



# Habilitation a Diriger des Recherches : Caractérisation par spectroscopie d'émission des plasmas de bord des machines de fusion par confinement magnétique

Mohammed Koubiti

► **To cite this version:**

Mohammed Koubiti. Habilitation a Diriger des Recherches : Caractérisation par spectroscopie d'émission des plasmas de bord des machines de fusion par confinement magnétique. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Aix-Marseille Université, 2015. <tel-01183472>

**HAL Id: tel-01183472**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01183472>**

Submitted on 8 Aug 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0  
International License



## Habilitation à Diriger des Recherches

Caractérisation par spectroscopie d'émission des  
plasmas de bord des machines de fusion par  
confinement magnétique

par

**Mohammed KOUBITI**

**Soutenue le 6 février 2015 devant la commission d'examen :**

Mr. D. Benredjem	(LAC, Paris-Sud)	Rapporteur
Mr. P. Delaporte	(LP3, Marseille)	Examinateur
Mr. M. Goto	(NIFS, Japon)	Rapporteur
Mr. J.M. Layet	(PIIM, Marseille)	Examinateur
Mme P. Monier-Garbet	(IRFM/INSTN, Cadarache)	Examinateur
Mr. M. Von Hellermann	(FOM/DIFFER, Pays-Bas)	Rapporteur
Mr. R. Stamm	(PIIM, Marseille)	Examinateur



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>3</b>
1.1 Plasmas attachés, plasmas détachés . . . . .	3
1.2 Emission spectrale . . . . .	4
<b>2</b>	<b>5</b>
2.1 Mécanismes d'élargissement . . . . .	5
2.2 Populations de neutres . . . . .	7
2.2.1 Population de neutres froids issus de dissociation moléculaire . . . . .	7
2.2.2 Population d'atomes réfléchis . . . . .	8
2.2.3 Population d'atomes ayant subi un échange de charge . . . . .	9
2.3 Modélisation de la relaxation de la VDF . . . . .	9
2.4 Procédure d'ajustement . . . . .	11
2.5 Analyse des spectres $D_\alpha$ . . . . .	12
2.5.1 Spectres symétriques . . . . .	12
2.5.2 Spectres asymétriques . . . . .	13
2.6 Conclusion . . . . .	14
<b>3</b>	<b>15</b>
3.1 Introduction . . . . .	15
3.2 Stark . . . . .	17
3.3 Modèles . . . . .	17
3.4 Continuité analytique . . . . .	18
3.5 Application aux spectres de JET . . . . .	21
3.6 Raies à n élevés de l'hélium neutre . . . . .	22
3.7 Conclusion . . . . .	26
<b>4 Impuretés</b>	<b>27</b>
4.1 Introduction . . . . .	27
4.2 Spectroscopie du carbone . . . . .	28
4.2.1 Mesures spectroscopiques . . . . .	28
4.2.2 Modèle collisionnel-radiatif . . . . .	28
4.2.3 Profils de raies . . . . .	30
4.3 Calcul des profils de raies . . . . .	31
4.3.1 Base de physique atomique . . . . .	31
4.3.2 Hypothèses . . . . .	32
4.3.3 Comparaison des élargissements Stark et Doppler . . . . .	32

---

4.3.4	Comparaison avec les spectres expérimentaux . . . . .	33
4.3.5	Procédure d'ajustement et modèle à deux couches . . . . .	36
4.4	Conclusion . . . . .	40
<b>5</b>		<b>41</b>
5.1	Introduction à l'injection des pellets . . . . .	41
5.2	Mesures . . . . .	41
5.3	Spectres . . . . .	45
5.3.1	Introduction . . . . .	45
5.3.2	Calculs et comparaison expérience-théorie . . . . .	46
5.4	Conclusion . . . . .	50
	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>51</b>
	<b>Sélection d'articles</b>	<b>59</b>

# Introduction générale

Ce mémoire résume mes principales activités de recherches sur une période de près de 15 ans, à savoir depuis l'année 1999 jusqu'à aujourd'hui. Ces recherches ont eu lieu au sein de l'équipe Diagnostics dans les Gaz et les Plasmas (DGP) du laboratoire de Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires PIIM, laboratoire auquel j'ai été affecté lors de mon recrutement en tant que maître de conférences en 2002 par l'Université de Provence, devenue aujourd'hui Aix-Marseille Université. Les travaux effectués durant ma thèse de doctorat, soutenue en 1997, et qui ont porté sur les profils de raies dans les plasmas peu ou moyennement couplés : fondement et validation du modèle de fluctuation de fréquence, ne seront pas abordés dans ce mémoire.

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire tournent autour de la spectroscopie des plasmas, en particulier l'utilisation de techniques spectroscopiques adaptés à chaque type de plasma à des fins de diagnostics. Ce mémoire est structuré en quatre principaux chapitres, qui à quelques exceptions près, retracent mes activités de recherche dans l'ordre chronologique selon lequel ils ont eu lieu. Le premier chapitre résume mes activités de recherches dans le cadre d'une collaboration avec l'ex Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée (DRFC) actuellement Institut de Recherches sur la Fusion Magnétique (IRFM) du CEA de Cadarache. Cette collaboration, qui a lieu dans le cadre d'un contrat LRC (Laboratoire de Recherches Conventionné) entre le DRFC et le laboratoire PIIM, portait sur l'analyse des spectres de la raie Balmer- $\alpha$  ( $D_\alpha/H_\alpha$ ) mesurés suivant des lignes de visée parallèles aux plaques de neutralisation dans le divertor ergodique du tokamak Tore-Supra. Comme nous le verrons, même avec le divertor ergodique, les plasmas de bord de Tore-Supra étaient des plasmas attachés. L'analyse des spectres de la raie  $D_\alpha/H_\alpha$  a permis d'extraire des informations précieuses sur les différentes populations de neutres (source, température, fraction). Ces informations sont très utiles pour l'évaluation des taux de recyclage (taux d'érosion/de pulvérisation, flux des ions). Ces travaux d'analyse et de modélisation ont été étendus par la suite aux ailes de raies et ont permis d'étudier les effets de turbulence (fluctuations des grandeurs plasma) sur les raies propriétés radiatives des émetteurs.

Le deuxième chapitre est consacré à spectroscopie des plasmas détachés des divertors des tokamaks, plasmas obtenus lorsque les processus de recombinaison dominent les processus d'ionisation et d'excitation collisionnels. Dans ces conditions, on observe des raies à  $n$  élevé des séries Lyman, Balmer et même Paschen. Ces raies sont très affectés par l'élargissement Stark qui dominent les autres effets contribuant aux profils de raies comme les effets Doppler et Zeeman. Ce chapitre traite donc la modélisation des raies à  $n$  élevés élargies par effet Stark et d'un modèle de continuité analytique de l'émission permettant de reproduire la fusion graduelle des raies de la série Balmer dans le conti-

nuum. Cette modélisation permet de calculer des spectres entiers comprenant plusieurs raies de la série Balmer et une partie du continuum. Cette technique permet ainsi la détermination simultanée des densité et température électroniques. Des données spectroscopiques relatives à l'émission radiative dans le divertor du tokamak européen JET ont été analysées avec cette technique dans le but de caractériser le plasma détaché. L'importance de cette technique est d'autant plus grande qu'en régime de détachement, les sondes habituellement utilisées pour mesurer la densité électronique, ne fournissent pas des mesures fiables ou du moins ce qu'elles mesurent ne reflète pas les conditions du plasma de la zone émissive. Cette activité, initiée lors d'un séjour de plusieurs mois effectué à Culham Science Center à Abingdon, s'est poursuivie lorsque j'ai intégré le laboratoire PIIM. Elle a aussi engendré un certain intérêt pour l'élargissement Stark des raies à  $n$  élevés comme par exemple celles de la série diffuse de l'hélium neutre observées dans les simulateurs linéaires de divertor ou dans JET lors de décharges en hélium. Les élargissements Stark des raies  $n=10$  et  $n=11$  de cette série ont été utilisés pour déterminer la densité électronique d'un plasma en hélium avec injection de deutérium gazeux dans JET.

Le troisième chapitre résume les principaux résultats de mes activités de recherche dans le cadre d'une collaboration avec le Dr T. Nakano de la "division des recherches avancées en plasma" (Division of Advanced Plasma Research) de l'agence japonaise à l'énergie atomique (JAEA), opérateur du tokamak japonais JT-60U. Cette collaboration, qui a débuté en 2008, a conduit à la signature d'un contrat d'échange de données entre le JAEA et le laboratoire PIIM, contrat qui a été renouvelé jusqu'au 31 mars 2014. Elle a porté sur l'analyse des raies d'émission des impuretés présentes dans le divertor de JT-60U avec en particulier celles du carbone. Nous verrons dans ce chapitre comment nous avons construit une base de physique atomique nécessaire au calcul des profils des raies C IV  $n=4-5$  et  $n=6-7$ . Nous verrons ensuite comment nous avons exploité l'élargissement Stark de la raie C IV  $n=6-7$  ( $\lambda = 772.6$  nm) pour déterminer la distribution spatiale de la densité électronique du divertor de JT-60U dans un régime détaché en présence d'un rayonnement très intense appelé MARFE (MultiFaceted Radiation From the Edge) centré sur le point X. Pour cela nous avons développé une procédure d'ajustement des raies que nous avons couplé à un modèle à deux couches homogènes de plasma.

Le quatrième chapitre retrace les principaux résultats d'une autre collaboration que j'ai initiée et développée avec le prof. S. Morita et le Dr. M. Goto, physiciens du National Institute for Fusion Science (NIFS) sur l'analyse et la modélisation de donnée spectroscopiques de pellets injectés dans le stellarator LHD (Large Helical Device). Il s'agit là aussi d'analyser les spectres d'émission des nuages d'ablation de pellets de carbone de dimensions millimétriques injectés dans LHD, le plus souvent, pour des études de transport d'impuretés et de recyclage. En se servant des intensités des raies émises par les ions  $C^+$  et  $C^{2+}$ , qui sont les principaux émetteurs, on obtient la température électronique du nuage d'ablation. Cette température de l'ordre de 2 à 3 eV, supposée égale à celle des ions  $C^+$  et  $C^{2+}$  est utilisée dans l'ajustement des raies sensibles à l'effet Stark comme la raie C II  $3p^2P^{\circ} - 3d^2D$  723-nm, permettant d'accéder à la densité électronique du nuage qui est de l'ordre de  $10^{16} - 10^{17}$  cm $^{-3}$ . Nous discuterons les mécanismes d'élargissement affectant les profils de la raie C II 723-nm émise par le nuage d'ablation d'un pellet de carbone (Stark, Zeeman, Doppler, opacité) et nous présenterons des résultats d'analyse des spectres de LHD, qui ne sont pas définitifs, pas très concluants mais très encourageants.



# Chapitre 1

## Spectroscopie des plasmas

Nous présentons dans ce chapitre les outils et méthodes qui ont été utilisés dans ce travail. Nous verrons ensuite des applications à des cas concrets à travers des raies spectrales impliquant des niveaux faiblement ou fortement excités. Il s'agit de raies émises dans les régions périphériques (divertors) des tokamaks par des atomes d'hydrogène, de deutérium, ou d'hélium ou par des impuretés à divers états d'ionisation. C'est ainsi que tout naturellement, nous commencerons par rappeler les bases de la théorie d'élargissement et des profils de raies d'émission et des équilibres des populations atomiques.

### 1.1 Plasmas attachés, plasmas détachés

Parmi toutes les configurations possibles des machines destinées à la recherche sur la fusion par confinement magnétique, c'est celle du tokamak à divertor axisymétrique qui semble la plus prometteuse. Dans cette configuration, les interactions plasma-paroi, qui sont génératrices d'impuretés pouvant être néfastes pour le confinement, sont éloignées de la zone de confinement. Elles sont en effet concentrées dans le divertor, région dans laquelle coexistent atomes neutres, électrons et ions. Les densités et les équilibres de ces particules sont gouvernés essentiellement par des processus atomiques et radiatifs mais aussi par les mécanismes de transport. La communauté de la fusion par confinement magnétique utilise une terminologie spécifique pour distinguer les différents régimes des plasmas dans les divertors des tokamaks. En effet, les plasmas sont qualifiés d'attachés ou détachés vis-à-vis des cibles (plaques de neutralisation) selon l'importance relative des mécanismes d'ionisation et de recombinaison dont les taux dépendent essentiellement de la température électronique. A titre d'exemple, nous avons illustré la figure 1.1 les variations avec la température électronique  $T_e$  des coefficients des taux d'ionisation et de recombinaison de l'hydrogène pour les valeurs limites du domaine de variation de la densité électronique  $n_e$  dans les divertors, à savoir  $10^{19}$  et  $10^{21}$   $\text{m}^{-3}$ . Cette figure a été obtenue en utilisant des données extraites de la base ADAS [1]. On y voit clairement qu'à température électronique inférieure à 1.5 eV, c'est la recombinaison qui domine alors qu'à des températures plus élevées, c'est l'ionisation qui l'emporte. Lorsque la recombinaison domine l'excitation et l'ionisation par impact électronique, le plasma est dit recombinant. Dans le cas contraire, où ce sont les mécanismes d'excitation et d'ionisation collisionnelles qui dominent, le plasma est dit ionisant. Par ailleurs, les plasmas détachés et attachés correspondent respectivement à des régimes recombinant et ionisant. A noter

que le détachement des divertors est très avantageux pour l'extraction de puissance et des cendres des réactions de fusion. Il permet entre autre de réduire les charges thermiques dues aux flux de chaleur et de particules arrivant sur les cibles du divertor à des niveaux supportables par les matériaux. Pour les plasmas d'hydrogène ou de deutérium, le détachement se produit pour des températures électroniques inférieures à 1.5 eV. On constate que typiquement les densités électroniques des plasmas attachés sont de l'ordre de  $10^{20} m^{-3}$  alors que celles des plasmas détachés sont de l'ordre de quelques  $10^{19} m^{-3}$  et peuvent même atteindre les  $10^{21} m^{-3}$  comme dans Alcator C-Mod.

## 1.2 Emission spectrale

Du point de vue spectroscopique, chacun de ces deux régimes est favorable à l'émission de telles ou telles raies de l'hydrogène. En régime d'attachement, ce sont les niveaux les plus bas qui sont peuplés (excitation par impact électronique) et on n'observe que les premiers membres des séries Lyman  $n \rightarrow 1$  et Balmer  $n \rightarrow 2$  de l'hydrogène ou du deutérium. En revanche, le régime de détachement est favorable au peuplement des niveaux d'énergie ayant des nombres quantiques  $n$  élevés et on observe les raies à  $n$  élevés des séries précédentes et même celles de la série de Paschen  $n \rightarrow 3$ . Ces raies sont affectées par différents mécanismes d'élargissement avec des proportions qui dépendent des conditions du plasma. Pour simplifier, les raies d'hydrogène émises par un plasma attaché sont élargies essentiellement par effet Doppler mais celles émises par un plasma détaché le sont par effet Stark. A partir des intensités et des élargissements dominants de ces raies, on détermine la température des neutres ou la densité et la température électronique de la zone émissive. A noter que la théorie de l'élargissement Stark, le code de calculs de profils de raies ainsi que le modèle sur lequel est basé ce code, qui est l'outil central de ce travail sont décrits dans plusieurs thèses effectuées au laboratoire PIIM (Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires).

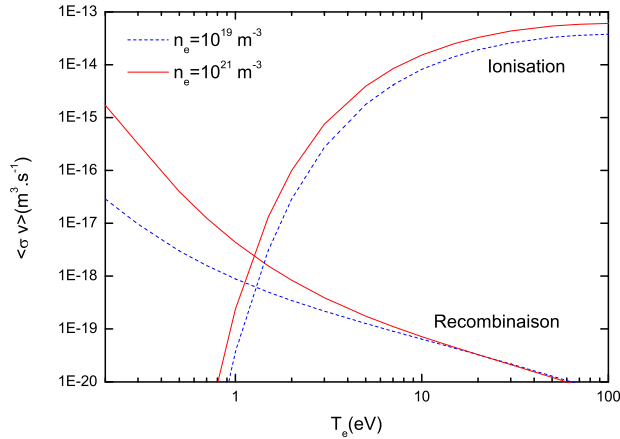


FIGURE 1.1: Comparaison des taux d'ionisation et de recombinaison de l'hydrogène.

## Chapitre 2

# Plasmas attachés

Nous avons vu que, dans les machines de fusion par confinement magnétique, le régime d'attachement des plasmas des divertor favorisent l'émission des raies spectrales de l'hydrogène ou son isotope le deutérium correspondant aux premiers membres des séries spectrales de Lyman et Balmer, c'est-à-dire des raies à nombre quantique supérieur  $n$  bas. Parmi ces raies, la raie  $H_\alpha$  (respec.  $D_\alpha$ ) observée dans les divertors est la plus utilisée pour les diagnostics et l'étude du recyclage. La raie  $H_\alpha$  (respec.  $D_\alpha$ ) de longueur d'onde  $\lambda = 6562.8 \text{ \AA}$  (resp.  $6561.0 \text{ \AA}$ ) résulte de la transition du niveau  $n = 3$  vers  $n' = 2$ . Afin d'utiliser cette raie pour les diagnostics, il est nécessaire de modéliser son profil. Plusieurs précautions s'imposent à toute modélisation du profil de la raie  $H_\alpha$  (respec.  $D_\alpha$ ) émise par les divertors des tokamaks. La première précaution à prendre est de s'assurer que cette raie est isolée ou bien affectée par des raies d'impuretés pouvant être présentes dans les divertors des tokamaks. Il faut ensuite identifier tous les mécanismes qui conduisent directement ou indirectement (via la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie) à un élargissement de la raie étudiée. Une troisième précaution concerne l'identification de tous les processus de recyclage de l'hydrogène et du deutérium, le recensement de toutes les classes de population d'atomes neutres (H et D) et les différents processus d'interaction entre les atomes neutres d'hydrogène et les particules du plasma. C'est en remplissant ces conditions, qu'on peut comparer les profils de raies calculés aux spectres expérimentaux.

### 2.1 Mécanismes d'élargissement

La forme d'un spectre expérimental de la raie  $H_\alpha$  émise par un plasma attaché de divertor est la résultante des contributions relatives de plusieurs mécanismes d'élargissement avec des proportions variables. L'appareil de mesure lui-même génère un élargissement appelé fonction instrumentale, généralement de forme gaussienne dont la largeur à mi-hauteur dépend de la résolution de l'instrument et de sa fente d'entrée. A cet élargissement artificiel, s'ajoutent les contributions des effets Stark, Zeeman et Doppler. Les contributions relatives de chacun de ces effets dépendent des conditions plasma et du champ magnétique. Nous verrons plus loin que l'élargissement Stark d'une raie donnée augmente avec la densité électronique. Cependant, dans les conditions des plasmas attachés de divertors la densité électronique étant de l'ordre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ , l'élargissement de la raie  $H_\alpha/D_\alpha$  par effet Stark est négligeable devant son élargissement par les effets Zeeman et Doppler.

L'effet Zeeman dédouble les niveaux inférieurs et supérieurs de la raie considérée proportionnellement à l'intensité du champ magnétique en levant la dégénérescence en  $m$ , où  $m$  est le nombre quantique magnétique. Cependant, comme dans les divertors des tokamaks, le champ magnétique  $B \gtrsim 1$  T, l'approximation du champ magnétique fort, qui consiste à négliger en première approximation l'effet de structure fine, est suffisante pour la raie  $H_\alpha$  [2]. En utilisant cette approximation, on voit que la raie  $H_\alpha/D_\alpha$  est formée de trois composantes Zeeman élargies par effet Doppler (une composante centrale  $\pi$  et deux composantes latérales  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ ). Les deux composantes latérales  $\sigma$  sont séparées de la même distance de la composante  $\pi$ . En observation parallèle par rapport au champ magnétique, seules les composantes latérales  $\sigma^-$  et  $\sigma^+$  peuvent être observées. En revanche, en regardant perpendiculairement au champ magnétique, on observe les trois composantes de la raie  $H_\alpha$  qui forment ce qu'on appelle le triplet de Lorentz. Indépendamment de la direction d'observation, les spectres de la raie  $H_\alpha/D_\alpha$  élargie par effet Doppler peuvent être utilisés pour mesurer la température des atomes d'hydrogène/deutérium.

L'élargissement Doppler est dû à l'agitation thermique des émetteurs ou à la distribution d'énergie d'une assemblée d'émetteurs. Il dépend de la température cinétique et de la longueur d'onde  $\lambda_0$ . Pour un atome émetteur en mouvement le long de la direction d'observation avec une vitesse  $v$ , le décalage de la longueur d'onde du photon émis est :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{v}{c}\lambda_0, \quad (2.1)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du photon qu'aurait émis l'émetteur s'il était immobile. Pour une assemblée d'émetteurs, le profil Doppler  $I_D$  est relié la fonction de distribution des vitesses (VDF en anglais) des émetteurs le long de la ligne de visée par :

$$I_D(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda) = f(v) dv. \quad (2.2)$$

Si cette assemblée est à l'équilibre thermodynamique à la température  $T$ ,  $I_D$  s'écrit :

$$I_D(\Delta\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \exp\left(-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right), \quad (2.3)$$

où  $\Delta\lambda_D$  est la largeur Doppler donnée par :

$$\Delta\lambda_D = 4.63 \times 10^{-5} \lambda_0 \sqrt{T/A}, \quad (2.4)$$

$A$  et  $T$  étant respectivement la masse atomique et la température en eV de l'émetteur. La largeur à mi-hauteur, Full Width at Half Maximum (FWHM)  $\Delta\lambda_{1/2}$  est reliée à la largeur Doppler  $\Delta\lambda_D$  par :

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} \Delta\lambda_D. \quad (2.5)$$

A noter que la validité de la relation (2.1) peut être remise en cause en présence de collisions qui changent la vitesse de l'émetteur durant le temps d'intérêt [3]. Si on désigne par  $\tau_c$  et  $\Delta\omega_D$  respectivement l'intervalle moyen entre deux collisions et la largeur Doppler (en unités de fréquence angulaire), la relation (2.1) est valable pour  $\tau_c^{-1} \ll \Delta\omega_D$ .

## 2.2 Différentes populations de neutres

Comme indiqué précédemment, il est nécessaire d'identifier les différentes classes de populations atomiques qui contribuent à la raie  $D_\alpha$  dans les plasmas de bord des tokamaks. Dans ces derniers, il existe plusieurs mécanismes de recyclage comme l'érosion chimique et la pulvérisation physique<sup>1</sup> qui peuvent générer des populations différentes de neutres. Il s'agit de la désorption atomique, la désorption moléculaire suivie par la dissociation par impact électronique ou de l'excitation dissociative, la réflexion ionique et l'échange de charge. Un ion incident  $D^+$  arrivant sur une cible (plaque de neutralisation) est soit absorbé soit réfléchi comme un neutre  $D^0$  dans le cas général [4]. Dans les tokamaks, les plaques de neutralisation (et dans un moindre degré les parois) subissent d'importants bombardements par des flux d'ions  $D^+$ . Ces plaques désorbent du deutérium sous forme de neutres  $D^0$  ou de molécules  $D_2$  avec des énergies comparables à leur température. Toutefois, les expériences avec des faisceaux ioniques ont montré qu'à des températures de surface de l'ordre de 300 à 600 K, le deutérium est re-émis complètement sous forme de molécules par des surfaces en graphite [5, 6]. Dans le cas de Tore-Supra, la température des surfaces des cibles interagissant avec le plasma étant de l'ordre de 500 K, la fraction de la forme atomique du deutérium libéré par les parois par désorption directe est en principe très faible devant la forme moléculaire. Comme leur libre parcours moyen est faible (déterminé par les taux de collisions, la densité et vitesse) [7], la majorité des molécules  $D_2$  désorbées sont supposées subir instantanément des collisions électroniques dissociatives ou ionisantes produisant des neutres  $D^0$ , des ions  $D^+$  et des ions moléculaires  $D_2^+$ .

