

François Ryter

**Etude Expérimentale du Transport Electronique
de la Chaleur dans les Tokamaks**

**Experimental Study of Electron Heat Transport
in Tokamaks**

**IPP II/11
July, 2006**

Abstract

Transport phenomena in tokamak plasmas determine directly the performance of the device. In future fusion reactors, about two thirds of the heating power delivered by the alpha particles will be driven in the electron channel. Therefore, electron heat transport plays a crucial role in fusion processes.

Transport theory indicates that electron heat transport is dominated by turbulent phenomena because their effects are larger by one to three orders of magnitude compared to diffusion due to collisions. Among the possible candidates, turbulence driven by trapped electron modes (TEM) is the most probable type in plasmas with dominant electron heating. We describe and discuss the main properties of this type of turbulence, namely the existence of a threshold and the stabilisation at high collisionality. We also introduce a simple empirical model based on the existence of a threshold, which reproduces well the experimental observations.

The experiments have been performed with dominant electron heating provided by the electron cyclotron resonance system. The conditions were chosen such that the TEM driven turbulence dominates: low collisionality and high electron temperature. The experimental results and the comparison with theory indicate indeed that this turbulence type dominates. The threshold has been evidenced experimentally thanks to the combination of steady-state analyses and dynamical response of the electron temperature to power modulation. The empirical model reproduces the data with accuracy. In addition, the threshold value agrees to that predicted by theory.

The specific property of the TEM stabilisation by collisionality is also exhibited by our results. The combination of steady-state and dynamical data analysis is also essential here to assess the interpretation. The results show that when the TEM modes are stabilised, the electron heat flux is driven by an ion-driven turbulence (ITG). Thus, one observes a TEM-ITG transition in electron heat transport when collisionality is increased. This effect is coherent with observations made otherwise in particle transport studies for which a sign inversion of the pinch occurs at the TEM-ITG transition.

Etude Expérimentale du Transport Electronique de la Chaleur dans les Tokamaks

François Ryter

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik,

EURATOM Association, D-85748 Garching, Germany

ryter@ipp.mpg.de

Thèse d'Habilitation à Diriger des Recherches

Soutenue le 12 Juin 2006

à l'Université de Provence Aix-Marseille I

Composition du jury:

M.M.

P. Beyer	Maître de Conférences à l'Université de Provence Aix-Marseille I
G. Bonhomme	Professeur à l'Université Henry Poincaré Nancy-I Rapporteur
X. Garbet	Chercheur au CEA/DSM/DRFC Cadarache Président
R. Stamm	Professeur à l'Université de Provence Aix-Marseille I Rapporteur
U. Stroth	Professeur à l'Université de Stuttgart Rapporteur

Remerciements

Ce document présente des résultats d'expériences effectuées au Max-Planck-Institut für Plasmaphysik à Garching (IPP-Garching) sur le tokamak ASDEX Upgrade. Ils couvrent une période d'environ six ans, depuis 1999. Au cours de ces années, le support des équipes techniques et de nombreux collègues a été essentiel et sans eux ce travail n'aurait pas été possible. Je remercie tout particulièrement F. Leuterer, A. Manini, F. Monaco, M. Münich, H. Schütz et D. Wagner du groupe ECRH. Ils ont non seulement conçu, construit et fait fonctionner une installation de haute qualité, mais ont aussi patiemment ajusté les angles des miroirs et polariseurs, ainsi que la fréquence et la profondeur de la modulation requis au cours des nombreuses heures d'expériences. De surcroît, F. Leuterer, notre chef de groupe et ami de longue date, a toujours su, par ses questions et suggestions, inciter à améliorer et approfondir nos études. Son départ à la retraite coïncide avec la fin de ce travail et je lui exprime ici toute ma gratitude pour les longues années de notre travail commun. D'autre part, les résultats n'existeraient pas sans le diagnostic de mesure de la température électronique par émission cyclotronique et toute ma reconnaissance va à son excellent et très dévoué responsable W. Suttrop.

La physique expérimentale gagne grandement à être guidée par la théorie dans l'interprétation des données. Ce travail ne serait de loin pas ce qu'il est sans la collaboration avec la division théorique à IPP-Garching. Je remercie particulièrement chaleureusement C. Angioni, A.G. Peeters et G. Pereverzev à qui je suis infiniment reconnaissant, non seulement pour leurs très nombreuses explications mais aussi pour leurs contributions directes dans l'interprétation physique des expériences.

Notre travail sur le transport électronique de la chaleur n'est pas restreint à ASDEX Upgrade mais il a aussi été mené dans un cadre international, en interaction étroite avec d'autres laboratoires. Je remercie particulièrement ici X. Garbet, F. Imbeaux, A. Jacchia et P. Mantica.

Ce travail a été chaleureusement encouragé par notre chef de département Prof. Hartmut Zohm et par la direction de l'institut à qui j'exprime ma grande reconnaissance pour leur support.

C'est avec grand plaisir que remercie les membres du jury: G. Bonhomme, R. Stamm, U. Stroth, qui ont accepté la tâche de rapporteur, P. Beyer et finalement X. Garbet qui en a assuré la présidence.

La soutenance de cette thèse s'est déroulée dans des conditions logistiques un peu inhabituelles en raison de la distance séparant Marseille de Garching. Elle a été grandement facilitée par l'aide de R. Stamm et de plusieurs de mes amis de Provence, parmi lesquels j'exprime toute ma gratitude à P. Monier-Garbet qui a pris en main l'organisation de l'épilogue.

Résumé

Les phénomènes de transport dans les plasmas de tokamaks déterminent de façon décisive les performances de la production d'énergie par les réactions de fusion thermonucléaire. Dans les réacteurs futurs, la puissance délivrée par le freinage des particules alpha chauffera les électrons dans une proportion d'environ deux tiers par rapport aux ions. Le transport électronique de la chaleur sera donc un élément primordial des processus de fusion. Une étude expérimentale de cette question est présentée dans ce travail.

Les études théoriques indiquent que le transport électronique de la chaleur est complètement dominé par des phénomènes de turbulence car leur contribution est supérieure de un à trois ordres de grandeur à la diffusion due aux collisions. Parmi les types de turbulence possibles, celui excité par les modes d'électrons piégés (TEM) semble être le plus probable dans les cas avec chauffage électronique dominant. Dans l'introduction théorique nous en décrivons et discutons les caractéristiques essentielles que sont l'existence d'un seuil et un effet stabilisant de la collisionnalité. Un modèle empirique simple basé sur l'existence d'un seuil, qui reproduit bien les données expérimentales, est décrit et analysé.

Les expériences ont été conduites avec chauffage électronique dominant fourni par le système cyclotronique électronique et réalisées dans des conditions où la turbulence TEM est la plus probable: faible collisionnalité et température des électrons supérieure à celle des ions. Les résultats expérimentaux et la comparaison avec les prédictions théoriques indiquent en effet que celle-ci domine le transport. L'existence du seuil est démontrée expérimentalement grâce à la combinaison de l'analyse statique et de la réponse dynamique de la température électronique à une modulation de la puissance de chauffage. L'interprétation simultanée des données statiques et dynamiques est une contrainte sévère pour l'interprétation et laisse peu de choix dans les possibilités. Le modèle empirique reproduit les données expérimentales avec précision. De plus, la valeur du seuil correspond aux résultats théoriques déduits de calculs gyro-cinétiques linéaires.

La propriété spécifique des TEM qu'est leur stabilisations par la collisionnalité est démontrée par les résultats expérimentaux. Là aussi, les études statiques et dynamiques sont interprétées simultanément et se complètent mutuellement. Elles montrent que le flux électronique de chaleur est assuré par une turbulence de type ionique (ITG) quand les modes TEM sont stables. On observe donc une transition TEM-ITG pour le transport électronique quand la collisionnalité dépasse une certaine valeur, en accord avec les analyses théoriques. Notons que cet effet agit aussi sur le transport des particules par un changement de signe du terme de convection à la transition. Des études correspondantes faites par ailleurs sur ce sujet sont cohérentes avec celles présentées dans ce mémoire.

Table des matières

1	Introduction	3
1.1	Motivation	4
1.2	Confinement et transport	5
1.3	Dispositif expérimental et expériences	7
2	Eléments de physique du transport	9
2.1	Base théorique du transport turbulent	10
2.1.1	Approche cinétique	11
2.1.2	Approche fluide	15
2.1.3	Types de turbulence	20
2.2	Méthodes d'analyse du transport	30
2.2.1	Equation de diffusion de la chaleur	30
2.2.2	Bilan d'énergie	32
2.2.3	Transport transitoire	34
3	Modèle empirique du transport électronique de la chaleur	47
3.1	Description et propriétés générales	47
3.2	Application au transport transitoire	51
3.3	Exemples de simulations numériques	54
4	Comportement des profils de température électronique	69
4.1	Résilience des profils de température	69
4.2	Résilience dans ASDEX Upgrade	73
4.3	Chauffage hors axe	77
4.4	Chauffage hors axe et modulation	80

4.5	Effet isotopique: hydrogène et deutérium	86
5	Détermination expérimentale des modes d'électrons piégés	91
5.1	Expériences de variation du gradient	92
5.2	Détermination du seuil des modes TEM	101
5.3	Mise en évidence de la stabilisation des modes TEM par les collisions	107
5.4	Transport local ou non-local?	112
6	Conclusion	117
A	Le tokamak ASDEX Upgrade	121
B	Sélection de publications	127

Chapitre 1

Introduction

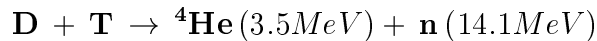
La fusion thermonucléaire possède toutes les propriétés requises pour une source d'énergie d'avenir. Elle ne produit pas de CO_2 , le combustible, des isotopes de l'hydrogène, est inépuisable et n'implique aucune dépendance économique ou politique. Le temps de décroissance radio-actif de tous les déchets radio-actifs après l'arrêt du réacteur est de l'ordre d'une centaine d'années, beaucoup plus court que dans le cas des réacteurs à fission et donc sur une échelle de temps humaine.

La réaction de fusion qui présente la plus grande section efficace est celle qui réunit un noyau de deutérium et un noyau de tritium. Une des possibilités pour produire cette réaction de fusion en laboratoire est celle de la «fusion magnétique». Dans ce concept, un plasma composé du mélange isotopique requis est confiné dans une configuration magnétique appropriée et doit être chauffé à la température d'environ 10 keV (voir par exemple [1] p. 11). Sur cette voie, les dispositifs actuellement les plus avancés sont les *tokamaks*. La possibilité de produire effectivement une puissance de fusion notable, basée sur un mélange D-T, a été démontrée dans deux tokamaks, JET en Europe et TFTR aux USA. Les puissances de fusion produites pendant environ 1 seconde étaient de 16.1 MW dans JET [2] et 10.7 MW dans TFTR [3]. La décision a été prise en Juin 2005 de construire le tokamak ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) qui devrait produire 500 MW de puissance de fusion pendant un temps supérieur à 300 secondes. C'est une

conséquence des bons résultats obtenus dans les tokamaks et un pas décisif vers l'application industrielle de la fusion thermonucléaire. Cependant, la prédiction et la préparation des plasmas dans ITER seraient mieux assurées, si certaines questions physiques étaient plus complètement comprises. Un de ces sujets est le transport de chaleur, qui détermine directement les performances de la machine et dont la contribution par les électrons est le sujet de ce mémoire.

1.1 Motivation

Dans un futur réacteur de fusion, la puissance vient de l'énergie libérée par la réaction entre un noyau de deutérium et un noyau de tritium, de laquelle résulte une particule alpha et un neutron:



L'énergie totale libérée par cette réaction est de 17,6 MeV répartie comme indiqué par la formule. La section efficace de cette réaction augmente fortement avec la température jusqu'à un maximum un peu au-dessus de 100 keV. Prenant en compte le taux de réaction d'un plasma D-T, on montre que la température ionique devra être de l'ordre de 10 à 20 keV dans un futur réacteur. Les particules alpha à 3.5 MeV sont confinées dans le plasma et participent au chauffage nécessaire à maintenir la température à la valeur désirée. La puissance des particules alpha est environ 1/5 de la puissance totale libérée par la réaction, le reste étant transporté par les neutrons à 14.5 MeV. Ceux-ci ne sont pas confinés par la structure magnétique, sortent librement du plasma et déposent leur énergie dans des ralentisseurs. Un chauffage dit «additionnel» est nécessaire, au moins pour amener le plasma à la température à laquelle la puissance de fusion domine. Les expériences de fusion D-T dans TFTR et JET, ont permis de confirmer la physique du freinage des particules alpha.

Les particules alpha, très énergétiques par rapport aux ions et électrons thermiques, chauffent en premier lieu les électrons. Le chauffage des ions provient

seulement en partie des particules alpha, quand elles ont été fortement ralenties, et en partie de l'échange collisionnel énergétique entre électrons et ions. Une grande partie de l'énergie délivrée par les alphas passe donc par le canal électronique ce qui motive les études pour comprendre mieux le transport électronique de la chaleur dans les tokamaks. Le travail présenté ici contribue à cet objectif.

