stix,(1992), « Waves in Plasmas ».
- [24] V.L. Ginzburg, (1961), The Propagation of Radio Waves in Plasmas [G&B, New York,]
- [25] www.lpp.fr/pdf_M2_ondes1.pdf
- [26] R. Dumont, (2004), ondes dans les plasma, Ecole d'été Plasmas Chauds - Cadarache.
- [27] L.Rezeau, G. Belmont, (2007),Quelques propriétés des plasmas, cours de Master, 5 janvier .
- [28] V. M. Ginzburg, (1970), The propagation of electromagnetic waves in plasmas (Pergamon press, Oxford, UK,), 2nd edition.
- [29] F. Richard, (2004), The physics of plasmas, course, university of Texas,.
- [30] N.G.Sabri, (2001), Phénomène de polarisation rotatoire magnétique- Effet Faraday, These de Magistère, université de Tlemcen, Juillet
- [31] L.Rezeau, G.Belmont, Quelque propriétés des plasmas, cour de physique de plasma, Janvier 2007.
- [32] P.Bertrand,(2004), Description cinétique de la turbulence dans un plasma de Tokamak, Ecole d'Aquitaineaquitaine onde & matière, Maubuisson.
- [33] M.Moncuquet, (2001), Cours Méthodes numériques de DESS, Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA), Paris.

- [34] F.Volpe,(2003) Electron Bernstein émission diagnostic of éléction température profile at W7-AS Stellarator, PhD thesis, IPP Garching and Greifswald, IPP Report 13/1, March 2.
- [35] Heinrich Peter Laqua, (2007), Electron Bernstein wave heating and diagnostic; iop publishing,Plasma physics and controlled fusion, Plasma Phys. Control. Fusion 49.
- [36] E.Sonnendrücker,(2010), Approximation numérique des équations de Vlasov-Maxwell,Notes du cours de M2 .
- [37] R. Fitzpatrick, (2008), Course of The Physics of Plasmas, The University of Texas at Austin,19-12-.
- [38] R. Dumont, (2004), ondes dans les plasma, Ecole d'été Plasmas Chauds - Cadarache.
- [39] Y. S. Baea,W. Namkung, (2004), Plasma Sheath Lab, Theory of Waves in Plasmas, September 13, .
- [40] Miyamoto, (2004), Plasma Physics and Controlled Nuclear fusion, University of Tokyo,p-p 203-211, .
- [41] G. Bonhomme, (2007), Chauffage par ondes dans les Tokamaks, 6ème Journées du Réseau Plasmas Froids, Bonascre.
- [42] CEA, Cadarache, official Web site: www.fusion-magnetique.cea.fr (2004)
- [43] CRPP, Official site Web: http://crppwww.epfl.ch/crpp_tcv.html#what;
- [44] Y.Camenen,(2006), Étude du transport d'énergie thermique dans les plasmas du tokamak à configuration variable au moyen de chauffage électronique cyclotronique, thèse de doctorat, EPFL Lausanne, .
- [45] A. Pochelon & Al., (2007), Electron Bernstein wave heating of over-dense H-mode plasmas in the TCV tokamak via O-X-B double mode conversion, IOP publishing and International Atomic Energy Agency, Nucl. Fusion 47 15521558.

- [46] A. Zabolotskiy, (2005), particle transport in tokamak plasmas, hèse de doctorat, EPFL Lausanne .
- [47] S. V. Undintsev, (2003), Electron temperature dynamics of TEXTOR plasma, thesis of doctorate, Nederlands, (123 pages).
- [48] M.Bilek; (2003), Course of applied plasma physic, School of physics, university of Sydney, February (Chp7).
- [49] Timothy C. Luce; (2002) Applications of High-Power Millimeter Waves in Fusion Energy Research, IEEE Transactions on plasma science, Vol. 30, NO. 3.
- [50] F.Volpe, (2003), Electron Bernstein emission diagnostic of electron temperature profile at W7-AS Stellarator, PhD thesis, IPP Garching and Greifswald, IPP Report 13/1, (124 pages).
- [51] Heinrich Peter Laqua, (2007), Electron Bernstein wave heating and diagnostic; iop publishing, Plasma physics and controlled fusion, Plasma Phys. Control. Fusion 49, R1R42.
- [52] A. Mueck & Al, (2006), Electron Bernstein Wave Heating and Emission in the TCV Tokamak, 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome, 19 - 23 June 2006 ECA Vol.30I, P-1.153.
- [53] A. Mueck & Al, (2007), Electron Bernstein Wave Heating and Emission in the TCV Tokamak, fusion science and technologie, vol 52.
- [54] D.F.Escande, (2005), Plasma thermonucléaire confiné magnétiquement: un système complexe, Journal Images de la physique ISSN 0290-0041 , , pp. 39-44.
- [55] V.Sergeevich, (1975), Electron temperature dynamics texture plasma, thesis of Doctorat, Mouskou, Rusland.

- [56] N.Sabri, T.Benouaz, (2004), The magneto-Optical Properties of a Dielectric In The Presence of Static Magnetic Field, Algerian Journal of Advanced Material, Vol.3, pp 425-427.
- [57] P.Popovitch, (2004), Low frequency electromagnetic wave, Propagation in 3D plasma configurations, PhD thesis, EPFL, Lausanne.
- [58] R.Dumont, (2005), Waves in the plasma of Tokamak, Interaction wave-plasma, Master rayonnement, Plasma and Astrophysics, Association Euratom-CEA, pp 15-20.
- [59] V.Yadav, D.BORA, (2004), Electron cyclotron resonance heating in a short cylindrical plasma system , Pramana, Journal of Physics Vol. 63, No. 3, pp.563-577.
- [60] G. Bonhomme, (2007), « Heating by waves in Tokamaks » presented at Conference, 6th days of the Network Cold Plasmas, Bonascre.
- [61] E. Sebelin,(1997), Développement des méthodes numériques pour la résolution de la propagation et de l'absorption de l'onde hybride dans les tokamaks, thèse de doctorat, Laboratoire d'accueil au Commissariat à l'Energie Atomique, p-p 25-35.
- [62] G. Arnoux, (2005), chauffage de plasma par ondes électromagnétiques à la troisième harmonique de la fréquence cyclotron des électrons dans le tokamak TCV. Thèse de Doctorat, Lausanne, EPFL,Suisse.