La dissociation des ions moléculaires en atomes neutres et ions est également supposée instantanée. Il existe plusieurs voies (ou canaux) de dissociation par impact électronique de molécules et d'ions moléculaires [8]. Elles conduisent à une population d'atomes froids dont les énergies s'étalent dans le domaine 0 – 5 eV pour des électrons d'impact ayant des énergies typiques des plasmas de bord [8, 9]. Une telle population d'atomes neutres est supposée avoir une distribution de vitesses (VDF) de forme maxwellienne suivant la ligne de visée avec une énergie cinétique moyenne  $E_0$  donnée par la réaction de dissociation moléculaire. Sous l'effet des collisions élastiques avec les ions du plasma, la température de cette population d'atomes froids augmente avant qu'ils n'atteignent la ligne de visée et émettent du rayonnement. En effet, le champ électrique créé par les ions du plasma interagit avec les atomes polarisés ce qui résulte en un transfert de moment cinétique entre ions et neutres. On peut retenir le moment dipolaire induit des atomes de deutérium[10] pour la description du processus de relaxation par collisions ions-neutres.

### 2.2.1 Population de neutres froids issus de dissociation moléculaire

Le processus d'excitation dissociative produit des atomes excités dont certains émettent la raie  $H_\alpha/D_\alpha$ . Les atomes ainsi excités sont supposés émettre instantanément du rayonnement à l'endroit où ils sont produits car leur durée de vie est courte. A cause des densités électroniques considérées plutôt faibles, l'excitation et la désexcitation collisionnelles de ces atomes excités dans le niveau  $n = 3$  sont négligées. Les molécules  $H_2$  sont considérées dans leur état fondamental  $X^1\Sigma_g^+$ . Par ailleurs, les ions moléculaires sont composés de plusieurs états vibrationnels car ils sont produits expérimentalement par

1. En anglais on parle de physical and chemical sputtering que nous traduisons ici par érosion chimique et pulvérisation physique

collisions électroniques. Les principales réactions de dissociation des molécules et ions moléculaires d'hydrogène sont résumées dans le tableau suivant :

N°	Processus collisionnel	Energie moyenne $E_H(eV)$	Energie seuil
1	$H_2 + e \rightarrow H_2^+ + 2e$	-	-
2	$H_2 + e \rightarrow 2H(1s) + e$	3.0	-
3	$H_2 + e \rightarrow H(2s) + H(1s) + e$	0.3	-
4	$H_2 + e \rightarrow H(1s) + H(2p) + e$	4.85	-
5	$H_2 + e \rightarrow H(n=3) + H(1s) + e$	7.0	27 eV
6	$H_2 + e \rightarrow H(n=3) + H(1s) + e$	0.3	17 eV
7	$H_2 + e \rightarrow H(1s) + H^+ + 2e$	7.8	26 eV
8	$H_2 + e \rightarrow H(1s) + H^+ + 2e$	0.25	18 eV
9	$H_2^+ + e \rightarrow 2H^+ + 2e$	-	-
10	$H_2^+ + e \rightarrow H(n \geq 2) + H(1s)$	$0.365T_e^{0.913}$	-
11	$H_2^+ + e \rightarrow H(1s) + H^+ + e$	4.3	-
12	$H_2^+ + e \rightarrow H(n=2,3) + H^+ + e$	1.5	-

TABLE 2.1: Processus d'excitation dissociative des atomes d'hydrogène d'après H. Kubo [8]. Les deux dernières colonnes renseignent respectivement sur les énergies des atomes produits par ces processus et le seuil énergétique des électrons d'impact.

### 2.2.2 Population d'atomes réfléchis

Considérons maintenant les atomes  $D^0$  produits par la réflexion précédée de la recombinaison d'ions incidents  $D^+$  frappant les plaques de neutralisation après leur accélération par le potentiel  $\Phi$  de la gaine. Les énergies de cette population d'atomes neutres  $D^0$  sont distribuées autour d'une énergie cinétique moyenne  $E_0$  telle que :

$$E_0 = \frac{R_E}{R_N} E,$$

où l'énergie de l'ion incident accéléré est  $E = T_i + \Phi$  [11], expression dans laquelle  $T_i$  désigne la température des ions  $D^+$  en eV. Les coefficients  $R_E$  et  $R_N$  relatifs respectivement à l'énergie et à la particule dépendent à la fois de l'énergie de l'ion incident et de la nature et la température de la surface de la paroi. Pour les analyses des mesures spectroscopiques de Tore-Supra, nous avons admis que l'énergie cinétique moyenne initiale des neutres recyclés est donnée par  $E_0 = R_{ref}T_i$  avec  $1.2 \leq R_{ref} \leq 1.5$  [11].

La ligne de visée la plus proche regarde un plasma qui est juste au-dessus du point V des plaques de neutralisation. Une partie de la surface du point V est normale aux lignes de champ magnétique [12], et les particules réfléchies à cet endroit forment une population de neutres dirigés vers le spectromètre. Cette population a donc une distribution de vitesses (VDF) anisotrope le long de la ligne de visée. Dans le modèle simple qui a été considéré pour tenir compte de la relaxation, cette population a été supposé avoir une VDF de forme semi-maxwellienne au point de réflexion et de subir le mécanisme de relaxation mentionné plus haut. Les détails de ce modèle dont nous ne reprenons que les grandes lignes ici se trouvent dans les références [13, 14].

### 2.2.3 Population d'atomes ayant subi un échange de charge

Toutes ces populations de neutres sont soumises aux réactions d'échange de charge conduisant à une autre population d'atomes chauds ayant la même fonction de distribution des vitesses VDF, de forme maxwellienne et la même température  $T_i$  que les ions du plasma. Nous avons donc considéré trois populations différentes de neutres dont deux (population froide et population d'échange de charge) avec des VDF maxwelliennes, la population des neutres réfléchis ayant comme VDF initiale une demi-maxwellienne avant sa thermalisation partielle.

## 2.3 Modélisation de la relaxation de la distribution des vitesses

Nous avons déjà mentionné que sous l'effet des collisions élastiques avec les ions du plasma, la fonction de distribution des vitesses des neutres subit une relaxation. Dans un modèle géométrique simple, nous avons supposé que les atomes réfléchis dirigés le long de la ligne de visée vers le spectromètre ont une VDF de forme demi-maxwellienne. Pour décrire cette relaxation, l'évolution temporelle de la composante le long des lignes de champ magnétique de la VDF est modélisée par une équation de Fokker-Planck homogène. L'homogénéité de cette équation se justifie par le fait que les gradients de densité et de température peuvent généralement être négligés le long des lignes de visée parallèles aux lignes de champ magnétique [15]. Cette équation a été couplée à une expression permettant de calculer le temps de vol d'un atome entre la plaque de neutralisation et la zone d'émission. En utilisant un modèle Brownien [16], le carré du déplacement moyen  $d^2$  d'un neutre peut être relié au temps de vol  $\tau$  par la relation suivante :

$$d^2 = \frac{E_0}{Mv^2} \left(1 - \exp(-\nu\tau)\right)^2 + 3 \frac{T_i}{Mv^2} \left(2\nu\tau - 3 + 4 \exp(-\nu\tau) - \exp(-2\nu\tau)\right), \quad (2.6)$$

qui admet une limite ballistique pour  $\nu\tau \rightarrow 0$  et une limite diffusive pour  $\nu\tau \rightarrow \infty$ . Le paramètre  $\nu$  désigne la fréquence effective des collisions élastiques entre les atomes neutres  $D^0$  ou  $H^0$  et les ions  $D^+$  ou  $H^+$  du plasma. Le calcul de ce paramètre nécessite la prise en compte à la fois des ions  $D^+$  et des impuretés ioniques parce qu'ils contribuent à la polarisation de l'atome neutre de deutérium. Pour estimer la contribution des impuretés à la fréquence de collisions, une analyse standard basée sur la charge effective  $Z_{eff}$ , la condition de neutralité et l'hypothèse d'une concentration d'impureté radialement invariable. Avec la fréquence de collision donnée par Hey et al [10] et en considérant le carbone comme l'impureté dominante, on a obtenu l'expression approximative suivante :

$$\nu = 3.9 \times 10^8 n_e T_i^{1/6} \alpha_{pol}^{2/3}, \quad (2.7)$$

valable pour des densités électroniques  $n_e$  dans le domaine  $1.3 - 6.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  et des charges effectives  $1.5 < Z_{eff} < 4.5$ . Nous avons estimé que la prise en compte de la dépendance en  $Z_{eff}$  de la fréquence de collisions est équivalente à une variation de  $\nu$  d'au plus 15%. La polarisabilité dipolaire du deutérium  $\alpha_{pol}$  dépend du nombre quantique principal  $n$  de l'émetteur. Nous avons pris en compte cette dépendance à travers l'approximation suivante :

$$\nu\tau = \nu(n=1)(\tau - pt_n) + \nu(n=3)pt_n, \quad (2.8)$$

où  $t_n \approx 10^{-8}$  s est la durée de vie naturelle de l'atome d'hydrogène dans le niveau  $n = 3$ ,  $p$  étant le nombre d'excitations durant le temps de relaxation  $\tau$ .

La relaxation de la VDF est modélisée par les deux équations suivantes :

$$\frac{\partial f(v, t)}{\partial t} = \nu \frac{\partial}{\partial v} [vf] + \nu \frac{T_i}{M} \frac{\partial^2 f}{\partial v^2}, \quad (2.9)$$

$$t = t(d), \quad (2.10)$$

où  $t(d)$  est solution de l'équation (2.6). La solution de l'équation de Fokker-Planck est obtenue en introduisant la fonction de Green [16].

Pour une condition initiale donnée  $f(v', 0)$  sur la paroi, la VDF calculée à la distance  $d$  à partir du point de réflexion est donnée par :

$$f(v, t) = \int dv' G(v, t|v', 0) f(v', 0). \quad (2.11)$$

Ce modèle reproduit bien l'évolution temporelle de la température des neutres donnée par Hey et al [10] :

$$T(t) = T_i + (T_0 - T_i)e^{-2\nu t}, \quad (2.12)$$

où la température des neutres est définie par

$$T = M \langle (v - \langle v^2 \rangle)^2 \rangle, \quad (2.13)$$

avec la notation  $\langle X \rangle = \int dv X f(v, t)$ .  $T_0$  étant la température initiale des neutres et  $T_i$  celle des ions. Cette approche a été appliquée à la VDF des neutres issus de la réflexion. Au niveau des plaques de neutralisation (lieu de naissance de ces neutres), on a pris comme VDF l'expression suivante :

$$f(v, 0) = \sqrt{\frac{2M}{\pi E_0}} H(v) \exp\left(-\frac{Mv^2}{2E_0}\right), \quad (2.14)$$

où  $H$  est la fonction de Heaviside. L'application de la relation (2.11) donne la VDF à l'instant  $t$  :

$$f(v, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta(t)} \exp\left(-\frac{v^2}{\Delta^2(t)}\right) \operatorname{erfc}\left(-\frac{\exp(-\nu t)}{\sqrt{(T_i/E_0)(1 - \exp(-2\nu t))} \Delta(t)} v\right), \quad (2.15)$$

où  $\operatorname{erfc}$  est la fonction d'erreur complémentaire et  $\Delta^2(t)$  est défini par :

$$\Delta^2(t) = \frac{2T_i}{M} (1 - \exp(-2\nu t)) + \frac{2E_0}{M} \exp(-2\nu t). \quad (2.16)$$

Les résultats de ce modèle sont illustrés sur la figure 2.1 où la fonction de distribution des vitesses VDF  $f(v, t)$  est tracée pour deux valeurs du paramètre de collisionnalité ( $\nu t$ ). On peut voir que pour  $\nu t = 0.15$ , la VDF est asymétrique alors qu'elle a presque complètement relaxé et s'approche d'une maxwellienne (symétrique) pour  $\nu t = 3$ . C'est ce même modèle qui a été utilisé pour décrire la relaxation des neutres résultants de la dissociation moléculaire. Dans ce cas, la VDF initiale est une maxwellienne. Cependant dans ce cas, les calculs sont largement simplifiés puisque quelque soit le temps de relaxation, la VDF reste maxwellienne mais seule la température évolue selon la relation (2.12). Le paramètre de collisionnalité n'est pas le même que pour les neutres de réflexion parce que les temps de vol sont différents.



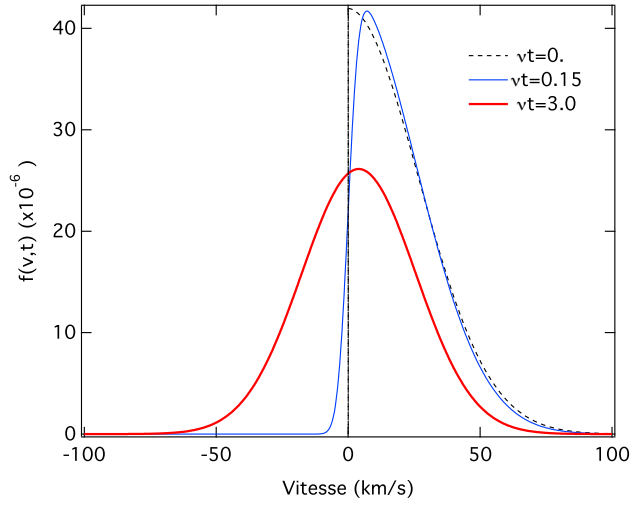


FIGURE 2.1: Modèle de relaxation des fonctions de distributions de vitesse appliqué à une VDF demi-maxwellienne.

## 2.4 Procédure d'ajustement

Pour les conditions du plasma du bord de Tore-Supra, le profil de la raie  $H_\alpha$  est gouverné par les effets Zeeman et Doppler. On peut exprimer le profil  $I(\Delta\lambda)$  comme suit :

$$I(\Delta\lambda) = \sum_{i,f,j} I_D(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{if}) |\vec{\epsilon}_j \cdot \vec{D}_{if}|^2. \quad (2.17)$$

La somme est effectuée sur tous les états Zeeman initiaux  $i$  et finaux  $f$  de la transition radiative ainsi que sur deux vecteurs de polarisation  $\vec{\epsilon}_j$  (avec  $j = 1, 2$ ) appartenant au plan perpendiculaire au vecteur d'onde  $\vec{k}$  du rayonnement observé.  $\vec{D}_{if}$  est l'élément du dipôle électrique entre les états  $i$  et  $f$ .  $I_D$  est le profil Doppler qui est proportionnel à la VDF de la population d'émetteurs. En tenant compte des trois populations de neutres, on peut décrire la VDF totale  $f(v, t)$  des atomes d'hydrogène par la somme suivante :

$$f(v, t) = a_C f_C(v) + a_{CX} f_{CX}(v) + a_R f_R(v, t), \quad (2.18)$$

où  $a_C$ ,  $a_{CX}$  et  $a_R$  représentent respectivement les fractions des VDF des atomes froids ( $f_C$ ), d'échange de charge ( $f_{CX}$ ) et de réflexion ( $f_R$ ) telles que  $a_C + a_{CX} + a_R = 1$ . Les deux premières VDF sont des maxwelliennes caractérisées par des températures  $T_C$  et  $T_i$  et la troisième est caractérisée par son énergie initiale  $E_0 = R_{ref} T_i$ , le paramètre de collisionnalité ( $\nu t$ ) et la relation (2.15). En plus du profil de la raie  $D_\alpha$ , nous avons ajouté une petite fraction d'atomes d'hydrogène émettant la raie  $H_\alpha$ . Le profil de cette dernière a été construit avec les mêmes VDF que celles utilisées pour la raie  $D_\alpha$ . La fraction d'hydrogène a été estimée à partir du rapport des intensités intégrées des raies  $D_\alpha$  et  $H_\alpha$ . La température ionique, qui n'est pas mesurée, a été supposée égale à la température électronique au niveau des plaques de neutralisation mesurée par les sondes de Langmuir. Une routine d'ajustement basée sur la méthode des moindres carrés a été développée afin d'identifier les fractions des différentes populations d'atomes

de deutérium, les températures  $T_C$  et  $T_i$ , le coefficient de réflexion  $R_{ref}$  et le paramètre de collisionnalité ( $\nu t$ ) de la population réfléchi.  $T_C$  a été obtenue à partir de la largeur à mi-hauteur (FWHM)  $\Delta\lambda_{1/2}$  de la composante la moins élargie par effet Doppler :

$$\Delta\lambda_{1/2} = \sqrt{\Gamma^2 - \Gamma_{app}^2}, \quad (2.19)$$

où  $\Gamma$  est la valeur mesurée de la largeur à mi-hauteur de la composante étroite et  $\Gamma_{app}$  est la largeur de la fonction instrumentale. Cette correction est négligeable pour les autres populations.

## 2.5 Analyse des spectres $D_\alpha$

À l'instar des autres tokamaks, les profils de la raie  $D_\alpha$  mesurés dans Tore-Supra sont généralement symétriques dans le sens où les composantes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  ont la même intensité. Cependant, des spectres asymétriques de cette raie ont été observés dans Tore-Supra en configuration de divertor ergodique.

### 2.5.1 Spectres symétriques de $D_\alpha$

Généralement, les spectres symétriques de la raie  $D_\alpha$  sont bien ajustés avec la somme de deux composantes Zeeman-Doppler : une composante étroite et une composante large. Les analyses de tels spectres de  $D_\alpha$  ont montré que l'émission provient d'une population dominante d'atomes froids ayant une température cinétique  $T_C$  dans le domaine 1–3 eV à laquelle s'ajoute une population d'atomes chauds ayant une température moyenne d'une vingtaine d'eV [17]. Un exemple d'un spectre de la raie  $D_\alpha$  symétrique mesuré dans Tore-Supra et son ajustement est présenté sur la figure 2.2.

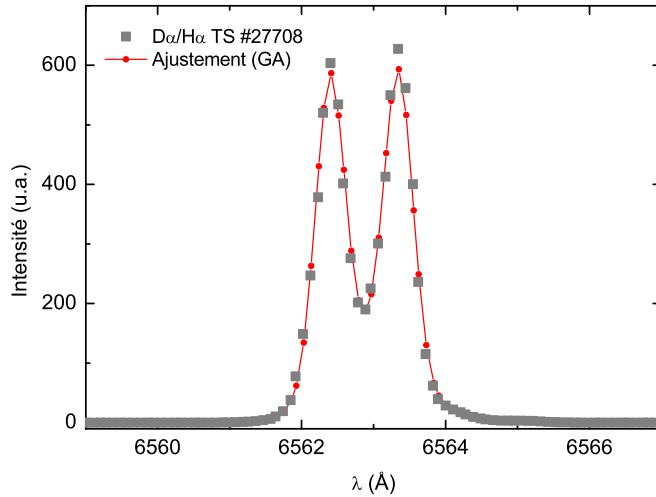


FIGURE 2.2: Ajustement d'un spectre symétrique de la raie  $D_\alpha$  mesuré dans Tore-Supra lors de la décharge #27708 parallèlement au champ magnétique. Les deux pics représentent les composantes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  qui ont la même intensité et dont la séparation est proportionnelle au champ magnétique.

### 2.5.2 Spectres asymétriques de $D_\alpha$

Les spectres asymétriques de la raie  $D_\alpha$  sont caractérisés par des intensités différentes des composantes latérales  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ . Contrairement aux spectres symétriques, l'ajustement des spectres asymétriques nécessite l'ajout d'une troisième population de neutres aux deux autres (populations froide et chaude) déjà mentionnées dans le cas des spectres symétriques. Cette troisième population représente les neutres issus du mécanisme de réflexion des ions  $D^+$  sur les plaques de neutralisation sous forme de neutres. Ces neutres dont la fonction initiale de distribution de vitesses est assimilée à une demi-maxwellienne subissent une thermalisation à travers les collisions avec les ions du plasma. Lorsque la thermalisation n'est pas complète, elle se reflète sur le spectre de la raie  $D_\alpha$  qui présente dans ce cas une asymétrie (les deux composantes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  n'ont pas la même intensité). Nous avons illustré ce cas sur les figures 2.3 et 2.4 représentant l'ajustement de deux spectres obtenus respectivement lors de deux décharges l'une avec un champ magnétique faible ( $B = 1.27$  T) et l'autre avec un champ magnétique fort ( $B = 2.15$  T). Sur la figure 2.3, on voit que le meilleur ajustement correspond aux contributions suivantes au spectre de la raie  $D_\alpha$  : 50% de l'émission est due aux neutres froids (population Franck-Condon caractérisée par une température d'environ 1 eV), les 50% restantes sont partagées presque à parts égales entre les neutres d'échange de charge (population chaude de température 10 eV) et les neutres partiellement thermalisés produits par réflexion d'ions  $D^+$ .

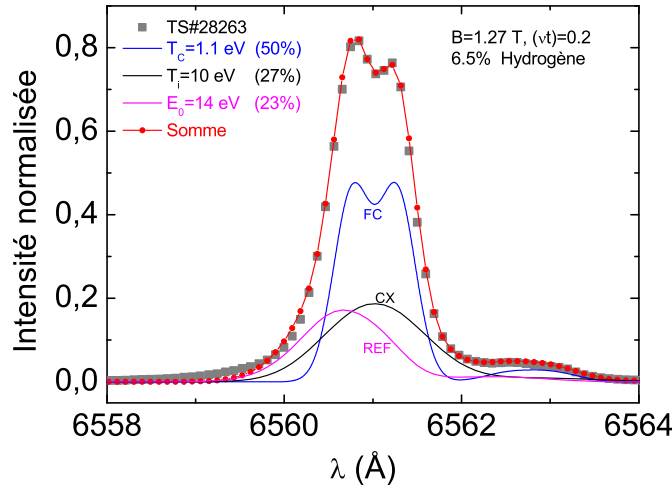


FIGURE 2.3: Ajustement d'un spectre asymétrique de la raie  $D_\alpha$  mesuré dans Tore-Supra lors de la décharge #28263 avec un champ magnétique au bord  $B^{edge} = 1.27$  T. Le meilleur ajustement a été obtenu avec les contributions suivantes à l'intensité de la raie : 50%–atomes froids (FC) de température  $T_{FC} = 1.1$  eV, 27%– atomes d'échange de charge (CX) de température  $T_{CX} = 10$  eV et 23%– atomes réfléchis partiellement thermalisés produits initialement avec une énergie d'environ 14 eV.  $\nu t$  désigne un paramètre de relaxation des vitesses de la population réfléchiée. A partir de la raie  $H_\alpha$ , qui est à 6562.8 Å, on a estimé l'hydrogène à environ 6.5%.

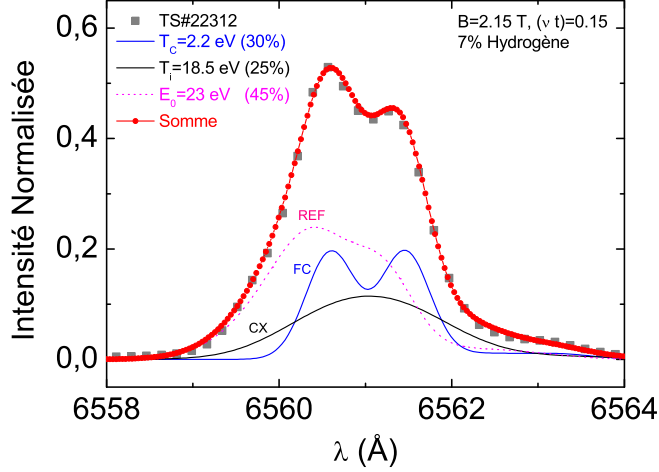


FIGURE 2.4: Ajustement d'un autre spectre asymétrique de la raie  $D_\alpha$  mesuré dans Tore-Supra lors de la décharge #22312 avec un champ magnétique au bord ( $B^{edge} = 2.1$  T). Le meilleur ajustement a été obtenu avec les contributions suivantes à l'intensité de la raie : 30%–atomes froids (FC) de température  $T_{FC} = 2.2$  eV, 25%– atomes d'échange de charge (CX) de température  $T_{CX} = 18.5$  eV et 45%– atomes réfléchis partiellement thermalisés produits initialement avec une énergie d'environ 23 eV. L'hydrogène a été estimé à environ 7%.

