

Etudes du rayonnement suprathermique  
émis lors du chauffage cyclotronique  
électronique du plasma du tokamak TCV

par

Patrick Blanchard

Ingénieur physicien EPF

Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Base de  
L'École Polytechnique Fédérale de Lausanne

Pour le titre de

Docteur ès Sciences

Sous la direction du Dr. Henri Weisen

Lausanne, le 16 Mai 2002



*Le commencement de toutes les sciences,  
c'est l'étonnement de ce que les choses  
sont ce qu'elles sont.*

**Aristote**



## Version abrégée

Le Tokamak à Configuration Variable (TCV) est équipé d'un moyen de chauffage additionnel du plasma par injection de micro-ondes à haute puissance. Il permet l'injection d'ondes à la deuxième harmonique X2 (82.7GHz) et à la troisième harmonique X3 (118 GHz) de la fréquence cyclotronique des électrons  $\Omega_{ce}$ . Des injections jusqu'à 2.85MW de X2 et 1.35MW de X3 sont possibles. Grâce à son système de lanceurs mobiles, les angles d'injections toroïdaux et poloïdaux peuvent être variés. Comme, dans un tokamak, la fréquence cyclotronique  $\Omega_{ce}$  est spatialement dépendante, cette puissance micro-onde de fréquence  $\omega$  est absorbée à l'endroit où  $\Omega_{ce}$ , ou une de ses harmoniques, égale  $\omega$ . Pour les températures et densités typiques obtenues sur TCV, la deuxième harmonique est optiquement épaisse, permettant une absorption totale de l'onde par le plasma sur une distance de l'ordre de quelques longueurs d'onde. La troisième harmonique est, par contre, optiquement mince impliquant que seule une partie de la puissance injectée est absorbée par le plasma lors d'une traversée unique du plasma par l'onde.

Lorsque le plasma est uniquement chauffé par le courant qui le traverse, la population électronique est à l'équilibre thermique et sa fonction de distribution dans l'espace des vitesses (ou énergies) est une Maxwellienne. Lors d'injections d'ondes X2 dont le vecteur d'onde possède une composante parallèle aux lignes de champ magnétique à l'endroit de la résonance, l'absorption de l'onde crée une perturbation de la fonction de distribution. Dans TCV, on crée une telle perturbation pour des énergies plus élevées que l'énergie thermique moyenne des électrons. Les électrons ainsi perturbés par rapport à l'équilibre Maxwellien sont appelés suprathermiques. Lors d'injections d'ondes X3, optiquement minces, normales au champ magnétique, l'absorption de l'onde ne s'effectue que partiellement sur les électrons thermiques. La puissance résiduelle interagit avec les électrons de haute énergie de la fonction de distribution générant des électrons suprathermiques. La présence d'une telle population suprathermique affecte aussi bien l'amplitude de l'absorption des ondes X3 que sa localisation spatiale.

La première partie de cette thèse a consisté en la conception et en l'installation, dans l'environnement de TCV, d'un radiomètre super-hétérodyne permettant d'analyser l'émission cyclotronique électronique (ECE) du plasma. Il permet d'analyser fréquemment l'intensité de l'ECE dans la bande fréquentielle 78.475 - 114.475 GHz, correspondant à la deuxième harmonique de  $\Omega_{ce}$  côté haut champ magnétique de TCV. La particularité de ce radiomètre est de posséder des antennes de réceptions de l'ECE situées du côté haut champ. Le plasma étant optiquement épais à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$ , l'ECE du plasma est proportionnelle à la température électronique du plasma à condition qu'il soit en équilibre thermique. Quand des électrons suprathermiques sont générés, l'intensité de l'ECE vue du côté haut champ, à une fréquence donnée, est une combinaison non linéaire entre l'ECE thermique et l'ECE suprathermique. Dans ce cas, l'intensité de l'ECE n'est plus proportionnelle

à la température thermique et permet, sous certaines conditions, la caractérisation de la population électronique suprathermique. Des intensités d'ECE jusqu'à six fois supérieures à l'intensité thermique ont été mesurées dans des plasmas chauffés en X2 et X3.

Afin de caractériser la population d'électrons suprathermiques lors d'injection X2 et/ou X3, nous avons simulé les spectres de l'ECE obtenus en considérant la fonction de distribution des électrons du plasma comme étant la combinaison linéaire de deux Maxwelliennes, la première caractérisant les électrons thermiques et la seconde les électrons suprathermiques. Nous avons appliqué cette méthode à l'étude de l'influence de la géométrie et de la puissance d'injection des micro-ondes sur la génération d'électrons suprathermiques. Nous avons pu mettre en évidence expérimentalement les processus de génération d'électrons suprathermiques lorsque la puissance X2 est injectée avec un angle toroïdal non nul, effectuant ainsi de la génération de courant, ainsi qu'en injection X3 perpendiculaire au champ magnétique. En particulier, nous avons montré qu'une optimisation de la synergie de l'absorption entre les puissances X2 et X3 amène à une génération d'électrons suprathermiques dont la densité est de l'ordre de 10% de la densité thermique avec des températures suprathermiques pouvant atteindre cinq fois la température thermique. Pour de telles densités et températures suprathermiques, le plasma est optiquement épais pour la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  et la radiométrie ECE a permis une mesure directe de la température effective des électrons suprathermiques. Ceci a permis de mettre en évidence l'importance de la population suprathermique sur l'absorption du X3, permettant d'expliquer, en partie, pourquoi l'absorption du X3 dans un plasma comportant des suprathermiques est plus élevée que dans le cas d'un plasma thermique.

# Abstract

The TCV tokamak is equipped with an additional heating system of the plasma by high power microwaves injections. It comprises injections of waves at the second harmonic X2 (82.7GHz) and at the third harmonic X3 (118GHz) of the electron cyclotron frequency  $\Omega_{ce}$  in TCV plasmas. Injection power up to 2.85MW on X2 and 1.35MW on X3 are possible. Thanks to its mobile launching system, toroidal and poloidal injection angles can be varied. Since the cyclotron frequency  $\Omega_{ce}$  in a tokamak is spatially dependant, the microwave power is absorbed in the plasma where  $\Omega_{ce}$ , or one of its harmonics, matches the frequency  $\omega$  of the microwave. For typical temperatures and densities obtained on TCV, the second harmonic is optically thick, allowing a total absorption of the wave by the plasma of about some wavelength. The third harmonic is optically thin implying that only a fraction of the injected power is absorbed by the plasma in a unique pass of the wave through the plasma. When the plasma is only heated by its current, the electron population is in thermal equilibrium and its velocity electron distribution function is Maxwellian. With X2 wave injection, which has a component of the wave vector which is parallel to the magnetic field at the resonance, absorption of the wave creates a perturbation of the distribution function. In TCV, the perturbation is for energies higher than the mean thermal electron energy. Such perturbed electrons are called suprathermals. With optically thin X3 injections perpendicular to the magnetic field lines, the wave absorption occurs only partly on the thermal electrons. The residual power interacts with electrons of the high energy part of the distribution function, generating suprathermal electrons. The presence of such a suprathermal electron population affects both the amplitude and spatial location of the X3 absorption.

The first part of this thesis consists of the design and the installation on TCV of a super-heterodyne radiometer. It allows frequency analysis of the electron cyclotron emission (ECE) in the frequency band 78.475 - 114.475 GHz. This band corresponds to the second harmonic of  $\Omega_{ce}$  on the high field side of TCV. The peculiarity of this radiometer is that the antennae are on the high field side of the torus. Since the plasma is optically thick for the second harmonic of  $\Omega_{ce}$ , and providing the plasma is in thermal equilibrium, the ECE of the plasma is proportional to the electron temperature. When suprathermal electrons are generated, the ECE intensity, observed by the high field side, is a linear combination between thermal ECE and suprathermal ECE. In this case ECE intensity is no more proportional to the thermal temperature and allows, under certain conditions, characterization of the suprathermal electron population. ECE intensities up to six times higher than thermal intensities have been measured on plasmas heated by X2 and X3.

In order to characterize the suprathermal electron population in X2 and/or X3 heated plasmas, ECE spectra have been simulated by considering the plasma electron distribution function as a linear combination of two Maxwellians. One of these characterizes the thermal electrons, the other characterizes the suprathermal electrons.

This method permits a study of the influence of the geometry and the power injection of the microwaves on the suprathermal electron generation. It is pointed out experimentally that the suprathermal electron generation is processed as well with non-zero toroidal angle X2 injections as with perpendicular to the magnetic field X3 injection. In particular, it is shown that an optimization of the absorption synergy of the X2/X3 powers generates suprathermal electrons with densities up to 10% of the bulk density and suprathermal temperatures up to five times the bulk temperature. For such suprathermal temperatures and densities, the plasma is optically thick for the second harmonic of  $\Omega_{ce}$  and ECE radiometry has provided a direct measure of the effective temperature of the suprathermal electrons. This has highlighted the importance of the suprathermal population on the X3 absorption, as explains in part why the X3 absorption in a non-thermal plasma is higher than in a thermal plasma.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	La fusion thermonucléaire contrôlée . . . . .	1
1.1.1	Qu'est-ce qu'un plasma? . . . . .	3
1.2	Le confinement magnétique . . . . .	4
1.3	Le principe du tokamak . . . . .	4
1.4	Le chauffage du plasma . . . . .	6
1.5	Motivation et structure de la thèse . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Le tokamak TCV</b>	<b>9</b>
2.1	Le tokamak TCV . . . . .	9
2.2	Les plasmas de TCV . . . . .	10
2.3	Les diagnostics de mesures . . . . .	11
2.3.1	Diffusion Thomson . . . . .	11
2.3.2	Interféromètre à infrarouge lointain . . . . .	13
2.3.3	La caméra à rayon X-durs . . . . .	14
2.3.4	La boucle diamagnétique à réponse rapide . . . . .	15
2.3.5	Le code de traçage de rayon TORAY-GA . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Théorie de l'émission et de l'absorption cyclotronique électronique</b>	<b>17</b>
3.1	Relation de dispersion . . . . .	17
3.2	Propagation des ondes dans un plasma froid magnétisé . . . . .	19
3.2.1	Le tenseur diélectrique . . . . .	19
3.2.2	Coupure et résonance . . . . .	21
3.2.3	Propagation perpendiculaire . . . . .	21
3.2.4	Fréquences typiques dans TCV . . . . .	23
3.2.5	Densité critique pour la seconde harmonique de $\Omega_{ce}$ . . . . .	24
3.3	Propagation des ondes dans un plasma chaud magnétisé . . . . .	25
3.3.1	Mouvement cyclotronique électronique . . . . .	25
3.3.2	Le modèle du plasma chaud . . . . .	26
3.3.3	Trois méthodes pour calculer le coefficient d'absorption . . . . .	27
3.3.4	Le tenseur diélectrique . . . . .	28
3.3.5	Absorption des ondes dans un plasma chaud magnétisé . . . . .	31
3.4	Rayonnement par une charge accélérée . . . . .	32
3.4.1	Rayonnement cyclotronique électronique . . . . .	33

3.4.2	Emissivité pour les modes O et X en propagation perpendiculaire	34
3.4.3	Coefficient d'émission et d'absorption . . . . .	34
3.4.4	Propagation perpendiculaire en mode X . . . . .	36
3.5	Loi de Kirchhoff . . . . .	36
3.6	Transport du rayonnement . . . . .	36
3.7	Plasma non-relativiste . . . . .	38
3.8	Approximation bi-Maxwellienne . . . . .	40
3.9	Code de rayonnement ECE . . . . .	42
3.9.1	Résultats du code pour un plasma Maxwellien . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Radiométrie ECE sur TCV</b>	<b>45</b>
4.1	Application de l'ECE comme diagnostic de mesure de la température électronique . . . . .	46
4.1.1	Détermination de $T_e$ . . . . .	46
4.2	Radiométrie hétérodyne . . . . .	48
4.2.1	Technique d'hétérodynage . . . . .	48
4.3	Le radiomètre ECE sur TCV . . . . .	49
4.3.1	Choix de la bande fréquentielle d'utilisation . . . . .	49
4.3.2	Schéma d'ensemble . . . . .	50
4.3.3	Oscillateurs locaux . . . . .	52
4.3.4	Nombre de canaux . . . . .	53
4.3.5	Résolution spatiale . . . . .	53
4.3.6	Commutateurs . . . . .	53
4.3.7	Etendue dynamique . . . . .	55
4.3.8	Acquisition . . . . .	55
4.3.9	Sensibilité . . . . .	55
4.3.10	Protection gyrotrons . . . . .	56
4.4	Système de réception des ondes EC . . . . .	57
4.4.1	Choix du secteur . . . . .	58
4.4.2	Lignes de visée . . . . .	59
4.4.3	Miroir . . . . .	59
4.4.4	Cornets corrugués gaussiens . . . . .	59
4.4.5	Caractéristiques du système miroir-cornet . . . . .	62
4.4.6	Ligne de transmission . . . . .	62
4.5	Effets limitant l'utilisation d'un radiomètre sur TCV . . . . .	62
4.5.1	Superposition fréquentielle des harmoniques . . . . .	63
4.5.2	Limite de résolution : décalages relativiste et de Doppler . . .	63
4.5.3	Epaisseur optique $\tau$ . . . . .	64
4.5.4	Effets géométriques . . . . .	65
4.6	Observation du rayonnement suprathermique avec le radiomètre ECE	66
4.7	Calibrage du radiomètre . . . . .	67
4.7.1	Calibrage sur les mesures de température provenant de la diffusion Thomson . . . . .	68
4.7.2	Source de bruit . . . . .	69

<b>5</b>	<b>Chauffage par ondes cyclotroniques électroniques</b>	<b>71</b>
5.1	Eléments de théorie de la propagation et de l'absorption des ondes EC	71
5.1.1	Absorption de l'onde . . . . .	72
5.1.2	Génération de courant cyclotronique électronique . . . . .	75
5.2	Le système ECH-ECCD sur TCV . . . . .	78
5.2.1	Synergie X2-X3 . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>83</b>
6.1	Emission cyclotronique électronique . . . . .	84
6.1.1	Plasma ohmique . . . . .	85
6.1.2	Balayage de la triangularité . . . . .	85
6.1.3	Dents de scie . . . . .	88
6.1.4	Coupure de densité . . . . .	88
6.2	Plasma avec injection d'onde cyclotronique électronique . . . . .	92
6.2.1	Manifestations du rayonnement suprathermique . . . . .	92
6.3	Méthode de simulation bi-Maxwellienne . . . . .	97
6.4	Etudes du rayonnement suprathermique . . . . .	100
6.4.1	Balayage de l'angle d'injection toroïdal du lanceur X2 . . . . .	100
6.4.2	Balayage de l'angle poloïdal du lanceur X3 . . . . .	104
6.4.3	Balayage de la puissance d'injection X2 . . . . .	106
6.5	Discussion des phénomènes de relaxation électroniques dans des plasmas chauffés avec des ondes EC . . . . .	109
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>115</b>
<b>A</b>	<b>Fonction de distribution</b>	<b>119</b>
A.1	Fonction de distribution Maxwellienne . . . . .	120
<b>B</b>	<b>Facteur <math>\gamma</math> relativiste</b>	<b>121</b>
<b>C</b>	<b>Rayonnement du Corps Noir</b>	<b>123</b>
<b>D</b>	<b>Propagation d'un faisceau d'onde Gaussien</b>	<b>125</b>
<b>E</b>	<b>Atténuation dans les guides d'ondes</b>	<b>129</b>
<b>F</b>	<b>Théorie sur les antennes</b>	<b>131</b>
F.1	Généralités optiques . . . . .	131
F.2	Caractérisation des antennes . . . . .	132
<b>G</b>	<b>Dessins ECE</b>	<b>135</b>



# Chapitre 1

## Introduction

Actuellement, la problématique liée à l’approvisionnement énergétique mondial doit tenir compte de plusieurs éléments dont les principaux sont l’influence des gaz à effet de serre ( $\text{CO}_2$ ) sur le climat ainsi que l’épuisement progressif des ressources de combustible fossile, le recyclage et l’entreposage des déchets radioactifs provenant des réacteurs à fission nucléaire actuels, ainsi que la sécurité des réacteurs, les contraintes écologiques lors de la construction de nouveaux barrages ou d’usines hydroélectriques et l’accroissement de la population mondiale couplée à une consommation individuelle croissante. C’est dans cette problématique énergétique pour le futur que la fusion thermonucléaire comme source d’énergie doit être considérée. Elle propose à la fois une source d’énergie quasiment illimitée, un très haut degré de sécurité inhérent au concept du réacteur, des déchets radioactifs à faible durée de vie et l’absence d’émission de gaz à effet de serre.

Dans ce chapitre, nous allons passer en revue les concepts de fusion nucléaire, de plasma, de confinement magnétique ainsi que de réacteur de type tokamak.

### 1.1 La fusion thermonucléaire contrôlée

Le but de la fusion thermonucléaire contrôlée est de produire de l’énergie en fusionnant des atomes légers tels que les isotopes de l’hydrogène : le deutérium et le tritium. Dans toutes les réactions de combustion que nous connaissons, seules les réactions exothermiques nous intéressent directement si le but est de produire de l’énergie. La physique atomique nous dit alors qu’il existe deux sortes de réactions nucléaires exothermiques comme le montre la figure 1.1<sup>1</sup> :

1. La **fission** nucléaire qui consiste à fissionner un atome lourd (uranium) pour obtenir deux atomes plus légers
2. La **fusion** nucléaire dont le but est alors de fusionner deux atomes légers (deutérium) dans le but d’obtenir un atome plus lourd

Dans les deux cas, l’énergie provient de la différence de masse entre le combustible et les éléments de combustions reliée à l’énergie par la loi d’Einstein :  $E = mc^2$ .

---

<sup>1</sup>Les valeurs des énergies de liaison des atomes proviennent des tables du livre de S.Wong [1]

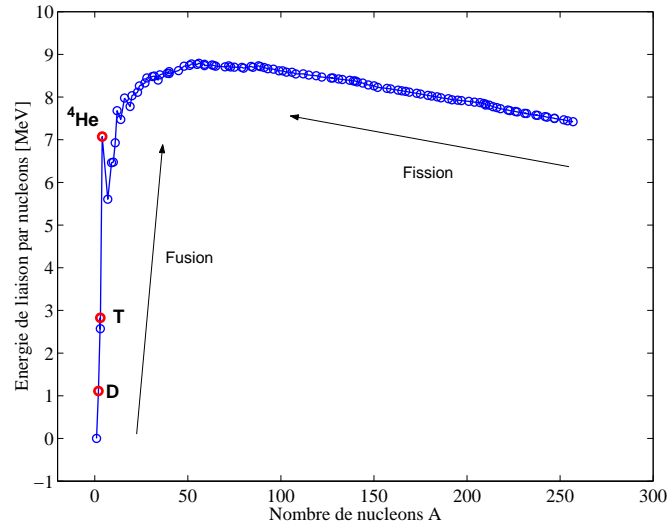
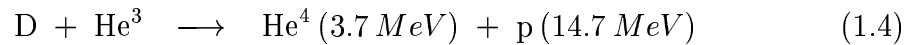
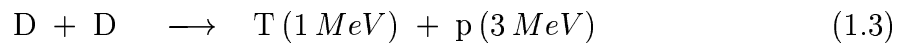
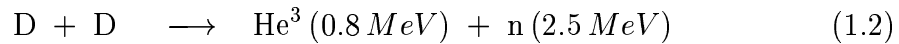
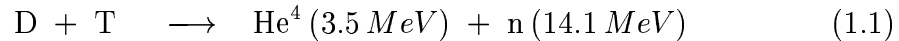
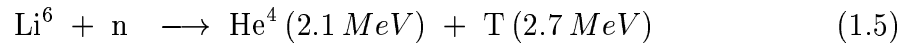


FIG. 1.1 – Figure représentant l'énergie de liaison par nucléons en fonction du nombre de nucléons formant l'atome. Nous avons représenté en gras les énergies de liaisons par nucléons pour le deutérium ( $D$ ), le tritium ( $T$ ) et l'hélium 4 ( ${}^4He$ ).

Les quatre réactions de fusion les plus importantes impliquant les deux isotopes de l'hydrogène, le deutérium ( $D$ ) et le tritium ( $T$ ), sont :



Le deutérium se trouve à l'état naturel principalement dans l'eau de mer à raison d'une particule pour 6700 particules d'hydrogène. Le tritium par contre n'existe pas à l'état naturel et c'est un élément radioactif avec une demi-vie de 12.3 ans. Il peut être produit à partir du lithium par la réaction de fission par bombardement neutronique suivante :



Toutes ces réactions ont une section efficace qui dépend fortement de l'énergie comme indiqué sur la figure 1.2. De toutes ces réactions de fusion, la réaction 1.1 est celle qui a la section efficace la plus élevée pour l'énergie du deuteron la plus faible (100 keV). C'est aussi la réaction la plus intéressante d'un point de vue énergétique. Il faudra donc travailler à très haute température. On parle alors de fusion thermonucléaire. A ces températures, le gaz est entièrement ionisé et est un plasma. Dès lors, un des principaux problèmes de la recherche est le chauffage du plasma.

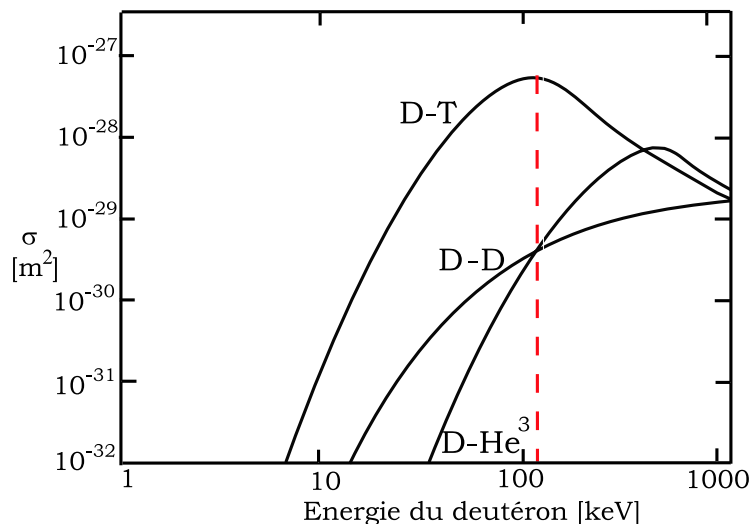


FIG. 1.2 – Section efficace des réactions de fusions D-D, D-T et D-He<sup>3</sup> en fonction de l'énergie du deuteron.

### 1.1.1 Qu'est-ce qu'un plasma ?

On entend par plasma un ensemble de particules chargées qui doit satisfaire les conditions suivantes :

- La somme totale des charges est nulle : c'est la **quasi-neutralité**. La quasi-neutralité exige que les dimensions du système  $L$  soient beaucoup plus grandes que la longueur de Debye  $\lambda_D$  qui est la distance caractéristique au-delà de laquelle une particule chargée est écrantée par la plasma.
- Les effets collectifs des particules doivent être plus importants que les effets dus aux forces Coulombiennes entre particules. Les effets collectifs peuvent être quantifiés par le nombre de particules  $N_D$  compris dans une sphère de rayon  $\lambda_D$  :  $N_D = \frac{4}{3}n\pi\lambda_D^3$  où  $n$  est la densité du gaz. Ainsi, il faut que  $N_D \gg 1$ .
- Finalement, il y a un critère concernant l'importance des collisions entre les particules chargées et les atomes neutres. 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  $\omega$  est la fréquence typique d'oscillations de plasma et  $\tau$  est le temps moyen entre collisions avec des neutres, il faut exiger que  $\omega \cdot \tau \gg 1$  pour que le comportement du gaz soit celui d'un plasma plutôt que celui d'un gaz neutre.

Ainsi, les trois conditions que doit satisfaire un gaz ionisé pour être un plasma sont :

- $\lambda_D \ll L$
- $N_D \gg 1$
- $\omega \cdot \tau \gg 1$

Dans notre tokamak TCV (voir chapitre 2), nous avons  $\lambda_D \approx 0.5 - 1 \cdot 10^{-4}\text{m}$ ,  $N_D \approx 1 - 10 \cdot 10^7$  et  $\omega \approx 10^{11}$  rad/s.

## 1.2 Le confinement magnétique

L'équation du mouvement régissant les trajectoires des particules chargées dans un champ magnétique  $\mathbf{B}$  est

$$m_\alpha \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q_\alpha \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.6)$$

avec  $\alpha = i, e$  si on étudie les ions, respectivement les électrons,  $m_\alpha$  est la masse de la particule considérée et  $q_\alpha$  sa charge électrique. Si le champ magnétique est uniforme, on peut montrer (voir chapitre 3.3.1) que les trajectoires des particules sont des hélices dont le rayon est le rayon de Larmor :

$$r_{L\alpha} = \frac{m_\alpha v_\perp}{|q_\alpha| B} \quad (1.7)$$

et que la vitesse des particules parallèle aux lignes de champ est constante. La fréquence de rotation de ces particules s'appelle la **fréquence cyclotronique**  $\Omega_{c\alpha}$

$$\boxed{\Omega_{c\alpha} = \frac{|q_\alpha| B}{m_\alpha}} \quad (1.8)$$

Les particules chargées sont confinées perpendiculairement aux lignes de champ magnétique mais ne le sont pas parallèlement.

Intéressons nous maintenant à la trajectoire du centre de guidage de telles particules lorsqu'elles sont plongées dans des champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$ .

- On peut montrer[2][3] que le centre de guidage subit une dérive  $\mathbf{v}_{cg}$  qui est donnée par

$$\mathbf{v}_{cg} = \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.9)$$

indépendante de la masse de la particule ainsi que de sa charge.

- Si on a un champ magnétique non-uniforme ( $\nabla B \neq 0$ ), on aura également une vitesse de dérive qui s'écrit alors

$$\mathbf{v}_{\nabla B\alpha} = \frac{m_\alpha v_\perp^2}{2} \frac{1}{q_\alpha B^3} \{ \nabla B \wedge \mathbf{B} \} \quad (1.10)$$

Cette fois, les électrons et les ions vont dans des directions opposées.

## 1.3 Le principe du tokamak

L'origine du terme tokamak est russe et provient de l'acronyme russe de “**Toro**idalnaya **k**amera **m**agnitnaya **k**atuschka” signifiant chambre toroïdale avec bobines magnétiques. Le tokamak est un réacteur principalement constitué d'une enceinte à vide de forme torique, symétrique toroïdalement, entourée d'un réseau de bobines magnétiques dont le but est d'assurer le confinement des particules chargées constituant le plasma. Ce concept de réacteur est la principale orientation actuelle de la



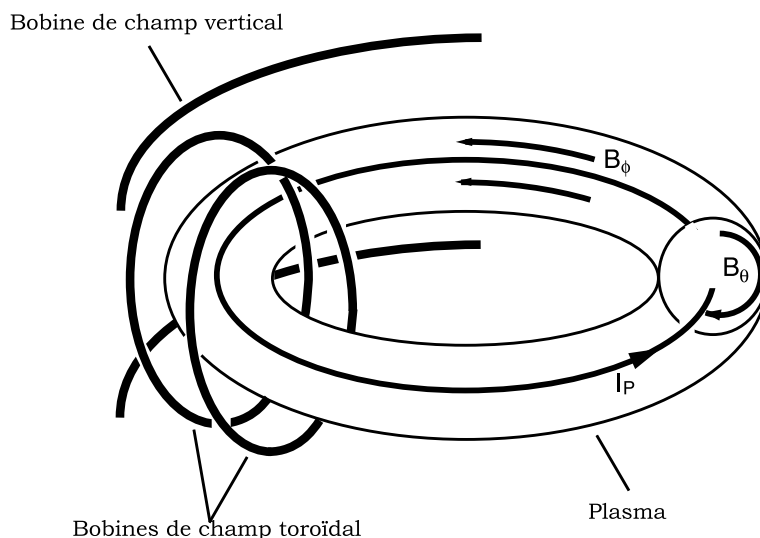


FIG. 1.3 – Schéma de la structure principale des champs magnétiques dans un tokamak. Le courant de plasma  $I_p$  crée le champ magnétique poloïdal  $B_\theta$  alors que les bobines de champ toroïdal créent le champ magnétique toroïdal  $B_\phi$ .

recherche en fusion nucléaire contrôlée. Ceci est dû en partie à la simplicité de la configuration et à la relative facilité technique de sa réalisation. La structure du confinement magnétique dans un tokamak est schématiquement représentée sur la figure 1.3 :

- En faisant circuler un courant dans les bobines de champ toroïdal, on crée le **champ magnétique toroïdal**  $B_\phi$  qui décroît comme  $1/R$ , où  $R$  est le grand rayon du tokamak.
- A cause de cette décroissance de  $B_\phi$  en  $1/R$  et en l'absence d'autres champs, nous aurions un gradient du champ magnétique tendant à séparer les ions des électrons (équation 1.10). Les électrons monteraient et les ions descendraient.
- La conséquence de cette migration serait l'apparition d'un champ électrique vertical de bas en haut ce qui, au regard de ce qui précède (équation 1.9), éjecterait les deux espèces de particules vers l'extérieur du tokamak.
- Un des moyens pour y remédier est de faire circuler un courant toroïdal appelé **courant de plasma**  $I_p$  dans le plasma qui induit un **champ magnétique poloïdal**  $B_\theta$  dont le but est de former des lignes de champ magnétique hélicoïdales. La structure magnétique ainsi formée consiste en une infinité de surfaces magnétiques toroïdales emboîtées appelées **surfaces de flux** sur lesquelles les lignes de champ magnétique sont collées. Dans une telle configuration, la dérive verticale des particules est compensée et la plupart d'entre elles ne s'écartent que peu de leur surface de flux d'origine. Le courant est maintenu dans le plasma en appliquant un champ électrique toroïdal obtenu par effet transformateur dans lequel le plasma joue le rôle de secondaire et le primaire est un solénoïde central.
- Finalement, pour maintenir cette configuration toroïdale en équilibre, un champ vertical est nécessaire pour compenser la force radiale due à la pression

du gaz et à une force (“hoop force”) due au courant circulant dans l’anneau torique. Sans entrer dans les détails, 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  $I_p B_v$ .

Le confinement des particules chargées est ainsi assuré en première approximation. En fait ce confinement n’est pas parfait. Il est limité par la stabilité de nombreux modes magnétohydrodynamiques et par des processus de transport résultant des collisions entre particules et surtout de micro instabilités turbulentes.

## 1.4 Le chauffage du plasma

### Chauffage par effet Joule

Comme nous l’avons vu précédemment, pour atteindre la température adéquate pour obtenir des réactions de fusion, il est nécessaire de chauffer le plasma. Dans une configuration tokamak, le moyen de chauffage primaire est l’effet Joule. En effet, un courant  $I_p$  est induit dans le plasma. Comme le plasma est résistif, nous avons dissipation de l’énergie par effet Joule ce qui chauffe les électrons du plasma. Les ions, quant à eux, sont chauffés par collisions Coulombiennes. Cependant, dans un plasma, la résistivité du plasma varie comme  $T_e^{-3/2}$  où  $T_e$  est la température électronique. L’effet Joule est donc moins efficace à haute température. La densité de chauffage ohmique est :

$$P_\Omega = \eta j^2 \quad (1.11)$$

où  $j$  est la densité de courant et  $\eta$  est la résistivité :

$$\eta = 0.51 \frac{m_e^{1/2} e^2 \ln \Lambda}{3 \epsilon_0^2 (2\pi T_e)^{3/2}} \quad (1.12)$$

$\ln \Lambda$  est le logarithme de Coulomb[2],  $\epsilon_0$  la constante diélectrique du vide,  $e$  la charge électrique de l’électron et  $m_e$  sa masse. On pourrait augmenter  $j$  pour augmenter le chauffage à haute température. Malheureusement,  $j$  est limité par des problèmes de stabilité décrits par la magnétohydrodynamique (MHD). Il faut donc trouver des moyens de chauffage additionnels.

### Chauffage par injections d’atomes neutres

Un moyen de chauffage additionnel est l’injection d’un faisceau d’atomes neutres [4], par exemple de deutérium ou d’hydrogène, dont l’énergie est plus grande que l’énergie des ions que l’on veut chauffer. On injecte un faisceau d’atomes neutres à travers le plasma. Ces atomes ne ressentent pas les forces électromagnétiques du fait de leur neutralité et leurs trajectoires sont donc rectilignes. Une fois dans le plasma, ces atomes sont ionisés soit en subissant des collisions avec les électrons ou les ions du plasma soit par processus d’échange de charge. Une fois ionisés, ils sont confinés par les champs électromagnétiques. Ces ions, alors beaucoup plus énergétiques que

les ions du plasma, vont transmettre leur énergie cinétique aux ions et aux électrons du plasma par collisions Coulombiennes.

## Chauffage par ondes électromagnétiques

Un autre moyen de chauffage, décrit plus en détails au chapitre 5, est l'absorption d'ondes électromagnétiques par le plasma. En effet, on sait que les ondes électromagnétiques se propageant dans un plasma peuvent être sujettes à des absorptions résonantes. On verra dans le chapitre 3 que dans un plasma, la fréquence cyclotronique électronique  $\Omega_{ce}$  et ses harmoniques sont des fréquences de résonance (i.e. une onde de cette fréquence sera absorbée par le plasma) tandis que la fréquence de plasma  $\omega_{pe}$  est une fréquence de coupure (i.e. une onde de cette fréquence ne pourra pas se propager et sera réfléchiée par le plasma). En envoyant un faisceau d'ondes à la fréquence  $\Omega_{c\alpha}$  à travers le plasma, on peut chauffer soit les ions ( $\alpha = i$ ) ou les électrons ( $\alpha = e$ ). On parle alors d'ICRH ou d'ECRH (**I**on (**E**lectron) **C**yclotron **R**esonance **H**eating). Comme le champ magnétique principal est en  $1/R$  dans un tokamak et que  $\Omega_{c\alpha}$  est proportionnelle à ce champ, on peut alors déposer la puissance de chauffage localement dans le plasma. En plus des résonances  $\Omega_{c\alpha}$ , un plasma magnétisé possède d'autres fréquences de résonances, pouvant être utilisées pour chauffer le plasma, comme la fréquence hybride inférieure ou les ondes de Bernstein électronique.

## 1.5 Motivation et structure de la thèse

Le but principal de cette thèse est l'étude de l'émission cyclotronique électronique provenant d'électrons suprathermiques créés par l'injection de micro-ondes à haute puissance dans le tokamak TCV. En plus du chauffage ohmique, le tokamak TCV (chapitre 2) possède un système de chauffage additionnel du plasma par ondes électromagnétiques à la seconde et à la troisième harmonique de la fréquence cyclotronique électronique (chapitre 5). L'absorption de telles ondes dans le plasma modifie, sous certaines conditions, la fonction de distribution Maxwellienne des électrons aux hautes énergies. Afin d'étudier une telle population, nous avons installé un radiomètre super-hétérodyne dont l'originalité est d'avoir des antennes de réception des ondes cyclotroniques électroniques émises par le plasma du côté haut champ du tore. Cette configuration nous permet d'avoir une mesure directe du rayonnement provenant des électrons suprathermiques. L'analyse de ce rayonnement et sa simulation dans une approche bi-Maxwellienne permet de déterminer les densités et températures de la population électronique suprathermique des plasmas chauffés et aussi d'étudier l'influence de la géométrie et de la puissance d'injection des ondes de chauffage sur la génération de la population suprathermique.

Après avoir présenté brièvement dans ce chapitre une introduction à la fusion nucléaire et au principe de tokamak, la structure de la suite de cette thèse se présente comme suit :

- Le chapitre 2 présente le tokamak TCV sur lequel toutes nos mesures ont été effectuées, les principaux diagnostics de mesures qui ont été utiles à ce travail

ainsi que les codes numériques utilisés

- Dans le chapitre 3 nous décrivons en détails la théorie de l'émission et de l'absorption des ondes cyclotroniques électroniques dans un plasma chaud magnétisé de type tokamak
- Le radiomètre super-hétérodyne qui est notre diagnostic de mesure principal est décrit dans le chapitre 4. La conception du radiomètre et des antennes de réception et leur installation dans l'environnement de TCV ont fait partie de la première phase de cette thèse
- Dans le chapitre 5 nous passerons en revue la théorie relative à l'absorption des ondes cyclotroniques électroniques dans le but de chauffer le plasma ou générer du courant. Une description du système de chauffage par onde cyclotronique électronique de TCV est effectuée
- Le chapitre 6 présente les résultats principaux obtenus avec le radiomètre super-hétérodyne, principalement en étudiant l'influence de la géométrie d'injection des ondes de chauffages et la puissance d'injection sur les spectres d'émission cyclotronique électronique

La conclusion de ce travail ainsi que les perspectives futures offertes par ce travail se trouvent dans le chapitre 7.

# Chapitre 2

## Le tokamak TCV

Tous les résultats présentés dans cette thèse ont été obtenus sur le Tokamak à Configuration Variable TCV au Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL). Le but de ce chapitre est de présenter le tokamak TCV, ses particularités expérimentales et quelques diagnostics de mesures utiles à cette thèse.

### 2.1 Le tokamak TCV

Le tokamak TCV[5] est un tokamak de taille moyenne dont la particularité principale est de permettre l'étude des effets de la forme du plasma sur le confinement et la stabilité du plasma.

TAB. 2.1 – Paramètres principaux de TCV et des plasmas étudiés dans cette thèse.

Paramètre	Symbole	Valeur
Grand rayon du tore	$R_0$	0.88 m
Petit rayon du tore	$a$	0.24 m
Hauteur de la chambre à vide	$h$	1.50 m
Champ magnétique toroïdal sur l'axe	$B_\phi(0)$	$< 1.54$ T
Courant de plasma	$I_p$	$< 1$ MA
Tension par tour	$V_{loop}$	$< 10$ V
Durée de la décharge		$< 4$ s
Elongation des plasmas	$\kappa$	$1 \rightarrow 2.8$
Triangularité des plasmas	$\delta$	$-0.77 \rightarrow 0.86$
Densité électronique centrale	$n_e(0)$	$1 \rightarrow 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Température électronique centrale	$T_e(0)$	$1 \rightarrow 6$ keV

Il a été conçu de manière à pouvoir produire des plasmas de formes très diverses grâce à de nombreuses bobines magnétiques de façonnages et à la géométrie de sa chambre à vide fortement allongée. Le début de l'opération de TCV date de novembre 1992 et il a effectué sa 20000ème décharge en juin 2001. Les paramètres

principaux de TCV et de ses plasmas sont résumés dans la table 2.1 et un dessin d'ensemble de TCV se trouve sur la figure 2.1. La chambre à vide est en acier inoxydable et elle est recouverte à 90% par des tuiles de carbone[6] afin de diminuer la quantité d'impuretés à grand numéro atomique dans le plasma. La qualité du vide est obtenue par étuvage du tore à 250°C et par boronisation du tore. Avant d'effectuer un plasma, la pression dans la chambre à vide est de  $1 \cdot 10^{-8}$  mBar. De plus,

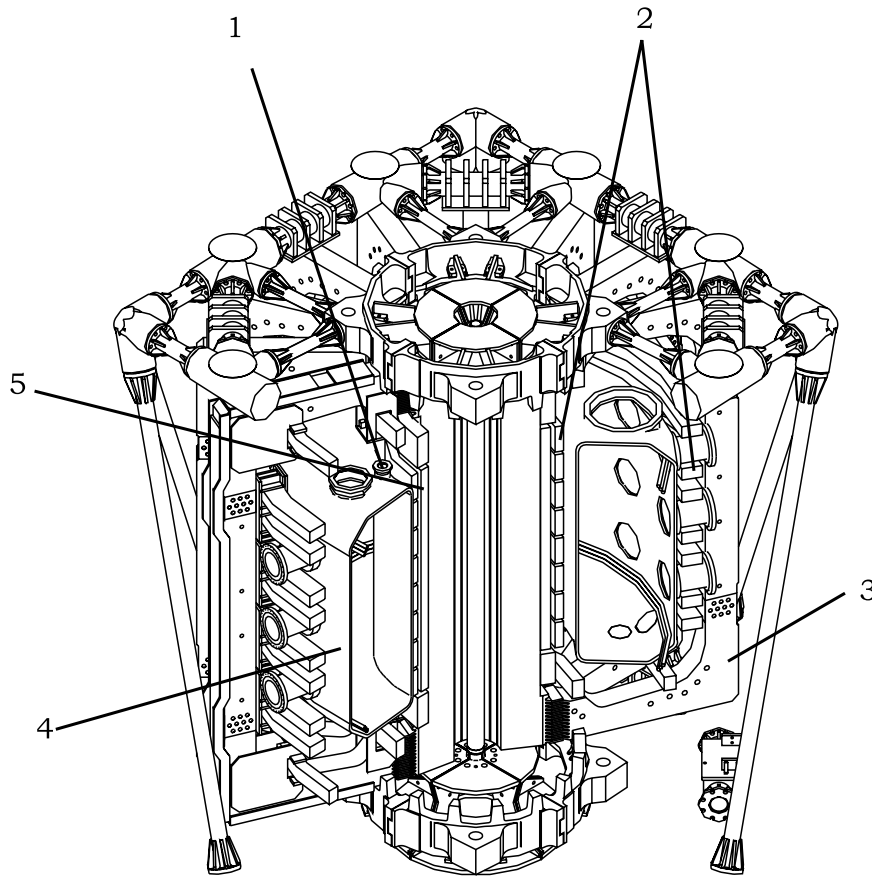


FIG. 2.1 – Dessin de TCV montrant (1) un queusot, (2) les bobines de façonnages, (3) les bobines de champ toroïdal, (4) la chambre à vide, (5) les bobines du transformateur.

TCV est équipé d'un système d'injection d'ondes cyclotroniques électroniques doté d'une grande flexibilité permettant d'injecter jusqu'à 3 MW de puissance micro-ondes à 82.7GHz et 1.5MW de puissance à 118GHz. Comme décrit en détail au chapitre 5, la géométrie des lanceurs permet de faire du chauffage avec ou sans génération de courant.

## 2.2 Les plasmas de TCV

Grâce à ses 16 bobines de façonnage indépendantes indiquées sur la figure 2.1, TCV est capable de produire une très grande variété de formes de plasmas différentes[7]. La figure 2.2 représente un choix de formes de plasmas différentes obtenues

sur TCV allant du plasma circulaire (a), au plasma en forme de poire (g) passant par des plasmas à grande élongation (i), à grande (j) ou petite (k) triangularité, et de forme carrée (l). L'opération avec des plasmas à haute élongation requiert particulièrement un bon contrôle de la position verticale du plasma ce qui est obtenu avec une combinaison de boucles de rétroaction extérieures et intérieures à l'enceinte.

## 2.3 Les diagnostics de mesures

TCV est équipé de plusieurs dizaines de diagnostics mesurant la plupart des paramètres importants du plasma. Nous ne passerons pas en revue tous ces diagnostics, mais seulement ceux qui ont été utiles à ce travail.

### 2.3.1 Diffusion Thomson

TCV possède un diagnostic de diffusion Thomson[8][9] permettant de mesurer les profils de température et de densité électronique. Il effectue une mesure locale de ces variables basée sur l'analyse spectrale de la lumière diffusée par les électrons du plasma. Soit  $\mathbf{k}_j$  le vecteur d'onde d'une onde incidente,  $\omega_j$  sa pulsation et  $\mathbf{k}_d$ ,  $\omega_d$  le vecteur d'onde et la pulsation de l'onde diffusée. Si le produit  $k_j \lambda_D \gg 1$ , c'est-à-dire si le vecteur d'onde incident est suffisamment grand, de manière à ce que la corrélation entre particule puisse être ignorée, on parle de diffusion incohérente et la puissance diffusée est simplement la somme des puissances diffusées individuelles par tous les électrons. On peut alors montrer que le décalage en fréquence de l'onde diffusée par un électron se déplaçant avec une vitesse  $\mathbf{v}$  causé par l'effet Doppler s'écrit

$$\omega_d = \omega_j + (\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_j) \cdot \mathbf{v} \quad (2.1)$$

Le décalage est la combinaison d'un décalage dû à l'électron se déplaçant vers la source de l'onde incidente ( $\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{v}$ ) et d'un décalage additionnel au point d'observation dû à l'électron se déplaçant vers lui ( $\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{v}$ ). Dans l'approximation non-relativiste et pour une onde incidente monochromatique, le spectre fréquentiel pour une géométrie donnée est directement proportionnel à la distribution des vitesses à une dimension dans la direction le long de  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_j$ . En supposant une fonction de distribution électronique Maxwellienne, la température électronique est donnée par la largeur du spectre mesuré. L'intensité de la lumière est quant à elle proportionnelle à la densité électronique. Dans TCV, le vecteur  $\mathbf{k}$  étant dans un plan perpendiculaire à  $\mathbf{B}$ , le diagnostic Thomson donne essentiellement une mesure de la température perpendiculaire (respectivement au champ magnétique). La méthode d'analyse spectrale du rayonnement diffusé permet uniquement d'avoir une information sur la température thermique et pas sur les électrons suprathermiques.

Dans TCV, les faisceaux de 3 lasers Q-switched Nd :YAG opérant en mode pulsé à 20 Hz sont combinés et forment un faisceau injecté verticalement dans le plasma. La lumière diffusée est alors analysée selon 35 cordes comme représenté à la figure

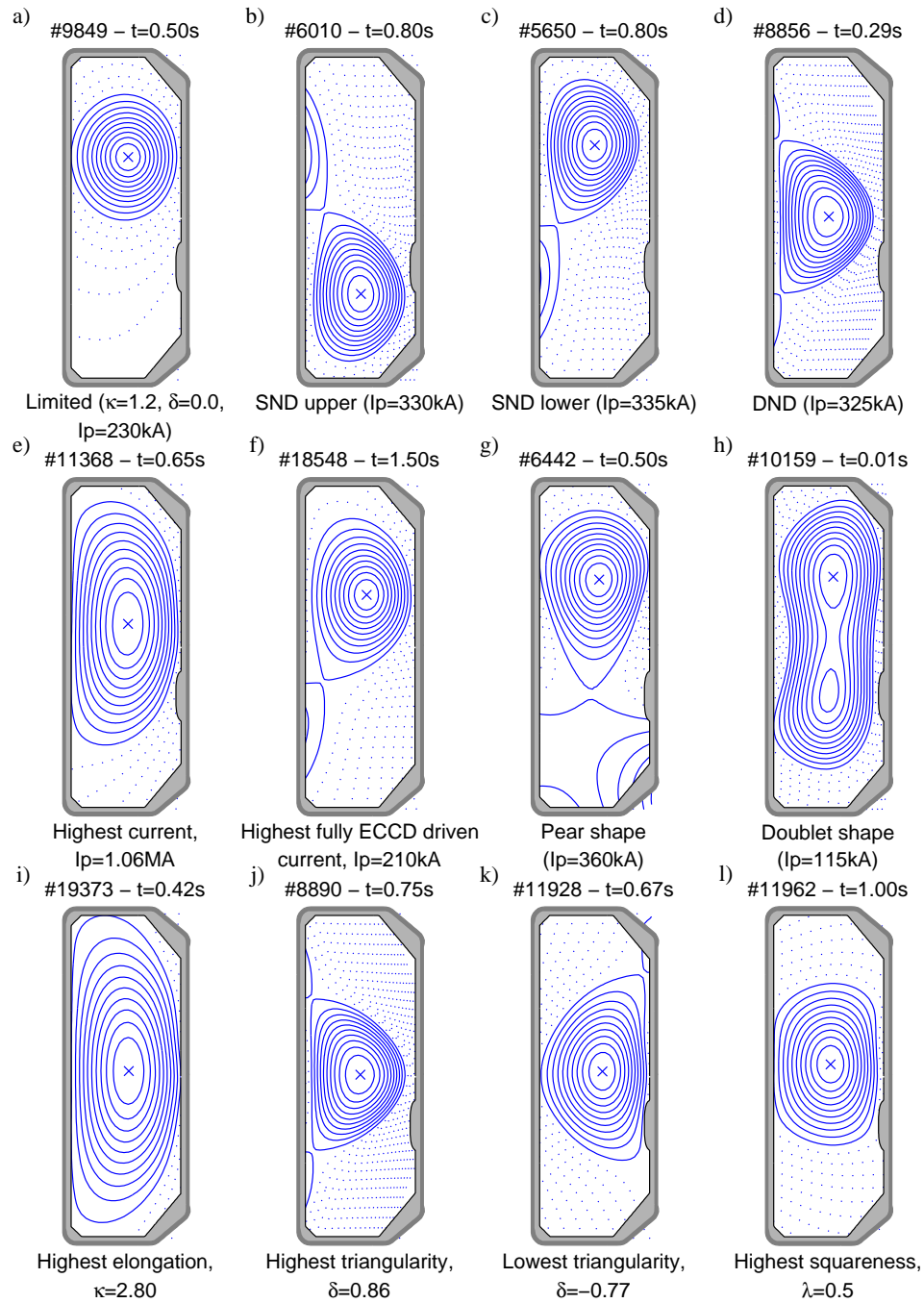


FIG. 2.2 – Diverses configurations d'équilibre de plasmas produites sur TCV calculées avec le code d'équilibre LIUQE[5].



2.3. Chaque corde a une résolution spatiale de 4cm le long du faisceau laser. La résolution temporelle est de 20 profils de densité et température électronique par seconde. Ce système est calibré de manière absolue par diffusion Raman dans un gaz d'azote.

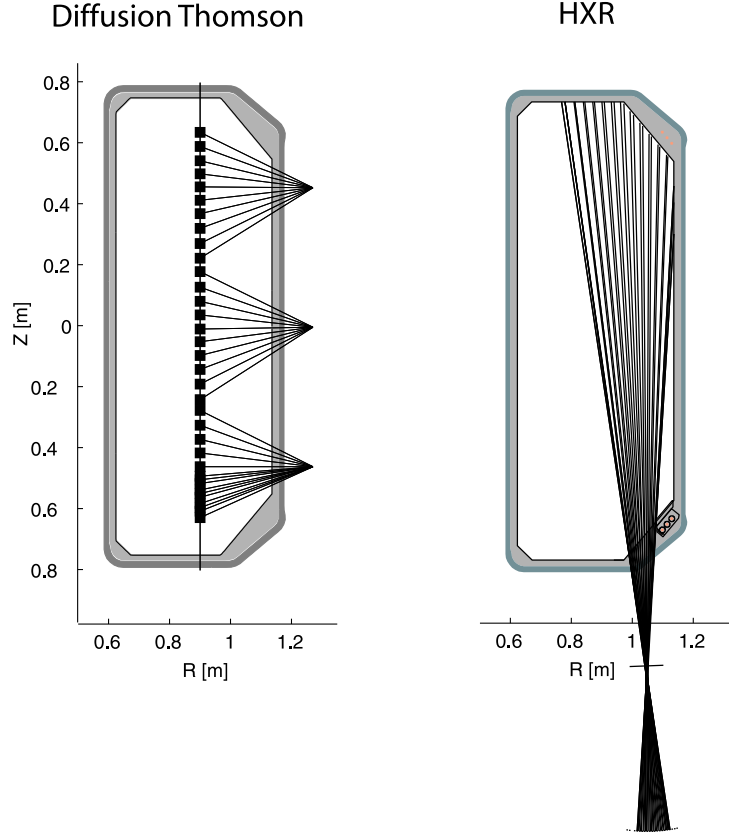


FIG. 2.3 – Représentation des lignes de visées des diagnostics de la diffusion Thomson (figure de gauche) et de la caméra à rayons X-durs (figure de droite).

### 2.3.2 Interféromètre à infrarouge lointain

L'interféromètre à infrarouge lointain (FIR)[10] installé sur TCV est de type Mach-Zehnder et fournit des mesures de la densité électronique  $\bar{n}_e$  intégrée le long de 14 cordes verticales dans un plan poloïdal. L'interféromètre utilise un laser dans l'infrarouge lointain de longueur d'onde  $214.6\mu m$ . Si  $N$  est l'indice de réfraction de l'onde dans le plasma, la densité intégrée est proportionnelle à la différence de phase  $\Delta\phi$  entre le faisceau passant à travers le plasma et le faisceau de référence, ce qui s'écrit pour une onde de pulsation  $\omega$

$$\Delta\phi = \int (k_{plasma} - k_0) dl = \int (N - 1) \frac{\omega}{c} dl \quad (2.2)$$

où nous supposons qu'en absence de plasma  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Comme on le verra au chapitre 3, pour  $\omega \gg \omega_{pe}, \Omega_{ce}$ , l'indice de

réfraction pour une onde ordinaire ou extraordinaire s'écrit

$$N^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{n_e}{n_c} \quad (2.3)$$

avec  $n_c = \omega^2 m_e \epsilon_0 / e^2$  la densité de coupure. Dans l'approximation  $n_e \ll n_c$  on peut effectuer un développement limité de  $N$  et nous obtenons alors que la densité électronique du plasma est liée par le déphasage dans la relation

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{2cn_c} \int n_e dl \quad (2.4)$$

Durant l'opération de TCV, un traitement en temps réel de la corde centrale ( $R = 0.9\text{m}$ ) est effectué afin de contrôler la densité électronique par une boucle de rétroaction.

### 2.3.3 La caméra à rayon X-durs

La caméra à rayon X-durs (HXR) est un diagnostic capable d'analyser les photons de hautes énergies (5-200keV) provenant du rayonnement de freinage (bremsstrahlung) des électrons suprathermiques du plasma. Elle est formée[11, 12] d'un ensemble de diodes CdTe formant 14 lignes de visées partiellement superposées dont la résolution spatiale au plan médian du tokamak est de l'ordre de 2 cm. Une représentation de la disposition des cordes est présentée sur la figure 2.3. Chaque ligne de visée possède 8 canaux en énergie. Le compteur de photons associé à chaque canal peut enregistrer jusqu'à 1023 points par plasma. La résolution temporelle est variable et dépend fortement de la statistique du comptage de photons. Dans des plasmas comprenant de nombreux électrons suprathermiques, une résolution temporelle de l'ordre de la milliseconde peut être obtenue. Cette caméra est prêtée par le CEA de Cadarache (F).

En présence de génération de courant par exemple, le logarithme du spectre d'un canal révèle la présence de deux composantes : une composante relative aux basses énergies dont la pente est consistante avec la température électronique thermique et une composante correspondante aux hautes énergies i.e. à la partie suprathermique. Une interpolation linéaire effectuée sur les canaux correspondant aux hautes énergies peut s'écrire :

$$\frac{d\gamma}{dE_\gamma} = A e^{-E_\gamma/k_B T_\gamma} \quad (2.5)$$

où  $\gamma$  est l'émissivité,  $E_\gamma$  est l'énergie des photons et  $A$  est un facteur multiplicatif. On peut alors caractériser la population suprathermique par une température des photons  $T_\gamma$  et l'émissivité  $\gamma_{tot} = AT_\gamma$  pour une corde centrale. La figure 2.4 représente le spectre en énergie de l'intensité du rayonnement de freinage provenant d'une ligne de visée centrale de la caméra HXR pour un plasma chauffé par ondes EC. On remarque clairement les deux composantes : une composante de basse énergie avec une pente consistante avec la population d'électrons thermiques (trait plein) et une composante non-thermique caractérisant la population électronique suprathermique (trait tillé).

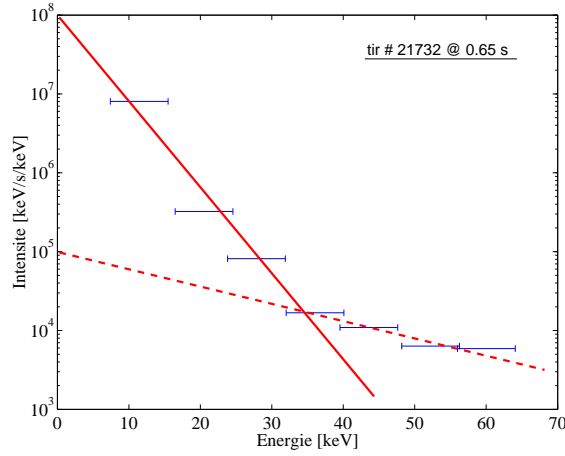


FIG. 2.4 – Logarithme du spectre en énergie de l’intensité du rayonnement de freinage provenant d’une ligne de visée centrale de la caméra HXR. La température de photon correspondant aux basses énergies (—) est de  $3.9 \pm 0.7\text{keV}$  alors que la température de photons associée aux hautes énergies (- - -) est de  $20 \pm 5\text{keV}$ . A titre de comparaison, la température Thomson pour cette décharge au temps indiqué est de  $2.7 \pm 0.15\text{keV}$ .