1.2 Confinement et transport

Un des critères essentiels pour la fusion est le temps global de confinement de l'énergie τ_E . Celui-ci a été l'objet d'innombrables études depuis plusieurs décennies, pour comprendre les phénomènes de transport et améliorer le confinement. En particulier, les plasmas sont chauffés par chauffage additionnel pour étudier son comportement à haute température. Un pas décisif a été effectué dans la découverte du *mode H* dans ASDEX [4], «H pour High confinement», par opposition au *mode L*, «L pour Low confinement». Dans le mode H le confinement est environ deux fois plus élevé que dans le mode L. Il a été reconnu rapidement que cette amélioration était due à une forte réduction du transport au bord du plasma, dans une région radiale étroite appelée barrière de transport [5]. Ce régime favorable de confinement s'est révélé universel et il est envisagé comme «scénario de référence» pour ITER. Il est obtenu facilement et largement utilisé dans la plupart des tokamaks actuels. Le passage du mode L au mode H, la *transition LH*, nécessite une puissance de chauffage de seuil à laquelle un changement rapide a lieu. Le seuil en puissance de la transition LH dépend essentiellement de la densité du plasma et du champ magnétique. Pour ASDEX Upgrade une formule approchée est donnée par $P_{LH} = 0.18\bar{n}_e B_T$ [MW, 10^{19}m^{-3} , T] qui conduit à des valeurs typiques entre 1 MW et 2 MW, [6, 7, 8]. Des informations plus détaillées sur les propriétés de la transition LH dans ASDEX Upgrade et d'autres tokamaks peuvent être trouvées dans [9, 10]. Le temps de confinement dans les modes L et H a été étudiés dans tous les tokamaks. Ceci a en particulier

conduit à des lois d'échelle qui permettent de comparer les résultats dans les différentes machines et de faire des prédictions pour ITER. Pour le mode L, la loi encore la plus couramment utilisée actuellement est donnée dans [11]. Pour le mode H de nombreuses expressions ont été développées au cours des deux dernières décennies, par exemple [12, 13, 14, 15]. Les lois d'échelle de confinement expriment, pour le mode L comme pour le mode H, le temps global de confinement en fonction des paramètres contrôlables tels que courant plasma I_p , champ magnétique B_T , densité moyenne \bar{n}_e et puissance de chauffage P . La taille de la machine joue un rôle essentiel, par le grand rayon R et le rapport d'aspect inverse $\epsilon = a/R$, où a est le petit rayon du tore. Il est aussi observé que l'isotope utilisé joue un rôle, le confinement est meilleur en deutérium qu'en hydrogène, ce que l'on appelle l'*effet isotopique*. Il est pris en compte dans les lois de confinement par la masse atomique moyenne du plasma M_{eff} .

On écrit généralement les lois d'échelle du confinement sous la forme:

$$\tau_E \propto M_{eff}^{\alpha_M} I_p^{\alpha_I} B_T^{\alpha_B} n_e^{\alpha_n} P^{\alpha_P} R^{\alpha_R} \epsilon^{\alpha_\epsilon}$$

Les valeurs des exposants données par les différentes lois d'échelle couvrent approximativement les plages suivantes: α_M : 0.2 à 0.5, α_I : 0.7 à 1.0, α_B 0.0 à 0.3, α_n : 0.0 à 0.4, α_P : -0.55 à -0.7, α_R : 1.90 à 2.2, α_ϵ : 0.23 à 0.69. D'autres paramètres, tels que ceux la géométrie du plasma, élongation et la triangularité, jouent des rôles moins importants. De cela nous retenons les points essentiels et bien établis: une forte augmentation de τ_E avec la taille et le courant I_p , un effet positif modeste de la masse du plasma et une dégradation considérable avec la puissance.

Du point de vue du transport de la chaleur et des particules, on distingue habituellement dans un tokamak trois régions concentriques, correspondant à différents domaines du rayon normalisé ρ . La partie centrale (typiquement $\rho < 0.3$) est généralement affectée par une instabilité magnétohydrodynamique cyclique qui éjecte énergie et particules de la partie intérieure. C'est l'activité des *dents de scie*. Cet effet peut dominer les phénomènes de trans-

port au centre. Au bord du plasma (typiquement $\rho > 0.8$) d'autres types d'instabilités magnétohydrodynamiques jouent un rôle, surtout en mode H, ainsi que les phénomènes atomiques d'ionisation, recombinaison et d'échange de charge. Ces diverses pertes rendent l'estimation du transport sous-jacent très difficile. La région intermédiaire ($0.3 \leq \rho \leq 0.8$) est appelée *région de confinement*. Elle n'est généralement pas affectée par des phénomènes magnétohydrodynamiques, et les pertes par rayonnement y sont faibles. C'est la région dans laquelle le transport peut être étudié le plus précisément expérimentalement et où les études présentées ici ont été faites. Finalement, rappelons que dans certains scénarios particuliers des *barrières de transport internes* peuvent être créées. Elles correspondent à une réduction locale du transport, analogue à celle donnant lieu au mode H, et engendrent de forts gradients de température et parfois de densité dans la zone de confinement. Ces scénarios sont dits *avancés* par contraste aux *scénarios conventionnels* que sont les modes L et H. Dans notre travail nous n'utilisons que ces derniers.

1.3 Dispositif expérimental et expériences

Dans ce mémoire nous présentons des études expérimentales du transport électronique de la chaleur effectuées dans le tokamak ASDEX Upgrade. Cependant, des données d'autres tokamaks ont aussi été analysées et certaines de nos expériences ont été reproduites dans d'autres tokamaks. Le tokamak ASDEX Upgrade est une machine de taille moyenne dont l'agencement des bobines de champ magnétique et la forme du plasma sont très semblables à ceux d'ITER. ASDEX Upgrade possède tous les diagnostics et systèmes de chauffage habituels d'un tokamak actuel (voir annexe B). En particulier, il est doté d'un système de chauffage par micro-onde à 140 GHz qui interagit avec le plasma dans le domaine de la fréquence cyclotronique électronique. Ce système, que nous noterons ECH dans la suite, a été installé par étapes entre 1995 et 2000. Les sources sont des gyrotrons qui fournissent 0.5 MW pendant des pulses de 2 secondes. Il comporte dans sa phase complète 4

faisceaux micro-onde injectés dans le plasma par des systèmes de miroirs indépendants, ce qui offre une grande flexibilité de la localisation de la puissance. La puissance est déposée exclusivement dans le canal électronique avec une absorption au premier passage de 100% généralement. De plus, pour chaque faisceau, le profil de dépôt de puissance est bien défini et étroit (2 à 3 cm) et sa localisation est déterminée avec précision par la position des miroirs et la valeur du champ magnétique. Nos expériences, qui ont débuté avec un premier et unique gyrotron, ont gagné en possibilités au fur et à mesure de la mise en service des faisceaux suivants. Pour nos études, les conditions des plasmas ont été choisies de telle sorte que les électrons puissent être analysés en minimisant les influences parasites, dues par exemple à des interactions avec les ions. Les méthodes d'analyse combinent bilan d'énergie, réponse dynamique et modélisation.

La suite de ce mémoire comprend 5 chapitres. Le chapitre suivant présente des notions théoriques de base sur le transport et décrit les méthodes d'analyses. Dans le chapitre 3 nous décrivons un modèle de transport empirique développé initialement dans cadre des résultats obtenu dans ASDEX Upgrade et étendu ensuite à d'autres tokamaks. Les chapitres 4 et 5 présentent les résultats expérimentaux et leur interprétation. Ils traitent du comportement des profils de température électronique et de la mise en évidence expérimentale des propriétés d'un type de turbulence responsable du transport électronique de la chaleur. Les conclusions et quelques questions ouvertes sont discutées dans le dernier chapitre. Deux annexes contiennent, l'une une brève description du tokamak ASDEX Upgrade, des diagnostics essentiels et du chauffage ECH, l'autre les principales publications liées à notre travail et auxquelles nous ferons souvent référence.

Chapitre 2

Eléments de physique du transport

Dans ce chapitre nous donnons quelques notions de base de la théorie du transport dans les plasmas de tokamaks, destinées à faciliter la compréhension des études décrites dans les chapitres suivants.

La combinaison des trajectoires des particules chargées et des collisions entre particules détermine le transport dit *néoclassique* de la chaleur et des particules. Le transport néoclassique de la chaleur est particulièrement important pour le canal ionique où sa contribution est rarement négligeable et peut même être dominante. Cependant, il n'explique en général seulement qu'une partie du transport de la chaleur par les ions. Pour les électrons, le transport néoclassique est, suivant les conditions, 10 à 1000 fois plus faible que celui mesuré expérimentalement. Il est donc négligeable et ne peut en aucun cas expliquer les valeurs mesurées. Donc, pour les deux espèces un autre effet physique, au moins, est requis pour expliquer les valeurs mesurées du transport de chaleur. De nombreux travaux théoriques et expérimentaux suggèrent de façon convaincante que des phénomènes de micro-turbulence sont la cause du transport de chaleur qui s'ajoute au transport néoclassique. Il existe un large consensus sur ce point. Ce transport, dit *turbulent*, est essentiel pour tous les canaux. Il influence ou même détermine complètement le transport de la chaleur et celui de toutes les particules, électron, ions et impuretés.

La turbulence est un exemple fondamental de dynamique non-linéaire. Un exemple bien connu est la turbulence fluide à trois dimensions. Dans celle-ci, les vortex de grande taille se subdivisent en cellules de plus en plus petites dans un procédé de cascade et l'amortissement s'effectue par viscosité sur les cellules de petite taille. Dans les plasma magnétisés, la turbulence est très anisotrope en raison du fort champ magnétique. Dans la direction parallèle au champ, la dynamique est semblable à celle d'un plasma non-magnétisé et dictée par les effets de dérive. Ceci cause une anisotropie des vortex dont la longueur de corrélation parallèle est 100 à 10000 fois plus grande que celle dans la direction perpendiculaire au champ. Dans le plan perpendiculaire au champ magnétique principal, la structure des cellules de turbulence ressemble à celle de la turbulence dans les fluides. Cependant l'évolution des vortex est inverse de celle des fluides isotropes et conduit à des cellules dont la taille augmente. L'amortissement s'effectue finalement sur les structures de grande taille. La turbulence dans un plasma magnétisé et le transport qui en découle constituent donc un domaine de la physique différent de celui des fluides. Il est l'objet d'une activité théorique et numérique intense. Des calculs non-linéaires de la turbulence sont maintenant possibles, permettant des comparaisons, encore rares, avec les observations expérimentales. Dans les sections suivantes nous donnons quelques bases très simples sur le transport turbulent.

2.1 Base théorique du transport turbulent

Les bases théoriques du transport turbulent sont présentées dans des revues telles que [16, 17, 18, 19, 20]. Les micro-instabilités qui en sont la cause ont des longueurs d'onde de l'ordre du millimètre, donc beaucoup plus petites que la taille des plasmas de tokamaks, d'où le nom de micro-turbulence. De nombreuses mesures confirment l'existence de fluctuations dans les plasmas de tokamaks [21, 22, 23, 24]. Cependant, à l'exception de celles faites dans l'extrême bord du plasma, ces mesures de turbulence ne fournissent pas de

valeurs des flux transportés. Elles ne permettent donc pas de comparaison quantitative avec les estimations faites d'autre part, par exemple par le bilan d'énergie.

Le transport turbulent affecte les canaux ioniques et électroniques. Le transport néoclassique de la chaleur pour les électrons étant très faible, on s'attend à ce que le transport turbulent joue un rôle primordial pour ce canal. Dans les études expérimentales présentées dans ce mémoire nous apportons des éléments qui confirment l'hypothèse que le transport de chaleur *électronique* est dû essentiellement au transport turbulent. Pour cette raison, nous présentons dans les deux paragraphes suivants quelques éléments théoriques sur le transport turbulent. Cette introduction n'a pas la prétention de couvrir ce vaste et complexe sujet théorique mais simplement d'introduire quelques notions utiles dans le cadre des études décrites ici.

Les calculs théoriques du transport peuvent être approchés soit par une étude cinétique des particules, soit par une méthode dite fluide qui prend en compte des valeurs moyennées. Ces deux points de vue sont esquissés dans les deux sections suivantes.

2.1.1 Approche cinétique

Dans un tokamak, le confinement des particules chargées est obtenu par une structure formée de lignes de champ magnétique de forme hélicoïdale qui décrivent des surfaces magnétiques toriques emboîtées les unes dans les autres. Les particules chargées, électrons et ions, sont «attachées» aux lignes de champ par leur mouvement cyclotronique, avec des rayons de Larmor respectifs ρ_e et ρ_i . Les ordres de grandeur typiques sont bien inférieurs au millimètre pour ρ_e et de l'ordre du millimètre pour ρ_i . Ce mouvement est rapide par rapport au déplacement dit du *centre-guide* de chaque particule le long des lignes de champ. L'évolution du centre-guide détermine le mouvement global des particules. En l'absence de perturbation, les trajectoires des centre-guides suivent approximativement les lignes de champ avec des déviations systématiques dues à des effets de dérive. Leur mouvement est

décrit par les équations de la mécanique Hamiltonienne. Il est instructif d'analyser le phénomène de diffusion pour le cas simple dit de *particule test*. Cette approche très simplifiée permet d'introduire quelques notions essentielles. Supposons que des fluctuations aléatoires de vitesse $\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ s'ajoutent au mouvement du centre-guide. Elles changent les trajectoires, induisant un écart moyen $\sigma(t)$ relatif à la trajectoire non perturbée. Dans le cas le plus simple de la marche au hasard, le mouvement radial des centre-guides est diffusif, $\sigma(t) = \sqrt{2Dt}$. Le coefficient de diffusion D est de l'ordre de

$$D \approx \langle \tilde{\mathbf{v}}^2 \rangle \tau_c$$

où le temps τ_c est un temps de corrélation des fluctuations de vitesse¹. Les crochets indiquent la moyenne sur le temps et l'espace. Des fluctuations de vitesse radiale peuvent être causées par des fluctuations de champ magnétique \tilde{B} dans la direction radiale autour d'un champ d'équilibre B_0 et/ou des fluctuations du champ électrique poloïdal \tilde{E} . Ces deux types de fluctuations conduisent respectivement aux deux expressions suivantes pour les coefficients de diffusion magnétique [26] et électrique [27]:

$$D_M \approx \left\langle \frac{\tilde{B}^2}{B_0^2} \right\rangle v_{\parallel}^2 \tau_c \quad D_{ES} \approx \left\langle \frac{\tilde{E}^2}{B_0^2} \right\rangle \tau_c$$

On parle de *turbulence magnétique* dans le premier cas et de *turbulence électrostatique* dans le second cas. Dans le cas de la turbulence magnétique la diffusion dépend de la vitesse car l'excursion radiale des particules est due à la déformation des lignes de champ magnétique et est liée au chemin parcouru. Dans le cas de la turbulence électrostatique la vitesse n'intervient pas car seule la force due au champ électrique importe. Si nous considérons dans cet exemple simple les particules passantes, le temps de corrélation peut être exprimé en fonction d'une longueur caractéristique des lignes de champ et de la vitesse parallèle des particules sous la forme : $\tau_c = L_c/v_{\parallel}$. Les coefficients D_M et D_{ES} s'écrivent alors:

1. En cette année 2005, il convient de souligner que cette expression a été dérivée par A. Einstein dans sa publication de Mai 1905 sur le mouvement Brownien [25].

$$D_M \approx \left\langle \frac{\tilde{B}^2}{B_0^2} \right\rangle L_c v_{\parallel} \quad D_{ES} \approx \left\langle \frac{\tilde{E}^2}{B_0^2} \right\rangle \frac{L_c}{v_{\parallel}}$$

Dans une turbulence magnétique les particules rapides diffusent plus vite que les particules lentes et inversement dans le cas électrostatique. Soulignons cependant que l'expression D_{ES} est imprécise pour les vitesses faibles, domaine dans lequel les particules piégées jouent un rôle important. De ces expressions il résulte aussi que les électrons et les ions diffuseraient de façon très différente, les électrons étant beaucoup plus rapides que les ions dans le rapport $\sqrt{m_i/m_e}$. En réalité, une séparation de charge significative n'est pas possible, car le champ électrique qui en résulte l'empêche. Le transport reste pratiquement ambipolaire comme les théories plus complètes le montrent.