## 2.6 Conclusion

Nous avons montré comment l'analyse des spectres de la raie  $D_\alpha$  émise par le bord de Tore-Supra permettait d'identifier les différents mécanismes de recyclage conduisant à la formation de plusieurs populations de neutres ayant des fonctions de distribution de vitesses différentes. A noter cependant, qu'à cause de la faible résolution des spectromètres utilisées pour mesurer les spectres dans Tore-Supra, il n'a pas été possible d'accéder à des températures de neutres plus faibles comme ça été le cas pour le tokamak Textor où des températures de neutres de l'ordre de 0.25 eV ont été déduites par analyse spectrale [18, 19, 20]. Notre travail de caractérisation des plasmas attachés des divertors à travers la spectroscopie passive s'est d'abord poursuivi en utilisant une meilleure procédure d'ajustement des spectres de la raie  $D_\alpha$  basée sur l'algorithme génétique [21, 22] pour ensuite se focaliser sur l'analyse des ailes de raies pour des études de turbulence [23]. L'objectif de telles études étant de rechercher d'éventuelles signatures spectroscopiques des fluctuations de densité ou de température électronique sur les profils de raies pour les exploiter à des fins de diagnostic. Un effort particulier a été consacré à la modélisation des effets de la turbulence sur les profils des raies de l'hydrogène/deutérium émises dans les bords des machines de fusion magnétique [22, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30]. Ces travaux ont engendré d'autres travaux relatifs à la turbulence comme le transport des neutres dans les plasmas turbulents rencontrés aux bords des tokamaks [31, 32, 33, 34, 35, 36] ou celui du rayonnement dans ces mêmes machines [37] ainsi que les effets des fluctuations de plasma sur les densités de populations atomiques des neutres [38, 39, 40, 41]

## Chapitre 3

# Plasmas détachés

### 3.1 Introduction

Pour exploiter à des fins de diagnostiquer les plasmas recombinants obtenus dans des conditions de détachement des tokamaks à divertors axisymétriques comme JET, une méthode spectroscopique a été développée. Elle est basée sur la modélisation du spectre entier composé des raies à  $n$  élevés de la série Balmer de l'hydrogène ou du deutérium (transitions  $n \rightarrow 2$ ) s'étendant jusqu'à la limite de la série ou même au delà.

Un code numérique a été construit en couplant le code de profils de raies PPP [42, 43], destinés à l'effet Stark, à la fois à un modèle analytique développé pour l'entrée graduelle des raies dans le continuum<sup>1</sup> et à un modèle collisionnel-radiatif. En incorporant l'ensemble dans une procédure d'ajustement, il a été possible de déterminer simultanément la température et la densité électroniques des plasmas détachés à partir des spectres de raies du deutérium et du continuum.

Pour les régions du divertor des tokamaks, une technique routinière pour mesurer les paramètres plasma comme la densité et la température électroniques consiste en l'utilisation des sondes de Langmuir. Cependant, comme ces dernières sont généralement situées sur les tuiles du divertor (cibles), leurs mesures ne sont fiables que pour les plasmas en régime ionisant correspondant à des plasmas attachés (aux cibles). Par conséquent, les mesures fournies par les sondes de Langmuir ne sont pas très fiables dès lors que les processus de recombinaison deviennent comparables ou plus importants que les processus d'ionisation du plasma, ce qui correspond à des plasmas en détachement partiel ou total. Les plasmas détachés sont relativement denses et froids et correspondent au régime recombinant [44]. Pour diagnostiquer les régions de bord et les divertors des tokamaks, il est nécessaire d'utiliser des méthodes alternatives comme la spectroscopie. Pour la température électronique, il existe plusieurs techniques spectroscopiques basées sur les intensités du rayonnement émis. Certaines utilisent des rapports d'intensité de raies d'émission ou ceux des raies et du continuum alors que d'autres utilisent la pente du continuum. En revanche, peu de méthodes spectroscopiques permettent de déterminer la densité électronique. Cependant, cette dernière peut être déduite à partir des largeurs

---

1. Le terme en anglais "line merging into the continuum" a été traduit ici par entrée des raies dans le continuum mais aussi par dissolution des raies dans le continuum. Aussi l'adjectif "smooth" dans smooth line merging a été traduit par "graduel" dans la phrase "entrée graduelle des raies"

ou des profils de raies isolées élargies par effet Stark. La détermination simultanée de la densité et température électroniques d'une manière cohérente augmente le degré d'exactitude des paramètres plasmas.

Un spectre d'émission typique de la série Balmer du deutérium mesuré dans le divertor de JET le long d'une ligne de visée verticale traversant le coeur du plasma est illustré sur la figure 3.1. On peut clairement voir sur ce spectre les raies à  $n$  élevés de la série Balmer avec  $n=11-15$ , c'est-à-dire les raies  $D_{11}$  à  $D_{15}$  indiquées sur la figure 3.1. Les autres raies de moindre intensité, visibles mais non identifiées sur la figure 3.1, sont dues aux impuretés comme la carbone, l'oxygène et le beryllium. La limite théorique de la série Balmer du deutérium est  $\lambda_{lim}^B = 3646 \text{ \AA}$ . Or, comme on peut clairement le voir sur la figure 3.1, les raies à  $n$  élevés de la série Balmer entrent progressivement dans le continuum à une longueur d'onde  $\lambda_c > \lambda_{lim}^B$  qui dépend fortement de la densité électronique. Pour le spectre de la figure 3.1  $\lambda_c \sim 3680 \text{ \AA}$ , soit un avancement du continuum de plus de  $30 \text{ \AA}$ . Une première approximation permettant d'estimer la densité électronique  $n_e$  du plasma consiste à déterminer une limite supérieure  $n_e^{max}$ , en utilisant la formule d'Inglis-Teller [45, 46] :

$$n_e^{max} = \frac{Z^{9/2}}{120 a_0 Z_p^{3/2}} \left[ \frac{1}{n_m^2} - \frac{1}{(n_m + 1)^2} \right]^{3/2} (n_m^2 - 4)^{-3/2}, \quad (3.1)$$

où  $n_m$  désigne le nombre quantique principal du niveau supérieur de la dernière raie résolue de la série Balmer,  $a_0$  est le rayon de Bohr.  $Z$  et  $Z_p$  désignent respectivement les nombres de charges élémentaires de l'émetteur et des perturbateurs. Dans notre cas, où l'émetteur est un atome de deutérium plongé dans un plasma de deutérium ( $Z = Z_p = 1$ ), on obtient  $n_e^{max} \sim 0.95 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  en appliquant la relation (3.1) aux données de la figure 3.1 (où  $n_m = 15$ ).

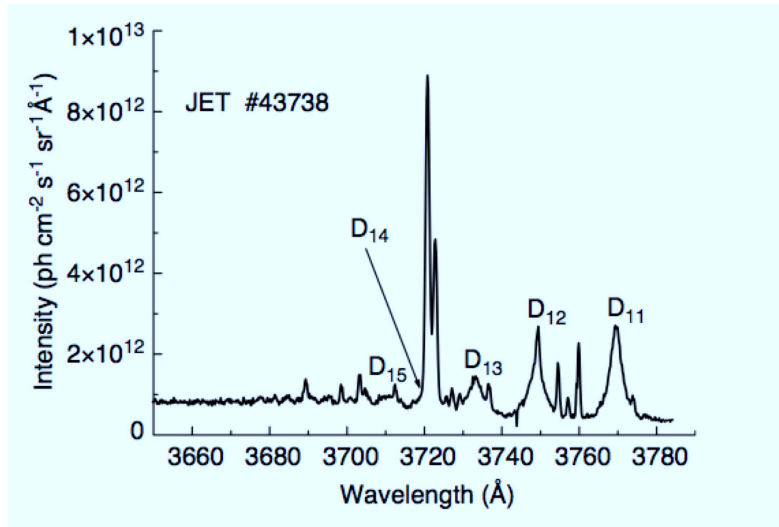


FIGURE 3.1: Spectre typique de la série Balmer mesuré le long d'une ligne de visée verticale traversant le divertor de JET dans des conditions de plasma détaché.

### 3.2 Elargissement Stark des raies à $n$ élevés

Les profils des raies de la série Balmer sont calculés avec le code PPP [42, 43] dans le cadre du modèle standard de l'élargissement Stark avec prise en compte de la dynamique des perturbateurs ioniques si nécessaire. La théorie de l'élargissement Stark est décrite dans les livres de Griem [46, 47] ainsi que dans plusieurs thèses effectuées au laboratoire PIIM [48, 49, 50]. Dans le modèle standard de l'élargissement Stark, on utilise la théorie d'impact pour l'élargissement homogène causé par les électrons du plasma et l'approximation quasi-statique pour la contribution ionique. Un exemple de profils de raies de la série Balmer est présenté sur la figure 3.2 pour une température électronique de 1 eV et plusieurs valeurs de la densité électronique. Dans cet exemple, nous nous sommes limités au domaine spectral comprenant les raies  $D_9$ – $D_{15}$ . On peut voir sur cette figure que l'élargissement des raies croît avec la densité électronique et que celles ayant les  $n$  les plus élevés commencent à entrer ou se dissolvent dans le continuum.

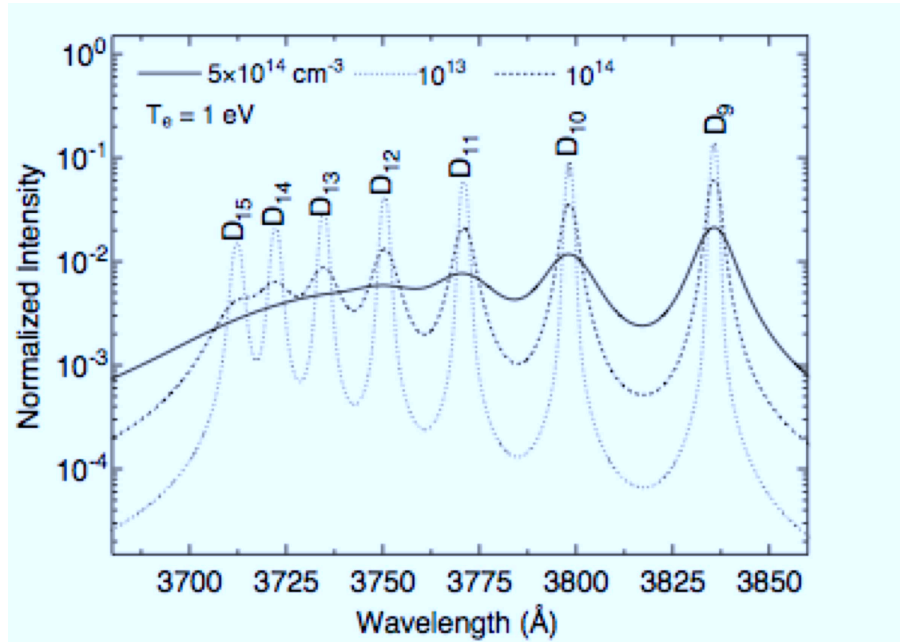


FIGURE 3.2: Variation de l'élargissement Stark avec le nombre quantique principal  $n$  des niveaux supérieurs des raies  $D_{11}$ – $D_{15}$  de la série Balmer pour différentes valeurs de  $n_e$  :  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (pointillés),  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (tirets) et  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (trait continu).

### 3.3 Modèles de dissolution des raies dans le continuum

Il est nécessaire de modéliser des spectres d'émission entiers incluant la région de la limite de la série Balmer. C'est dans cette région que les raies à  $n$  élevés se dissolvent dans le continuum. Une approche complète de la dissolution des raies dans le continuum devrait combiner une description de l'élargissement de raies avec un traitement statistique des

effets du plasma sur les états liés près du continuum et l'abaissement du potentiel d'ionisation. Des modèles décrivant les limites de séries en retenant l'élargissement de raies et l'abaissement du potentiel d'ionisation ont été développés pour les plasmas denses [51]. Une approche souvent utilisée pour modéliser la dépression du potentiel d'ionisation aussi bien pour des plasmas dilués que denses est le modèle de Stewart-Pyatt [52, 53].

Dans les plasmas denses, les états quantiques excités d'un atome sont perturbés par les microchamps électriques statistiques. Ceci est pris en compte par le modèle de probabilité d'occupation [54, 55, 56] à travers l'effet ionisant d'un microchamp électrique local dû aux ions du plasma. Cette approche suppose que le microchamp électrique a une probabilité appelée probabilité d'occupation ou facteur de dissolution pour ioniser un atome dans un état excité. L'électron libéré suite à l'ionisation de l'atome par le microchamp électrique est supposé avoir le même comportement qu'un électron libre et contribue ainsi à l'émission libre-lié. Le modèle de la probabilité d'occupation dissout graduellement les états liés dans le continuum (états libres). La conséquence de la destruction des niveaux atomiques à  $n$  élevés qui croît avec la densité électronique est l'augmentation du continuum de photo-recombinaison au delà de 3645 Å au dépens des raies à  $n$  élevés de la série Balmer. Cette approche a été utilisée dans la modélisation des spectres d'émission dans les tokamaks [57, 58]. Dans [58], les auteurs se sont focalisés sur les effets statistiques des microchamps électriques des plasmas sur la formation de la transition libre-lié.

Les plasmas considérés dans cette partie du travail ont des densités  $n_e$  et températures électroniques  $T_e$  dans les domaines respectifs  $10^{13}$ – $5 \times 10^{14}$  cm<sup>-3</sup> et 1–5 eV. Pour de tels plasmas faiblement couplés avec des centaines de particules dans la sphère de Debye, la dépression du potentiel d'ionisation peut être négligée. C'est ce cas qui a été adopté dans le modèle destiné à traiter la transition graduelle des raies discrètes vers le continuum. La continuité de ces coefficients à travers le bord du continuum Balmer a déjà été démontrée [59]. Cette approche résulte de la continuité des populations des états liés et des taux d'émission spontanées des transitions lié-lié dans ceux des transitions libre-lié.

### 3.4 Modèle de continuité analytique

Le modèle de continuité analytique a été développé pour prendre en compte la dissolution progressive dans le continuum des raies à  $n$  élevés de la série Balmer du deutérium, c'est-à-dire des transitions à partir des niveaux ayant des nombres quantiques principaux  $n > 5$  vers le niveau inférieur  $n' = 2$ . Ce modèle est basé sur la continuité analytique des coefficients d'absorption et d'émission.

Pour une transition lié-lié entre deux niveaux  $n$  et  $n'$ , le coefficient d'émission  $\epsilon_{nn'}$  s'écrit :

$$\epsilon_{nn'}(\nu) = \frac{1}{4\pi} p_n A_{nn'} I_{nn'}(\nu), \quad (3.2)$$

où  $\nu$  est la fréquence de la transition,  $I_{nn'}(\nu)$  et  $A_{nn'}$  représentent respectivement le profil d'émission et la probabilité d'émission spontanée.  $p_n$ , qui désigne la densité de population de l'état lié  $n$ , est donné par :

$$p_n = n_e N_i \left( \frac{h^2}{2\pi m k T_e} \right)^{3/2} \frac{g_n}{2} \exp \left( \frac{\chi_n}{k T_e} \right) b_n, \quad (3.3)$$



où  $N_i$  est la densité ionique,  $g_n$  et  $\chi_n$  représentent respectivement le poids statistique et le potentiel d'ionisation du niveau  $n$  et  $b_n$  est le facteur de déviation.

Pour une série donnée, les transitions à partir de niveaux supérieurs avec  $n$  très élevé conduisent à des profils de raies qui se mélangent et fusionnent entre elles. Pour de tels profils, le taux total de l'émission vers le niveau inférieur  $n' = 2$  est obtenu en sommant l'équation (3.2) sur tous les  $n$  :

$$\epsilon_{n'}(\nu) = \frac{1}{4\pi} \sum_n p_n A_{nn'} I_{nn'}(\nu). \quad (3.4)$$

Près de la limite de série, seuls les profils voisins ont des contributions dominantes au taux d'émission à une fréquence donnée. Les valeurs de  $p_n$  et de  $A_{nn'}$  correspondant à des profils voisins (niveaux  $n \pm 1$ ,  $n \pm 2$ ) ne varient pas significativement et peuvent être remplacées par des valeurs moyennes  $\bar{p}_n$  et  $\bar{A}_{nn'}$  dans l'expression donnant le taux d'émission dans un domaine de fréquence  $\Delta\nu$  de l'ordre de la distance entre les centres de deux raies adjacentes :

$$\epsilon_{n'}(\nu) = \frac{1}{4\pi} \bar{p}_n \bar{A}_{nn'} \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \sum_n I_{nn'}(\nu) d\nu. \quad (3.5)$$

Il a été démontré dans [59] que lorsque les profils mélangés tendent vers la même distribution avec un décalage  $\Delta\nu$ , l'intégrale de l'équation précédente est égale au nombre  $\Delta n$  de profils normalisés couverts par le domaine de fréquence  $\Delta\nu$ . Par conséquent, la moyenne sur la fréquence dans (3.5) tend vers  $d\bar{n}/dt$  quand  $\Delta\nu \rightarrow d\nu$  et le taux total de l'émission spontanée sur l'élément de fréquence  $d\nu$  devient :

$$\epsilon_{n'}(\nu) = \frac{1}{4\pi} \bar{p}_n \bar{A}_{nn'} \frac{d\bar{n}}{d\nu}. \quad (3.6)$$

L'extension des densités de population  $p_n$  des états liés aux états libres s'obtient en remplaçant  $n$  par  $i\kappa$  et en prenant  $g_\kappa = 8\pi m^3 v^2 dv / n_e h^3$  comme poids statistique de l'électron dans l'état libre  $\kappa$  :

$$p_\kappa = N_i f(v) b_\kappa dv, \quad (3.7)$$

où  $f(v)$  est la distribution maxwellienne des vitesses des électrons libres et  $b_\kappa$  est le facteur de déviation de l'état libre  $\kappa$ .

D'une façon similaire, la probabilité d'émission spontanée  $A_{nn'}$  est étendue au continu comme suit :

$$A_{nn'} \rightarrow n_e v \sigma_{\kappa n'} \frac{1}{d\kappa}, \quad (3.8)$$

où  $\sigma_{\kappa n'}$  représente la section efficace de capture de l'électron libre dans l'état lié  $n'$ .

Ainsi le taux d'émission lié-lié donné par la relation (3.6) continue d'une manière progressive ou graduelle dans sa contrepartie  $\epsilon_{bf}(\nu)$  quand  $\bar{n} \rightarrow i\kappa$  :

$$\epsilon_{n'}(\nu) \rightarrow \epsilon_{bf}(\nu) = \frac{1}{4\pi} n_e N_i v f(v) b_\kappa \sigma_{\kappa n'} \frac{dv}{d\nu}. \quad (3.9)$$

Les différentes contributions au profil synthétique sont illustrées sur les figures 3.3 et 3.4.

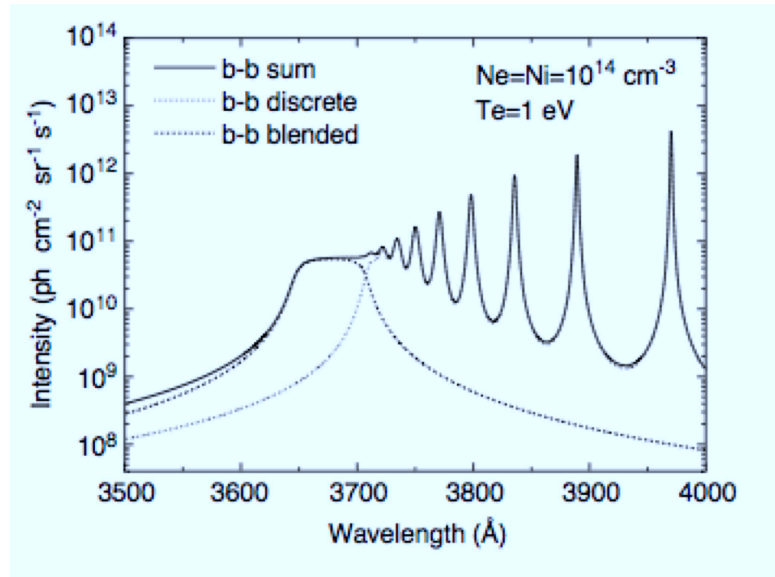


FIGURE 3.3: Modélisation de l'émission lié-lié pour un plasma de deutérium de densités  $n_e = N_i = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et de température  $T_e = 1 \text{ eV}$ . L'émission totale lié-lié (trait continu) est la somme de deux contributions : raies discrètes (points) et de raies mélangées (tirets) jusqu'à  $n=100$ .

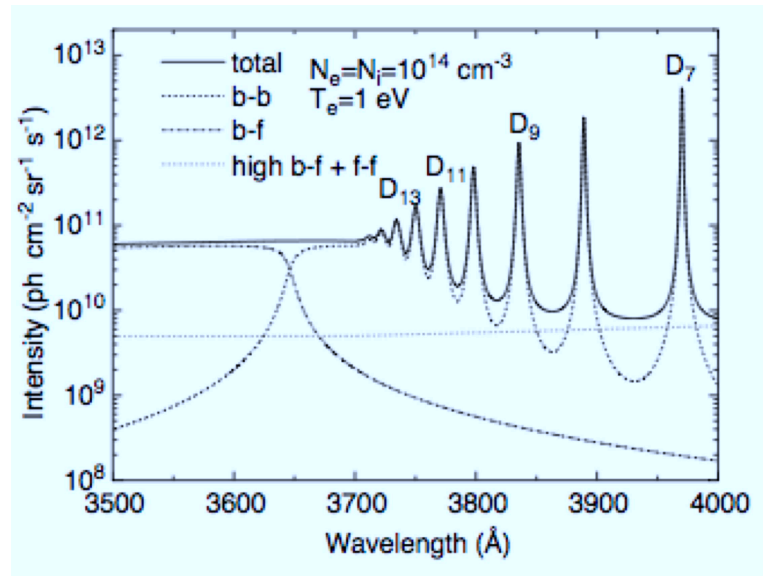


FIGURE 3.4: Profil total d'émission du deutérium dans le domaine 3500–4000 Å pour les mêmes conditions que la figure 3.3. Le profil est la somme de trois contributions : lié-lié (tirets), libre-lié (tirets-points) et libre-libre et continuum libre-lié vers  $n=3, 4, \text{ etc...}$

### 3.5 Application aux spectres de JET

Le code numérique résultant divise le spectre en plusieurs éléments ou petits segments de longueurs d'onde et calcule les contributions à chaque élément de tous les profils d'émission de raies et de continuum. Le code PPP a été utilisé pour calculer les profils des raies de la série Balmer jusqu'à la raie  $D_{15}$  (i.e.,  $n=15$ ). Pour les raies correspondant à  $n > 15$ , le code numérique utilise des profils lorentziens avec des largeurs homogènes obtenues par extrapolation à partir des profils des raies calculés par le code PPP.

Dans la région spectrale du continuum et celle où les raies sont mélangées, un petit segment de longueur d'onde correspond à un élément de population composé d'états quantiques (liés) mélangés ou d'états libres. Les profils sont analytiquement étendus dans le continuum de manière à avoir un ensemble continu de profils lorentziens constituant le continuum Balmer habituel libre-lié. Les profils lorentziens des transitions lié-lié contribuent aux longueurs d'onde des transitions libre-lié et vice-versa. Cependant, la contribution principale de ces lorentziennes se situe dans la région de transition raies-continuum. Comme leur rôle est de permettre une transition spectrale graduelle du domaine discret vers le continuum, leur choix ne semble pas affecter les résultats du diagnostic qui sont essentiellement déduits des raies résolues et du continuum.

L'ensemble des codes numériques ont été intégrés dans un module d'ADAS afin d'être exploitées pour l'analyse des mesures spectroscopiques de la série Balmer dans divers tokamaks et en particulier celles de JET. Un exemple d'application de ces codes à des données expérimentales est illustrée sur la figure 3.5 à travers l'ajustement d'un spectre mesuré dans le divertor de JET en régime de détachement.