### 2.3.4 La boucle diamagnétique à réponse rapide

TCV possède un système de chauffage additionnel (voir chapitre 5) par onde cyclotronique électronique à la seconde et à la troisième harmonique de la fréquence cyclotronique électronique. La troisième n’étant pas complètement absorbée par le plasma, il est important de déterminer la fraction de puissance injectée effectivement absorbée par le plasma. La puissance additionnelle absorbée par le plasma peut être déterminée par la dérivée temporelle de l’énergie totale du plasma qui peut être estimée par le flux diamagnétique toroïdal en utilisant un système de deux boucles[13]. La première est une boucle diamagnétique (DML) qui est enroulement d’un tour dans le plan poloïdal autour de la chambre à vide et la seconde une boucle de compensation permettant de mesurer les flux toroïdaux parasites. Afin de pouvoir mesurer la variation temporelle de l’énergie apportée au plasma par le chauffage additionnel, il est nécessaire d’effectuer une injection de puissance modulée dans le temps à une fréquence  $\omega$  dont la période de modulation doit être plus petite que le temps de confinement de l’énergie  $\tau_E$  mais plus grande que les temps caractéristiques de diffusion angulaire du vecteur vitesse des particules chauffées  $\tau_\mu$ . Dans les plasmas chauffés par ondes cyclotroniques électroniques étudiés dans le cadre de cette thèse,  $\tau_E \approx 5\text{ms}$  alors que  $\tau_\mu \approx 250\mu\text{s}$ . Généralement une fréquence de modulation de la puissance d’injection à 237Hz sera optimale pour obtenir une mesure la puissance micro-onde absorbée par le plasma. Le flux diamagnétique, qui est proportionnel à l’énergie du plasma, est la différence entre le flux toroïdal avec plasma et celui en l’absence de plasma. L’énergie du plasma peut être liée au champ magnétique en utilisant l’équilibre des forces entre la pression cinétique et la pression magnétique. On peut alors montrer[13] que l’énergie cinétique totale  $W$  du plasma et le flux

diamagnétique  $\Delta\phi$  sont liés par :

$$\tilde{W} = \frac{3\pi}{\mu_0} B_{t0} R_0 \cdot \Delta\tilde{\phi} \quad (2.6)$$

où le signe  $\tilde{\phantom{x}}$  indique que nous considérons les amplitudes de Fourier des contributions de la modulation aux diverses grandeurs,  $B_{t0}$  est le champ magnétique toroïdal du vide. En supposant un plasma isotrope ( $\tau_\mu < 1/\omega$ ) et une fréquence de modulation telle que les pertes en énergie durant un cycle de modulation peuvent être ignorée ( $\tau_E > 1/\omega$ ), on obtient

$$\tilde{W} = -\frac{i}{\omega} \tilde{P} \quad (2.7)$$

où le terme  $\tilde{P}$  contient les sources de puissance (dans notre cas, toute la puissance additionnelle ECH). Ainsi, ayant la possibilité de déterminer  $\tilde{W}$  par une mesure de  $\Delta\tilde{\phi}$ , nous pouvons déterminer la puissance absorbée.

### 2.3.5 Le code de traçage de rayon TORAY-GA

Le code TORAY-GA[14, 15, 16, 17] est un code permettant de calculer le profil d'absorption d'un faisceau micro-onde par le plasma. Pour le calcul du trajet du faisceau, le faisceau micro-onde est divisé en plusieurs faisceaux indépendants (généralement 12) portant chacun une partie égale de la puissance injectée et dont la distribution de puissance selon une coupe normale au faisceau est Gaussienne. Ensuite, la trajectoire de chaque rayon est calculée en tenant compte uniquement de la relation de dispersion froide (voir chapitre 3.2). Par contre, l'absorption de l'onde, le long de chaque faisceau, est calculée localement dans l'approche du plasma chaud faiblement relativiste. Les profils de densité et de température considérés proviennent du diagnostic de diffusion Thomson (section 2.3.1). La reconstruction de l'équilibre consistant à trouver une solution à l'équation d'équilibre de Grad Shafranov[18] est effectuée par le code d'équilibre LIUQE[5]. Cette reconstruction nous fournit la structure magnétique du plasma (voir figure 2.2).

# Chapitre 3

## Théorie de l'émission et de l'absorption cyclotronique électronique

Les trajectoires des électrons et des ions dans un plasma confiné magnétiquement sont déterminées principalement par la géométrie des lignes de champs : les électrons effectuent un mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique dans un sens à la fréquence cyclotronique électronique  $\Omega_{ce}$  et les ions dans l'autre sens à la fréquence cyclotronique ionique  $\Omega_{ci}$ . Dû à leur accélération radiale, ces particules émettent un rayonnement. L'émission ainsi produite par les électrons s'appelle Emission Cyclotronique Electronique (ECE). Elle fournit de l'information sur la fonction de distribution des électrons. L'étude de ce rayonnement est l'objet de cette thèse. Dans ce chapitre nous établirons tout d'abord la forme générale de la relation de dispersion dans un plasma (section 3.1) que nous appliquerons au cas du plasma froid magnétisé (section 3.2). Cela nous permettra d'introduire simplement les principales coupures et résonances affectant la propagation des ondes dans un tel milieu. Ensuite, nous introduirons le modèle du plasma chaud (section 3.3) qui fera apparaître entre autre des résonances aux fréquences cyclotroniques électronique et ionique et à leurs harmoniques. A partir de ce modèle, nous résumerons les caractéristiques principales de l'émission, de l'absorption et de la propagation des ondes cyclotroniques électroniques dans un plasma magnétisé (sections 3.4 à 3.9).

### 3.1 Relation de dispersion

A partir des équations de Maxwell décrivant les champs électriques  $\mathbf{E}$  et magnétiques  $\mathbf{B}$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.4)$$

où la perméabilité du vide  $\mu_0$  et la constante diélectrique du vide  $\epsilon_0$  sont reliées par  $c^2 = 1/(\epsilon_0\mu_0)$ ,  $\mathbf{J}$  est le courant de plasma,  $\rho$  sa densité de charge, on obtient :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{E}) + \frac{\partial}{\partial t}(\mu_0\mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}) = 0 \quad (3.5)$$

En supposant que toutes les quantités varient comme  $e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$ , une transformée de Fourier de cette dernière équation donne

$$\mathbf{k} \wedge (\mathbf{k} \wedge \mathbf{E}) + i\omega(\mu_0\mathbf{J} - \frac{1}{c^2}i\omega\mathbf{E}) = 0 \quad (3.6)$$

où  $\mathbf{k}$  est le vecteur d'onde et  $\omega$  sa pulsation. Avec la relation constitutive

$$\mathbf{J} = -i\omega\epsilon_0\bar{\chi} \cdot \mathbf{E} \quad (3.7)$$

reliant le courant au champ électrique par le tenseur de susceptibilité  $\bar{\chi}$  et avec

$$\bar{\epsilon} = \bar{I} + \bar{\chi} \quad (3.8)$$

où  $\bar{\epsilon}$  est le tenseur diélectrique et où  $\bar{I}$  est le tenseur unité. L'équation 3.6 s'écrit plus simplement

$$\bar{\Lambda} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (3.9)$$

avec le tenseur de dispersion

$$\bar{\Lambda} \equiv N^2 \left( \frac{\mathbf{k}\mathbf{k}}{k^2} - \bar{I} \right) + \bar{\epsilon} \quad (3.10)$$

et l'indice de réfraction

$$\mathbf{N} = \mathbf{k}c/\omega \quad (3.11)$$

L'équation 3.9 représente trois équations linéaires homogènes pour les trois composantes du champ  $\mathbf{E}$ . Afin de ne pas avoir de solution nulle, le déterminant de la matrice des coefficients doit être nul :

$$\det(\bar{\Lambda}) \equiv D(\omega, \mathbf{k}) = 0 \quad (3.12)$$

Cette relation reliant le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  et la pulsation  $\omega$  s'appelle **relation de dispersion** de l'onde. Ainsi, pour une pulsation  $\omega$  donnée, elle donne les indices de réfractions  $\mathbf{N}$  possibles.

## 3.2 Propagation des ondes dans un plasma froid magnétisé

Dans le modèle du plasma froid, les particules du milieu considéré sont immobiles en l'absence de perturbation et elles oscillent autour de leur position d'équilibre fixe dans l'espace sous l'action de champs électromagnétiques. Cela revient à négliger le mouvement résultant de l'agitation thermique de ces particules devant leur mouvement d'oscillation. Ainsi, les propriétés électromagnétiques du plasma sont déterminées par les termes de courant  $\mathbf{J}$  et de densité  $\rho$  qui sont eux-mêmes déterminés par le mouvement macroscopique des particules sous l'action des forces externes et internes.

### 3.2.1 Le tenseur diélectrique

En choisissant la géométrie de la figure 3.1, c'est-à-dire en alignant l'axe  $\hat{\mathbf{z}}$  le long du champ magnétique  $\mathbf{B}_0$  et avec le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  dans le plan  $(\hat{\mathbf{z}}, \hat{\mathbf{y}})$  formant un angle  $\theta$  avec le champ magnétique, le tenseur diélectrique  $\bar{\epsilon}$  dans la limite du plasma froid s'écrit [19][20] :

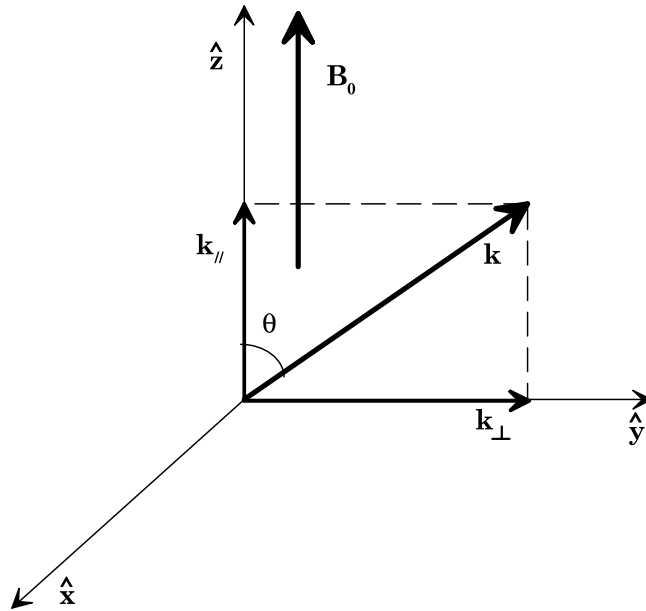


FIG. 3.1 – Système de coordonnées dans lequel nous travaillons.

$$\bar{\epsilon}_{cold} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & -i\epsilon_2 & 0 \\ i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

avec

$$S = \epsilon_1 = 1 - \sum_{\alpha=i,e} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \Omega_{c\alpha}^2}; \quad D = \epsilon_2 = \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \Omega_{c\alpha}}{\omega(\omega^2 - \Omega_{c\alpha}^2);$$

$$P = \epsilon_3 = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \quad (3.14)$$

où  $\alpha = i, e$  pour les ions respectivement les électrons et  $\omega_{p\alpha}$  est la **fréquence plasma** définie par

$$\omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{n_{\alpha} q_{\alpha}^2}{\epsilon_0 m_{\alpha}}} \quad (3.15)$$

$q_{\alpha}$  est la charge de la particule,  $m_{\alpha}$  sa masse et où  $\Omega_{c\alpha}$  est la **fréquence cyclotronique** à laquelle la particule tourne autour des lignes de champ magnétique d'amplitude  $B_0$  :

$$\Omega_{c\alpha} = \frac{|q_{\alpha}| B_0}{m_{\alpha}} \quad (3.16)$$

Décomposons  $\mathbf{k}$  (ou  $\mathbf{N}$ ) en un vecteur parallèle à  $\mathbf{B}_0$  et l'autre perpendiculaire :

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{k}_{\perp} \quad (3.17)$$

L'équation vectorielle 3.9 devient alors :

$$\begin{pmatrix} S - N^2 & -iD & 0 \\ iD & S - N^2 \cos^2 \theta & N^2 \sin \theta \cos \theta \\ 0 & N^2 \sin \theta \cos \theta & P - N^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (3.18)$$

On obtient des solutions non triviales de ce système d'équations lorsque son déterminant est nul :

$$AN^4 - BN^2 + C = 0 \quad (3.19)$$

où

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta \quad (3.20)$$

$$B = (S^2 - D^2) \sin^2 \theta + SP(1 + \cos^2 \theta) \quad (3.21)$$

$$C = P(S^2 - D^2) \quad (3.22)$$

Pour la suite, afin de simplifier les écritures et pour des fréquences  $\omega$  voisines de  $2\Omega_{ce}$ , nous considérons une seule espèce d'ion et nous négligeons  $\omega_{pi}^2$  devant  $\omega_{pe}^2$  et  $\omega_{pe}^2 \Omega_{ci}^2$  devant  $\omega_{pi}^2 \Omega_{ce}^2$ .



### 3.2.2 Coupure et résonance

Une onde atteint une **coupure** si

$$N^2 = 0 \quad (3.23)$$

i.e. si sa vitesse de phase  $\omega/k$  devient infinie. Une onde atteignant une coupure subit une réflexion totale : elle ne peut pas se propager. On voit directement que l'équation 3.19 possède des fréquences de coupures lorsque  $C = 0$  satisfait par  $P = 0$  ou  $(S + D) = 0$  ou  $(S - D) = 0$ . Avec 3.14 et  $P = 0$ , on trouve que la fréquence plasma est une fréquence de coupure. Les deux autres coupures sont généralement appelées Droite et Gauche et s'écrivent :

$$\omega_D = \frac{\Omega_{ce}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Omega_{ce}}{2}\right)^2 + \omega_{pe}^2 + \Omega_{ce}\Omega_{ci}} \quad (3.24)$$

$$\omega_G = -\frac{\Omega_{ce}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Omega_{ce}}{2}\right)^2 + \omega_{pe}^2 + \Omega_{ce}\Omega_{ci}} \quad (3.25)$$

De même une onde atteint une **résonance** si

$$N^2 = \infty \quad (3.26)$$

i.e. si sa vitesse de phase devient nulle. Les résonances donnent lieu à une absorption des ondes par le plasma. Si  $N^2 = \infty$ , l'équation 3.19 se résume à la condition de résonance  $A = 0 \Rightarrow \tan^2 \theta = -P/S$  qui dépend de l'angle de propagation  $\theta$ .

### 3.2.3 Propagation perpendiculaire

De manière générale, les solutions  $\omega(k, \theta)$  de la relation de dispersion ne peuvent pas être écrites simplement. Cependant, deux cas sont particulièrement intéressants : les propagations parallèle ( $\theta = 0$ ) et perpendiculaire ( $\theta = \pi/2$ ). La propagation principale qui nous intéresse dans cette thèse est la propagation perpendiculaire car les lignes de visées de notre radiomètre (voir chapitre 4) sont normales au champ magnétique toroïdal. En propagation perpendiculaire, la relation de dispersion se simplifie. L'équation 3.18 s'écrit :

$$\begin{pmatrix} S - N_{\perp}^2 & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P - N_{\perp}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (3.27)$$

$N_{\perp}$  étant la composante de l'indice de réfraction orthogonale à  $\mathbf{B}_0$ . En égalant le déterminant à zéro, on obtient deux solutions :

$$N_{\perp}^2 = P \quad (3.28)$$

$$N_{\perp}^2 = \frac{(S + D)(S - D)}{S} \quad (3.29)$$

### Mode ordinaire

La première solution peut s'écrire

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (3.30)$$

Pour les électrons, ce mode a donc une coupure à la fréquence plasma électronique. En remplaçant l'équation 3.28 dans le système 3.27, on remarque qu'il admet comme solution  $E_x = E_y = 0$ ;  $E_z \neq 0$ . Ainsi, cette onde a son vecteur électrique  $\mathbf{E}$  parallèle à  $\mathbf{B}_0$ . Cette onde est linéairement polarisée. On parle alors de mode ordinaire ou mode O.

### Mode extraordinaire

Considérons maintenant le mode de propagation décrit par l'équation 3.29, nous pouvons développer l'équation 3.29 et obtenir

$$N_{\perp, cold}^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_D^2)(\omega^2 - \omega_G^2)}{(\omega^2 - \omega_{uh}^2)(\omega^2 - \omega_{lh}^2)} \quad (3.31)$$

où

$$\omega_{uh}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 \quad (3.32)$$

est la fréquence hybride supérieure et

$$\omega_{lh}^2 = \frac{|\Omega_{ci}\Omega_{ce}|(\Omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2)}{|\Omega_{ci}\Omega_{ce}| + \Omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2} \quad (3.33)$$

est la fréquence hybride inférieure. Ces deux fréquences hybrides sont donc des fréquences de résonance.

En remplaçant l'équation 3.29 dans le système 3.27, on remarque qu'il admet comme solution  $E_z = 0$ . La polarisation de l'onde s'écrit :

$$\frac{E_x}{E_y} = i \frac{S}{D} \quad (3.34)$$

Le champ électrique de l'onde est donc perpendiculaire au champ magnétique d'équilibre  $\mathbf{B}_0$  et est elliptiquement polarisé dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Dans ce cas on parle de mode extraordinaire ou mode X. En particulier on trouve que

$$\frac{E_x}{E_y} \rightarrow -i \quad \text{pour} \quad \omega \rightarrow \Omega_{ce} \quad (3.35)$$

A ce stade, nous pouvons représenter graphiquement sur la figure 3.2(a) les principaux résultats concernant la propagation des ondes en propagation perpendiculaire dans l'approximation du plasma froid. Pour le mode O, on remarque la coupure à  $\omega_{pe}$ . Pour le mode X, on voit clairement apparaître les deux résonances hybrides et les coupures droite et gauche. Cependant, il est clair que les résonances relatives à la fréquence cyclotronique électronique et à ses harmoniques n'apparaissent pas dans un tel traitement. Nous devons tenir compte des effets dû au rayon de Larmor fini,

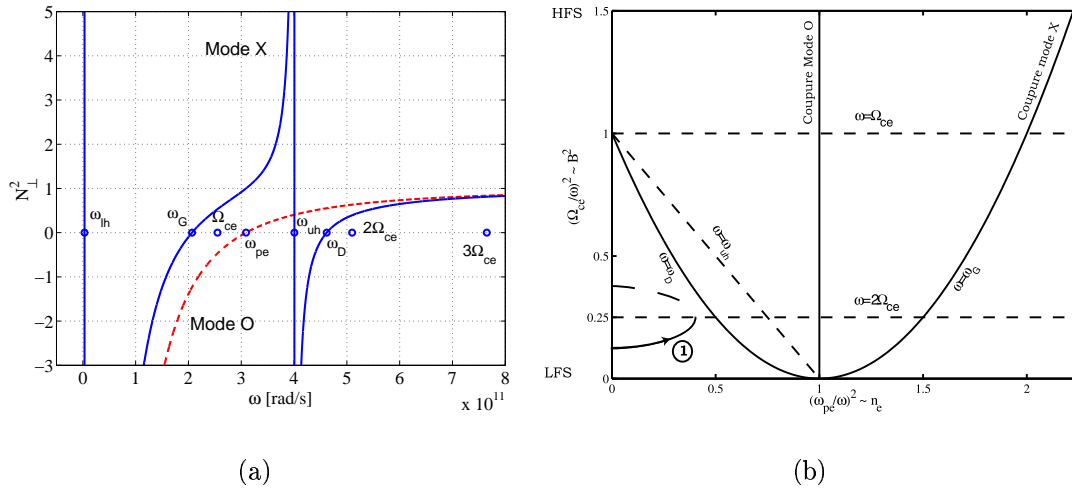


FIG. 3.2 – (a) : Représentation de l'indice réfraction  $N_{\perp}^2$  en fonction de la pulsation  $\omega$ . La courbe en trait-tillé est relative au mode ordinaire tandis que les courbes en trait plein correspondent au mode extraordinaire. Les fréquences indiquées ont été calculées avec les paramètres typiques de TCV présentés au paragraphe 3.2.4. (b) : Diagramme CMA pour les électrons représentant les coupures (—) et les résonances (- -) pour les modes ordinaires et extraordinaires d'une propagation perpendiculaire.

que nous allons présenter dans la section 3.3.

La représentation la plus communément utilisée de la propagation et de l'absorption des ondes hautes fréquences (HF) est le diagramme CMA (figure 3.2(b)). Dans cette représentation, l'abscisse est essentiellement proportionnelle à la densité électronique  $n_e$ , tandis que l'ordonnée est proportionnelle au carré du champ magnétique. Bien que dans un modèle de plasma froid on obtienne pas de résonances aux fréquences cyclotroniques électroniques, il est néanmoins instructif d'utiliser le diagramme CMA pour déterminer la propagation de ces ondes. Dans ce système, nous représentons les diverses coupures et résonances étudiées jusqu'ici. Pour une fréquence proche de la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$ , la trajectoire d'une onde haute fréquence en mode X se propageant du côté bas-champ magnétique (LFS) vers le côté haut-champ (HFS) est alors représentée par la trajectoire (1) sur la figure 3.2(b). On remarque qu'au début de sa propagation, la densité augmente (l'abscisse croît), le champ magnétique augmente (l'ordonnée croît) et l'onde atteint sans problème la résonance  $2 \cdot \Omega_{ce}$  où elle peut être absorbée par le plasma. Si la densité du plasma augmente, la trajectoire de l'onde va être plus allongée selon l'abscisse et l'onde va alors rencontrer la coupure  $\omega_D$  avant la résonance  $2 \cdot \Omega_{ce}$  : l'onde ne sera pas absorbée par le plasma mais réfléchiée par la coupure.

### 3.2.4 Fréquences typiques dans TCV

Avant de continuer à discuter l'équation 3.19, nous présentons, dans le tableau ci-dessous, les fréquences caractéristiques rencontrées dans ce chapitre pour des pa-

ramètres typiques des plasmas de TCV tels que  $T_e(0) = 3\text{keV}$ ,  $n_e(0) = 3 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ ,  $B_\phi(0) = 1.45\text{T}$  et des ions de Deutérium.

TAB. 3.1 – Fréquences typiques sur TCV.

Paramètre	Symbole	Valeur
Fréquence cyclotronique électronique	$\Omega_{ce}$	40 GHz
Seconde harmonique de $\Omega_{ce}$	$2 \cdot \Omega_{ce}$	80 GHz
Fréquence cyclotronique ionique	$\Omega_{ci}$	11 MHz
Fréquence plasma électronique	$\omega_{pe}$	49 GHz
Fréquence plasma ionique	$\omega_{pi}$	0.8 GHz
Fréquence de coupure droite	$\omega_D$	73 GHz
Fréquence de coupure gauche	$\omega_G$	33 GHz
Fréquence hybride supérieure	$\omega_{uh}$	63 GHz
Fréquence hybride inférieure	$\omega_{lh}$	0.5 GHz

### 3.2.5 Densité critique pour la seconde harmonique de $\Omega_{ce}$

Sur la figure 3.3(a), nous avons représenté la distribution spatiale des principales coupures et résonances pouvant affecter la propagation des ondes autour de la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  dans le tokamak TCV. Nous avons utilisé les mêmes paramètres de plasma que ceux de la section 3.2.4. Les profils de  $T_e$  et  $n_e$  sont de la forme  $T_e(r) = T_e(0)(1 - (r/a)^2)^\alpha$  et  $n_e(r) = n_e(0)(1 - (r/a)^2)^\beta$  où  $a$  est le petit rayon du tore,  $r$  est la coordonnée radiale relative au centre du plasma et  $\alpha = 2$ ,  $\beta = 1$ , les coefficients de piquage des profils de  $T_e$  et  $n_e$ . On remarque clairement que si la densité électronique augmente, la coupure  $\omega_D$  va couper la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$ . C'est un facteur limitant pour l'utilisation d'un radiomètre ECE en mode X travaillant à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$ . En négligeant  $\Omega_{ce}\Omega_{ci}$  devant  $\Omega_{ce}^2$  et  $\omega_{pe}^2$ , l'équation 3.24 devient :

$$\omega_D = \frac{\Omega_{ce} + \sqrt{\Omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2} \quad (3.36)$$

Pour des fréquences inférieures à  $\omega_D$ , on a coupure. Eliminant  $\omega_D$  de cette équation, la condition de coupure pour une fréquence  $\omega$  s'écrit :

$$\omega_{pe}^2 = \omega^2 - \omega\Omega_{ce} \quad (3.37)$$

Ainsi, pour la  $m$ -ième harmonique de la fréquence cyclotronique électronique, la coupure se produit à la densité électronique critique  $n_{crit}$  s'écrivant :

$$n_{crit} = m(m-1) \frac{\epsilon_0 B^2(r)}{m_e} \quad (3.38)$$

Pour la seconde harmonique ( $m=2$ ), on a

$$n_{crit}(r) = 1.94 \times 10^{19} \cdot B^2(r) \quad [m^{-3}] \quad (3.39)$$

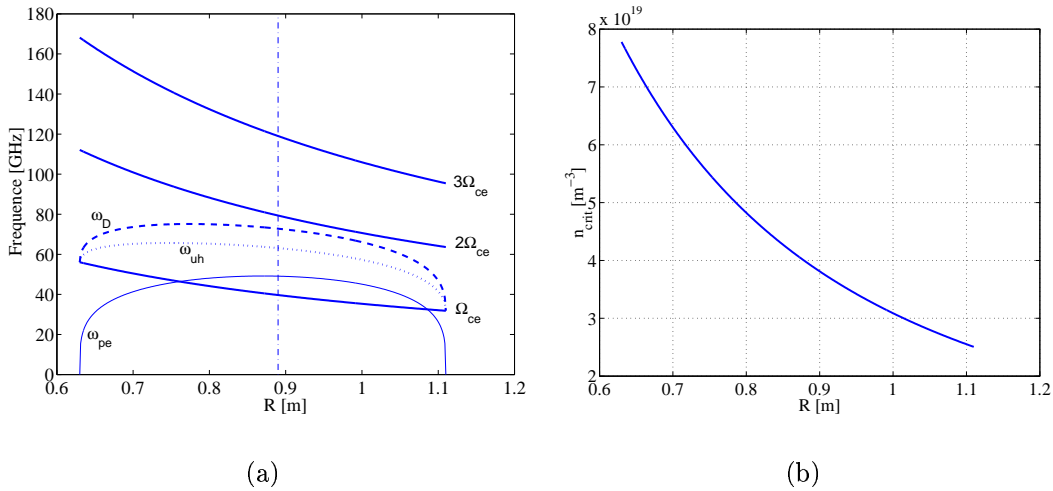


FIG. 3.3 – (a) : Distribution spatiale des trois premières harmoniques de  $\Omega_{ce}$ , des fréquences de coupure  $\omega_{pe}$  et  $\omega_D$  et de la fréquence de résonance  $\omega_{uh}$  dans le tokamak TCV. (b) : Représentation de la densité critique locale  $n_{crit}$  pour la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  due à la coupure  $\omega_D$  sur TCV avec  $B_\phi(0) = 1.45\text{T}$ . Le centre du plasma est à  $R = 0.89\text{m}$ .

Cette densité critique est représentée sur la figure 3.3(b). Le centre de TCV ( $R_0 = 0.88\text{m}$ ) est affecté par la coupure à partir d'une densité électronique de  $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

### 3.3 Propagation des ondes dans un plasma chaud magnétisé

Dans l'approximation du plasma froid considérée précédemment, nous avons négligé le mouvement des particules du plasma et donc les effets cinétiques en résultant. Une des conséquences directes est qu'en négligeant le mouvement cyclotronique des particules chargées autour des lignes de champ, nous n'avons pas pu démontrer l'existence de résonances des particules à toutes les harmoniques des fréquences cyclotroniques, la plus forte étant pour l'harmonique fondamentale.

#### 3.3.1 Mouvement cyclotronique électronique

Intéressons-nous au mouvement d'un électron dans un champ magnétique constant  $\mathbf{B}_0$  que nous prendrons dans la direction  $\hat{\mathbf{z}}$ . Nous décomposons les vecteurs en composantes parallèles et perpendiculaires à  $\mathbf{B}_0$ . L'équation du mouvement de l'électron est donnée par :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}_0) \quad (3.40)$$

avec

$$\mathbf{p} = m_e \gamma \mathbf{v} \quad (3.41)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.42)$$

$$\beta^2 = \left(\frac{v_{\parallel}}{c}\right)^2 + \left(\frac{v_{\perp}}{c}\right)^2 \quad (3.43)$$

Les effets relativistes sont compris dans le facteur  $\gamma$  (voir aussi l'appendice B). Avec 3.40 et 3.41 on obtient :

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{v} \wedge \Omega_0 \quad (3.44)$$

avec les définitions suivantes :

$$\boxed{\frac{1}{\gamma} \frac{|q|B_0}{m_e} \equiv \frac{1}{\gamma} \Omega_{ce} \equiv \Omega_0} \quad (3.45)$$

Ainsi  $\Omega_{ce}$  est la limite de  $\Omega_0$  pour une vitesse nulle de la particule. La solution de l'équation 3.40 pour la vitesse  $\mathbf{v}$  et la position  $\mathbf{r}$  s'écrit

$$\mathbf{v} = \hat{\mathbf{x}}v_{\perp} \cos(\Omega_0 t) + \hat{\mathbf{y}}v_{\perp} \sin(\Omega_0 t) + \hat{\mathbf{z}}v_{\parallel} \quad (3.46)$$

$$\mathbf{r} = \hat{\mathbf{x}} \frac{v_{\perp}}{\Omega_0} \sin(\Omega_0 t) - \hat{\mathbf{y}} \frac{v_{\perp}}{\Omega_0} \cos(\Omega_0 t) + \hat{\mathbf{z}}v_{\parallel}t \quad (3.47)$$

où  $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}$  sont les vecteurs unités le long des coordonnées cartésiennes. Le mouvement d'un électron soumis à un champ magnétique est donc un mouvement de giration autour des lignes de champ à la fréquence cyclotronique électronique et dont le rayon de giration, appelé rayon de Larmor  $r_{Le}$ , vaut :

$$r_{Le} \equiv \frac{v_{\perp}}{\Omega_0} \quad (3.48)$$

### 3.3.2 Le modèle du plasma chaud

Le point de départ du modèle du plasma chaud est toujours donné par les équations de Maxwell (section 3.1) auxquelles nous ajoutons des équations pour la dynamique des électrons tenant compte du caractère statistique des populations ionique et électronique et non plus du caractère macroscopique. Ainsi, les propriétés électromagnétiques du plasma sont déterminées par les termes de courant  $\mathbf{J}$  et de densité  $\rho$  qui sont eux-mêmes déterminés par le mouvement microscopique des particules sous l'action des forces externes et internes. La réponse aux forces actives est généralement donné par une série d'équations cinétiques dont la forme est l'équation de Boltzmann relativiste sans collisions :

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} + q_{\alpha} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (3.49)$$

où la vitesse  $\mathbf{v}$  et le moment  $\mathbf{p}$  sont reliés par la relation

$$\mathbf{p} = m_{\alpha} \gamma \mathbf{v} \quad (3.50)$$

$m_\alpha$  étant la masse au repos de la particule et  $\gamma$  le facteur relativiste. L'équation 3.49 décrit le comportement temporel des fonctions de distributions  $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  des différentes espèces de particules indicées par  $\alpha$ . La signification de la fonction de distribution est expliquée dans l'appendice A. Afin de déterminer le tenseur diélectrique à partir de l'équation 3.49, nous utilisons l'Ansatz perturbative :

$$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_{\alpha 0}(\mathbf{p}) + f_{\alpha 1}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t); \quad \mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_1; \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1; \\ \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1; \quad (3.51)$$

et on obtient, avec  $\mathbf{J}_0 = 0$  et  $\mathbf{E}_0 = 0$ , l'équation linéarisée :

$$\frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \mathbf{r}} + q_\alpha \left( \frac{\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}_0}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \mathbf{p}} = -q_\alpha (\mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}_1}{c}) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{p}} \quad (3.52)$$

Après une transformée de Fourier en supposant que toutes les quantités varient comme  $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ , cette équation peut être résolue en supposant une distribution Maxwellienne pour  $f_{\alpha 0}$ . On trouve ensuite le courant associé :

$$\mathbf{J}_1 = q_\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f_{\alpha 1}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{p}) d\mathbf{p} \quad (3.53)$$

et nous pouvons déterminer le tenseur diélectrique complexe, et par conséquent le tenseur de dispersion complexe, via la relation constitutive 3.7.

### 3.3.3 Trois méthodes pour calculer le coefficient d'absorption

Trois méthodes sont généralement utilisées pour calculer les coefficients d'absorption et d'émission. Passons-les en revue :

- Une fois le tenseur de dispersion  $\bar{\bar{\Lambda}}$  donné par l'équation 3.10 calculé à partir des équations de Maxwell et de l'équation de Boltzmann linéarisée, le coefficient d'absorption  $\alpha$  s'écrit

$$\alpha \equiv 2\mathbf{k}'' \cdot \frac{\partial \Lambda' / \partial \mathbf{k}'}{|\partial \Lambda' / \partial \mathbf{k}'|} \quad (3.54)$$

l'indice ' indiquant la partie réelle et l'indice '' la partie imaginaire. Un tel traitement a été effectué par Bornatici et al.[21] et nous l'avons utilisé afin de calculer les coefficients d'absorption à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  décrit dans les sections 3.3.4 et 3.3.5.

- Une manière plus simple de calculer  $\alpha$  est d'utiliser la conservation de l'énergie qui nous donne[20, 21, 22]

$$\alpha = \frac{(\omega/4\pi) \mathbf{E}^* \cdot \bar{\bar{\epsilon}}_a \cdot \mathbf{E}}{|\mathbf{S}|} \quad (3.55)$$

avec

$$\mathbf{S}(\mathbf{k}', \omega) \equiv \frac{c}{4\pi} Re(\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}^*) - \frac{\omega}{8\pi} \frac{\partial \epsilon_{h,ij}}{\partial \mathbf{k}'} E_i^* E_j \quad (3.56)$$

où  $\mathbf{E}$  est la transformée de Fourier du champ électrique de l'onde, l'indice \* signifiant le conjugué complexe,  $\bar{\epsilon}_a$  et  $\bar{\epsilon}_h$  sont respectivement les parties anti-hermitienne et hermitienne du tenseur diélectrique. Le premier terme de  $\mathbf{S}(\mathbf{k}', \omega)$  est le vecteur de Poynting décrivant le flux électromagnétique alors que le second terme fait référence au flux de l'énergie cinétique relative au mouvement cohérent des particules dans le champ de l'onde.

- Pour un plasma à l'équilibre thermique, le coefficient d'absorption peut être calculé à partir de la loi de Kirchhoff à condition de connaître l'émissivité. En supposant que l'émissivité du plasma est la somme de toutes les émissivités individuelles (on parle alors de plasma **ténu**), nous pouvons calculer l'émissivité spectrale d'une charge à partir du calcul du rayonnement émis par une charge accélérée en mouvement dans un champ électromagnétique[23]. Ensuite, en tenant compte de la fonction de distribution des charges, nous obtenons les coefficients d'émission et d'absorption en intégrant l'émissivité sur la fonction de distribution dans l'espace des vitesses. Cette approche a été utilisée dans les sections 3.4 à 3.5.

### 3.3.4 Le tenseur diélectrique

Dans ce paragraphe, nous ne décrivons que les résultats concernant le mode de propagation extraordinaire en propagation perpendiculaire. En utilisant ce formalisme et en ne retenant que l'ordre le plus bas des effets dus au rayon de Larmor fini, on peut calculer  $\mathbf{J}$  et  $\rho$  pour chaque espèce et récrire le tenseur diélectrique. On obtient (réf.[21], p.1182) :

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_{cold}(\omega) + \bar{\epsilon}^1(\omega, \mathbf{k}, T) \quad (3.57)$$

où  $\bar{\epsilon}_{cold}(\omega)$  est donné par l'équation 3.13. Pour des fréquences proches de la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$ , en propagation perpendiculaire,  $\bar{\epsilon}^1(\omega, \mathbf{k}, T)$  s'écrit :

$$\bar{\epsilon}^1(\omega, \mathbf{k}, T) = \begin{pmatrix} \epsilon_{7/2}^1(z_2) & i\epsilon_{7/2}^1(z_2) \\ -i\epsilon_{7/2}^1(z_2) & \epsilon_{7/2}^1(z_2) \end{pmatrix} \quad (3.58)$$

avec

$$\epsilon_q^1(z_2) = -\frac{2q-3}{2^{q-1/2}(q-\frac{5}{2})!} \left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_{ce}}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\Omega_{ce}}\right)^{2q-7} \left(\frac{v_{Te}}{c}\right)^{2q-7} N_{\perp,cold}^{2q-5} F_q(z_2) \quad (3.59)$$

où  $v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$  est la vitesse thermique des électrons,  $q = m + 3/2$  pour l'harmonique  $m$ ,  $N_{\perp,cold}^2$  donné par l'équation 3.29 pour le mode considéré,

$$z_2 = \left(\frac{c}{v_{Te}}\right)^2 \cdot \frac{\omega - 2\Omega_{ce}}{\omega} \quad (3.60)$$

et  $F_q(z_2)$  la fonction de Dnestrovsky [24, 25] est définie par

$$F_q(z) = -i \int_0^\infty \frac{d\tau}{(1-i\tau)^q} e^{iz\tau} \quad (3.61)$$



décrivant la résonance cyclotronique. Finalement, l'équivalent de la relation de dispersion 3.19 pour un plasma chaud considérant la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  est aussi une équation biquadratique en  $N_{\perp}$ [26]

$$aN_{\perp}^4 + (1+b)N_{\perp}^2 - N_{\perp,cold}^2 = 0 \quad (3.62)$$

On trouve deux solutions  $\pm$  pour l'indice de réfraction :

$$N_{\perp,\pm}^2 = \frac{-(1+b) \pm \sqrt{(1+b)^2 + 4aN_{\perp,cold}^2}}{2a} \quad (3.63)$$

avec

$$a = -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{pe}}{\Omega_{ce}} \right)^2 \frac{\omega^2 - \Omega_{ce}^2}{\omega^2 - \Omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2} F_{7/2}(z_2) \quad (3.64)$$

$$b = -2 \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \Omega_{ce})} \right) a \quad (3.65)$$

où le mode de propagation  $N_{\perp,+}^2$  est associé aux ondes cyclotroniques électroniques qui est un mode électromagnétique tandis que  $N_{\perp,-}^2$  est associé aux ondes de Bernstein représentant le mode électrostatique. Notons que lorsque nous varions les paramètres du plasma, le discriminant de l'équation 3.63 peut être nul impliquant un couplage entre les deux modes. Ceci est généralement vrai lorsque le rapport  $\omega_{pe}/\Omega_{ce}$  est légèrement supérieur à 1.

Pour des ondes électromagnétiques ayant un terme oscillant de la forme  $exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t))$  et avec la relation 3.11 reliant l'indice de réfraction  $\mathbf{N}$  au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , on remarque immédiatement que la partie réelle de  $N_{\perp}$  régit la propagation de l'onde dans le milieu alors que la partie imaginaire de  $N_{\perp}$  est responsable de l'atténuation de l'onde par le plasma. Sur les figures 3.4, nous avons représenté pour différentes valeurs de densité électronique i.e. différentes valeurs du discriminant discuté ci-dessus, les solutions  $+$  et  $-$  de l'équation 3.63. La figure 3.4(a), représente la situation où les deux modes se propagent : l'onde extraordinaire se propage à travers le plasma tandis que l'onde électrostatique possède une coupure pour  $\omega < 2 \cdot \Omega_{ce}$ . La figure 3.4(b), représente la situation proche de la densité critique permettant le couplage entre les deux modes. Finalement, la figure 3.4(c), représente la situation où nous sommes au-dessus de la densité critique indiquant une importante transition dans la relation de dispersion et si l'onde se propage à partir du côté bas champ elle rencontre une coupure alors que provenant du côté haut champ elle se couplera avec l'onde électrostatique. Avec les paramètres des plasmas cibles utilisés pour le chauffage ECH-ECCD dans TCV i.e.  $n_e(0) = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  et  $T_e(0) = 3 - 5 \text{ keV}$ , les trois cas de figure présentés ci-dessus peuvent se reproduire. Cependant les effets en découlant sont généralement de faible importance en regard de la forte absorption de l'onde et du fait de l'injection de micro-ondes par le côté bas champ. Effectivement, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4(a), nous remarquons que si l'onde se propage de droite à gauche, elle va d'abord subir le mode électromagnétique. Si l'absorption est forte comme indiqué sur cette figure, l'onde sera totalement absorbée par le mode électromagnétique (lorsque la courbe indiquée "absorption" vaut 1 signifie que l'absorption est totale) avant de subir la résonance du mode électrostatique.

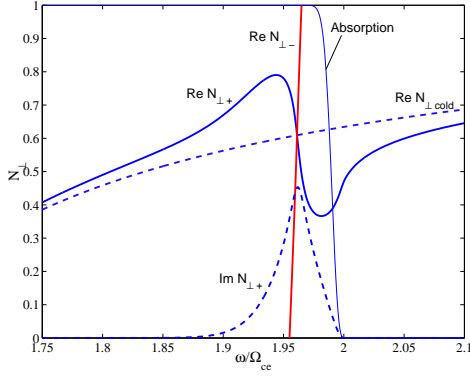
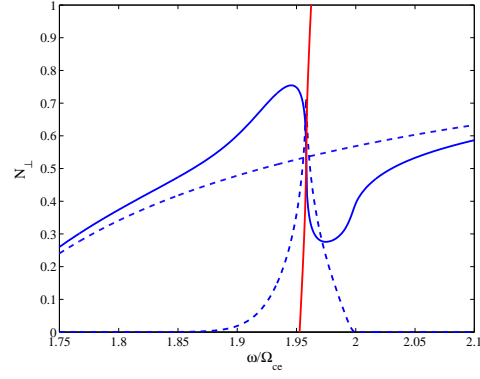
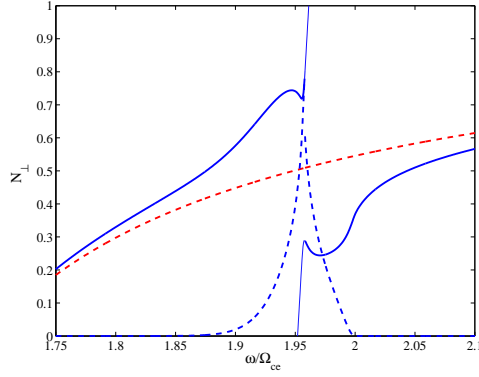
(a)  $n_e(0) = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (b)  $n_e(0) = 2.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (c)  $n_e(0) = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 

FIG. 3.4 – Représentation de la partie réelle ( $ReN_{\perp,+}$  pour le mode électromagnétique et  $ReN_{\perp,-}$  pour le mode électrostatique) et imaginaire ( $ImN_{\perp,+}$  pour le mode électromagnétique seulement) de l'indice de réfraction du plasma chaud autour de la résonance  $2 \cdot \Omega_{ce}$ . Le trait-tillé  $ReN_{\perp,cold}$  indique la partie réelle de l'indice de réfraction du plasma froid.

### 3.3.5 Absorption des ondes dans un plasma chaud magnétisé

Une fois l'indice de réfraction complexe  $N_{\perp,\pm}$  calculé, nous pouvons calculer l'absorption d'une onde de fréquence  $\omega$  se propageant dans un milieu décrit par  $N_{\perp,\pm}$ . En considérant une propagation perpendiculaire en mode extraordinaire pour la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$ , l'équation 3.54 nous permet de calculer le coefficient d'absorption. Pour les applications liées aux plasmas de TCV chauffés par ondes cyclotroniques électroniques, nous devons ajouter deux corrections au cas du plasma chaud décrit précédemment. La première est que nos plasmas dont la densité électronique typique est de  $n_e(0) \approx 2.5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$  n'est pas très loin de la densité de coupure  $n_{crit}(0) \approx 4 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ . Nous devons tenir compte des effets liés à la densité finie du plasma. Dans ce cas, de nouveaux effets liés à la polarisation, à la dispersion et à la corrélation entre particules contribuent à générer une dépendance non-linéaire en la densité du plasma. Ainsi, et sans effectuer tout le développement[21], le coefficient d'absorption pour la deuxième harmonique de  $\Omega_{ce}$  en mode extraordinaire peut s'écrire

$$\alpha_2^X = A_2 \alpha_{2,0}^X \quad (3.66)$$

où

$$\alpha_{2,0}^X = \left( \frac{\omega_{pe}}{\Omega_{ce}} \right)^2 \frac{\Omega_{ce}}{c} \left( -F_{7/2}''(z_2) \right) \quad (3.67)$$

et

$$A_2 = N'_{\perp,+} |1 + a_2|^2 b_2 \quad (3.68)$$

$N'_{\perp,+}$  étant la partie réelle de l'équation 3.63 et

$$a_2 = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{pe}}{\Omega_{ce}} \right)^2 \frac{1 + 3N_{\perp,+}^2 F_{7/2}(z_2)}{3 - (\omega_{pe}/\Omega_{ce})^2 (1 + \frac{3}{2} N_{\perp,+}^2 F_{7/2}(z_2))} \quad (3.69)$$

$$b_2 = |1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{pe}}{\Omega_{ce}} \right)^2 (1 + a_2)^2 F_{7/2}'(z_2)|^{-1} \quad (3.70)$$

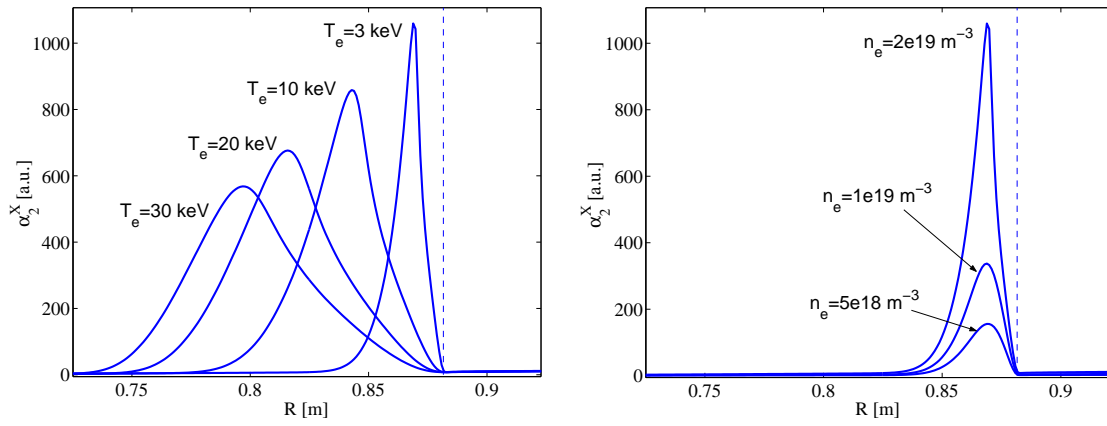
Finalement, comme nous analyserons du rayonnement ECE provenant d'électrons suprathermiques de hautes températures, nous devons encore ajouter une correction relative aux températures intermédiaires typiquement jusqu'à 20 keV. Cette correction s'écrit par rapport à l'équation 3.66 :

$$\alpha_{2,0}^X \rightarrow \alpha_{2,0}^X \exp \left[ \gamma_2^X \left( \frac{v_{th}}{c} \right)^2 z_2 \right] \quad (3.71)$$

avec

$$\gamma_2^X = \frac{3}{4} - \frac{2a_2}{1+a_2} + \frac{8}{7} \left( 1 + \frac{2}{2(1+a_2)} \right) (N'_{\perp,+})^2 \quad (3.72)$$

Sur la figure 3.5, nous avons représenté pour plusieurs températures et densités les profils spatiaux de  $\alpha_2^X$  pour une fréquence fixe. On remarque clairement l'effet de l'augmentation de la température qui amène à un élargissement de la région de résonance et un déplacement du maximum de  $\alpha_2^X$  vers le côté haut champ. L'augmentation de la densité n'amène pas à un élargissement du profil de  $\alpha_2^X$  mais à une augmentation de  $\alpha_2^X$  avec  $n_e$ .



(a) Dépendance en température,  
 $n_e(0) = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$

(b) Dépendance en densité,  $T_e(0) = 3 \text{ keV}$

FIG. 3.5 – Représentation de  $\alpha_2^X$  pour une onde de fréquence  $\omega = 82 \text{ GHz}$ . La figure de gauche représente la dépendance du coefficient d'absorption en fonction de la température et à droite en fonction de la densité. La droite verticale en trait-tillé représente la position de la résonance froide.

### 3.4 Rayonnement par une charge accélérée

Nous avons vu, dans la section 3.3.1, que le mouvement des électrons dans un plasma magnétisé est un mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique à la fréquence cyclotronique électronique. Ainsi, un électron dans un champ magnétique possède une accélération radiale, émettant alors un rayonnement. Nous nous proposons de résumer les principales étapes du calcul du rayonnement émis par une charge accélérée. Le point de départ pour calculer ce rayonnement sont les équations de Maxwell en jauge de Lorentz. Considérons alors une charge ponctuelle de charge  $q$ , de position  $\mathbf{r}(t)$ , et de vitesse  $\mathbf{v}(t)$  (ou  $\boldsymbol{\beta}(t)$ ). Ainsi, avec la densité de charge  $\rho$  et la densité de courant  $\mathbf{j}$

$$\rho = q\delta(\mathbf{x} - \mathbf{r}(t)) \quad \mathbf{j} = q\mathbf{v}\delta(\mathbf{x} - \mathbf{r}(t)) \quad (3.73)$$

on obtient les potentiels de Lienard-Wieckert [23] :

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{\kappa R} \right) \quad \mathbf{A} = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \left( \frac{\mathbf{v}}{\kappa R} \right) \quad (3.74)$$

où  $\mathbf{R} = \mathbf{x} - \mathbf{r}$  est le vecteur reliant la charge au point considéré et  $\kappa = 1 - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/Rc$ . Sachant que

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi \quad (3.75)$$

on peut calculer le champ électrique et on obtient :

$$\mathbf{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{k^3 R^2} (\hat{\mathbf{R}} - \boldsymbol{\beta})(1 - \beta^2) + \frac{1}{ck^3 R} \hat{\mathbf{R}} \wedge \{(\hat{\mathbf{R}} - \boldsymbol{\beta}) \wedge \dot{\boldsymbol{\beta}}\} \right] \quad (3.76)$$

où  $\hat{\mathbf{R}} \equiv \mathbf{R}/R$  et  $\dot{\boldsymbol{\beta}}$  signifie la dérivée temporelle de  $\boldsymbol{\beta}$ . Le premier terme est celui du champ proche que l'on négligera par la suite. Le seul terme qui nous intéressera est le second qui traduit le rayonnement en  $1/R$  dû à l'accélération de la charge. La puissance émise est donnée par le vecteur de Poynting.

Il est intéressant de calculer le spectre fréquentiel du rayonnement émis. Ceci est obtenu en écrivant la transformée de Fourier du champ électrique :

$$\mathbf{E}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \mathbf{E}(\omega) d\omega \quad (3.77)$$

Considérant le champ lointain ( $R \gg r$ ) et avec quelques calculs[23], on arrive à

$$\mathbf{E}(\omega) = \frac{-ie\omega}{8\pi^2\epsilon_0 cR} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathbf{R}} \wedge (\hat{\mathbf{R}} \wedge \boldsymbol{\beta}) \exp\left[i\omega\left(t' - \frac{\hat{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{r}}{c}\right)\right] dt' \quad (3.78)$$

### 3.4.1 Rayonnement cyclotronique électronique

Nous considérons le rayonnement d'un électron dans un plasma soumis à un champ magnétique constant  $\mathbf{B}_0$  que nous prendrons dans la direction  $\hat{\mathbf{z}}$  et décomposons les vecteurs en composantes parallèles et perpendiculaires à  $\mathbf{B}_0$ . Prenons  $\hat{\mathbf{R}} = (\sin\theta, 0, \cos\theta)$  où  $\theta$  est l'angle entre  $\hat{\mathbf{R}}$  et  $\hat{\mathbf{z}}$ . Après quelques calculs faisant intervenir les fonctions de Bessel  $J_m$ , on obtient la transformée de Fourier du champ électrique[23]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\omega) &= \frac{ie\omega}{4\pi\epsilon_0 cR} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta[(1 - \beta_{\parallel} \cos\theta)\omega - m\Omega_0] \\ &\times \left\{ \hat{\mathbf{x}} \left( -\frac{\cos\theta}{\sin\theta} (\cos\theta - \beta_{\parallel}) \right) J_m(\xi) + \hat{\mathbf{y}} (-i\beta_{\perp}) J'_m(\xi) + \hat{\mathbf{z}} (\cos\theta - \beta_{\parallel}) J_m(\xi) \right\} \end{aligned} \quad (3.79)$$

où

$$\xi = \frac{\omega}{\Omega_0} \beta_{\perp} \sin\theta \quad (3.80)$$

Nous voyons ainsi que le rayonnement émis par un électron dans un champ magnétique est une série discrète d'harmoniques à la fréquence :

$$\Omega_m = \frac{m\Omega_0}{1 - \beta_{\parallel} \cos\theta} \quad (3.81)$$

$m = 1, 2, 3, \dots$  Un tel résultat était attendu au vu de la périodicité de mouvement de l'électron autour des lignes de champ magnétique. On remarque aussi une dépendance de la fréquence d'émission en la vitesse parallèle des particules. Cette

dépendance est appelée décalage Doppler. Après une transformée de Fourier inverse, pour déterminer le champ électrique réel on obtient que la puissance de densité spectrale du rayonnement s'écrit[27] :

$$\eta_\omega(\mathbf{v}, \theta) = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \left( \frac{\cos \theta - \beta_{\parallel}}{\sin \theta} \right)^2 J_m^2(\xi) + \beta_{\perp}^2 J_m'^2(\xi) \right\} \times \delta(m\Omega_0 - \omega \{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta\}) \quad (3.82)$$

avec  $J_m'(x) \equiv dJ_m(x)/dx$ . On remarque que la densité de puissance est la somme des densités spectrales individuelles des harmoniques. Notons que l'équation 3.82 est l'énergie émise par unité de temps au point d'observation (champ) et non à la particule. L'expression 3.82 est souvent appelée la formule de Schott-Trubnikov[28][29]. La densité de rayonnement totale pour une harmonique  $m$  donnée se calcule en intégrant l'équation 3.82 sur toutes les fréquences  $\omega$  ainsi que sur l'angle solide  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ .

### 3.4.2 Emissivité pour les modes O et X en propagation perpendiculaire

En considérant la propagation perpendiculaire, i.e.  $\theta = \pi/2$ , l'émissivité pour les deux modes de propagation provenant de l'équation 3.82 s'écrit pour le mode O :

$$\eta_O = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_{m=1}^{\infty} \beta_{\parallel}^2 J_m^2(\xi) \delta(m\Omega_0 - \omega) \quad (3.83)$$

et pour le mode X :

$$\eta_X = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_{m=1}^{\infty} \beta_{\perp}^2 J_m'^2(\xi) \delta(m\Omega_0 - \omega) \quad (3.84)$$

### 3.4.3 Coefficient d'émission et d'absorption

Dans un plasma dont le traitement précédent est valable, c'est à dire que les mouvements des électrons ne sont pas corrélés entre eux, l'émissivité du plasma est simplement la somme des émissivités des électrons individuels. Comme nous considérons aussi des particules relativistes, nous utilisons dès lors la quantité de mouvement  $\mathbf{p}$  en lieu et place de la vitesse  $\mathbf{v}$ . On définit le **coefficient d'émission**  $j_\omega(\theta, t)$  comme étant le taux d'émission de l'énergie produite par le plasma par unité de volume, par unité de fréquence angulaire et par unité d'angle solide. Pour un plasma dont la fonction de distribution électronique est  $f(\mathbf{p})d^3\mathbf{p} = f(p_{\perp}, p_{\parallel})2\pi p_{\perp} dp_{\perp} dp_{\parallel}$ , on a :

$$j_\omega(\theta, t) = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta_\omega(p_{\parallel}, p_{\perp}, \theta) f(p_{\parallel}, p_{\perp}, t) 2\pi p_{\perp} dp_{\perp} dp_{\parallel} \quad (3.85)$$

avec  $\eta_\omega(p_\parallel, p_\perp, \theta)$  donné par l'équation 3.82. Le résultat de cette intégration est l'obtention de ligne d'émission de largeur finie dont la cause est la dépendance de la fréquence de résonance  $\Omega_m$  sur la vitesse des particules. Nous avons alors deux effets principaux agissant sur le spectre d'émission : l'effet Doppler et l'effet relativiste. D'autres effets tels que les collisions agissant sur le train d'onde ou la perte d'énergie de l'électron sous forme de rayonnement sont négligeables. L'importance relative des effets relativistes et Doppler est déterminée par l'angle  $\theta$ . Ainsi, pour des plasmas non-relativistes tels que  $v_{Te} \ll c$ , les phénomènes d'élargissement de ligne dus à l'effet Doppler seront dominants sauf pour des angles  $\theta$  proche de la perpendiculaire. Bekefi[27] nous donne aussi que le **coefficient d'absorption**  $\alpha_\omega(\theta, t)$  s'écrit

$$\alpha_\omega(\theta, t) = \frac{8\pi^3 c^2}{N_r^2 \omega^2} \int \eta_\omega(\mathbf{p}', \theta) [f(\mathbf{p}, t) - f(\mathbf{p}', t)] d^3 \mathbf{p}' \quad (3.86)$$

Si  $f$  est isotrope, i.e.  $f$  est une fonction que de  $p^2$ , on peut écrire que  $\mathbf{p}' = \mathbf{p} + \Delta \mathbf{p}$  et avec l'énergie totale d'un état

$$\epsilon = p^2 c^2 + (mc^2)^2 \quad (3.87)$$

et  $\epsilon' - \epsilon = \hbar\omega$ , on peut décomposer  $f(p') = f(p + \Delta p)$  en série de Taylor en gardant deux termes

$$f(p') = f(p) + \hbar\omega \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \quad (3.88)$$

En substituant dans l'équation 3.86 on obtient finalement :

$$\alpha_\omega(\theta, t) = \frac{8\pi^3 c^2}{N_r^2 \omega^2} \int \eta_\omega(\mathbf{p}, \theta) \frac{\partial f}{\partial \epsilon} d^3 \mathbf{p} \quad (3.89)$$

Notons que  $N_r$  est l'indice de réfraction le long du faisceau et s'écrit :

$$N_r = N' \left| \frac{\sin \theta}{\cos \beta \frac{\partial}{\partial \theta} [\cos(\theta - \beta)]} \right|^{1/2} \quad (3.90)$$

avec

$$\tan \beta = \frac{1}{k'} \frac{\partial k'}{\partial \theta} \quad (3.91)$$

$N$  étant l'indice de réfraction du milieu, l'indice ' indiquant la partie réelle de la variable. Dans la limite où le milieu est faiblement anisotrope,  $N_r$  tend à devenir égal à la partie réelle de l'indice de réfraction du milieu considéré. Si  $f$  est non-isotrope, le coefficient d'absorption s'écrit alors avec  $f(\mathbf{p}) = f(p_\parallel, p_\perp)$  :

$$\alpha_\omega(\theta, t) = -\frac{8\pi^3 c^2}{N_r^2 \omega^2} \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \eta_\omega(p_\parallel, p_\perp, \theta) \times \left[ \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial f}{\partial p_\perp} - N(\theta) \cos(\theta) \left( \frac{p_\parallel}{c} \frac{\partial f}{\partial p_\perp} - \frac{p_\perp}{c} \frac{\partial f}{\partial p_\parallel} \right) \right] 2\pi p_\perp dp_\perp dp_\parallel \quad (3.92)$$

### 3.4.4 Propagation perpendiculaire en mode X

En propagation perpendiculaire, c'est-à-dire  $\theta = \pi/2$  et en considérant le mode d'émission X, nous pouvons récrire l'équation 3.85 en tenant compte de 3.84 pour obtenir finalement que le coefficient d'émission du plasma s'écrit :

$$j_{\omega X} = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sum_{m=1}^{\infty} 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} dp_{\parallel} v_{\perp}^2 J_m'^2 \left( \frac{\omega p_{\perp}}{\Omega_0 m_e c} \right) \times f(p_{\parallel}, p_{\perp}, t) \delta(m\Omega_0 - \omega) \quad (3.93)$$

De même, nous pouvons récrire l'équation 3.86 en tenant compte de la relation 3.84 pour obtenir finalement que le coefficient d'absorption du plasma s'écrit :

$$\alpha_{\omega X} = \frac{e^2 \pi}{N_r^2 \epsilon_0 c^3} \sum_{m=1}^{\infty} 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \int_0^{\infty} dp_{\parallel} v_{\perp}^2 \epsilon J_m'^2 \left( \frac{\omega p_{\perp}}{\Omega_0 m_e c} \right) \times \frac{\partial f(p_{\parallel}, p_{\perp}, t)}{\partial p_{\perp}} \delta(m\Omega_0 - \omega) \quad (3.94)$$

## 3.5 Loi de Kirchhoff

Le rapport des coefficients d'émission et d'absorption est connu sous le nom de loi de Kirchhoff. Dans le cas d'un plasma anisotrope et non-thermique, nous pouvons écrire ce rapport avec les équations 3.85 et 3.86 et obtenir :

$$\frac{1}{N_r^2} \frac{j_{\omega}}{\alpha_{\omega}} \equiv S_{\omega} = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \frac{\int \eta_{\omega}(\mathbf{p}', \theta) f(\mathbf{p}', t) d^3 \mathbf{p}'}{\int \eta_{\omega}(\mathbf{p}', \theta) [f(\mathbf{p}, t) - f(\mathbf{p}', t)] d^3 \mathbf{p}'} \quad (3.95)$$

$S_{\omega}$  est appelée **fonction source**. Quand la fonction de distribution des particules est Maxwellienne, on montre[27] que la fonction source égale l'intensité du corps noir dans le vide :

$$\frac{1}{N_r^2} \frac{j_{\omega}}{\alpha_{\omega}} = B_{BB}(\omega, T_e) \quad (3.96)$$

où  $T_e$  est la température des électrons et  $B_{BB}$  est l'intensité du rayonnement du corps noir défini dans l'appendice C. Si la fonction de distribution n'est pas une Maxwellienne mais une combinaison linéaire de deux Maxwelliennes caractérisant chacune une population électronique différente, la loi de Kirchhoff est toujours valable pour chaque population séparément[30].

## 3.6 Transport du rayonnement

Si un milieu émet un rayonnement, il absorbe du rayonnement à la même fréquence. Le coefficient d'absorption  $\alpha_{\omega}$  est défini comme étant le taux d'absorption par



unité de longueur. Ainsi, l'intensité du rayonnement  $I_\omega$  qui est la puissance radiative par unité de surface, par unité d'angle solide et par unité de fréquence est gouvernée par l'équation de transfert [27] :

$$N_r^2 \frac{d}{ds} \left( \frac{I_\omega}{N_r^2} \right) = j_\omega - \alpha_\omega I_\omega \quad (3.97)$$

où  $s$  est la distance le long de la trajectoire du faisceau. Pour simplifier la résolution de l'équation 3.97 nous utiliserons la fonction source  $S_\omega$  définie à l'équation 3.95 ainsi que l'**épaisseur optique**  $\tau$  définie par

$$d\tau = -\alpha_\omega ds \quad (3.98)$$

Remarquons que cela implique que  $\tau$  décroît lorsque  $s$  croît. Ainsi le point d'origine de  $\tau$  est au point d'émergence du rayonnement (point A sur la figure 3.6). Nous pouvons alors récrire l'équation 3.97 :

$$\frac{d}{d\tau} \left( \frac{I_\omega}{N_r^2} \right) = \frac{I_\omega}{N_r^2} - S_\omega \quad (3.99)$$

La solution de cette équation pour l'intensité au point A comme fonction de l'inten-

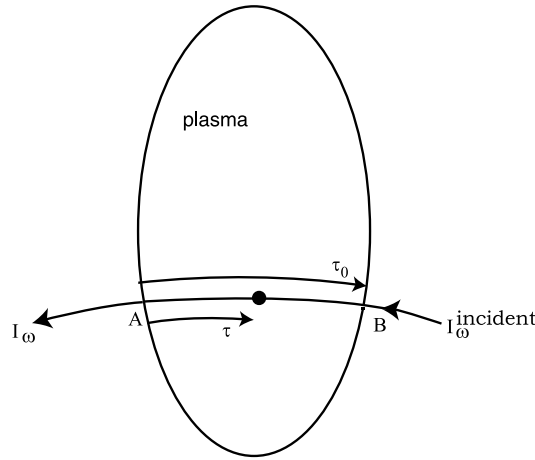


FIG. 3.6 – Trajet du rayonnement à travers le plasma. L'épaisseur optique  $\tau$  est mesurée à partir du point A.

sité à un autre point B (cf. figure 3.6) s'écrit

$$\frac{I_\omega(A)}{N_r^2(A)} e^{-\tau(A)} = \frac{I_\omega(B)}{N_r^2(B)} e^{\tau(B)} + \int_{\tau(A)}^{\tau(B)} S_\omega(\tau) e^{-\tau} d\tau \quad (3.100)$$

avec  $\tau(A)$  l'épaisseur optique au point A, et  $\tau(B)$  l'épaisseur optique au point B. Si maintenant nous cherchons l'intensité du rayonnement émergente du plasma i.e. que le point A coïncide avec le point d'émergence et que le point B coïncide avec le point d'entrée dans le plasma, on a que  $\tau(A) = 0$ ,  $N_r(A) = N_r(B) = 1$  et que

$\tau(B) \equiv \tau_0$  est l'épaisseur optique totale du milieu considéré. Finalement si  $I_\omega^{incident}$  est l'intensité du rayonnement incidente sur notre milieu au point  $B$ , l'équation 3.100 s'écrit

$$I_\omega = I_\omega^{incident} e^{-\tau_0} + \int_0^{\tau_0} S_\omega(\tau) e^{-\tau} d\tau \quad (3.101)$$

Comme nous l'avons vu précédemment (équation 3.96), on peut toujours définir la **température radiative**  $T_{rad}$  par[27] :

$$S_\omega = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} k_B T_{rad} \quad (3.102)$$

Ainsi, l'équation 3.101 peut s'écrire

$$I_\omega = I_\omega^{incident} e^{-\tau_0} + \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} k_B T_{rad} (1 - e^{-\tau_0}) \quad (3.103)$$

On peut alors distinguer trois régimes principaux pour l'émission du rayonnement dépendant de la valeur de  $\tau_0$  :

- Quand  $\tau_0 \ll 1$ , le rayonnement émis par le plasma n'est que très peu réabsorbé par le milieu et l'intensité du rayonnement  $I_\omega$  est principalement la somme des contributions de chaque élément de volume le long de la trajectoire i.e.  $I_\omega = \int j_\omega ds$ . Le milieu est alors dit optiquement mince ou transparent.
- Quand  $\tau_0 \gg 1$ , le premier terme de l'équation 3.103 devient négligeable et  $I_\omega \rightarrow S_\omega$ , L'intensité du rayonnement est une mesure de la fonction source. Le milieu est dit optiquement épais. Si le milieu est en équilibre thermique, alors  $T_{rad} = T_e$ . Le milieu émet comme un corps noir.
- Finalement quand  $\tau_0$  est proche de 1, on dit que le milieu est semi-transparent.

### 3.7 Plasma non-relativiste

Généralement, le calcul du spectre d'émission des ondes cyclotroniques électroniques par un plasma chaud est très compliqué. La distribution des vitesses n'est pas nécessairement Maxwellienne, le plasma n'est généralement pas en équilibre thermodynamique et plusieurs effets élargissent le spectre d'émission. Afin de calculer l'émissivité du plasma d'une manière relativement simple, il est nécessaire d'effectuer quelques suppositions qui caractérisent un régime spécifique d'ECE. Premièrement, relativement à l'énergie des électrons, nous définirons le régime non-relativiste par :

$$\frac{v_{Te}}{c} \ll 1 \quad (3.104)$$

où  $v_{Te} = (k_B T_e / m_e)^{1/2}$  est la vitesse thermique des électrons. Jusqu'à des températures de l'ordre de  $T_e = 5keV$  cette supposition reste valable. Nous supposons aussi que nous avons un plasma en équilibre thermodynamique et dont la distribution des vitesses  $f$  est Maxwellienne

$$f(\beta_{\perp}, \beta_{\parallel}) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp\left( - \frac{m_e c^2 (\beta_{\perp}^2 + \beta_{\parallel}^2)}{2k_B T_e} \right) \quad (3.105)$$

Notons aussi que les effets d'élargissement des lignes d'émissions seront faibles, ce qui a pour conséquences que l'on peut traiter chaque harmonique séparément. On aura ainsi des lignes d'émission étroites proches des fréquences  $\Omega_m = m\Omega_{ce}$ . On peut alors calculer l'équation 3.93 en ne retenant que les termes de faible ordre en  $\beta$ . Après quelques calculs [23][31][32] on obtient l'émissivité pour l'harmonique  $m$  du mode X

$$j_m^X = \frac{e^2 (m\Omega_{ce})^2 n_e}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \frac{m^{2m-1}}{(m-1)!} \left( \frac{k_B T_e}{2m_e c^2} \right)^m \phi_m(\omega) \quad (3.106)$$

où  $\phi_m(\omega)$  est une fonction de forme normalisée s'écrivant :

$$\phi_m(\omega) = \frac{\omega}{2\sqrt{\pi} (m\Omega_{ce})^2} \left[ \frac{2m_e c^2}{k_B T_e} \right]^{m+3/2} \frac{m!}{(2m+1)!} \left[ 1 - \frac{\omega^2}{m^2 \Omega_{ce}^2} \right]^{m+1/2} \times \exp\left\{ \frac{-m_e c^2}{2k_B T_e} \left[ 1 - \frac{\omega^2}{m^2 \Omega_{ce}^2} \right] \right\} \quad (3.107)$$

En tenant compte de l'équation 3.96, on obtient pour le coefficient d'absorption :

$$\alpha_m^X = \frac{\pi \omega_{pe}^2}{2c} \frac{m^{2m-1}}{(m-1)!} \left( \frac{k_B T_e}{2m_e c^2} \right)^{m-1} \phi_m(\omega) \quad (3.108)$$

En supposant que nous n'avons pas de rayonnement incident, on peut récrire 3.103 et obtenir pour  $m \geq 2$

$$I_{\omega, m}^X(r) = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} k_B T_e (1 - e^{-\tau_m^X(r)}) \quad (3.109)$$

Finalement, en tenant compte des résultats exprimés par Bornatici et al.[21] et pour une dépendance du champ magnétique en  $1/R$ , nous pouvons dresser le tableau 3.2 des épaisseurs optiques en mode X et O pour les trois premières harmoniques en négligeant les effets relativistes et de densité finie. Pour les paramètres typiques des tokamaks actuels, nous avons généralement  $\tau_1^X \approx \tau_3^X \approx \tau_2^O < 1$  et d'autre part  $\tau_1^O \approx \tau_2^X \geq 1$ . En ce qui concerne la radiométrie ECE, le mode extraordinaire à la seconde harmonique est souvent privilégié car la puissance d'émission dans ce mode est beaucoup plus élevée que dans le mode ordinaire à la première harmonique.

TAB. 3.2 – Epaisseurs optiques des modes de propagations ordinaires et extraordinaires en fonction de l'harmonique  $m$  pour un plasma ténu dont le champ magnétique principal varie comme  $1/R$  et pour un angle de propagation  $\theta = \pi/2$ .

$m$	Mode ordinaire
1	$\tau_1^O = \frac{\pi}{2c} \left(1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_{ce}}\right)^2\right)^{1/2} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_{ce}}\right) \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right) R$
2	$\tau_2^O = \frac{\pi}{c} \left(1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{2\Omega_{ce}}\right)^2\right)^{3/2} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_{ce}}\right) \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right)^2 R$
$m \geq 2$	$\tau_m^O = \frac{\pi}{2c} \frac{m^{2(m-1)}}{2^{m-1}(m-1)!} \left(1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{m\Omega_{ce}}\right)^2\right)^{m-1/2} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_{ce}}\right) \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right)^m R$
$m$	Mode extraordinaire
1	$\tau_1^X = \frac{\pi}{2c} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_{ce}}\right) R$
2	$\tau_2^X = \frac{\pi}{c} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_{ce}}\right) \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right) R$
$m \geq 2$	$\tau_m^X = \frac{\pi}{2c} \frac{m^{2(m-1)}}{2^{m-1}(m-1)!} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_{ce}}\right) \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right)^{m-1} R$

### 3.8 Approximation bi-Maxwellienne

Lorsqu'on chauffe un plasma avec des ondes EC (voir chapitre 5), la fonction de distribution des électrons n'est plus Maxwellienne mais est déformée pour les hautes énergies. Afin de se faire une idée de la nouvelle forme de la fonction de distribution électronique lors de chauffage EC, nous pouvons supposer qu'à l'endroit du dépôt de puissance la fonction de distribution est bi-Maxwellienne, c'est à dire qu'elle est la combinaison linéaire de deux fonctions de distribution Maxwellienne, une fonction thermique  $f_b$  et une non-thermique  $f_s$ . Soit  $T_b$  et  $n_b$  la température et la densité électronique des électrons thermiques et  $T_s, n_s$  la température et la densité des électrons **suprathermiques**. On peut alors écrire (au sens de l'équation A.6) que la fonction de distribution  $f$  des électrons à l'endroit du dépôt de puissance s'écrit

$$f = (1 - \eta)f_b + \eta f_s \quad (3.110)$$

avec

$$\int f_{b,s} d^3v = 1 \quad (3.111)$$

et

$$n_s = \frac{\eta}{1 - \eta} n_b \quad (3.112)$$

Dans ce cas, on peut montrer [30][33] que la loi de Kirchhoff est toujours valable et s'écrit

$$T_{rad} = \frac{\alpha_b + (T_s/T_b)\alpha_s}{\alpha_b + \alpha_s} T_b \quad (3.113)$$

Considérant la propagation du côté bas champ vers le côté haut champ, nous avons que

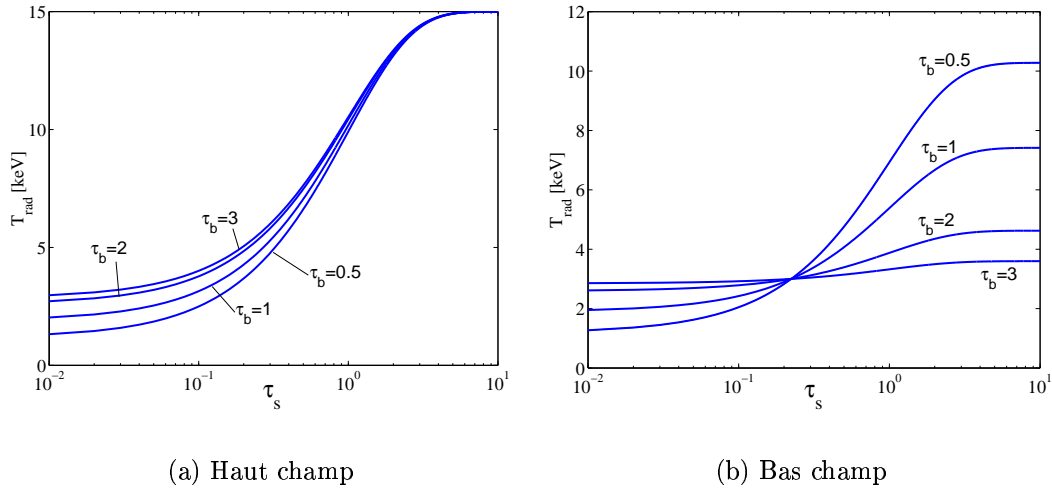


FIG. 3.7 – **(a)** : Représentation de la température radiative dans l’approximation bi-Maxwellienne comme fonction de  $\tau_s$  dans le cas d’une propagation du côté bas champ vers le côté haut champ. Nous avons pris  $T_b = 3\text{keV}$  et  $T_s = 15\text{keV}$ . **(b)** : Même chose mais pour une propagation du côté haut champ vers le côté bas champ.

$$I_\omega = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} (T_b(1 - e^{-\tau_b})e^{-\tau_s} + T_s(1 - e^{-\tau_s})) \quad (3.114)$$

alors que pour une propagation du côté haut champ vers le côté bas champ nous avons

$$I_\omega = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} (T_b(1 - e^{-\tau_b}) + T_s(1 - e^{-\tau_s})e^{-\tau_b}) \quad (3.115)$$

avec  $\tau_b$  et  $\tau_s$  les épaisseurs optiques de la partie thermique respectivement suprathermique de l’harmonique considérée. Dans le cas de notre radiomètre, dont les antennes de réception sont situées du côté haut champ, c’est l’équation 3.114 qui s’applique. Ainsi, avec l’équation 3.103, on peut écrire[30] pour la température radiative

$$T_{rad} = T_b(1 - e^{-\tau_b})e^{-\tau_s} + T_s(1 - e^{-\tau_s}) \quad (3.116)$$

Sur les figures 3.7, nous avons représenté la température radiative comme fonction de  $\tau_s$  pour quatre valeurs de  $\tau_b$  dans une configuration haut champ (a) et bas champ (b). Sur la figure (a), on remarque que si  $\tau_s$  est grand ( $> 3$ ) i.e. que la densité et la température des électrons suprathermiques sont suffisantes de manière à ce que les électrons suprathermiques soient optiquement épais, la température radiative peut être approximée par la température suprathermique. Inversement, si les électrons sont excités par le chauffage EC sont optiquement minces, alors la température radiative est principalement thermique. Dans les plasmas chauffés par ondes EC sur TCV nous avons que  $\tau_b(0) > 10$  c’est à dire que le plasma thermique est optiquement épais, pour la seconde harmonique, et l’équation 3.116 se récrit comme

$$T_{rad} = T_b e^{-\tau_s} + T_s(1 - e^{-\tau_s}) \quad (3.117)$$

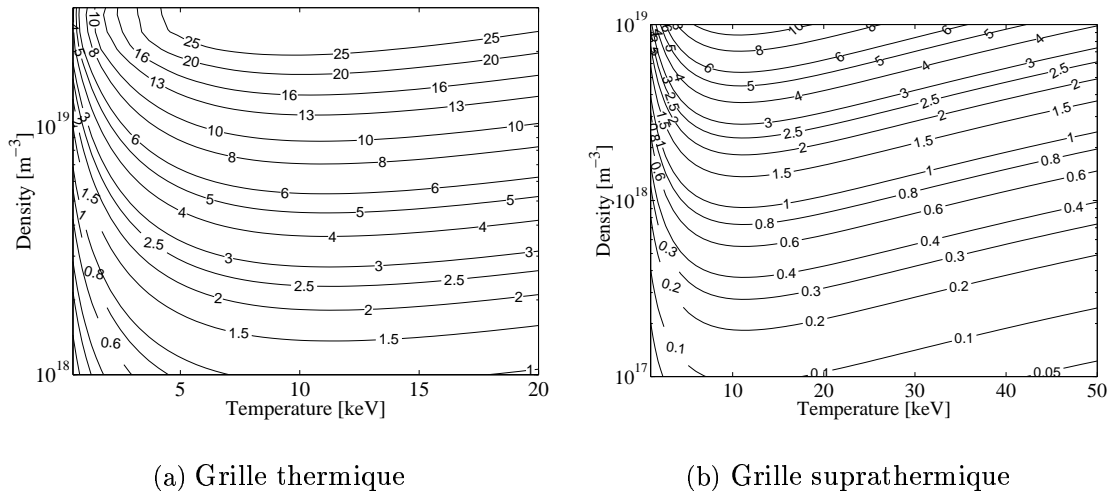


FIG. 3.8 – Figures représentant les lignes d'équi-valeur de  $\tau_2^X(0)$  sur deux grilles  $[T_e(0), n_e(0)]$ . **(a)** : Les températures et densités sont plutôt dans la gamme de valeur d'un plasma thermique avec des profils  $T_e(r) = T_e(0)(1 - (r/a)^2)^\alpha$  et  $n_e(r) = n_e(0)(1 - (r/a)^2)^\beta$ ,  $\alpha = 2$  et  $\beta = 0.5$ . **(b)** : Les températures et densités sont plutôt représentatives de la population suprathermique avec des piquages  $\alpha = 0.5$  et  $\beta = 6$ .

C'est donc principalement  $\tau_s$  qui va gouverner le rayonnement cyclotronique électronique. Il convient donc de le calculer avec précision, tenant compte spécialement des corrections relatives aux hautes températures. Dans le chapitre 3.3.5 nous avons décrit le coefficient d'absorption  $\alpha_2^X$  en tenant compte de tels effets. L'épaisseur optique étant simplement donnée par (voir équation 3.98)

$$\tau_2^X = \int_0^{L(s)} \alpha_2^X ds \quad (3.118)$$

où  $L(s)$  est la longueur du trajet de l'onde à travers le plasma. Sur les figures 3.8, nous avons représenté les valeurs centrales de  $\tau_2^X$  pour différentes gammes de températures et densités. Nous remarquons immédiatement que le plasma commence à devenir optiquement épais principalement pour des densités électroniques  $n_e \geq 2 \cdot 10^{18} \text{m}^{-3}$ . Ainsi, dans notre approximation bi-Maxwellienne dont la partie thermique est optiquement épaisse, nous remarquons que le rayonnement cyclotronique électronique émis par le plasma ne sera proportionnel à  $T_s$  seulement si la densité des suprathermiques est telle que  $\tau_s > 3$ .

### 3.9 Code de rayonnement ECE

Comme un des buts principaux de cette thèse est d'étudier le rayonnement électronique cyclotronique suprathermique produit par le plasma à l'aide d'un radiomètre ECE, il est utile d'avoir un outil permettant de modéliser le rayonnement ECE produit par le plasma pour les décharges considérées. Pour ce faire, nous avons

bénéficié du travail post-doctoral du Dr. Patrick Gomez sur TCV qui avait contribué au développement d'un code de rayonnement des ondes ECE sur le tokamak Tore Supra. L'implémentation de ce code dans l'environnement de TCV a été effectuée par Mr. Christophe Bonté qui a effectué son stage de Maîtrise de l'Université de Paris VII au CRPP. Pour simuler le rayonnement EC produit par le plasma, le code de rayonnement calcule les coefficients d'émission  $j_{\omega X}$  et d'absorption  $\alpha_{\omega X}$  donnés, pour le cas du mode X, par les équations 3.93 et 3.94. Pour le cas Maxwellien, une solution analytique est alors trouvée (équations 3.106, 3.108) et finalement on calcule la température radiative avec

$$I_{\omega} = \int_0^{\tau_0} S_{\omega} e^{-\tau} d\tau \quad (3.119)$$

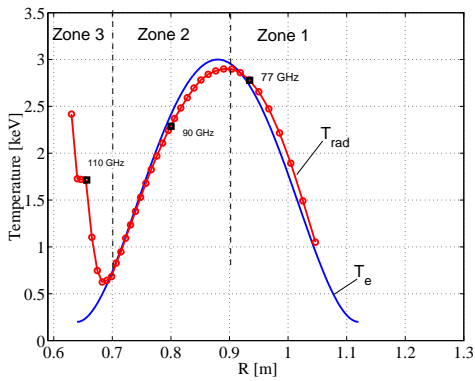
$$T_{rad} = \frac{8\pi^3 c^2 I_{\omega}}{\omega^2 (1 - e^{-\tau_0})} \quad (3.120)$$

Les valeurs de température et de densité électronique proviennent soit de profils théoriques soit du diagnostic de diffusion Thomson. Notons finalement que le code tient compte de la superposition des harmoniques X2 et X3.

### 3.9.1 Résultats du code pour un plasma Maxwellien

Considérons un plasma Maxwellien avec des profils de densité et de température électronique ayant des piquages respectifs de 0.5 et 2 et  $T_e(0) = 3\text{keV}$ ,  $n_e(0) = 2 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$  et un champ magnétique de 1.45T. Pour ce cas et avec une propagation vers le côté haut champ, le code de rayonnement nous donne le profil de température radiative représenté sur la figure 3.9(a). Comme indiqué, nous observons trois zones distinctes relativement au profil de température électronique. Dans la zone 1, la température radiative est supérieure à  $T_e$ , dans la zone 2 la température radiative est inférieure à  $T_e$ , dans la zone 3, on observe une nette divergence entre les deux températures. Pour comprendre ce comportement, nous avons considéré trois fréquences différentes appartenant à chacune des zones et nous avons représenté la fonction source  $S_{\omega}$  ainsi que  $e^{-\tau}$ . Les résultats sont représentés sur les figures 3.9(b)(c)(d). En observant ces graphes de la droite vers la gauche, on remarque que le terme source est d'abord nul et, à la résonance froide correspondant à la fréquence considérée, passe subitement à une valeur non nulle qui est proportionnelle à la température électronique. Comme  $T_{rad} \propto \int S_{\omega} e^{-\tau} d\tau$ , pour que  $T_{rad}$  soit identique à  $T_e$ , il faudrait que  $e^{-\tau}$  soit nul jusqu'à la résonance puis soit égal à 1 ensuite. Les différences entre les différentes zones s'expliquent comme suit :

- **Zone 1** : La figure 3.9(b) a été obtenue pour une fréquence de 77GHz. Dans cette zone, la température radiative est supérieure à la température électronique. Comme  $T_{rad} \propto \int S_{\omega} e^{-\tau} d\tau$ , et que  $e^{-\tau}$  est encore nul à la résonance et devient grand lorsque le terme source ne se situe plus à la résonance mais est plus élevé, il est compréhensible que  $T_{rad}$  soit plus grand que  $T_e$ .



(a) Profils de température

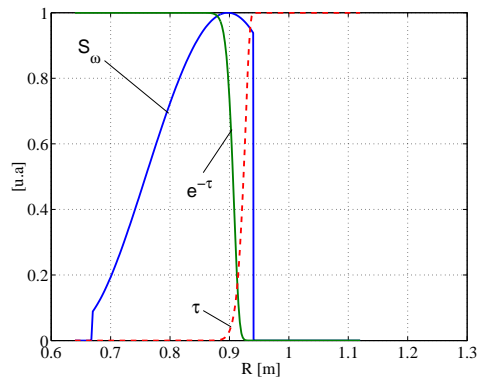
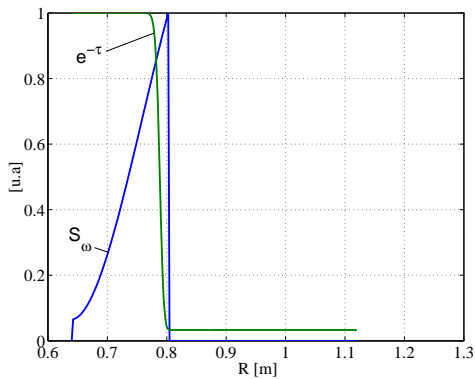
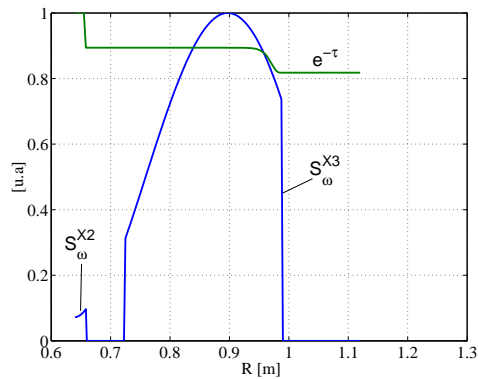
(b) Zone 1,  $f = 77$  GHz(c) Zone 2,  $f = 90$  GHz(d) Zone 3,  $f = 110$  GHz

FIG. 3.9 – Résultats provenant du code de rayonnement ECE : (a) : Profils de température électroniques (trait plein) et simulé par le code (cercle). (b)(c)(d) : Représentation du terme source  $S_\omega$  normalisé à 1 et du terme  $e^{-\tau}$  pour trois fréquences correspondant à une position appartenant à chacune des zones (cercles en gras sur la figure (a)).

- **Zone 2** : La figure 3.9(c) a été obtenue pour une fréquence de 90GHz. Dans cette zone, la température radiative est inférieure à la température électronique. En effet,  $e^{-\tau}$  vaut 1 pour une valeur de  $S_\omega$  plus petite que sa valeur à la résonance.
- **Zone 3** : La figure 3.9(d) a été obtenue pour une fréquence de 110GHz. Dans cette zone, la divergence entre  $T_{rad}$  et  $T_e$  est due à deux effets. Premièrement nous sommes influencés par le rayonnement provenant de la troisième harmonique au bord du plasma du côté bas champ. Deuxièmement, la valeur de  $\tau$  est faible ( $\tau < 1$ ) et donc  $e^{-\tau}$  ne vaut pas forcément 1. Ces deux effets ont tendance à renforcer l'intensité de l'émission par rapport à celle du corps noir.



# Chapitre 4

## Radiométrie ECE sur TCV

Les premières mesures de l'émission cyclotronique électronique provenant de plasma confinés magnétiquement ont été effectuées sur des plasmas dont l'épaisseur optique  $\tau \ll 1$ [34, 35]. Pour de tels plasmas, l'émission totale est simplement la somme de l'émission individuelle de tous les électrons. Ces travaux ont, entre autre, permis de montrer que la formule de Schott-Trubnikov (voir équation 3.82) prédit correctement l'émission à une particule. Les premières mesures de l'émission cyclotronique électronique effectuées sur des plasmas suffisamment denses pour permettre une réabsorption de l'ECE des électrons par le plasma ont été faites par Costley *et al.*[36] en 1974. Dans le même temps, le potentiel de diagnostic de l'ECE a été réalisé[32] et depuis des mesures de l'ECE sont effectuées sur quasiment tous les tokamaks.

Les systèmes de détection de l'émission cyclotronique électronique existant peuvent se diviser en deux catégories principales : les appareils quasi-optiques et ceux se basant sur des techniques micro-onde classique. Dans la première catégorie on trouve des interféromètres de Michelson et des spectromètres à grille[36, 37, 38] et dans l'autre les systèmes hétérodynes[39, 40, 41, 42, 43, 44].

La mesure du profil de température électronique le long d'un rayon du plan équatorial d'un plasma dans un tokamak est de loin l'application la plus étendue de la radiométrie hétérodyne ECE. Elle permet une résolution spatiale typiquement de l'ordre du centimètre et temporelle de l'ordre de plusieurs dizaines de kHz. La mesure de température est néanmoins restreinte aux cas où l'épaisseur optique de l'harmonique de  $\Omega_{ce}$  considérée est plus grande que 3 (plasma optiquement épais) et où la densité électronique est inférieure à la densité de coupure. A de telles fins, et avec des antennes situées du côté bas champ, de nombreux tokamaks en sont équipés, tels que ASDEX-Upgrade[45], JET[39, 46], Tore Supra[40], TEXTOR[47], RTP[48]. Cependant, des mesures de température ont été aussi déduites de mesures de l'ECE de la troisième harmonique pour laquelle le plasma est optiquement mince[49]. D'autres conditions d'observation sont aussi utilisées comme par le côté haut champ[48, 50, 51] ou le long d'une corde de visée verticale[52] avec un champ magnétique constant dans le but d'obtenir des informations sur la fonction de distribution électronique.

Dans ce chapitre, nous rappellerons brièvement l'application de la radiométrie ECE hétérodyne comme diagnostic de mesure de température électronique et nous décri-

rons en détail le radiomètre installé sur TCV avec ses lignes de visée placées du côté haut champ de la chambre à vide de TCV.

## 4.1 Application de l'ECE comme diagnostic de mesure de la température électronique

Une des caractéristiques principales des plasmas de tokamak du point de vue de l'ECE est que le champ magnétique toroïdal  $B_\phi$  est inversement proportionnel au grand rayon  $R$  du tore et est presque constant le long d'une corde verticale :

$$B_\phi(R) \cong \frac{B_0 R_0}{R} \quad (4.1)$$

où  $B_0$  et  $R_0$  sont les valeurs du champ magnétique toroïdal et du grand rayon au centre de la chambre à vide. En fait le champ du vide est proportionnel à  $1/R$ . Lorsqu'un plasma est créé, deux effets vont modifier la valeur du champ par rapport au cas du vide : l'effet diamagnétique et l'effet paramagnétique. L'effet diamagnétique, dû au mouvement de giration des particules autour des lignes de champ, tend à diminuer la valeur du champ du vide. L'effet paramagnétique, dû au champ magnétique créé par le courant de plasma ayant une composante poloïdale tend à augmenter le champ du vide de l'ordre du %. Ces effets seront pris en compte dans le calcul du champ magnétique dans le tore.

Si nous considérons une ligne de visée horizontale traversant le plasma, la fréquence cyclotronique électronique le long de cette ligne est donc spatialement dépendante i.e.  $\Omega_{ce} = \Omega_{ce}(R)$ . Ainsi, pour une fréquence d'émission donnée, la condition de résonance est satisfaite en un point particulier. Il est donc possible d'obtenir des informations spatialement dépendante en analysant le spectre de l'ECE.

### 4.1.1 Détermination de $T_e$

Pour mesurer la température électronique d'un plasma en équilibre thermodynamique, i.e. possédant une fonction de distribution des particules Maxwellienne, à partir de l'émission des ondes cyclotroniques électroniques, le point essentiel est que le champ magnétique soit spatialement dépendant. Il y a ainsi une relation entre la fréquence émise ou absorbée et la position  $R$  à laquelle se produit cette émission ou cette absorption. Ceci implique pour la condition de résonance pour la  $m$ -ième harmonique de  $\Omega_{ce}$

$$\Omega_m = m \frac{\Omega_{ce}(R)}{\gamma} = m \frac{|q|B(R)}{\gamma m_e} \quad (4.2)$$

Il est nécessaire de distinguer la température électronique  $T_e(R)$  de la température de rayonnement  $T_{rad}(R)$  définie par l'équation 3.102. Si  $B_{BB}(\omega)$  est l'intensité du corps noir nous avons l'équation C.3 :

$$B_{BB}(\omega) = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} k_B T_e(R) \quad (4.3)$$

alors que si  $I_\omega$  est l'intensité du rayonnement émise par le plasma on a

$$I(\omega) = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} k_B T_{rad}(R) (1 - e^{-\tau_0}) \quad (4.4)$$

où  $\tau_0$  est l'épaisseur optique totale. Si la fonction de distribution des électrons est Maxwellienne,  $T_e(R) = T_{rad}(R)$ . Si de plus l'absorption est suffisante (cas optiquement épais),  $I(\omega) = B_{BB}(\omega)$ . D'un point de vue expérimental, nous définirons la température ECE par :

$$I(\omega) = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} k_B T_{ece}(R) \quad (4.5)$$

Si l'absorption est suffisante (cas optiquement épais),  $T_{ece}(R) = T_e(R)$ . Par contre si l'épaisseur optique  $\tau_0$  n'est pas suffisante, les deux températures ne sont plus équivalentes et nous avons alors

$$\frac{T_{ece}(R)}{T_e(R)} = \frac{I(\omega)}{B_{BB}(\omega)} = (1 - e^{-\tau_0}) \quad (4.6)$$

Si de plus nous voulons tenir compte des réflexions du rayonnement sur les parois de la chambre, nous pouvons écrire

$$\frac{T_{ece}(R)}{T_e(R)} = \frac{I(\omega)}{B_{BB}(\omega)} = \frac{(1 - e^{-\tau_0})}{(1 - R_{refl} e^{-\tau_0})} \quad (4.7)$$

avec  $R_{refl}$  le coefficient de réflexion des parois de la chambre à vide. Ceci est bien sûr une approximation dans le but de simuler les effets des parois sur la propagation du rayonnement. Dans la réalité, les tuiles de carbone couvrant la majeure partie de la paroi ont une géométrie compliquée[6], le plasma est de taille finie, le faisceau de l'antenne est divergent et il est généralement difficile d'apporter une correction exacte à l'équation 4.6.

Bien sûr, pour calculer le rayonnement effectivement incident sur notre antenne, nous devons tenir compte de l'étendue géométrique de notre système optique. Les résultats obtenus dans l'appendice F nous permettent d'écrire que pour un corps noir de température  $T$ , la puissance reçue  $P_\omega$  par unité de fréquence observée s'écrit alors

$$P_\omega d\omega = \oint_{\Omega} I(\omega) A(\theta, \phi) d\Omega d\omega = k_B T \frac{d\omega}{2\pi} \quad (4.8)$$

Ainsi, pour une bande de fréquence  $\Delta\omega$ , la puissance reçue dans cette bande s'écrit

$$P_{\Delta\omega} = k_B T \frac{\Delta\omega}{2\pi} \quad (4.9)$$

Finalement, en tenant compte de l'épaisseur optique du plasma et du coefficient de réflexion des parois, nous pouvons écrire

$$k_B T_{ece} = \frac{2\pi P_{\Delta\omega} (1 - R_{refl} e^{-\tau_0})}{\Delta\omega (1 - e^{-\tau_0})} \quad (4.10)$$

## 4.2 Radiométrie hétérodyne

De manière générale, un radiomètre hétérodyne permet de diviser un signal Radio-Fréquence (RF) de largeur de bande  $B$  en  $n$  bandes  $\Delta B$  plus petites et de délivrer  $n$  signaux de sortie d'amplitudes proportionnelles à la puissance contenue dans chaque bande. Dans les tokamaks, la radiométrie s'utilise surtout pour l'analyse du rayonnement cyclotronique électronique à la première ou à la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique électronique. Il est utile de noter que pour des raisons historiques, nous utilisons le terme de première harmonique au lieu d'harmonique fondamentale. Sur TCV, les fréquences relatives à la fondamentale du rayonnement cyclotronique électronique vont de 30 à 60GHz. A ces fréquences déjà il est difficile de trouver des composants tels qu'amplificateurs, filtres, diodes : il est nécessaire de travailler à plus basses fréquences : on doit faire de l'hétérodyne.

### 4.2.1 Technique d'hétérodyne

Le schéma typique de l'hétérodyne est présenté sur la figure 4.1. Les composants principaux sont un **mélangeur** et un **oscillateur local (LO)**. Le principe est le suivant[53, 54] : le mélangeur est généralement formé d'un élément dont la caractéristique  $I - V$  est non-linéaire (diode semi-conductrice). Si on applique à cet élément la somme de deux tensions sinusoïdales de fréquences proches  $f_{RF}$  et  $f_{LO}$ , le courant  $I$  de la diode possède alors des composantes à toutes les fréquences  $|mf_{RF} + nf_{LO}|$ ,  $m$  et  $n = \pm 0, 1, 2, \dots$ . Dans notre cas, la composante intéressante est  $|f_{RF} - f_{LO}|$  qu'un simple filtre passe-bas en sortie nous permet de sélectionner. Nous obtenons alors un signal de plus basse fréquence que les signaux d'origines.

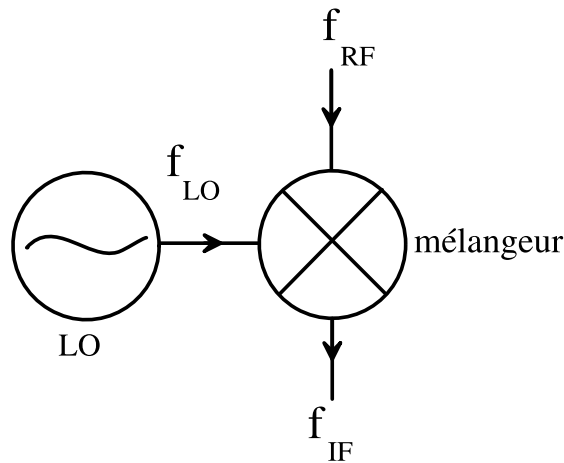


FIG. 4.1 – Représentation schématique de l'hétérodyne.

Supposons maintenant que nous avons un signal RF de bande fréquentielle  $B = [f_1 \rightarrow f_2]$ . Nous utilisons un oscillateur local qui est une source RF capable de fournir en sortie un signal RF de fréquence fixe  $f_{LO}$ . En mélangeant nos deux signaux dans le mélangeur, nous aurons, après un filtre passe-bas approprié, un signal de Fréquence

Intermédiaire (IF) de bande fréquentielle  $B' = [(f_1 - f_{LO}) \rightarrow (f_2 - f_{LO})]$ .

La plupart des composants IF tels que filtres et amplificateurs sont généralement conçus pour des fréquences entre 2-20GHz. Ainsi, si nous voulons travailler avec un seul LO, nous analyserons une bande fréquentielle de 18GHz, avec deux LO, une bande de 36GHz etc.

### 4.3 Le radiomètre ECE sur TCV

Une des raisons pour laquelle la radiométrie ECE est fortement représentée sur les tokamaks pour mesurer le profil de température électronique est qu'elle est une mesure passive permettant une mesure locale de la température avec une haute résolution temporelle et un faible coût. Comme nous l'avons discuté précédemment (section 3.6), une mesure de température est possible à condition que l'épaisseur optique du plasma le long de la ligne de visée ECE soit suffisamment grande de manière à pouvoir identifier la température radiative avec la température électronique. L'épaisseur optique dépend fortement de la température et de la densité (tableau 3.2) ainsi que du mode de propagation (O ou X) et de l'harmonique de  $\Omega_{ce}$  considérée. De plus, nous devons éviter de travailler à des fréquences pouvant être sujettes à des coupures.

#### 4.3.1 Choix de la bande fréquentielle d'utilisation

Avec les paramètres typiques de TCV, on remarque facilement que l'émission à la première harmonique de  $\Omega_{ce}$  en mode X ou O n'est pas possible à cause des coupures  $\omega_{pe}$  et  $\omega_D$ . Par contre, la seconde harmonique est libre de coupure en mode O. Pour le mode X aussi à condition de travailler en-dessous de  $n_e(0) = 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  sinon on subit la coupure  $\omega_D$  (cf. paragraphe 3.2.5). Malheureusement, à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  le plasma est optiquement transparent pour le mode O. Reste le mode X pour lequel le plasma est optiquement épais. Les harmoniques supérieures étant moins absorbantes, nous avons donc décidé de considérer la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique électronique en mode extraordinaire.

Finalement pour subir le moins possible la coupure  $\omega_D$  nous avons décidé de positionner les antennes de réceptions des ondes EC du côté haut champ (HFS) magnétique et non pas bas champ (LFS) comme ça se fait généralement.

Sur TCV nous travaillons avec des champs magnétiques  $B_0$  (au centre) variant entre 1.3 à 1.5 Tesla et généralement à  $B_0 = 1.45\text{T}$  en présence de chauffage ECH. Avec les paramètres de TCV,  $R_0 = 0.88\text{m}$  et  $a = 0.24\text{m}$ , la bande d'émission de  $2 \cdot \Omega_{ce}$  sur TCV du côté haut champ s'étend de 72.8 à 118.2 GHz (cf. figure 4.2 ainsi que le tableau 4.1). En fait, cette gamme fréquentielle est trop grande pour permettre de travailler avec seulement deux LO dans la bande IF de 2-20GHz. Nous travaillerons donc de **78.475 à 114.475GHz** ce qui représente une bande de 36GHz.

$B_0$ [T]	$f_{Max}$ [GHz]	$f_{Centre}$ [GHz]
1.3	102.5	72.8
1.4	110.4	78.4
1.43	112.7	80.1
1.47	115.9	82.3
1.5	118.2	84.0

TAB. 4.1 – Valeurs de  $2 \cdot \Omega_{ce}$  au centre de TCV et au bord côté HFS pour les champs magnétiques  $B_0$  donnés.

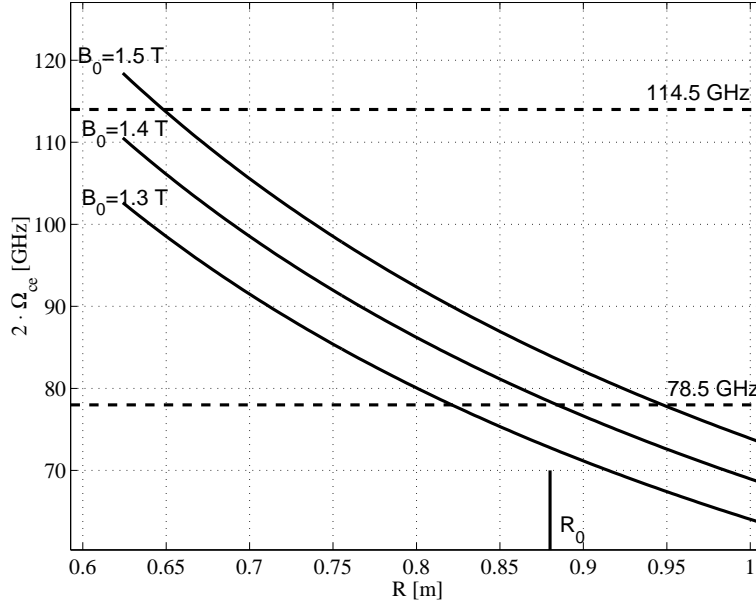


FIG. 4.2 – Représentation de la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique électronique sur TCV pour trois valeurs de champ magnétique (1.3, 1.4 et 1.5T).

### 4.3.2 Schéma d'ensemble

Le radiomètre a été réalisé par une entreprise de composants micro-ondes Russe, ELVA-1[55]. La figure 4.3 représente schématiquement le radiomètre. Le radiomètre est super-hétérodyne car il possède deux étages comportant des oscillateurs locaux. Le signal RF provenant du plasma est d'abord divisé en deux signaux équivalents par un coupleur directif de -3dB. Chaque signal passe à travers un filtre passe haut ne laissant passer que la bande passante de fréquence supérieure à la fréquence de l'oscillateur local situé en aval. Ensuite, chaque signal passe le premier étage de sous-conversions afin d'obtenir en sortie un signal de fréquence intermédiaire (IF) de 2-20 GHz. En sortie, le signal est à nouveau divisé en deux parties égales, chacune pouvant être dirigé vers l'un ou l'autre des deux modules hétérodynes à l'aide de deux commutateurs (voir section 4.3.6).

Chaque module hétérodyne est conçu selon le même principe : après amplification,

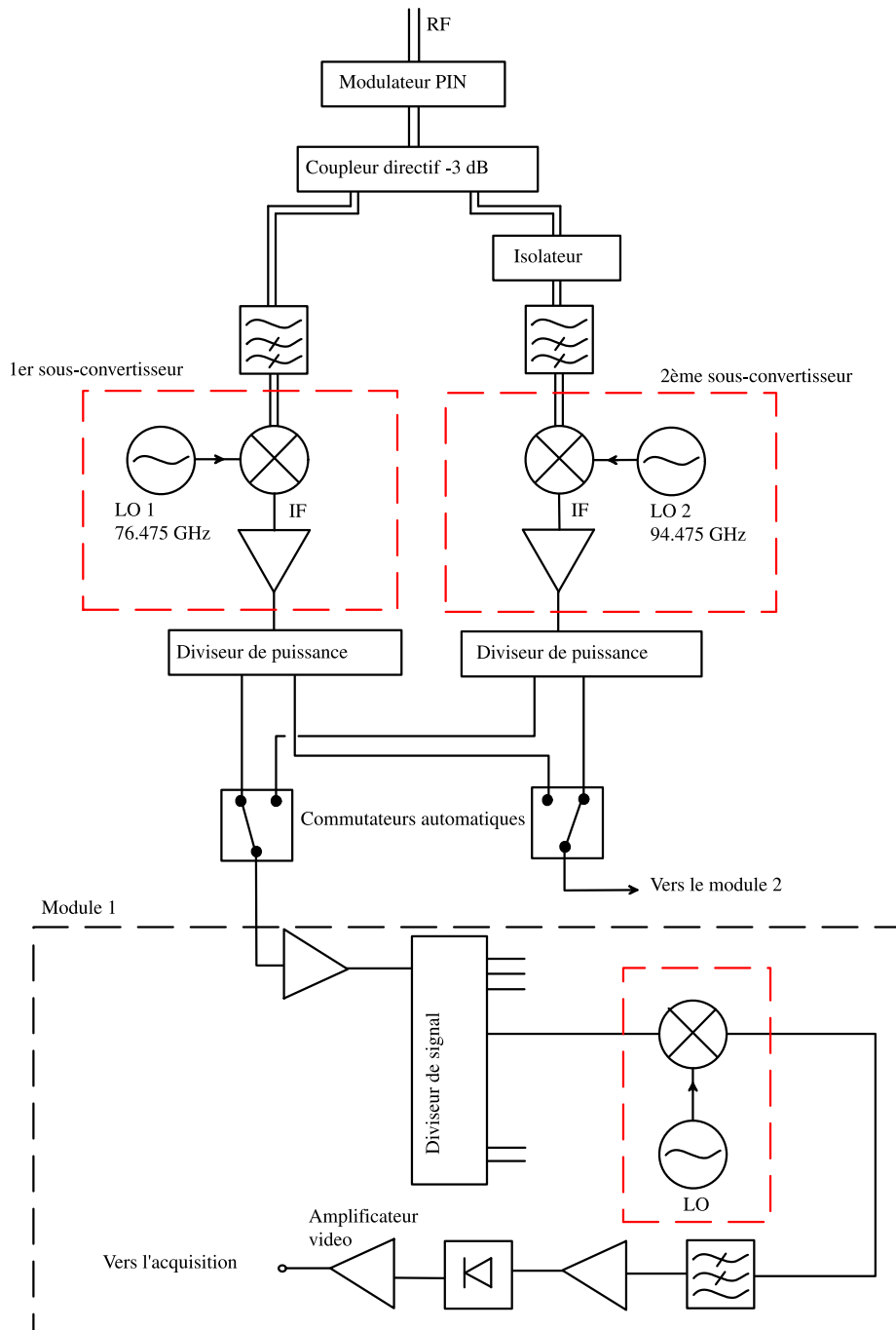


FIG. 4.3 – Figure représentant le radiomètre comportant l'arrivée avec le signal RF provenant directement du plasma, la première partie de sous-conversion du signal, le système de commutateurs et la description d'un des deux modules comportant le second étage de sous-conversion.

le signal est divisé en douze signaux équivalents qui sont alors dirigés vers le second étage de sous-conversion comportant 24 oscillateurs locaux, de fréquences différentes (voir le tableau 4.2). En sortie, chaque signal passe à travers un filtre passe-bas de bande passante de 375MHz, définissant ainsi la bande passante de chaque canal qui est le double de la bande du filtre i.e. 750MHz. Finalement, la puissance dans chaque bande est mesurée par des détecteurs de puissance dont la sortie est amplifiée un amplificateur vidéo de bande passante de 40kHz.

No de canal	Fréquences des LO du module no 1 [GHz]	No de canal	Fréquences des LO du module no 2 [GHz]
12	2.375	13	3.125
11	3.875	14	4.625
10	5.375	15	6.125
9	6.875	16	7.625
8	8.375	17	9.125
7	9.875	18	10.625
6	11.375	19	12.125
5	12.875	20	13.625
4	14.375	21	15.125
3	15.875	22	16.625
2	17.375	23	18.125
1	18.875	24	19.625

TAB. 4.2 – Valeurs des fréquences des oscillateurs locaux du second étage d'hétérodynage.

### 4.3.3 Oscillateurs locaux

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.4, la bande fréquentielle de **78.475 à 114.475GHz** est sous-convertie avec deux oscillateurs locaux de fréquence différentes mais dont la bande IF est pour les deux de 2-20GHz. Ainsi :

- LO1 = 76.475GHz. La bande fréquentielle IF de 2-20GHz correspond à la bande RF de 78.475-96.475GHz.
- LO2 = 94.475GHz. La bande fréquentielle IF de 2-20GHz correspond à la bande RF de 96.475-114.475GHz.

La figure 4.4 nous indique la disposition fréquentielle de ces éléments.