Le calcul de la diffusion de particules test peut être traité efficacement par les méthodes développées pour l'étude du chaos Hamiltonien. Toute perturbation du champ électromagnétique dans un tokamak correspond à une perturbation de l'Hamiltonien. L'étude des trajectoires consiste à résoudre le problème d'un Hamiltonien d'équilibre faiblement perturbé, problème classique qui relève du théorème de stabilité de Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM). Des revues sur ce sujet sont données dans les références [28, 29]. Les résultats de cette approche montrent que, pour une perturbation faible, les trajectoires s'inscrivent sur des chaînes d'îlots dans l'espace des phases. Si l'amplitude de la perturbation augmente, un recouvrement des îlots a lieu ce qui conduit à un comportement chaotique des trajectoires. Un critère de recouvrement S entre deux îlots 1 et 2, dit de Chirikov, peut être défini: $S = (\delta_1 + \delta_2)/d_{1,2}$, où δ_1 et δ_2 sont les demi-largeurs des îlots et $d_{1,2}$ la distance entre leurs centres. Le chaos apparaît pour $S > S_c$, où S_c est un seuil dont la valeur approchée de 2/3 est fréquemment utilisée. Dans la limite $S \gg 1$ la dynamique des particules test est diffusive et une estimation des coefficients de diffusion, en régime saturé, est donnée par la théorie quasi-linéaire [30, 31]. Dans l'approximation quasi-linéaire on approche, sur le temps de corrélation τ_c , les

trajectoires perturbées par celles non-perturbées. Ceci est licite si, pendant le temps τ_c , la phase d'interaction entre la particule et le champ fluctuant a peu varié du fait de la diffusion de la particule. Cette hypothèse de faible variation de la phase est quantifiée par le temps dit de Dupree, τ_D , qui conduit au critère de validité de l'approximation de la théorie quasi-linéaire $\tau_c < \tau_D$. Cependant les études montrent que les trajectoires des particules test ne sont pas nécessairement représentatives des flux macroscopiques de particules et chaleur, comme le montre la comparaison avec l'approche fluide [32].

Une approche cinétique plus complète et considérablement plus complexe est apportée par la théorie *gyro-cinétique* développée en particulier dans [33, 34, 35, 36, 19, 20]. Dans ce cadre, la fonction de distribution de chaque espèce est alors solution d'une équation de Vlasov. L'équation de Vlasov exprime l'invariance de la fonction de distribution $F(\mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{t})$ le long des trajectoires, soit $dF/dt = 0$, ou encore dans la limite non-collisionnelle:

$$\partial_t F + \mathbf{v} \cdot \partial_x F + e/m(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \partial_v F = 0$$

En toute généralité, c'est une fonction dépendante du temps à six variables dans l'espace des phases. Cependant, comme nous l'avons indiqué plus haut, le mouvement des particules se décompose en un mouvement cyclotronique rapide et un mouvement plus lent du centre-guide. Dans le cas le plus courant où la fréquence des fluctuations est bien inférieure à la fréquence cyclotronique il suffit de considérer le mouvement du centre-guide, ce qui réduit le problème aux variables lentes du centre-guide, auxquels s'ajoutent le temps et le moment magnétique μ . Pour cette raison l'équation s'appelle «gyro-cinétique».

La manipulation de l'équation de Vlasov, lourde dans l'espace (\mathbf{x}, \mathbf{v}) , est plus aisée dans celui position-impulsion utilisant l'Hamiltonien du système. La description des solutions de cette équation déborde largement le cadre de ce travail. Signalons que dans le cas linéaire le plus simple, sans collisions, une solution analytique peut être trouvée. Les solutions de l'équation gyro-cinétique déterminent le type de turbulence dont nous parlerons plus loin,

ainsi que le transport de chaleur et de particules.

Le développement des moyens de calculs numériques permet maintenant de calculer de façon routinière et rapide les solutions *linéaires* de l'équation gyro-cinétique, incluant les collisions. Les résultats de tels calculs se limitent au mode le plus instable trouvé par le code et indiquent donc le type de turbulence qui domine. Les flux sont déterminés à une constante près par l'approximation quasi-linéaire pour ce mode. Ces calculs ne décrivent pas globalement le tokamak mais sont limités à une valeur du rayon, en d'autres termes à une surface magnétique. Ils ne fournissent pas non plus d'évolution temporelle. Les résultats présentés dans le chapitre 5 ont été calculés avec la version linéaire du code GS2 [37].

Les solutions gyro-cinétiques *non-linéaires* fournissent une description complète des modes de turbulence, prenant en compte leurs interactions. Ils fournissent une valeur absolue des flux ainsi que l'évolution temporelle [19, 20]. Les calculs sont considérablement plus compliqués et requièrent une puissance de calcul beaucoup plus grande que les calculs linéaires. Ils restent pour le moment le domaine d'un petit nombre de spécialistes et ne sont pas disponibles pour les études présentées ici.

2.1.2 Approche fluide

Bien que l'approche gyro-cinétique soit considérée actuellement comme décrivant le plus complètement le transport turbulent dans les plasmas de fusion, l'approche fluide, sans doute moins précise, permet en contrepartie de calculer, en fonction du temps, le transport de la chaleur et des particules sur tout le rayon du plasma. Les modèles basés sur l'approche fluide décrivent le transport de chaleur et de particules, calculé à partir de perturbations de vitesse causées par les modes instables qui sont solutions du système d'équations utilisé. Avec les moyens actuels de calcul numérique sur des ordinateurs courants, la vitesse est suffisante pour permettre aisément la modélisation de bases de données contenant quelques dizaines de cas. Les modèles fluide sont donc fort utilisés dans les études de transport.

Dans la description fluide du transport turbulent, les densités, vitesses moyennes et températures de chaque espèce sont calculées par les équations fluides qui sont les moments des équations cinétiques. Dans sa version la plus simple, le traitement fluide ne prend pas en compte les résonances onde-particule (effet Landau), ni les effets de rayon de Larmor fini, ni les particules piégées. L'effet Landau est inclus depuis quelques années [38] donnant les équations «Gyro-Landau-Fluid» prises en compte dans le modèle de transport GLF23 [39].

Les équations fluide utilisées dans le calcul du transport pour chaque espèce sont décrites en détail par Braginskii dans la revue [40]. Le système d'équations comporte pour chaque espèce une équation de continuité, une équation du mouvement, une équation de pression, auxquelles il faut ajouter les équations de Maxwell. De plus, l'échelle des fluctuations étant grande devant la longueur de Debye, l'équation de Poisson se réduit à une contrainte d'électroneutralité. Finalement, des conditions de fermeture du système sont ajoutées. Comme dans l'approche cinétique, la fréquence cyclotronique est très grande comparée aux fréquences typiques des fluctuations ce qui permet de résoudre les équations par des mouvements dans la direction perpendiculaire au champ d'équilibre. On obtient alors explicitement la vitesse et le flux perpendiculaires. Notons que ces calculs sont purement électrostatiques.

Dans l'approche fluide, les flux de particules Γ et de chaleur q , pour une instabilité électrostatique, s'écrivent respectivement en fonction des champs fluctuants

$$\Gamma = \langle \tilde{n} \tilde{V}_r \rangle \quad q = \frac{3}{2} \langle \tilde{p} \tilde{V}_r \rangle$$

où \tilde{n} et \tilde{p} sont les fluctuations de densité et pression respectivement.

Le flux de chaleur peut être décomposé en deux termes, l'un convectif q_n et l'autre conductif q_T

$$q_n = \frac{3}{2} T_0 \langle \tilde{n} \tilde{V}_r \rangle \quad q_T = \frac{3}{2} n_0 \langle \tilde{T} \tilde{V}_r \rangle$$

L'indice 0 est attribué aux variables à l'équilibre. Ces flux sont nuls si les quantités perturbées \tilde{n} ou \tilde{T} sont en quadrature de phase avec la vi-

tesse fluctuante, donc en phase avec le potentiel électrique fluctuant $\tilde{\Phi}$. Pour une population à l'équilibre thermodynamique, c'est à dire suivant la loi de Boltzmann

$$N = N_0 e^{\frac{e\Phi}{T_0}},$$

la relation pour les fluctuations de densité s'écrit

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_{e0}} = \frac{-e\tilde{\Phi}}{T_{e0}}$$

Cette équation montre que, dans ce cas, les fluctuations de densité et de potentiel sont en phase. Il en découle la propriété essentielle et générale appelée *réponse adiabatique*: pour un système à l'équilibre thermodynamique les flux sont nuls. En d'autres termes, si les fluctuations de densité peuvent suivre librement celles du potentiel les flux sont nuls. Par exemple, la réponse adiabatique est assurée par une population composée uniquement d'électrons passants non-collisionnels qui compensent instantanément toute variation de potentiel.

Les instabilités qui jouent un rôle dans le transport que nous étudions ici sont du type *onde de dérive* [17]. Cela signifie qu'elle sont induites par une des vitesses de dérive qui existent dans les plasmas. Cela est dû au fait que les vitesses de dérive couplent deux quantités, par exemple température et gradient de densité. Une approche très simplifiée d'un exemple d'onde de dérive en traitement fluide peut être faite en tenant compte du rapport de masse entre électrons et ions, qui se reflète aussi dans les vitesses par le rapport $\sqrt{m_i/m_e}$: on suppose les ions immobiles et les électrons sans masse. La résolution des équations du traitement fluide donnent, dans ce cas, pour la perturbation la solution appelée «onde de dérive électronique» qui est l'archétype de l'instabilité dans un plasma de tokamak. Dans un système toroïdal on définit l'angle poloïdal θ et l'angle toroïdal ϕ et on utilise une décomposition de Fourier. La perturbation radiale de densité s'écrit alors

$$\tilde{n}_e(\mathbf{x}, t) = \tilde{n}_e(r) e^{i(m\theta + n\phi - \omega t)}$$

m et n étant les indices poloïdaux et toroïdaux décrivant la structure de la perturbation. La pulsation est

$$\omega = k_\theta \mathbf{V}_{\mathbf{ne}}^* \quad (2.1)$$

où $k_\theta = m/r$ est le nombre d'onde poloïdal et $\mathbf{V}_{\mathbf{ne}}^*$ est la vitesse diamagnétique électronique qui s'écrit

$$\mathbf{V}_{\mathbf{ne}}^* = \frac{T_{e,0}}{eB} \frac{1}{n_{e0}} \frac{dn_{e0}}{dr}$$

L'équation 2.1 est la relation de dispersion d'une onde dérive, à la pulsation ω , notée ω_{ne}^* . Le traitement de la dynamique non-linéaire des ondes de dérive, couplage entre modes, requiert de prendre en compte un ordre supérieur dans la vitesse perpendiculaire des ions, ce qui conduit à l'équation de Hasegawa-Mima [41]. Dans cette approche l'hypothèse des ions froids $T_i = 0$ est conservée et la composante perpendiculaire est calculée avec la température électronique. Dans ce cadre, on introduit le rayon de Larmor des ions calculé avec T_e et noté ρ_s que nous rencontrerons encore plus loin. Soulignons dans la référence [41] l'une des premières comparaisons entre un spectre de fréquence calculé et celui déduit de fluctuations de densité mesurées peu avant [42]. Ces dernières, obtenues par diffusion cohérente, présentent les propriétés des ondes de dérive, en accord avec les prédictions théoriques. Cependant, le travail de Hasegawa-Mima ne décrit la turbulence dans un tokamak que très incomplètement car il n'inclut ni l'instabilité sous-jacente ni le transport.