L'exploitation de ce genre de spectres notamment les raies  $D_\delta$  et  $D_\epsilon$  et aussi des raies à  $n$  plus élevés mesurés dans le tokamak ASDEX-Upgrade est en cours et va se poursuivre dans le cadre du projet européen MST1 (Medium Size Tokamaks 1) de l'EUROfusion mais va également concerner à nouveau les données de JET.

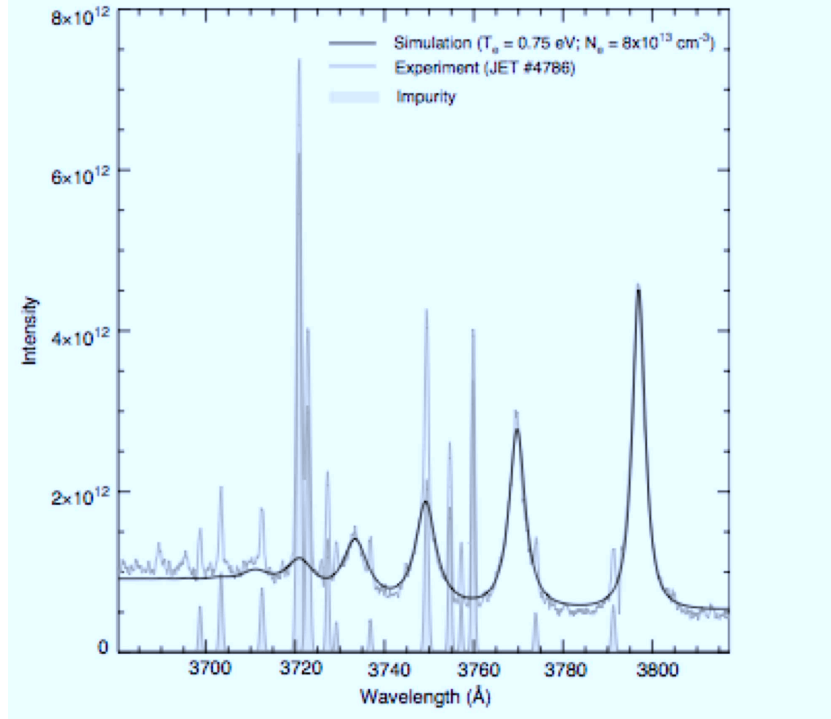


FIGURE 3.5: Ajustement d'un spectre Balmer mesuré dans un plasma détaché de JET. Les pics en gris sont des gaussiennes représentant des raies d'impuretés. Le meilleur ajustement correspond aux paramètres suivants :  $n_e = N_i \sim 8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  et  $T_e \sim 0.75 \text{ eV}$ . La formule d'Inglis-Teller donne  $n_e$  dans le domaine  $0.9\text{--}1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

### 3.6 Raies à n élevés de l'hélium neutre

Dans les plasmas d'hélium, des raies à n élevés de l'hélium neutre ont été observées. De la même manière que pour les raies de la série Balmer du deutérium, l'exploitation et l'analyse de ces raies permet d'obtenir la densité électronique. Cependant, la difficulté principale de la modélisation de ces raies est liée à la physique atomique. C'est pour cela que nous commençons cette section par détailler comment nous avons construit les données atomiques nécessaires au calcul des profils de ces raies.

Nous avons vérifié que, pour toutes les transitions entre différents niveaux caractérisés par le moment angulaire  $l$ , les éléments de matrice réduits du dipôle électrique calculés par le code de Cowan sont en bon accord avec ceux de la littérature. Pour une transition  $n' \ ^3L'_{j'} \rightarrow n \ ^3L_j$  entre les niveaux fins  $i \equiv n \ ^3L_j$  et  $k \equiv n' \ ^3L'_{j'}$ , le coefficient d'Einstein  $A_{ki}$  et la force de raie  $S_{ki}$  sont reliés par :

$$A_{ki} = \frac{2.0261 \times 10^{18} S_{ki}}{\lambda_{ki} g_k}, \quad (3.10)$$

où  $\lambda_{ki}$  est la longueur d'onde (en Å) de la transition,  $g_k = (2s + 1)(2l + 1)$  est le poids statistique du niveau supérieur de la transition.  $A_{ki}$  et  $S_{ki}$  sont exprimés en unités

atomiques. La force de raie  $S_{ik}$  est donnée par :

$$S_{ik} = |\langle n \ ^3L_j \| \mathbf{d} \| n' \ ^3L'_{j'} \rangle|^2, \quad (3.11)$$

où  $\mathbf{d}$  est le moment dipolaire électrique de la transition.

On relie l'élément de matrice réduit  $\langle n \ ^3L \| \mathbf{d} \| n' \ ^3L' \rangle$  aux forces de raies de la façon suivante :

$$\langle n \ ^3L \| \mathbf{d} \| n' \ ^3L' \rangle = -a_0 \sqrt{\frac{S_{ki}}{2S+1}} = -a_0 \sqrt{\frac{S_{ki}}{2}}, \quad (3.12)$$

où  $a_0$  étant le rayon de Bohr. La dernière expression résulte de la valeur du spin  $S$  qui vaut  $1/2$ .

Nous avons comparé sur la figure 3.6 les éléments de matrice réduits du dipôle de plusieurs transitions He I  $1s \ 2p \ ^3P^\circ - 1s \ nd \ ^3D$  avec  $n = 4 - 20$  calculés en utilisant des fonctions d'onde radiales hydrogénoïdes [60] à ceux de la littérature [61, 62]. On voit un excellent accord entre les calculs hydrogénoïdes et la littérature. Cet excellent accord nous a permis de justifier l'utilisation de l'approximation hydrogénoïde pour calculer les éléments de matrice réduits de toutes les transitions dipolaires électriques :  $\langle 1s \ ns \ ^3S \| \mathbf{d} \| 1s \ np \ ^3P^\circ \rangle$ ,  $\langle 1s \ np \ ^3P^\circ \| \mathbf{d} \| 1s \ nd \ ^3D \rangle$ ,  $\langle 1s \ nd \ ^3D \| \mathbf{d} \| 1s \ nf \ ^3F^\circ \rangle$  et  $\langle 1s \ nf \ ^3F^\circ \| \mathbf{d} \| 1s \ ng \ ^3G \rangle$  avec  $4 \leq n \leq 20$ .

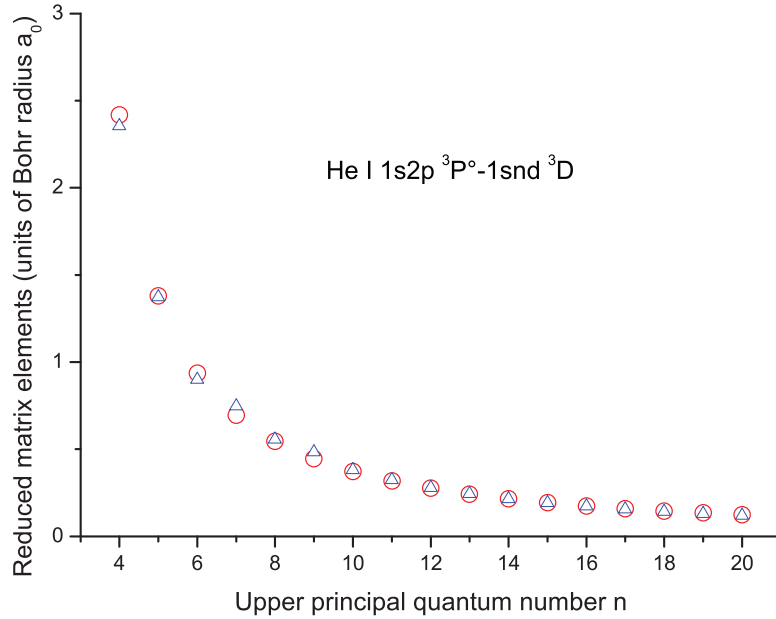


FIGURE 3.6: Comparaison des éléments de matrice réduits des transitions dipolaires de l'hélium neutre He I  $1s \ 2p \ ^3P^\circ - 1s \ nd \ ^3D$  avec  $n = 4 - 20$ . Les cercles correspondent à des calculs avec des fonctions d'onde radiales hydrogénoïdes [60] alors que les triangles représentent les valeurs publiées dans la littérature [61, 62].

En utilisant ces données atomiques, les profils Stark de plusieurs transitions de la série diffuse de l'hélium neutre ont été calculés pour des conditions de plasmas de divertors.

En particulier l'élargissement Stark des raies He I  $1s\ 2p\ ^3P^\circ - 1s\ nd\ ^3D$  avec  $n = 8 - 12$  a été détaillé et discuté dans [63]. Par ailleurs, les spectres synthétiques des raies He I  $1s\ 2p\ ^3P^\circ - 1s\ 10d\ ^3D$  ( $\lambda = 3555.5\ \text{\AA}$ ) et He I  $1s\ 2p\ ^3P^\circ - 1s\ 11d\ ^3D$  ( $\lambda = 3531.5\ \text{\AA}$ ) ont été comparés à des spectres mesurés dans JET lors d'une décharge en hélium avec injection de deutérium (voir figure 3.7). Ces comparaisons, qui sont illustrées sur les figures 3.8 et 3.9, ont permis de déterminer la densité électronique en considérant connue la température électronique (mesurée par des sondes). D'autres détails concernant les diagnostics de densité électronique en utilisant l'élargissement Stark des raies spectrales de l'hélium neutre émises à partir des niveaux de Rydberg peuvent être consultés dans [64].

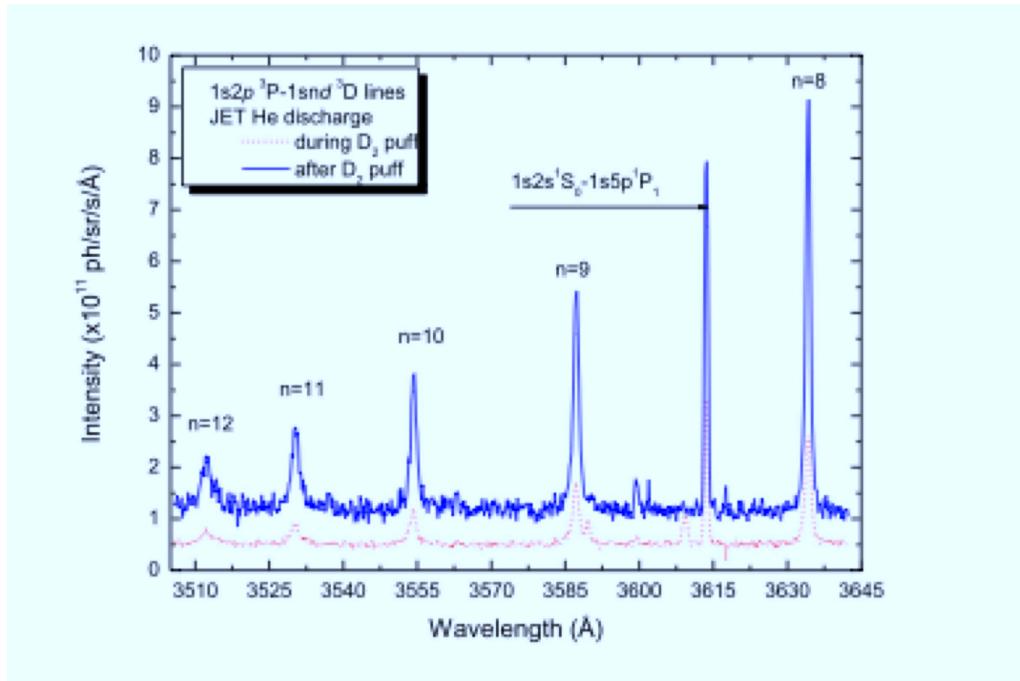


FIGURE 3.7: Spectres de la série diffuse de l'hélium neutre He I  $1s\ 2p\ ^3P^\circ - 1s\ nd\ ^3D$  de  $n = 8$  à  $n = 12$  mesurés dans JET lors d'une décharge en hélium pendant et après injection du deutérium gazeux ( $D_2$  puffing).

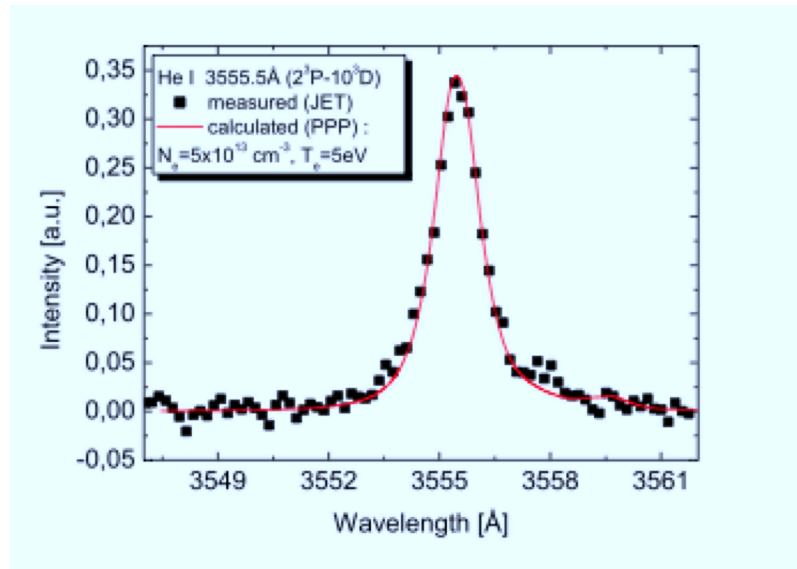


FIGURE 3.8: Ajustement d'un spectre expérimental de la raie He I  $1s\ 2p\ ^3P^o - 1s\ 10d\ ^3D$  ( $\lambda = 3555.5\ \text{\AA}$ ) mesuré dans JET avec un profil théorique calculé avec le code PPP en utilisant les paramètres plasma suivants :  $n_e = 5 \times 10^{13}\ \text{cm}^{-3}$  et  $T_e = 5\ \text{eV}$ .

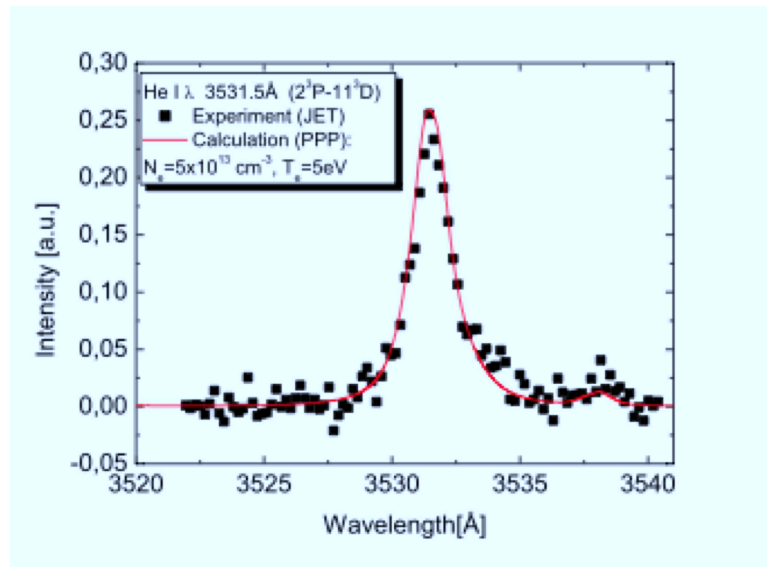


FIGURE 3.9: Ajustement d'un spectre expérimental de la raie He I  $1s\ 2p\ ^3P^o - 1s\ 11d\ ^3D$  ( $\lambda = 3531.5\ \text{\AA}$ ) mesuré dans JET avec un profil théorique calculé avec le code PPP en utilisant les mêmes paramètres plasma que pour la figure 3.8.

### 3.7 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que les raies à  $n$  élevés de la série Balmer du deutérium mais aussi de l'hélium neutre peuvent être exploitées et analysées pour caractériser la zone d'émission. Dans les tokamaks, ces raies sont émises lorsque le plasma du divertor se trouve dans un régime détaché. Dans ces conditions, les densités de population des niveaux excités ( $n$  élevés) obéissent à l'équilibre thermodynamique ce qui permet de déterminer la température électronique à partir des intensités des raies de cette série. Quand à la densité électronique, elle est déterminée en ajustant les profils expérimentaux des raies qui sont affectées par l'élargissement Stark. Nous avons présenté un modèle de continuité analytique permettant de modéliser la dissolution graduelle des raies de la série Balmer dans le continuum. Ce qui a permis de modéliser le spectre entier de la série Balmer comprenant la limite de série et même au delà. Un exemple d'application concernant des données de JET ont été présentées. En ce qui concerne les raies à  $n$  élevés de l'hélium neutre observées lors d'une décharge en hélium avec injection de deutérium gazeux, nous avons utilisé les raies He I  $1s\ 2p\ ^3P^\circ - 1s\ 10d\ ^3D$  et  $^3P^\circ - 1s\ 11d\ ^3D$  afin de déterminer la densité électronique.



## Chapitre 4

# Application aux impuretés dans les divertors des tokamaks

### 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous montrerons comment l'utilisation des profils et des intensités des raies d'impuretés permettent de caractériser la région d'émission de ces dernières. Pour cela nous allons utiliser des mesures spectroscopiques réalisées dans le tokamak japonais JT-60U dans le but de caractériser le plasma de son divertor.

Dans un tokamak, on distingue les impuretés intrinsèques des impuretés injectées. Les impuretés intrinsèques résultent de l'interaction du plasma avec les parois de la machine. C'est la nature des matériaux utilisés dans les composants face au plasma qui détermine l'espèce de l'impureté et ce sont les conditions du plasma qui déterminent son état d'ionisation. Dans les tokamaks axisymétriques comme JT-60U, le lieu privilégié de l'interaction plasma-paroi est le divertor. Comme les tuiles du divertor de ce dernier sont en composite à fibres de carbone (CFC), l'impureté principale que l'on rencontre dans cette machine est le carbone. A noter que parmi les états d'ionisation du carbone, ce sont les ions hydrogénoïdes  $C^{5+}$  qui sont les plus sensibles à l'effet Stark. Cependant, de tels ions sont principalement rencontrés dans les régions centrales des tokamaks où la température électronique est de quelques centaines d'eV (par exemple  $T_i = 100 - 300$  eV pour TEXTOR [65]), voire de l'ordre du keV comme dans d'autres machines comme JET. A l'instar des autres tokamaks, la région du point X de JT-60U est caractérisée par une température électronique de quelques eV. Ces conditions sont favorables à la dominance des ions de carbone deux et trois fois ionisés, c'est-à-dire les ions  $C^{2+}$  et  $C^{3+}$ . Les spectres des raies émises par ces états d'ionisation du carbone sont couramment utilisés pour le diagnostic des plasmas dans les tokamaks et les stellarators dont les divertors sont à base de carbone.

Dans le cas de JT-60U, à partir des raies  $D_7 - D_{10}$  (correspondant à  $n=7-10$  de la série Balmer), qui sont généralement mesurés, la densité et la température électroniques sont estimées à  $10^{20} m^{-3}$  et 0.4 eV respectivement [66].

## 4.2 Spectroscopie du carbone

Généralement, dans les plasmas détachés de JT-60U, il se forme un rayonnement très intense de symétrie toroïdale appelé MARFE (Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge) [67]. Ce rayonnement est dû principalement aux ions  $C^{3+}$  et  $C^{2+}$ . Durant la phase de formation du MARFE autour du point X, ce rayonnement intense se déplace de la région située entre le pied intérieur du divertor<sup>1</sup> et le point X vers ce dernier. Les MARFEs sont caractérisés par de fortes densités et de faibles températures.

### 4.2.1 Mesures spectroscopiques

Pour diagnostiquer le plasma du divertor de JT-60U, trois spectromètres à réseaux sont utilisés : deux de faible-résolution et un de haute-résolution. Leurs fonctions instrumentales sont assimilées à des gaussiennes avec des largeurs à mi-hauteur FWHM dépendant de la fente d'entrée et du nombre de traits du réseau utilisé. Un des deux spectromètres de faible-résolution (large-bande) opère dans le visible et couvre le domaine spectral 350–800 nm. Grâce à 92 cordes de visée numérotées de 1 à 92 (60 verticales et 32 horizontales), qui quadrillent la région du divertor avec une résolution spatiale de  $\sim 1$  cm, plusieurs raies de C IV ( $n=6-7$ ,  $n=7-9$ , et  $n=7-10$ ) ont été simultanément mesurées. La fonction d'appareil de ce spectromètre a une largeur FWHM  $\sim 0.74$  nm pour une fente d'entrée de 30  $\mu\text{m}$ . L'autre spectromètre large-bande est dédié au domaine spectral 20–120 nm (VUV). Ses lignes de visée correspondent à celles numérotées 17–29 du spectromètre visible. Elles permettent la mesure des spectres des raies C IV  $n=2-3$  et  $n=2-4$ . En revanche, la largeur de la fonction instrumentale du spectromètre de haute-résolution n'est que de 0.0062 nm pour une fente de 80  $\mu\text{m}$ . Ce spectromètre est utilisé pour mesurer les spectres de la raie C IV  $n=6-7$  ( $\lambda=772.6$  nm) le long de 16 lignes de visée appelées S1–S16 (figure 4.1). Par ailleurs, l'utilisation d'un polariseur linéaire a permis la suppression des composantes latérales  $\sigma$  de la raie C IV  $n=6-7$ . Ainsi seule la composante  $\pi$  de cette même raie dont la polarisation est parallèle au champ magnétique toroïdal est transmise par ce polariseur. Les cordes S1–S16 correspondent aux lignes de visée impaires numérotées 19–33 du spectromètre large-bande opérant dans le visible. Cependant, seuls les spectres mesurés le long des cordes S4–S11 ont un bon rapport signal sur bruit pour être exploités. En accord avec les prédictions théoriques, toutes les mesures spectroscopiques effectuées avec ces spectromètres indiquent que l'émission radiative dans le divertor de JT-60U est dominée par celle des ions de carbone deux et trois fois ionisés, c'est-à-dire les ions  $C^{2+}$  et  $C^{3+}$ .

### 4.2.2 Analyse spectrale avec un modèle collisionnel-radiatif

Afin d'analyser les mesures spectroscopiques du carbone dans JT-60U, Nakano et al. [68, 69] ont utilisé les intensités de raies du carbone C IV mesurées durant le détachement du plasma du divertor en présence d'un MARFE centré sur le point X. La présence du MARFE indique qu'il s'agit d'un plasma recombinant, où des ions  $C^{4+}$  se recombinent avec des électrons pour donner des ions  $C^{3+}$  [69]. Les paramètres plasma de la zone de recombinaison ont été estimés en ajustant les densités de population intégrées le long des lignes de visées des niveaux 3s, 3p, 3d, 4d et  $n=5-10$  des ions  $C^{3+}$  [68]. En effet la densité et la températures électroniques moyennes de cette zone ont été évaluées à

1. Traduction de l'anglais "inner divertor leg"

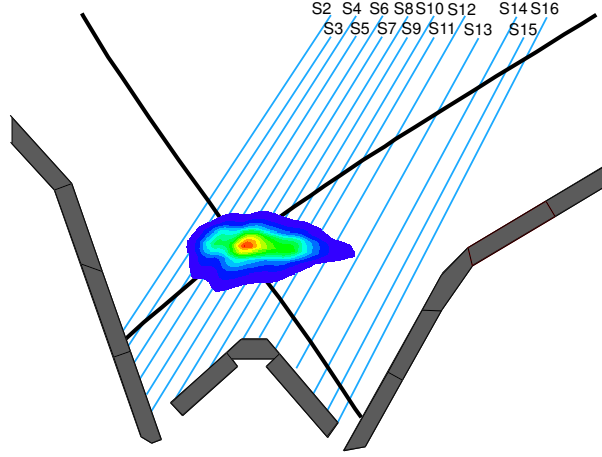


FIGURE 4.1: Schémas des lignes de visées S2–S16 connectées au spectromètre de haute-résolution utilisé pour la mesure des spectres de la raie C IV  $n=6-7$ . La zone multicolore est une reconstruction tomographique de l'émission de la raie C IV  $3s\ ^2S_{1/2}-3p\ ^2P_{3/2}$  symbolisant le MARFE.