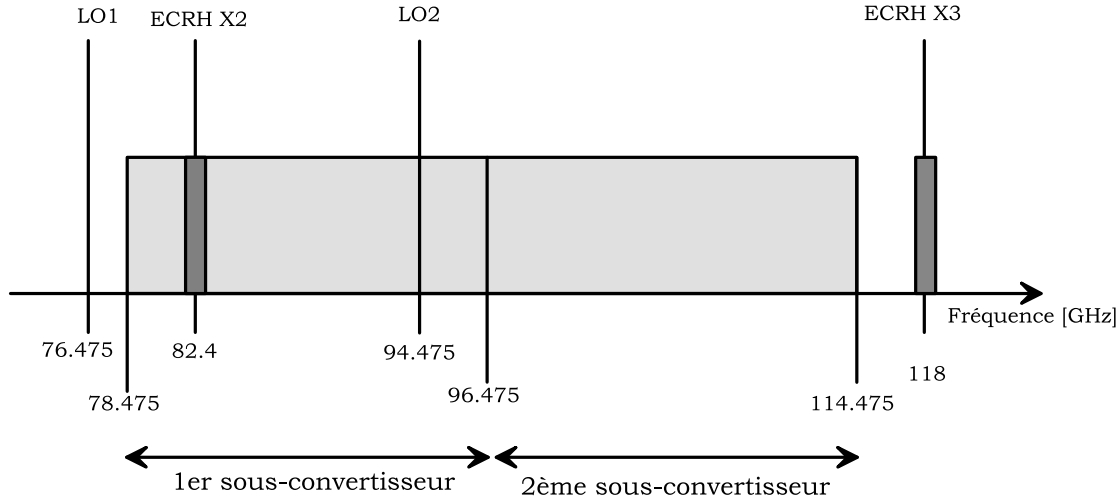


FIG. 4.4 – Schéma de la disposition fréquentielle des oscillateurs locaux et des fréquences de fonctionnement des gyrotrons par rapport à la bande fréquentielle du radiomètre.

#### 4.3.4 Nombre de canaux

Le nombre de canaux en sortie du radiomètre est de 24. La bande passante de chacun est de  $\Delta f = 750$  MHz. Remarquons que nous avons divisé notre bande de 36 GHz en 48 parts de 750 MHz et non-pas en 24 parts de 1.5 GHz. Ceci afin d'avoir le choix entre plusieurs modes de résolution spatiale comme décrit ci-dessous au paragraphe 4.3.6.

#### 4.3.5 Résolution spatiale

La résolution spatiale  $\Delta R$  de chaque canal pour la fréquence  $f$  est déterminée par la formule suivante :

$$\Delta R = R \frac{\Delta f}{f} = \frac{m}{2\pi} \frac{qB_0 R_0}{m_e f^2} \Delta f \quad (4.11)$$

Ainsi, pour un champ magnétique de 1.45T, nous avons une résolution spatiale au bord de l'ordre de 4mm. Au centre, la résolution spatiale sera de 8.5mm.

#### 4.3.6 Commutateurs

Un des aspects importants de ce radiomètre est le système de commutateurs de la figure 4.3 qui peut permettre de lier les signaux sortant du premier étage de sous-conversion à l'un ou l'autre ou les deux modules. Nous avons alors quatre configurations possibles :

- **Configuration A** : lorsque seuls les signaux provenant du LO2 vont sur les modules 1 et 2, nous avons une configuration qui nous permet d'obtenir 24 canaux sur la bande fréquentielle de **96.475-114.475 GHz**, i.e. sur le demi-rayon du plasma du côté HFS de manière continue.

- **Configuration B** : lorsque seuls les signaux provenant du LO1 vont sur les modules 1 et 2, nous avons une configuration qui nous permet d'obtenir 24 canaux sur la bande fréquentielle de **78.475-96.475 GHz**, i.e. sur le demi-rayon du plasma du côté du centre du plasma de manière continue.
- **Configuration C** : lorsque les signaux provenant du LO1 vont sur le module 1 et les signaux provenant du LO2 vont sur le module 2, nous aurons la configuration classique qui nous permettra d'obtenir un profil de température sur l'ensemble du rayon du plasma côté haut champ. Cependant, la résolution fréquentielle aura des trous de 750 MHz tous les 750 MHz. La gamme de fréquence analysée sera de **79.6-113.725 GHz**
- **Configuration D** : lorsque les signaux provenant du LO1 vont sur le module 2 et les signaux provenant du LO2 vont sur le module 1, nous aurons la configuration qui nous permettra d'obtenir un profil de température sur l'ensemble du rayon du plasma côté haut champ. Cependant, la résolution fréquentielle aura des trous de 750 MHz tous les 750 MHz. La gamme de fréquence analysée sera de **78.475-114.475 GHz**

La figure 4.5 nous donne la disposition fréquentielle des deux modules hétérodynes en nous indiquant la fréquence de chaque oscillateur local de cette partie du radiomètre.

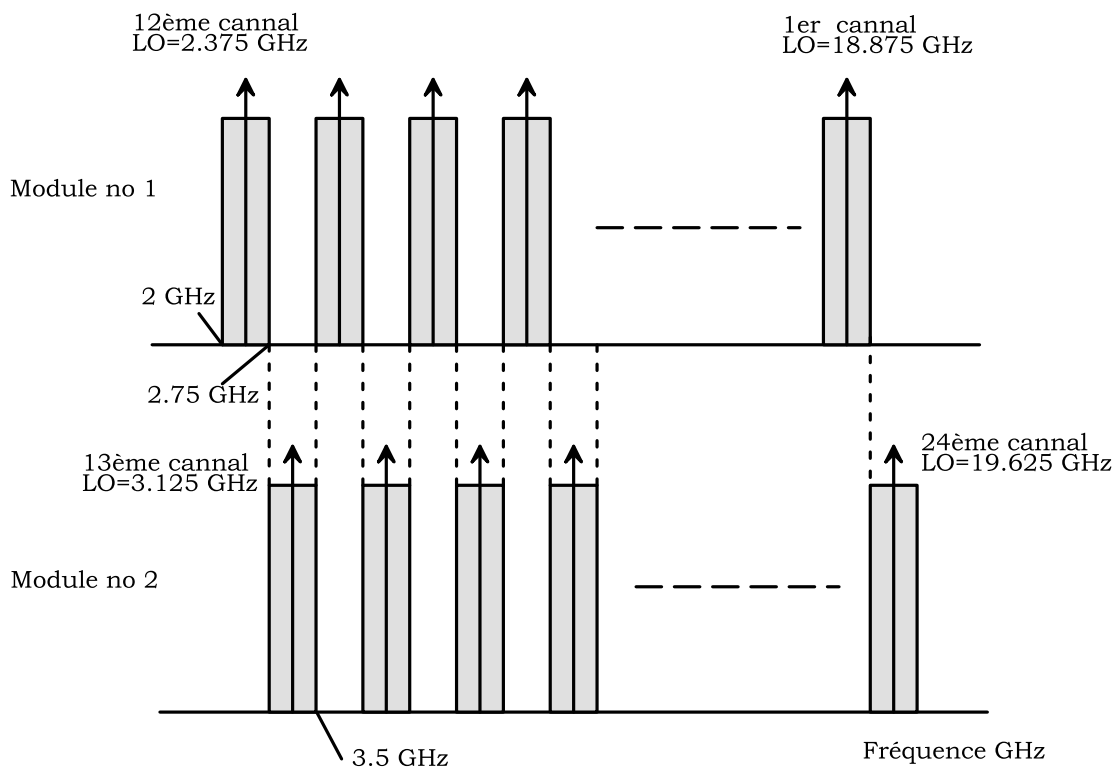


FIG. 4.5 – Figure représentant la disposition fréquentielle des oscillateurs locaux des deux modules hétérodynes. Les rectangles gris représentent la résolution fréquentielle de chaque canal. La largeur de bande de chaque canal est de 750MHz.

### 4.3.7 Etendue dynamique

Nous voulons pouvoir mesurer des plasmas avec des températures de 100eV (bord) à 10keV (centre). Comme la puissance totale reçue par une antenne complètement entourée par un corps noir de température  $T_e$  s'écrit (voir appendice F) :

$$P = \Delta f k_B T_e \quad (4.12)$$

la gamme de puissance récoltée à l'entrée du guide est de  $2.8 \cdot 10^{-7}$  à  $5.7 \cdot 10^{-5}$  W i.e. de  $-35$  à  $-13$  dBm<sup>1</sup>. Nous avons supposé des pertes de l'ordre de  $-10$  dB entre le miroir et le coupleur directif de  $-3$  dB. On peut ainsi estimer que la puissance à l'entrée des LO est de  $-48$  à  $-26$  dBm. Ainsi la dynamique de notre système doit être de 22 dB au minimum. Pour calculer les pertes dans les lignes entre les antennes et les LO, nous avons tenu compte des atténuations suivantes :

- Environ 1 m de guide d'onde rectangulaire monomode WR-10<sup>2</sup> (-2.5 dB d'atténuation (voir l'appendice E))
- Deux (à chaque extrémité de la ligne) transitions de rectangulaire WR-10 à circulaire de diamètre 0.165 pouces (-0.5 dB)
- L'interface vide-extérieur comportant une feuille de Mylar de 200 $\mu$ m d'épaisseur (atténuation négligeable)
- Une transition circulaire 0.165 pouces à circulaire 1 pouce de diamètre (-0.5 dB)
- Environ 5 m de liaison en guides circulaires surmodés entre le queusot et le radiomètre (-0.1 dB)
- Deux filtres de protection contre la puissance gyrotron (de l'ordre de -6 dB d'atténuation (voir figure 4.6))

### 4.3.8 Acquisition

Le système d'acquisition est un système à 16 bits, modèle ACQ32PCI produit par D-TACQ Solutions Ltd<sup>©</sup> en Ecosse. Il permet l'acquisition parallèle de 32 canaux par cartes au taux d'échantillonnage de 200 kHz. Pour des signaux de sortie du radiomètre d'amplitude  $\pm 10$ V, la résolution en tension vaut  $20\text{V}/2^{16}=0.3\text{mV}$ . Cette valeur est plus petite que la résolution idéale de  $20\text{V}/10\text{keV}=2\text{mV/eV}$ . Idéalement, nous arriverons à prospecter toute la gamme dynamique sans système de gains internes au radiomètre ou de dédoublement de l'acquisition. Dans notre cas, comme la bande passante de nos signaux est de 40 kHz, nous acquérons nos signaux à 80 kHz.

### 4.3.9 Sensibilité

Le rapport signal/bruit idéal est donné par la formule du radiomètre [27, 45] :

$$\frac{T_{rad}}{\Delta T_{rad}} = \sqrt{\frac{\Delta f_{RF}}{\Delta f_{BF}}} \quad (4.13)$$

---

<sup>1</sup>0 dBm=1 mW

<sup>2</sup>Les dimensions internes d'un tel guide sont de 0.1x0.05 pouces

et vaut dans notre cas  $\sqrt{750MHz/40kHz} = 137$ . C'est une mesure de la fluctuation thermique naturelle d'un plasma. Idéalement, la fluctuation de température  $\Delta T_{rad}$  minimale détectable par notre radiomètre sera de  $T_{rad}/137$ . Cette valeur ne tient pas compte du bruit créé par tous les composants du radiomètre tels qu'amplificateurs, coupleurs directionnels, filtres... On remarque cependant qu'une bonne résolution en température peut être atteinte seulement par un long temps d'intégration ou par une faible résolution radiale (i.e. une haute bande passante RF).

### 4.3.10 Protection gyrotrons

Comme indiqué dans le chapitre 5, le système de chauffage par onde EC de TCV est composé de gyrotrons à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  (X2) ainsi qu'à la troisième (X3). Leurs fréquences d'utilisations sont dans la bande de fréquence du radiomètre :  $f_{X2} = 82.7\text{GHz}$  et  $f_{X3} = 118\text{GHz}$ . La stabilisation de la fréquence des X2 est bonne et varie de 82.7 à 82.5 GHz. Les X3 ont une fréquence moins stable due à la dilatation des cavités résonantes sous l'effet de la chaleur. La fréquence d'émission des X3 varie de 118.1 à 117.6 GHz. Le danger pour le radiomètre est que, suite à une disruption du plasma ou à une mauvaise absorption des ondes par le plasma, une partie de cette puissance rentre dans notre système et détruit les composants les plus fragiles, principalement les mélangeurs qui ne supportent pas une puissance incidente supérieure à 0.1 W.

Essayons d'estimer quelle partie de cette puissance pourrait arriver au radiomètre. En supposant que 4.5 MW de puissance se répartissent de manière uniforme dans toute la chambre (environ 18 m<sup>2</sup> de surface), on peut alors supposer une puissance incidente sur notre guide d'onde de

$$P_{min} = \frac{4.5MW}{18m^2} \lambda^2 \quad (4.14)$$

où nous avons remplacé l'étendue de notre système par le carré de la longueur d'onde  $\lambda^2 \cong 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$  (cf. appendice F). Ainsi,  $P_{min} \approx 3W$ . Une puissance de cet ordre ne devrait toutefois pas être dangereuse tenant compte de l'atténuation du signal estimée à -13dB entre l'antenne de réception ECE et les mélangeurs situés à l'entrée du radiomètre. Si l'on suppose maintenant que le faisceau du gyrotron, qui est de l'ordre de 5cm de diamètre à la sortie du lanceur, arrive après quelques réflexions (10m de trajets environs), avec une bonne directivité sur notre miroir, la puissance reçue est bien supérieure. En effet, en utilisant l'équation D.4, on trouve qu'après 10 mètres de propagation, un faisceau gyrotron de longueur d'onde de l'ordre de 3mm, de taille  $w_0 = 30\text{mm}$  a une demi-largeur de l'ordre de 320mm. Ainsi, pour un gyrotron produisant 500kW de puissance intégralement injectée dans le plasma, la puissance reçue à notre antenne de 7mm de rayon peut atteindre

$$P = 500000 \frac{7^2}{320^2} = 240W \quad (4.15)$$

Une telle puissance serait fatale à notre système. Nous devons donc protéger le radiomètre contre une telle éventualité. Deux systèmes de protection ont été installés :

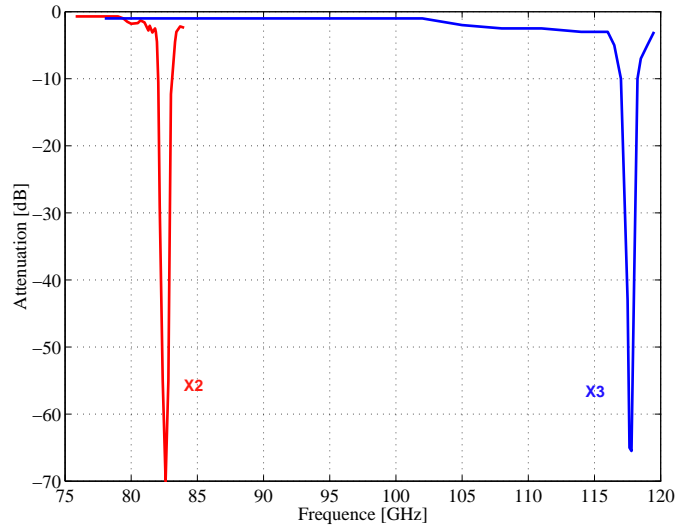


FIG. 4.6 – Figure représentant l’atténuation des filtres X2 et X3 installés sur notre système ECE comme fonction de la fréquence.

- **Première protection :** nous avons utilisé des filtres coupe-bande aux fréquences des gyrotrons. L’atténuation de tels filtres est de l’ordre de  $-70\text{dB}$  ( $240\text{W} = 53\text{dBm}$ ). On a ainsi deux filtres coupes-bandes avant l’entrée du signal dans notre radiomètre dont les caractéristiques sont représentées sur la figure 4.6.
- **Seconde protection :** comme représenté sur la figure 4.7, nous avons installé un coupleur directif de  $-10\text{dB}$  à l’entrée de notre radiomètre afin d’envoyer une partie du signal d’entrée sur un détecteur de puissance. La tension ainsi produite est ensuite amplifiée et envoyée sur un comparateur. Quand la puissance dépasse  $10\text{mW}$ , le comparateur ferme le modulateur PIN et protège ainsi les mélangeurs situés en aval par une atténuation du signal de l’ordre de  $-44\text{dB}$ . Le temps nécessaire à fermer complètement le modulateur PIN est de  $40\mu\text{s}$ . Le modulateur PIN peut aussi être commandé par un signal TTL externe et possède 7 niveaux d’atténuation ( $-3$ ,  $-12$ ,  $-22$ ,  $-28$ ,  $-35$ ,  $-40$  et  $-44$  dB).

## 4.4 Système de réception des ondes EC

Comme la plupart des tokamaks existants, la plus grande partie de la surface intérieure de la chambre à vide de TCV est couverte de tuiles en carbone[6], ceci afin d’éviter au maximum que des impuretés de haut numéro atomique se retrouvent dans le plasma. Concernant le système optique du radiomètre HFS, ceci implique que tous les composants (antennes, miroirs et guides d’ondes) concernant la transmission des ondes doivent être situés entre la colonne centrale et les tuiles ce qui laisse un espace de l’ordre du centimètre. Le système de réception des ondes EC produites par le plasma est composé d’un miroir elliptique qui focalise les ondes sur l’entrée d’un cornet corrugué Gaussien. La corrugation du cornet permet d’obtenir une meilleure directivité du cornet. La transmission se fait par des guides d’ondes

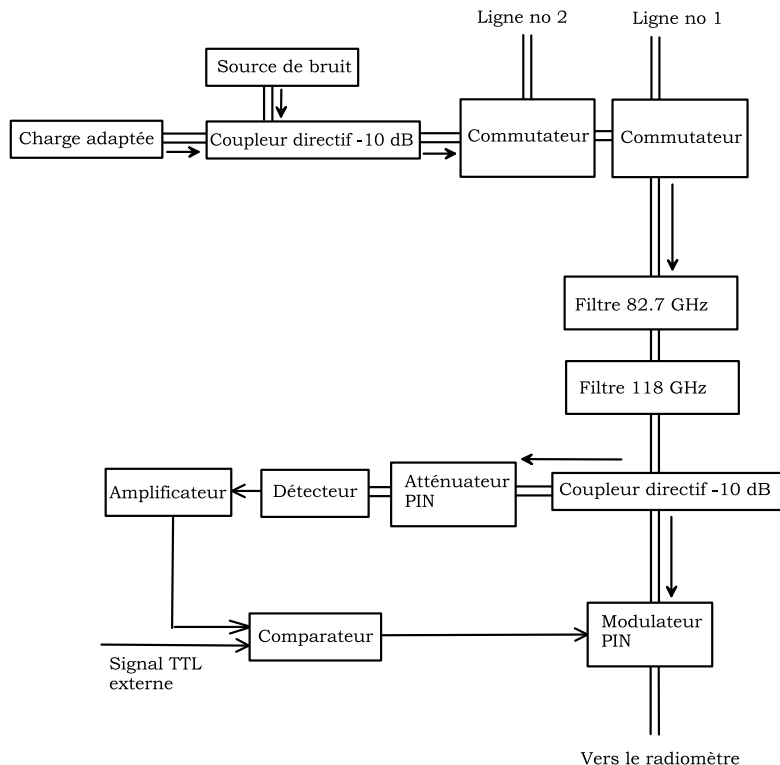


FIG. 4.7 – Schéma du système de protection de la puissance installé sur le radiomètre TCV.

rectangulaires monomodes WR-10 jusqu'à l'interface vide-air située sur la partie supérieure du tokamak. Finalement, la transmission vers le radiomètre se fait avec des guides d'ondes surmodés circulaires. Dans l'annexe G, nous avons plusieurs dessins effectués par les dessinateurs de notre groupe représentant la ligne de visée dans le tore, un éclaté de la transition vide-air et deux dessins représentant une partie des guides surmodés. Passons en revue les caractéristiques des deux lignes de réception installées sur TCV.

#### 4.4.1 Choix du secteur

TCV est divisé toroïdalement en 16 secteurs équivalents de  $22.5^\circ$  chacun. Chaque secteur comporte un nombre différent d'ouvertures appelées queusots offrant différentes géométries d'accès au plasma. Comme le système de chauffage par ondes EC sur TCV produit des ondes à des fréquences comprises dans notre gamme fréquentielle, nous avons vu qu'il fallait nous protéger au maximum de ces sources micro-ondes. Sur TCV, les lanceurs du système de chauffage EC se situent dans les secteurs 1,2,6 et 7. Tenant compte de la disponibilité des queusots restants et voulant nous positionner dans un secteur le plus éloigné possible du système de chauffage EC, nous avons choisi d'installer notre système optique le long de la colonne centrale sur le secteur 15 et de sortir avec les guides d'ondes par le queusot supérieur le plus proche de la colonne centrale de ce même secteur.

## 4.4.2 Lignes de visée

Comme une des caractéristiques de TCV est de pouvoir varier la forme du plasma, les plasmas ne sont pas toujours centrés à la même hauteur. Afin de pouvoir, dans la plupart des cas, utiliser le radiomètre, nous avons choisi d'installer deux lignes de visée horizontales. La première a son miroir elliptique centré en  $Z = 0$  et la seconde en  $Z = 212$  mm. Cette dernière position tient compte du fait que la plupart des plasmas cibles utilisés pour l'étude du chauffage par onde EC du plasma sont centrés en  $Z = 23$  cm. Nous avons donc deux lignes séparées connectées au radiomètre. La sélection de la ligne en fonction de la géométrie du plasma se fait par un commutateur mécanique comme indiqué sur la figure 4.7. La commutation peut se faire entre chaque décharge.

## 4.4.3 Miroir

La réception du rayonnement EC émis par le plasma se fait par réflexion sur des miroirs elliptiques de révolution situés derrière les tuiles de la colonne centrale. Les tuiles ont été percées à cet effet. Ces ellipses de révolution en acier inoxydable ont un foyer au centre de la chambre et l'autre à l'entrée de l'antenne qui est un cornet corrugué gaussien disposé verticalement. Les paramètres de l'ellipse sont  $A = 137.6\text{mm}$ ,  $B = 50.52\text{mm}$ ,  $C = 128.0\text{mm}$ . Un des miroirs est situé à la hauteur  $Z = 0\text{mm}$  et le second à  $Z = 212\text{mm}$ . La distance entre les centres des miroirs et les entrées des cornets est de  $20\text{mm}$  et a été optimisée de manière à ce que la divergence du faisceau après le miroir en direction du plasma soit minimale en tenant compte de l'espace restreint à disposition. Les deux lignes de visée de notre système final sont représentées sur les figures 4.8(a) et (b). Sur la figure (a), nous avons aussi représenté la propagation de la radiation pour une fréquence de  $80\text{GHz}$  dans l'approche de l'optique Gaussienne décrite dans l'appendice D. Avec l'équation D.11 nous obtenons que la focale de notre miroir est de  $18\text{mm}$ . La taille de notre faisceau Gaussien après réflexion sur le miroir est de  $6.9\text{mm}$  à  $80\text{GHz}$  et  $5\text{mm}$  à  $110\text{GHz}$ . Le rayon du faisceau Gaussien au centre de la chambre est de  $40\text{mm}$  pour ces deux fréquences.

## 4.4.4 Cornets corrugués gaussiens

Les cornets corrugués, fabriqués par l'entreprise américaine Millitech, sont en acier inoxydable 303 avec les caractéristiques d'usine suivantes :

- **Lobes Latéraux (dB)** :  $-25$  dB
- **Gain (dBi)** :  $17.7$  dBi
- **Largeur de faisceau à  $-3\text{dB}$**  :  $25^\circ$
- **VSWR** :  $1.353 : 1$

Les termes de gain et de VSWR sont définis à l'appendice F. Un VSWR de  $1.353 : 1$  signifie qu'environ  $2.2\%$  de la puissance incidente sur l'antenne est réfléchi. A l'aide d'une source micro-onde (diode Gunn) à la fréquence de  $117\text{GHz}$  branchée sur notre cornet, nous avons mesuré expérimentalement le profil du rayonnement

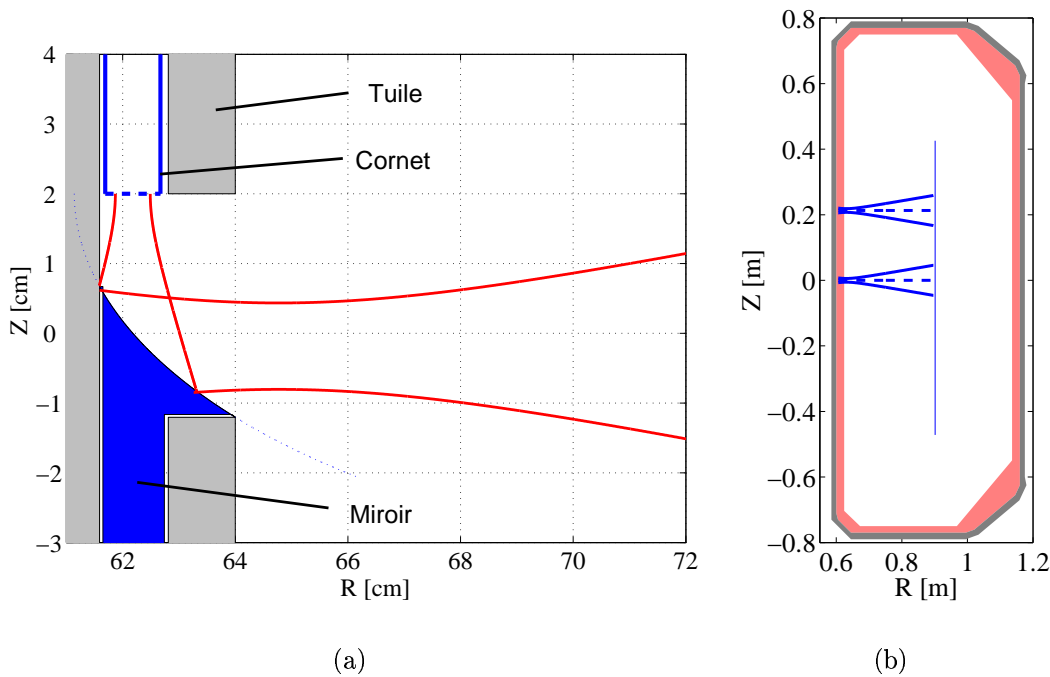


FIG. 4.8 – (a) : Dessin dans un plan poloïdal du cornet gaussien, du miroir et des tuiles avec la propagation d'un faisceau. (b) : Faisceau gaussien de notre système miroir+cornet dans TCV.

en sortie du cornet. Pour ce faire, nous avons utilisé un bras articulé permettant un balayage x-y d'un plan de 10x10 cm sur lequel nous avons disposé un cornet de réception lié à une diode IMPATT mesurant la puissance reçue. La distance entre le cornet ECE et le cornet de réception est de 10cm. Le profil 3D se trouve sur la figure 4.9(b). Sur la figure 4.9(a) on a représenté le profil du rayonnement 2D dans un plan passant par le maximum du rayonnement ainsi que le diagramme polaire relatif. On remarque que ce cornet possède une très bonne directivité ainsi qu'un lobe principal de forme gaussienne. Lors de mesures annexes nous avons mesuré l'apparition de lobes latéraux à  $\pm 28^\circ$  pour des puissances relatives d'environ -25dB comme mentionné sur les caractéristiques d'usine.



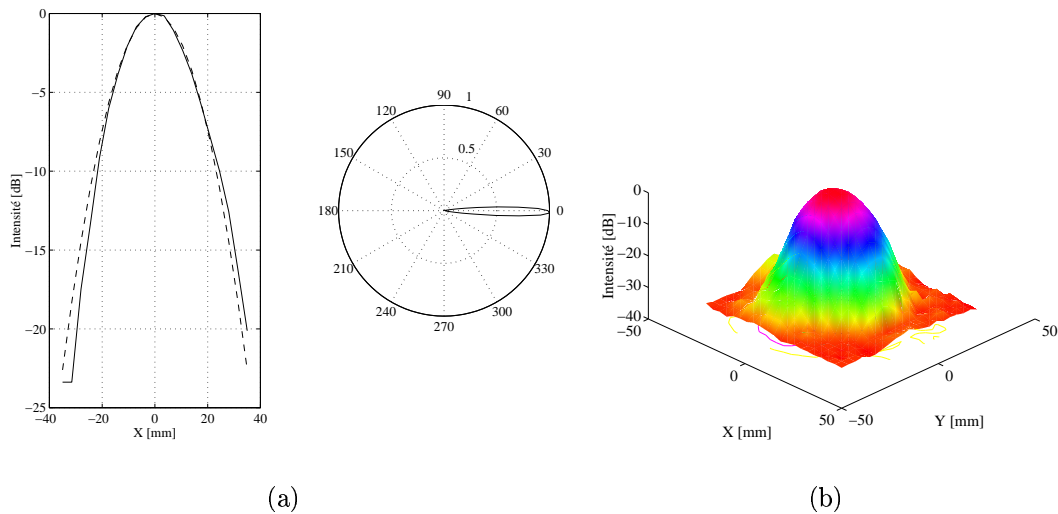


FIG. 4.9 – (a) : Mesure du profil du rayonnement du cornet ECE pour une fréquence de 117 GHz. La courbe en trait-tillé est la courbe théorique pour un cornet gaussien de ce type. Le diagramme de droite est simplement le diagramme de gauche en coordonnées polaires (b) : Profil 3D du rayonnement du cornet ECE pour une fréquence du signal de 117 GHz.

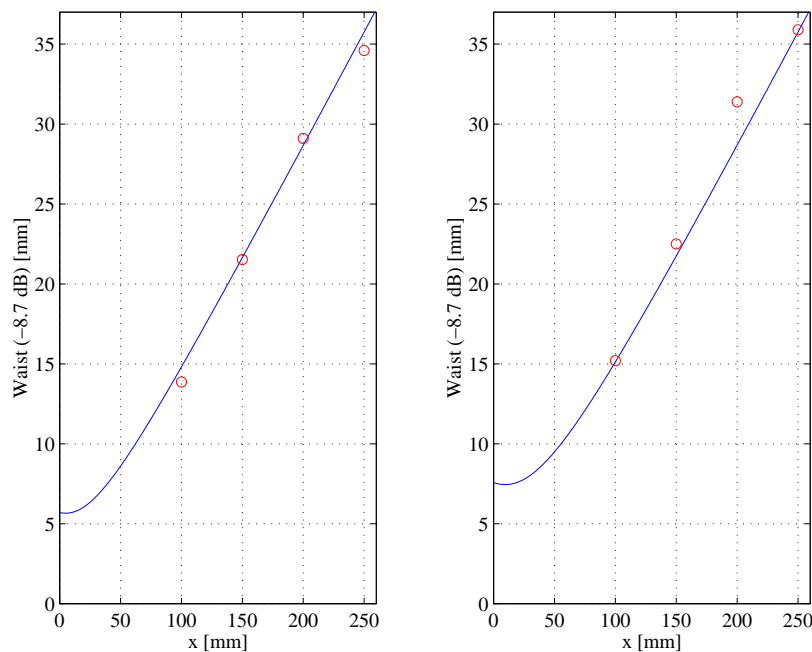


FIG. 4.10 – Comparaison de la demi-largeur expérimentale (o) et théorique (—) du faisceau gaussien réfléchi par le miroir en fonction de la distance au miroir elliptique pour deux fréquences de signal : gauche =  $f=117.0\text{GHz}$  & droite =  $88.1\text{GHz}$ .

### 4.4.5 Caractéristiques du système miroir-cornet

Nous avons mesuré les profils d'intensité de notre système miroir+cornet comme représenté sur la figure 4.8(a). Comme précédemment, nous avons couplé notre cornet corrugué gaussien à une source micro-onde et mesuré l'intensité du rayonnement, après réflexion sur le miroir elliptique, à l'aide d'un cornet de réception lié à une diode IMPATT. Pour quatre distances  $x$  entre le miroir et le cornet de réception, nous avons mesuré la demi-largeur du profil de rayonnement ayant une atténuation de  $-8.7\text{dB}$  (voir appendice D). Les figures 4.10 représentent graphiquement les résultats obtenus pour deux fréquences différentes de  $117\text{GHz}$  et  $88.1\text{GHz}$ . La courbe théorique est calculée en utilisant l'optique gaussienne. On remarque une très bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques. Pour le système cornet+miroir, la mesure du gain nous donne une valeur de  $28 \pm 2 \text{ dBi}$  : le miroir elliptique améliore la directivité de notre système. Pour comparaison, la distance entre le miroir et le centre de la chambre de TCV est de  $255\text{mm}$ .

### 4.4.6 Ligne de transmission

Pour transmettre le rayonnement du cornet vers l'extérieur de la chambre à vide avec la contrainte que tout le système doit se situer entre la colonne centrale et les tuiles de carbone, nous avons dû créer une ligne de transmission formée de guides d'ondes rectangulaires fondamentaux WR-10. Comme nous avons deux miroirs situés dans un même alignement vertical, nous avons deux montages différents :

1. **Miroir central** : après le cornet nous avons du guide fondamental WR-10 jusqu'à la base du miroir supérieur où nous faisons un coude et continuons verticalement jusqu'au queusot.
2. **Miroir supérieur** : après le cornet nous partons parallèlement à l'autre guide jusqu'au queusot

Dans l'appendice G, les dessins G.1 et G.2 représentent les deux guides dans une portion de la chambre à vide de TCV ainsi qu'un éclaté de l'interface vide-air. Au queusot, nous avons une première transition passant du WR-10 à un guide circulaire de  $0.165$  pouces de diamètre. L'interface vide-air se fait par une feuille de Mylar de  $200\mu\text{m}$  d'épaisseur. Puis nous avons une transition du guide circulaire de  $0.165$  pouces vers un guide circulaire d'un pouce de diamètre interne en laiton. Ces transitions ont été conçues et fabriquées par l'IPP de Garching (D). Finalement, nous avons environ  $5$  mètres de guides circulaires en laiton jusqu'au radiomètre (voir figures G.3 et G.4).

## 4.5 Effets limitant l'utilisation d'un radiomètre sur TCV

La possibilité d'obtenir une mesure de la température électronique grâce à l'ECE comme exposé dans la section 4.1 au début de ce chapitre peut être sujette à de

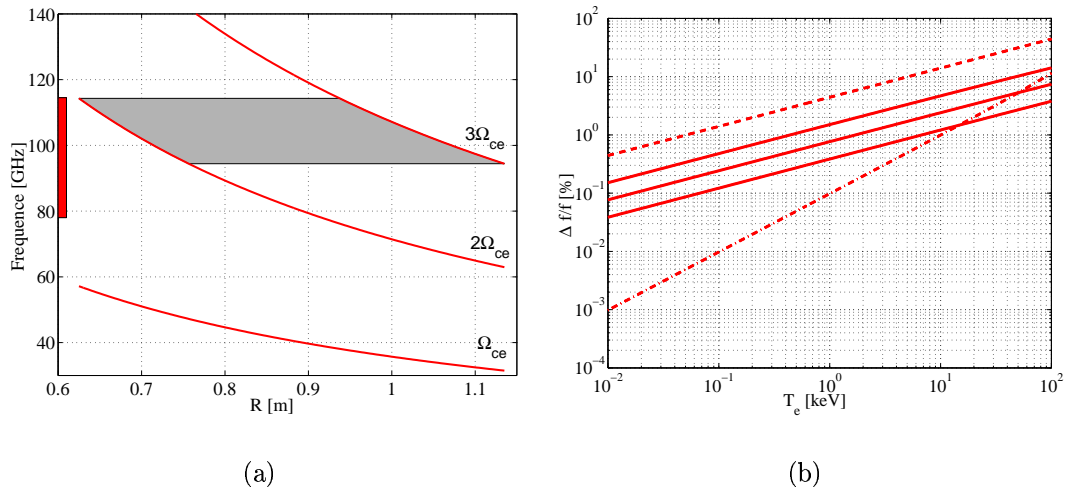


FIG. 4.11 – (a) : Représentation des trois premières harmoniques de la fréquence cyclotronique électronique sur TCV pour un champ magnétique  $B_0 = 1.45\text{T}$ . La zone grise indique la gamme fréquentielle présentant une superposition harmonique. La bande grise verticale représente la bande fréquentielle du radiomètre (b) : Représentation du décalage de Doppler (trait plein) pour des angles  $\theta$  (du bas vers le haut) de  $85^\circ$ ,  $80^\circ$  et  $70^\circ$ , ainsi que du décalage relativiste (.-.-) et de la courbe  $v_{||}/c$  (- -).

nombreuses limitations et complications dans l'application pratique. Passons-les en revue.

#### 4.5.1 Superposition fréquentielle des harmoniques

Le fait que l'émission des ondes cyclotroniques électroniques se fasse à toutes les harmoniques de  $\Omega_{ce}$  amène à une superposition fréquentielle d'émission de ces ondes comme représenté à la figure 4.11(a). On remarque en effet que les fréquences d'émission de la troisième harmonique pour  $r > 0.05\text{m}$  se chevauchent avec la seconde harmonique avec  $-0.1\text{m} > r > -0.25\text{m}$ . Ceci a pour conséquence qu'en travaillant dans la bande de fréquence 78.475-114.475 GHz, nous capterons des ondes de la troisième harmonique provenant du côté bas champ, si cette dernière n'est pas bien absorbée par le plasma.

#### 4.5.2 Limite de résolution : décalages relativiste et de Doppler

##### Le décalage de Doppler

Le décalage de Doppler est observé si la vitesse parallèle des électrons a une composante dans la direction de propagation de l'onde ECE. Idéalement, l'émission est observée perpendiculairement aux lignes de champs magnétiques, mais notre antenne a un angle d'ouverture non nul d'environ  $8^\circ$  ce qui a pour conséquence qu'une partie des mesures aura subi l'influence du déplacement de Doppler. En

supposant que  $\theta$  soit l'angle entre la ligne de champ et la ligne de visée, le décalage de Doppler s'écrit :

$$f_{Doppler} = f \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}} = f \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right) \quad (4.16)$$

Le signe de  $v$  indique si le décalage fréquentiel est une augmentation ou une diminution de la fréquence. Pour une distribution thermique des vitesses, nous utiliserons la vitesse moyenne thermique parallèle à  $\mathbf{B}$ , i.e.  $v_{\parallel} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ .

### Le décalage relativiste

La dilatation du temps relativiste amène à un décalage fréquentiel vers le bas dû à l'augmentation de la masse de l'électron avec sa vitesse cinétique :

$$f_{Relativiste} = f \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = f \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{k_B T_e}{m_e c^2}}} \approx f \left(1 + \frac{1}{2} \frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right) \quad (4.17)$$

Les trois composantes de la vitesse contribuent à ce décalage. Ainsi, plus les électrons ont une grande énergie cinétique, plus leurs fréquences d'émissions sont décalées vers les basses fréquences.

La figure 4.11(b) représente la variations de ces décalages comme fonction de la température électronique. La résolution fréquentielle de notre radiomètre étant de 750 MHz pour des fréquences de l'ordre de 82 GHz et plus, nous aurons une résolution correspondante de  $\Delta f/f = 0.0091 \approx 10^{-2} \approx 1\%$ . Cette résolution est du même ordre que celle du décalage Doppler pour un angle de  $10^\circ$  et une énergie de 2 keV ou du décalage relativiste autour de 10 keV. En dessous de 1 keV, la résolution fréquentielle et donc la résolution spatiale est déterminée par la largeur de bande de notre radiomètre plutôt que par les élargissements de lignes.

### 4.5.3 Epaisseur optique $\tau$

La manière dont est absorbé le rayonnement dans un plasma est déterminée par l'épaisseur optique  $\tau$  du plasma pour le rayonnement considéré. Considérant des épaisseurs optiques finies, on a vu que si  $B_{BB}$  est l'intensité d'émission du corps noir et  $I$  l'intensité réelle on a la relation 4.6 :

$$\frac{I}{B_{BB}} = \frac{T_{rad}}{T_e} = 1 - e^{-\tau} \quad (4.18)$$

Sans réflexion sur les parois de la chambre, une épaisseur optique de  $\tau > 3$  est nécessaire pour mesurer plus de 95% du rayonnement du corps noir. Sur ASDEX-Upgrade, W.Suttrop [45] a remarqué qu'en observant le rayonnement du côté bas champ,  $T_e = T_{rad}$  si  $\tau > 0.3$  seulement, grâce entre autre aux réflexions multiples sur les parois.

Dans le cas du rayonnement cyclotronique électronique à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  dans le mode extraordinaire nous avons dérivé dans la section 3.3 le coefficient

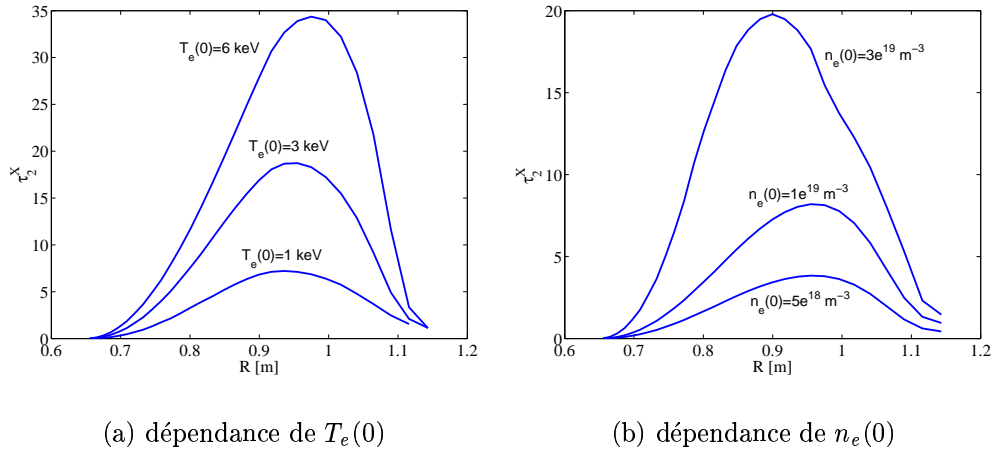


FIG. 4.12 – Épaisseur optique  $\tau_2^X$  pour la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  sur TCV avec  $B_0 = 1.45$  T. Les profils de la température et de la densité sont de la forme  $T_e(r) = T_e(0)(1 - r^2/a^2)^2$  et  $n_e(r) = n_e(0)(1 - r^2/a^2)$  avec  $a$  le petit rayon du plasma. **(a)** :  $n_e(0) = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  pour trois valeurs de température électronique. **(b)** :  $T_e(0) = 2 \text{ keV}$  pour trois valeurs de densité électronique.

d'absorption  $\alpha_2^X(\omega)$  pour une fréquence  $\omega$  donnée. L'épaisseur optique correspondante se calcule par :

$$\tau_2^X(\omega) = \int_0^{L(s)} \alpha_2^X(\omega) ds \quad (4.19)$$

où  $L(s)$  est la longueur du trajet de l'onde à travers le plasma. Avec la correspondance  $\omega = 2qB(R)/m_e \propto 1/R$  pour la seconde harmonique, on peut calculer l'épaisseur optique en chaque point  $R$  du diamètre de TCV pour trois profils de température électronique différents (figure 4.12(a)) et pour trois profils de densité électronique (figure 4.12(b)). Notons que l'épaisseur optique de la troisième harmonique est beaucoup plus faible (d'un facteur 100) que celle de la seconde harmonique. C'est pourquoi nous travaillons avec la seconde harmonique pour laquelle nos plasmas sont optiquement épais, exception faite du bord du plasma.

#### 4.5.4 Effets géométriques

Citons encore quelques limitations. Premièrement, les effets dia- et paramagnétiques peuvent perturber le champ magnétique toroïdal de manière significative ne le rendant plus forcément proportionnel à  $1/R$ . Nous tiendrons compte de ces effets dans le calcul du champ magnétique. Deuxièmement, nous pouvons avoir réfraction du rayonnement dû aux gradients de densités et ainsi avoir des incertitudes sur le lieu d'émission du rayonnement dévié par réfraction. Dans la plupart des décharges analysées dans cette thèse, le centre de la ligne de visée du radiomètre passe à  $\pm 2\text{cm}$  du centre du plasma. Des simulations de propagation du faisceau dans un tel cas de figure effectuées par le code TORAY-GA n'ont montré que des réfractions minimales. Nous n'en tenons donc pas compte lorsque nous calculons la position radiale d'un

canal ECE correspondant à sa fréquence. Troisièmement, comme représenté sur les figures 4.8 et 4.10 et malgré une bonne directivité de nos antennes, nos lignes de visée ne sont pas rectilignes, mais possèdent un angle de divergence du profil de rayonnement de l'ordre de  $\pm 8^\circ$  permettant d'observer le rayonnement décalé par l'effet Doppler. Nous ne tenons pas compte de cet effet dans nos calculs.

## 4.6 Observation du rayonnement suprathermique avec le radiomètre ECE

L'originalité de notre système de radiométrie ECE est d'avoir les antennes de réception du côté haut champs du tore. Cette particularité rend notre système adéquat pour l'étude des électrons non-thermiques présents dans le plasma. En effet, nous verrons (chapitre 6) qu'en chauffant le plasma avec des micro-ondes, on crée des électrons dits suprathermiques : la fonction de distribution des électrons aux hautes énergies n'est plus Maxwellienne. De tels électrons émettent un rayonnement cyclotronique électronique résultant du mouvement de giration autour des lignes de champ mais la fréquence d'émission subit un décalage relativiste important vers les basses fréquences dû à l'augmentation relativiste de leur masse. La fréquence d'émission de tels électrons s'écrit  $\Omega_{ce}/\gamma$  avec  $E = m_e c^2(\gamma - 1)$  où  $E$  est l'énergie des particules considérées. La schématisation d'un tel effet d'un point de vue de la radiométrie ECE est représenté sur la figure 4.13. Plaçons nous à l'endroit  $R_1$  dans

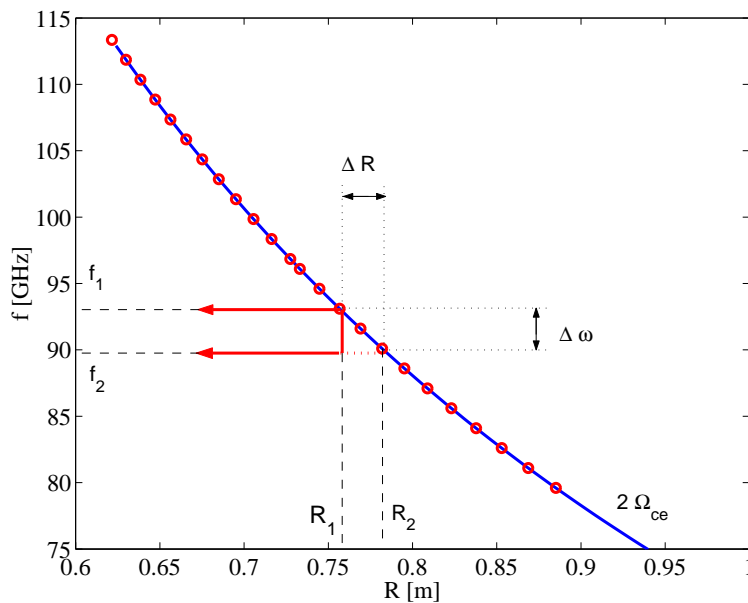


FIG. 4.13 – Représentation de l'effet du décalage relativiste sur l'ECE. Nous avons représenté sur la courbe re présentant  $2 \cdot \Omega_{ce}$  la position des canaux du radiomètre ECE calculé dans le cas du plasma froid.

le plasma correspondant à une fréquence cyclotronique  $f_1$ . Ainsi, un électron dont

l'émission ne subit aucun décalage relativiste émet un rayonnement cyclotronique à la fréquence  $f_1$  qui est immédiatement réabsorbé par le plasma à la résonance cyclotronique électronique  $2 \cdot \Omega_{ce}$ . Le plasma émet alors du rayonnement à cette même fréquence selon la loi du corps noir. Ce rayonnement se propage vers le côté haut champs dans notre antenne. Dans ce cas, une mesure ECE à cette fréquence  $f_1$  donne une mesure de la température locale du plasma. Si les électrons sont suprathermiques, ils ne vont plus émettre à la fréquence  $f_1$  mais à la fréquence  $f_2 = f_1/\gamma < f_1$ . A cet endroit, le plasma n'est plus résonant et le rayonnement se propage vers l'antenne sans être absorbé par la résonance froide  $\Omega_{ce}$ . Un canal du radiomètre ECE à une fréquence donnée  $f_2$  mesure le rayonnement provenant des électrons suprathermiques en  $R_1$  ajouté au rayonnement thermique des électrons se trouvant en  $R_2$ . Le spectre du rayonnement ECE est une superposition du spectre thermique et du spectre suprathermique décalé relativistiquement. L'incertitude sur la localisation de l'émission suprathermique est importante dû à l'incertitude, à priori, de l'énergie des électrons y contribuant, ou, comme nous le verrons, leur distribution assez large en énergie.

## 4.7 Calibrage du radiomètre

La méthode de calibrage la plus courante consiste à utiliser deux corps noirs à des températures différentes, généralement de l'azote liquide et un corps noir chauffé par effet Joule. Les corps noirs sont placés devant l'antenne de réception et leur émissivité est coupée à une fréquence déterminée par un hacheur afin que l'antenne soit illuminée alternativement par le rayonnement du corps noir de la source froide ou chaude et par la température ambiante. Généralement, le corps noir chaud est une céramique chauffée alors qu'un absorbant (Ecosorb) refroidi à l'azote liquide fait office de corps noir froid. Un long temps d'intégration et une différence de température entre le corps noir et la température ambiante d'au moins  $100^\circ$  est nécessaire. La précision d'un tel calibrage est estimée comme étant de l'ordre de 10%. Pour cette méthode de calibrage, on peut se référer à [37, 56, 57] alors que d'autres méthodes faisant appel à d'autres sources émettrices se réfèrent à [58, 59].

Dans notre cas, avec nos miroirs situés sur la colonne centrale du tokamak, il est très difficile d'amener deux corps noirs dans la chambre à vide. De plus, le système optique à l'intérieur de la chambre à vide étant relativement compliqué (voir appendice G), nous n'avons pas dupliqué les lignes de visée afin de simuler hors vide la ligne de transmission se trouvant dans le tore[41]. Dès lors, nous avons décidé de calibrer notre radiomètre avec les profils de température provenant de la diffusion Thomson (cf. paragraphe 2.3.1) lors du plateau de courant de décharges ohmiques spécifiques[48].

### 4.7.1 Calibrage sur les mesures de température provenant de la diffusion Thomson

Si  $T_{TS}$  est la température du plasma mesurée avec la diffusion Thomson, si  $V_{out}$  est la tension de sortie de notre radiomètre, on peut écrire

$$T_{TS} = V_{out} \cdot D_{TS/ECE} \quad (4.20)$$

avec les unités suivantes :

- $T_{TS}$  [eV]
- $V_{out}$  [V]
- $D_{TS/ECE}$  [ $\frac{eV}{V}$ ]

$D_{TS/ECE}$  est donc notre matrice de calibrage relative qui est applicable seulement là où l'épaisseur optique  $\tau \geq 3$  et où nous n'avons pas de superposition harmonique. Dans le cas de TCV, comme nous l'avons discuté dans les sections 4.5.1 et 4.5.3, ceci est vrai partout excepté pour les fréquences des canaux du bord côté haut champ. Au bord, le plasma est optiquement fin pour la deuxième harmonique de  $\Omega_{ce}$ . Calibrer de tels canaux sur Thomson amène à une surestimation de l'intensité ECE d'un facteur  $1/(1 - e^{-\tau_0})$ . Il n'est cependant pas facile de tenir compte de cette correction car les réflexions multiples de l'onde au bord du plasma tendent à augmenter l'épaisseur optique apparente de cette région [45]. Sur TCV, les canaux du radiomètre dont la fréquence correspond à une position  $r/a > 0.7$  analysent du rayonnement provenant d'une région où le plasma est généralement optiquement fin. Le calibrage de ces canaux sera surestimé tendant à augmenter artificiellement la température radiative mesurée par l'ECE lorsque la température électronique augmente par rapport à la température du calibrage. Dans les plasmas types étudiés dans le cadre de cette thèse, la surestimation du facteur de calibration à la position  $r/a = 0.9$  est de l'ordre d'un facteur 5 ( $\tau_0 \approx 0.2$ ).

D'une manière générale, le calibrage du radiomètre s'effectue sur la moyenne des profils de température Thomson sur le plateau de courant lors de la phase ohmique de la décharge. Le diagnostic de diffusion Thomson ayant une résolution temporelle de 0.05s, nous considérons entre trois et quatre profils de  $T_{TS}$  pour le calibrage. Les incertitudes des signaux calibrés du radiomètres proviennent des incertitudes sur la mesure de  $T_{TS}$ .

Pour la suite de ce rapport, nous parlerons aussi bien de fréquence d'un canal du radiomètre que de la position radiale d'un tel canal. Pour un canal du radiomètre de fréquence centrale  $\omega$ , nous calculons la position radiale d'émission du rayonnement correspondant  $R_\omega$  selon l'équation 4.2 :

$$\omega = 2 \frac{eB(R_\omega)}{\gamma m_e} \quad (4.21)$$

où le facteur relativiste  $\gamma$  est calculé avec la température thermique provenant de la diffusion Thomson et le calcul du champ magnétique tient compte des effets dia- et paramagnétiques.



## 4.7.2 Source de bruit

Comme on peut le voir sur la figure 4.7, à l'entrée du radiomètre, nous avons une source de bruit calibrée qui nous permet de calibrer le radiomètre lui-même, sans les lignes de transmissions. Si nécessaire, il est donc possible d'effectuer un calibrage du radiomètre entre chaque plasma. La stabilité de la source est de 0.02dB/degré. La figure 4.14 nous montre la température de bruit de la source en fonction de la fréquence. Dans la pratique, nous n'avons pas utilisé cette source de bruit entre chaque décharge pour calibrer le radiomètre du fait que nous effectuons un calibrage des signaux ECE sur Thomson dans la partie ohmique de chaque décharge.

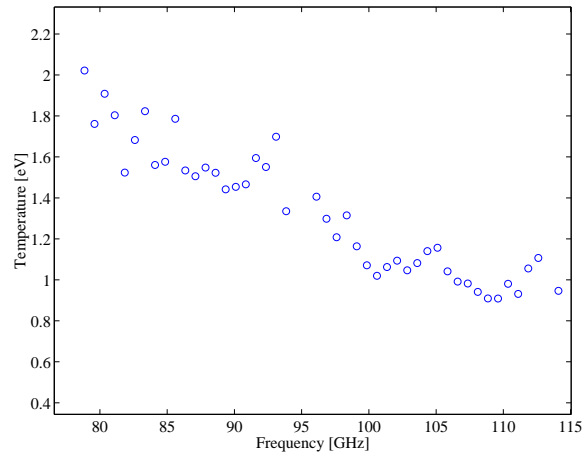


FIG. 4.14 – Température équivalente de bruit de notre source de bruit en fonction de la fréquence de nos canaux ECE.



# Chapitre 5

## Chauffage par ondes cyclotroniques électroniques

Comme exposé au chapitre 3, plusieurs résonances peuvent être utilisées afin d'absorber des ondes dans le plasma à des fins de chauffage additionnel ou de génération de courant. Dans ce chapitre nous décrivons l'injection d'ondes cyclotroniques électroniques utilisant les résonances cyclotroniques à la seconde et troisième harmonique de  $\Omega_{ce}$  en mode extraordinaire. On parle d'injection X2 respectivement X3. L'injection X2 permet un chauffage localisé (Electron Cyclotron Heating (ECH)) ainsi que la génération de courant (Electron Cyclotron Current Drive (ECCD)). Il permet aussi de contrôler le profil de courant ainsi que certains types d'instabilités. Les ondes cyclotroniques électroniques (EC) peuvent être dirigées facilement dans le plasma par des antennes sans problème d'accessibilité et ceci pour des angles d'injections toroïdaux et poloïdaux divers. Le chauffage ECH est également un des moyens de chauffage additionnels considérés pour le projet ITER.

Récemment, la technologie des sources de puissances aux fréquences typiques des ondes cyclotroniques électroniques présentes dans les tokamaks actuels (40-170 GHz) a mis à disposition des sources de haute puissance (0.5 à 1 MW) à longue durée (plusieurs dizaine de secondes) appelées **gyrotrons**[60][61].

Dans les paragraphes suivants nous passerons en revue les principales caractéristiques de l'absorption de telles ondes dans un tokamak et présenterons le système de chauffage présent sur TCV.