Ces deux éléments apparaissent généralement si les électrons ne sont pas adiabatiques, par exemple en raison des collisions ou de la géométrie qui crée des électrons piégés comme nous le verrons plus dans le chapitre 5. Ceci introduit un déphasage entre les fluctuations de densité et de potentiel, ce que l'ont écrit pour l'onde de vecteur \mathbf{k} à la pulsation ω

$$\frac{\tilde{n}_{e,k,\omega}}{n_{e0}} = -(1 - i\delta_{k,\omega}) \frac{e\tilde{\Phi}_{k,\omega}}{T_{e0}}$$

Ce modèle appelé *i-delta* a été très largement exploité. Le terme $i\delta_{\omega,k}$, qui exprime le déphasage entre les fluctuations de densité et de potentiel, est essentiel car il introduit les deux éléments nécessaires: le caractère instable (si $\omega_{ne}^*\delta_{k,\omega} > 0$) et le transport. Dans le cadre de ce modèle le taux de croissance d'un mode s'écrit

$$\gamma_{k,\omega} = \frac{\delta_{k,\omega}}{(1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2)^2 + \delta_{k,\omega}^2} \omega_{ne}^*$$

La taille de la perturbation atteint un état stationnaire quand la croissance de l'instabilité est compensée par l'effet non-linéaire dominant qu'est la convection $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ dans la cellule de turbulence. Dans cet état, la turbulence est dite isotrope car les dimensions radiale et poloïdale des cellules sont comparables. L'estimation se fait dans l'approximation quasi-linéaire, donc en principe près du seuil en turbulence faible, pour un seul mode, indépendamment de possibles interactions avec d'autres modes [43]. Si l'on écrit respectivement δn_e et $\delta\Phi$ les racines carrées des moyennes quadratiques des fluctuations de densité et de potentiel, une estimation du niveau de fluctuations est alors donnée par:

$$\frac{\delta n_e}{n_{e0}} \approx \frac{e\delta\Phi}{T_{e0}} \approx \frac{\rho_i}{L_n}$$

L_n étant la longueur de gradient de la densité². Cette méthode, appelée *estimation de la longueur de mélange*, est très couramment utilisée dans les modèles de transport. On en déduit pour le coefficient de diffusion

$$\chi \propto \frac{\gamma}{k_{\perp}^2}$$

pris pour un mode donné, indépendamment des autres. En utilisant un argument de marche au hasard, cette approche permet d'estimer le coefficient de diffusion dit *gyro-Bohm* dû à de telles fluctuations

2. On utilisera souvent ρ_s au lieu de ρ_i dans cette expression.

$$\chi_{gB} = \frac{T_0}{eB_0} \frac{\rho_i}{L_T} \quad (2.2)$$

Ici aussi on utilise souvent ρ_s lieu de ρ_i . Le coefficient de gyro-Bohm, qui est caractéristique du transport causé par des fluctuations de micro-turbulence, est proportionnel à $T_0^{3/2}$. Cette propriété essentielle sera invoquée plusieurs fois dans la suite de ce travail.

Cette estimation a été étudiée et améliorée dans plusieurs travaux [44, 45, 46, 47, 17, 48]. Cependant le principe reste le même et il faut souligner que les flux que l'on en déduit ne sont définis qu'à une constante près. Ceci sera le cas pour les résultats des calculs gyro-cinétiques linéaires que nous présenterons plus loin.

Pour conclure, soulignons que même si l'approche fluide est moins complexe que les calculs gyro-cinétiques non linéaires, elle reste délicate. Les modèles fluides, développés par différents auteurs, ne donnent pas toujours des résultats identiques [49, 50] car certaines hypothèses, en particulier sur la fermeture du système, peuvent être différentes.

2.1.3 Types de turbulence

Les types de turbulence électrostatique responsables du transport dans les plasmas chauds de tokamak sont dus à des instabilités générées par les gradients de densité et de température ainsi que par la courbure. Elles sont du type onde dérive avec des fréquences dans le domaine de 1 kHz à 1 MHz, donc très inférieures à la fréquence cyclotronique ionique. La longueur d'onde parallèle est bien supérieure à la longueur d'onde perpendiculaire, celle-ci étant de l'ordre de grandeur du rayon de Larmor ionique.

Pour les ions, on identifie les modes de gradient de température ionique (Ion Temperature Gradient, en anglais) que nous noterons **ITG** et dont il existe deux branches. L'une dite en géométrie plane et l'autre en géométrie

toroïdale. Cette dernière nous intéresse ici car il apparaît qu'elle domine dans les plasmas de tokamaks [51]. Pour cette variante le facteur déstabilisant est dû à la courbure des lignes de champ et au gradient de température ionique. Elle est instable dans les régions du côté bas champ du tokamak, où les vecteurs de courbure et de gradient de température ionique sont opposés.

Pour les électrons, il existe deux types bien distincts d'instabilités. D'une part l'équivalent des ITG, noté **ETG**, dans lesquels les rôles des électrons et des ions sont échangés par rapport aux modes ITG. D'autre part, les modes d'électrons piégés (Trapped Electron Modes) que nous noterons **TEM**. Alors que les électrons passants sont adiabatiques comme nous l'avons vu plus haut, même dans la limite non-collisionnelle, l'existence d'une population d'électrons piégés sur les orbites bananes, [1] p. 129, empêche l'équilibration complète de la charge en réaction aux variations de potentiel ($\delta_{k,\omega}$ fini). En effet, la quasi-neutralité est une grandeur globale qui doit être satisfaite en tout point du plasma et prendre en compte tous les électrons. Ajoutant à cela l'effet du gradient de densité, l'instabilité TEM a été prédite théoriquement pour les tokamaks initialement dans [52]. Des travaux ultérieurs ont montré que d'autres effets physiques tel que la compression ou le gradient de température peuvent aussi générer cette instabilité [53, 54, 55, 56, 47]. Nous retiendrons que les modes TEM sont en particulier excités par la population d'électrons piégés, les gradients de densité et/ou de température.

Le système d'équations fluides pour les ions et les électrons décrivant les modes ITG et TEM peut être résolu analytiquement en faisant des hypothèses simplificatrices comme cela est décrit par exemple dans [57, 58, 59]. On suppose les ions froids et immobiles, les électrons ont une masse nulle. Les électrons sont séparés en une population de particules passantes pour laquelle la vitesse parallèle domine et une population piégée avec une vitesse perpendiculaire dominante. La fraction d'électrons piégés est $f_t = \sqrt{2\epsilon/(1+\epsilon)}$, où $\epsilon = r/R$ est l'inverse du rapport d'aspect. La fraction d'électrons passants est alors $1 - f_t$. Pour les électrons piégés, la vitesse moyennée sur une orbite est nulle et ils remplissent les mêmes conditions que les ions. Ils en résulte que

les équations pour les ions et pour les électrons piégés sont des expressions identiques qui concernent la direction perpendiculaire. Les électrons passants sont adiabatiques et ne contribuent pas à l'instabilité, mais dans la condition de quasi-neutralité les deux populations d'électrons doivent être prises en compte. Il résulte de ces hypothèses un système de cinq équations couplées, continuité et pression pour les ions et pour les électrons piégés, auxquelles s'ajoute la quasi-neutralité qui inclut ions, électrons passants et piégés. Ce système peut être résolu analytiquement dans la limite non-collisionnelle et donne les modes instables ITG et TEM. Les structures des modes instables et leurs taux de croissance sont décrits dans [57] où l'on trouvera les expressions analytiques. Les coefficients de diffusion de la chaleur et des particules pour les ions et les électrons sont déduits, pour chaque mode, par les estimations quasi-linéaires. Ceci donne le modèle de transport dit de Weiland, d'après le nom de son auteur principal [58]. Dans les calculs numériques on prend en compte seulement quelques modes instables qui sont considérés comme indépendants. Les valeurs des températures électronique et ionique, ainsi que de leurs gradients, déterminent les contributions respectives des ITG et TEM au transport dans les différents canaux. Dans le cas général, les modes ITG et TEM sont couplés mais dans certaines situations une branche domine. En particulier, dans le cas $T_e \gg T_i$ le transport électronique de la chaleur est dominé par la turbulence TEM dont les modes peuvent être considérés comme découplés des ITG. On peut tirer avantage de cette propriété dans les expériences en créant des plasmas à basse collisionnalité avec $T_e \gg T_i$ qui permettent d'étudier les propriétés des modes TEM dans des situations expérimentales bien définies, ce que nous décrirons plus loin.

L'excitation des modes TEM par la fraction d'électrons piégés a deux conséquences. Premièrement, le taux de croissance de ces modes augmente avec le rayon du plasma car $f_t \propto \sqrt{r}$: ils sont stables au centre et fortement instables vers le bord. Deuxièmement, les collisions redistribuent les électrons entre les populations passante et piégée ce qui réduit la fraction d'électrons piégés à rayon donné. La collisionnalité a donc un rôle stabilisant pour les modes TEM.

On utilise dans ce cas la *collisionnalité effective* $\nu_{eff} \propto \nu_{ei}/\omega_{ne}^*$, rapport de la fréquence de collision électron-ion à la fréquence de dérive électronique [60]. Une expression approchée est $\nu_{eff} \approx 0.1RZ_{eff}n_e/T_e^2$, où R est le grand rayon et Z_{eff} la charge effective, les unités sont [m, 10^{19}m^{-3} , keV]. La collisionnalité ne joue pas de rôle pour les modes ITG et ETG.

Notons encore que les longueurs d'ondes des ITG et TEM sont comparables et de l'ordre du rayon de Larmor des ions. En revanche, la longueur d'onde des ETG est de l'ordre de grandeur du rayon de Larmor des électrons. L'approximation de la longueur de mélange montre que le transport dû aux ITG et TEM est bien de l'ordre de grandeur des valeurs expérimentales, alors que pour les ETG il est beaucoup trop petit. Ces derniers ont donc été longtemps exclus de la liste des possibles contributions au transport électronique. Cependant, il a été montré récemment par des simulations gyro-cinétiques non linéaires que l'instabilité ETG donne lieu à des structures macroscopiques ayant une extension radiale de l'ordre de ρ_i (streamers) qui pourraient de ce fait générer un flux de chaleur significatif [61], ce qui suscite un renouveau d'intérêt pour ce type de turbulence.

Les trois types de modes (ITG, TEM et ETG) sont instables au-dessus de seuils respectifs en gradient normalisé de température, R/L_{T_i} pour les ITG, R/L_{T_e} pour les ETG et TEM. Pour les ITG il existe 2 expressions permettant de calculer simplement le seuil ITG. L'une est déduite analytiquement du système d'équations ITG-TEM indiqué plus haut et utilisée dans le modèle de Weiland. L'autre a été obtenue par des méthodes de régression sur des calculs gyro-cinétiques [19]. Cette dernière étant donnée pour les modes ETG, le rôle des électrons et des ions doivent être échangés. Ces deux formules donnent des valeurs comparables. Comme le seuil ITG ne joue qu'un rôle secondaire dans notre travail, précisons simplement que sa valeur est généralement de l'ordre de 5 à 7 et varie peu dans l'espace usuel des paramètres des plasmas de fusion conventionnels, donc sans barrière de transport.

Le seuil des TEM, en revanche, est essentiel dans notre étude et nous nous y attardons un peu. Comme nous l'avons indiqué plus haut les gradients

de densité et de température sont tous deux déstabilisants pour les modes TEM, ce qui doit être reflété dans le seuil. Les expressions analytiques du modèle de Weiland permettent de déduire des formules pour le seuil dans les cas séparés où soit le gradient de densité, soit celui de température est déstabilisant. Commençons tout d'abord par l'excitation due uniquement au gradient de densité, donc pour $R/L_{T_e} \approx 0$. Une expression a été développée dans ce cas qui donne un seuil $R/L_{n,crit}$ au-dessus duquel les modes TEM sont instables [59]:

$$\frac{R}{L_{n,crit}} = 2 \left[2 \frac{1 + f_t/\tau}{1 - f_t} + \frac{1}{\tau} - \sqrt{\left(2 \frac{1 + f_t/\tau}{1 - f_t} + \frac{1}{\tau} - 1 \right)^2 - \left(\frac{1 + \tau}{\tau} \right)} \right]^2 \quad (2.3)$$

où $\tau = Z_{eff} T_e/T_i$.

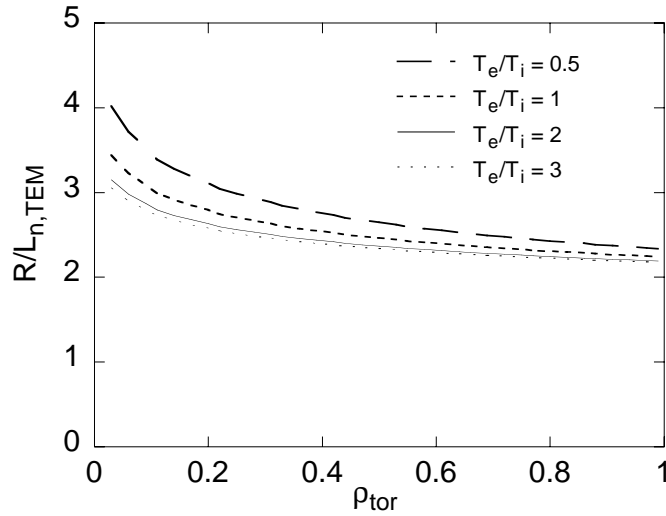


FIG. 2.1 – *Seuil en R/L_n pour les TEM d'après [59]. Les valeurs de T_e/T_i sont indiquées dans la légende et $Z_{eff} = 1.5$*

L'application à ASDEX Upgrade est indiquée dans la figure 2.1 pour différentes valeurs de T_e/T_i et pour une charge effective $Z_{eff} = 1.5$ constante sur le rayon. On remarque que les valeurs varient peu sur le rayon et sont faiblement influencées par T_e/T_i . Une valeur typique pour $R/L_{n,crit}$ est de l'ordre de 2.5. Donc, au-dessus de cette valeur, le gradient de densité peut

contribuer à la déstabilisation. Dans les expériences, les valeurs de R/L_n ne varient pas beaucoup dans la zone de confinement, et surtout, en pratique, elles ne peuvent pas être ajustées par un actuateur extérieur. Cela rend les vérifications expérimentales pratiquement impossibles.

En revanche, le gradient de température électronique peut être modifié de manière contrôlée par le chauffage, ce que nous montrerons dans les chapitres 4 et 5. Le seuil en gradient de température des TEM est donc important expérimentalement. Dans le cas de l'excitation par le gradient de température, une formule pour le seuil $R/L_{T_e,crit}$ est donnée par le modèle de Weiland [57]

$$\frac{R}{L_{T_e,crit}} = \frac{20}{9G_t} + \frac{2}{3} \frac{R}{L_n} + 2G_t \left[\frac{R}{2L_n} - 1 \right]^2 \quad (2.4)$$

où $G_t = f_t/(1 - f_t)$.