$n_e = 7.8 \times 10^{20}\ m^{-3}$  et  $T_e = 6.3\ eV$  respectivement. Par ailleurs, en utilisant le rapport des intensités des raies C IV  $2s-3p$  ( $\lambda = 31.24\ nm$ ) et C IV  $2s-2p$  ( $\lambda = 154.82\ nm$ ), il a été montré que la température reste constante durant la phase de formation du MARFE autour du point X [70]. Ceci suggère que la formation du MARFE est un processus qui conserve les propriétés du plasma telles que l'espèce rayonnante qui a le degré d'ionisation le plus élevé, c'est-à-dire les ions  $C^{3+}$  [70].

Notons que pour des densités électroniques  $n_e \geq 3 \times 10^{20}\ m^{-3}$ , les niveaux  $n \geq 7$  des ions  $C^{3+}$  sont très proches de l'équilibre thermodynamique local (ETL) par rapport aux électrons et aux ions  $C^{4+}$ . Dans ces conditions, le rapport des densités de population des niveaux excités  $p(n=9)/p(n=7)$  des ions  $C^{3+}$  ne dépend pas de la densité électronique  $n_e$ . C'est ce rapport qui a été utilisé dans [68] pour estimer la température électronique le long de plusieurs lignes de visée. Combinée à une procédure d'interpolation cubique, cette méthode a permis de dresser la distribution spatiale de la température électronique  $T_e$  dans le divertor de JT-60U, qui est illustrée sur la figure 4.2.

L'exploitation et l'analyse des spectres de la raie C IV  $n=6-7$  mesurés avec un spectromètre de haute résolution a pour objectif de compléter la caractérisation spatiale du plasma du divertor de JT-60U en fournissant la distribution spatiale de la densité électronique. Ces paramètres plasma sont importants pour le calcul du bilan de puissance puisqu'ils sont nécessaires au calcul de la puissance rayonnée par les impuretés.

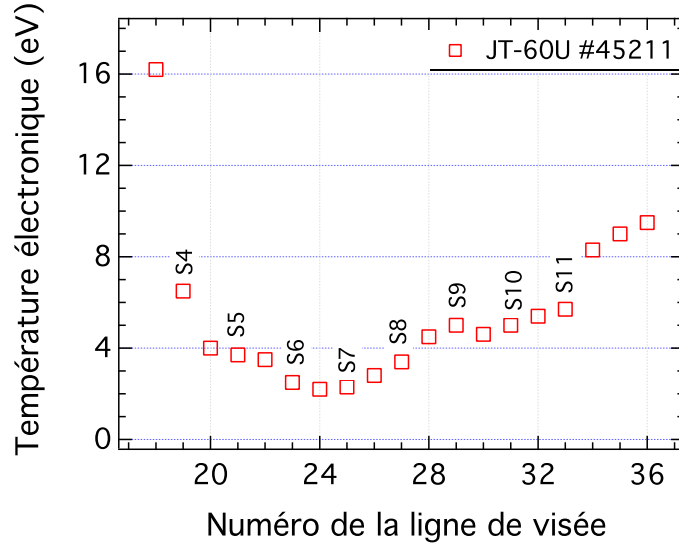


FIGURE 4.2: Distribution spatiale de la température électronique  $T_e$  dans le divertor de JT-60U en présence d'un MARFE centré sur le point X. Les valeurs de  $T_e$  ont été déduites des intensités de raies de C IV par comparaison avec les rapports de densités de populations des niveaux excités  $n=7$  et  $n=9$  des ions  $C^{3+}$ .

### 4.2.3 Analyse des profils de raies

Une autre méthode pour analyser les mesures spectroscopiques consiste à utiliser les largeurs des raies ou encore mieux leurs profils. Une première analyse de ce genre appliquée à la raie C IV  $n = 6 - 7$  ( $\lambda = 7726 \text{ \AA}$ ) a été initiée par Nakano et al [71]. Ces derniers ont déterminé la température ionique en essayant d'ajuster des spectres de cette raie en considérant l'effet Doppler comme le mécanisme d'élargissement dominant. Cependant, si cette hypothèse peut être vérifiée pour des plasmas attachés, elle ne l'est pas pour les plasmas détachés. Une première tentative d'analyse des spectres émis dans le cas de plasmas détachés (denses) a été réalisée par Nakano et al [72] pour obtenir un ordre de grandeur de la densité électronique qui a été estimée à seulement  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  à partir d'une comparaison avec un profil de Voigt. Cependant, cette tentative ne permettait pas de déterminer avec précision les paramètres du plasma. Une analyse rigoureuse nécessite l'utilisation d'un code de calcul de profils de raies prenant en compte correctement tous les mécanismes d'élargissement comme les effets Stark et Doppler. C'est en partie ce qui a justifié notre collaboration avec le JAEA et la signature d'un accord d'échange de données s'étalant sur plusieurs années. Dans le cadre de cette collaboration, nous avons analysé les spectres haute-résolution de la raie ci-dessus en utilisant le code de calcul des profils de raies PPP.

### 4.3 Calcul des profils de raies

#### 4.3.1 Base de physique atomique

L'ensemble des calculs de profils de raies de ce chapitre ont été faits avec le code PPP dans le cadre du modèle standard de l'élargissement Stark. Pour les ions, c'est l'approximation quasi-statique qui a été utilisée, l'effet de dynamique des ions étant estimé non significatif pour les raies et les conditions de plasma considérés ici. Nous nous sommes intéressés plus généralement aux raies C IV  $1s^2 nl - 1s^2 n'l'$  où  $n$  et  $l$  désignent respectivement les nombres quantiques principaux et orbitaux. Le code PPP nécessite qu'on lui fournisse des données atomiques relatives aux transitions radiatives considérées. Dans le cas présent, nous avons utilisé le code de R. Cowan [73] afin de calculer les données atomiques requises. Ce dernier nous a permis de calculer les éléments de matrice réduits des transitions dipolaires électriques  $nl - n'l'$  pour  $4 \leq n \leq 8$  et  $0 \leq l \leq n - 1$ . Comme la structure fine n'est pas importante, la notation  $nl$  désigne en fait les niveaux  $1s^2 nl^2L$  (désignés parfois par  $n^2L$ ). En revanche, pour les énergies des niveaux, nous nous sommes basés sur l'article de P. Quinet [74] et la base ASD (Atomic Spectra Database) du NIST [75]. Cependant, pour les raies C IV  $n=4-5$  et  $n=6-7$ , nous avons légèrement modifié les énergies de manière à ce que les longueurs d'onde des transitions  $4l - 5l'$  et  $6l - 7l'$  coïncident avec les valeurs expérimentales données par [71]. Ces dernières valent respectivement 4657.75 Å et 4658.62 Å pour les deux transitions  $5^2F - 6^2G$  et  $5^2G - 6^2H$  de la raie C IV  $n=5-6$ . En revanche, celles des transitions  $6l - 7l'$  de la raie C IV  $n=6-7$  appartenant au domaine spectral 7724–7730 Å sont regroupées dans la table 4.1. A titre indicatif, les énergies utilisées dans nos calculs sont compilées dans la table 4.2. Pour la raie C IV  $n=6-7$ , les niveaux d'énergie considérés sont schématisés par des lignes horizontales sur la figure 4.3, où les transitions radiatives  $6l - 7l'$  de la raie sont indiquées par les flèches verticales.

Transition	$6^2F - 7^2G$	$6^2G - 7^2H$	$6^2H - 7^2I$	$6^2H - 7^2G$	$6^2G - 7^2F$
$\lambda$ (Å)	7724.38	7725.95	7726.26	7726.80	7730.10

TABLE 4.1: Longueurs d'ondes expérimentales de la raie C IV  $n=6-7$  d'après [71].

Niveau	$5^2D$	$5^2F$	$5^2G$	$6^2D$	$6^2F$
$E_{th}$ ( $cm^{-1}$ )	449889.0 <sup>(a)</sup>	449 941.3	449 945.2	471371.0 <sup>(a)</sup>	471 402.4
$E_{ad}$ ( $cm^{-1}$ )	449 882.25	449 934.5	449 939.4	471 369.6	471 401.0
$\Delta E = E_{ad} - E_{th}$	-6.75	-6.8	-5.8	-1.4	-1.4
$6^2G$	$6^2H$	$7^2F$	$7^2G$	$7^2H$	$7^2I$
471 405.8	471 406.8	484 341.9	484 345.6	484 345.8	484 346.0
471 405.1	471 405.0	484 340.5	484 347.0	484 347.5	484 347.8
-1.7	-1.8	-1.4	+1.4	+1.7	+1.8

TABLE 4.2: Énergies des niveaux  $n^2L$  de C IV ( $n=5, 6$  et  $7$ ) utilisées dans nos calculs de profils de raie. L'exposant (a) indique un calcul de la valeur moyenne des niveaux fins  $^2D_{3/2}$  et  $^2D_{5/2}$  donnés par le NIST [75].

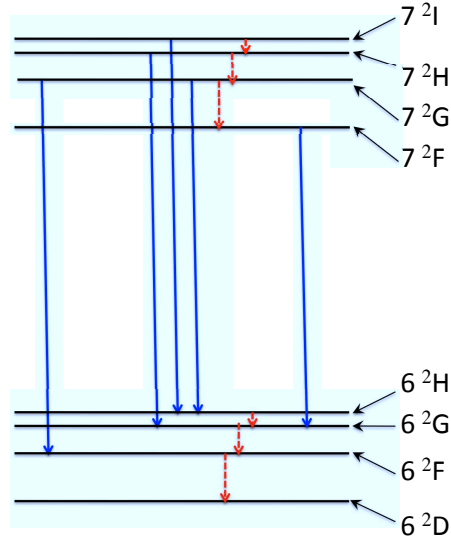


FIGURE 4.3: Diagramme montrant les niveaux d'énergie  $6^2L$  et  $7^2L$  impliqués dans les transitions de la raie C IV  $n=6-7$ .

### 4.3.2 Hypothèses

Lorsque la densité électronique est suffisamment élevée, l'effet Stark affecte la largeur et la forme de la raie C IV  $n=6-7$ . Les conditions du plasma du divertor de JT-60U en phase de détachement sont telles que les élargissements Stark et Doppler sont comparables. Pour calculer les profils de cette raie nous faisons un certain nombre d'hypothèses. D'abord nous considérons des plasmas homogènes pour le calcul des profils de raies. Comme l'émission se produit dans un plasma magnétisé, il faut en principe tenir compte de l'effet Zeeman. Cependant, nous ne tenons pas compte de cet effet lorsque ceux-ci sont à comparer à des spectres mesurés en utilisant un polariseur. C'est le cas des spectres analysés ici.

### 4.3.3 Comparaison des élargissements Stark et Doppler

Nous avons déjà mentionné le fait que pour les conditions de plasma de divertors ( $n_e = 10^{19} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 1 - 10 \text{ eV}$ ), les élargissements Doppler et Stark peuvent avoir des contributions comparables aux profils de la raie C IV  $n = 6 - 7$ . Si l'élargissement Stark dépend fortement de la densité électronique  $n_e$  du plasma, sa dépendance en température électronique  $T_e$  est faible. De son côté, l'élargissement Doppler dépend de la température des ions  $C^{3+}$ , qui est supposée égale à celle des ions majoritaires  $H^+$  ou  $D^+$  du plasma. Une étude théorique illustrant la complexité des profils Stark-Doppler des raies C IV  $n = 5 - 6$  et  $n = 6 - 7$  a été réalisé pour des plasmas de divertors avec des températures ionique et électronique égales [76, 77]. Pour donner un aperçu de cette complexité, nous avons représenté sur la figure 4.4 des profils calculés pour une densité électronique  $2.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , et deux valeurs de la température 1 et 4 eV. Ces calculs

ont été faits sans effet Zeeman, que nous avons négligé dans les profils calculés pour être comparé avec ceux mesurés en utilisant un polariseur, en s'assurant que son omission n'avait pas d'incidence majeure sur les résultats.

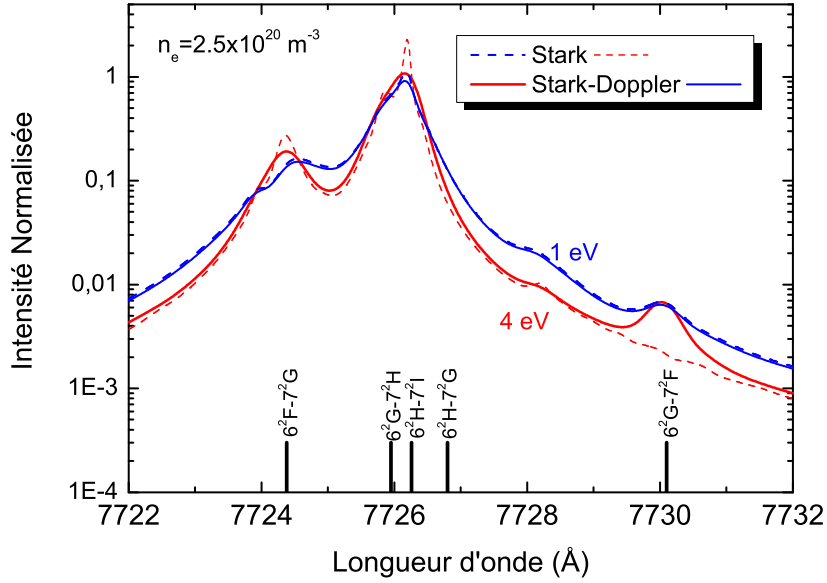


FIGURE 4.4: Profils Stark et Stark-Doppler de la raie C IV  $n=6-7$  calculés pour un plasma de deutérium avec les paramètres suivants :  $n_e = 2.5 \times 10^{20} m^{-3}$  et  $T = 1 eV$  et  $4 eV$ . Les positions non perturbées des différentes transitions composant la raie C IV  $n=6-7$  sont indiquées par des traits verticaux.

#### 4.3.4 Comparaison avec les spectres expérimentaux

Par ailleurs, comme nous l'avons mentionné dans [78, 79, 80], à cause de cette complexité des profils il n'est pas possible de reproduire par le calcul les spectres expérimentaux de la raie C VI  $n=6-7$  en laissant libres tous les paramètres du plasma ( $T_e$ ,  $T_i$  et  $n_e$ ). Pour simplifier, les ions  $C^{3+}$ , les ions majoritaires du plasma et les électrons sont supposés avoir la même température notée  $T$ , c'est-à-dire que  $T_{C^{3+}} = T_{H^+} = T_e$ . Toutefois même avec cette réduction du nombre de paramètres libres à deux ( $n_e$ ,  $T$ ), la reproduction par le calcul de ces spectres expérimentaux demeure très difficile. Enfin, dans le cas où la température est connue, la densité électronique peut être aisément déterminée à partir des spectres expérimentaux. C'est ce que nous avons fait pour l'analyse des spectres mesurés dans JT-60U. En effet, chaque spectre expérimental a été comparé à des profils calculés en fixant la température tout en faisant varier la densité électronique jusqu'à ce qu'un bon accord soit trouvé. Pour le spectre présenté sur la figure 4.5, un très bon accord a été trouvé pour une densité électronique  $n_e = 3 \times 10^{20} m^{-3}$  et une température  $T = 5 eV$ . Dans cet exemple, il s'agit d'un spectre mesuré le long d'une ligne de visée traversant une zone périphérique du MARFE, qui est centré sur le point X.

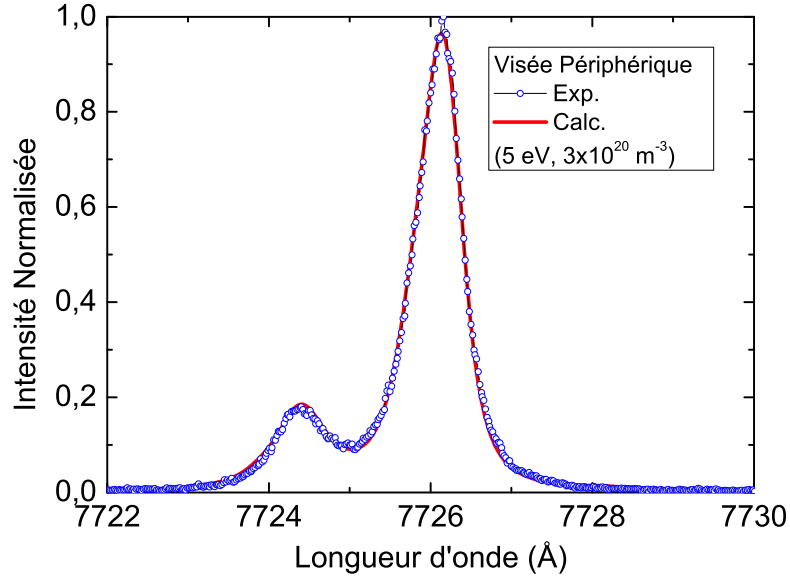


FIGURE 4.5: Comparaison d'un spectre périphérique (ligne de visée périphérie n°31, S10) avec un profil théorique calculé avec  $n_e = 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et  $T = 5 \text{ eV}$ .

Pour estimer l'incertitude sur la densité électronique, nous avons comparé sur la figure 4.6, le même spectre expérimental que celui de la figure 4.5 avec des profils calculés pour plusieurs valeurs de  $n_e$  dans le domaine  $2 - 3.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Tous les profils synthétiques apparaissant sur la figure 4.6 reproduisent bien la partie centrale du spectre expérimental. Cependant, il subsiste un désaccord au niveau des ailes qui est amplifié par l'utilisation d'une échelle logarithmique pour les ordonnées. Nous avons estimé cette incertitude à  $0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , soit environ 15% de la valeur de  $n_e$ . Notons que nous avons fixé les températures électroniques à des valeurs très proches mais pas forcément identiques à celles indiquées sur la figure 4.2. Notons que la densité électronique le long de la ligne de visée la plus périphérique, soit la S11, a été estimée à  $1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  pour une température électronique de 10 eV.

Les choses sont plus compliquées pour les spectres mesurés le long des lignes de visées centrales, c'est-à-dire celles traversant le centre du MARFE (comme la corde n°25), correspondant à un plasma plus dense et plus froid que celui traversé par les visées périphériques [81]. La température au centre du MARFE a été estimée à 2 eV (cf. figure 4.2). Chacun de ces spectres a été comparé à des profils calculés pour un plasma de deutérium avec  $T \in [1, 5] \text{ eV}$  et  $n_e \in [3, 8] \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Pour la ligne de visée n° 25, le profil synthétique qui se rapproche le plus du spectre expérimental est celui calculé pour  $n_e = 7 \pm 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et  $T = 3 \text{ eV}$  (figure 4.7). Mais cette comparaison n'est pas satisfaisante comme on peut le voir sur la figure 4.7 surtout autour du pic de plus faible intensité. Pour améliorer l'accord théorie-expérience, nous avons développé une procédure d'ajustement basée sur la méthode du moindre carré et aussi considéré un modèle à deux couches pour représenter le centre du MARFE.



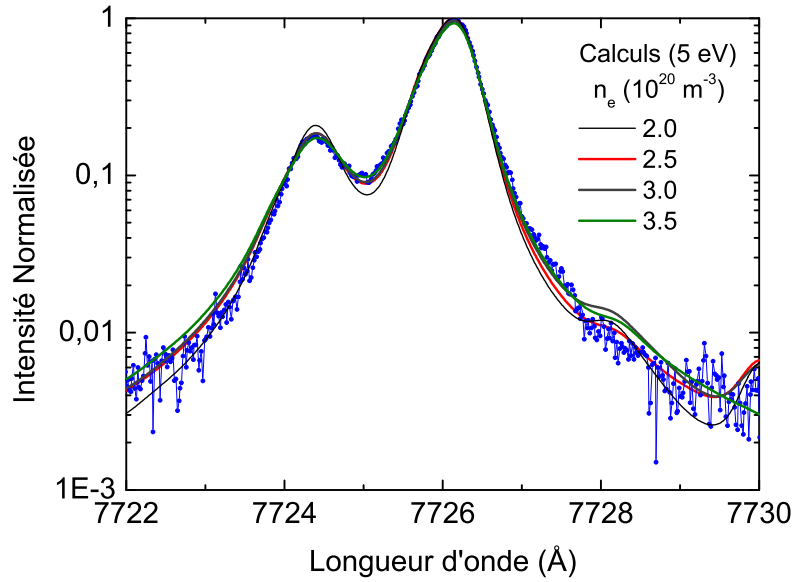


FIGURE 4.6: Comparaison du spectre de la figure 4.5 avec des profils calculés pour  $n_e \in [2, 3.5] \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et  $T = 5 \text{ eV}$ . L'incertitude  $\Delta n_e$  a été estimée à  $0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ .

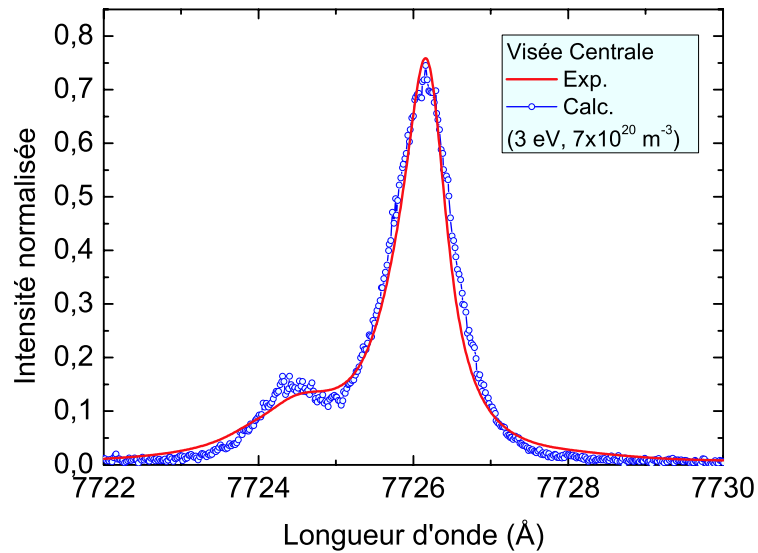


FIGURE 4.7: Comparaison d'un profil théorique avec un spectre expérimental mesuré le long d'une ligne de visée traversant le centre du MARFE (corde n°25). Le profil synthétique qui se rapproche le plus du spectre expérimental correspond à un plasma de deutérium avec  $n_e = 7 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et  $T = 3 \text{ eV}$ .

### 4.3.5 Procédure d'ajustement et modèle à deux couches

Pour surmonter cette difficulté de reproduire les spectres mesurés le long des cordes centrales, nous avons développé une procédure d'ajustement basée sur la méthode des moindres carrés (méthode du  $\chi^2$ ). En outre, nous avons adopté pour le MARFE centré sur le point X un modèle à deux couches homogènes et concentriques. Dans ce modèle, en cohérence avec la reconstruction tomographique de la figure 4.1, nous avons supposé que la couche interne est beaucoup plus dense que la couche externe. Comme les lignes de visée périphériques ne traversent que la couche externe, un seul couple  $(n_e, T_e)$  suffit pour l'ajustement des spectres correspondants (modèle à une couche). En revanche, pour les lignes de visée centrales, il faut au moins deux couples  $(n_e, T_e)$  représentant deux couches homogènes. Pour les distinguer, nous désignons par  $n_e^{(l)}$  et  $T_e^{(l)}$  les densité et température électroniques de la couche la moins dense et par  $n_e^{(h)}$  et  $T_e^{(h)}$  celles de la couche la plus dense.

Comme on peut le voir sur les figures 4.8–4.9, des densités électroniques de l'ordre de  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  ont été trouvées à partir de l'ajustement des spectres mesurés le long des cordes périphériques. En permettant aux paramètres libres, en particulier la densité électronique, de balayer de larges domaines, la procédure d'ajustement nous a permis de réduire l'incertitude sur la densité électronique de  $0.5 \times 10^{20}$  à  $0.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . L'ajustement du spectre mesuré le long de la corde S10 est représenté sur la figure 4.8. On constate que les paramètres trouvés ( $n_e = 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et  $T = 5 \text{ eV}$ ) sont les mêmes que ceux déjà présentés sur la figure 4.5. Pour la corde la plus périphérique, S11, le meilleur ajustement a été obtenu pour une densité électronique  $n_e = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et une température de 10 eV (figure 4.9).