### 5.1 Éléments de théorie de la propagation et de l'absorption des ondes EC

L'absorption d'ondes électromagnétiques dans le domaine des fréquences cyclotroniques électroniques dans les tokamaks dépend fortement des paramètres du plasma cible ainsi que du mode de polarisation et de la direction de propagation de l'onde. Nous ne nous intéresserons qu'à la propagation d'ondes proches des fréquences cyclotroniques électroniques en mode extraordinaire. Ainsi, en propagation perpendiculaire par rapport aux lignes de champ magnétique, le champ

électrique de l'onde dans le plasma se situe dans un plan perpendiculaire au champ magnétique et est elliptiquement polarisé. De plus, en dehors des résonances cyclotroniques électroniques, le mode X comporte les deux coupures appelées droite et gauche (équations 3.24 et 3.25) ainsi qu'une résonance à la fréquence hybride supérieure (équation 3.32). Afin de mieux visualiser les régimes d'accessibilité aux résonances cyclotroniques électroniques, on peut utiliser le diagramme CMA représenté sur la figure 5.1 pour une injection perpendiculaire. On remarque claire-

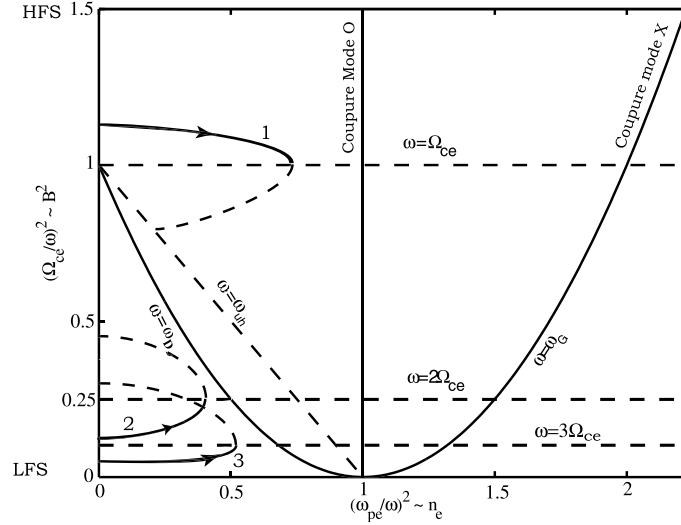


FIG. 5.1 – Diagramme CMA pour les électrons montrant les coupures (—) et les résonances (- - -) pour les modes ordinaires et extraordinaires.

ment que si les ondes EC sont dirigées dans le plasma par le côté haut champ, les résonances  $\Omega_{ce}$  sont facilement accessibles (trajectoire 1). Si l'on veut diriger les ondes EC par le côté bas champ (LFS), on remarque directement que la résonance à la première harmonique de  $\Omega_{ce}$  en mode X est inaccessible car l'onde atteindra d'abord la coupure  $\omega_D$  avant de pouvoir atteindre la résonance  $\Omega_{ce}$ . Par contre les résonances  $2\Omega_{ce}$  (trajectoire 2) et  $3\Omega_{ce}$  (trajectoire 3) le sont à condition de ne pas travailler à trop haute densité sous peine de rencontrer la coupure droite  $\omega_D$ . Notons que pour des fréquences à la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique électronique, nous avons vu (cf. figure 3.3) que sur TCV la coupure de densité  $\omega_D$  au centre a lieu à partir d'une densité électronique de  $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . La résonance  $3\Omega_{ce}$  est quant à elle accessible à plus haute densité que la résonance  $2\Omega_{ce}$  avec une coupure de densité centrale à partir de  $1.2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  pour un champ magnétique de 1.45T.

### 5.1.1 Absorption de l'onde

En ce qui concerne l'efficacité de l'absorption pour le chauffage X2 ou/et X3 en injection perpendiculaire, notons que si nous supposons un équilibre thermodynamique, la fonction de distribution des électrons est une Maxwellienne et l'absorption

est complètement déterminée par sa température et par sa densité locale. Le tableau 3.2 nous indique que l'épaisseur optique  $\tau$  à la seconde harmonique est proportionnelle au produit  $n_e(k_B T_e/m_e c^2)$  alors que pour la troisième harmonique elle est proportionnelle au produit  $n_e(k_B T_e/m_e c^2)^2$ . La fraction de la puissance absorbée  $P_{abs}$  par le plasma par un passage unique de la couche résonante par rapport à la puissance injectée  $P_{inj}$  est donnée par :

$$\frac{P_{abs}}{P_{inj}} = 1 - e^{-\tau} \quad (5.1)$$

où  $\tau$  est l'épaisseur optique du plasma définie par l'équation 3.98. Si maintenant la puissance de chauffage est importante ou si l'injection de l'onde se fait avec un angle toroïdal  $\phi_L$  non nul, le chauffage peut affecter la forme de la fonction de distribution. Dans ce cas, nous devons tenir compte d'équations cinétiques pour calculer le coefficient d'absorption. Dans notre cas, le calcul de la propagation/absorption de l'onde est effectuée par le code par traçage de rayon (ray tracing en anglais) TORAY-GA (voir section 2.3.5). Ce code permet entre autre le calcul du profil spatial de déposition de la puissance, de l'efficacité de l'absorption ainsi que de la génération de courant.

Comme nous l'avons vu avec l'équation 3.82, la condition de résonance d'une onde à la fréquence cyclotronique, ou à un multiple de celle-ci, est exprimée par la fonction de Dirac  $\delta$  et s'écrit :

$$\omega = \frac{m\Omega_{ce}/\gamma}{1 - \frac{v_{\parallel}}{c} \cos \theta} \quad (5.2)$$

ou écrit différemment

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \frac{m\Omega_{ce}}{\gamma} = 0 \quad (5.3)$$

La correction  $k_{\parallel} v_{\parallel}$  est le décalage Doppler tandis que le facteur  $\gamma$  implique un décalage relativiste dû à la correction relativiste de la masse de l'électron. Si on se limite au cas où  $|N_{\parallel}| < 1$ , la condition de résonance décrit des semi-ellipses dans l'espace des vitesses avec  $\mathbf{u} = \gamma \mathbf{v}/c$  :

$$\frac{(u_{\parallel} - u_{\parallel 0})^2}{\alpha_{\parallel}^2} + \frac{u_{\perp}^2}{\alpha_{\perp}^2} = 1 \quad (5.4)$$

avec

$$u_{\parallel 0} = \frac{N_{\parallel}(m\Omega_{ce}/\omega)}{1 - N_{\parallel}^2} \quad (5.5)$$

$$\alpha_{\parallel} = \frac{\sqrt{N_{\parallel}^2 + (m\Omega_{ce}/\omega)^2 - 1}}{1 - N_{\parallel}^2} ; \quad \alpha_{\perp} = \frac{\sqrt{N_{\parallel}^2 + (m\Omega_{ce}/\omega)^2 - 1}}{\sqrt{1 - N_{\parallel}^2}} \quad (5.6)$$

Lors d'injection d'ondes EC perpendiculaire au champ magnétique,  $N_{\parallel} = 0$  et les ellipses de résonances deviennent des cercles comme représenté sur la figure 5.2(a). Si  $N_{\parallel} \neq 0$ , nous obtenons des courbes de résonances asymétriques comme représenté

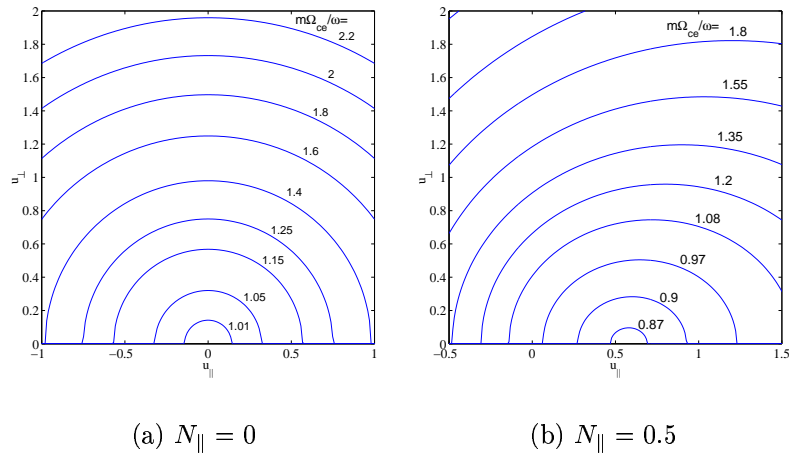


FIG. 5.2 – Courbes de résonances pour différentes valeurs de  $m\Omega_{ce}/\omega$  pour les cas où  $N_{\parallel} = 0$  et  $N_{\parallel} = 0.5$ .

sur la figure 5.2(b). Intéressons-nous au cas où l'onde est injectée du côté bas champ de manière ECH, c'est-à-dire sans composante  $k_{\parallel}$ . La condition de résonance devient

$$\omega = \frac{m\Omega_{ce}}{\gamma} \quad (5.7)$$

L'onde se propageant de droite à gauche sur la figure 5.3(a) elle ne va commencer à être absorbée seulement à l'endroit (1), correspondant à la résonance froide. Dans l'espace des vitesses (figure 5.3(c)), cela correspond au point de coordonnée  $(u_{\parallel} = 0; u_{\perp} = 0)$ . A cet endroit, comme représenté sur la figure 5.3(b), la valeur de la partie imaginaire du vecteur d'onde  $k_i$  est encore faible, l'onde n'est que faiblement absorbée et continue son trajet à travers le plasma. Au point (2) de la figure 5.3(a), on a le maximum d'absorption ( $k_i$  est maximum) et, en tenant compte de la condition de résonance, l'onde interagit avec des électrons dont l'énergie de résonance  $E_{res}$  satisfait

$$E_{res} = (\gamma - 1)m_e c^2 = \left(\frac{m\Omega_{ce}}{\omega} - 1\right)m_e c^2 \quad (5.8)$$

décrite dans l'espace des vitesses par la courbe (2) de la figure 5.3(c). Tous les électrons possédant cette énergie cinétique, c'est-à-dire se trouvant sur cette courbe dans l'espace des vitesses peuvent interagir avec l'onde incidente. Le processus d'absorption de l'onde indique que l'onde commence à s'absorber faiblement localement sur les électrons possédant une énergie cinétique nulle et plus elle pénètre dans le plasma, plus elle interagit avec des électrons énergétiques jusqu'à son absorption totale si le plasma est optiquement épais. Remarquons que plus le milieu est optiquement épais (i.e.  $\tau \propto \int k_i(s)ds \gg 1$ ), plus l'onde s'absorbe dans une couche de faible épaisseur. Par contre, si le milieu est optiquement mince, de telle manière qu'après une traversée complète du plasma l'onde n'est pas complètement absorbée, une interaction de l'onde avec des électrons de grande énergie dans une grande région du plasma a lieu. En chauffant de tels électrons, et en rappelant que la fréquence de

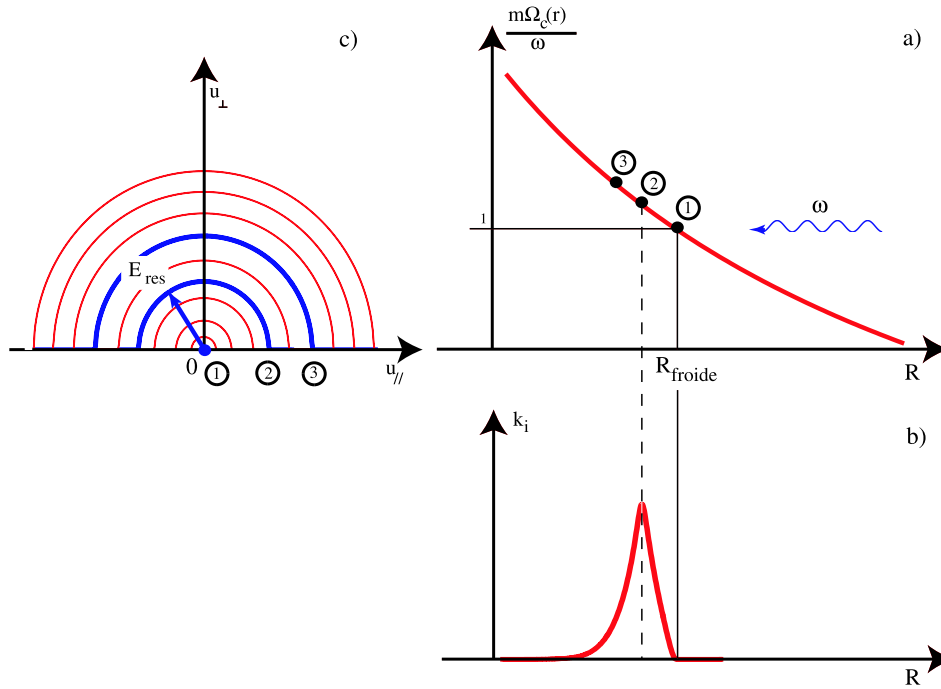


FIG. 5.3 – Figures schématisant le processus d’absorption d’une onde de fréquence  $\omega$  injectée avec  $k_{\parallel} = 0$  dans le plasma. **(a)** : Représentation de la résonance cyclotronique électronique en fonction de la position radiale. Le point (1) indique la position de la résonance froide (équation 5.7). **(b)** : Représentation, pour pour la même abscisse, de la partie imaginaire du vecteur d’onde  $k$ . **(c)** : Courbes d’équi-énergie dans l’espace des vitesses.

collisions électrons-ions  $\nu_{ei} \propto T_e^{3/2}$ , nous les rendons moins collisionnels et le chauffage peut ainsi déformer la fonction de distribution d’équilibre Maxwellienne : on crée des électrons dit suprathermiques.

### 5.1.2 Génération de courant cyclotronique électronique

Lorsque l’injection des ondes EC dans le plasma dans le plan horizontal est perpendiculaire au champ magnétique, la condition de résonance est simplement donnée par  $\omega = m\Omega_{ce}/\gamma$ . Par contre, si le spectre en  $k_{\parallel}$  du faisceau EC n’est pas symétrique (injection oblique), la région de résonance ne sera pas symétrique en  $v_{\parallel}$ . Ainsi, nous aurons une anisotropie entre le chauffage des électrons avec  $v_{\parallel} > 0$  et ceux ayant  $v_{\parallel} < 0$ . Nous pouvons donc générer un courant par une injection oblique. Supposons que nous avons des électrons avec une vitesse longitudinale  $v_1$  satisfaisant la condition de résonance

$$v_1 = \frac{\omega - m\Omega_{ce}}{k_{\parallel}} \quad (5.9)$$

Les électrons résonants vont alors absorber une énergie  $\Delta E$  augmentant leur énergie perpendiculaire et ainsi avoir une vitesse  $v_2$  après absorption

$$v_2 \cong \sqrt{v_1^2 + \frac{\Delta E}{2m_e}} \quad (5.10)$$

L'augmentation de la vitesse affecte uniquement la vitesse perpendiculaire, la vitesse parallèle n'étant pas affectée par l'absorption de l'onde. La figure 5.4 représente ce

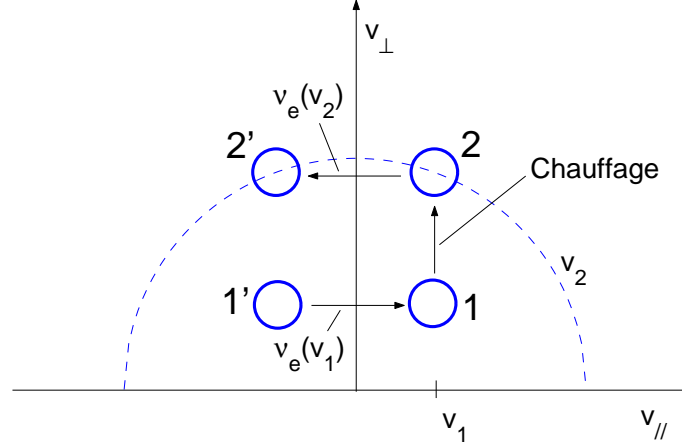


FIG. 5.4 – Figure schématisant la génération de courant par absorption d'onde EC.

processus. On crée ainsi une asymétrie dans l'espace des vitesses entre les zones (1)-(2) et (1')-(2') et par conséquent un courant. Si  $P_{abs}$  est la puissance absorbée, on peut écrire que les variations de densité  $n_1$  et  $n_2$  dans les zones (1) et (2) sont qualitativement représentées par :

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{P_{abs}}{\Delta E} + \nu_\mu(v_1)(\bar{n}_1 - n_1) \quad (5.11)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{P_{abs}}{\Delta E} + \nu_\mu(v_2)(\bar{n}_2 - n_2) \quad (5.12)$$

où  $\bar{n}_1$  et  $\bar{n}_2$  sont les densités d'équilibre des électrons dans les zones (1) et (2) et  $\nu_\mu$  la fréquence de diffusion angulaire par collision électron-électron dans l'espace des vitesses qui varie en fonction de leur vitesse : plus leur vitesse est élevée plus leur fréquence de collision est basse  $\nu_\mu(v_2) < \nu_\mu(v_1)$ . La densité de courant  $j_{ECED}$  généré par cette interaction[62] est alors la différence entre le courant produit par les électrons des zones (1) et (2) par celui produit par les électrons des zones (1') et (2'). Ainsi, en régime stationnaire on trouve :

$$j_{ECED} = -ev_1(n_1 - \bar{n}_1 + n_2 - \bar{n}_2) = \frac{ev_1 P_{abs}}{\Delta E \nu_\mu(v_2)} \left(1 - \frac{\nu_\mu(v_2)}{\nu_\mu(v_1)}\right) \quad (5.13)$$

La génération de courant par onde EC est déterminée par la dépendance de la vitesse des électrons sur leur fréquence de collision. Si  $P_{inj}$  est la puissance EC injectée dans



le plasma, on peut définir l'efficacité de la génération de courant  $\eta_{ECCD}$  comme

$$\eta_{ECCD} \equiv \frac{j_{ECCD}}{P_{inj}} = \frac{3ev_1^2}{\nu_0 m_e v_{Te}^3 (5Z_{eff})} \quad (5.14)$$

où  $\nu_0 = 4\pi e^4 n_e \ln \Lambda / m_e^2 v_{Te}^3$ .

D'une manière plus phénoménologique, regardons ce qui se passe lorsqu'une onde est injectée du côté bas champ avec une composante  $v_{\parallel}$  non nulle. Dans ce cas, la condition de résonance s'écrit

$$\omega = \frac{m\Omega_{ce}}{\gamma} + k_{\parallel} v_{\parallel} \quad (5.15)$$

L'onde se propageant de droite à gauche sur la figure 5.5(a), elle ne va pas commencer à être absorbée à la résonance froide (3) comme dans le cas ECH, mais déjà au point (1). Dans l'espace des vitesses, cet endroit correspond au point de coordonnée ( $u_{\parallel} = u_{\parallel 0}; u_{\perp} = 0$ ). De manière analogue au cas de l'injection perpendiculaire, à cet endroit l'absorption est faible et l'onde continue sa propagation. Au point (2), l'onde est plus fortement absorbée et pour que la condition de résonance soit satisfaite, l'onde ne peut interagir qu'avec des électrons dont l'énergie de résonance satisfait

$$E_{res} = (\gamma - 1)m_e c^2 = \left( \frac{m\Omega_{ce}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} - 1 \right) m_e c^2 \quad (5.16)$$

décrite dans l'espace des vitesses par la courbe (2) de la figure 5.5(c). Ainsi, comme dans le cas de l'injection ECH, lorsque l'onde est injectée du côté bas champ, l'onde traverse d'abord une région dans laquelle il n'y a aucun transfert d'énergie de l'onde vers le plasma et commence à s'absorber lorsque la condition (équations 5.4 à 5.6)

$$\frac{m\Omega_{ce}}{\omega} = \sqrt{1 - N_{\parallel}^2} \quad (5.17)$$

est satisfaite. Comme le montre la figure 5.5(c), l'interaction entre l'onde incidente et les électrons se fait de manière dissymétrique dans l'espace des vitesses. Une telle injection de puissance va donc déformer l'équilibre Maxwellien de la population électronique et pouvoir créer des électrons suprathermiques.

## Effets toroïdaux

La géométrie toroïdale d'un tokamak et la géométrie de ses champs magnétiques créent des effets de forme dont l'un des principaux est la création d'orbites bananes. Ces orbites sont dues à la variation en  $1/R$  du champ magnétique toroïdal, à la conservation du moment magnétique  $\mu = \frac{1}{2} m_e v_{\perp}^2 / B$  sur une surface de flux et à l'hélicoïdité des lignes de champ magnétique. Ainsi, un électron suivant une ligne de champ magnétique voit un champ  $B$  croître et ainsi pour conserver son moment magnétique voit sa vitesse perpendiculaire croître. Par conservation de l'énergie cinétique totale, sa vitesse parallèle  $v_{\parallel}$  doit décroître. Si cette dernière n'est pas suffisante, elle peut devenir nulle et la particule revient alors en arrière. Sa trajectoire est alors un va-et-vient continu dont la forme s'apparente à une forme de

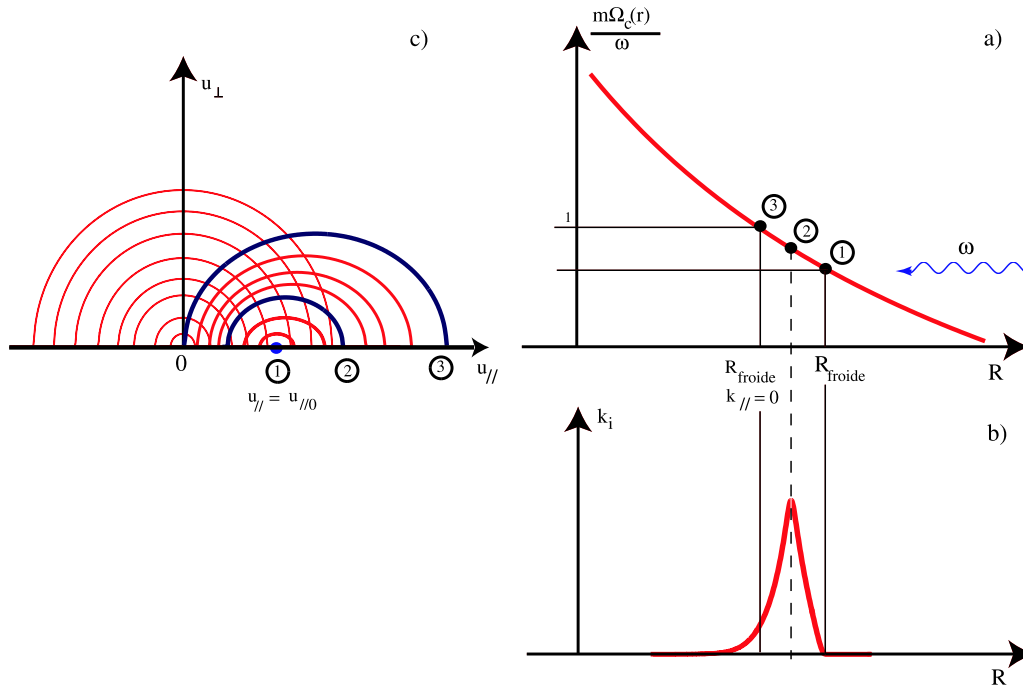


FIG. 5.5 – Figures schématisant le processus d’absorption d’une onde de fréquence  $\omega$  injectée avec  $k_{//} \neq 0$  dans le plasma. **(a)** : Représentation de la résonance cyclotronique électronique en fonction de la position radiale. Le point (1) indique la position de la résonance froide (équation 5.15) tandis que le point (3) représente la résonance décrite par l’équation 5.7. **(b)** : Représentation, pour la même abscisse, de la partie imaginaire du vecteur d’onde  $k$ . **(c)** : Courbes d’équi-énergie dans l’espace des vitesses superposées à une fonction de distribution Maxwellienne (centrée en 0).

banane. De telles particules chauffées par ondes EC ne peuvent donc pas participer à un courant. Dans l’espace des vitesses, la portion de particules piégées correspond aux particules satisfaisant  $v_{//} \leq \sqrt{\zeta}v_{\perp}$ , où  $\zeta$  est le rapport d’aspect du tokamak et vaut  $\zeta = a/R$ . La figure 5.6 représente schématiquement la zone correspondant aux particules piégées.

## 5.2 Le système ECH-ECCD sur TCV

Sur TCV le système de chauffage ECRH est d’une très grande flexibilité afin de pouvoir chauffer des plasmas de formes et de positions très diverses et de pouvoir aussi faire de la génération de courant. Le système ECRH comprend six gyrotrons à 82.7 GHz[63][64] pour chauffer à la seconde harmonique de la résonance cyclotronique électronique et trois gyrotrons à 118 GHz[61] pour chauffer à la troisième harmonique. On parle de chauffage X2 respectivement X3. La puissance nominale des gyrotrons à 82.7 GHz est de 465 kW alors qu’elle est de 480 kW pour les gyrotrons à 118 GHz. Une puissance de chauffage de 4.2 MW est alors disponible pour des impulsions de 2 secondes maximum. Pour des raisons pratiques, le système composé de

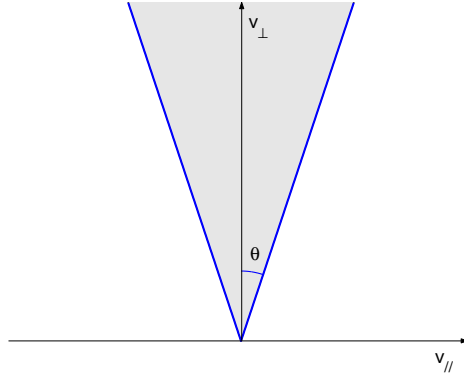


FIG. 5.6 – Figure représentant, dans l'espace des vitesses, la zone dans laquelle se trouve les électrons ne pouvant participer à un courant.  $\theta = \sqrt{\zeta}$ .

9 gyrotrons est divisé en trois clusters de trois gyrotrons chacun, avec chaque cluster alimenté de manière indépendante. De plus, la conception des lanceurs permet d'injecter les ondes EC avec divers angles poloïdaux et toroïdaux, comme représenté sur la figure 5.7, permettant ainsi de faire aussi bien du chauffage en injection perpendiculaire que de la génération de courant. La figure 5.8 représente la disposition des neuf gyrotrons dans l'environnement du tokamak TCV. Il est bien sûr possible de chauffer le plasma en X2 et X3 simultanément. Depuis fin 2001, des injections de X3 verticales sont aussi possibles. Puisque le rapport entre les fréquences X2 (82.7GHz) et X3 (118 GHz) est légèrement différent que 2/3, les résonances respectives ne se situent pas au même endroit dans le plasma comme indiqué sur la figure 5.9 mais sont séparées, pour les plasmas typiques étudiés dans cette thèse, par une distance de l'ordre de 50mm située de part et d'autre du centre du plasma, la résonance X3 se situant du côté bas champ. On remarque aussi que les deux courbes de résonances ne sont pas des droites mais que le champ magnétique est renforcé au centre du plasma. Ceci est dû à l'effet paramagnétique produit par la composant poloïdale du courant, qui est l'effet dominant pour ces plasmas.

### 5.2.1 Synergie X2-X3

Comme nous l'avons décrit précédemment, il y a principalement trois phénomènes qui affectent l'endroit de la déposition de la puissance dans un tokamak : la fréquence de l'onde incidente, l'énergie des électrons avec lesquels l'onde résonne (effet relativiste) et l'angle avec lequel l'onde est injectée (effet Doppler). Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, les résonances froides X2 et X3 ne se situent pas au même endroit dans le plasma. Par contre deux effets tendent à les rapprocher que nous allons comparer dans un modèle simplifié à une particule. Premièrement, l'effet relativiste tend à déplacer la résonance X3 vers le côté haut champ. Ainsi, pour des particules d'énergie  $E_{pX3}$ , nous avons un décalage  $\Delta R_{fX3}$  de la résonance donné par

$$\Delta R_{fX3} = R_{fX3}(\gamma - 1) = R_{fX3} \frac{E_{pX3}}{m_e c^2} \quad (5.18)$$

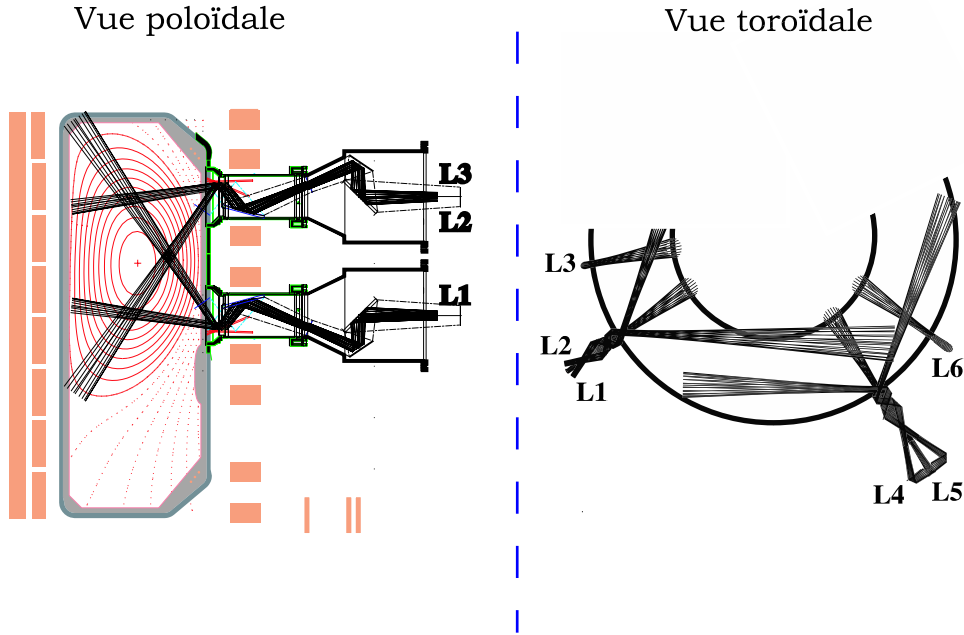


FIG. 5.7 – Figure représentant la flexibilité du système de chauffage par onde EC à la seconde harmonique sur TCV.

où  $R_{fX3}$  est la position de la résonance froide. Deuxièmement, l'effet Doppler résultant de l'angle d'injection toroïdal amène à un déplacement de la résonance X2 vers le côté bas champ. En effet, l'équation 5.17 nous donne le décalage fréquentiel dû à l'effet Doppler. Dans une approximation uni-dimensionnelle on a conservation de  $N_{\parallel}$  et ainsi on a  $N_{\parallel} = \sin \phi$  où  $\phi$  est l'angle d'injection (injection ECH  $\Rightarrow \phi = 0^\circ$ ). Pour le X2 à la résonance froide, ceci correspond à une particule d'énergie  $E_{pX2}$  donnée par

$$E_{pX2} \approx \frac{1}{2} \sin^2 \phi m_e c^2 \quad (5.19)$$

Cette énergie est liée à un déplacement  $\Delta R_{fX2}$  vers le côté bas champ par la relation :

$$\Delta R_{fX2} = R_{fX2} \frac{E_{pX2}}{m_e c^2} \quad (5.20)$$

On peut alors représenter sur la figure 5.10 ces différents décalages comme fonction du déplacement radial à partir de la résonance froide X2. Le point d'intersection entre les deux droites représente la position radiale à laquelle les deux ondes X2 et X3 peuvent interagir à la même position radiale avec des électrons de même énergie. Cela nécessite un angle d'injection de l'onde X2 de l'ordre de  $14^\circ$  et des électrons d'énergies de l'ordre de 15keV.

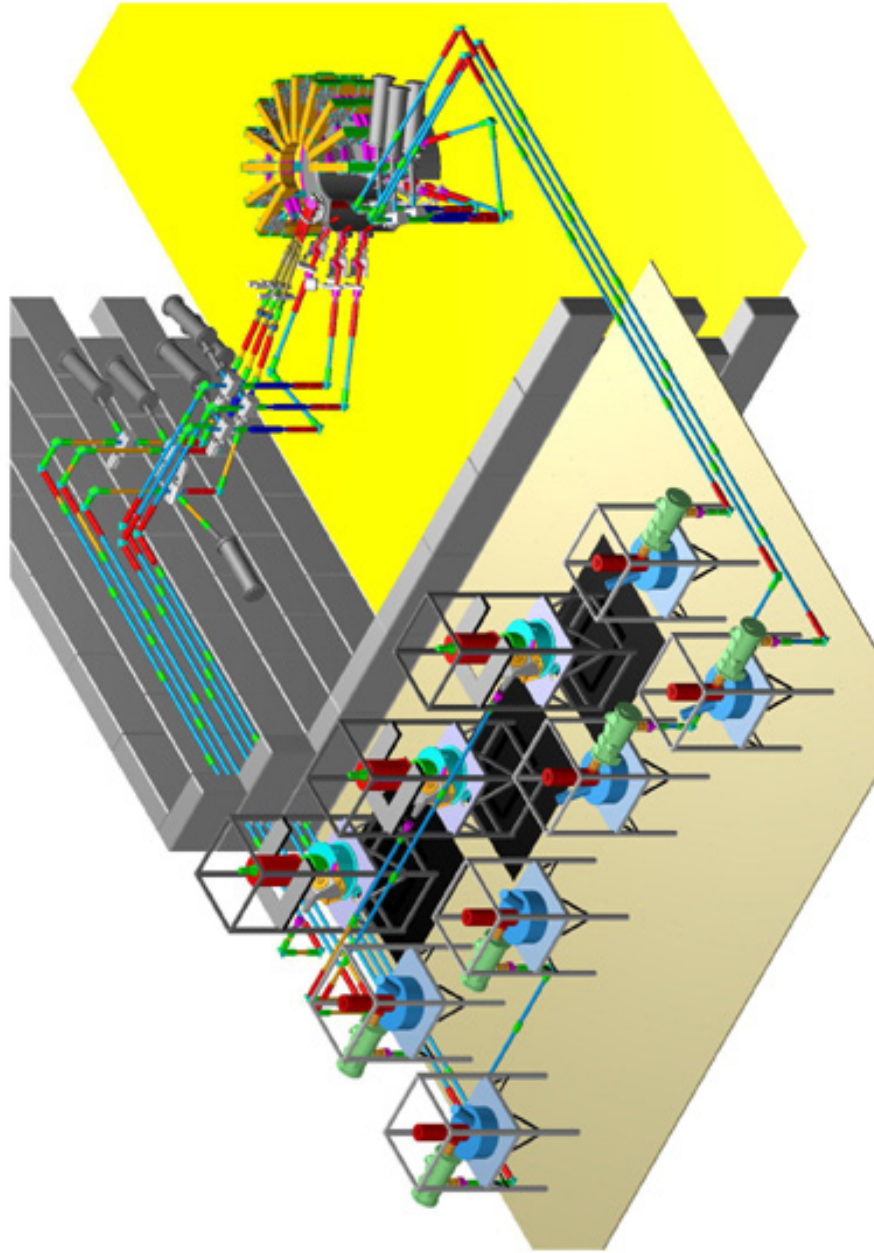


FIG. 5.8 – Dessin représentant la disposition spatiale des 9 gyrotrons dans l'environnement de TCV avec l'ensemble des lignes de guides d'ondes permettant d'acheminer la puissance fournie par les gyrotrons jusqu'au plasma.

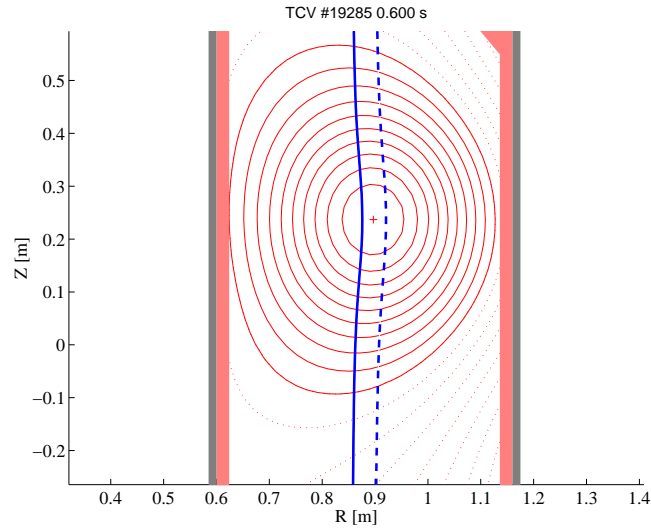


FIG. 5.9 – Figure représentant les résonances 82.7 GHz (trait plein) et 118 GHz (trait-tillé) dans TCV pour la décharge 19285 @ 0.6s.

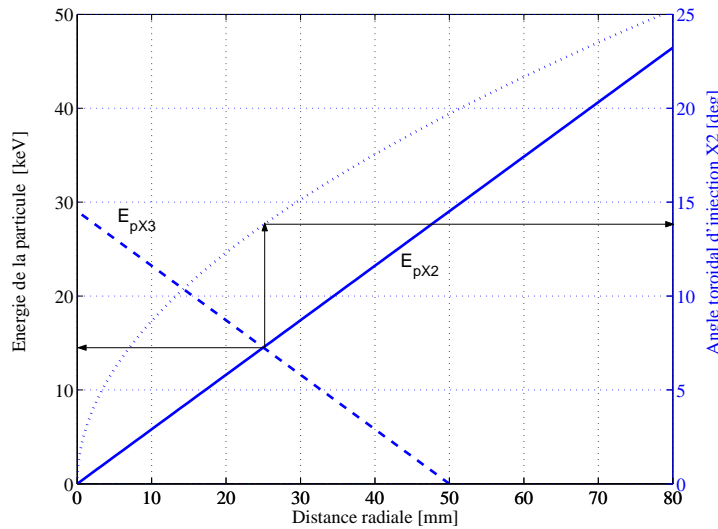


FIG. 5.10 – La droite en trait-tillé représente le décalage de la résonance X3 par rapport à la position de la résonance froide X2 en fonction de l'énergie de la particule. L'abscisse représente le décalage spatial des résonances vers le côté bas champ par rapport à la position de la résonance froide X2. La courbe en pointillé représente le décalage de la résonance X2 vers le côté bas champ par rapport à l'angle d'injection toroidal. La position radiale à laquelle l'onde X2 commence à interagir avec les électrons ayant une énergie cinétique  $E_{pX2}$  est représentée par la courbe en trait plein.

# Chapitre 6

## Résultats expérimentaux

La motivation principale de ce travail expérimental est d'étudier l'émission cyclotronique électronique provenant des électrons suprathermiques dans des plasmas chauffés par ondes cyclotroniques électroniques. Dans les expériences de type tokamak, plusieurs moyens de chauffage peuvent créer des fonctions de distribution non-Maxwelliennes : chauffage par faisceau de ions[42], chauffage par les particules  $\alpha$  issues des réactions de fusion, chauffage ohmique [65], les injections de particules neutres[66], le chauffage par ondes hybrides basses[67, 68] ou bien l'injection d'ondes cyclotroniques électroniques (EC)[62, 69]. La caractérisation de la population suprathermique est d'une grande importance, spécialement lors d'injection d'ondes cyclotroniques électroniques aussi bien pour le chauffage du plasma (ECH) que pour la génération de courant (ECCD). En effet, pour une injection d'onde EC à une harmonique de  $\Omega_{ce}$  pour laquelle le plasma est optiquement mince ou lors d'injections ECCD, la présence d'une telle population affecte à la fois l'efficacité de l'absorption de l'onde et sa localisation spatiale[69, 70, 71, 72, 73]. L'injection de telles ondes a une importance fondamentale en ce qui concerne le chauffage de plasmas de haute densité pour lesquels l'injection d'onde à une harmonique pour laquelle le plasma est optiquement épais subit la coupure de densité. Plus généralement, la compréhension des phénomènes régissant l'efficacité ainsi que la localisation de la génération de courant par injection d'ondes EC est d'une importance cruciale concernant l'élaboration de scénarios avancés d'opération de prochains réacteurs à fusion thermonucléaire contrôlée[71, 74, 75]. De tels scénarios nécessitent une génération de courant par onde électromagnétiques (EC ou hybride basse), une modification des profils de pression afin, à la fois, de générer du courant de bootstrap et d'améliorer le confinement des particules en créant des barrières de transport internes. Dans tous les cas, la connaissance de la fonction de distribution électronique est d'une grande importance et les résultats présentés dans ce chapitre y contribue.

Sur TCV, le système de chauffage par ondes EC (voir chapitre 5) permet des injections à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  (X2) et à la troisième harmonique de  $\Omega_{ce}$  (X3). Le plasma est généralement optiquement épais pour la seconde harmonique, et optiquement mince pour la troisième harmonique. Nous avons vu au chapitre 5 que, lorsque l'angle d'injection du faisceau de chauffage X2 n'est pas normal aux lignes de champ magnétique, l'absorption de l'onde par le plasma s'effectue d'abord sur les

électrons ayant une vitesse parallèle non nulle ce qui tend à déformer leur fonction de distribution. Nous avons ainsi apparition d'une population électronique appelée suprathermique. Comme, pour le X3, le plasma est optiquement mince, l'absorption du X3, injecté perpendiculairement aux lignes de champ magnétique, s'effectue sur des électrons de plus en plus grande énergie permettant aussi la création d'électrons suprathermiques. Sur TCV deux diagnostics sont particulièrement bien adaptés à l'étude des électrons suprathermiques : la caméra à rayon X-dur (section 2.3.3) et le radiomètre ECE (chapitre 4). La propriété principale de notre diagnostic de radiométrie ECE sur TCV est d'avoir les antennes de réception des ondes cyclotroniques électroniques, émises par le plasma, du côté haut champ du tore. Nous avons vu, dans la section 4.6, que cette particularité permet d'observer le rayonnement cyclotronique électronique émis par les électrons suprathermiques sans qu'il soit absorbé par la résonance thermique comme ce serait le cas si les antennes étaient du côté bas champ. Des comparaisons de l'émission cyclotronique électronique (ECE) observée par les côtés bas champ (LFS) et haut champ (HFS) ont déjà été effectuées sur le tokamak TFR[51] et sur le tokamak RTP[50, 48] mettant en évidence l'asymétrie de l'ECE dans ces deux configurations due à la présence d'électrons suprathermiques.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord présenter, dans la section 6.1, les caractéristiques principales de l'ECE dans TCV dans quatre décharges particulières. Dans la section 6.2 nous mettrons en évidence la nature suprathermique du rayonnement ECE observé lors d'injection d'onde EC dans les plasmas. Dans la section 6.3, une description de la méthode de l'estimation de la température et de la densité suprathermiques à l'aide de l'approximation bi-Maxwellienne est présentée. L'application de cette méthode à l'étude de l'influence de la géométrie et de la puissance d'injection des ondes EC sur la génération d'électrons suprathermiques est effectuée dans la section 6.4. Finalement, dans la section 6.5, nous introduirons quelques considérations sur les phénomènes de relaxation des signaux ECE.

## 6.1 Emission cyclotronique électronique

Trois des principaux intérêts de la radiométrie ECE sont une très bonne résolution temporelle des signaux mesurés, une mesure locale du rayonnement, ainsi qu'une bonne résolution spatiale. Dans le cas d'un plasma optiquement épais à l'équilibre thermique, supposant que la fonction de distribution des électrons est une Maxwellienne, la radiométrie ECE fournit une mesure du profil de température électronique. Dans ce qui suit, nous utiliserons  $T_{ece}$  au lieu de  $T_{rad}$  définie par (voir équation 4.5)

$$k_B T_{ece} = I_\omega \frac{8\pi^3 c^2}{\omega^2} \quad (6.1)$$

qui est la température ECE apparente directement mesurable à partir de l'intensité du rayonnement  $I_\omega$ .



### 6.1.1 Plasma ohmique

Afin d'illustrer les signaux provenant du radiomètre, nous avons représenté, sur la figure 6.1, l'évolution temporelle de plusieurs grandeurs caractéristiques et du canal central de l'ECE, lors d'une décharge purement ohmique centrée en  $Z = 21\text{cm}$ . Au début de la décharge, de  $t = 0 \rightarrow 0.15\text{s}$ , le courant de plasma  $I_p$  (6) croît jusqu'à sa valeur maximale pour cette décharge. Dans le même temps, la densité (3) et la température électronique (2) augmentent ainsi que les signaux ECE (1). Dans ce cas présent, le radiomètre ECE a été calibré sur la diffusion Thomson entre 0.2 et 0.4s. Une fois le courant de plasma établi, toutes les grandeurs restent constantes jusqu'à la fin de la décharge à  $t = 1.63\text{s}$ . En comparant l'évolution temporelle de  $T_{TS}$  et  $T_{ece}$ , on remarque que la variation temporelle de la mesure de température mesurée par diffusion Thomson, au cours du plateau de courant, est plus importante que la mesure effectuée par le radiomètre ECE.

### 6.1.2 Balayage de la triangularité

Nous avons représenté sur la figure 6.2 l'évolution temporelle de deux canaux du radiomètre (b)(c) durant un balayage de la triangularité  $\delta$  (a) du plasma avec un profil radial de température ECE (e) et un agrandissement temporel des deux canaux ECE (f)(g) afin d'illustrer la forme des dents de scie. Lorsque le courant de plasma atteint une valeur suffisamment élevée, un comportement caractéristique en dent de scie apparaît sur la plupart des évolutions temporelles des grandeurs provenant du centre du plasma. Ce phénomène a été observé la première fois sur le tokamak ST[76] et est présent dans la plupart des tokamaks. Durant la rampe de la dent de scie, la température et la densité centrale croissent jusqu'à apparition d'une instabilité causant une disruption interne provoquant une diminution rapide de la température et de la densité centrale avec augmentation de la température au bord. Ce transport d'énergie du centre vers le bord définit un rayon d'inversion  $R_{inv}$  séparant la région centrale, subissant une perte d'énergie, de la région périphérique où l'énergie est déposée[77]. Sur la figure (b) et plus particulièrement (c), on remarque que l'amplitude des signaux ECE décroît de 0.3s à 0.8s et croît à nouveau à partir de 1.1s. Ces variations d'amplitudes sont uniquement dues à la variation de l'amplitude des dents de scie qui dépend de la triangularité du plasma[78]. Sur les figures (f) et (g), on remarque très clairement la différence dans la forme des dents de scie entre un canal central du radiomètre ECE (f), sur lequel les dents de scie ont une forme standard, et un canal périphérique (g), sur lequel les dents de scie ont une forme inversée. A la fin de la décharge, le courant de plasma diminue linéairement de 1.6s à 1.9s. La densité électronique chutant brusquement, induisant une forte diminution de la collisionnalité, les conditions sont alors requises pour qu'un grand nombre d'électrons de haute énergie se découplent de la fonction de distribution Maxwellienne sous l'effet du champ électrique et soient fortement accélérés[79]. L'augmentation de l'émission ECE à la fin de la décharge sur les figures (b) et (c) provient de l'ECE de ces électrons de haute énergie. Cette observation est confirmée par les mesures provenant de la caméra HXR représentées sur la figure (d). Pour  $t < 1.65\text{s}$ , aucun signal n'est ob-

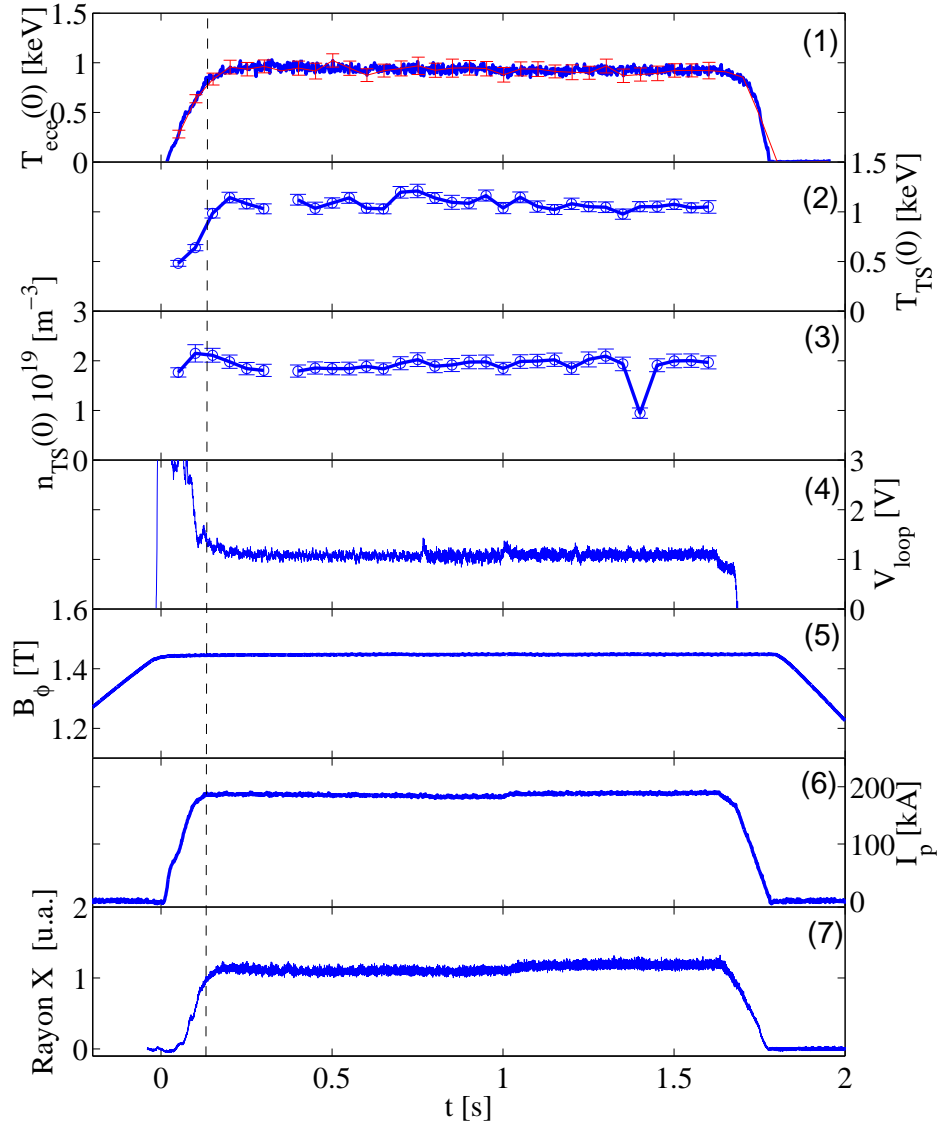


FIG. 6.1 – Evolution temporelle de diverses grandeurs provenant de la décharge ohmique # 18778 : **(1)** : Canal central ( $f = 79.6\text{GHz}$ ) du radiomètre ECE (trait épais) et température Thomson centrale avec incertitudes (trait fin). **(2)** : Température centrale provenant de la diffusion Thomson. **(3)** : Densité centrale Thomson. **(4)** : Tension par tour. **(5)** : Champ magnétique toroïdal. **(6)** : Courant de plasma. **(7)** : Rayons X-mous dont l'énergie  $1 < E < 10\text{keV}$ .

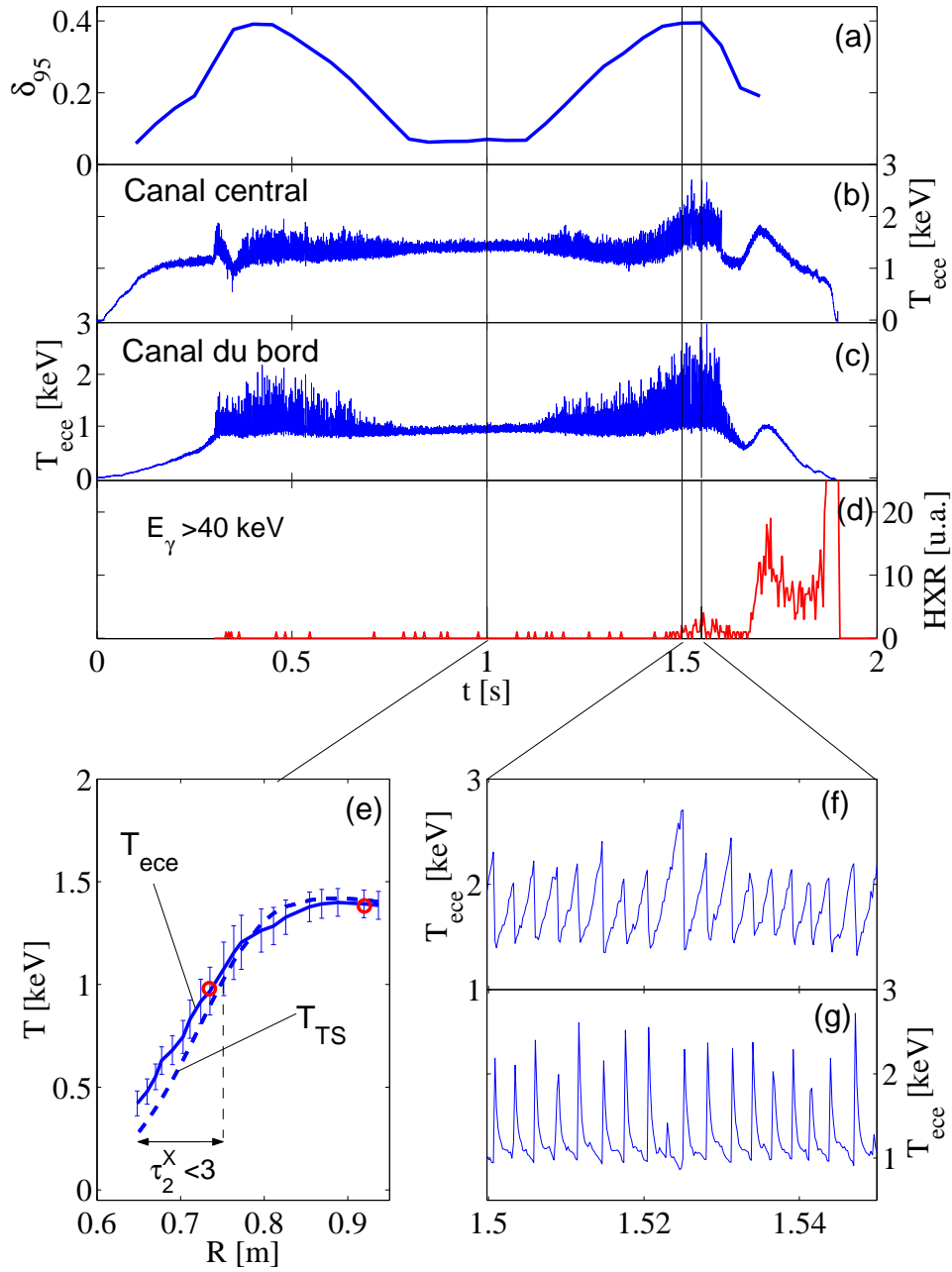


FIG. 6.2 – Signaux provenant de la décharge # 18876 comportant une injection de puissance X2 ECH de 450kW. **(a)** : Evolution temporelle de la triangularité du plasma. **(b)** : Evolution temporelle d'un canal central du radiomètre. **(c)** : Evolution temporelle d'un canal du radiomètre situé au bord du plasma. **(d)** : Canal central de la caméra X-dur mesurant des photons d'énergies  $E_\gamma > 40\text{keV}$ . **(e)** : Profil radial de la température ECE  $T_{ece}$  et Thomson  $T_{TS}$  au temps  $t = 1\text{s}$ . Les deux cercles sur le profil de  $T_{ece}$  sont représentatifs de la position des canaux du radiomètre représentés sur les figures (b)(f) et (c)(g). **(f)** : Agrandissement de l'évolution temporelle du canal du radiomètre représenté sous (b). **(g)** : Même chose pour le canal représenté sous (c).

servé sur une ligne de visée centrale de la caméra HXR analysant le rayonnement dont l'énergie est supérieure à 40keV. Par contre, à partir de 1.65s, le signal d'un tel canal augmente brusquement indiquant la présence d'électrons de haute énergie. Sur la figure (e) on remarque que  $T_{ece} > T_{TS}$  pour  $R < 0.75$ . Cette différence provient principalement du calibrage des canaux ECE du bord pour lesquels le plasma est optiquement mince. Dans ce plasma, l'épaisseur optique de la seconde harmonique  $\tau_2^X$  n'est plus épaisse pour  $R < 0.75$ . Nous avons vu, dans la section 4.7, que le calibrage de l'ECE dans la partie optiquement mince du plasma tend à surestimer l'intensité de l'ECE amenant à une surestimation de  $T_{ece}$  lorsque la température électronique augmente.