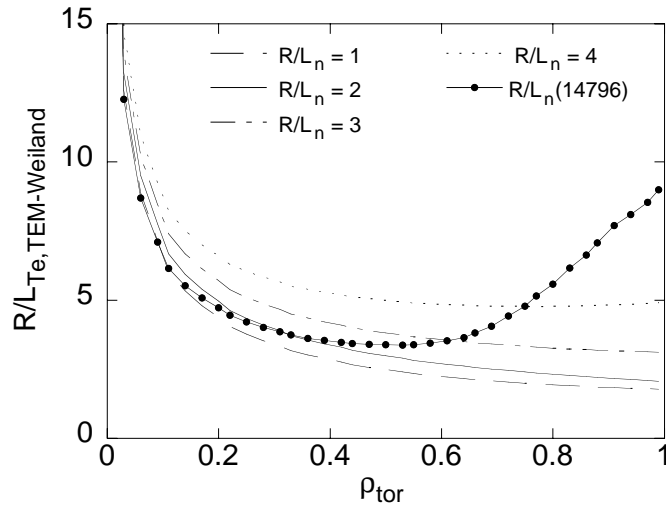


FIG. 2.2 – Seuil donné par la formule de Weiland, [57], pour différentes valeurs de R/L_n . Pour la décharge Nr. 14796 le profil expérimental de R/L_n a été utilisé.

Cette formule n'est valable que pour les valeurs petites de R/L_n . En effet, le gradient de densité y est stabilisant: $R/L_{T_e,crit}$ augmente avec R/L_n excepté pour les valeurs de f_t élevées et les valeurs de R/L_n très petites. Le seuil donné par la formule 2.4 est illustré dans la figure 2.2 pour quelques valeurs

de R/L_n représentatives de plasmas réels, mais constantes sur le rayon. De plus une courbe a été ajoutée qui prend en compte le profil expérimental de R/L_n pour la décharge Nr. 14796, représentative des études présentées dans les chapitres suivants. Dans ce cas, l'augmentation de $R/L_{T_e, crit}$ vers le bord est due aux grandes valeurs de R/L_n pour lesquelles la formule ne devrait pas être appliquée. Toutes les courbes indiquent clairement la divergence du seuil vers le centre du plasma due à la décroissance de f_t . Soulignons aussi la variation modérée de la valeur du seuil dont une valeur typique est 3.5 dans la zone de confinement ($0.25 < \rho < 0.8$).

Pour chaque point du rayon, les seuils $R/L_{n, crit}$ et $R/L_{T_e, crit}$ déterminent chacun une ligne de stabilité des modes TEM dans le plan $R/L_n - R/L_{T_e}$. Ceci est illustré dans la figure 2.3 pour les seuils pris à mi-rayon. Ce diagramme est schématique, mais des calculs gyro-cinétiques montrent que les propriétés essentielles sont reproduites.

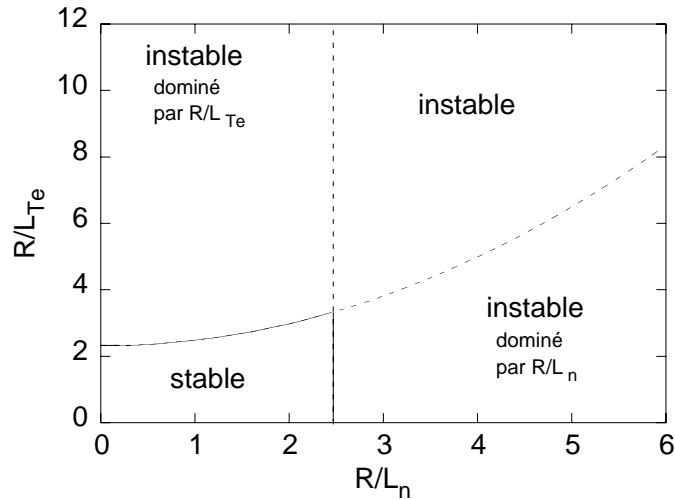


FIG. 2.3 – *Domaine de stabilité des modes TEM d'après les formules 2.3 et 2.4, estimées à mi-rayon ($f_t = 0.55$, $T_e/T_i = 2$).*

Une autre formule pour le seuil des TEM a été développée par A.G. Peeters à partir de calculs gyro-cinétiques linéaires [62]. Cette méthode permet de prendre en compte simultanément les effets de R/L_n et R/L_{T_e} , ainsi que d'autres éléments importants dans la stabilité des modes TEM que sont le

cisaillement magnétique \hat{s} et la collisionnalité ν_{eff} . La formule s'écrit:

$$\frac{R}{L_{T_e,crit}} = \frac{0.357\sqrt{\epsilon} + 0.271}{\sqrt{\epsilon}} \left[4.90 - 1.31\frac{R}{L_n} + 2.68\hat{s} + \ln(1 + 20\nu_{eff}) \right] \quad (2.5)$$

Notons ici l'effet déstabilisant de R/L_n . Cette expression donne un *seuil apparent* qui a été obtenu par extrapolation à partir des courbes du flux de chaleur q_e en fonction de R/L_{T_e} prises bien au-dessus du seuil, dans la région où q_e dépend presque linéairement de R/L_{T_e} . La valeur du seuil apparent est environ 60% au-dessus du seuil réel, en raison de la non-linéarité de la relation $q_e = f(R/L_{T_e})$ près du seuil [62]. Les résultats des formules 2.4 et 2.5, cette dernière réduite de 60% pour approcher le seuil réel, sont représentés dans la figure 2.4 pour le cas représentatif de la décharge Nr. 14796.

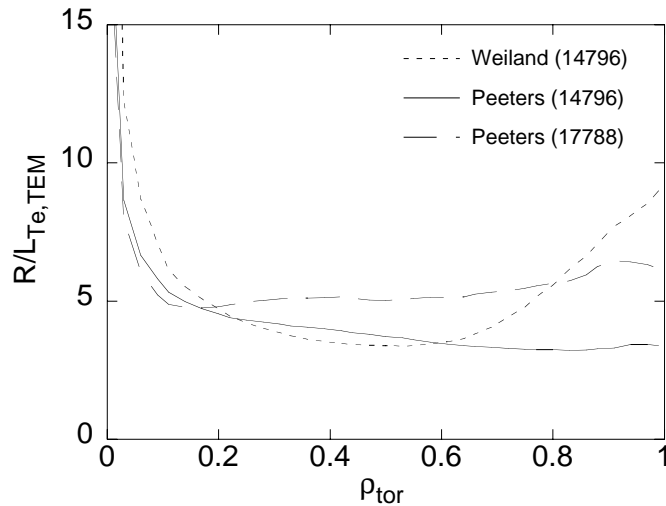


FIG. 2.4 – *Seuils donnés par les formules de Weiland et Peeters en fonction du rayon normalisé.*

Elles donnent des résultats semblables pour cette décharge à $q_{95} \approx 4$ qui produit un profil de \hat{s} dans un domaine habituel. Les variations de R/L_n , \hat{s} et ν_{eff} dans le domaine usuel induisent des variations d'environ $\pm 50\%$ autour de la courbe tracée dans la figure 2.4 pour la formule 2.5. Ceci est illustré par la décharge Nr. 17788, semblable à celle Nr. 14796 mais à bas courant

plasma ce qui donne $q_{95} \approx 9$ et des valeurs de \hat{s} et R/L_n plus élevées, ce qui augmente le seuil. En résumé, le seuil des TEM en R/L_{T_e} peut varier d'environ un facteur 2 autour de la valeur typique de 4 et il existe un seuil en R/L_n .

La turbulence ETG (avec streamers) étant aussi une possibilité pour expliquer le transport de chaleur électronique, il est utile de comparer le seuil pour ces modes avec celui des TEM. Une formule pour le seuil ETG a été publiée dans la référence [63]:

$$\frac{R}{L_{T_e,ETG}} = (1 + \tau)(1.3 + 1.91\hat{s}/q)(1 - 1.5\epsilon)[1 + 0.3(\kappa - 1)] \quad (2.6)$$

où κ est l'élongation du plasma et les autres symboles ont la même signification que plus haut. Notons que τ , donc T_e/T_i , joue un rôle important dans cette formule. Les seuils TEM et ETG sont illustrés dans la figure 2.5.

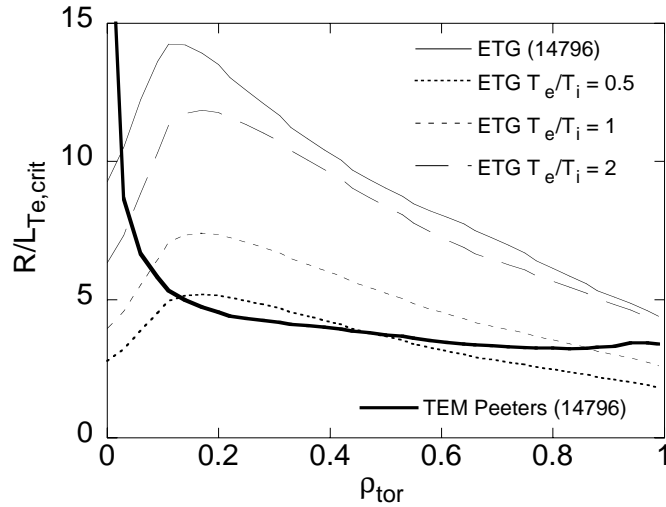


FIG. 2.5 – Seuils TEM et ETG en fonction du rayon normalisé. Pour le seuil ETG plusieurs valeurs de T_e/T_i ont été utilisées.

Celle-ci montre que pour des valeurs élevées de T_e/T_i le seuil ETG est clairement au-dessus du seuil TEM. La turbulence TEM sera donc certainement dominante. Dans ce cas, les propriétés des modes TEM peuvent être

étudiées dans des conditions expérimentales bien définies, ce que nous avons utilisé à plusieurs reprises dans nos études, comme cela sera montré plus loin. Cependant, si T_e/T_i approche 1, la turbulence ETG pourrait jouer un rôle essentiel.

Pour résumer cette partie, nous retiendrons que les modes TEM sont des candidats fort possibles pour expliquer le transport électronique de la chaleur dans les tokamaks, en particulier si $T_e > T_i$. Ils sont instables au-dessus d'un seuil qui dépend de R/L_{T_e} mais aussi de R/L_n . Une comparaison très récente pour les modes TEM a montré que les résultats donnés par les calculs gyro-cinétiques linéaires et non-linéaires diffèrent peu [64]. Donc dans ce cas, l'interaction entre modes joue peu de rôle. Ceci permet de réduire les analyses aux calculs linéaires. Finalement, les modes ETG pourraient jouer un rôle dans les cas où $T_e \approx T_i$ ou $T_e < T_i$.

Les types de turbulence que nous venons de décrire sont électrostatiques. Pour des valeurs élevées de la pression cinétique (plasmas à haut β) les effets de distorsion des lignes de champ par les fluctuations peuvent jouer un rôle et un traitement *électromagnétique* de la turbulence devient important. L'activité théorique sur ce sujet est encore en plein développement et la limite au-dessus de laquelle le traitement électromagnétique doit être appliqué est encore un sujet de controverses. Cependant, il semble clair que la valeur normalisée de β , β_N ([1] p. 320), doit être bien supérieure à 2. Les plasmas que nous avons utilisés sont à bas β avec $\beta_N \leq 0.5$, donc, dans notre cas le traitement électrostatique est bien suffisant. Soulignons finalement qu'une contribution provenant de turbulence purement magnétique ou de modes de ballonnement a été souvent discutée, mais ne semble pas jouer de rôle dans les plasmas chauds des tokamaks actuels et futurs. En revanche, dans le plasma froid du bord une contribution significative est fort possible, mais cela déborde le cadre de ce travail.

2.2 Méthodes d'analyse du transport

Les études du transport de la chaleur dans les expériences de recherches sur la fusion s'appuient sur les propriétés de l'équation de diffusion de la chaleur. Dans cette section nous en présentons les bases essentielles. Leurs applications dans les analyses expérimentales sont celles du *bilan d'énergie* et de la réponse dynamique à une perturbation. Comme le travail présenté ici est essentiellement centré sur le transport électronique de la chaleur, nous discuterons seulement les équations relatives aux électrons, celles des ions étant formellement identiques.

2.2.1 Equation de diffusion de la chaleur

La diffusion de la chaleur dans un tokamak est généralement décrite par une équation de diffusion usuelle. Rappelons en brièvement sa dérivation et ses éléments essentiels dans le cas des électrons. Les équations de conservation des flux de particules et de l'énergie pour les électrons s'écrivent respectivement:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \mathbf{div}(\Gamma_e) = S_e \quad (2.7)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial (n_e T_e)}{\partial t} + \mathbf{div}(q_e) = Q_e \quad (2.8)$$

Les variables Γ_e et q_e sont les flux de particules et de chaleur respectivement, alors que S_e et Q_e représentent les termes de sources et de pertes pour les particules et la chaleur. Généralement, la contribution essentielle à S_e est causée par l'ionisation des atomes qui entrent dans le plasma, provenant du gaz résiduel, du dégazage des parois et du gaz injecté pour contrôler la densité du plasma. Cette contribution s'atténue exponentiellement du bord vers le centre et est donc localisée très au bord. A l'intérieur du plasma, les réactions d'échange de charge déterminent S_e et leur contribution par le gaz neutre résiduel est généralement faible. En revanche, dans le cas du

chauffage par injection de neutres, la contribution des réactions d'échange de charges peut devenir non négligeable. Ceci ne sera pas le cas dans les études présentées ici. Les contributions à Q_e sont apportées par les sources des différents chauffages, ohmique et additionnels, ainsi que par l'échange collisionnel d'énergie entre électrons et ions. Ce dernier est soit positif soit négatif suivant les températures respectives. Les pertes dues au rayonnement sont importantes au bord mais négligeables dans la région de confinement des plasmas que nous considérons dans ce travail.