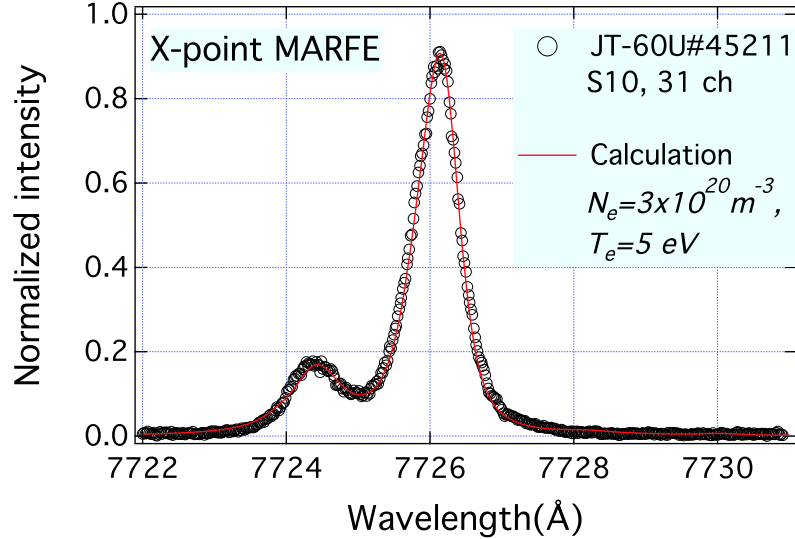


FIGURE 4.8: Ajustement du spectre S10 (corde n°31) de la raie C IV n=6–7 . Le meilleur ajustement a été obtenu pour  $n_e = 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et  $T = 5 \text{ eV}$ .

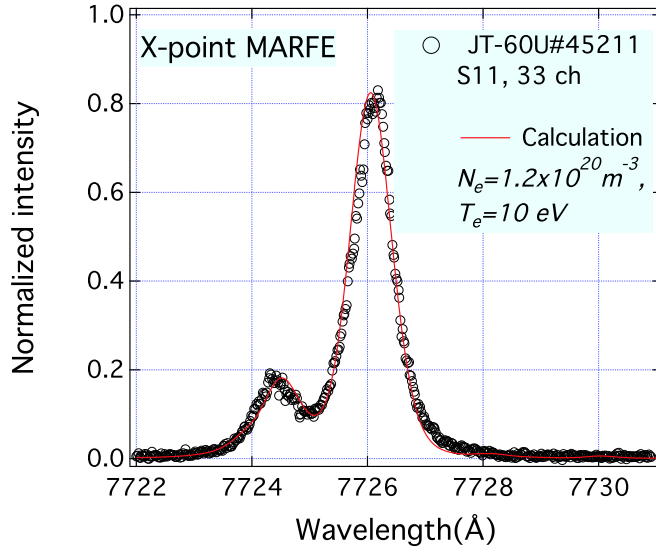


FIGURE 4.9: Ajustement du spectre S11 (corde n°33) de la raie C IV  $n=6-7$ . Le meilleur ajustement a été obtenu pour  $n_e = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et  $T = 10 \text{ eV}$ .

L'ajustement des spectres mesurés le long des cordes de visée centrales implique en principe cinq paramètres qui sont les densités et les températures des deux couches de plasma et leur contribution relative à l'émission de la raie étudiée. Cependant, un tel ajustement ne peut se faire sans réduire le nombre de paramètres libres. Pour cela, nous avons d'abord supposé connues la température  $T_e^{(h)}$  de la couche dense et la densité électronique  $n_e^{(l)}$  de la couche peu dense, les paramètres laissés libres étant la densité électronique de la couche dense  $n_e^{(h)}$ , la température  $T_e^{(l)}$  de la couche peu dense et la contribution relative de chaque couche à l'émission. La densité  $n_e^{(l)}$  a été prise égale à celle déduite de la corde la plus périphérique S11 soit  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Pour les deux exemples illustrés sur les figures 4.10–4.11, nous avons fixé  $T_e^{(h)}$  entre 1 et 3 eV et  $n_e^{(l)}$  à  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ , tout en permettant à  $n_e^{(h)}$  et  $T_e^{(l)}$  d'évoluer respectivement dans les domaines  $10^{20}$ – $10^{21} \text{ m}^{-3}$  et 1–25 eV. Dans le cas du spectre S6 de la figure 4.10, le meilleur ajustement a été trouvé pour une émission résultant d'une contribution à hauteur de 65% de la couche peu dense et 35% de la couche dense, leurs paramètres respectifs étant ( $n_e^{(l)} = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e^{(l)} = 23 \text{ eV}$ ), et ( $n_e^{(h)} = 6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e^{(h)} = 2.5 \text{ eV}$ ).

Pour l'ajustement du spectre S7 de la figure 4.11, mesuré le long de la corde la plus centrale, le meilleur ajustement a été trouvé pour des contributions inversées des deux couches de plasma à l'émission. En effet, cela correspond à une contribution de seulement 45% de la couche peu dense ( $n_e^{(l)} = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e^{(l)} = 10 \text{ eV}$ ) et de 55% de la couche dense ( $n_e^{(h)} = 8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e^{(h)} = 3 \text{ eV}$ ).

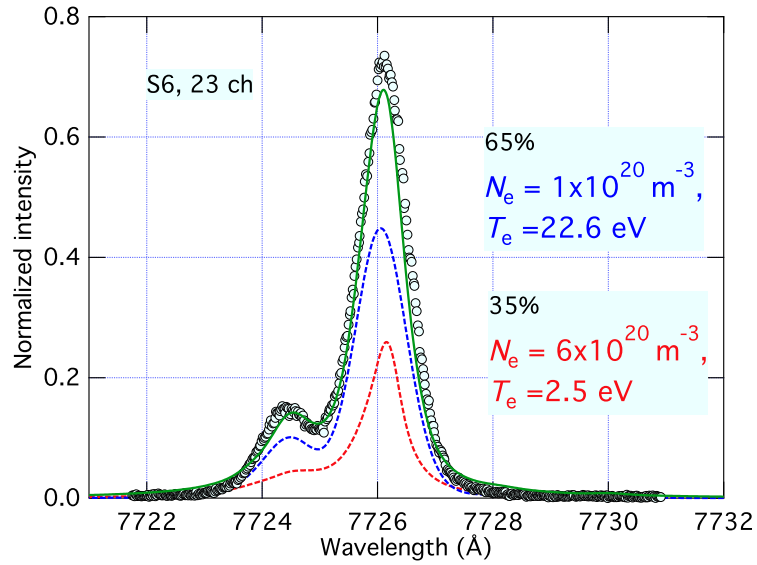


FIGURE 4.10: Ajustement du spectre S6 (corde n°23) de la raie C IV  $n=6-7$ . Pour  $n_e^{(l)}$  et  $T_e^{(h)}$  fixés à  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  et à une valeur entre 1 et 3 eV, le meilleur ajustement a été obtenu avec les contributions suivantes : 65% due à la couche peu dense ( $n_e^{(l)} = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e^{(l)} = 22.6 \text{ eV}$ ) et 35% due à la couche dense ( $n_e^{(h)} = 6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e^{(h)} = 2.5 \text{ eV}$ ).

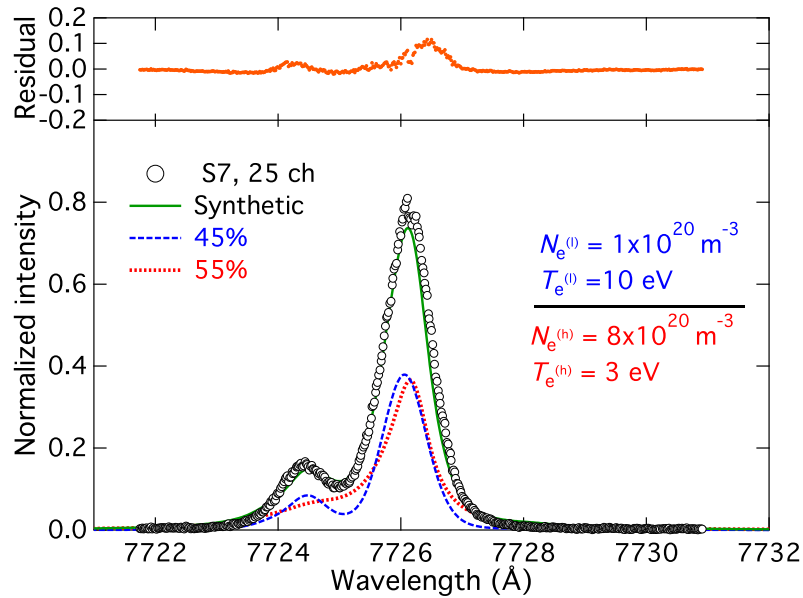


FIGURE 4.11: Ajustement (et résidu) du spectre S7 (corde n°25) de la raie C IV  $n=6-7$ . Pour  $n_e^{(l)}$  et  $T_e^{(h)}$  fixés à  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  et à une valeur entre 1 et 3 eV, le meilleur ajustement a été obtenu avec les contributions indiquées.

Pour illustrer la méthode d'ajustement, nous avons tracé sur la figure 4.12 le résidu de l'ajustement du spectre S7 en fonction de  $n_e$  et  $T_e$ . On voit que le minimum correspond bien à la valeur de  $8 \times 10^{20} m^{-3}$  pour la densité électronique de la couche dense.

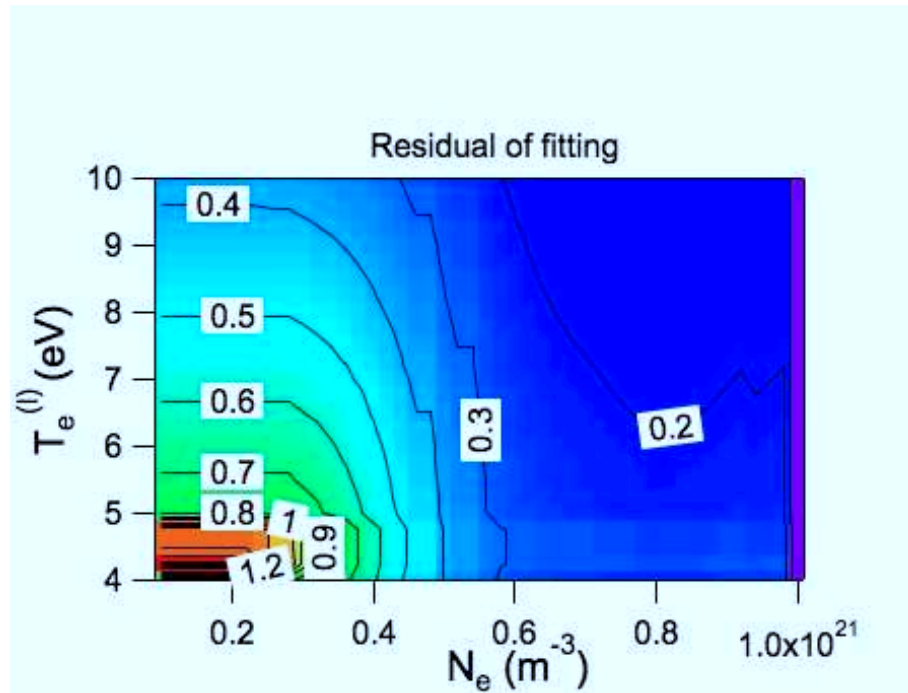


FIGURE 4.12: Contour représentant le résidu de l'ajustement du spectre S7 en fonction de  $n_e$  dans le domaine  $n_e \in [10^{20}, 10^{21} m^{-3}]$  et  $T_e \in [4, 10 eV]$ . On voit bien que le minimum correspond à  $n_e^{(h)} = 8 \times 10^{20} m^{-3}$ .

En utilisant un modèle à une couche pour les lignes de visée périphériques et un modèle à deux couches pour les cordes centrales, nous avons obtenu les densités électroniques moyennées le long de plusieurs cordes. En prenant celles de la couche dense pour les cordes centrales, nous avons représenté sur la figure 4.13 la distribution spatiale de la densité électronique dans le divertor de JT-60U en présence d'un MARFE centré sur le point X. Cette distribution est en cohérence avec ce que l'on savait des MARFEs, à savoir ils sont formés d'un centre dense et froid entouré par une zone moins dense et plus chaude. Sur la base d'un modèle à deux couches homogènes, des paramètres plasma ont été déduits des ajustements aux spectres expérimentaux. Ces paramètres peuvent être utilisés dans le modèle collisionnel-radiatif afin de réévaluer la puissance rayonnée par les impuretés et les processus physiques sous-jacents.

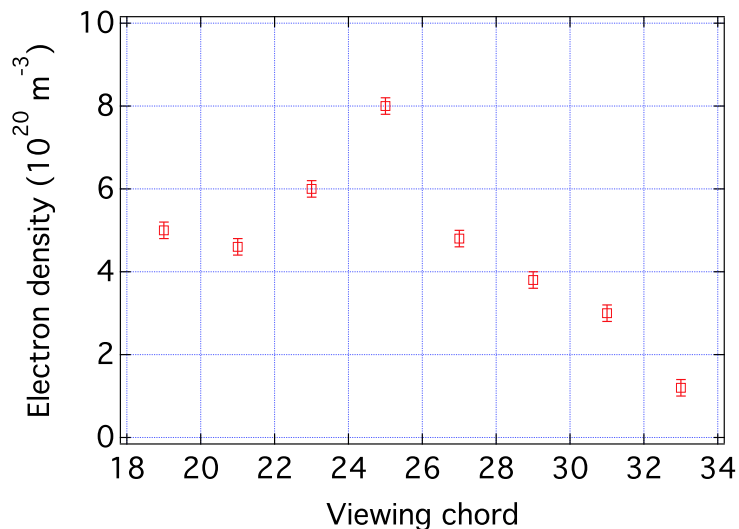


FIGURE 4.13: Distribution spatiale de la densité électronique dans le divertor de JT-60 en phase de détachement avec présence d'un MARFE centré sur le point X.

#### 4.4 Conclusion

Des spectres de haute-résolution de la raie C IV  $n=6-7$  mesurés le long de plusieurs lignes de visée couvrant un MARFE centré sur le point X dans un plasma détaché du divertor de JT-60U ont été analysés dans le but de caractériser spatialement le plasma du divertor. Les analyses ont été faites en utilisant une procédure d'ajustement basée sur la méthode des moindres carrés permettant de déterminer les paramètres plasmas qui donnent leur meilleur accord. L'ajustement des spectres qui traversent la périphérie du MARFE s'est aisément fait sur la base d'un modèle à une couche pour laquelle on a supposé la température des ions égale à celles des électrons, cette dernière étant déterminée par un simple tracé de Boltzmann. En revanche, l'ajustement des spectres mesurés le long de lignes de visée qui traversent le centre du MARFE a nécessité l'introduction d'un modèle à deux couches : une couche peu dense et une couche très dense. En se servant des paramètres obtenus à partir de l'analyse des spectres périphériques, nous avons ajusté les spectres centraux et ainsi déterminé la densité électronique. Grâce à cette procédure, nous avons déterminé la distribution spatiale de la densité électronique du divertor de JT-60U en régime détaché en présence d'un MARFE centré sur le point X. Avec la distribution spatiale de la température électronique du divertor de JT-60U obtenue à l'aide des intensités des raies spectrales, nous avons ainsi contribué à la caractérisation spatiale de cette région du tokamak JT-60U.

## Chapitre 5

# Spectroscopie des nuages d'ablation des pellets

Nous présentons ici un autre exemple d'application de la spectroscopie des plasmas qui concerne l'émission spectrale par les nuages d'ablation de glaçons ou pellets<sup>1</sup> que l'on injecte dans les machines destinées à la recherche sur la fusion par confinement magnétique. On se concentre ici sur le cas des pellets de carbone injectés dans le stellarator japonais LHD.

### 5.1 Introduction à l'injection des pellets

Dans les tokamaks et les stellarators, l'injection de pellets d'hydrogène ou de deutérium a pour principal objectif l'alimentation du plasma en combustible. Cependant, l'injection répétitive de tels pellets avec une fréquence de l'ordre de 10 à 60 Hz permet d'atténuer les instabilités comme les ELMs (Edge Localized Modes), de les provoquer artificiellement ou enfin de déclencher des barrières internes de transport qui empêchent la dégradation du confinement du plasma [82]. Par ailleurs, d'autres matériaux comme le carbone, l'aluminium, le titane ou le molybdène sont injectés sous forme de pellets pour d'autres objectifs. Dans LHD (Large Helical Device), de tels pellets sont injectés pour étudier le transport des impuretés et le recyclage dans des plasmas d'hydrogène et/ou d'hélium [83].

### 5.2 Mesures expérimentales

Des pellets de différentes formes (sphériques ou cylindriques), de dimensions millimétriques, sont injectés dans LHD au niveau du plan équatorial avec des vitesses de croisière de l'ordre de  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . Ils pénètrent dans le plasma jusqu'à des profondeurs de l'ordre de 1 m selon la technique du temps de vol. Chaque pellet subit un processus d'ablation, d'une durée d'environ 3 ms, par le plasma qui résulte en la formation d'un nuage entourant le coeur solide du pellet. Le nuage d'ablation émet du rayonnement qui est mesuré selon plusieurs lignes de visée. Sur la figure 5.1, sont indiquées celles concernant l'émission dans les domaines du visible et du VUV (Vacuum Ultra Violet). Ces lignes de

---

1. Le terme pellet peut être traduit comme granulats mais nous avons choisi de garder le même terme anglais lorsqu'il s'agit de pellets autres qu'à base d'hydrogène ou de deutérium. Les pellets d'hydrogène ou de deutérium sont traduits parfois comme glaçons d'hydrogène ou de deutérium.

visée couvrent entièrement la trajectoire du pellet. L'émission est collectée par des fibres optiques connectées à deux spectromètres dont l'un est de faible résolution et couvre une large bande 300-700 nm. Le deuxième spectromètre, qui a une haute résolution, peut être centré sur n'importe quelle longueur d'onde du visible. Dans le cas des pellets de carbone, ce dernier est généralement centré sur la raie C II 723-nm. Que ce soit pour le carbone, l'aluminium ou le titane, les mesures effectuées par le spectromètre large-bande montrent que l'émission des nuages d'ablation est due essentiellement aux deux premiers états d'ionisation, c'est-à-dire C II et C III dans le cas des pellets de carbone. Ceci est montré sur la figure 5.2.

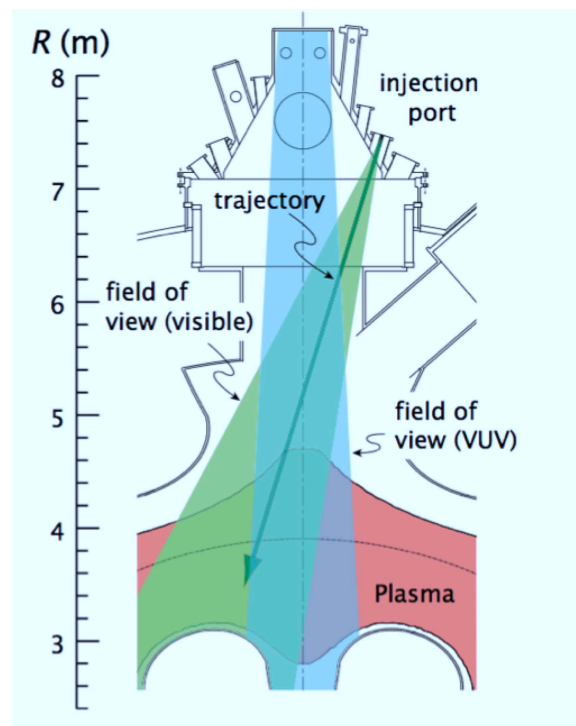


FIGURE 5.1: Représentation schématique du système de mesure de l'émission spectrale par les nuages d'ablation des pellets injectés dans LHD [84].

A partir des intensités des raies émises par les ions  $C^+$  et  $C^{2+}$ , on peut aisément extraire les températures électroniques. En effet, à des densités électroniques élevées, les niveaux d'énergie impliqués dans les transitions radiatives d'une espèce donnée sont à l'équilibre thermodynamique local. Dans ce cas, la température électronique est déterminée à partir d'un simple tracé de Boltzmann, qui représente les densités de population des niveaux d'énergie en fonction des potentiels d'ionisation à partir de ces derniers. C'est ce qui est illustré par la figure 5.3, où les températures électroniques extraites à partir des raies de C II et de C III valent respectivement 2.5 et 3.0 eV.



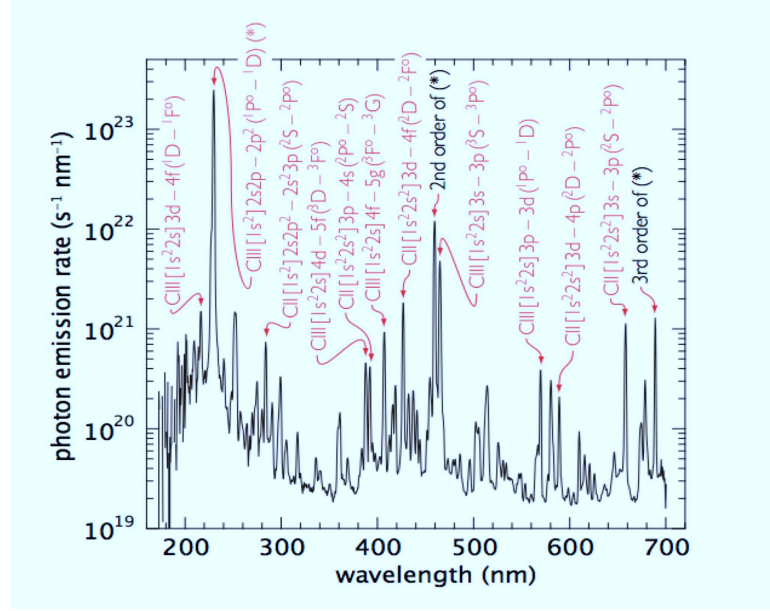


FIGURE 5.2: Spectre d'émission typique mesuré par le spectromètre large-bande dans le cas d'un pellet de carbone [84].

Les nuages d'ablation des pellets de carbone sont donc des plasmas denses et froids. Ayant déterminé la température électronique du nuage d'ablation, il restait à trouver sa densité électronique. Pour cela, la raie C II  $1s^2 2s^2 3p^2 P^\circ - 1s^2 2s^2 3d^2 D$  723-nm semble un bon candidat. Cette raie est élargie par les effets Stark, Zeeman et Doppler. Comme la température électronique est connue et l'hypothèse de l'égalité entre températures ionique et électronique est raisonnable, vu les densités électroniques élevées mises en jeu, on peut extraire la densité électronique à partir du profil spectral de cette raie. Dans [84], une procédure d'ajustement de profils de raie a été développée et appliquée à des spectres de la raie C II 723-nm mesurés avec un spectromètre de haute résolution. Dans cette procédure, sont pris en compte les élargissements par effets Stark, Zeeman et Doppler ainsi que la fonction instrumentale. Par ailleurs, il a été nécessaire de prendre également en compte la réabsorption du rayonnement (opacité du nuage à cette raie). La fonction instrumentale a été modélisée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur (FWHM)  $\Delta\lambda_{1/2} = 0.075$  nm. D'un autre côté, une fonction lorentzienne a été utilisée pour représenter le profil Stark  $I_S$  de la raie C II 723-nm :

$$I_S(\lambda) = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\lambda - \lambda_0)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (5.1)$$

où  $\lambda_0$  et  $\gamma$  représentent respectivement la longueur d'onde au centre de la raie et sa largeur Stark à mi-hauteur (FWHM). Les valeurs de  $\gamma$  ont été prises de la littérature et tracées en fonction de la densité électronique en ignorant la faible dépendance de l'élargissement Stark en température électronique. Avec cette procédure d'ajustement, on détermine la meilleure valeur de  $\gamma$ , valeur à partir de laquelle on remonte à la densité

électronique  $n_e$ . C'est ainsi que pour les spectres de la raie C II 723-nm utilisées dans [84], une densité électronique de  $6.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  a été obtenue (voir figure 5.4).