### 6.1.3 Dents de scie

Afin d'illustrer la qualité de la résolution spatiale et temporelle du radiomètre, nous avons représenté, sur la figure 6.3(a), quatre canaux du radiomètre ECE dont la distribution spatiale est indiquée sur la figure (b). L'évolution temporelle des canaux (1) et (2) indique un comportement en dents de scie non-inversée alors que sur le canal (4), l'évolution temporelle des dents de scie est inversée. L'ECE observée sur les canaux (1) et (2) provient de l'intérieur du rayon d'inversion alors que l'ECE du canal (4) provient de l'extérieur du rayon d'inversion. L'ECE du canal (3), dont le rayonnement est peu perturbé par les dents de scie, provient d'une région proche du rayon d'inversion. L'agrandissement d'une dent de scie, représenté sur la figure (c), représente bien le processus de perte d'énergie du centre du plasma au profit du bord initié au moment de la chute de dent de scie. Les profils radiaux de température ECE de part et d'autre de la chute de dent de scie sont représentés sur la figure 6.3(d). La position radiale dont l'intensité du rayonnement reste constante durant la chute de dent de scie est le rayon d'inversion  $R_{inv}$ . Comme au bord, le plasma, pour la deuxième harmonique de l'émission cyclotronique électronique, n'est pas optiquement épais, l'ECE n'est pas proportionnelle à la température électronique et tend à donner une valeur de température trop élevée. L'augmentation importante de la température ECE au temps  $t_3$  en  $R = 0.72m$  sur la figure (d) illustre bien cet effet.

### 6.1.4 Coupure de densité

Nous avons vu, à la section 3.2.5, que la fréquence  $\omega_D$

$$\omega_D = \frac{\Omega_{ce} + \sqrt{\Omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2} \quad (6.2)$$

est une fréquence de coupure. Cela signifie que les ondes de fréquence  $\omega \leq \omega_D$  ne peuvent se propager. Dans cette équation, nous avons que  $\Omega_{ce} \propto B$  et  $\omega_{pe} \propto \sqrt{n_e}$ . Le champ magnétique étant généralement constant, si la densité augmente, la fréquence de coupure aussi. Ainsi, en augmentant la densité électronique durant une décharge, nous devons avoir apparition de la coupure d'abord sur le canal le plus central du radiomètre et propagation de la coupure pour les canaux de plus

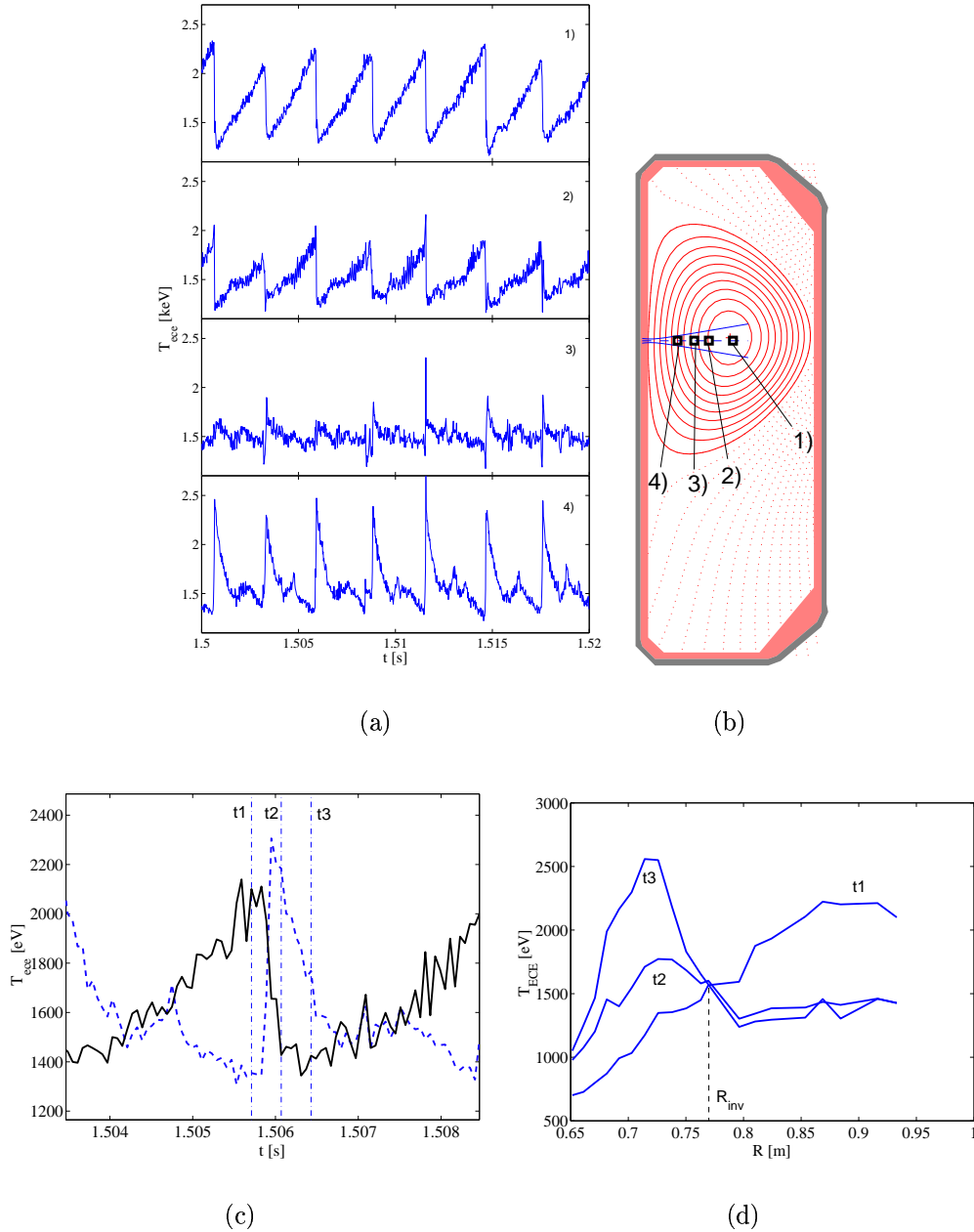


FIG. 6.3 – **(a)** : Evolution temporelle de signaux ECE de la décharge # 18876. (1) Canal sur l'axe  $r = 0$ . (2) Canal juste à l'intérieur du rayon d'inversion. (3) Canal sur le rayon d'inversion. (4) Canal en dehors du rayon d'inversion. **(b)** : Représentation sur une vue poloïdale de TCV de la position spatiale de ces canaux. **(c)** : Agrandissement d'une dent de scie pour deux canaux du radiomètre. Le premier (—) provenant du canal (1) et le second (- - -) du canal (4). Aux trois temps indiqués nous avons représenté les profils radiaux de température ECE sur la figure **(d)**.

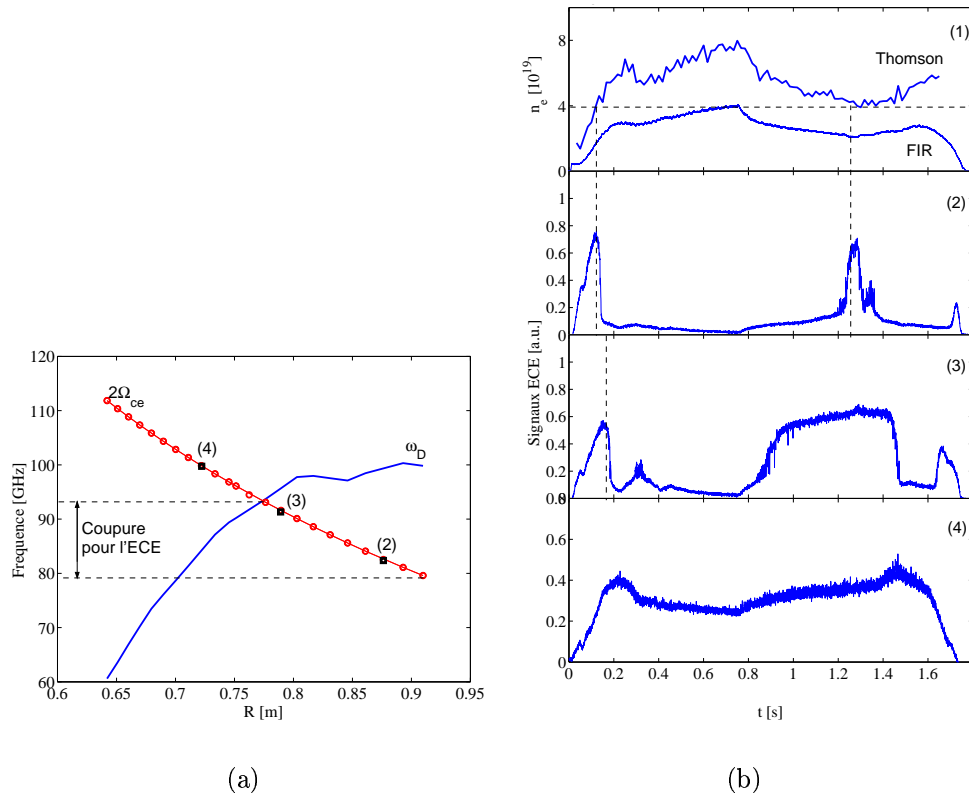


FIG. 6.4 – Tir standard # 19244. **(a)** : Profil radial de la coupure  $\omega_D$  et position radiale correspondante des canaux ECE calculés au temps  $t = 0.7s$ . **(b)** : (1) évolution temporelle de la densité électronique intégrée provenant du FIR [ $m^{-2}$ ] et de la densité centrale locale mesurée par diffusion Thomson [ $m^{-3}$ ]. (2)(3) et (4) sont les canaux ECE dont la fréquence est indiquée sur la figure (a). **(c)** Dessin tri-dimensionnel de l'amplitude des signaux ECE normalisée. Les parties subissant la coupure de densité sont en bleu foncé. On voit très clairement l'évolution temporelle et spatiale de la coupure.

hautes fréquences. Sur la figure 6.4(a) nous avons représenté la fréquence de coupure obtenue avec le profil de densité électronique mesurée par diffusion Thomson ainsi que la fréquence des canaux ECE lors d'un tir standard de TCV. On remarque que les canaux ECE entre  $R = 0.91\text{cm}$  et  $R = 0.77\text{cm}$  vont subir la coupure car leurs fréquences sont inférieures à la fréquence  $\omega_D$ . L'évolution temporelle de trois canaux ECE représentatif de ce phénomène est représentée sur la figure 6.4(b). Le canal (4) est un canal non perturbé tandis que les canaux (2) et (3) sont perturbés par la coupure. On a vu à la section 3.2.5 que la coupure de densité au centre de TCV pour un champ magnétique  $B_\phi(0) = 1.45\text{T}$  est de  $n_{crit} \approx 4 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ . Expérimentalement, on remarque, sur la figure 6.4(b)(1), que lorsque la densité centrale atteint  $4 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ , le canal central de l'ECE (2) commence à subir la coupure. Le canal (2) subit la coupure dès  $t = 0.15\text{s}$  tandis que le canal (3) la subit seulement à partir de  $t = 0.18\text{s}$ . Ceci provient du fait que la densité électronique (1) croît jusqu'à  $t = 0.75\text{s}$  et que les canaux centraux sont les premiers affectés. Ensuite, la densité décroît et le canal (3) arrête progressivement de subir la coupure à partir de  $t = 0.83\text{s}$ .

## 6.2 Plasma avec injection d'onde cyclotronique électronique

Comme décrit dans la section 4.6, le fait d'avoir les antennes de réceptions du rayonnement émis par le plasma du côté haut champ du tore nous permet d'analyser l'émission cyclotronique électronique à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  provenant des électrons suprathermiques du plasma.

Entre l'an 2000 et l'an 2002, plusieurs séries d'études sur le chauffage du plasma et la génération de courant par onde cyclotronique électronique à la seconde harmonique (X2) et à la troisième harmonique (X3) de la fréquence cyclotronique  $\Omega_{ce}$  ont été effectuées. Rappelons que pour le X2 dont la fréquence est de 82.7GHz, le plasma est optiquement épais alors que pour le X3 à 118GHz, le plasma est optiquement mince. La grande flexibilité du système d'injection d'ondes EC de TCV (voir section 5.2) nous a permis d'injecter les ondes EC dans la plupart des configurations, permettant ainsi d'étudier la génération d'électrons suprathermiques comme fonction des différents paramètres de chauffage comme l'harmonique utilisée (X2 et/ou X3), la géométrie d'injection et la puissance injectée. Dans la section 6.2.1 nous allons discuter de l'origine suprathermique du spectre ECE obtenus dans divers plasmas chauffés par onde EC. Ensuite, dans la section 6.3 nous décrirons une méthode d'analyse du spectre ECE en simulant la fonction de distribution électronique du plasma par une bi-Maxwellienne afin d'essayer de déterminer la température et la densité des électrons suprathermiques. L'application de cette méthode à trois séries d'expériences spécifiques sera ensuite effectuée dans la section 6.4.

### 6.2.1 Manifestations du rayonnement suprathermique

Les plasmas cibles utilisés dans ces expériences ont les paramètres suivants :  $R_0 = 0.89\text{m}$ ,  $a = 0.24\text{m}$ , élongation  $\kappa = 1.31$ , triangularité  $\delta = 0.15$ ,  $B_\phi = 1.42\text{T}$ ,  $n_e(0) \approx 2.5 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ ,  $I_p = 200\text{kA}$ . Tous les plasmas ont une première phase ohmique de 0.3s suivie par une phase de préchauffage du plasma par injection X2 à puissance constante  $P_{X2} = 0.45\text{MW}$  de 0.3 à 1.3s. Durant cette phase, de 0.5 à 1.21s, une injection X3 à puissance  $P_{X3} = 0.47\text{MW}$  est effectuée. La géométrie d'injection des ondes EC est représentée sur la figure 6.5. L'évolution typique des différents paramètres du plasma lors d'une telle décharge est représentée sur la figure 6.6. Sur le graphique supérieur de la figure 6.6, qui compare le canal le plus central du radiomètre ECE avec la température électronique centrale provenant de la diffusion Thomson, on voit clairement l'effet du chauffage EC. Tout d'abord de 0 à 0.3s, on remarque que le signal ECE se superpose parfaitement au signal provenant de la diffusion Thomson. Ceci est dû au fait que les signaux provenant du radiomètre sont calibrés sur les signaux provenant de la diffusion Thomson pendant la partie ohmique de la décharge. Ensuite, lorsqu'on injecte X2 seul, on voit que la température ECE s'écarte fortement de la température Thomson et on a  $T_{ece} \approx 3 \cdot T_{TS}$ . Cette émission ECE a une origine non-thermique indiquant que l'injection X2 dans cette configuration crée une population d'électrons suprathermiques. Lorsqu'on injecte X3,  $T_{ece}$  double encore alors que  $T_{TS}$  reste pratiquement constant indiquant que l'injection



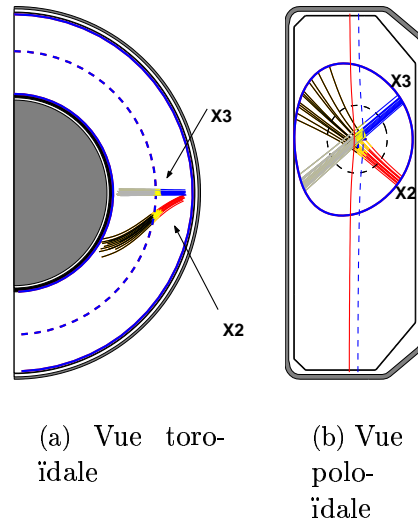


FIG. 6.5 – Géométrie des lanceurs X2 et X3 pour la décharge # 19278. Le X3 est en ECH tandis que le X2 est en CO-ECCD avec un angle d’injection toroïdal de  $+30^\circ$ .

X3 ECH interagit avec les électrons suprathermiques excités par le chauffage X2 et en augmente le nombre et/ou l’énergie. Comme on peut le voir sur la figure 6.6, de 0.8 à 1s la puissance X3 est modulée de manière “tout ou rien” à la fréquence de 237Hz afin de pouvoir mesurer l’absorption globale de la puissance X3 par le plasma à l’aide d’une boucle diamagnétique à réponse rapide (DML)(voir section 2.3.4). Une telle mesure montre que, dans cette décharge, 60% de la puissance X3 est absorbée par le plasma, alors qu’une simulation de l’absorption, lors d’une traversée unique du plasma par le faisceau d’onde X3, par le code TORAY-GA(section 2.3.5) prédit que seulement 30% de la puissance X3 devrait être absorbé au premier passage. La différence entre la mesure et le calcul de TORAY-GA indique qu’une grande partie de la puissance X3 est absorbée soit sur les électrons suprathermiques au premier passage, soit par les deux populations électroniques mais après de multiples réflexions du faisceau X3 sur les parois internes du tore. La génération d’électrons de hautes énergies par injection X2 ECCD et X3 ECH est aussi confirmée par les mesures provenant de la caméra analysant les rayons X-durs émis par le plasma (voir section 2.3.3). Comme on le voit sur la figure 6.6, lors de l’injection X2 et/ou X3, le signal provenant d’une corde centrale de la caméra HXR mesurant des photons d’énergies  $E_\gamma > 24\text{keV}$  devient non nul lors de l’injection X2 et croît fortement lors de l’injection X3. Dans le même temps, le signal provenant des rayons X-mous ne croît que modérément.

L’origine non-thermique du spectre ECE en présence de chauffage EC est aussi clairement démontrée par l’activité des dents de scie[76, 80] sur les signaux ECE. La comparaison de la localisation spatiale du rayon d’inversion des dents de scie par le radiomètre ECE et par des mesures provenant de diodes à rayons X-mous est représentée sur la figure 6.7. On y remarque clairement que la position radiale du rayon d’inversion des dents de scie mesurée par ces deux diagnostics ne coïncide

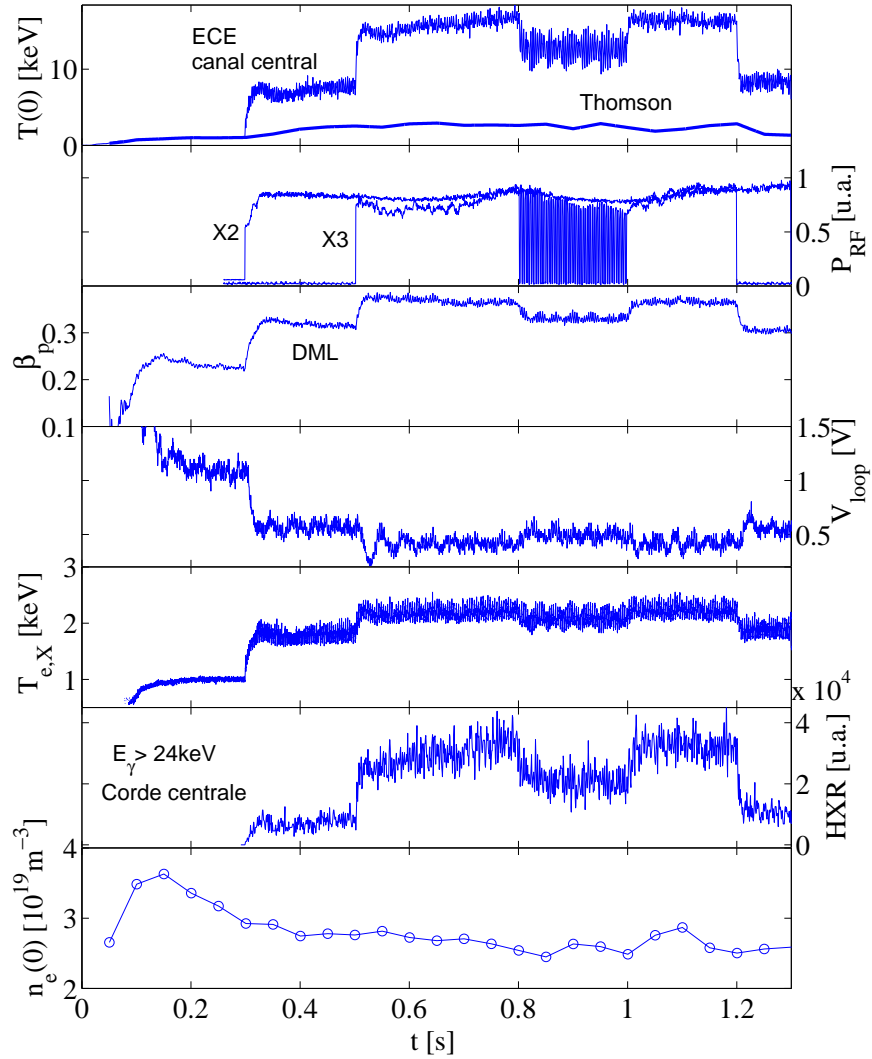


FIG. 6.6 – Evolution temporelle des différents paramètres du plasma #19278 chauffé par 0.45MW de puissance X2 CO-ECCD injectée avec un angle toroïdal de  $+30^\circ$  et par 0.47MW de puissance X3 ECH. De haut en bas : (1) Canal central de l'ECE ( $@\rho_\psi = 0.1$ ) et température centrale mesurée pas diffusion Thomson, (2) puissance X2 et X3. On remarque qu'ente 0.8 et 1s nous effectuons une modulation on/off de la puissance X3 injectée, (3) beta poloidal, (4) tension par tour  $V_{loop}$ , (5) température mesurée à l'aide de rayons X-mous  $1 < E < 10\text{keV}$ , (6) canal central de la caméra X-dur mesurant des photons d'énergies  $E_\gamma > 24\text{keV}$ , (7) densité électronique centrale obtenue par diffusion Thomson.

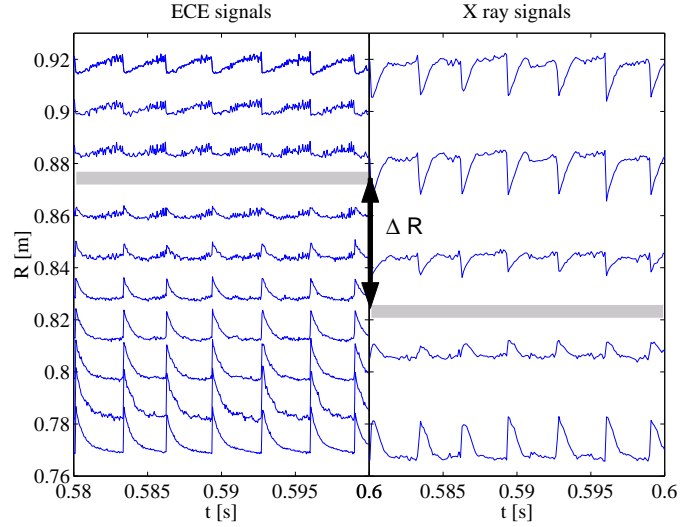


FIG. 6.7 – Evolution temporelle des signaux ECE (gauche) et de mesure à l'aide de diode à rayon X-mous. L'ordonnée représente la position radiale de ces émissions calculée pour l'ECE considérant la résonance froide. L'amplitude des signaux est arbitraire. Les lignes grises horizontales indiquent la position du rayon d'inversion des dents de scie pour chaque diagnostic de mesure.

pas alors que le phénomène observé est un phénomène spatialement bien localisé. L'explication vient du fait que si le plasma possède une population suprathermique d'énergie moyenne  $\langle E \rangle$  subissant aussi les dents de scie, l'émission cyclotronique électronique provenant de ces électrons subit le décalage relativiste qui se traduit dans nos mesures par un déplacement apparent de l'émission ECE vers le côté bas champ (i.e. vers un rayon  $R$  plus grand). Pour un décalage spatial  $\Delta R$ , où  $R$  est l'endroit auquel on observe le rayon d'inversion avec les rayons X-mous, on obtient l'énergie moyenne des électrons suprathermiques par  $\langle E \rangle = m_e c^2 (\Delta R / R)$  (voir aussi appendice B). Typiquement pour les plasmas chauffés par onde EC présentés dans cette thèse, les énergies calculées par cette méthode sont comprise entre 30 et 45 keV pour les phases des décharges avec chauffage X2+X3 et entre 15 et 35 keV avec injection X2 seule, les incertitudes étant de l'ordre de 5 keV.

## Îlot magnétique

Nous avons vu, dans la section précédente, qu'il est possible d'obtenir des informations sur la température des électrons suprathermiques en analysant un événement (une dent de scie) spatialement bien déterminé. Sur la figure 6.8(a), nous avons représenté un graphe de courbe d'équi-température provenant du radiomètre ECE dans le cas d'un plasma présentant un îlot magnétique, chauffé par 1.35MW de X2 en CNT-ECCD avec un angle d'injection de  $-19^\circ$ . On remarque clairement que deux séries de canaux voient un îlot : les canaux centraux ( $@\rho_\psi = 0.14$ ) et les canaux du bord côté haut champ ( $@\rho_\psi = 0.95$ ). En fait, il s'agit du même îlot mais observé alternativement avec l'ECE de la seconde harmonique côté haut

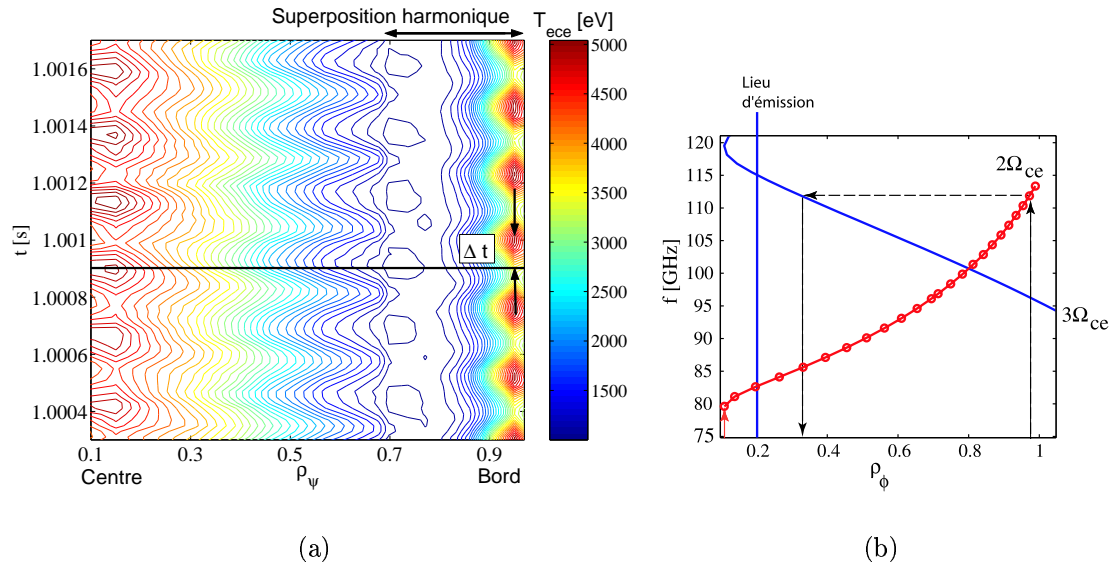


FIG. 6.8 – (a) : Courbes d'équi-température ECE. (b) : Représentation des résonances du mode extraordinaire à la seconde (cercles) et à la troisième harmonique (—) de  $\Omega_{ce}$  en fonction de  $\rho_\psi$ .  $\rho_\psi$  est la racine carrée du flux poloïdal normalisé et vaut 0 au centre du plasma et 1 au bord.

champ et par l'ECE de la troisième harmonique émise du côté bas champ. Ceci est confirmé par le décalage temporel  $\Delta t$  entre les maximums respectifs correspondant à une fréquence de rotation de l'îlot de l'ordre de 4kHz. En effet, un îlot magnétique étant une structure magnétique tournant dans un plan poloïdal et dû à la superposition harmonique de la seconde et de la troisième harmonique de  $\Omega_{ce}$  (voir section 4.5.1), l'îlot passant du côté bas champ émet de l'ECE à la troisième harmonique de  $\Omega_{ce}$  observée par un canal externe de notre radiomètre. La figure 6.8(b) représente les résonances froides pour la seconde et troisième harmonique de  $\Omega_{ce}$ . En suivant les flèches, nous remarquons que l'îlot vu par le canal du radiomètre en  $\rho_\psi = 0.95$  correspond à une fréquence d'émission de 112.85GHz. Cette fréquence correspond, relativement à la position de l'émission à la troisième harmonique pour cette fréquence, à une émission **côté bas champ** en  $\rho_\psi = 0.33$ . Cette localisation ne coïncide pas avec l'émission **côté haut champ** à la seconde harmonique observée en  $\rho_\psi = 0.14$  à la fréquence de 79.6GHz. Cette différence s'explique par le décalage relativiste qui pour la seconde harmonique côté haut champ correspond à un décalage vers des valeurs de  $\rho_\psi$  plus petite alors que pour la troisième harmonique côté bas champ correspond à un décalage vers des valeurs de  $\rho_\psi$  plus grandes. Ainsi, nous pouvons estimer la position de l'îlot magnétique en  $\rho_\psi = 0.21$  correspondant à un décalage fréquentiel de l'ordre de 3GHz. Un tel décalage correspond (voir appendice B) à une température effective des électrons de l'ordre de 13keV. Une mesure de la température centrale de la population suprathermique avec la caméra HXR donne  $T_\gamma(0) = 10\text{keV}$ . Une inversion tomographique des rayons X-mous[77] nous confirme la position d'un îlot magnétique en  $\rho_\psi = 0.25$  avec les nombres de mode  $m=n=1$ .

Un îlot magnétique caractérisé par de tels nombres de mode se situe sur une surface magnétique dont l'hélicoïdité est telle qu'il effectue une rotation toroïdale lors d'une rotation poloïdale. Dû à la périodicité de son mouvement, un tel îlot peut exciter des harmoniques sur des surfaces de flux plus périphériques. Une telle harmonique est observée sur la figure 6.8 en  $\rho_\psi = 0.75$  avec les nombres de mode  $m=2$ ,  $n=1$ . Cette harmonique est en phase avec l'îlot observé en  $\rho_\psi = 0.1$ .

### 6.3 Méthode de simulation bi-Maxwellienne

N'ayant pas à notre disposition un code de rayonnement simulant l'émission cyclotronique électronique compatible avec un code Fokker-Plank calculant la fonction de distribution non-Maxwellienne de nos plasmas chauffés par ondes EC, nous devons trouver un autre moyen afin d'interpréter nos spectres d'émission cyclotronique électronique. Nous avons vu à la section 3.8 que, si nous considérons le plasma comme étant composé par deux populations distinctes, la première thermique et la seconde suprathermique, pouvant être décrites chacune individuellement par une fonction de distribution Maxwellienne, la loi de Kirchhoff est toujours valable. Pour la suite, nous considérons que la fonction de distribution électronique  $f$  de notre plasma est une superposition linéaire de deux fonctions de distribution Maxwellienne, une fonction thermique  $f_b$  de température  $T_b$  et une non-thermique  $f_s$  de température  $T_s$ . Ainsi,  $f = (1 - \eta)f_b + \eta f_s$  et  $n_s = \frac{\eta}{1-\eta}n_b$  où  $n_b$  et  $n_s$  sont les densités thermiques respectivement suprathermiques,  $\int f_b d^3v = \int f_s d^3v = 1$  et

$$f_j(r, \mathbf{v}) = \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_j} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m_e v^2}{2k_B T_j} \right) \quad ; \quad j = b, s \quad (6.3)$$

En considérant que les antennes de notre radiomètre sont du côté haut champ, nous avons alors un lien entre les températures et l'intensité de l'ECE[30] :

$$I_\omega = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} (T_b(1 - e^{-\tau_b})e^{-\tau_s} + T_s(1 - e^{-\tau_s})) \quad (6.4)$$

où  $\tau_b$  et  $\tau_s$  sont les épaisseurs optiques de ces deux populations pour la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$ . Le calcul de ces épaisseurs optiques est décrit dans la section 3.3.5. On remarque directement que si l'épaisseur optique à la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  est plus grande que 3(plasma optiquement épais), l'équation 6.4 se résume à  $I_\omega = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} (T_b e^{-\tau_s} + T_s(1 - e^{-\tau_s}))$ . Dans un tel cas, si la densité et la température suprathermiques sont suffisamment grandes de manière à ce que les suprathermiques soient optiquement épais, alors  $I_\omega \propto T_s$ . Dans ce cas, le rayonnement thermique est complètement absorbé par la population suprathermique. Inversement, si les suprathermiques sont optiquement minces, l'intensité de l'ECE est une combinaison du rayonnement thermique avec le rayonnement suprathermique.

Quelles sont les hypothèses que nous devons faire pour simuler nos signaux ECE dans cette approche bi-Maxwellienne? Nous considérons que la partie thermique est entièrement déterminée par les mesures de densité et de température électronique

mesurées par le diagnostic de diffusion Thomson. Nous utiliserons les mesures provenant de la caméra HXR (voir section 2.3.3) dans le but de déterminer la forme des profils de températures et de densités suprathermiques. La distribution spatiale de l'émissivité HXR locale est reconstruite en supposant une homogénéité poloïdale de l'émissivité du plasma et en effectuant une inversion des profils expérimentaux à l'aide de la méthode de régularisation de Fisher[81]. Dans les décharges étudiées, la distribution spatiale de la température des photons  $T_\gamma$  est relativement plate tandis que le profil d'émissivité est beaucoup plus piqué. Si l'émissivité du rayonnement de freinage a une distribution en énergie exponentielle, la densité suprathermique et proportionnelle à l'émissivité divisée par le produit  $n_e(r) \cdot Z_{eff}(r)$  avec  $Z_{eff} = \sum_j n_j Z_j^2 / \sum_j n_j Z_j$ . Ce produit ne varie que peu spatialement et, dans la limite de précision des mesures de  $Z_{eff}$ , nous pouvons estimer que la quantité  $n_e(r) \cdot Z_{eff}(r)$  est typiquement plate dans la région où nous effectuons nos mesures ECE. Nous considérerons donc que le profil d'émissivité est représentatif du profil de densité suprathermique. En ajustant des profils paraboliques sur les mesures HXR, nous admettrons finalement, pour les décharges analysées dans cette section, des profils de la forme  $T_s(r) = T_s(0) \cdot (1 - (r/a)^2)^\alpha$ ,  $\alpha \in [-0.5, 0.5]$  et  $n_s(r) = n_s(0) \cdot (1 - (r/a)^2)^\beta$ ,  $\beta \in [6, 10]$  où  $a$  est le petit rayon du plasma.  $T_s(0)$  et  $n_s(0)$  sont nos paramètres libres.

Pour chaque couple  $[T_s(0), n_s(0)]$  nous calculons le profil radial de rayonnement  $T_{sim}$  donné par

$$T_{sim}(R) = T_b(1 - e^{-\tau_b})e^{-\tau_s} + T_s(1 - e^{-\tau_s}) \quad (6.5)$$

en tenant compte des effets relativistes. En définissant une grille de valeurs  $[T_s(0), n_s(0)]$  et en évaluant  $T_{sim}(R_i)$  pour chaque couple de cette grille, où  $R_i$  est la coordonnée radiale d'un point sur la ligne de visée du radiomètre, nous obtenons la figure 6.9(a). Chaque courbe de cette figure représente, pour cet exemple, tous les couples  $[T_s(0), n_s(0)]$  pour lesquels  $T_{sim}(R = 0.91cm)$  vaut la valeur de température indiquée sur la courbe. Pour les quatre points (1)-(4) de la courbe  $T_{sim}(0.91) = 7keV$ , nous avons représenté les profils  $T_{sim}(R)$  sur la figure 6.9(b). Les quatre profils se coupent bien tous au même point de coordonnées  $[R = 0.91cm, T_{sim} = 7keV]$  mais ont des formes très différentes.

En appliquant cette méthode à plusieurs valeurs expérimentales  $T_{ece}(R_i)$  d'un spectre ECE (généralement trois valeurs suffiront), il est possible d'obtenir pour chaque valeur une telle courbe comme représenté sur la figure 6.10(a). Empiriquement, nous trouvons que chaque paire de courbe possède toujours un point d'intersection et que la position de ces points d'intersection se situent dans une région relativement petite de notre grille. Nous considérerons donc que la moyenne de ces points d'intersection définit les valeurs de température suprathermique centrale  $T_s(0)$  et de densité suprathermique centrale  $n_s(0)$  pour lesquels  $T_{sim}$  se superpose le mieux avec notre profil expérimental  $T_{ece}$ . La déviation standard des points d'intersection nous donne l'incertitude de la méthode. Le profil de rayonnement simulé comparé aux mesures expérimentales est représenté sur la figure 6.10(b). La dépendance de la simulation sur les valeurs de piquages  $\alpha$  et  $\beta$  est faible et affecte principalement les extrémités des profils simulés. Pour les valeurs considérées ( $\alpha \in [-0.5, 0.5]$  et  $\beta \in [6, 10]$ ), la

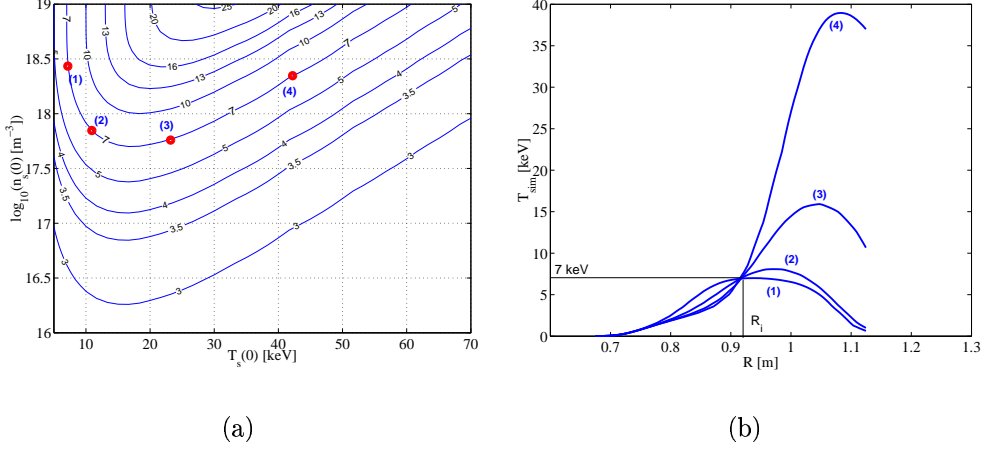


FIG. 6.9 – **(a)** : Courbes d'équi-température représentant la valeur de la température  $T_{sim}(R_i)$  évaluée en  $R_i = 0.91\text{cm}$  pour tous les couples  $[T_s(0), n_s(0)]$  de la grille. **(b)** : Pour les quatre points sur la courbe  $T_{sim}(R_i) = 7\text{keV}$  de la figure (a), nous avons représenté les profils radiaux  $T_{sim}(R)$  correspondants. On remarque qu'effectivement ils se coupent tous à la même position  $R_i$ .

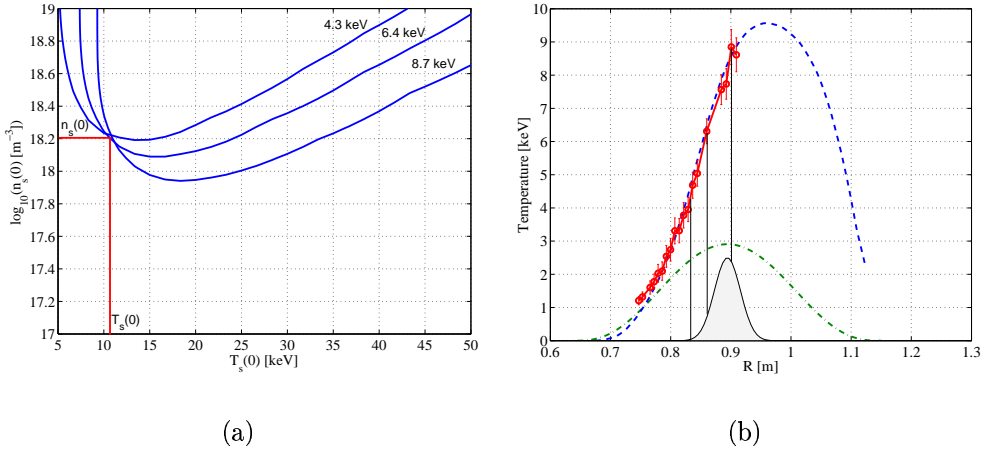


FIG. 6.10 – **(a)** : Courbes d'équi-température pour trois valeurs de  $T_{ece}(R_i)$ . Le point d'intersection détermine les valeurs  $T_s(0)$ ,  $n_s(0)$  que nous considérons pour la simulation du profil de rayonnement ECE représentée en trait-tillé sur la figure de droite. **(b)** : Profil de rayonnement expérimental (-o-), profil de rayonnement simulé (-.-), profil de température Thomson (-.-.-). Pour cette simulation nous avons considéré les paramètres de piquages suivants :  $\alpha = 0$  et  $\beta = 8$ . Le profil remplis représente le profil du dépôt de puissance EC selon le code TORAY-GA. Les trois droites verticales représentent les trois valeurs  $T_{ece}(R_i)$  considérées pour cette simulation.

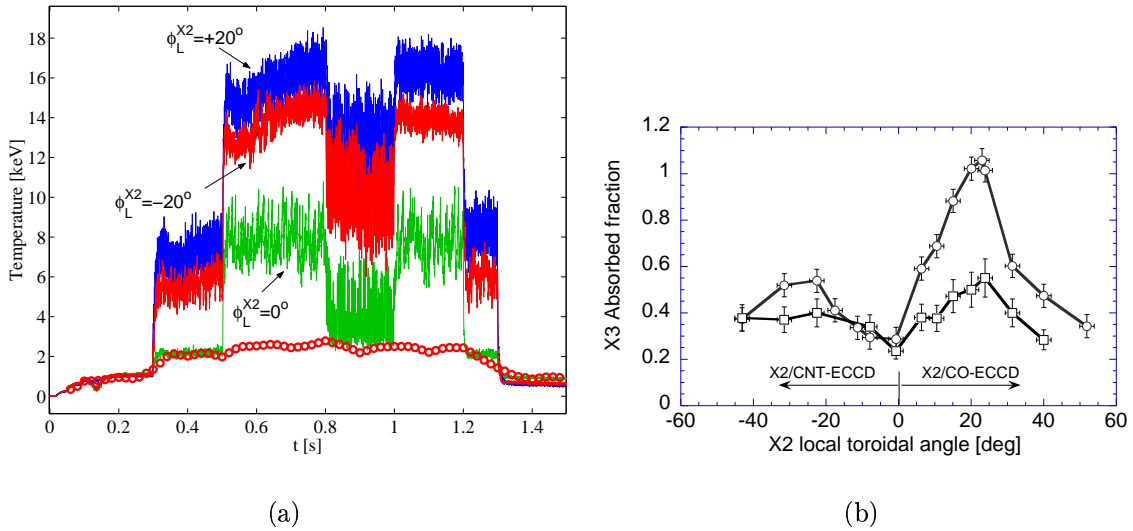


FIG. 6.11 – (a) : Evolution temporelle de  $T_{eee}(0)$  et de la température obtenue par diffusion Thomson  $T_{TS}(0)$  (cercles). Les trois traces de  $T_{eee}(0)$  correspondent au canal central de l'ECE pour trois angles toroïdaux d'injection X2 de  $-20^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $+20^\circ$ . (b) : Mesure de l'absorption de la puissance X3 par la DML (cercles) et calcul de l'absorption par le code TORAY-GA (carrés).

variation n'est pas significative et affecte les profils simulés de l'ordre de 5% pour  $R < 0.8$  et jusqu'à 10% pour  $R > 1$ .

## 6.4 Etudes du rayonnement suprathermique

### 6.4.1 Balayage de l'angle d'injection toroïdal du lanceur X2

L'influence de l'angle toroïdal d'injection de la puissance X2  $\phi_L^{X2}$  sur le spectre de l'ECE a été étudiée au moyen d'un balayage de  $\phi_L^{X2}$  de  $-32^\circ$  à  $+32^\circ$  comprenant une quinzaine de décharges. Les plasmas cibles sont tous identiques et ont tous une injection X2 centrale de 450kW de 0.3 à 1.3s et une injection X3 ECH de 470kW de 0.5 à 1.2s (revoir aussi les figures 6.6 et 6.5 qui sont relatives à une telle décharge). La phase X3 comporte une phase de modulation de la puissance à 237Hz entre 0.8 et 1s afin de mesurer l'absorption globale de la puissance X3 par DML.

La sensibilité de l'ECE à l'angle d'injection X2 est montrée sur la figure 6.11(a). On remarque clairement que, dans la phase X2 seul (0.3-0.5s), lorsque l'angle d'injection X2 est nul, l'émission cyclotronique électronique est thermique i.e.  $T_{eee} = T_{TS}$  et il n'y a pas création d'électrons suprathermiques. Par contre, lorsque l'angle d'injection est non nul,  $T_{eee}$  n'est plus thermique et excède  $T_{TS}$ . On observe une asymétrie du signal ECE entre l'injection CO-ECCD et CNT-ECCD pour des angles d'injections opposés. En ajoutant la puissance X3 ECH, cette asymétrie est toujours présente. De plus, X3 seul produit des électrons suprathermiques même lorsque X2 n'en produit aucun.



Pour chaque décharge de cette étude, une mesure de l'absorption globale de la puissance X3 par le plasma a été faite par la DML et un calcul de l'absorption de la puissance X3 par le code TORAY-GA (section 2.3.5). Rappelons que la mesure faite par la DML donne une mesure globale de l'absorption alors que TORAY-GA calcule l'absorption de la puissance sur les électrons thermiques lors d'une seule traversée du plasma par le faisceau. Les résultats se trouvent sur la figure 6.11(b). L'abscisse de cette figure représente l'angle local à la résonance  $\phi_{abs}^{X2}$  définie par  $\sin \phi_{abs}^{X2} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{B} / |\mathbf{k}| \cdot |\mathbf{B}|$ . On remarque tout d'abord que l'absorption du faisceau X3 calculée par TORAY-GA se situe entre 20 et 50% indiquant que le plasma, supposé thermique, n'est pas optiquement épais pour la troisième harmonique. De plus on retrouve à nouveau une asymétrie des mesures de l'absorption X3 entre l'injection CO-ECCD et CNT-ECCD. Pour  $\phi_{abs}^{X2} = 0^\circ$  la mesure de l'absorption par DML coïncide avec le calcul de TORAY-GA alors qu'il y a divergence lors d'injection ECCD. Cette divergence indique clairement l'importance de la population d'électrons suprathermiques excitée par l'injection X2-X3 sur l'absorption X3. Effectivement, lorsque l'onde de fréquence fixe est injectée du côté bas champ vers le côté haut champ, elle va d'abord traverser la zone de résonance X3 thermique et ensuite traverser la zone de résonance suprathermique déplacée vers le côté haut champ dû au décalage fréquentiel relativiste. Comme le coefficient d'absorption pour la troisième harmonique  $\tau^{X3}$  le long d'une ligne horizontale est proportionnel à  $n_e T_e^2$ , plus la densité et la température de la population suprathermique est grande plus l'absorption de l'onde résiduelle sur cette population sera grande et plus la différence entre la mesure DML et le calcul de TORAY-GA sera grande.

Les résultats de la simulation bi-Maxwellienne des profils ECE de ces plasmas durant la phase X2+X3 de la décharge sont représentés sur la figure 6.12. Les simulations ont été effectuées avec des coefficients de piquages pour la température suprathermique  $\alpha = 0$  et pour la densité suprathermique  $\beta \in [6 - 10]$ . Lorsque seul X2 est injecté, nous observons du rayonnement suprathermique seulement lorsque  $-20^\circ > \phi_{abs}^{X2} > +20^\circ$ . Pour ces cas, la simulation donne des densités suprathermiques centrales comprise entre 2 et  $6 \cdot 10^{17} m^{-3}$  avec le maximum pour  $\phi_{abs}^{X2} = 35^\circ$  et des températures suprathermiques centrales de l'ordre de  $10 \pm 2 keV$ .

La partie X2+X3 est par contre plus sensible à l'angle d'injection. Les températures et densités suprathermiques minimales sont obtenues avec  $\phi_{abs}^{X2} = 0^\circ$ . Pour des angles d'injections non nuls, température et densité suprathermiques augmentent avec l'angle d'injection pour atteindre un maximum à  $\phi_{abs}^{X2} = +35^\circ$  et  $-30^\circ$ . Une très bonne correspondance entre la température suprathermique  $T_s(0)$  et la température suprathermique  $T_\gamma(0)$  mesurée avec la caméra HXR est observée. La dépendance de l'angle d'injection X2 lors d'injection X3 peut qualitativement s'expliquer par une optimisation de la synergie X2-X3 comme expliqué dans la section 5.2.1. Sur TCV, les résonances froides X2 et X3 sont séparées radialement par environ 50mm, la résonance X3 se trouvant du côté bas champ. Ainsi, lorsqu'on injecte les ondes de manière centrale en ECH, l'absorption des deux faisceaux ne se situe pas au même endroit dans le plasma. Par contre l'injection du X2 avec une composante toroïdale tend doublement à rapprocher les deux résonances. Premièrement, si X2 crée une population suprathermique, le faisceau X3 pour lequel le plasma n'est pas

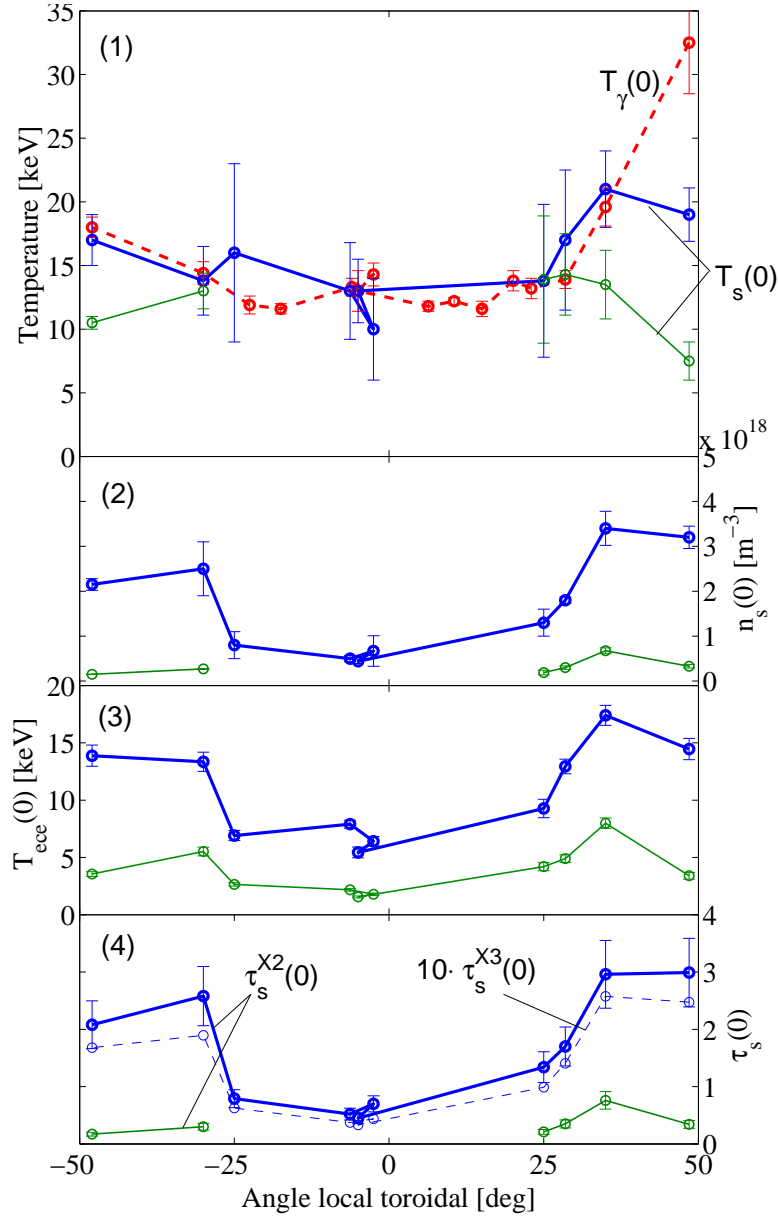


FIG. 6.12 – Résultats de la méthode bi-Maxwellienne appliquée aux spectres ECE obtenus lors du balayage de l'angle d'injection toroïdal du lanceur X2. Les plasmas cibles sont tous identiques et ont tous une injection X2 centrale de 450kW et une injection X3 ECH de 470kW. Les courbes en trait fin sont relatives à la partie X2 et les courbes en gras à la partie X2+X3. De haut en bas : (1) température centrale des photons  $T_\gamma(0)$  (trait-tillé) et température supra-thermique centrale  $T_s(0)$  (trait plein). (2) Densité centrale supra-thermique  $n_s(0)$ . (3) Température ECE centrale  $T_{ecc}(0)$ . (4) Epaisseur optique  $\tau_s^{X2}(0)$  et  $10 \cdot \tau_s^{X3}(0)$ .  $\tau_s^{X3}(0)$  n'est calculé que pour la phase X2+X3.

optiquement épais va être absorbé en partie sur la partie thermique mais aussi sur les électrons suprathermiques se situant du côté haut champ. De plus, l'effet Doppler résultant de l'angle d'injection toroïdal amène à un déplacement de la résonance X2 vers le côté bas champ. Finalement, comme représenté sur la figure 5.10, les deux résonances se situent spatialement au même endroit dans un plan poloïdal pour un angle d'injection du X2 de  $14^\circ$  et pour des particules d'énergies de l'ordre de 15keV ce qui est consistant avec les estimations de températures suprathermiques. Bien sûr ce modèle ne tient pas compte de l'augmentation de la diffraction du faisceau lorsque l'angle d'injection augmente ni de la largeur du profil du coefficient d'absorption qui croît avec la température (voir figure 3.5(a)).

Finalement, le calcul de l'épaisseur optique X2 pour la population suprathermique représenté par la figure 6.12(4) donne  $\tau_s^{X2}(0) = 0.55$  pour  $\phi_{abs}^{X2} = 0$  et  $\tau_s^{X2}(0) \approx 3$  pour  $\phi_{abs}^{X2} = \pm 35^\circ$ . Ainsi la population suprathermique devient optiquement épaisse pour les grands angles d'injection et, au vu de l'équation 6.5, le radiomètre mesure la température suprathermique. Effectivement, pour  $\phi_{abs}^{X2} = -30^\circ$ ,  $T_{ece}(0) = 13keV$  et  $T_s(0) = 13.7keV$  alors que pour  $\phi_{abs}^{X2} = 0^\circ$ ,  $T_{ece}(0) = 6keV$  et  $T_s(0) = 13keV$ .