Les flux Γ_e et q_e peuvent être définis de la façon suivante :

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e + V n_e \quad (2.9)$$

$$q_e = -n_e \chi_e \nabla T_e + \frac{5}{2} \Gamma_e T_e + U n_e T_e \quad (2.10)$$

Ces flux comportent chacun un premier terme purement diffusif (D_e, χ_e) et une contribution convective définie par les autres termes. Les grandeurs D_e et χ_e sont les coefficients de diffusion (ou diffusivité) respectifs pour les particules et la chaleur. Les grandeurs V et U sont des vitesses qui définissent de possibles contributions convectives aux flux. Pour le transport des particules, la contribution convective, dirigée le plus souvent vers l'intérieur du plasma, est essentielle dans la détermination des profils de densité [60]. Ceci est clairement indiqué par le fait que les profils de densité sont piqués au centre alors que la source est au bord. Pour la chaleur, la convection est généralement faible comparée à la diffusion et peut être négligée ($U = 0$). Dans les plasmas que nous considérons ici, les sources de particules sont limitées à l'extrême bord et sont négligeables plus à l'intérieur, où nos analyses sont faites. Ainsi, si le profil de densité est à l'équilibre, ce que sera le cas ici, le flux de particule est nul ($\Gamma_e = 0$) et la contribution convective à q_e est nulle. Il en résulte la relation de Fourier très simple pour le flux de chaleur

$$q_e = -n_e \chi_e \nabla T_e \quad (2.11)$$

La combinaison de cette expression avec l'équation de conservation de l'énergie 2.8 conduit à l'équation de diffusion de la chaleur pour les électrons qui s'écrit, en réduisant à la diffusion radiale et remplaçant \mathbf{div} par ∇ :

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(n_e T_e)}{\partial t} + \nabla(n_e \chi_e \nabla T_e) = Q_e \quad (2.12)$$

Cette équation détermine le comportement temporel et spatial des profils de température. Les équations 2.11 et 2.12 constituent la base des méthodes utilisées dans l'analyse expérimentale du transport. Ce sont d'une part le *bilan d'énergie*, d'autre part la *réponse dynamique* appelée aussi *transport transitoire* ou *transport perturbatif*. Dans le cas le plus général, le bilan d'énergie fournit $\chi_e(r,t)$ au cours d'une décharge plasma. Dans la méthode de la réponse dynamique on étudie la réaction du plasma à une perturbation. Ceci étend considérablement l'information qui peut être extraite des études expérimentales, comme nous le montrerons plus loin.

2.2.2 Bilan d'énergie

Dans les études expérimentales il est usuel de faire l'analyse du bilan d'énergie, par l'expression 2.11 pour quantifier le transport en déterminant χ_e . Sur chaque surface magnétique le flux de chaleur q_e est donné par l'intégrale des sources et pertes sur le volume encerclé par la surface considérée. D'autre part, ∇T_e est fourni par le profil mesuré de T_e . La diffusivité expérimentale du bilan d'énergie χ_e^{PB} (*PB* pour «power balance») est alors définie par l'équation 2.11, soit:

$$\chi_e^{PB} = -\frac{q_e}{n_e \nabla T_e} \quad (2.13)$$

Dans la plus grande majorité des cas avec chauffage déposé dans la partie centrale du plasma, χ_e^{PB} augmente du centre vers le bord. Les valeurs typiques

à mi-rayon sont de l'ordre de $1 \text{ m}^2/\text{s}$ à $10 \text{ m}^2/\text{s}$.

Les incertitudes expérimentales sur χ_e^{PB} sont dues à celles sur q_e et sur ∇T_e . Celles sur ∇T_e dépendent de la qualité du diagnostic de mesure de T_e et de l'intervalle de temps de la mesure. Elles sont typiquement l'ordre de $\pm 25\%$ dans les études présentées dans ce travail. Soulignons que l'analyse du bilan d'énergie requiert de bonnes mesures des profils de température mais pas de résolution temporelle fine. Les incertitudes sur q_e dépendent essentiellement des conditions expérimentales. Dans le cas de plasmas peu collisionnels avec des méthodes de chauffage pour lesquelles le dépôt de puissance est bien défini, q_e peut être obtenu avec une bonne précision de l'ordre de 10% . Ce sera le cas dans la plupart des expériences présentées ici. Au contraire, dans des plasmas collisionnels, avec des méthodes qui chauffent simultanément électrons et ions, les incertitudes sur le terme d'échange d'énergie entre les espèces rend la détermination des flux de chaleur électronique et ionique séparément très incertaine et même souvent impossible. Il faut alors définir une diffusivité moyenne commune aux ions et aux électrons. Ce traitement n'apparaît pas dans les études décrites dans ce travail.

Le bilan d'énergie est calculé de façon routinière dans les plasmas de fusion à l'aide de *codes de transport* qui prennent en compte la géométrie toroïdale du plasma. Ils résolvent l'équation de diffusion de la chaleur, le cas échéant en fonction du temps, et prennent en compte tous les termes de chauffage et de perte des différents canaux à partir des données expérimentales. Dans notre cas nous utilisons le code ASTRA [65]. Ce dernier permet aussi l'opération inverse, c'est à dire de calculer l'évolution temporelle des paramètres du plasma, en particulier celle des profils de température, à partir d'un modèle de transport et des paramètres nécessaires à définir le plasma. La comparaison de ces *simulations numériques* avec l'expérience fournit une validation des hypothèses physiques et des modèles de transport, comme nous le verrons plus loin.

2.2.3 Transport transitoire

Le bilan d'énergie fournit les profils des coefficients de diffusion, éventuellement en fonction du temps. Ceci ne définit le transport que de façon incomplète. En particulier, cette analyse donne peu d'information sur les possibles dépendances du transport en fonction des paramètres du plasma.

L'étude de la réponse dynamique du plasma à des perturbations permet de mesurer directement certaines caractéristiques. La méthode consiste à créer à une certaine position radiale du plasma, par exemple à l'aide du système de chauffage, un (ou plusieurs) «pulse de chaleur» dont on mesure la vitesse de propagation, si possible vers le bord et vers le centre. On parlera aussi d'«onde de chaleur». La méthode dynamique a été appliquée pour la première fois à l'étude du transport dans les tokamaks il y a presque 30 ans [66]. Ces résultats ont montré que la valeur de la diffusivité déduite de la propagation était bien supérieure à celle déduite du bilan d'énergie et cette méthode a été amplement utilisée par la suite. Cette différence, comprise maintenant, donne des informations sur les propriétés du transport, ce que nous décrivons dans cette section. L'approche dynamique a été décrite et discutée dans plusieurs articles de revue [67, 68, 69, 70, 71, 72].

En général la perturbation est choisie de telle sorte que les variations des paramètres du plasma qu'elle induit soient faibles par rapport aux valeurs moyennes. Il en découle que l'équation de diffusion 2.12 peut être linéarisée, permettant une analyse aisée de la phénoménologie de la propagation des perturbations de température. Dans la linéarisation, on écrit les variables sous la forme d'un terme d'équilibre auquel on ajoute un terme de faible amplitude qui représente la perturbation. Par exemple : $T_e = T_{e0} + \tilde{T}_e$, $q_e = q_{e0} + \tilde{q}_e$, et ainsi de suite, l'indice 0 indiquant la valeur d'équilibre. Une dérivation générale et complète de la linéarisation de l'équation de diffusion, incluant explicitement les termes convectifs V et U ($V \neq 0$ et $U \neq 0$), ainsi qu'une possible variation de la densité, est présentée dans [73]. Dans notre travail nous étudions des cas pour lesquels la densité est à l'équilibre ($n_e = n_{e0}$), ce qui est justifié par les mesures. La référence [73] montre que, même en l'ab-

sence de termes convectifs d'équilibre ($V = 0$, $U = 0$ et $\Gamma = 0$), l'équation de la dynamique des perturbations de température doit être écrite sous la forme:

$$\frac{3}{2}n_{e0}\frac{\partial\tilde{T}_e}{\partial t} - \chi_{e,pert}n_{e0}\nabla^2\tilde{T}_e + U_{e,pert}n_{e0}\nabla\tilde{T}_e + \frac{n_{e0}\tilde{T}_e}{\tau} = \tilde{Q}_e \quad (2.14)$$

Les coefficients $\chi_{e,pert}$ et $U_{e,pert}$ représentent diffusion et convection *effectives pour la propagation des perturbations*. Le terme d'amortissement $1/\tau$ prend en compte la variation des termes de source en fonction de la température. Ce sont le chauffage ohmique, l'échange énergétique électrons-ions et le rayonnement, ce dernier étant en général négligeable. Les coefficients $\chi_{e,pert}$ et $U_{e,pert}$ s'écrivent [74, 73, 75]:

$$\chi_{e,pert} = \chi_e + \frac{\partial\chi_e}{\partial(\nabla T_e)}\nabla T_{e,0} \quad (2.15)$$

$$U_{e,pert} = \nabla(\chi_e + \frac{\partial\chi_e}{\partial(\nabla T_e)}\nabla T_{e,0}) + \frac{\partial\chi_e}{\partial T_e}\nabla T_{e,0} + C\nabla n_{e,0} \quad (2.16)$$

On voit donc que $\chi_{e,pert}$ est généralement différent de χ_e , ce qui signifie en pratique dans les analyses expérimentales $\chi_{e,pert} \neq \chi_e^{PB}$. Par exemple, dans l'hypothèse $\chi_e \propto \nabla T_e^\alpha$ on trouve $\chi_{e,pert} = (1 + \alpha)\chi_e^{PB}$ [67, 76]. L'équation 2.15 est équivalente à $\chi_{e,pert} \propto \partial q_e / \partial(\nabla T_e)$, c'est à dire que $\chi_{e,pert}$ reflète la pente de q_e en fonction de ∇T_e . Le terme $U_{e,pert}$ n'est en général pas nul et les contributions, dans l'ordre de gauche à droite, sont dues à une variation de χ_e par sa dépendance en fonction du rayon, aux dépendances de χ_e en fonction de ∇T_e et T_e , et finalement au gradient du profil de densité. La dépendance de χ_e en fonction du rayon peut être causée par l'influence d'autres paramètres d'équilibre du plasma, par exemple le facteur de sécurité q comme nous le verrons plus loin. Le terme dû au gradient de densité provient du fait qu'au cours de sa propagation, la perturbation de température affecte un nombre de particules qui augmente ou diminue selon la direction de propagation de

la perturbation par rapport à celle du gradient de densité. Il en résulte que l'atténuation de l'amplitude de \tilde{T}_e est modifiée par rapport au cas à densité constante et contribue à $U_{e,pert}$. De plus, un terme de convection apparente, pas explicite dans l'équation 2.16, apparaît en raison de la géométrie (cylindrique) du tokamak, dans laquelle le volume augmente avec le rayon. De manière similaire à l'effet du gradient de densité, ceci affecte l'amplitude de la perturbation de température car elle interagit avec un nombre de particules qui dépend de la position radiale. Ceci renforce ou affaiblit l'atténuation de son amplitude, comparée au cas à volume constant. Dans la majeure partie des cas, le profil de densité est piqué au centre et les effets de densité et de géométrie se compensent partiellement. On voit clairement que les coefficients $\chi_{e,pert}$ et $U_{e,pert}$ sont dits *effectifs* car ils jouent mathématiquement les rôles de diffusion et de convection dans l'équation de la dynamique des perturbations, mais ont des origines physiques complètement différentes. Suivant les références [77, 75, 70], nous étudions dans les lignes suivantes la propagation d'une perturbation de température dans le cas le plus simple d'une géométrie plane, à densité constante et en supposant aussi que χ_e est une constante: $\chi_{e,pert} = \chi_e$ et donc $U_{e,pert} = 0$. Nous cherchons alors une solution analytique pour la propagation d'une perturbation de température dans les régions spatiales en dehors de la source de modulation, donc où $\tilde{Q}_e = 0$. L'équation 2.14 s'écrit alors

$$\frac{3}{2} \frac{\partial \tilde{T}_e}{\partial t} - \chi_e \frac{\partial^2 \tilde{T}_e}{\partial x^2} + \frac{\tilde{T}_e}{\tau} = 0 \quad (2.17)$$

Négligeant tout d'abord l'amortissement ($\tau = \infty$), il existe une solution analytique pour une perturbation harmonique de température à la pulsation ω de la forme

$$\tilde{T}_e(x,t) = T_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} e^{i(\omega t - \phi)} \quad (2.18)$$

L'amplitude décroît exponentiellement avec la longueur caractéristique

$$\lambda = \sqrt{\frac{4\chi_e}{3\omega}} \quad (2.19)$$

et le déphasage correspond à la vitesse de phase

$$v_\phi = \sqrt{\frac{4\omega\chi_e}{3}}. \quad (2.20)$$

Ces expressions montrent que les fréquences élevées se propagent plus rapidement que les fréquences basses mais aussi qu'elles sont plus fortement amorties. Ceci correspond bien à un comportement diffusif. Il en découle qu'à très haute fréquence la mesure du profil radial de l'amplitude est très proche du profil du dépôt de puissance, ce que nous avons utilisé expérimentalement [78].