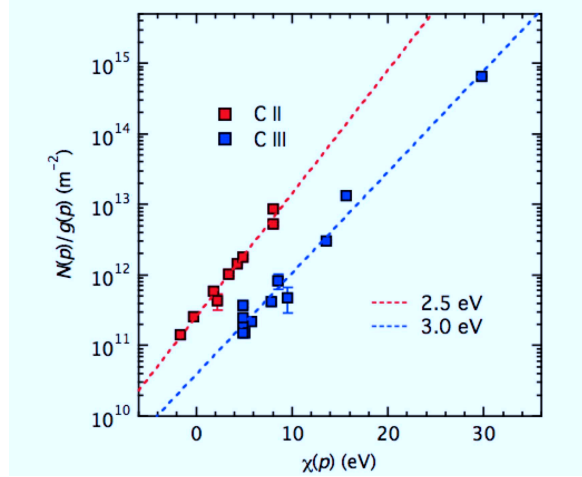


FIGURE 5.3: Détermination des températures électroniques à partir des intensités des raies d'émission de C II et C III [84].

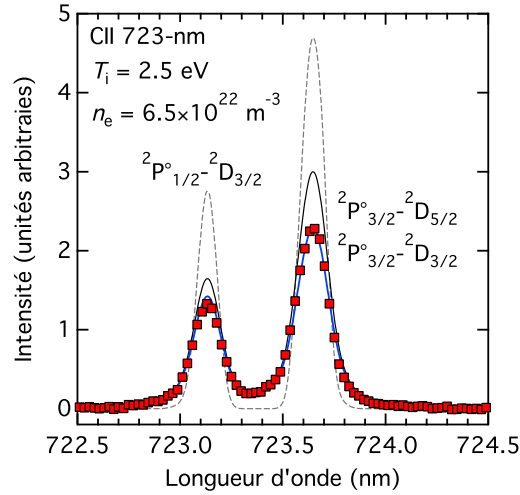


FIGURE 5.4: Comparaison d'un spectre haute-résolution de la raie C II 723-nm mesuré dans LHD avec plusieurs profils théoriques : Doppler  $I_D$  (pointillés  $---$ ), Voigt  $I_V$  qui est la convolution des profils Stark et Doppler (trait fin), Total  $I_o$  tenant compte de la réabsorption du rayonnement (trait épais) [84].

## 5.3 Spectres de très-haute résolution

### 5.3.1 Introduction

Récemment, en utilisant des polariseurs linéaires et un spectromètre de très haute résolution (au moins quatre fois celle du spectromètre utilisé dans [84]), on a obtenu des spectres sur lesquels l'effet Zeeman était visible comme on peut le voir sur la figure 5.5.

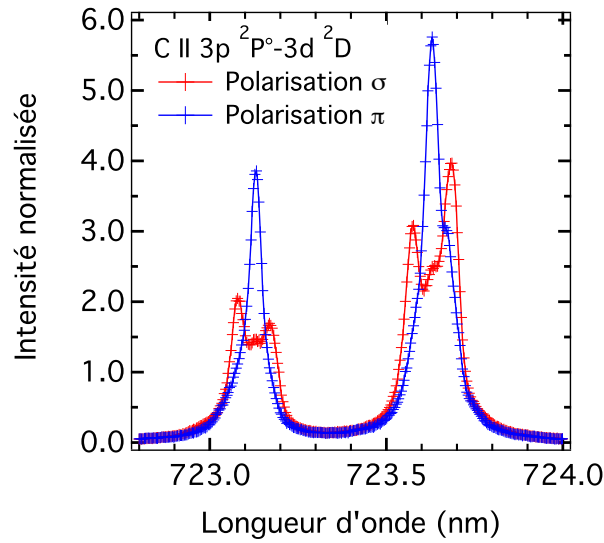


FIGURE 5.5: Spectre typique de la raie C II 723-nm mesuré dans LHD perpendiculairement à la direction du champ magnétique en utilisant un spectromètre de très haute-résolution et des polariseurs linéaires : composante  $\sigma$  en rouge et composante  $\pi$  en bleu.

A la différence de la figure 5.4 où le spectre est composé de deux pics, les spectres de la figure 5.5 présentent des pics et des épaules supplémentaires dus à l'effet Zeeman. L'observation ayant été faite transversalement au champ magnétique, les composantes  $\pi$  et  $\sigma$  ont respectivement des polarisations rectilignes parallèle et perpendiculaire au champ magnétique. La fonction instrumentale de l'appareillage de mesure peut être représentée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur  $\Delta\lambda_{1/2} = 0.016$  nm. Des spectres typiques, mesurés avec ce spectromètre, ont été proposés comme cas test "challenge" lors du deuxième workshop sur les comparaisons de codes de profils de raies dans les plasmas (Second international workshop on code comparison of line shapes in plasmas, Vienna, August 5-9, 2013). Il était demandé aux participants de calculer les profils de la raie C II 723-nm pour des paramètres prédéfinis : densité électronique  $n_e = 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>,  $T_e = T_i = 2$  eV et  $T_e = T_i = 4$  eV en absence et en présence d'un champ magnétique de 4 Tesla. Il s'agit là évidemment de conditions concernant les nuages d'ablation de pellets. Il était également demandé aux participants d'ajuster les deux spectres expérimentaux de la figure 5.5 en ne s'imposant aucune contrainte (tous les paramètres étaient libres :  $n_e$ ,  $T_e = T_i$ , champ magnétique B, angle d'observation  $\theta$ ).

### 5.3.2 Calculs et comparaison expérience-théorie

Les résultats des comparaisons entre codes ainsi que ceux de l'ajustement des spectres expérimentaux ont fait l'objet d'une publication détaillée [85]. Nous ne rappelons ici que quelques uns des résultats les plus importants. Tout d'abord, les calculs faits en absence de champ magnétique ont montré que pour ces conditions, l'élargissement Stark de la raie C II 723-nm est dominé par la contribution électronique. Ce dernier résulte en un élargissement homogène conduisant à un profil de la raie C II 723-nm de forme lorentzienne comme celle de l'équation (5.1). L'élargissement d'une raie par effet Stark électronique dépend essentiellement de la densité électronique mais aussi de la physique atomique en particulier des éléments de matrice réduits du dipôle électrique des transitions radiatives impliquées (ou des forces de raies, des forces d'oscillateurs). Or pour la raie C II 723-nm, ces données atomiques diffèrent d'un facteur deux selon qu'on utilise le code MCDF[86], FAC [87] ou la base du NIST [75]. Il n'y a pas que des différences dans les données de physique atomique mais aussi dans le traitement de l'élargissement de raie par collisions électroniques. En effet, à côté des codes utilisant des modèles pour l'opérateur de collision électronique comme le modèle semi-empirique GBK [88] ou le modèle binaire d'impact (codes PPP et PPP-B [89]), les méthodes de simulation simulent cet élargissement électronique sans aucune approximation. Par conséquent, les différences aussi bien dans les données de physique atomique émanant de différents codes que dans les approches adoptées pour le traitement de l'élargissement électronique ont conduit à des profils synthétiques ayant une dispersion d'un facteur 2 en terme de largeurs à mi-hauteur. Une telle dispersion n'est pas spécifique à la raie C II 723-nm, mais concerne plus généralement les transitions du type  $\Delta n = 0$ . Une discussion portant sur les opérateurs de collision électronique pour ce genre de transitions est présentée dans le papier de Alexiou et al. [90].

Pour les profils synthétiques de cette raie, nous avons utilisé le code PPP-B [89] qui est une extension aux plasmas magnétisés du code PPP développé au laboratoire pour le calcul des profils des raies dans les plasmas. En utilisant des données de physique atomique fournies par le NIST pour la raie C II 723-nm dans le code PPP-B en absence de champ magnétique, nous avons obtenu des profils de largeurs comparables à celles publiées par Sahal-Bréchet et al dans la base Stark-B [91]. Cependant, en présence de champ magnétique, les profils synthétiques diffèrent des profils expérimentaux pour plusieurs raisons. Le champ magnétique agit de deux façons sur les profils des raies. D'abord il agit sur l'émetteur en modifiant sa structure atomique mais aussi sur les perturbateurs. On ne s'est intéressé ici qu'à l'effet sur l'émetteur. Dans le code PPP-B, l'effet Zeeman est pris en compte dans le cadre de l'une ou l'autre des approximations : l'approximation du champ faible lorsque la correction à l'énergie par structure fine est plus grande que celle induite par le champ magnétique et l'approximation du champ fort dans le cas contraire. Sachant que  $\Delta E_{3p} = E(3p \ ^2P_{3/2}^{\circ}) - E(3p \ ^2P_{1/2}^{\circ}) \approx 1.4 \times 10^{-3}$  eV et  $\Delta E_{3d} = E(3d \ ^2D_{5/2}) - E(3d \ ^2D_{3/2}) \approx 1.7 \times 10^{-4}$  eV, il est clair que l'éclatement Zeeman  $\Delta E_B$ , qui est de l'ordre de  $10^{-4}$  eV pour un champ magnétique de 2 T, devient comparable à l'éclatement par structure fine du niveau 3d ( $\Delta E_B = 1.6 \times 10^{-4}$  eV pour  $B = 4$  T).

### Traitement de l'effet Zeeman

Afin de surmonter cette difficulté et traiter le cas des champs magnétiques intermédiaires, nous avons traité en amont cette question lors du stage de M2 de A. Conrad [92]. La démarche adoptée a consisté à traiter l'effet Zeeman en dehors du code PPP-B. En effet, l'effet d'un champ magnétique sur les niveaux d'énergie de l'émetteur a été calculé sans aucune approximation en diagonalisant son hamiltonien. Les données atomiques ainsi obtenues ont été utilisées pour calculer les composantes  $\pi$  et  $\sigma$  de la raie C II 723-nm avec le code PPP (ou PPP-B avec  $B = 0$ ). Les profils obtenus pour  $B = 2$  T sont comparés sur les figures 5.6 et 5.7 à ceux calculés dans le cadre de l'approximation du champ faible avec PPP-B.

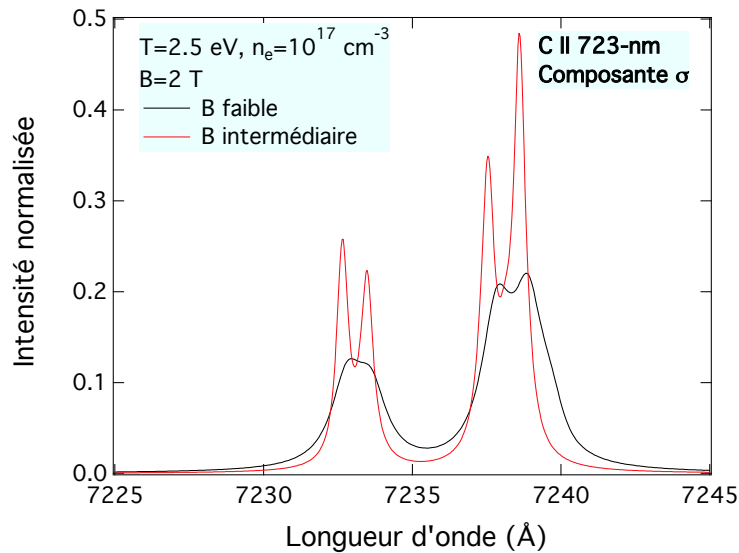


FIGURE 5.6: Comparaison des profils de la composante  $\sigma$  de la raie C II 723-nm calculés en traitant l'effet Zeeman sans approximation (champ intermédiaire) et avec approximation (champ faible) pour  $B = 2T$ . Les paramètres plasma sont indiqués sur la figure.

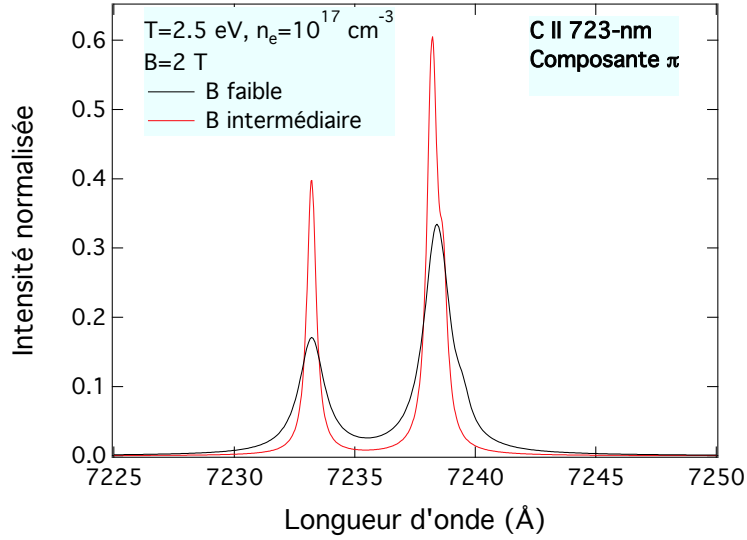


FIGURE 5.7: Même chose que la figure 5.6 pour la composante  $\pi$  de la raie C II 723-nm.

Comme on peut le voir sur les figures 5.6-5.7, on obtient des profils moins large en utilisant la base de données générés avec un traitement sans approximations de l'effet Zeeman qu'avec l'approximation du champ faible et ceci pour des profils calculés avec le même code et pour les mêmes conditions de plasma. En outre, la structure Zeeman est plus visible notamment pour la composante  $\sigma$  dans les profils calculés sans approximation concernant l'effet Zeeman.

Les profils calculés avec la nouvelle base de données de physique atomique (sans approximations pour l'effet Zeeman) ont été comparés aux spectres expérimentaux mesurés dans LHD (voir figure 5.5). Ils sont présentés sur les figures 5.8 et 5.9. En comparaison avec l'utilisation des profils de raie calculés dans le cadre de l'approximation du champ magnétique faible, l'accord entre les nouveaux profils et les mesures expérimentales s'améliore sans être pour autant satisfaisant. A noter que l'opacité du nuage d'ablation à cette raie n'a pas été prise en compte dans les calculs, ce qui peut expliquer partiellement le désaccord avec les mesures expérimentales.

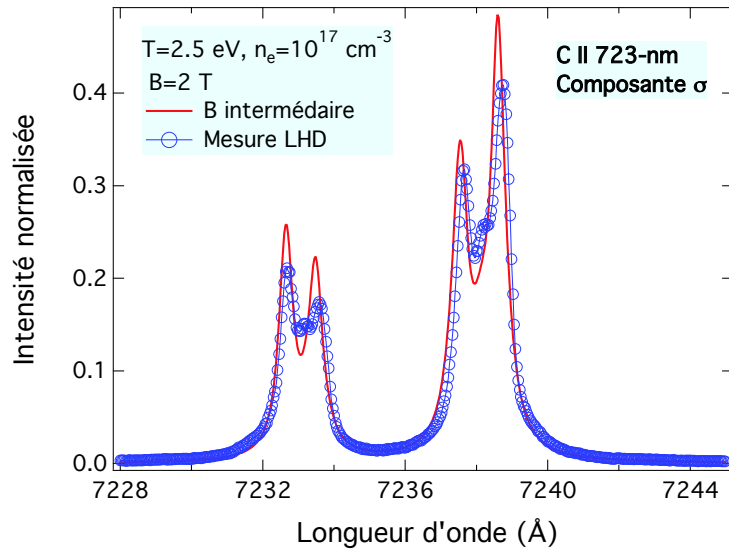


FIGURE 5.8: Comparaison d'un profil de la composante  $\sigma$  de la raie C II 723-nm calculé en traitant l'effet Zeeman sans approximation (champ intermédiaire) au spectre expérimental correspondant de la figure 5.5

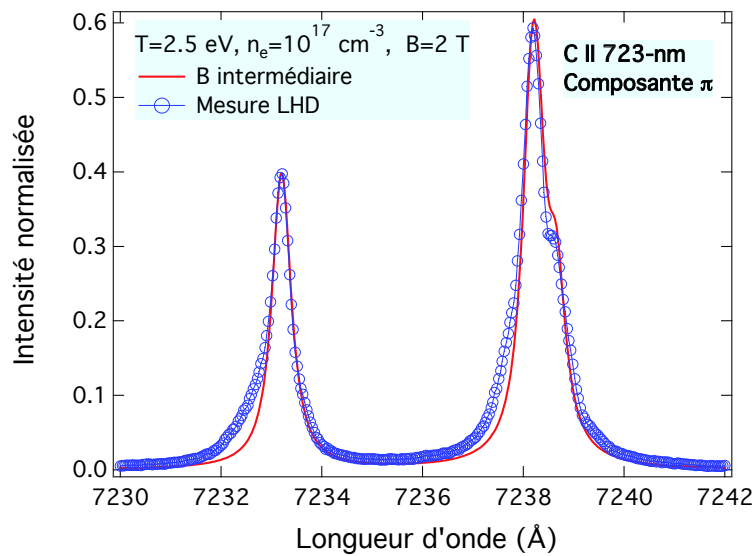


FIGURE 5.9: Même chose que la figure 5.8 pour la composante  $\pi$  de la raie C II 723-nm.

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une autre illustration de la puissance de la spectroscopie passive à travers son application à l'analyse du rayonnement issu d'un nuage d'ablation d'un pellet de carbone injecté dans le stellarator LHD. Les mesures spectroscopiques montrent clairement que le nuage d'ablation est composé pour l'essentiel d'ions de carbone une et deux fois ionisés (ions  $C^+$  et  $C^{2+}$ ). L'analyse des intensités des raies de C II et C III mesurées par un spectromètre large-bande montrent que les densités de populations des niveaux d'énergie de ces deux ions sont à l'équilibre thermodynamique local et que dans ce cas les températures électroniques (de l'ordre de 2 à 3 eV) sont obtenues par un simple tracé de Boltzmann. En revanche, la densité électronique du nuage d'ablation est beaucoup plus difficile à déterminer. C'est la raie C II 723-nm qui a été utilisée pour sa détermination. Pour les spectres haute-résolution de cette raie, grâce à une procédure d'ajustement tenant compte des élargissements Stark, Zeeman et Doppler ainsi que la réabsorption du rayonnement, nous avons pu déterminer des densités électroniques du nuage d'ablation de l'ordre de  $6.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Cependant, cette procédure ne pouvait pas être appliquée aux spectres de très haute résolution qui ont été mesurés récemment avec des polariseurs linéaires et dans lesquels l'effet Zeeman est visible. C'est la raison pour laquelle, il a été nécessaire d'utiliser un code de profil de raie comme PPP. Des tentatives d'ajustement sans aucune contrainte sur les paramètres de ces spectres par plusieurs groupes ont conduit à des résultats qui ne sont pas très concordants pour plusieurs raisons comme l'utilisation de données de physique atomique issues de différents codes ou le traitement de l'élargissement de la raie par effet Stark électronique. Pour notre part, nous avons une difficulté supplémentaire dans le traitement de l'effet Zeeman par le code PPP-B (version "Stark-Zeeman" du code Stark PPP) qui ne traite que les deux cas extrêmes du champ faible et du champ fort. Cette difficulté a été surmontée en calculant en amont les données de physique atomique avec traitement de l'effet Zeeman sur l'émetteur dans le cas des champs intermédiaires (sans approximations). En faisant ainsi, nous avons amélioré les profils synthétiques polarisés de la raie C II 723-nm mais l'accord de ces derniers avec les spectres mesurés avec le spectromètre de très-haute résolution nécessite encore d'être amélioré en prenant en compte d'une part l'effet de la réabsorption du rayonnement par le nuage et d'autre part considérer une légère variation sur l'angle d'observation par rapport à la direction du champ magnétique.



# Conclusions générales et perspectives

J'ai présenté à travers ce mémoire un aperçu de mes activités de recherche durant les quinze dernières années. Les travaux que j'ai choisi de décrire dans ce mémoire concernent essentiellement l'utilisation de la spectroscopie des plasmas pour diagnostiquer les régions de bord des machines de recherche sur la fusion par confinement magnétique comme les tokamaks et les stellarators. Le rôle de la spectroscopie des plasmas sera majeur pour les futures machines comme ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) qui est en cours de construction à Cadarache et DEMO par la suite. Ces machines, de plus en plus grandes en comparaison aux machines actuelles, fonctionneront en mode amélioré (H-mode) sous un régime de détachement du divertor. Ce dernier peut être réalisé en injectant avec un savant dosage un gaz inerte (azote, argon, néon) qui conduit à la formation d'un manteau radiatif dans le divertor dont il est nécessaire de déterminer les paramètres pour estimer le bilan de puissance par exemple. Avec des volumes de plasmas de la taille d'ITER, la spectroscopie est l'outil idéal et même le seul permettant de caractériser les régions du divertor qui sont hors de portée des sondes de Langmuir. Dans les quatre chapitres principaux de ce mémoire, j'ai décrit mes activités de recherche qui ont la spectroscopie d'émission comme dénominateur commun. Chacun de ces chapitres correspond à une situation différente ou à des conditions de plasmas différentes qui justifient l'utilisation de tel ou tel modèle permettant d'expliquer le rayonnement émis. Nous avons ainsi vu dans le premier chapitre que la raie Balmer- $\alpha$  du deutérium, qui est toujours observée dans les tokamaks et les stellarators, peut être utilisée pour déterminer les différentes sources de neutres, leurs distributions de vitesses (températures) ainsi que leurs proportions en particulier dans les divertors en régime d'attachement. Dans ces conditions, le profil de la raie  $D_\alpha$  est dominé par les effets Doppler et Zeeman, l'effet Stark pouvant être ignoré vu les faibles densités correspondant aux plasmas attachés. Les informations extraites à partir des spectres expérimentaux de la raie  $D_\alpha$  permettent de remonter aux flux ioniques sortants et donc aux taux de recyclage par érosion chimique et pulvérisation physique (physical sputtering). Dans le deuxième chapitre, nous avons considéré les plasmas en régime de détachement qui favorise le peuplement par recombinaison des niveaux excités très élevés du deutérium et par conséquent l'émission de raies à  $n$  élevés des séries Lyman, Balmer et Paschen. Nous avons détaillé dans ce chapitre comment l'ajustement des spectres des raies à  $n$  élevés de la série Balmer du deutérium et du continuum permettent la détermination simultanée de la densité et la température électronique du plasma à l'origine du rayonnement analysé. Pour cela, un outil numérique a été construit à partir des profils de raies élargis par effet Stark calculés par le code PPP et un modèle analytique permettant de modéliser la dissolution graduelle des raies dans le continuum. Cet outil a été utilisé pour l'analyse de données obtenues dans le tokamak

européen JET en régime de détachement. Nous avons également vu dans ce chapitre que, les raies à  $n$  élevés de la série diffuse de l'hélium neutre peuvent être utilisées pour les mêmes objectifs lorsqu'elles sont mesurées dans les simulateurs de divertor ou dans les divertors des tokamaks comme par exemple dans JET lors de décharges en hélium avec injection de deutérium gazeux ( $D_2$ ).

Dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés aux raies spectrales émises par les impuretés intrinsèques en particulier celles émises par le carbone dans le divertor de JT-60U en régime de détachement. Nous avons en particulier analysé des spectres de la raie C IV  $n=6-7$  mesurés le long de plusieurs lignes de visée traversant un MARFE centré sur le point X en utilisant des polariseurs linéaires et un spectromètre de haute résolution. Nous avons vu que ce sont des conditions dans lesquelles la raie ci-dessous est élargie par effets Stark et Doppler. En considérant connue la température des émetteurs, c'est-à-dire des ions  $C^{3+}$  (prise égale à la température électronique, elle-même déterminée à partir des intensités des raies), nous avons ajusté les spectres expérimentaux afin de déterminer la densité électronique. Si pour les spectres mesurés le long des lignes de visée périphériques, l'hypothèse d'un plasma homogène constituant la zone d'émission a fonctionné, il a été nécessaire de faire l'hypothèse de l'existence de deux couches pour les lignes de visée traversant le centre du MARFE : une couche peu dense et une couche dense. Nous avons vu que l'ajustement de tous ces spectres a permis de déterminer la distribution de la densité électronique dans le divertor notamment autour du point X. La connaissance de tels paramètres permet de mieux calculer la puissance rayonnée nécessaire au bilan de puissance par exemple.