La figure 6.11(b) indique que lorsque X2 est en CO-ECCD avec  $\phi_{abs}^{X2} = +25^\circ$ , l'absorption X3 mesurée avec la DML est de 100% alors qu'une simulation effectuée par TORAY-GA donne 50% d'absorption du faisceau i.e.  $\tau_b^{X3} = 0.7$ . Rappelons que ce calcul représente l'absorption du faisceau sur les électrons thermiques lors d'une traversée unique du plasma par le faisceau. La méthode bi-Maxwellienne pour cette décharge donne  $T_s(0) = 14 \pm 6keV$  et  $n_s(0) = 1.3 \cdot 10^{18} \pm 0.4 \cdot 10^{18}m^{-3}$  et ainsi  $\tau_s^{X3} = 0.2 \pm 0.06$ . Les figures 6.13 représentent l'effet des deux populations électroniques sur l'absorption du faisceau X3. On remarque que l'absorption sur les électrons suprathermiques a lieu plus en direction du côté haut champ que l'absorption sur les électrons thermiques. Ainsi, l'absorption de l'onde X3 sur la population thermique et sur la population suprathermique lors d'un passage unique du faisceau à travers le plasma est donné par  $1 - exp(-(\tau_b^{X3} + \tau_s^{X3})) = 60\% \pm 2.5\%$  ce qui est encore loin des 100% mesurés par la DML. Plusieurs effets peuvent expliquer cette différence. Premièrement, le calcul de  $\tau_s^{X3}$  est effectué sur une ligne de visée horizontale alors que la puissance X3 est injectée avec un angle de l'ordre de  $45^\circ$  ce qui augmente la zone résonante et donc l'absorption du faisceau. Un calcul de l'absorption avec le code TORAY-GA dans lequel nous utilisons les profils de température et de densité suprathermiques estimés avec la méthode bi-Maxwellienne donne une absorption sur la population suprathermique de 40% ce qui correspond à  $\tau_s^{X3} = 0.5$ . Ainsi,  $1 - exp(-(0.7 + 0.5)) = 70\%$ . Deuxièmement, l'effet des réflexions multiples du faisceau X3 sur les parois de la chambre a vide ne sont pas prises en compte. Troisièmement, comme discuté dans la section 3.3.5, l'erreur sur la valeur de  $\tau_s^{X2}$  par rapport à la valeur exacte du coefficient d'absorption est en dessous de 10% pour des températures inférieure à 20keV mais tend à croître lorsque le numéro de l'harmonique considérée croît[21]. Quatrièmement, la fonction de distribution Maxwellienne  $f_s$  caractérisant les suprathermiques ne possède pas de vitesse parallèle par rapport à la Maxwellienne  $f_b$ . Ajouter une telle vitesse tend à augmenter le coefficient d'absorption[33]. Finalement, considérer la fonction de distribution électronique comme étant une bi-Maxwellienne est une forte approximation. Actuel-

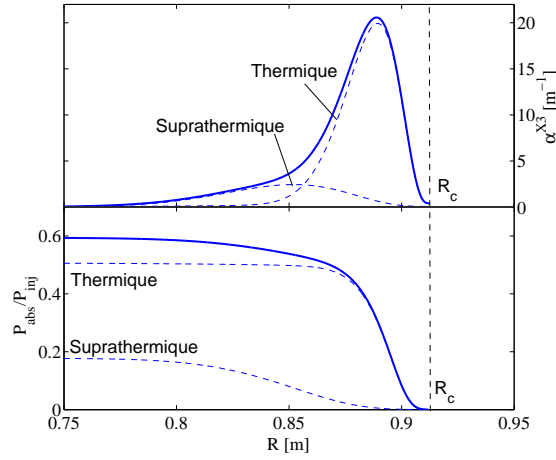
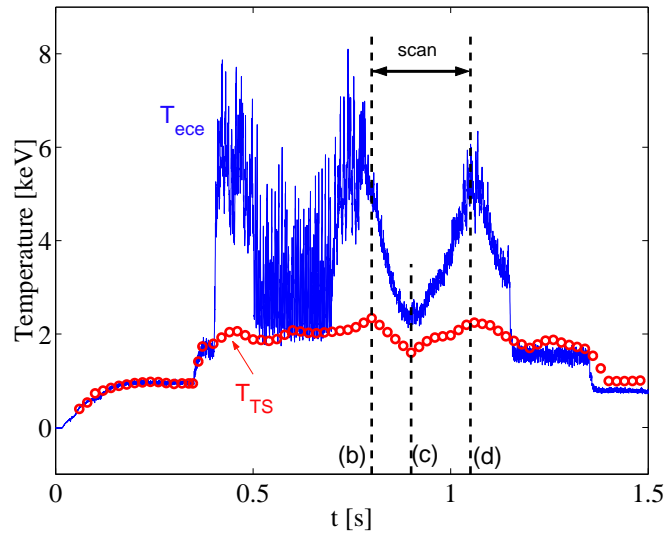


FIG. 6.13 – **Haut** : Coefficients d’absorption pour la troisième harmonique  $\alpha^{X3}$  à la fréquence de 118GHz. Ces coefficients sont calculés selon une ligne de visée horizontale passant par le centre du plasma. On a représenté les coefficients  $\alpha^{X3}$  de la partie thermique et de la partie suprathermique (traits-tillés) ainsi que leur somme (trait en gras). La partie suprathermique est estimée à partir de l’approximation bi-Maxwellienne appliquée à cette décharge. **Bas** : Evolution du dépôt de puissance du faisceau X3 sur la partie thermique et sur la partie suprathermique séparément (trait-tillés) et sur l’ensemble de ces deux populations. La ligne verticale en trait-tillé indique la position de la résonance froide à 118GHz.

lement, un effort est effectué dans notre institut de manière à coupler un code de rayonnement ECE à un code de Fokker-Planck dans le but d’effectuer des simulations d’ECE à partir de fonctions de distribution numériques[82][83].

## 6.4.2 Balayage de l’angle poloïdal du lanceur X3

L’influence de l’angle d’injection poloïdal d’injection du faisceau X3 sur le spectre ECE est représentée sur les figures 6.14(a)(b)(c)(d). Dans cette expérience, le plasma est préchauffé par une injection X2 ECH de 450kW durant 50ms avant injection de 470kW X3 ECH. Durant la phase X2 seule, on remarque que les profils de  $T_{ece}(0)$  et de  $T_{TS}(0)$  se superposent, indiquant qu’aucun électron suprathermique n’est produit. L’addition de la puissance X3 produit une élévation de  $T_{ece}(0)$  d’un facteur 3 alors que  $T_{TS}(0)$  n’augmente que de 20%. Durant la phase de modulation de la puissance X3(0.5-0.7s), la mesure de l’absorption globale de la puissance X3 indique que seulement 30% de la puissance X3 est absorbée. De 0.8-1.05s, un balayage de l’angle poloïdal d’injection de l’onde X3 est effectué du centre jusqu’à  $\rho_\psi = 0.7$  où  $\rho_\psi$  est la racine carrée du flux poloïdal normalisé. L’émission ECE est maximale à 0.8 alors que les deux faisceaux X2 et X3 sont injectés de manière centrale. Ensuite, l’émission ECE décroît jusqu’à ce que la déposition X3 soit proche de  $\rho_\psi = 0.35$  comme indiqué sur la figure 6.14(c). Dans le même temps, l’émissivité des rayons X-durs est fortement réduite et la température  $T_{TS}$  diminue de l’ordre de 30%, indiquant aussi une réduction de l’absorption. Ensuite, l’émission ECE croît à nouveau



(a) Evolution temporelle de  $T_{ece}(0)$  et  $T_{TS}(0)$  pour la décharge #18782

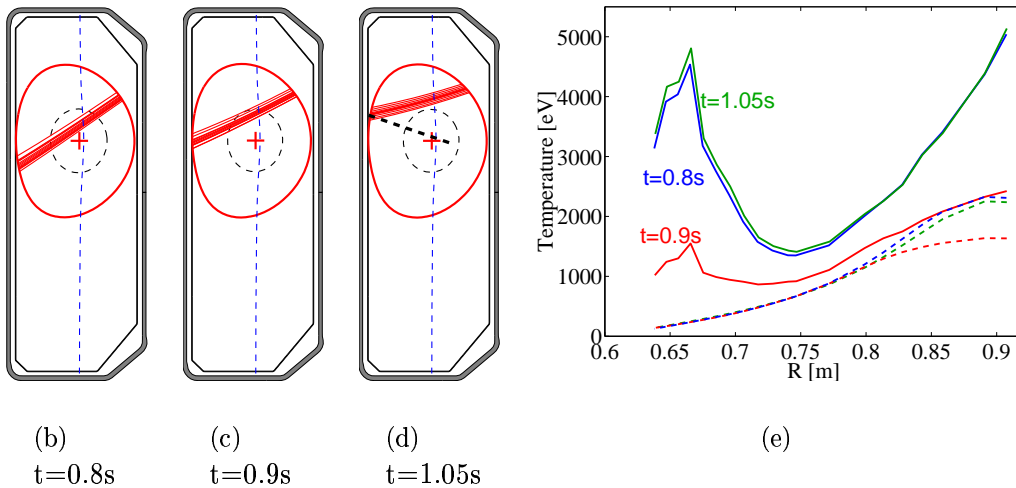


FIG. 6.14 – Ce plasma a été préchauffé par une injection centrale de 450kW X2 ECH et suivi d’une injection centrale de 470kW X3 ECH. Entre  $t=0.8$  et  $1.05$ s, un balayage poloidal avec le lanceur X3 du centre vers le bord est effectué. **(a)** Evolution temporelle de  $T_{ece}(0)$  et  $T_{TS}(0)$ . Pour les trois temps indiqués par un trait-tillé vertical, les trajectoires du faisceau X3 calculées par le code TORAY-GA sur un plan poloidal de TCV sont représentée sur le figures **(b)(c)(d)**. Sur ces figures, la ligne en trait-tillé indique la résonance froide X3. **(d)** La droite grosse en trait-tillé représente la réflexion géométrique du faisceau X3 sur la colonne centrale. **(e)** Profils radiaux de  $T_{ece}$  (—) et de  $T_{TS}$  (- -) au trois temps indiqués sur la figure (a).

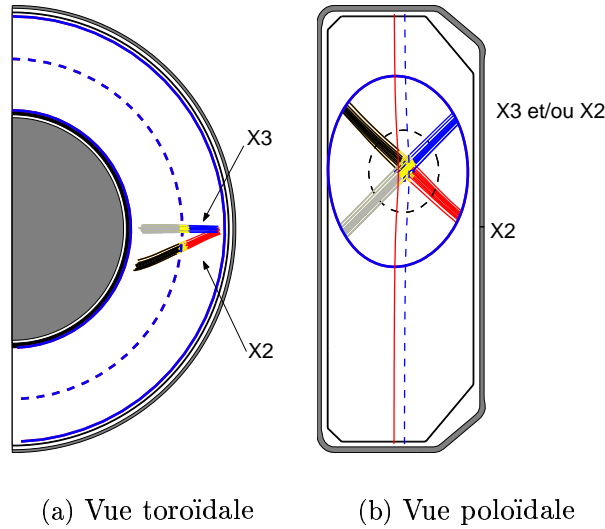


FIG. 6.15 – Géométrie des lanceurs X2 et X3 pour la décharge # 21739.

pour atteindre à  $t=1.05s$  (figure 6.14(d)) la même amplitude que lorsque l'injection est centrale. Cet effet est dû à la réflexion du faisceau X3 non absorbé lors de sa première traversée du plasma sur la colonne centrale du tore. Le faisceau ainsi réfléchi traverse à nouveau le plasma où il est à nouveau partiellement absorbé. Dans la configuration représentée par la figure 6.14(d), le faisceau réfléchi se trouve dans une géométrie d'injection centrale comme au temps  $t = 0.8s$  : lors de son second passage à travers le plasma, le faisceau X3 excite à nouveau des suprathermiques et s'absorbe ensuite à nouveau en partie sur la population électronique thermique. Notons enfin que les profils radiaux de  $T_{ece}$  aux temps  $t = 0.8s$  et  $1.05s$  (voir figure 6.14(e)) se superposent parfaitement n'indiquant aucune différence dans les populations suprathermiques excitées lorsque le faisceau X3 entre dans le plasma du côté bas champ ou du côté haut champ.

### 6.4.3 Balayage de la puissance d'injection X2

Afin d'étudier l'influence de la puissance EC sur le spectre ECE, nous avons effectué une série de 6 décharges en variant la puissance d'injection X2 de 0 à 1.35MW. L'injection X2 est toujours centrale avec  $\phi_{abs}^{X2} = +12^\circ$  de  $t=0.4$  à 1.8s. De 0.6 à 1.62s nous effectuons une injection de puissance centrale en X3 ECH. La configuration géométrique des lanceurs est représentée sur la figure 6.15. Les résultats de l'approximation bi-Maxwellienne appliquée à la phase d'injection X2 seul de chaque décharge sont représentés sur la figure 6.16(a).  $T_s(0)$  vaut approximativement 7keV et ne dépend pas significativement de la puissance d'injection X2. Cependant,  $n_s(0)$  croît linéairement avec la puissance de  $1 \cdot 10^{17}m^{-3}$  pour  $P_{X2} = 0.25MW$  à  $2 \cdot 10^{18}m^{-3}$  pour  $P_{X2} = 1.35MW$ . Pour ces décharges la densité électronique mesurée par Thomson reste constante et vaut  $n_{TS}(0) \approx 1.6 \cdot 10^{19}m^{-3}$ .

Les résultats de l'approximation bi-Maxwellienne appliquée à la phase X2+X3 de ce

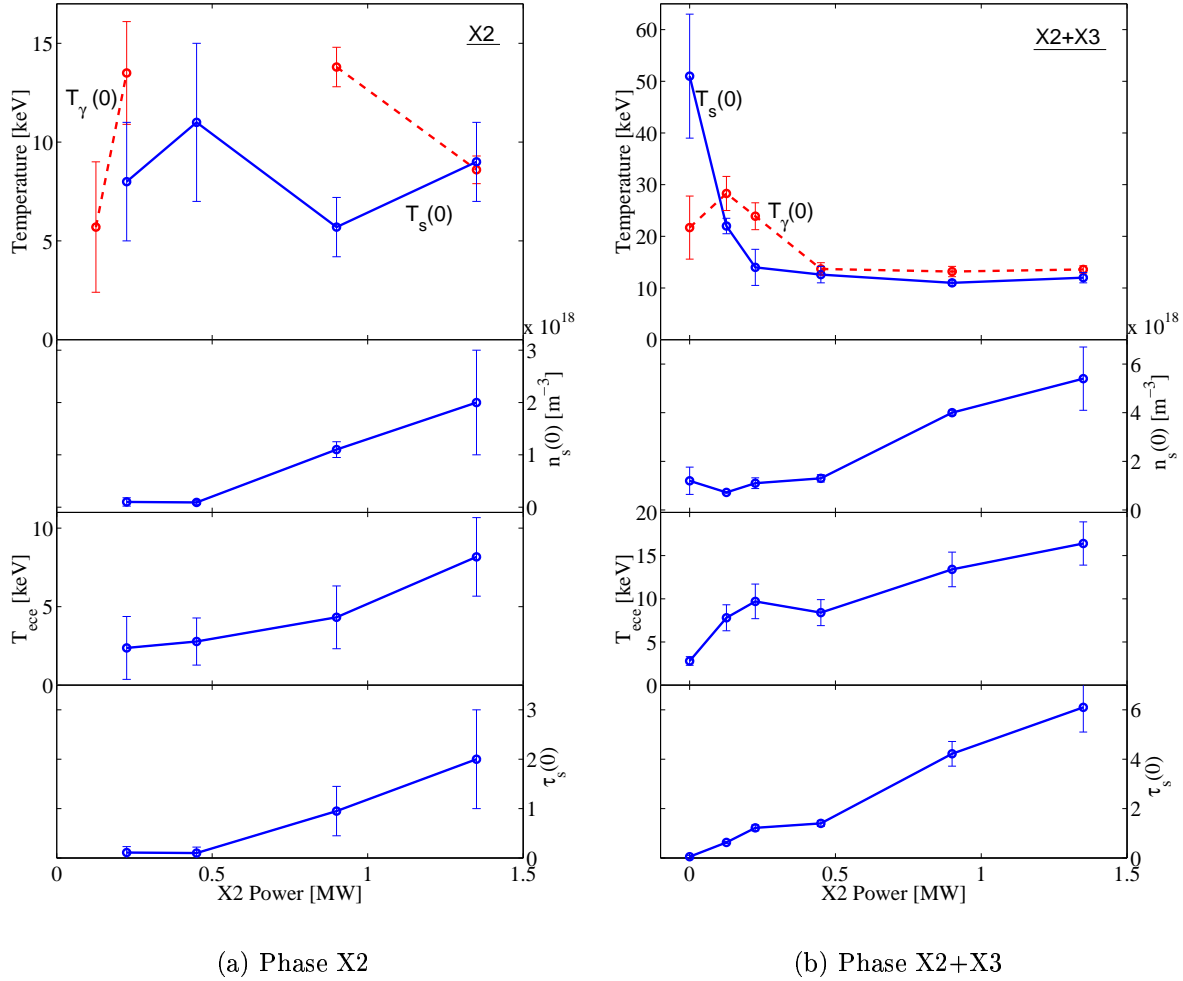


FIG. 6.16 – Résultats de la méthode bi-Maxwellienne appliquée au balayage de la puissance X2 avec 0.47MW de puissance X3 ECH. De haut en bas : 1) Le trait plein représente la température suprathermique centrale  $T_s(0)$ , le trait-tillé représente la température des photons centrale  $T_\gamma(0)$ . 2) Densité suprathermique centrale  $n_s(0)$ . 3) Température ECE centrale. 4) Epaisseur optique des suprathermiques pour la seconde harmonique  $\tau_s(0) \propto n_s \cdot T_s$ .

TAB. 6.1 – Résumé du balayage en puissance X2 durant la phase X2+X3 des décharges.

$P_{X2}$ [MW]	$T_{ece}(0)$ [keV]	$T_{TS}(0)$ [keV]	$T_s(0)$ [keV]	$\frac{n_s(0)}{n_{TS}(0)}$ [%]	$\tau_s(0)$	$1 - e^{-\tau_s(0)}$	$\tau_b(0)$
0	2.8	2	51	8	0.5	0.4	6.8
0.5	9	2.8	12.6	9	1.4	0.75	12.6
1.5	13	2.7	12	24	6.1	1	14

balayage en puissance sont représentés sur la figure 6.16(b). Alors que la puissance X2 croît de 0 à 1.35MW,  $n_s(0)$  semble indépendante pour  $P_{X2} < 0.5\text{MW}$  puis croît de  $1.1 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$  à  $5.4 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ . Dans le même temps,  $T_s(0)$  décroît de 51keV pour  $P_{X2} = 0\text{MW}$  à 12 keV pour  $P_{X2} = 0.45\text{MW}$  et reste ensuite constante. Excepté pour  $P_{X2} = 0\text{MW}$ , la température suprathermique dans l'approximation bi-Maxwellienne est en très bon accord avec la température des photons provenant de la caméra HXR. Nous remarquons aussi que lorsque  $P_{X2}$  augmente de 0 à 1.35MW, l'épaisseur optique suprathermique croît de 0.05 à 6.1. Dans le même temps, la fraction de l'énergie des électrons portée par les suprathermiques i.e.  $\int n_s T_s dV / \int (n_s T_s + n_b T_b) dV$  passe de 15% avec  $P_{X2} = 0.15\text{MW}$  à 40% avec  $P_{X2} = 1.35\text{MW}$ .

Il est important de noter que pour toutes ces décharges, les électrons thermiques sont optiquement épais pour la seconde harmonique de  $\Omega_{ce}$  et que l'équation 6.5 se réduit à :

$$T_{ece} = T_b e^{-\tau_s} + T_s (1 - e^{-\tau_s}) \quad (6.6)$$

c'est donc principalement la valeur de  $\tau_s$  i.e. l'épaisseur optique des électrons suprathermiques pour la seconde harmonique qui gouverne l'émission cyclotronique électronique mesurée par le radiomètre. Le tableau 6.1 résume différentes variables pour trois valeurs de  $P_{X2}$ . Ainsi, lorsque  $P_{X2} = 0\text{MW}$ ,  $\tau_s$  est faible et  $T_{ece} \approx T_{TS}$ . Une attention particulière doit être portée à la valeur de  $\tau_s(0)$  dans le tableau 6.1 indiquant  $\tau_s(0) = 0.5$  : c'est la valeur de l'épaisseur optique de la population suprathermique au centre du plasma. Par contre, dû au décalage relativiste, ce n'est pas la population suprathermique centrale qui participe à l'émission cyclotronique électronique observée sur le canal central du radiomètre mais la population située côté haut champ dont le rayonnement subit le décalage relativiste et dont la valeur de l'épaisseur optique vaut  $\tau_s = 0.018$ . Avec une telle valeur, l'équation 6.6 est satisfaite. Lorsque  $P_{x2} = 0.45\text{MW}$ , la population suprathermique est optiquement semi-transparente et  $T_{ece}$  est une combinaison entre la température des électrons thermiques et des électrons suprathermiques. Finalement, lorsque  $P_{X2} = 1.35\text{MW}$ , la population suprathermique est optiquement épaisse et les canaux centraux de l'ECE mesurent la température suprathermique directement.



## 6.5 Discussion des phénomènes de relaxation électroniques dans des plasmas chauffés avec des ondes EC

L'enclenchement ou le déclenchement de la puissance de chauffage X2 ou X3 amène à une variation temporelle des signaux ECE. En coupant l'injection de puissance EC en un temps de quelques dizaines de micro-secondes, plus court que les temps caractéristiques de diffusion et de collision dans le plasma, l'analyse des temps de relaxation des canaux ECE nous permet de déterminer quels canaux sont influencés par les électrons rapides et quels phénomènes sont en jeu. Un canal n'analysant qu'un rayonnement thermique devrait relaxer sur un temps caractéristique de l'ordre du temps de confinement de l'énergie des électrons  $\tau_{Ee}$  qui s'écrit :

$$\tau_{Ee} = \frac{\int \frac{3}{2} n_e k_B T_e dV}{P_{ohm} + P_{add}} \quad (6.7)$$

où  $P_{ohm}$  est la puissance du chauffage ohmique et  $P_{add}$  est la puissance de chauffage additionnelle. Le confinement est limité par des processus de diffusion thermique, de convection et de pertes par rayonnement. Un canal subissant l'influence des électrons rapides devrait comporter au moins deux temps de relaxation : le premier associé à la relaxation thermique et le second à la relaxation suprathermique. Quand deux espèces ont des températures différentes, les collisions entre ces deux espèces amènent à un transfert de chaleur entre elles afin de diminuer leur différence de température. Pour deux espèces  $i, j$ , ce processus est caractérisé par le temps d'échange de chaleur  $\tau_{ij}$  défini par

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{T_j - T_i}{\tau_{ij}} \quad (6.8)$$

et s'écrit [2, 84]

$$\tau_{ij} = \frac{3\sqrt{2}\pi^{3/2}\epsilon_0^2 m_i m_j}{n_j e^4 Z_i^2 Z_j^2 \ln \Lambda} \left( \frac{T_i}{m_i} + \frac{T_j}{m_j} \right)^{3/2} \quad (6.9)$$

Nous avons vu (chapitre 5) que l'injection d'onde EC tend à déformer la fonction de distribution électronique localement. L'absorption de telles ondes affectant la composante perpendiculaire de la vitesse des particules résonantes, une redistribution dans l'espace des vitesses par diffusion angulaire s'effectue dans un temps caractéristique  $\tau_\mu$  appelé temps de diffusion angulaire. Si nous définissons  $\mu = v_{||}/v$  alors

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{\mu}{\tau_\mu} \quad (6.10)$$

avec [84][85]

$$\nu_\mu = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{e^4 n_e (Z_{eff} + 1) \ln \Lambda}{2\pi \epsilon_0^2 m_e^2} \cdot \frac{[\Phi(v^*/v_{Te}) - G(v^*/v_{Te})]}{v^{*3}} \quad (6.11)$$

les quantités avec \* font référence aux particules rapides et

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (6.12)$$

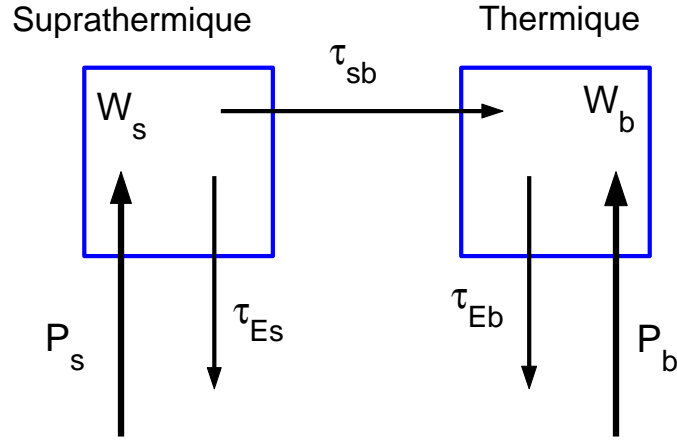


FIG. 6.17 – Figure symbolisant les échanges d'énergie entre la population suprathermique et la population thermique.

$$G(x) = \frac{\Phi(x) - x\Phi'(x)}{2x^2} \quad (6.13)$$

Ce processus de diffusion angulaire tend à rendre la thermalisation isotrope dans l'espace des vitesses à condition que  $\tau_{Ee} \gg \tau_{\mu}$ . C'est un processus de relaxation sans perte d'énergie.

En reprenant l'approximation bi-Maxwellienne, nous pouvons considérer notre plasma comme étant constitué d'une population électronique thermique (indiquée par  $b$ ) et d'une population suprathermique (indiquée par  $s$ ). Ainsi, comme symbolisé sur la figure 6.17, les deux populations ont des pertes, des sources et des échanges d'énergies. Le transfert de puissance  $P_{sb}$  entre la population suprathermique et la population thermique est lié au temps de relaxation  $\tau_{sb}$  par l'équation  $P_{sb} = W_s/\tau_{sb}$ . Ainsi, les particules suprathermiques reçoivent une puissance de chauffage  $P_s$ , perdent une puissance  $P_{sb}$  par relaxation thermique sur les électrons thermiques et ont un temps de confinement de l'énergie  $\tau_{Es}$ . De même, la population thermique reçoit une puissance  $P_b + P_{sb}$  et a un temps de confinement de l'énergie  $\tau_{Eb}$  avec

$$P_b + P_s = P_{ohm} + P_{add} \quad (6.14)$$

et

$$\tau_{Eb} = \frac{\int \frac{3}{2}n_b k_B T_b dV}{P_b + P_{sb}}; \quad \tau_{Es} = \frac{\int \frac{3}{2}n_s k_B T_s dV}{P_s - P_{sb}}; \quad (6.15)$$

Les puissances de perte par transport sont  $W_s/\tau_{Es}$  pour les suprathermiques et  $W_b/\tau_{Eb}$  pour les thermiques. Sur la figure 6.18 nous avons représenté le temps d'échange de chaleur  $\tau_{sb}$  défini par l'équation 6.9 et le temps de diffusion angulaire  $\tau_{\mu}$  défini par l'équation 6.11 en fonction de la température des électrons suprathermiques pour  $T_b = 3\text{keV}$  et  $n_b = 2.5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ . On remarque que la diffusion angulaire dans l'espace des vitesses s'effectue dans un temps beaucoup plus court que le temps d'échange de chaleur. La conservation de l'énergie sur ces deux populations s'écrit,

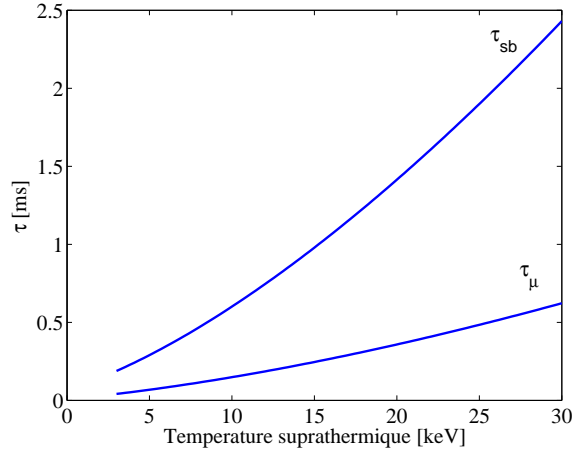


FIG. 6.18 –  $\tau_{sb}$  et  $\tau_{\mu}$  en fonction de la température des électrons suprathermiques pour  $T_b = 3\text{keV}$  et  $n_b = 2.5 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ .

à l'équilibre :

$$\frac{dW_s}{dt} = -\frac{W_s}{\tau_{sb}} - \frac{W_s}{\tau_{Es}} + P_s = 0 \quad (6.16)$$

$$\frac{dW_b}{dt} = \frac{W_b}{\tau_{sb}} - \frac{W_b}{\tau_{Eb}} + P_b = 0 \quad (6.17)$$

Avec ces deux équations, nous trouvons la solution d'équilibre suivante :

$$W_s = P_s \frac{\tau_{sb} \cdot \tau_{Es}}{\tau_{sb} + \tau_{Es}} \quad (6.18)$$

et

$$W_b = \left( P_b + P_s \frac{\tau_{Es}}{\tau_{Es} + \tau_{sb}} \right) \tau_{Eb} \quad (6.19)$$

## Décharge # 19279

La plupart des décharges effectuées dans le cadre de cette thèse comportant une injection X2+X3 ont une forte activité MHD se caractérisant par des dents de scie de grandes amplitudes sur les signaux ECE empêchant l'étude des propriétés de relaxations des signaux ECE. La décharge #19279 n'étant que peu perturbée par de telles dents de scie, nous avons effectué une interpolation des signaux ECE, à partir de l'arrêt de l'injection X3, sous forme d'une combinaison linéaire de deux exponentielles de la forme  $\exp(-t/\tau_{ECE})$ . L'arrêt de la puissance X3 a lieu en  $20\mu\text{s}$ . Les résultats sont représentés sur les figures 6.19 et 6.20. Il apparaît que les canaux centraux, analysant l'ECE provenant de la zone de déposition de la puissance EC, peuvent être interpolés par deux temps caractéristiques alors que pour les canaux externes un seul temps suffit. Deux régimes distincts de relaxation sont observés, gouvernés par deux constantes de temps différentes.

La décharge #19279 est une décharge du balayage en angle toroïdal X2 de la section 6.4.1 avec une injection de puissance  $P_{X2} = 450\text{kW}$  avec un angle  $\phi_{abs}^{X2} = +40^\circ$  et une

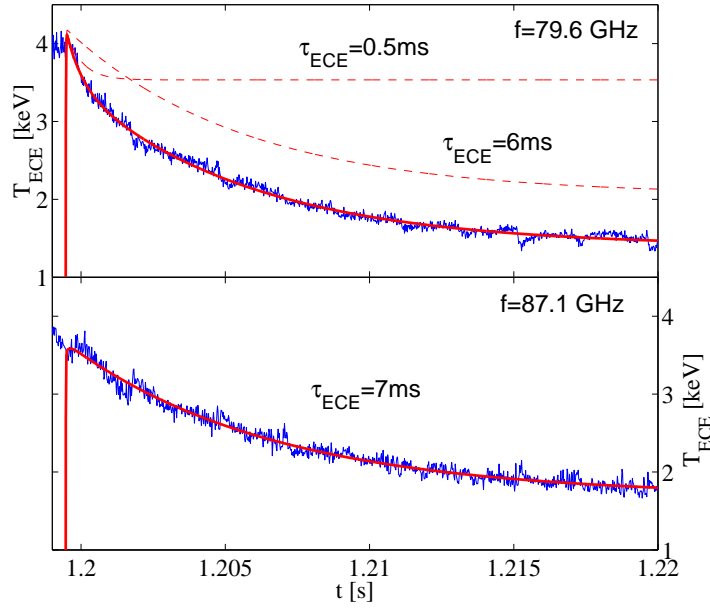


FIG. 6.19 – Résultats de l'interpolation par une combinaison linéaire de deux exponentielles de deux canaux ECE lors du déclenchement de la puissance X3.

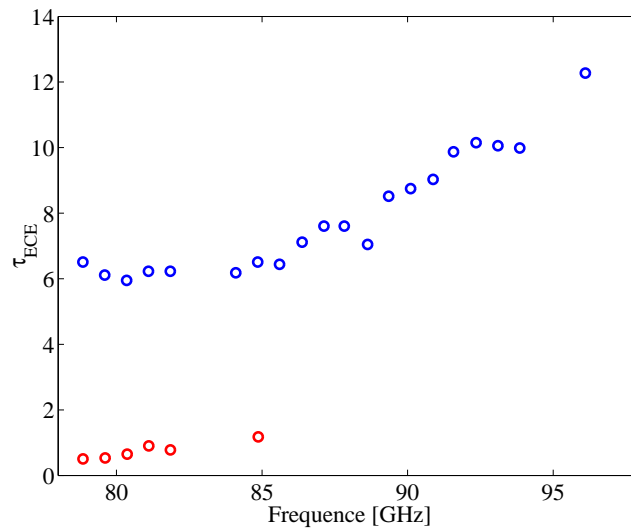


FIG. 6.20 – Résultats de l'interpolation par une combinaison linéaire de deux exponentielles de tous les canaux ECE pour le tir #19279.

injection de puissance  $P_{X3} = 470\text{kW}$  en ECH. Pour l'absorption du X3, un calcul de TORAY-GA donne 30% d'absorption et une mesure par la DML 47%. Nous supposons que la puissance ohmique, qui est de 100kW, est entièrement déposée sur les électrons thermiques ainsi que 30% de la puissance X3. La puissance déposée sur les électrons suprathermiques est composée de toute la puissance X2 (grand angle d'injection) et de  $47 - 30 = 17\%$  de la puissance X3. Ceci correspond à une puissance sur les suprathermiques de 550kW. La simulation bi-Maxwellienne appliquée à la phase X2+X3 de cette décharge nous donne  $T_s = 19\text{keV}$  et  $n_s = 3.2 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$  permettant de calculer l'énergie de cette population  $W_s = \int \frac{3}{2}n_s k_B T_s dV = 1.5\text{kJ}$ . La diffusion Thomson nous donne pour la partie thermique  $T_b = 2.5\text{keV}$  et  $n_b = 2.5 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$  permettant de calculer l'énergie de cette population  $W_b = \int \frac{3}{2}n_b k_B T_b dV = 4\text{kJ}$ . Un résumé de ces valeurs ainsi que des temps caractéristiques est donné dans le tableau 6.2. Dans ce tableau,  $\tau_{XTE}$  est le temps de décroissance exponentielle des signaux

TAB. 6.2 – Résumé du tir #19279.

$T_s$ [keV]	$n_s$ [m <sup>-3</sup> ]	$T_b$ [keV]	$n_b$ [m <sup>-3</sup> ]	$W_s$ [kJ]	$W_b$ [kJ]
19	3.2e18	2.5	2.5e19	1.5	5
$\tau_{XTE}$ [ms]	$\tau_{ECE}$ [ms]	$\tau_{sb}$ [ms]	$\tau_\mu$ [ms]		
6	6-10 & 0.5-1	1.3	0.32		

de mesure de la température à l'aide de diodes à rayons X-mous caractérisant la relaxation thermique,  $\tau_{ECE}$  sont les deux temps caractéristiques de décroissance exponentielle des canaux de l'ECE comme représenté sur la figure 6.20,  $\tau_{sb}$  est le temps d'échange de chaleur donné par l'équation 6.9 entre les populations électroniques thermiques et suprathermiques et  $\tau_\mu$  est le temps de diffusion angulaire de la population suprathermique. Au vu des ces résultats, il semble que, parmi les deux temps  $\tau_{ECE}$  observés, le plus petit s'apparente au temps de relaxation collisionnel  $\tau_{sb}$  entre les populations d'électrons rapides et thermiques alors que le temps le plus grand se réfère au temps de confinement de l'énergie des électrons rapides. En identifiant  $\tau_{Eb} = \tau_{XTE}$  et  $\tau_{Es}$  égal au temps le plus long de  $\tau_{ECE}$ , nous pouvons calculer  $W_s$  et  $W_b$  par les équations 6.18 et 6.19 et obtenir  $W_s = 590\text{J}$  et  $W_b = 4200\text{J}$  à mettre en rapport avec les énergies modélisées  $W_s = 1500\text{J}$  et  $W_b = 4000\text{J}$ . Bien que le calcul de l'énergie de la population thermique soit proche de la mesure expérimentale, le calcul de l'énergie de la population suprathermique est trois fois plus faible que la mesure expérimentale. Il semble donc que, soit l'application de la méthode bi-Maxwellienne donne une surestimation de l'énergie de la partie suprathermique, soit que le temps  $\tau_{sb}$  soit trop petit. Il est utile de spécifier que le calcul de  $\tau_{sb}$ , défini par l'équation 6.9, suppose que  $n_b \gg n_s$  impliquant que la température  $T_b$  ne change pas au cours du processus de relaxation. De plus, les signaux ECE et XTE sur lesquels nous avons effectué une interpolation sont passablement bruités induisant des erreurs sur la valeur des temps de décroissances mesurés. Néanmoins, qualitativement et avec un modèle relativement simple des échanges d'énergies entre

les électrons thermiques et suprathermiques, nous avons pu identifier deux temps caractéristiques expérimentaux et les identifier avec le temps de relaxation collisionnel entre la partie suprathermique et la partie thermique et le temps de confinement de l'énergie de la population suprathermique.

# Chapitre 7

## Conclusion

Nous avons étudié le rayonnement cyclotronique électronique suprathermique émis par les plasmas de TCV lors d'injection de puissance X2 et/ou X3. La partie la plus importante de ce travail a consisté en une étude de l'influence de la géométrie d'injection ainsi que de la puissance d'injection X2-X3 sur la génération d'électrons suprathermiques. Ces mesures ont été effectuées, principalement, au moyen d'un radiomètre analysant l'émission cyclotronique électronique (ECE) du plasma. Le radiomètre super-hétérodyne, installé dans l'environnement de TCV dans le cadre de cette thèse, a la particularité de posséder deux antennes de réception de l'ECE provenant du plasma situées du côté haut champ magnétique du tore. Lorsque le plasma est à l'équilibre thermique, le radiomètre permet une mesure de la température électronique de la région centrale du plasma à condition que la densité électronique soit inférieure à la densité de coupure et que le produit  $n_e(r) \cdot T_e(r)$  soit suffisamment grand pour que le plasma soit optiquement épais pour la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique électronique. La bonne résolution spatiale et temporelle de ce diagnostic permet, entre autre, l'observation et l'analyse de phénomènes rapides tels que dents de scie et instabilités MHD. Lorsque la fonction de distribution électronique n'est pas Maxwellienne, l'émission cyclotronique électronique, observée par le côté haut champ, n'est plus proportionnelle à la température électronique thermique, comme ce serait le cas par une observation bas champ. Dans ce cas, l'ECE permet de recueillir de précieuses informations sur la nature non-Maxwellienne de la fonction de distribution des électrons.

Sur TCV, l'injection de puissance micro-onde à la deuxième harmonique de  $\Omega_{ce}$  optiquement épaisse et à la troisième harmonique de  $\Omega_{ce}$  optiquement mince déforme la fonction de distribution Maxwellienne, générant ainsi des électrons suprathermiques. Seule l'injection de X2 en mode ECH ne crée pas d'électrons suprathermiques. La caractérisation d'une telle population a été effectuée à la fois par les signaux provenant du radiomètre ECE et par les signaux provenant d'une caméra analysant les rayons X de haute énergie émis par le plasma. En présence d'électrons suprathermiques, nous avons montré que la température radiative du radiomètre s'écarte fortement de la température thermique mesurée par diffusion Thomson. Des intensités de l'émission cyclotronique électronique jusqu'à six fois supérieure à

l'intensité thermique ont été mesurées, provenant de plasmas chauffés en X2 et X3. L'émission cyclotronique électronique subissant un décalage relativiste, nous avons pu estimer l'énergie moyenne des électrons suprathermiques en observant ce décalage fréquentiel dans des phénomènes spatialement bien localisés tels que dents de scie ou instabilités magnétohydrodynamiques. Des énergies moyennes comprises entre 15 et 35 keV lors d'injection X2 seule et de 30 et 45 keV pour des injections X2+X3 ont été estimées, pour des plasmas dont l'énergie thermique moyenne était de 2.5 - 4keV.

N'ayant pas à disposition de code de rayonnement simulant l'émission cyclotronique électronique à partir de fonctions de distribution numériques, et ne pouvant pas calculer de distribution numérique avec notre code Fokker-Plank pour des injections X2 et X3 simultanées, nous avons simulé nos signaux expérimentaux en supposant le plasma électronique composé d'une fonction de distribution bi-Maxwellienne. Une bonne correspondance entre les températures suprathermiques mesurées avec une caméra à rayons X-durs et par simulation bi-Maxwellienne de l'ECE a été observée. La réussite de l'application de cette méthode pour des spectres ECE obtenus pour des plasmas avec injections de puissance X2 et/ou X3 a permis de mieux comprendre l'influence de la population électronique non-thermique sur l'ECE et sur l'absorption d'ondes à la troisième harmonique de  $\Omega_{ce}$  optiquement mince. L'augmentation de la température et de la densité suprathermique avec l'angle d'injection toroïdal X2 et l'importance des réflexions du faisceau X3 sur les parois internes du tore ont permis de mieux comprendre la différence d'absorption de la puissance X3 calculée avec le code TORAY-GA et mesurée avec la DML. Nous avons mis en évidence l'importance de la synergie de l'absorption entre le faisceau X2 et le faisceau X3 sur l'absorption du X3. Optimiser la synergie de l'absorption de ces ondes permet d'augmenter l'absorption du X3 en générant une population d'électrons suprathermiques plus importante sur laquelle le X3 va s'absorber en partie. Soulignons que la caractérisation de cette population suprathermique est essentielle afin d'optimiser l'absorption du X3 en injection horizontale ou verticale en vue de chauffer ou de générer du courant dans des plasmas de haute densité pour lesquelles l'injection de X2 est inefficace en raison de la coupure de densité. Ce travail a également permis d'entamer une analyse des phénomènes de relaxation des électrons suprathermiques, identifiant deux temps caractéristiques, dont le plus court, de l'ordre de la milliseconde, est en rapport avec la relaxation collisionnelle des électrons suprathermiques avec les électrons thermiques.

Du point de vue de la radiométrie, nous avons montré que, pour de grands angles toroïdaux d'injection de la puissance X2 et/ou de grande puissance X2, la population suprathermique est optiquement épaisse pour la deuxième harmonique de  $\Omega_{ce}$ . Dans ce cas, l'ECE permet une mesure de la température suprathermique. Lorsque la population suprathermique est optiquement mince, l'ECE est une combinaison de la température thermique et de la température suprathermique. Ces bons résultats motivent un approfondissement de cette étude qui devra s'appuyer sur un couplage d'un code de rayonnement de l'ECE à un code de Fokker-Plank afin d'obtenir des simulations de l'ECE à partir de fonctions de distribution numériques. La validation



des résultats provenant d'un tel code étant importante concernant les études portant sur la génération de courant par injection de micro-onde de puissance.

Ce travail a permis de démontrer et de valoriser le haut potentiel des mesures ECE par le côté haut champ pour les électrons suprathermiques générés par le chauffage et la génération de courant cyclotroniques électroniques. Les résultats présentés ont permis d'établir que les scénarios de génération de courant cyclotronique électronique à la deuxième harmonique en mode X (X2), ainsi que le chauffage à la troisième harmonique en mode X (X3) sont accompagnés d'un rayonnement suprathermique important, démontrant la production d'électrons suprathermiques prédits par la théorie. Ces mesures sont documentées pour une gamme de paramètres d'injection de la puissance radio-fréquence, tels que l'angle toroïdal et la puissance radio-fréquences. Les données récoltées serviront à valider (ou réfuter) des modèles et codes d'interactions des ondes électromagnétiques avec les électrons, destinés, en particulier, à prédire l'efficacité de la génération de courant dans de futurs réacteurs thermonucléaires.



# Annexe A

## Fonction de distribution

Si nous avons  $N \gg \gg 1$  particules qui ont toutes une position  $\mathbf{x}_i$  et une vitesse  $\mathbf{v}_i$  ( $i = 0, \dots, N$ ), alors, à un instant  $t$  donné, notre système est représenté par un point dans l'espace à  $6N$ -dimension ( $\mathbf{x}_1 \dots \mathbf{x}_N, \mathbf{v}_1 \dots \mathbf{v}_N$ ). Il est possible de simplifier ce problème de  $6N$  dimensions à un problème à 6 dimensions en faisant intervenir la **fonction de distribution**  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  telle que

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dx dy dz dv_x dv_y dv_z \quad (\text{A.1})$$

décrit le nombre de particule dans l'élément de volume  $dx dy dz$  à la position  $\mathbf{x}$ , dans l'élément  $dv_x dv_y dv_z$  dans l'espace des vitesses avec une vitesse  $\mathbf{v}$  au temps  $t$ . En intégrant l'équation A.1 sur toutes les vitesses, on obtient la densité spatiale de particules  $n(\mathbf{x}, t)$  :

$$n(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v} \quad (\text{A.2})$$

La vitesse du fluide  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  formé par toutes les particules est définie comme la vitesse moyenne des particules :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v}}{\int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v}} = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v} \quad (\text{A.3})$$

Les termes sources  $\mathbf{J}$  et  $\rho$  des équations de Maxwell sont eux décrits par

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}, t) = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v} \quad (\text{A.4})$$

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v} \quad (\text{A.5})$$

$\alpha = i, e.$

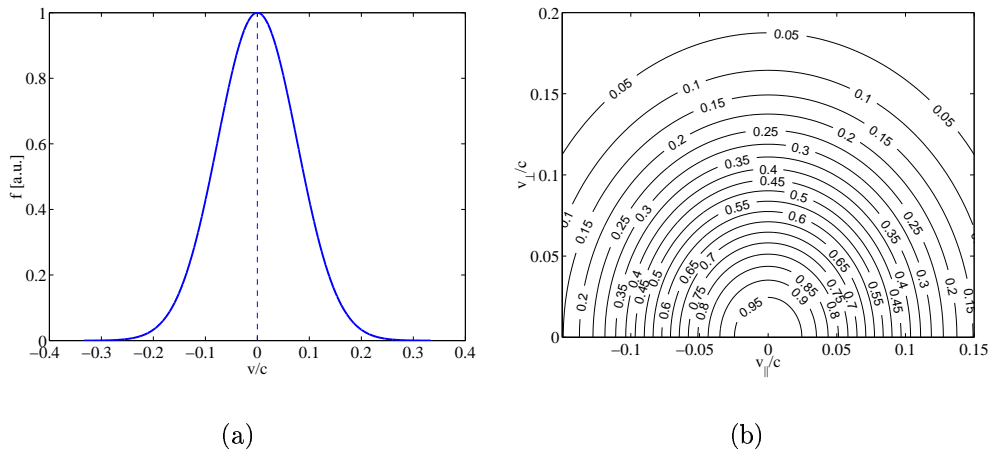


FIG. A.1 – Distribution Maxwellienne normalisée. **(a)** : amplitude de  $f$  dans un système uni-dimensionnel. **(b)** : courbe d'équi-amplitude de  $f$  dans l'espace des vitesses.

## A.1 Fonction de distribution Maxwellienne

Si notre système est collisionnel avec une fréquence de collision  $\nu$ , après un temps long comparé au temps de collision  $1/\nu$ , l'équipartition de l'énergie par collisions (c'est la thermalisation) va toujours faire tendre le système vers une fonction de distribution des vitesses **Maxwellienne** :

$$f(\mathbf{v}) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m_e v^2}{2k_B T_e} \right) \quad (\text{A.6})$$

On remarque que dans ce cas, la fonction de distribution est définie par un seul paramètre, la température  $T_e$ . La distribution Maxwellienne est la seule distribution pour laquelle la température est définie. Sur les figures A.1, nous avons représenté une telle fonction de distribution normalisée à 1 pour  $v = 0$ .

# Annexe B

## Facteur $\gamma$ relativiste

Le facteur gamma relativiste est défini par :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{B.1})$$

Dans l'approximation  $v^2/c^2 \ll 1$  on peut effectuer un développement limité et on obtient :

$$\gamma \cong 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \quad (\text{B.2})$$

Le lien avec l'énergie cinétique des particules s'écrit

$$E = m_e c^2 (\gamma - 1) \quad (\text{B.3})$$

On peut récrire cette dernière équation afin d'avoir l'énergie en keV et on a alors pour les électrons :

$$E[\text{keV}] = 511(\gamma - 1) \quad (\text{B.4})$$

Intéressons-nous maintenant au décalage fréquentiel de la fréquence cyclotronique électronique dans TCV où le champ magnétique est approximativement proportionnel à  $1/R$ . L'harmonique fondamentale  $\Omega_{ce}$  à l'endroit  $R_\omega$  s'écrit :

$$\Omega_{ce} \approx \frac{|q| B_0 R_0}{m_e R_c \omega} \quad (\text{B.5})$$

et la fréquence cyclotronique pour l'harmonique  $m$  s'écrit

$$\Omega_m = m \Omega_{ce} \quad (\text{B.6})$$

et la fréquence subissant le décalage relativiste

$$\omega_s = \frac{m \Omega_{ce}}{\gamma} \quad (\text{B.7})$$

Ainsi le décalage fréquentiel dû au facteur  $\gamma$  est

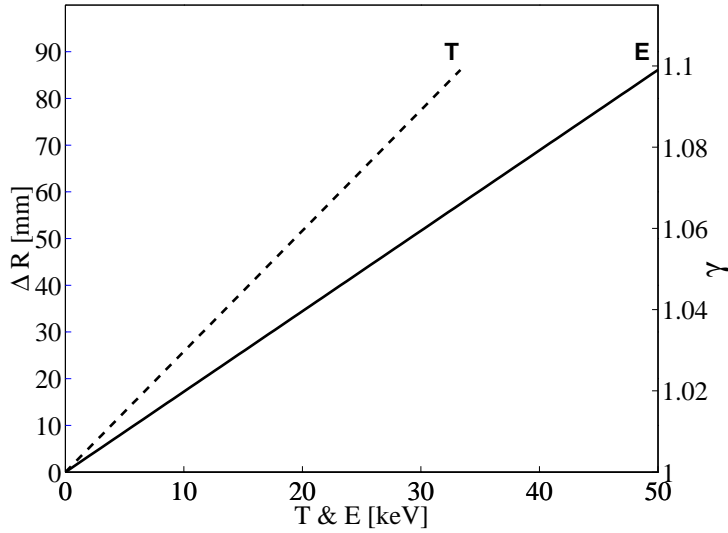


FIG. B.1 – Correspondance entre l'énergie (trait plein) ou la température (trait tillé) et le décalage radial vers le côté bas champ (ordonnée de gauche) ou le facteur  $\gamma$  relativiste (ordonnée de droite).

$$\Delta\omega = \Omega_m - \omega_s = m\Omega_{ce}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \cong m\Omega_{ce}(\gamma - 1) \quad (\text{B.8})$$

soit une correction en position de l'origine du rayonnement

$$\Delta R = \frac{qB_0R_0}{m_e\Omega_{ce}} - \frac{qB_0R_0}{m_e\frac{\Omega_{ce}}{\gamma}} = \frac{qB_0R_0}{m_e\Omega_{ce}}(1 - \gamma) = R_\omega(1 - \gamma) \quad (\text{B.9})$$

En travaillant à de faibles énergies, on a pour une distribution Maxwellienne faiblement relativiste de température  $T_e$  la relation suivante :

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2}m_e \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}k_B T_e \quad (\text{B.10})$$

et ainsi, le facteur relativiste moyen sur la distribution vaut (équation B.3)

$$\langle \gamma \rangle = 1 + \frac{\langle E \rangle}{m_e c^2} = 1 + \frac{3 k_B T_e}{2 m_e c^2} = 1 + \frac{3 T_e [\text{keV}]}{2 \cdot 511} \quad (\text{B.11})$$

Finalement, sur la figure B.1, nous avons représenté la correspondance entre  $E$  (ou  $T$ ) et  $\Delta R$  et le facteur  $\gamma$ .

# Annexe C

## Rayonnement du Corps Noir

En considérant un rayonnement en équilibre thermique avec le milieu, on peut montrer[27] que, si l'on considère des photons (obéissant à la statistique de Bose-Einstein), l'intensité du rayonnement émis par ces photons en équilibre thermodynamique avec le milieu de température  $T$  s'écrit :

$$I_{\omega}^{CN} = B(\omega, T) = N^2 \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3 c^2} (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^{-1} \quad (\text{C.1})$$

où  $N$  est l'indice de réfraction du milieu,  $k_B$  la constante de Boltzmann. Dans le vide, cette équation se réduit à la formule de Plank pour une polarisation [86] :

$$B_{BB}(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3 c^2} (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^{-1} \quad (\text{C.2})$$

Le spectre d'émission du corps noir est représenté sur la figure C.1. Lorsque la température croît, la puissance totale émise croît comme  $T^4$ . Dans la limite  $\hbar\omega \ll k_B T$ , on trouve la formule de Rayleigh-Jeans

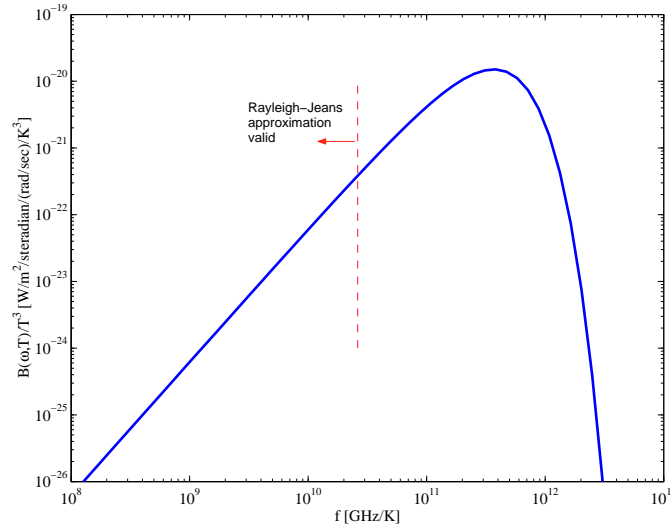


FIG. C.1 – Spectre d'émission du corps noir.

$$B_{BB}(\omega, T) = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} k_B T \quad (\text{C.3})$$



# Annexe D

## Propagation d'un faisceau d'onde Gaussien

Dans cette annexe nous allons nous intéresser à la propagation d'un faisceau d'onde Gaussien dans le vide avec réflexion du faisceau incident sur un miroir. Le but est de déterminer la forme de notre miroir elliptique afin d'obtenir un miroir recueillant un faisceau d'ondes provenant du plasma tel que sa largeur au centre du plasma soit la plus faible possible. Les cornets utilisés dans ce travail de thèse ont, pour des fréquences entre 80 et 120GHz, une distribution de l'intensité du rayonnement de forme Gaussienne de la forme

$$I(r) = e\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (\text{D.1})$$

où  $r$  joue le rôle de la coordonnée radiale et  $w$  celle d'une longueur radiale représentant la distance radiale à laquelle le champ d'onde est réduit d'un facteur  $1/e$ , comprenant ainsi 86.5 % de la puissance incidente. Un faisceau Gaussien est donc caractérisé par une amplitude de champ décroissante lorsqu'on s'éloigne de l'axe du faisceau[87, 88, 89].

Dans un repère cartésien, supposant une onde plane initiale de la forme

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} e^{-i[k_0 z - \omega t]} \quad (\text{D.2})$$

où  $w_0$  est la **taille** du faisceau et  $k_0 = 2\pi/\lambda = \omega/c$  est le nombre d'onde. Substituant l'équation D.2 dans l'équation d'onde standard

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{D.3})$$

et supposant que  $\lambda_0 \ll w_0$  on obtient la variation de  $w$  le long de l'axe de propagation :

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{D.4})$$

Les surface de phase constante sont sphériques et ont un rayon de courbure  $R(z)$ . La dépendance de  $R(z)$  en fonction de la distance  $z$  a partir de la taille du faisceau est donnée par

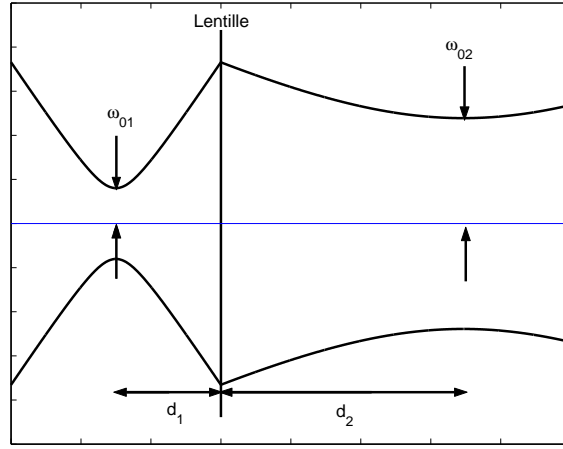


FIG. D.1 – Propagation d'un faisceau Gaussien de taille  $w_{01}$  passant à travers une lentille transformant le faisceau incident en un faisceau Gaussien de taille  $w_{02}$ .

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (\text{D.5})$$

On remarque que le front d'onde est plan à la taille du faisceau et, à large distance de la taille, son rayon de courbure est égal à la distance à partir de la taille comme en optique géométrique. Considérons maintenant l'effet d'un miroir courbé sur la propagation d'un faisceau Gaussien de taille  $w_{01}$  se propageant vers la droite, comme représenté sur la figure D.1. On place alors un miroir (ou une lentille) à une distance  $d_1$  de la taille et on suppose que le faisceau réfléchi a une taille  $w_{02}$  à une distance  $d_2$  du miroir. En supposant que notre miroir n'affecte pas la distribution d'amplitude du champ dans le plan du miroir, on obtient :

$$w_{01} \left[ 1 + \left( \frac{\lambda d_1}{\pi w_{01}^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = w_{02} \left[ 1 + \left( \frac{\lambda d_2}{\pi w_{02}^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{D.6})$$

Dans cet exemple, la formule des lentilles donnant la distance focale  $f$

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{f} \quad (\text{D.7})$$

devient

$$\frac{1}{d_1 \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_{01}^2}{\lambda d_1} \right)^2 \right]} + \frac{1}{d_2 \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_{02}^2}{\lambda d_2} \right)^2 \right]} = \frac{1}{f} \quad (\text{D.8})$$

Les equations D.6 et D.8 peuvent être résolues pour les paramètres du faisceau réfléchi comme fonction des paramètres du faisceau incident et on a alors

$$\frac{d_2}{f} = 1 + \frac{(d_1/f) - 1}{[(d_1/f) - 1]^2 + (\pi w_{01}^2 / \lambda f)^2} \quad (\text{D.9})$$

et

$$\left(\frac{w_{02}}{w_{01}}\right)^2 = \frac{1}{[(d_1/f) - 1]^2 + (\pi w_{01}^2/\lambda f)^2} \quad (\text{D.10})$$

Dans le cas d'un miroir elliptique, la distance focale  $f_{ellip}$  s'écrit :

$$\frac{1}{d_{f1}} + \frac{1}{d_{f2}} = \frac{1}{f_{ellip}} \quad (\text{D.11})$$

où  $d_{f1}$  et  $d_{f2}$  sont les distances entre les deux foyers de l'ellipse et le centre de la surface du miroir. Un miroir a un effet focalisant comme une lentille.