Dans la cas plus général où τ est fini, la solution est de la forme

$$\tilde{T}_e(x,t) = T_0 e^{-zx} \quad (2.21)$$

avec

$$z^2 = \frac{3\omega}{2\chi_e} \left(i + \frac{2}{3\omega\tau} \right) \quad (2.22)$$

où nous écrivons $2/(3\omega\tau) = \Delta$ qui représente un terme d'amortissement normalisé. La solution pour l'amplitude de la perturbation à une pulsation ω donnée s'exprime sous la forme

$$T_\omega = A e^{i\phi} \quad (2.23)$$

En supposant A et ϕ réels on a

$$T'_\omega/T_\omega = A'/A + i\phi' = -z \quad (2.24)$$

où T'_ω , A' et ϕ' sont les dérivées spatiales. On en déduit alors

$$-A'/A = 1/\lambda\sqrt{(1 + \Delta^2)^{1/2} + \Delta} \quad (2.25)$$

et

$$-\phi' = 1/\lambda\sqrt{(1 + \Delta^2)^{1/2} - \Delta} \quad (2.26)$$

Dans les expériences, les quantités A'/A et ϕ' peuvent être mesurées, comme nous le verrons plus loin. Des deux équations ci-dessus (2.25, 2.26) on peut finalement déduire deux expressions donnant chacune une valeur de χ_e pour la propagation de la perturbation:

$$\chi_e^{amp} = \frac{3\omega}{4(A'/A)^2} \quad (2.27)$$

$$\chi_e^{phi} = \frac{3\omega}{4\phi'^2} \quad (2.28)$$

Ces deux expressions diffèrent par le facteur sous la racine carrée de A'/A et ϕ' qui contient $+\Delta$ ou $-\Delta$, ce qui implique $\chi_e^{phi} \geq \chi_e^{amp}$. Si l'amortissement est négligeable, les deux expressions donnent la même valeur. On voit aussi que $\Delta = 2/(3\omega\tau)$ décroît avec la fréquence, donc χ_e^{amp} et χ_e^{phase} convergent vers une valeur commune à haute fréquence. Dans les expériences, ce cas idéal ne peut pas toujours être atteint en raison de la diminution de l'amplitude de la perturbation à haute fréquence qui réduit rapidement la qualité du rapport signal sur bruit. Il est donc usuel de déduire une valeur expérimentale notée ici χ_e^{HP} (HP pour «heat pulse») en prenant la moyenne géométrique des valeurs déduites des mesures d'amplitude et de phase

$$\chi_e^{HP} = \sqrt{\chi_e^{amp} \chi_e^{phi}} \quad (2.29)$$

Dans cette expression, propriété remarquable, Δ s'élimine. Cette estimation de la vitesse de propagation des pulses est valable en géométrie plane sans gradient de densité. Des corrections pour la géométrie toroïdale et le gradient de densité peuvent être appliquées [77]. Pour les analyses présentées dans la suite de ce travail nous utiliserons χ_e^{HP} en tenant compte de ces

corrections. Soulignons que χ_e^{amp} , χ_e^{phi} et χ_e^{HP} dépendent du carré de A' ou ϕ' ce qui les rend très sensibles à la précision des mesures. Finalement, on montre aussi que les termes de convection affectent seulement l'amplitude et que leur influence décroît avec la fréquence, voir par exemple [70]. Une étude à différentes fréquences peut permettre d'identifier la présence d'effets convectifs.

L'étude expérimentale de la réponse dynamique du transport nécessite donc l'excitation d'une perturbation de température. En pratique, les deux méthodes de perturbations actives utilisées le plus souvent pour les études dynamiques du transport de chaleur sont, soit une modulation de la puissance du chauffage additionnel, soit l'excitation d'un «pulse froid» créé au bord du plasma par l'injection d'une très faible quantité de gaz ou d'impuretés. Dans le tokamak ASDEX Upgrade, le domaine des fréquences de modulation utiles pour les études de transport s'étend entre 10 Hz et 500 Hz. Pour la mesure des profils du dépôt de puissance les fréquences nécessaires se situent dans le domaine de l'ordre du kHz. Notons que, contrairement aux analyses de bilan d'énergie, les études par méthode perturbative requièrent de la mesure de T_e une résolution temporelle suffisante. Les exigences sur la résolution spatiale dépendent de la fréquence de l'analyse et de ses buts.

Le plasma fournit aussi des sources de perturbations internes, dues en général à des instabilités magnétohydrodynamiques. La perturbation de cette catégorie la plus largement exploitée, depuis fort longtemps, est celle causée par les *dents de scie* [66]. Les dents de scie sont liées à une instabilité MHD du plasma central qui produit périodiquement un pulse de chaleur et de particules qui se propage du centre vers le bord. La fréquence des dents de scie dans ASDEX Upgrade varie typiquement entre 10 Hz et 200 Hz ce qui couvre la plage de fréquence de modulation requise pour des les études de transport. Nous avons utilisé ces trois méthodes dans nos études, mais les expériences avec ECH sont les plus fructueuses.

Pour analyser les propriétés de la propagation, il est possible de suivre une perturbation unique en fonction du temps et du rayon. Cependant, en rai-

son du rapport signal sur bruit des mesures, une telle analyse nécessite une perturbation de forte amplitude qui risque de changer considérablement certains paramètres d'équilibre du plasma et de fausser l'interprétation. Pour éviter cette complication, il est beaucoup plus favorable d'exciter une perturbation cyclique de faible amplitude sur un intervalle de temps pendant lequel les paramètres d'équilibre du plasma restent constants en moyenne. On peut alors extraire la perturbation avec un bon rapport signal sur bruit par des méthodes de moyennage cohérent, en particulier la transformation de Fourier. Dans les analyses expérimentales les profils de A et ϕ , donc A' et ϕ' , peuvent être mesurées en prenant la transformation de Fourier de la température. On en déduit alors χ_e^{amp} , χ_e^{phi} et χ_e^{HP} . Cette méthode, utilisée le plus couramment, a l'avantage de fournir l'amplitude et la phase de la perturbation à la fréquence de modulation et aux différentes harmoniques, pour lesquelles le rapport signal sur bruit le permet. Ceci étend les possibilités d'analyse dans une seule décharge.

Un exemple de modulation ECH est donné dans la figure 2.6 qui montre la puissance modulée et quelques traces de température électronique au début du pulse ECH qui a duré de 1.5 s à 2.5 s. Il s'agit d'une décharge dont la puissance ECH modulée est déposée à $\rho \approx 0.42$. La modulation est rectangulaire à $f_{mod} = 29.7$ Hz, avec une amplitude de 100% et un rapport de travail de 50% (17 ms / 17 ms). La puissance de pointe déposée dans le plasma est de 300 kW, ce qui donne une valeur moyenne de 150 kW, faible devant la puissance ohmique d'environ 1 MW. La trace de T_e à $\rho = 0.13$ révèle bien les dents de scie qui ont une fréquence de l'ordre de 75 Hz. Les trois autres traces illustrent la modulation de T_e due à la modulation de puissance à différents rayons, en partant de la position du dépôt vers l'extérieur. On y voit bien la décroissance de l'amplitude au cours de la propagation. La forme de la modulation s'arrondit, ce qui reflète l'amortissement plus rapide des fréquences élevées.

La figure 2.7 montre le spectre en fréquence pour deux de ces canaux.

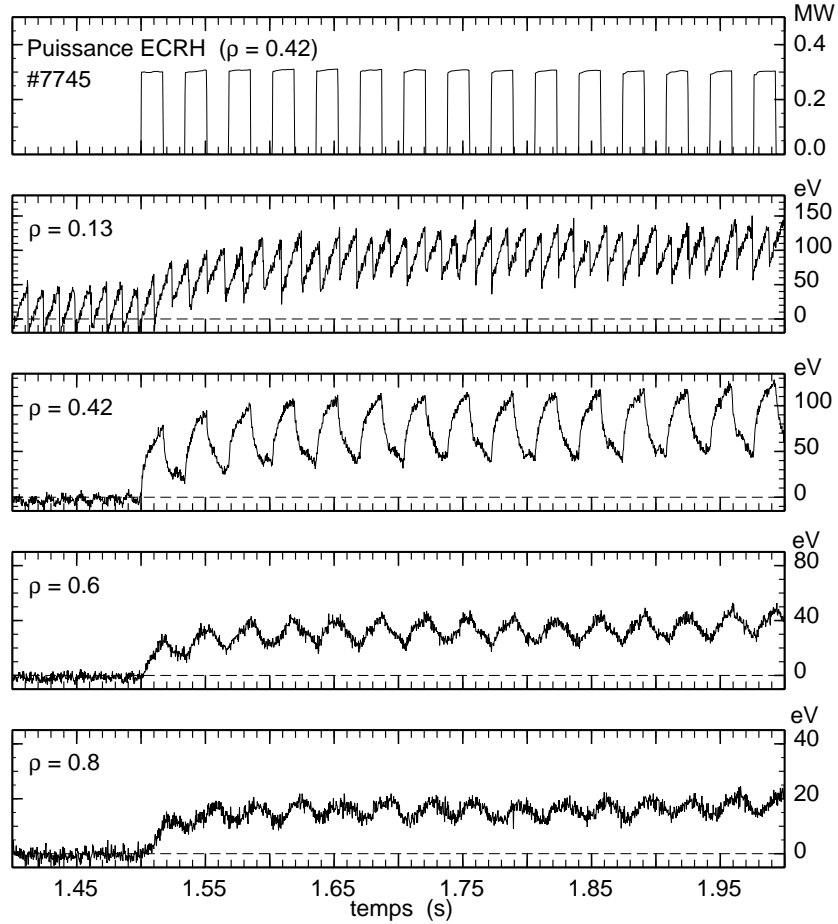


FIG. 2.6 – Evolution temporelle dans une modulation ECH: modulation de la puissance déposée à $\rho = 0.42$ et traces de température à différents rayons. Afin de mieux montrer la modulation, la température à $t = 1.4$ s a été soustraite.

L'un à $\rho = 0.13$, sur lequel les dents de scie sont fortes, dont on voit qu'elles ont un spectre assez large entre 60 Hz et 90 Hz. En effet, la période des dents de scie n'est pas très régulière et leur spectre en fréquence est toujours élargi. Le spectre des dents de scie présente aussi des harmoniques plus élevées. Ici, l'harmonique à $2 \times f_{ds} \approx 150$ Hz est bien visible. De façon générale, en raison de leur amplitude et de leur spectre large, les dents de scie sont, dans ce type d'expériences, toujours une cause de bruit qui limite la sensibilité des mesures. Ceci est particulièrement vrai dans les cas où leur fréquence est basse 10 Hz ou 20 Hz avec une largeur de spectre comparable. En revanche, la modulation ECH à 29.7 Hz apparaît sous la forme d'un pic très fin car la

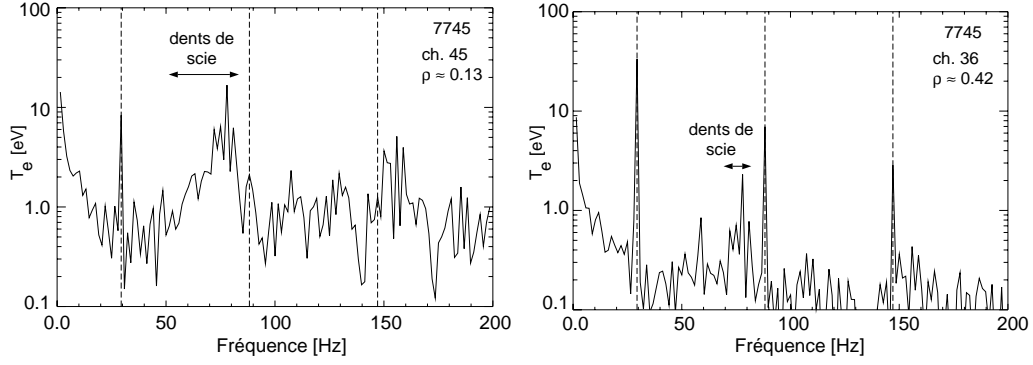


FIG. 2.7 – Spectres de fréquence pour deux canaux de mesure de T_e . Les lignes tiretées verticales indiquent la fréquence fondamentale f_{mod} et la position des harmoniques $3f_{mod}$ et $5f_{mod}$.

modulation est imposée avec une fréquence très précise. À cette position, les harmoniques ne sont pas visibles. Dans le graphique de droite nous donnons le spectre pour la température mesurée à la déposition ECH $\rho = 0.42$. À ce rayon les dents de scie sont nettement plus faibles. Les harmoniques de la modulation ECH sont bien visibles. L'harmonique $2 \times f_{mod}$ est très faible car la modulation avec un cycle de travail de 50% n'excite que les multiples impairs de f_{mod} . Le pic à $2 \times f_{mod}$ est dû aux imperfections de la modulation qui viennent essentiellement au temps de montée fini (≈ 1 ms) à l'enclenchement des gyrotrons.

La figure 2.8 montre les profils d'amplitude de la modulation de T_e et son déphasage par rapport à la modulation ECH pour trois fréquences. L'amplitude est tracée sous la forme de son logarithme naturel qui transforme la décroissance exponentielle (Eq. 2.18) en une droite, ce qui permet d'apprécier facilement le comportement de A' . Les irrégularités sont dues aux imprécisions du calibrage du diagnostic. Les croix indiquent le niveau de bruit. Ici, pour la fréquence fondamentale le rapport signal sur bruit est partout très bon, de l'ordre de 50. Pour les harmoniques, le rapport signal sur bruit est mauvais pour $\rho < 0.3$. Pour le déphasage, nous ne retenons que les points avec un rapport signal sur bruit suffisant. La phase étant indépendante du calibrage du diagnostic, les courbes sont très lisses. La va-

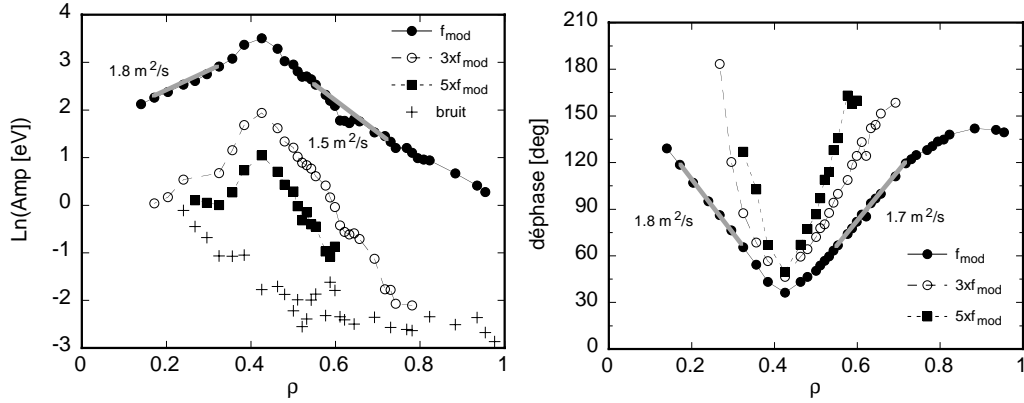


FIG. 2.8 – Amplitude (logarithme naturel) et déphasage de la modulation de T_e donnés par la transformation de Fourier pour la fréquence fondamentale et les deux harmoniques impaires indiquées dans la légende. Les traits épais en gris donnent un exemple d'analyse de χ_e^{amp} et χ_e^{phi} . Les valeurs correspondantes sont indiquées dans les graphiques.