Enfin le quatrième chapitre a été réservé aux résultats d'une collaboration sur la caractérisation par spectroscopie d'émission des nuages d'ablation de pellets injectés dans le stellarator LHD. Nous avons vu que la spectroscopie d'émission du nuage d'ablation d'un pellet de carbone injecté dans LHD permet de le caractériser en déterminant sa température et sa densité électronique. Si la température (de l'ordre de 2 à 3 eV) électronique peut être déterminée par un simple tracé de Boltzmann en utilisant les intensités de raies émises par C II et C III, il en est autrement pour la densité électronique. Nous avons vu que sa détermination nécessite l'utilisation de spectres de haute résolution de raies sensibles à l'effet Stark comme la raie C II 723-nm. Pour les premiers spectres dits de haute résolution, nous avons déterminé des densités électroniques de l'ordre de  $6.5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  en tenant compte de l'opacité du nuage à cette raie. En revanche, l'analyse des spectres polarisés mesurés récemment avec un spectromètre de très haute résolution s'avère un peu plus compliqué et nécessite encore quelques efforts.

# Bibliographie

- [1] ADAS Project. University of California Press, Berkeley, URL <http://www.adas.ac.uk/>.
- [2] B. H. Bransden and C. J. Joachain. *Physics of atoms and molecules*. Longman Scientific & Technical : Essex, UK, 1983.
- [3] S. G. Rautian and I. I. Sobel'man. *Sov. Phys. Uspekhi*, 9 :701, 1967.
- [4] R. Langley et al. *Nuclear Fusion Special Issue : Data Compendium for Plasma-Surface Interactions*. IAEA, Vienna, 1984.
- [5] U. Samm et al. Progress in wall-plasma-interaction research-contribution from textor-94. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 41 :B57, 1999.
- [6] P. Franzen and E. Vietzke. Atomic release of hydrogen from pure and boronized graphites. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 12 :820, 1994.
- [7] R. Guirlet et al. Molecular contribution to the deuterium influx in tore-supra ergodic divertor experiments. Funchal, 18-22 June, 2001. Proc. of the 28th EPS conference on Control. Fusion and Plasma Phys. ECA Vol. 25A, p201.
- [8] H. Kubo, H. Takenaga, T. Sugie, S. Higashijima, S. Suzuki, A. Sakasai, and N. Hosogane. The spectral profile of the  $D_\alpha$  line emitted from the divertor region of JT-60U. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 40 :1115, 1998.
- [9] N. Kouchi, M. Ukai, and Y. Hatano. Dissociation dynamics of superexcited molecular hydrogen. *J. Phys. B.*, 30 :2319, 1997.
- [10] J. D. Hey, C. C. Chu, and E. Hintz. On the heating mechanism for cold hydrogen and deuterium atoms produced at the edge of a tokamak plasma. *J. Phys. B.*, 32 :3555, 1999.
- [11] N. Behrisch and W. Eckstein. Physics of plasma-wall interactions in controlled fusion. p143, 1986. Proc. NATO ASI series 131, New York : Plenum.
- [12] Y. Corre et al. Characterization of radiation and flux measurements on a neutraliser plate of the tore supra ergodic divertor. *J. Nucl. Mater.*, 290-293 :250, 2001.
- [13] M. Koubiti et al. Spectroscopic analysis of the plasma-neutral relaxation near to the plasma boundary,. *JQSRT*, 71 :455, 2001.
- [14] M. Koubiti et al. Study of the plasma-neutral relaxation in tore-supra edge plasmas. *Contrib. Plasma Phys.*, 42 :630, 2002.
- [15] R. Giannella, Y. Corre, J. Hogan, P. Ghendrih, R. Guirlet, and J. Gunn. Comparison of impurity generation and penetration models with spectroscopy for the tore supra ergodic divertor. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 43 :271, 2001.
- [16] S. Chandrasekhar. Stochastic problems in physics and astronomy. *Rev. Mod. Phys.*, 15 :1, 1943.

- [17] A. Escarguel, B. Pégourié, J. Hogan, C. De Michelis, Y. Corre, A. Azéroual, J. M. Ané, R. Guirlet, J. Gunn, H. Capes, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, and R. Stamm. Atomic and molecular edge density evaluation from spectral analysis of the  $D\alpha$  line shape,. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 43 :1733, 2001.
- [18] J. D. Hey et al. Doppler broadening and magnetic field effects on the balmer lines emitted at the edge of a tokamak plasma. *Contrib. Plasma Phys.*, 36 :583, 1996.
- [19] J. D. Hey, C. C. Chu, and E. Hintz. Spectroscopic studies of cold atomic hydrogen and deuterium produced in a tokamak edge plasma. *Contrib. Plasma Phys.*, 40 :9, 2000.
- [20] J. D. Hey, C. C. Chu, Ph. Mertens, S. Brezinsek, and B. Untenberg. Atomic collision processes with ions at the edge of magnetically confined fusion plasmas. *J. Phys. B.*, 37 :2543, 2004.
- [21] Y. Marandet, P. Génésio, M. Koubiti, L. Godbert-Mouret, B. Felts, R. Stamm, H. Capes, and R. Guirlet. Characterisation of Tokamak edge plasmas using spectroscopic line profiles,. *Nuclear Fusion*, 44 :S118, 2004.
- [22] Y. Marandet, H. Capes, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, and R. Stamm. Doppler spectral line shapes in low-frequency turbulent plasmas,. *Contrib. Plasma Phys.*, 44 :283, 2004.
- [23] Y. Marandet, H. Capes, L. Godbert-Mouret, R. Guirlet, M. Koubiti, and R. Stamm. A spectroscopic investigation of turbulence in magnetized plasmas. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 8 :469, 2003.
- [24] Y. Marandet, H. Capes, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, and R. Stamm. Doppler spectral line shapes and apparent velocity distribution in plasmas affected by low-frequency turbulence,. *Europhys. Lett.*, 69 :531, 2005.
- [25] Y. Marandet, H. Capes, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, and R. Stamm. Investigation of the role of temperature fluctuations on spectral line shapes,. *J. Nucl. Mater.*, 337-339 :1092, 2005.
- [26] J. Rosato, H. Capes, L. Gobert-Mouret, M. Koubiti, F. Rosmej, and R. Stamm. Modeling of Stark profiles in a fluctuating edge Tokamak plasma,. *Contrib. Plasma Phys.*, 46 :667, 2006.
- [27] Y. Marandet, H. Capes, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, J. Rosato, and R. Stamm. Spectral line shapes modeling in turbulent plasmas,. *Eur. Phys. J. D.*, 39 :247, 2006.
- [28] J. Rosato, H. Capes, Y. Marandet, F. Rosmej, R. Stamm, L. Godbert-Mouret, and M. Koubiti. Narrowing of Doppler spectral line shapes by correlated ion and electron temperature fluctuations,. *Europhys. Lett.*, 84 :43002, 2008.
- [29] Y. Marandet, J. Rosato, H. Capes, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, S. Mekkaoui, F. Rosmej, and R. Stamm. Turbulence and line shape formation,. *High Energy Density Physics*, 5 :312, 2009.
- [30] R. Stamm, D. Boland, R. Hammami, H. Capes, F. Catoire, M. Koubiti, A. Mekkaoui, Y. Marandet, J. Rosato, L. Godbert-Mouret, and M. Christova. Stochastic processes applied to line shapes,. *Baltic Astronomy*, 20 :540, 2011.
- [31] A. Mekkaoui, Y. Marandet, D. Reiter, P. Génésio, J. Rosato, H. Capes, F. Catoire, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, and R. Stamm. Transport of neutrals in turbulent Scrape-off-Layer plasmas,. *J. Nucl. Mater.*, 451 :S609, 2011.

- [32] Y. Marandet, A. Mekkaoui, D. Reiter, D. Börner, P. Génésio, F. Catoire, J. Rosato, H. Capes, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, and R. Stamm. Transport of neutral particles in turbulent scrape-off layer plasmas,. *Nucl. Fusion*, 51 :083035, 2011.
- [33] Y. Marandet, A. Mekkaoui, D. Reiter, D. Boerner, P. Génésio, J. Rosato, H. Capes, F. Catoire, M. Koubiti, L. Godbert-Mouret, and R. Stamm. Effects of turbulent fluctuations with prescribed statistics on passive neutral transport in plasmas,. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 53 :065001, 2011.
- [34] A. Mekkaoui, Y. Marandet, J. Rosato, D. Reiter, M. Koubiti, R. Stamm, H. Capes, and L. Godbert-Mouret. Neutral transport in sol plasmas : Markovian Beta process to describe plasma density and temperature fluctuations,. *Contrib. Plasma Physics*, 52 :445, 2012.
- [35] A. Mekkaoui, Y. Marandet, D. Reiter, P. Boerner, F. Catoire, P. Genesio, J. Rosato, R. Stamm, H. Capes, M. Koubiti, and L. Godbert-Mouret. A coarse-grained kinetic equation for neutral particles in turbulent fusion plasmas,. *Phys. Plasmas*, 19 :060701, 2012.
- [36] A. Mekkaoui, Y. Marandet, D. Reiter, P. Boerner, P. Genesio, J. Rosato, H. Capes, M. Koubiti, L. Godbert-Mouret, and R. Stamm. A coarse-grained transport model for neutral particles in turbulent fusion plasmas,. *Phys. Plasmas*, 19 :122310, 2012.
- [37] J. Rosato, A. Mekkaoui, Y. Marandet, D. Reiter, V. Kotov, H. Capes, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, and R. Stamm. Modeling of the radiation transport in fluctuating edge plasmas : a statistical approach,. *Contrib. Plasma Physics*, 52 :429, 2012.
- [38] F. Catoire H. Capes, Y. Marandet, A. Mekkaoui, J. Rosato, M. Koubiti, and R. Stamm. Atomic population kinetics in fluctuating plasmas,. *Phys. Rev. A.*, 83 :012518, 2011.
- [39] F. Catoire, H. Capes, J. Rosato, Y. Marandet, A. Mekkaoui, M. Koubiti, , and R. Stamm. A resonance effect of the atomic populations kinetics induced by a fluctuating plasma,. *Eur. Phys. J. D.*, 65 :481, 2011.
- [40] J. Rosato, F. Catoire, Y. Marandet, A. Mekkaoui, H. Capes, M. Koubiti, R. Stamm, M. Kadomtsev, M. Levashova, V. Lisitsa, and F. Rosmej. Population kinetics in turbulent plasmas : the role of non-markovian fluctuations,. *Physics Letters A*, 375 :4187, 2011.
- [41] R. Hammami, H. Capes, F. Catoire, L. Godbert-Mouret, M. Koubiti, Y. Marandet, A. Mekkaoui, J. Rosato, and R. Stamm. Changes in atomic populations due to edge plasma fluctuations,. *J. Nucl. Mater*, 2013.
- [42] B. Talin, A. Calisti, L. Godbert, R. Stamm R, R. W. Lee R, and L. Klein. Frequency-fluctuation model for line-shape calculations in plasma spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 51 :1918, 1995.
- [43] A. Calisti, C. Mossé, F. Rosmej, L. A. Bureyeva, and V. Lisitsa. A dynamic stark broadening as the dicke narrowing effect. *Phys. Rev. E*, 81 :016406, 2010.
- [44] J. L. Terry, B. Lipschultz, A. Yu. Pigarov, S. I. Krasheninnikov, B. LaBombard, D. Luma, H. Ohkawa, D. Pappas, and M. Umansky. Volume recombination and opacity in Alcator C-Mod divertor plasmas. *Phys Plasma*, 5 :1759, 1998.
- [45] D. R. Inglis and E. Teller. *Astrophys J.*, 90 :439, 1939.

- [46] H. R. Griem. *Spectral line broadening by plasmas*. New York and London : Academic Press, 1974.
- [47] H. R. Griem. *Plasma spectroscopy*. McGraw-Hill Book Co, New York, 1964.
- [48] C. Mossé. *Spectroscopie X à haute résolution à 1 et 2 photons : Applications et perspectives pour les plasmas chauds et denses*. Thèse de l'Université de Provence, soutenue le 26 juin 1997.
- [49] M. Koubiti. *Profils de raies dans les plasmas peu ou moyennement couplés : fondement et validation du modèle de fluctuation de fréquence*. Thèse de l'Université de Provence, soutenue le 3 juillet 1997.
- [50] S. Ferri. *Modélisation non collisionnelle des effets d'élargissement électronique des raies de l'hydrogène dans les plasmas*. Thèse de l'Université de Provence, soutenue le 21 juin 1999.
- [51] D. Umstadter, S. Y. Chen, G. Ma, A. Maksimchuk, G. Mourou, M. Nantel, S. Pikuz, G. Sarkisov, and R. Wagner. Dense and relativistic plasmas produced by compact high-intensity lasers. *Astrophys J. Supp. Ser.*, 127 :513, 2000.
- [52] J. Stewart and K. Pyatt. Lowering of ionization potentials in plasmas. *Astrophys J.*, 144 :1203, 1966.
- [53] W. L. Wiese, D. E. Kelleher, and D. R. Paquette. Detailed study of the Stark broadening of Balmer lines in a high-density plasma. *Phys. Rev. A*, 6 :1132, 1972.
- [54] V. T. Gurovich and V. S. Engel'sht. Spectrum of hydrogen plasma at the series limit. *Sov. Phys JETP*, 45 :232, 1977.
- [55] W. Däppen, L. Anderson, and D. Mihalas. Statistical mechanisms of partially ionized stellar plasma—The Planck-Larkin partition function, polarisation shifts, and simulations of optical spectra. *Astrophys. J.*, 319 :195, 1987.
- [56] D. G. Hummer and D. Mihalas. The equation of state for stellar envelopes. I – an occupation probability formalism for the truncation of internal partition functions. *Astrophys. J.*, 331 :794, 1988.
- [57] L. G. D'yachkov, G. A. Kobzev, and P. M. Pankratov. The hydrogen Balmer spectrum in the near-threshold region : unified semiclassical calculation of line and continuum contributions. *J. Phys. B*, 21 :1939, 1988.
- [58] A. Pigarov, J. L. Terry, and B. Lipschultz. Study of the discrete-to-continuum transition in a Balmer spectrum from Alcator C-Mod plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 40 :2055, 1998.
- [59] S. D. Loch. Spectral series emission and atomic populations in solar astrophysical and laboratory fusion plasmas. University of Strathclyde, Glasgow, 2001. PhD Thesis.
- [60] A. Bethe and E. Salpeter. *Quantum mechanics of One- and Two-Electron Atoms*. Berlin : Springer, Chapter 4, pages 252-264, 1957.
- [61] D. Nishijima, U. Wenzel, K. Ohsumi, N. Ohno, Y. Uesugi, and S. Takamura. Characteristics of detached plasmas associated with electron-ion and molecular assisted recombinations in nagdis-ii. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 44 :597, 2002.
- [62] S. Takamura, N. Ohno, D. Nishijima, and Y. Uesugi. Generation and characteristics of detached recombining plasmas and its dynamic behaviour—a bridge between fusion plasmas and low-temperature ionized gases. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 11 :A42, 2002.

- [63] M. Koubiti, H. Capes, L. Godbert-Mouret, Y. Marandet, J. Rosato, and R. Stamm. Stark broadening of high-members of the helium diffuse series in divertor plasmas,. *J. Phys. B. : At. Mol. Opt. Phys.*, 43 :144022, 2010.
- [64] M. Koubiti, H. Capes, L. Gobert-Mouret, Y. Marandet, A. Meigs, F. Rosmej, and R. Stamm. Density diagnostics using Stark broadening of He II spectral line emission from Rydberg levels,. *Contrib. Plasma Phys.*, 46 :661, 2006.
- [65] A. Huber et al. . *Plasma Phys. Control. Fusion*, 42 :569, 2000.
- [66] H. Kubo, H. Takenaga, K. Sawada, T. Nakano, S. Kobayashi, S. Higashijima, N. Asakura, and K. Shimizu. Spectroscopic study of hydrogen particle behavior in attached and detached divertor plasmas of JT-60U. *J. Nucl. Mater.*, 337-339 :161, 2005.
- [67] J. F. Drake. Marfes : Radiative condensation in tokamak edge plasma. *Phys. Fluids*, 30 :2429, 1987.
- [68] T. Nakano, H. Kubo, N. Asakura, K. Shimizu, S. Konoshima, K. Fujimoto, H. Kawashima, and S. Higashijima. Volume recombination of  $C^{4+}$  in detached divertor plasmas of JT-60U. *Nucl. Fusion*, 47 :1458, 2007.
- [69] T. Nakano, H. Kubo, N. Asakura, K. Shimizu, H. Kawashima, and S. Higashijima. Radiation process of carbon ions in JT-60U detached divertor plasmas. *J. Nucl. Mater.*, 390-391 :255, 2009.
- [70] T. Nakano, H. Kubo, N. Asakura, and K. Shimizu. Balance of ionization and recombination of carbon ions in high density peripheral plasmas of the jt-60u tokamak. In *ICAMDATA-2008 : 6th int. Conf. on Molecular Data and Their Applications*, Beijing, China, 27–31 Oct. 2008, 2009. AIP Conf. Proc. **1125** 131.
- [71] T. Nakano, H. Kubo, N. Asakura, K. Shimizu, and S. Higashijima. Impurity transport and its application to ion temperature measurement in JT-60U divertor plasmas. *J. Plasma Fusion Res.*, 80 :500, 2004.
- [72] T. Nakano, H. Kubo, , K. Shimizu, N. Asakura, S. Konoshima, and S. Hisashijima. Observation of volumetric recombination of highly-charged carbon ions in high-density dicertor plasmas. JAEA–Review 2005–05, page 138, 2005.
- [73] R. D. Cowan. *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. University of California Press, Berkeley, Cowan code package for atomic physics (<http://das101.isan.troitsk.ru/cowan.html>), 1981.
- [74] P. Quinet. High-nl Rydberg states in C II, C III and C IV. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 129 :603, 1998.
- [75] A. Kramida, Yu. Ralchenko, and J. Reader NIST ASD Team. *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1)*.
- [76] M. Koubiti, T. Nakano, H. Capes, Y. Marandet, L. Mouret, J. Rosato, and R. Stamm. Broadening of Lithium-like carbon spectral lines emitted in Tokamak plasmas. In *34<sup>th</sup> EPS Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion*, Warsaw, 2-6 July 2007, 2007. ECA Vol. **31 F** P-2.128.
- [77] M. Koubiti, T. Nakano, H. Capes, S. Ferri, L. Godert-Mouret, Y. Marandet, J. Rosato, and R. Stamm. On the use of spectral lines emitted by carbon ions for plasma diagnostics in magnetic fusion devices. In *Spectral Line Shapes Vol. 15*,. AIP Conf. Proc. **1058** 207, 2008.

- [78] M. Koubiti, T. Nakano, H. Capes, S. Ferri, L. Godbert-Mouret, Y. Marandet, J. Rosato, and R. Stamm. Investigation of the C IV line broadening mechanisms for plasma diagnostics in magnetic fusion devices,. *J. Nucl. Mater.*, 390-391 :1142, 2009.
- [79] M. Koubiti, T. Nakano, H. Capes, Y. Marandet, L. Mouret, J. Rosato, and R. Stamm. Diagnostics of tokamak divertor plasmas by Stark broadening of impurity emission lines. In *37<sup>th</sup> EPS Conf. on Plasma Physics*,, Dublin, 21-25 June , 2010, 2010. ECA Vol. **34 A** P5-116.
- [80] M. Koubiti, T. Nakano, Y. Marandet, L. Mouret, J. Rosato, and R. Stamm. Contributions to Stark-Doppler broadening of carbon impurity lines to the analysis of tokamak divertor plasmas. In *J. Phys. : Conf. Ser.* **397**, 012025, 2012.
- [81] M. Koubiti, T. Nakano, L. Godbert-Mouret, Y. Marandet, J. Rosato, and R. Stamm. Diagnostics of JT-60U divertor plasma by Stark-Doppler broadening of carbon spectral lines,. *J. Nucl. Mater.*, 451 :S1151, 2011.
- [82] B. Pégourié. Review : Pellet injection experiments and modelling. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 49 :R87, 2007.
- [83] H. Nozato et al. A dependence of carbon impurity transport coefficients on fuel ions in hydrogen and helium plasmas of large helical device. *Phys. Plasmas*, 13 :092502, 2006.
- [84] M. Goto, S. Morita, and M. Koubiti. Spectroscopic study of carbon pellet ablation clouds,. *J. Phys. B. : At. Mol. Opt. Phys.*, 43 :144023, 2010.
- [85] M. Koubiti, M. Goto, S. Ferri, S. B. Hansen, and E. Stambulchik. Line-shape code comparison through modeling and fitting of experimental spectra of the c II 723-nm line emitted by the ablation cloud of a carbon pellet. *Atoms*, 2 :319–333, 2014.
- [86] I. P. Grant, B. J. McKenzie, P. H. Norrington, D. F. Mayers, and N. C. Pyper. An atomic MultiConfiguration Dirac-Fock package. *Comput. Phys. Commun.*, 21 :207–231, 1980.
- [87] M. F. Gu. The Flexible Atomic Code. *Canadian Journal of Physics*, 86 :675–689, 2008.
- [88] H. R. Griem, M. Blaha, and P. C. Kepple. Stark-profile calculations for lyman-series lines of one-electron ions in dense plasmas. *Phys. Rev. A*, 19 :2421–2432, 1979.
- [89] S. Ferri, A. Calisti, C. Mossé, L. Mouret, B. Talin, M. A. Gigosos, M. A. Gonzalès, and V. Lisitsa. Frequency-fluctuation model applied to stark-zeeman spectral line shapes in plasmas. *Phys. Rev. E*, 84 :026407, 2011.
- [90] S. Alexiou, M. S. Dimitrijević, S. Sahal-Brechot, , E. Stambulchik, B. Duan, D. Gonzalez-Herrero, and M. Gigosos. The second workshop on lineshape code comparison : Isolated lines. *Atoms*, 2 :157–177, 2014.
- [91] S. Sahal-Bréchet, M. S. Dimitrijević, and N. Moreau. *Stark-B Database*.
- [92] A. Conrad. Modélisation et analyse des spectres d’émission des nuages d’ablation de pellets injectés dans un stellarator. Rapport de stage de M2 de physique, spécialité Rayonnement, Energie, Spectroscopies, Aix-Marseille Université, 2014.



## Sélection d'articles

1. Analysis of asymmetric  $D\alpha$  spectra emitted in front of a neutralizer plate of the Tore-Supra ergodic divertor.
2. Smooth line merging into the continuum and Stark broadening of deuterium Balmer lines for plasma diagnostics.
3. Stark broadening of high-members of the helium diffuse series in divertor plasmas
4. Density diagnostics using Stark broadening of He I spectral line emission from Rydberg levels.
5. Investigation of C IV line broadening mechanisms for plasma diagnostics in magnetic fusion devices.
6. Diagnostics of JT-60U divertor plasmas by Stark-Doppler broadening of carbon spectral lines.
7. Characterisation of the JT-60U divertor plasma region during the formation of a strong radiation.
8. Spatial characterization of a divertor in the presence of an X-point MARFE by collisional-radiative modeling and line profile calculations.
9. Impact of differing electron and ion temperatures on emission lines of impurities in tokamak divertors.
10. Spectroscopic study of a carbon pellet ablation cloud.
11. Line-shape code comparison through modeling and fitting of experimental spectra of the C II 723-nm line emitted by the ablation cloud of a carbon pellet.