# Annexe E

## Atténuation dans les guides d'ondes

**Guide rectangulaire :** Considérons un guide rectangulaire monomode. Soit l'impédance du vide :

$$\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \quad (\text{E.1})$$

et la résistivité

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi\epsilon_0 c}{\lambda\sigma}} \quad (\text{E.2})$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique du matériau constituant le guide et  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement considéré. Le coefficient d'atténuation  $\alpha$  [dB/m] pour le mode de propagation  $TE_{10}$  s'écrit [90], [91] :

$$\alpha = 8.686 \frac{R_s}{\eta_0 b} \frac{\left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2\right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (\text{E.3})$$

<sup>1</sup>où  $a$  et  $b$  sont la longueur, respectivement la largeur interne du guide d'onde et  $\lambda_c$  est la longueur d'onde de coupure pour le mode de propagation  $TE_{10}$  donnée par

$$\lambda_c = 2a \quad (\text{E.4})$$

**Guide circulaire :** Dans un guide d'onde circulaire de rayon  $a$  pour le mode de propagation  $TE_{11}$ , la longueur d'onde de coupure s'écrit :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{1.8412} \quad (\text{E.5})$$

et le coefficient d'atténuation

$$\alpha = 8.686 \frac{R_s}{\eta_0 a} \frac{\left[\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 + \frac{1}{1.8412^2 - 1}\right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (\text{E.6})$$

---

<sup>1</sup>Le facteur 8.686 vient de la conversion d'unité suivante :  $8.686 \cdot |\alpha \text{ [Np/m]}| = |\alpha \text{ [dB/m]}|$

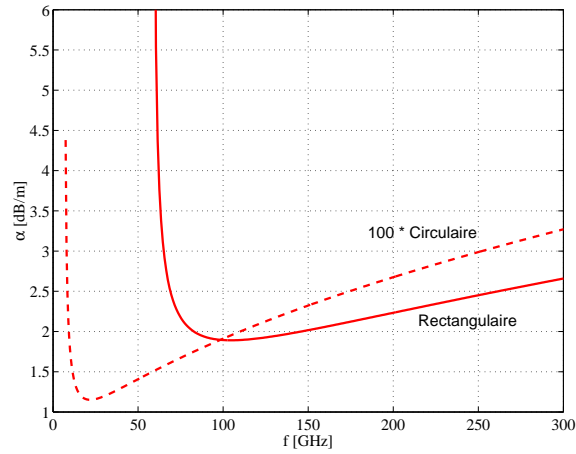


FIG. E.1 – Coefficient d'atténuation de la puissance transmise dans un guide d'onde rectangulaire WR-10 en cuivre (trait plein) et dans un guide d'onde circulaire en laiton de 1 pouce de diamètre (trait tillé). L'atténuation du guide circulaire a été multipliée par 20.

La figure E.1 représente ces coefficients d'atténuation en fonction de la fréquence micro-onde pour un guide d'onde rectangulaire en cuivre de conductivité électrique  $5.76 \cdot 10^7$  S/m, de section  $a=2.54$ mm et  $b=a/2$  ainsi que pour un guide circulaire en laiton de conductivité électrique  $2.56 \cdot 10^7$  S/m de 1 pouce de diamètre. Dans ce cas, l'atténuation est beaucoup plus faible (environ 20 fois plus faible) que dans le guide rectangulaire pour le mode dominant. Une mesure expérimentale de l'atténuation de la puissance dans le guide WR-10 entre le cornet et le queusot indique une atténuation de  $1.5 \pm 0.3$  dB pour la ligne en  $Z = 0$  et  $1.4 \pm 0.3$  dB pour la ligne en  $Z = 212$  mm.

# Annexe F

## Théorie sur les antennes

### F.1 Généralités optiques

Considérons un système optique dans lequel les dimensions de l'ouverture sont larges comparées avec la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement. Dans ce cas, l'étendue du système est parfaitement définie. Par exemple, considérons une source incohérente de surface  $A_s$  illuminant l'entrée d'un système optique de surface  $A_0$ . Si le système optique "voit" la source sous un angle solide  $\Omega_s$ , alors, l'**étendue** est définie [92] par le produit  $A_0\Omega_s$ . Ce produit est égal à  $A_s\Omega_0$  où  $\Omega_0$  est l'angle solide sous lequel la source voit le système optique. L'élément d'angle solide  $d\Omega$  sur une sphère s'écrit

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (\text{F.1})$$

Cette idée simple de l'étendue est valable seulement pour une source incohérente, tel qu'un corps noir émettant directement dans le vide. La situation est sensiblement différente en ce qui concerne les sources cohérente. Dans ce cas, un simple calcul de diffraction montre que si on a une onde plane cohérente de longueur d'onde  $\lambda$  émise par une surface  $A$ , elle sera diffractée dans un angle solide  $\Omega$  donné par  $A\Omega \sim \lambda^2$ . Une des grandes caractéristiques de l'étendue est qu'elle est conservée après réflexions et réfraction par des éléments optiques.

Intéressons nous au rayonnement d'une antenne micro-onde. Supposons une antenne connectée sur une source de fréquence  $\omega$  rayonnant une puissance  $P_\omega(\theta, \phi)$  par unité d'angle solide dans la direction  $(\theta, \phi)$ .  $P_\omega$  est la puissance totale émise. Si  $I_\omega(\theta, \phi)$  est l'intensité du rayonnement, on a la relation

$$P_\omega = \int_{4\pi} I_\omega(\theta, \phi) A(\theta, \phi) d\Omega \quad (\text{F.2})$$

où  $A(\theta, \phi)$  est l'aire effective de l'antenne. On peut montrer que [27] [93]

$$\int_{4\pi} A(\theta, \phi) d\Omega = \lambda^2 \quad (\text{F.3})$$

La fonction de gain s'écrit :

$$G(\theta, \phi) = \frac{P_\omega(\theta, \phi)}{(P_\omega/4\pi)} \quad (\text{F.4})$$

avec la normalisation suivante

$$\int_{4\pi} G(\theta, \phi) \frac{d\Omega}{4\pi} = 1 \quad (\text{F.5})$$

Physiquement,  $G(\theta, \phi)$  est le rapport de la puissance émise par l'antenne dans une direction donnée par la puissance qu'elle émettrait si elle émettait la même puissance totale mais uniformément distribuée dans toute les directions. Ainsi, l'aire effective  $A(\theta, \phi)$  de notre antenne pour une longueur d'onde  $\lambda$  est donnée par

$$A(\theta, \phi) = G(\theta, \phi) \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (\text{F.6})$$

En supposant que notre source de température  $T$  entoure complètement notre antenne, nous pouvons calculer la puissance du corps noir totale  $P_\omega$  reçue par notre antenne par unité de fréquence

$$P_\omega d\omega = \oint_{\Omega} I_\omega(\theta, \phi) A(\theta, \phi) d\Omega d\omega = k_B T \frac{d\omega}{2\pi} \quad (\text{F.7})$$

Nous voyons alors que si la puissance absolue est mesurée avec une antenne dans une bande de fréquence connue, la température du corps noir est facilement obtenue. Cependant, plusieurs conditions doivent être satisfaites pour que ce développement s'applique[27] :

- La source doit être un corps noir, c'est à dire que dans un plasma, il faut que l'épaisseur optique satisfasse  $\tau > 1$ .

Si  $R$  est la distance entre la surface du corps noir et l'antenne,  $A$  la dimension linéaire de l'ouverture de l'antenne et  $D$  la dimension transverse du corps noir il faut que :

- l'antenne ne doit "voir" que le corps noir i.e.

$$(2\lambda/A)R \leq D \quad (\text{F.8})$$

- l'antenne se situe au delà du champ d'induction du corps noir i.e.

$$R \geq \lambda \quad (\text{F.9})$$

## F.2 Caractérisation des antennes

Dans cette section, nous allons définir les paramètres importants caractérisant les antennes[94].

1. **Profil du rayonnement (Radiation pattern).** La puissance reçue (ou émise) par une antenne est une fonction de la position angulaire et de la distance radiale entre l'antenne et le point de mesure. A grande distance  $R \gg \lambda$  (plusieurs longueur d'onde), la densité de puissance décroît en  $1/r^2$  dans toute les directions. Pour une antenne donnée, le graphique de la variation de la densité de puissance comme fonction de la position angulaire donne le profil du rayonnement.



2. **Champ proche.** C'est la région loin de l'antenne où l'onde provenant de l'antenne a essentiellement la forme d'une onde plane. Généralement, on utilise le critère  $R < 2D^2/\lambda$  où  $D$  est la dimension linéaire maximale de l'antenne.
3. **Gain directif.** La mesure de la puissance émise par une antenne en fonction de la direction antenne-mesure s'appelle le gain directif de l'antenne. Si  $I_\omega(\theta, \phi)$  est l'intensité du rayonnement et  $P_\omega$  est la puissance totale émise par l'antenne :

$$P_\omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\omega(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{F.10})$$

Ainsi, le gain directif s'écrit :

$$G(\theta, \phi) = \frac{4\pi I_\omega(\theta, \phi)}{P_\omega} \quad (\text{F.11})$$

4. **Directivité.** La valeur maximale du gain directif est la directivité de l'antenne. Elle s'écrit

$$D_\omega = \frac{4\pi I_\omega^{max}}{P_\omega} \quad (\text{F.12})$$

où  $I_\omega^{max}$  est la valeur maximale de l'intensité du rayonnement. Elle est toujours supérieure à l'unité. Plus le faisceau est étroit plus la directivité est grande.

5. **Efficacité.** L'efficacité d'une antenne est définie comme le rapport de la puissance totale  $P_\omega$  émise par l'antenne par la puissance incidente sur l'antenne. C'est une grandeur qui rend compte des pertes à l'entrée et dans la structure interne de l'antenne.
6. **Gain.** Le gain est le produit de la directivité et de l'efficacité. Supposons une antenne connectée sur une source de fréquence  $\omega$  radiant une puissance  $P_\omega(\theta, \phi)$  par unité d'angle solide dans la direction  $(\theta, \phi)$ . Ainsi, la fonction de gain s'écrit [27] :

$$G(\theta, \phi) = \frac{P_\omega(\theta, \phi)}{(P_\omega/4\pi)} \quad (\text{F.13})$$

Physiquement,  $G(\theta, \phi)$  est le rapport de la puissance émise par l'antenne dans une direction donnée par la puissance qu'elle émettrait si elle émettait la même puissance totale mais uniformément distribuée dans toute les directions.

7. **Aire effective.** L'aire effective  $A(\theta, \phi)$  d'une antenne représente la réponse de l'antenne dans la direction  $(\theta, \phi)$ . Elle peut être représentée par l'expression

$$A(\theta, \phi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\theta, \phi) \quad (\text{F.14})$$

8. **Taille.** Pour une opération efficace de l'antenne, sa taille doit être au minimum de  $\lambda/2$ . Pour avoir un gain plus grand, il faut alors croître sa taille.

9. **Rapport d'onde stationnaire : VSWR.** Comme aucun système optique n'est parfait, le VSWR (Voltage Standing Wave Ratio) donne une mesure de la puissance réfléchie par le système. Si  $P_{refl}$  est la puissance réfléchie à l'entrée de l'antenne et  $P_{inc}$  la puissance incidente sur l'antenne, on a la relation suivante :

$$\frac{P_{refl}}{P_{inc}} = \left| \frac{VSWR - 1}{VSWR + 1} \right|^2 \quad (\text{F.15})$$

**Annexe G**

**Dessins ECE**

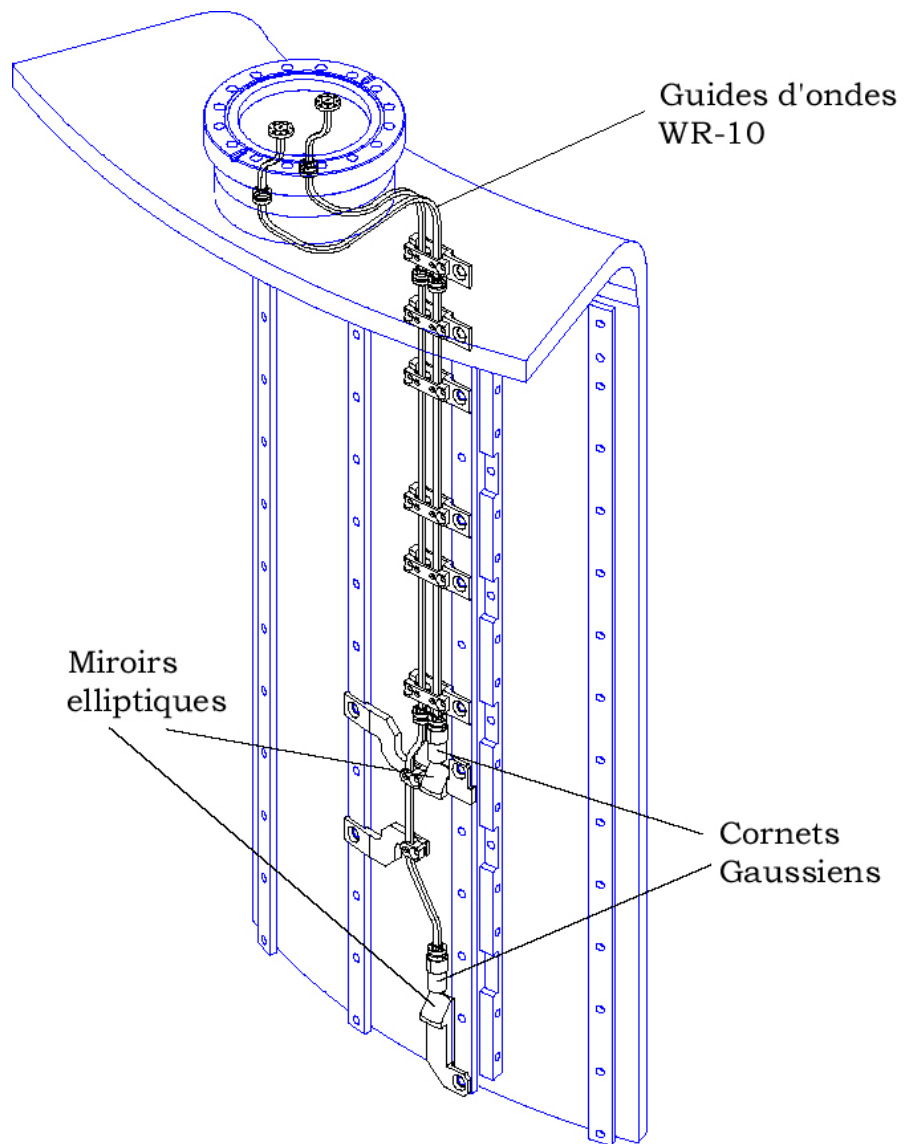


FIG. G.1 – Schéma approximatif du système de réception des ondes pour l'ECE dans TCV.

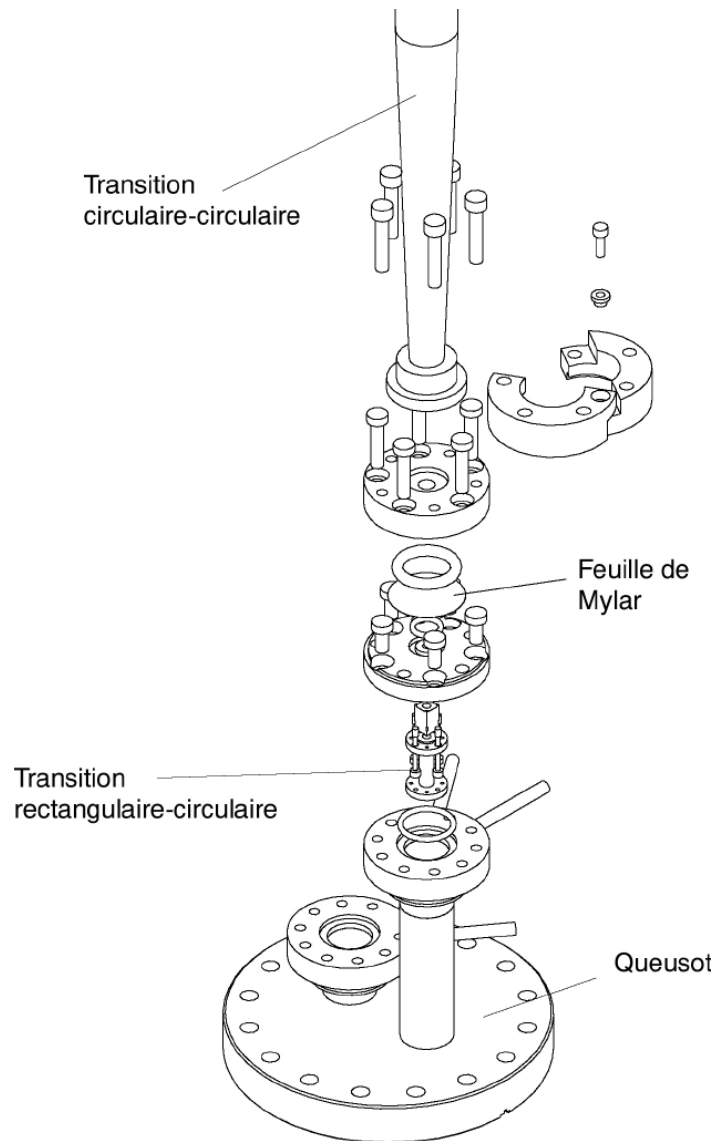


FIG. G.2 – Dessin montrant l'interface vide-air conçue pour l'ECE.

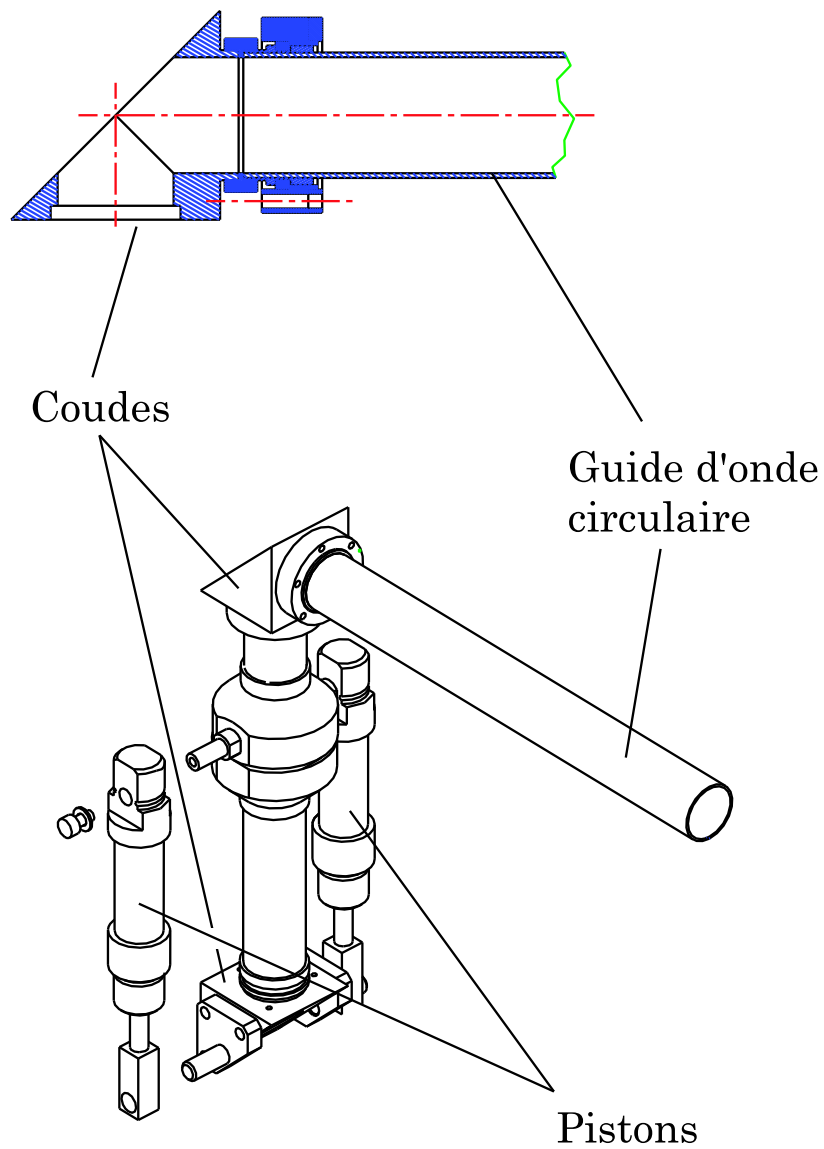


FIG. G.3 – Dessin montrant une portion de la ligne de transmission hors de la chambre à vide. On remarque le système de pistons permettant de découpler la ligne allant sur le radiomètre de celle allant sur le queusot lors d'étuvage du tore créant une dilatation du tore.

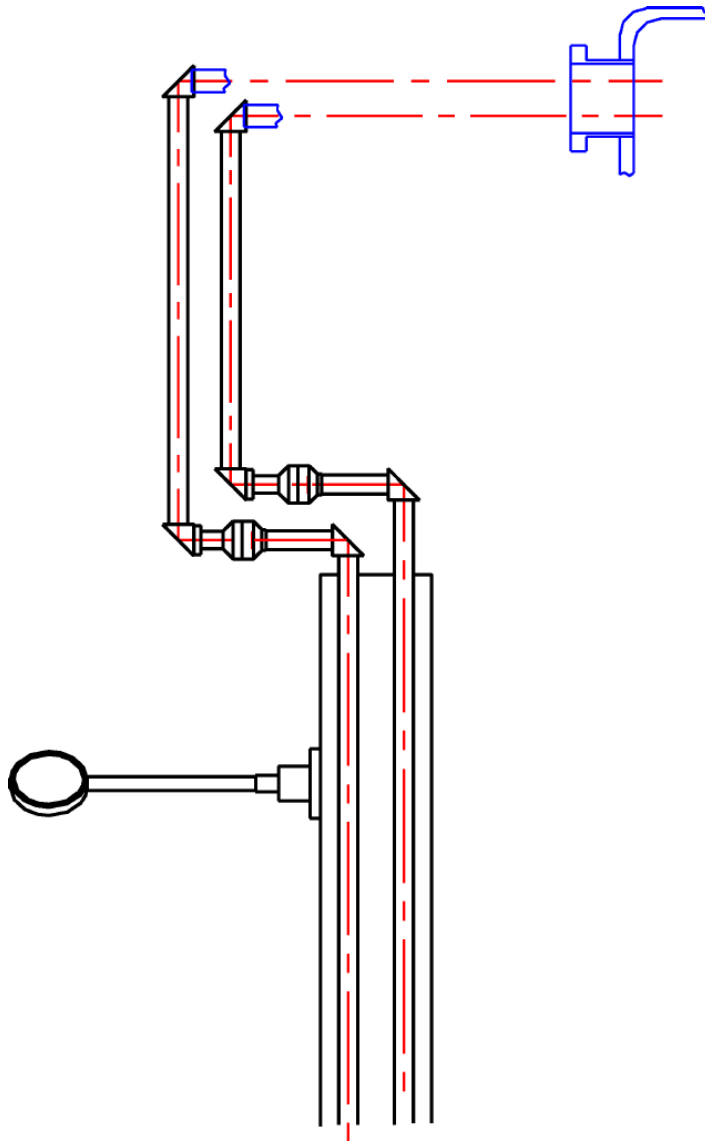


FIG. G.4 – Dessin montrant la disposition des guides d'ondes circulaires surmodés à la sortie du queusot.





# Bibliographie

- [1] S.M.Wong. *Introductory Nuclear Physics*. Prentice Hall, New Jersey, 1990.
- [2] J. P. Wesson. *Tokamaks*. Oxford University Press, Oxford, 1997.
- [3] F.F.Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum Press, New York & London, 1984.
- [4] D.Stork. Neutral beam heating and current drive systems. *Fusion Eng. Des.*, 14 :111, 1991.
- [5] F.Hofmann and G.Tonetti. Tokamak equilibrium reconstruction using faraday rotation measurements. *Nucl. Fusion*, 28 :1871, 1988.
- [6] R.A.Pitts, R.Chavan, and J-M.Moret. The design of central column protection tiles for the TCV tokamak. *Nucl. Fusion*, 39 :1433, 1999.
- [7] F.Hofmann, J.B.Lister, M.Anton, S.Barry, R.Behn, S.Franke, O.Sauter, and H.Weisen. Creation and control of variably shaped plasmas in TCV. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 36 :B277, 1994.
- [8] R.Behn, S.Franke, and Z.A.Pietrzyk. The Thomson scattering diagnostic on the TCV tokamak. In *Proceedings of the 21th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Montpellier, France, 1994.
- [9] R.Behn, S.Franke, Z.A.Pietrzyk, M.Anton, C.Nieswand, H.Weisen, and B.Marlétaç. The Thomson scattering diagnostic on TCV. In M. Muruoka, editor, *Proc. 7th Int. Symp. Laser Aided Plasma Diagnostics*, page 392, Fukuoka, Japan, 1995.
- [10] S.Barry. *The extension of the FIR interferometer of TCV to a polarimeter and measurements of the Faraday rotation caused by the poloidal magnetic field*. PhD thesis, National University of Ireland, Cork, 1999. published as Lausanne Report LRP 638/99.
- [11] Y.Peysson and F.Imbeaux. Tomography of the fast electron bremsstrahlung emission during lower hybrid current drive on TORE SUPRA. *Rev. Sci. Instrum.*, 70 :3987, 1999.
- [12] Y.Peysson, S.Coda, and F.Imbeaux. Hard X-ray CdTe tomography of tokamak fusion plasma. *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Rev.A*, 458 :269, 2001.
- [13] A.Manini, J.-M.Moret, S.Alberti, T.P.Goodman, and M.A.Henderson. Modulated ECH power absorption measurements using a diamagnetic loop in the TCV tokamak. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 44 :139, 2002.
- [14] G.R.Smith, L.D.Pearlstein, A.H.kritz, I.P.Shkarofsky, A.Pochelon, and G.Giruzzi. Weakly relativistic modelling of refraction and absorption for waves with small  $N//$ . In *Proceedings of the 9th Joint Workshop on ECE and ECRH*, page 651, Borrego Springs, CA, 1995.
- [15] R.H.Cohen. Effect of trapped electrons on current drive. *Phys. Fluids*, 30 :2442, 1987.
- [16] K.Matsuda. Ray tracing study of the electron cyclotron current drive in DIII-D using 60GHz. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, PS.17 :6, 1989.
- [17] Y.R.Lin-Liu. et al. Modelling of trapped electron effects on electron cyclotron current drive for recent DIII-D experiments. In *Proc. 26th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Maastricht, The Netherlands)*, Maastricht, The Netherlands, June 14-18 1999.
- [18] V.D.Shafranov. *Plasma Equilibrium in a magnetic field*. Review of plasma physics, (ed. Leontovich, M.A.) Vol.2, 1966.

- [19] M.Q.Tran. *Cours de plasma 1*. PPUR, CRPP/EPFL 1015 Lausanne, 1995.
- [20] T.H.Stix. *The Theory of Plasma Waves*. McGraw-Hill, New York, 1962.
- [21] M.Bornatici, R.Cano, O.De Barbieri, and F.Engelmann. Electron cyclotron emission and absorption in fusion plasmas. *Nucl. Fusion*, 23 :1153, 1983.
- [22] M.Bornatici, F.Engelmann, S.Novak, and V.Petrillo. Absorption of a plasma of finite density around the electron cyclotron harmonics. *Plasma Physics*, 23 :1127, 1981.
- [23] I.H.Hutchinson. *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- [24] I.P.Shkarovsky. Dielectric tensor in Vlasov plasmas near cyclotron harmonics. *Phys. Fluids*, 6 :561–570, 1966.
- [25] Y.N.Dnestrovsky, D.P.Kostomarov, and N.V.Skrydlov. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 8 :691, 1964.
- [26] M.Bornatici, F.Engelmann, C.Maroli, and V.Petrillo. Propagation and absorption of the extraordinary mode at frequencies around the second harmonic of the electron cyclotron frequency in a high density plasma. *Plasma Physics*, 23 :89, 1981.
- [27] G.Bekefi. *Radiation Processes in Plasma*. John Wiley & Sons, New York, 1966.
- [28] G.A.Schott. *Electromagnetic Radiation*. Cambridge Univ. Press, New York, 1912.
- [29] B.A.Trubnikov. *Soviet Phys.-Doklady*, 3 :136, 1958.
- [30] M.Bornatici and F.Engelmann. Electron cyclotron absorption and emission : "Vexatae quaestiones". *Phys. Plasmas*, 1 :189, 1994.
- [31] R.Cano. *Plasma Diagnostics from Electron Cyclotron Emission*. Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems, Varenna (I), 1975.
- [32] F.Engelmann and M.Curatolo. Cyclotron radiation from a rarefied inhomogeneous magnetoplasma. *Nucl. Fusion*, 13 :497, 1973.
- [33] M.Bornatici, U.Ruffina, and E.Westerhof. Electron cyclotron absorption and emission in the presence of a small population of streaming electrons. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 28 :629, 1986.
- [34] A.J.Lichtenberg, S.Sesnic, and A.W.Trivelpiece. Measurement of the synchrotron radiation spectrum from a hot plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :387, 1964.
- [35] S.F.Nee, A.W.Trivelpiece, and R.E.Pechacek. Synchrotron radiation from a magnetically confined non neutral hot electron plasma. *Phys. of Fluids*, 16 :502, 1973.
- [36] A.E.Costley, R.J.Hastie, J.W.Paul, and J.Chamberlain. Electron cyclotron emission from a tokamak plasma : experiment and theory. *Phys. Rev. Lett.*, 33 :758, 1974.
- [37] F.J.Stauffer, D.A.Boyd, R.C.Cutler, and P.McCarthy. TFTR Michelson interferometer electron cyclotron emission diagnostic. *Rev. Sci. Instrum.*, 56 :925, 1985.
- [38] A.Cavallo and R.Cutler. Absolute calibration of a 10-channel grating polychromator for electron temperature measurements on Princeton Large Torus. *Rev. Sci. Instrum.*, 56 :931, 1985.
- [39] L.Porte, D.V.Bartlett, D.J.Campbell, and A.E.Costley. First results with the upgrade ECE heterodyne radiometer on JET. In *Proceedings of the 18th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Berlin, Germany, 1991.
- [40] J.L.Ségui, P.Gomez, and G.Giruzzi. The Tore Supra ECE heterodyne radiometer and electron temperature profile measurements. In *Proceedings of the 10th Joint Workshop on ECE*, Ameland, Netherland, 1997.
- [41] P.C.Efthimion, V.Arunasalam, R.Bitzer, L.Campbell, and J.C.Hosea. A fast scanning heterodyne receiver for measurement of the electron cyclotron emission from high temperature plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, 50 :949, 1979.
- [42] G.Taylor, V.Arunasalam, P.C.Efthimion, and B.Grek. Analysis of electron cyclotron emission spectra of high electron temperature supersonic plasmas in TFTR. In *Proceedings of the 8th Joint Workshop on ECE and ECRH*, Gut-Ising, Germany, 1992.

- [43] G.Taylor, P.C.Efthimion, M.P.McCarthy, E.Fredd, and R.C.Cutler. Electron cyclotron measurements with the fast-scanning heterodyne radiometer on the Tokamak Fusion Test Reactor. *Rev. Sci. Instrum.*, 57 :1974, 1986.
- [44] G.Cima, G.Ramponi, and A.Simonetto. Multichannel heterodyne radiometer with computer control for electron cyclotron emission measurements of as tokamak plasma. *Rev. Sci. Instrum.*, 56 :1870, 1985.
- [45] W.Suttrop. Practical limitations to plasma edge electron temperature measurements by radiometry of electron cyclotron emission. *Max-Planck-Institut fuer Plasmaphysik*, IPP 1/306 :1, 1996.
- [46] N.A.Salmon, D.V.Bartlett, and A.E.Costley. *Proceedings of the 6th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating*. Oxford, England, p.157, 1987.
- [47] V.S.Udintsev, M.J. van de Pol, J.H.Donné, J.W.Ooterbeek, and A.Krämer-Flecken. New ECE diagnostic for the TEXTOR-94 tokamak. *Rev. Sci. Instrum.*, 72 :359, 2001.
- [48] J.F.M.vanGelder, K.C.E.Husmann, H.S.Miedema, and A.J.H.Donné. Heterodyne radiometer an Rijnhuizen Tokamak Project for electron cyclotron emission and absorption measurements. *Rev. Sci. Instrum.*, 66 :416, 1995.
- [49] G.L.Bell, R.F.Gandy, and J.B.Wilgen. 3rd harmonic electron cyclotron emission measurements on the advanced toroidal facility. *Nucl. Fusion*, 33 :875, 1993.
- [50] J.F.M.vanGelder, E.Westerhof, F.C.Schueler, and A.J.H.Donné. Comparison of ECE spectra as observed from the high- and low-field side. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 40 :1185, 1998.
- [51] I.Fidone and TFR Group. Assymetric electron cyclotron emission from superthermal electrons in the TFR tokamak. *Phys. Rev. A*, 24 :2861, 1981.
- [52] W.Pernreiter, U.Gasparino, H.J.Hartfuss, M.Romé, and N.Marushchenko. Non-thermal electron energy distribution from vertical ECE measurements at W7-AS stellarator. In *Proceedings of the 10th Joint Workshop on ECE and ECRH*, Ameland,Netherland, 1997.
- [53] F.Gardiol. *Traité d'Electricité Vol XIII : Hyperfréquences*. Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, 1981.
- [54] H.J.Hartfuss, T.Geist, and M.Hirsch. Heterodyne methods in millimetre wave plasma diagnostics with applications to ECE, interferometry and reflectometry. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 39 :1693, 1997.
- [55] D.Korneev. Mm wave division of elva-1 ltd, nevsky 74, 23 h,.
- [56] E.A.M.Baker, D.V.Bartlett, D.J.Campbell, A.E.Costley, A.E.Hubbard, and D.G.Moss. Absolute calibration of the JET ECE system. In *Proc. 4th Joint Workshop on ECE and ECRH*, Rome, Italy, 1984. Serie Simposi of ENEA.
- [57] W.H.M.Clark. The precision of electron cyclotron emission measurements from DITE tokamak. *Plasma Physics*, 25 :1501, 1983.
- [58] S.E.Kissel, B.J.D.Tubbing, E.A.M.Baker, D.V.Bartlett, D.J.Campbell, A.E.Costley, D.G.Moss, R.M.Niestadt, T.Oyevaar, and H.W.Piekaar. A comparison of three different methods for calibrating ECE measurement system. In *Proceedings of the 5th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating*, San Diego, California, 1985. ed. R.Prater and J.Lohr, report GA-A18294.
- [59] D.Korneev and A.Sergeev. Heterodyne sweeping radiometer for 120-180GHz. In *Proceedings of the 10th Joint Workshop on ECE and ECRH*, Ameland, Netherland, 1997.
- [60] M.Q.Tran. In *Second Europhysics Topical Conference on RF Heating and Current Drive of Fusion Device*, Brussel, Belgium, 1998.
- [61] S.Alberti, E.Borie, G.Dammertz, V.Erckmann, P.Garin, , E.Giguët, S.Illy, G.Le Cloarec, Y.Le Goff, R.Magne, G.Michel, B.Piosczyk, C.Tran, M.Q.Tran, M.Thumm, and D.Wagner. European high-powerCW gyrotron development for ECRH systems. *Fusion Eng. Des.*, 53 :387, 2001.

- [62] V.V.Alikaev and V.V.Parail. Current drive by electron cyclotron waves. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 33 :1639, 1991.
- [63] A.Pochelon, T.P.Goodman, M.Henderson, Z.A.Pietrzyk, M.Q.Tran, I.Furno, and O.Sauter. Heating and confinement studies with ECRH in the TCV tokamak. In *24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Conf. Abstract*, 1997.
- [64] T.Goodman. Design and installation of the electron cyclotron wave system for the TCV tokamak. In *in Fusion Technology (Proc. 19th Symp. Lisbon 1996)*, Amsterdam, North-Holland, 1997.
- [65] H.Knoepfel and D.A.Spong. Runaway electrons in toroidal discharges. *Nucl. Fusion*, 19 :785, 1979.
- [66] H.Matsuura, Y.Nakao, Y.Tanaka, and K.Kudo. Effective ion tail formation during startup neutral beam heating in D-HE-3 plasmas. *Fusion Technology*, 24 :17, 1993.
- [67] S.Bernabei, C.Daughney, P.Efthimion, W.Hooke, J.Hosea, F.Jobes, and A.Martin. Lower-hybrid current drive in the PLT tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 49 :1255, 1982.
- [68] G.Giruzzi, J.L Ségui, T.Dudok de Wit, Y.Michelot, and Y.Peysson. Measurement of the time constants of fast electron distributions in the Tore Supra tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :550, 1995.
- [69] G.E.Guest, R.L.Miller, and C.S.Chang. Formation of relativistic electron plasmas in tokamaks using electron cyclotron heating. *Nucl. Fusion*, 27 :1245, 1987.
- [70] S.Alberti, T.P.Goodman, M.A.Henderson, A.Manini, J.-M.Moret, P.Gomez, and P.Blanchard. Full absorption of third harmonic ECH in TCV tokamak plasmas in the presence of second harmonic ECCD. *Nucl. Fusion*, 42 :42, 2002.
- [71] O.Sauter et al. Steady-state fully noninductive current driven by electron cyclotron waves in a magnetically confined plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :3322, 2000.
- [72] K.L.Wong, M.S.Chu, T.C.Luce, C.C.Petty, P.A.Politzer, R.Praeter, L.Chen, R.W.Harvey, M.E.Austin, L.C.Johnson, R.J.La Haye, and R.T.Snider. Internal kink instability during off-axis electron cyclotron current drive in the III-Dtokamak journal = *Phys. Rev. Lett.*, year = 2000, volume = 85, pages = 996.
- [73] E.Mazzucato, P.Efthimion, and I.Fidone. Absorption of cyclotron waves at down-shifted frequencies by an energetic electron tail in the PLT tokamak. *Nucl. Fusion*, 25 :1681, 1985.
- [74] G.Janeschitz, P.Barabaschi, G.Federici, K.Ioki, P.Ladd, V.Mukhovatov, M.Sugihara, and R.Tivey. The requirements of a next step large steady state tokamak. *Nucl. Fusion*, 40 :1197, 2000.
- [75] A.Becoulet et.al. Performance and control of optimized shear discharges in JET. *Nucl. Fusion*, 40 :1113, 2000.
- [76] S.Von Goeler, W.Stodiek, and N.Sauthoff. Studies of internal disruptions and m=1 oscillations in tokamak discharges with soft X-ray techniques. *Phys. Rev. Lett.*, 33 :1201, 1974.
- [77] I.Furno. *Fast transient transport phenomena measured by soft X-ray emission in TCV tokamak plasmas*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2001. published as Lausanne Report LRP 703/01.
- [78] H.Reimerdes, A.Pochelon, O.Sauter, T.P.Goodman, M.A.Henderson, and A.Martynov. Effect of triangular and elongated plasma shape on the sawtooth stability. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 42 :629, 2000.
- [79] H.Dreicer. Electron and ion runaway in a fully ionized gaz. *Physical Review*, 117 :329, 1960.
- [80] I.Furno, C.Angioni, F.Porcelli, H.Weisen, R.Behn, T.P.Goodman, and M.A.Henderson. Understanding sawtooth activity during intense electron cyclotron heating experiments on TCV. *Nucl. Fusion*, 41 :403, 2001.
- [81] S.Coda, Y.Peysson, S.Alberti, T.P.Goodman, M.A.Henderson, P.Nikkola, and O.Sauter. Suprathermal X-ray emissivity with 2nd and 3rd harmonic electron cyclotron heating in the TCV tokamak. In *Proceedings of the 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Madeira,Portugal, 2001.

- [82] V.Krivenski. Electron cyclotron emission by non-Maxwellian bulk distribution functions. *Fusion Eng. Des.*, 53 :23, 2001.
- [83] G.Giruzzi. Modelling of RF current drive in the presence of radial diffusion. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 35 :A123, 1993.
- [84] L.Spitzer. *Physics of Fully Ionized Gases*. Interscience, New York, 1962.
- [85] D.V.Sivukhin. *Reviews of Plasma Physics, Vol. 4*. Leontovich Ed., New York, 1966.
- [86] M.Plank. *The Theory of Heat Radiation*. Dover Publications, New York, 1959.
- [87] P. Goldsmith. *Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths*. Infrared and Millimeter Waves Vol.6, Academic Press, 1982.
- [88] S.Nowak and A.Orefice. *Gaussian Beam Propagation in Quasi-optical Systems and Magnetoactive Plasmas*. EC-8, Gut-Ising, 1992.
- [89] J.A.Murphy. Distortion of a simple Gaussian beam on reflection from off-axis ellipsoidal mirrors. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 8 :1165, 1987.
- [90] K.Chang. *Handbook of Microwave and Optical Components*. John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [91] Constantine A. Balanis. *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [92] T.G.Blaney. *Infrared and Millimeter Waves, Vol.3*. Academic Press, New-York, 1980.
- [93] D.B.Harris. *Microwave Journal*, 4 :41, 1960.
- [94] Constantine A. Balanis. *Antenna Theory : analysis and design*. John Wiley & Sons, New York, 1982.



# Index

Symbols	
$\Delta E$ .....	76
$\Delta R_{fX3}$ .....	79
$\Delta R_{fX2}$ .....	80
$\Delta R$ .....	95
$\Delta\phi$ .....	13
$\bar{\Lambda}$ .....	18
$\Omega_0$ .....	26
$\Omega_s$ .....	131
$\Omega_{c\alpha}$ .....	4
$\Omega_{ce}$ .....	20
$\Omega_{ci}$ .....	20
$\Omega_m$ .....	33
$\Phi$ .....	109
$\alpha$ .....	24, 27, 129
$\alpha_\omega(\theta, t)$ .....	35
$\alpha_{2,0}^X$ .....	31
$\alpha_2^X$ .....	31
$\beta$ .....	33
$\beta$ .....	24, 26, 35
$\bar{\chi}$ .....	18
$\delta$ .....	9
$\Delta f$ .....	53
$\bar{\epsilon}$ .....	18
$\epsilon$ .....	35
$\epsilon_0$ .....	6, 18
$\bar{\epsilon}^1$ .....	28
$\bar{\epsilon}_{cold}$ .....	20
$\bar{\epsilon}_a$ .....	28
$\bar{\epsilon}_h$ .....	28
$\eta$ .....	6
$\eta_\omega$ .....	34
$\eta_0$ .....	129
$\eta_{ECCD}$ .....	77
$\eta_O$ .....	34
$\eta_X$ .....	34
$\gamma$ .....	26
$\gamma_2^X$ .....	31
$\kappa$ .....	9, 32
$\lambda$ .....	129
$\lambda_D$ .....	3
$\lambda_c$ .....	129
$\ln\Lambda$ .....	6
$\mu$ .....	77, 109
$\mu_0$ .....	18
$\nu$ .....	120
$\nu_0$ .....	77
$\nu_\mu$ .....	76
$\nu_{ei}$ .....	75
$\omega$ .....	3, 13, 18
$\omega_d$ .....	11
$\omega_j$ .....	11
$\omega_D$ .....	21
$\omega_G$ .....	21
$\omega_{lh}$ .....	22
$\omega_{pe}$ .....	20
$\omega_{pi}$ .....	20
$\omega_{uh}$ .....	22
$\phi$ .....	32, 80
$\phi_L^{X2}$ .....	100
$\phi_{abs}^{X2}$ .....	101
$\phi_L$ .....	73
$\phi_m(\omega)$ .....	39
$\rho$ .....	18, 32
$\rho_\psi$ .....	95, 104
$\sigma$ .....	129
$\tau$ .....	37, 73
$\tau_0$ .....	38
$\tau_E$ .....	15
$\tau_{Ee}$ .....	109
$\tau_b$ .....	41, 97
$\tau_b^{X3}$ .....	103
$\tau_{ECE}$ .....	111
$\tau_{ij}$ .....	109

$\tau_\mu$ .....	15, 109
$\tau_s$ .....	41, 97
$\tau_{sb}$ .....	110
$\tau_s^{X3}$ .....	103
$\tau^{X3}$ .....	101
$\theta$ .....	19, 64
$\xi$ .....	33
$\zeta$ .....	78

**A**

<b>A</b> .....	32
$a$ .....	9, 129
$A_0$ .....	131
$A_0\Omega_s$ .....	131
$A_2$ .....	31
$a_2$ .....	31
$A_s$ .....	131
$A(\theta, \phi)$ .....	132

**B**

<b>B</b> .....	4, 17
$\mathbf{B}_0$ .....	19
$B_{BB}$ .....	123
$B_\phi$ .....	5, 9
$B_\theta$ .....	5
$B_v$ .....	6
$b$ .....	129
$b_2$ .....	31

**C**

$c$ .....	13
CMA .....	23

**D**

$D$ .....	20
$D(\omega, \mathbf{k})$ .....	18
$D_{TS/ECE}$ .....	68
$d_1$ .....	126
$d_2$ .....	126
DML .....	15
$d\Omega$ .....	34

**E**

<b>E</b> .....	4, 17
$e$ .....	6
$E_{res}$ .....	74
EC .....	71

ECCD .....	71
ECE .....	17
ECH .....	71
ECRH .....	7
$E_\gamma$ .....	14
$E_{pX2}$ .....	80
$E_{pX3}$ .....	79
$\mathbf{E}^*$ .....	28

**F**

$f$ .....	126
$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ .....	27
$f_{Doppler}$ .....	64
$f_{ellip}$ .....	127
FIR .....	13
$f_{LO}$ .....	48
$F_q(z_2)$ .....	28
$f_{Relativiste}$ .....	64
$f_{RF}$ .....	48
$f_{X2}$ .....	56
$f_{X3}$ .....	56

**G**

$G$ .....	110
$G(\theta, \phi)$ .....	132

**H**

$h$ .....	9
HF .....	23
HFS .....	23, 84
HXR .....	14

**I**

$\bar{I}$ .....	18
ICRH .....	7
$I_\omega^{incident}$ .....	38
$I_\omega$ .....	37
$I_\omega(\theta, \phi)$ .....	131
$I_p$ .....	5, 9

**J**

<b>J</b> .....	18
$J_m$ .....	33
$J'_m$ .....	34
$\mathbf{j}$ .....	32
$j$ .....	6
$j_{ECCD}$ .....	76



$j_\omega(\theta, t)$  ..... 34

### K

$\mathbf{k}$  ..... 18

$\mathbf{k}_d$  ..... 11

$k_i$  ..... 74

$\mathbf{k}_j$  ..... 11

### L

LFS ..... 23, 84

$L(\mathbf{s})$  ..... 42

### M

$m$  ..... 24

$m_\alpha$  ..... 4, 27

$m_e$  ..... 6, 20

MHD ..... 6

### N

$N$  ..... 13

$\mathbf{N}$  ..... 18

$N_D$  ..... 3

$N_{\parallel}$  ..... 73

$N_{\perp}$  ..... 21

$N_{\perp,+}^2$  ..... 29

$N_{\perp,-}^2$  ..... 29

$N_{\perp,cold}^2$  ..... 22

$N_r$  ..... 35

$n_1$  ..... 76

$\bar{n}_1$  ..... 76

$n_2$  ..... 76

$\bar{n}_2$  ..... 76

$n_b$  ..... 40

$n_c$  ..... 14

$n_{crit}$  ..... 24

$n_e$  ..... 9, 14

$\bar{n}_e$  ..... 13

$n_s$  ..... 40

$n_{TS}$  ..... 106

### P

$P$  ..... 20

$\mathbf{p}$  ..... 25, 26

$P_{abs}$  ..... 73

$P_{\Delta\omega}$  ..... 47

$P_{inj}$  ..... 73

$P_{ohm}$  ..... 109

$P_\Omega$  ..... 6

$P_\omega(\theta, \phi)$  ..... 131

$P_\omega$  ..... 47, 131

$p_{\parallel}$  ..... 34

$p_{\perp}$  ..... 34

$P_{X2}$  ..... 92

$P_{X3}$  ..... 92

### Q

$q$  ..... 20, 28

$q_\alpha$  ..... 4, 20

### R

$R$  ..... 5

$\mathbf{R}$  ..... 32

$r$  ..... 24

$R_0$  ..... 9

$R_\omega$  ..... 68

$\mathbf{r}$  ..... 26

$\hat{\mathbf{R}}$  ..... 33

RF ..... 48

$R_{fX3}$  ..... 80

$R_{inv}$  ..... 85

$r_{L\alpha}$  ..... 4

$r_{Le}$  ..... 26

$R_{refl}$  ..... 47

$R_s$  ..... 129

$R(z)$  ..... 125

### S

$S$  ..... 20

$\mathbf{S}$  ..... 28

$S_\omega$  ..... 37

$s$  ..... 37

### T

$T_b$  ..... 40, 97

TCV ..... 9

$T_e$  ..... 6

$T_e(0)$  ..... 9

$T_{ece}$  ..... 47

$T_\gamma$  ..... 14, 98

$T_{rad}$  ..... 38

$T_s$  ..... 40, 97

$T_{sim}$  ..... 98

$T_{TS}$  ..... 68

**U**

$u$  ..... 73

**V**

$\mathbf{v}$  ..... 11

$V_{loop}$  ..... 9

$V_{out}$  ..... 68

$\mathbf{v}$  ..... 4

$v_1$  ..... 75

$v_2$  ..... 76

$\mathbf{v}_{cg}$  ..... 4

$\mathbf{v} \nabla \mathbf{B} \alpha$  ..... 4

$v_{\perp}$  ..... 4

$v_{Te}$  ..... 28

**W**

$w$  ..... 125

$w_{01}$  ..... 126

$w_{02}$  ..... 126

$w_0$  ..... 125

**X**

$X_2$  ..... 71

$X_3$  ..... 71

$\hat{\mathbf{x}}$  ..... 19

**Y**

$\hat{\mathbf{y}}$  ..... 19

**Z**

$Z_{eff}$  ..... 98

$z_2$  ..... 28

$\hat{\mathbf{z}}$  ..... 19

## MERCI

*Un tel travail ne s'effectuant pas sans de nombreux aides, collaborations, motivations, discussions, incitations, corrections, commentaires, doutes, rires et j'en passe, j'aimerai, par ces quelques lignes, remercier nommément quelques personnes.*

*Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude envers MM. Francis Troyon et Minh Quang Tran, ancien directeur et directeur actuel du CRPP pour m'avoir offert l'opportunité et la chance d'effectuer une thèse de doctorat dans leur institut et surtout dans ce fabuleux domaine qu'est la physique des plasmas.*

*Mon second remerciement va directement à Henri Weisen, mon directeur de thèse et ancien responsable de travail de diplôme, qui m'a donné la possibilité d'effectuer une thèse sur un sujet nouveau dans l'institut et comportant à la fois une partie technique et une partie expérimentale. Déjà merci. Merci aussi de m'avoir suivi pendant ces cinq ans, de m'avoir offert la possibilité d'effectuer une collaboration sur ASDEX-Upgrade et de m'avoir laissé une grande liberté dans mes choix tout en m'aidant à ne pas faire fausse route.*

*Je suis extrêmement reconnaissant envers Stefano Alberti qui m'a suivi durant les derniers mois de ma thèse et dont les qualités humaines et professionnelles m'ont profondément marqué et motivé. Grazie Stefano !*

*Un énorme MERCI à Paolo Bosshard, mon confident de tous les jours, qui a toujours été disponible, amical et fraternel envers moi, même dans les moments les plus difficiles de ces cinq années.*

*Merci à mes collègues de bureau MM. Olivier Fischer, Adriano Manini et Gilles Arnoux, sans lesquels le monde ne serait pas tel qu'il est et moi non plus d'ailleurs.*

*Mes remerciements vont aussi à Stefano Coda, Laurie Porte, Mark Henderson et Tim Goodman pour leurs conseils et leurs discussions toujours appréciées. Merci aussi à Wolfgang Suttrop qui m'a initié avec patience aux joies de la radiométrie lors de mon séjour en Allemagne. Un grand merci aussi à Jean-Michel Mayor, grand dessinateur devant l'Eternel, qui m'a énormément aidé à concevoir les lignes de visées de mon diagnostic de mesure et que je n'ai sûrement pas assez remercié. Merci aussi à Philippe Marmillod et Blaise Marlétaz qui m'ont aidé dans les méandres de l'électronique. Merci aussi à Xavier Llobet pour sa disponibilité constante lors de problèmes informatiques de tout ordre. Merci à tous ceux du CRPP avec qui j'ai collaboré de près ou de loin, les mécaniciens, les électriciens, les électroniciens, les dessinateurs, les doctorants, les post-docs, les chercheurs, les secrétaires...*

*Finalement, j'aimerai remercier toute ma famille qui a toujours été présente, intéressée et motivante. Un grand merci aussi à tous mes amis, en particulier Yann, Alain, Laurent. Mon dernier MERCI (last but not least) va à Francesca que je ne connaissais pas avant de commencer cette thèse et qui aujourd'hui est ma femme et qui m'a énormément aidé durant ces trois dernières années.*

*Encore une fois, merci à tous.*

*Patrick*



# Blanchard Patrick

Nationalité : Suisse

Etat civil : Marié

Né le 25 mai 1971

CRPP-EPFL, Bâtiment PPH,

1015 Lausanne

Téléphone : +41 21 693.34.33

E-mail : patrick.blanchard@epfl.ch

## Formation

- 1997 - **Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Suisse**  
**Doctorat** - “*Etudes du rayonnement suprathermique émis lors du chauffage cyclotronique électronique du plasma du tokamak TCV*”, Directeur de thèse Dr. H.Weisen.
- 1992 - 1997 **Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Département de Physique, Suisse**  
**Diplôme** d'ingénieur physicien - “*Mesures du comportement MHD au moyen de rayons X émis par le plasma*”, Responsable Dr. H.Weisen
- 1989 - 1992 Bacalauréat en Sciences au Gymnase du Bugnon, Lausanne
- 1987 - 1989 Raccordement Scientifique au Collège de l'Elysée, Lausanne

## Publications et conférences

- [1] **P.Blanchard**, S.Alberti, S.Coda, H.Weisen and I.Klimanov *High field side measurements of non-thermal electron cyclotron emission on TCV plasmas with ECH and ECCD*, dans *Plasma Physics and Controlled Fusion*, soumis
- [2] **P.Blanchard**, H.Weisen, S.Alberti, S.Coda, P.Gomez and T.Goodman, *Measurements of Electron Cyclotron Emission from Non-Maxwellian Electron Distribution in TCV Plasmas with ECH and ECCD*, in *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Proceedings of the 28th. EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Europhys. Conf. Abstr. **23J**
- [3] S.Alberti, et al. (including **P.Blanchard**), *Full Absorption of Third Harmonic ECH in TCV Tokamak Plasmas in the Presence of Second Harmonic ECCD*, *Nuclear Fusion*, **42** 42 (2002).
- [4] A. Pochelon, et al. (including **P.Blanchard**), *Energy confinement and MHD activity in shaped TCV plasmas with localized electron cyclotron heating*, *Nucl. Fusion*, Yokohama Special Issue II, **39** (11Y) 1807 (1999).
- [5] I.Furno, H.Weisen, J.M.Moret, **P.Blanchard** and M.Anton *X-Ray Measurements of MHD activity in shaped TCV Plasmas*, in *Plasma Physics and Controlled Fusion Europhys. Conf. Abstr. 21A*, Proceedings of the 24th. EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, 1997