leur du déphasage à la position du dépôt ECH est de l'ordre de 40° à la fréquence fondamentale et 50° pour les harmoniques. Ceci reflète la réaction du plasma à la modulation dans le volume où la puissance est déposée, ce qui été étudié expérimentalement dans ASDEX Upgrade [79]. A fréquence élevée, le déphasage augmente avec la fréquence et atteint une valeur limite de 90° . Dans ce cas, l'effet de la diffusion radiale devient négligeable. A fréquence très basse, la diffusion radiale de la chaleur influence l'évolution temporelle de la température dans la même mesure que la variation de la puissance déposée. De ce fait, dans un plasma *infini*, le déphasage tend vers 45° quand la fréquence tend vers zéro. Dans un plasma *fini*, la situation est un peu différente car le comportement est influencé par la dimension du plasma, c'est à dire par la condition de bord et par le temps de confinement. Aux fréquences basses mais supérieures à l'inverse du temps de confinement, le déphasage tend asymptotiquement vers 45° , [79]. Aux fréquences très basses, inférieures à l'inverse du temps de confinement, le déphasage approche zéro et non pas vers 45° . En pratique, on observe un changement de pente de la dépendance du déphasage en fonction de la fréquence autour de la valeur qui

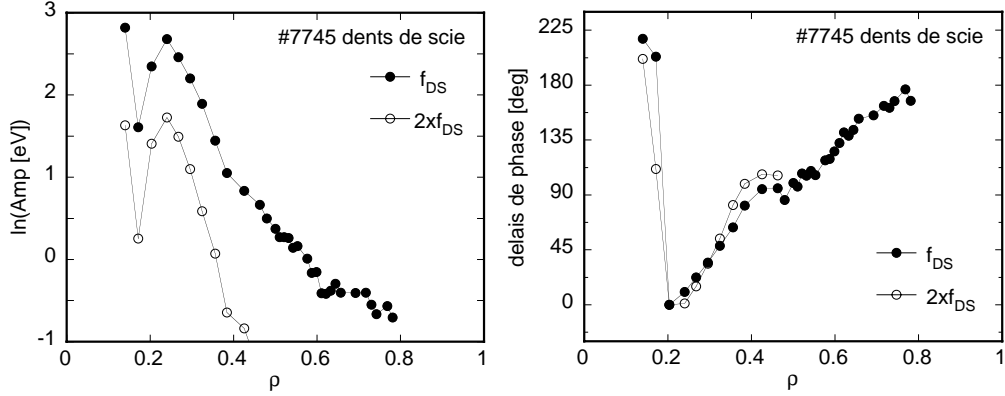


FIG. 2.9 – *FFT amplitude et phase.*

correspond à l'inverse du temps de confinement.

Les deux graphiques illustrent bien la dépendance de la propagation en fonction de la fréquence. L'amortissement des fréquences élevées est reflété par la pente plus forte de l'amplitude, alors que la propagation plus rapide de ces mêmes fréquences élevées est indiquée par la pente plus forte du déphase. De ces données on déduit les grandeurs A'/A et ϕ' nécessaires au calcul de χ_e^{amp} et χ_e^{phi} , comme indiqué à titre d'exemple dans les graphiques.

Finalement, pour conclure cet exemple, nous donnons dans la figure 2.9 les profils d'amplitude et de phase des dents de scie pour deux fréquences. Le minimum d'amplitude vers $\rho = 0.18$ reflète le rayon d'inversion auquel correspond un saut de π dans la phase. La référence de phase choisie est le premier canal à l'extérieur du rayon d'inversion, qui est proche du départ de la propagation du pulse libéré par chaque dent de scie. On reconnaît les propriétés de la propagation et les différences dues à la fréquence. Le changement de pente la propagation autour de $\rho = 0.4$, visible sur l'amplitude et la phase. Il correspond à une propagation plus rapide à l'extérieur de cette position et est attribué à présence de la puissance ECH qui augmente un peu le transport. L'analyse de Fourier des dents de scie permet donc de déterminer avec précision la position du rayon d'inversion et d'estimer la vitesse de propagation des ces pulses de chaleur.

Dans ce chapitre nous avons décrit les deux approches d'étude théoriques du transport: gyro-cinétique et fluide. La première est plus précise mais ne peut être appliquée que dans des cas spécifiques. La seconde permet des simulations complètes du transport de la chaleur et des particules sur tout le rayon du plasma. Trois types de turbulence déterminent les phénomènes de transport dans les plasmas: ITG pour les ions, TEM et peut-être ETG pour les électrons. Les modes à la source de la turbulence sont instables au dessus d'un seuil. L'équation de diffusion de la chaleur donne la base des analyses du transport basées sur les données expérimentales. La description relativement incomplète du transport donnée par le bilan d'énergie peut être étendue considérablement par les investigations de la réponse dynamique du transport dans les plasmas. La combinaison des deux méthodes livrent les résultats les plus complets. Elle est contraignante pour les hypothèses faites sur la cause du transport car les résultats des deux méthodes doivent être cohérents. Ceci permet de mieux cerner les différences entre modèles de transport. Dans ce cadre, il est utile de développer un modèle de transport simple capable de prendre en compte les propriétés essentielles prédites par la théorie et permettant de vérifier leur compatibilité avec les résultats expérimentaux. Ce modèle, basé sur l'existence d'un seuil en R/L_{T_e} et l'augmentation du transport au-dessus du seuil en suivant une loi gyro-Bohm, est le sujet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Modèle empirique du transport électronique de la chaleur

3.1 Description et propriétés générales

Les prédictions théoriques décrites plus haut, en particulier l'existence d'un seuil en R/L_{T_e} au-dessus duquel la turbulence se développe et induit du transport, ont motivé le développement d'un modèle empirique simple pour décrire le transport électronique de la chaleur. Ce modèle n'a pas la prétention de prendre en compte toute la physique du transport mais de vérifier dans quelle mesure l'hypothèse du seuil est compatible avec les expériences. Ce travail a été effectué initialement sur des données d'ASDEX Upgrade en collaboration avec le DRFC au Centre Nucléaire du CEA à Cadarache [80]. Les résultats ont montré que le modèle basé sur l'hypothèse d'un seuil permet de modéliser *simultanément* le profil de T_e et les données de modulation, démontrant le bien-fondé de l'hypothèse du seuil. Il a ensuite été étendu pour prendre en compte la dépendance du transport en fonction du facteur de sécurité [81]. Exprimé sous une forme adimensionnelle, il a permis de comparer le transport entre différents tokamaks [82]. Ce modèle est valable pour les plasmas dans lesquels les canaux électronique et ionique sont peu couplés, ce qui permet d'étudier le transport électronique pratiquement indépendamment des ions. Dans le cas de fort couplage, le transport des

ions doit être pris en compte correctement, ce qui rend cette approche moins précise.

Dans sa version initiale [80], le modèle était écrit sous la forme

$$\chi_e = \lambda T_e^{3/2} \left[\frac{|\nabla T_e|}{T_e} - \kappa_c \right]^\beta H \left(\frac{|\nabla T_e|}{T_e} - \kappa_c \right) + \chi_0 \quad (3.1)$$

Le seuil est donné ici par $\kappa_c = (|\nabla T_e|/T_e)_{crit}$. Les paramètres λ , κ_c , β et χ_0 doivent être ajustés pour reproduire au mieux les données expérimentales. Le facteur $T_e^{3/2}$ introduit la dépendance gyro-Bohm prédite pour le transport dû à la micro-turbulence. La fonction H est la fonction de Heaviside et introduit l'effet du seuil: $H = 0$ pour $|\nabla T_e|/T_e < \kappa_c$ et $H = 1$ pour $|\nabla T_e|/T_e \geq \kappa_c$. Pour $\beta = 1$, χ_e augmente linéairement au-dessus du seuil. La comparaison avec les données a montré que β est en général proche de 1 [80].

Cependant, comme tout modèle basé sur l'hypothèse gyro-Bohm, ce modèle souffre de la dépendance $T_e^{3/2}$ qui introduit une forte décroissance de χ_e vers le bord du plasma, alors que le bilan d'énergie indique toujours une augmentation de χ_e avec le rayon. Dans [80] ceci a été partiellement compensé par une dépendance adéquate de χ_0 en fonction du rayon. Les résultats encourageants donné par ce modèle ont incité à le développer et aussi à l'utiliser dans des comparaisons entre plusieurs machines. En particulier une dépendance en fonction du facteur de sécurité q a été introduite [81]. Celle-ci remplit deux fonctions:

- Elle introduit une dépendance de χ_e en fonction du rayon qui corrige la décroissance due à $T_e^{3/2}$;
- Elle apporte une fonctionnalité qui correspond à la dégradation globale du confinement quand le courant plasma décroît car $q \propto 1/I_p$.

Le travail présenté dans [81] montre que l'introduction d'une dépendance en q apporte en effet la variation radiale correcte de χ_e et permet simultanément de modéliser de façon satisfaisante des plasmas avec des valeurs de courant différentes. Des travaux théoriques, [83], et des calculs gyro-

cinétiques non-linéaires récents, [64], indiquent une dépendance $\chi_e \propto q^{3/2}$.

La version la plus récente du modèle, publiée dans [82], tient compte des ces améliorations et généralise le modèle en utilisant des grandeurs sans dimensions:

$$\chi_e = q^{3/2} \chi_s \frac{T_e \rho_s}{eB R} \left[\frac{R}{L_{T_e}} - \frac{R}{L_{T_e, \text{crit}}} \right] H \left(\frac{R}{L_{T_e}} - \frac{R}{L_{T_e, \text{crit}}} \right) + \chi_0 \frac{T_e \rho_s}{eB R} \quad (3.2)$$

Les coefficients χ_s , $R/L_{T_e, \text{crit}}$ et χ_0 sont les équivalents adimensionnels respectifs de λ , κ_c et χ_0 . Le facteur $[T_e/(eB)](\rho_s/R)$, que nous noterons f_{gB} , représente la dépendance gyro-Bohm proportionnelle à $T_e^{3/2}$. Rappelons que ρ_s est le rayon de Larmor ionique calculé avec la température électronique. Le caractère adimensionnel de χ_s permet des comparaisons entre des plasmas variés et des tokamaks différents. Les résultats d'une comparaison entre tokamaks sont décrits dans [82]. Ce modèle ne contient pas d'influence du gradient de densité ou de la collisionnalité comme cela serait nécessaire dans un traitement général les modes TEM. Dans les analyses nous veillerons à ce que ces quantités varient peu.

De l'équation 3.2 (ou 3.1) découlent les propriétés essentielles qui déterminent le comportement des profils de température dans le cadre de ce modèle:

- L'augmentation du transport au-dessus du seuil correspondant à une variation donnée de R/L_{T_e} est déterminée par $q^{3/2} f_{gB}$, donc proportionnelle à $q^{3/2} \chi_s T_e^{3/2}$. Ceci caractérise la *résilience effective* des profils. Si ce facteur est petit, une variation donnée de R/L_{T_e} induit un faible changement de χ_e : les profils sont peu résilients. Au contraire, si ce facteur est grand les profils sont très résilients: le même changement de R/L_{T_e} entraîne une grande variation de χ_e . Dans ce cas, les excursions de R/L_{T_e} restent très limitées et les valeurs sont au-dessus, mais proche du seuil. De plus, la résilience des profils dépend fortement de la température elle-même par le facteur $T_e^{3/2}$. En conséquence, les profils des plasmas à haute température seront plus proches du seuil que

ceux à basse température qui pourront être nettement au-dessus. Nous appellerons ici *résilience intrinsèque* le facteur adimensionnel χ_s qui exprime l'habilité de la turbulence à induire le transport et dépend donc directement de la stabilité du mode de turbulence considéré.

- Dans le cas extrême de résilience effective très forte, les profils sont très proches du seuil. Dans le cas simple où le seuil est une constante, les profils de température sont donnés par l'intégration de l'équation $\nabla T_e/T_e \approx \text{const}$ dont la solution est une fonction exponentielle

$$T_e(\rho) = T_{e,bord} \cdot e^{(\rho-1)} \quad (3.3)$$

où $T_{e,bord}$ est la «température au bord» du plasma et ρ le rayon normalisé du plasma. En pratique, la valeur de $T_{e,bord}$ est prise sur la frontière extérieure de la région de confinement, en mode L à $\rho \approx 0.9 - 1.0$, en mode H au sommet du piédestal ($\rho \approx 0.8 - 0.9$). L'expression ci-dessus implique que la température en tout point du rayon est proportionnelle à celle du bord. Soulignons que de tels profils tracés sur une échelle logarithmique donnent une droite dont la pente est $\nabla T_e/T_e$, propriété caractéristique qui sera utilisée plus loin. Si la résilience n'est pas très forte, les profils seront moins proches du seuil mais $T_{e,bord}$ reste un paramètre déterminant, ce que nous montrerons quantitativement dans la section 3.3. En particulier, si $T_{e,bord}$ augmente ou diminue, T_e en tout point du rayon suivra cette tendance, de plus ou moins près suivant les cas. Finalement, soulignons que la proportionnalité entre différents points sur le rayon est très utile dans les études du comportement des profils sur des bases de données contenant de nombreuses décharges [84, 50, 85].

- Si le transport défini par χ_0 au-dessous du seuil est faible, le flux de chaleur nécessaire à maintenir le profil juste au-dessus du seuil est faible lui aussi. Dans les tokamaks, il en découle qu'en raison du chauffage ohmique résiduel, toujours présent, les profils de température électronique pourront rarement tomber au-dessous du seuil. Donc, en général, la va-

leur inférieure de R/L_{T_e} est limitée par le seuil. Ceci sera montré dans le chapitre 5 sur des données expérimentales. Soulignons que cette situation est vraie pour les électrons dont le transport néoclassique est très faible, mais beaucoup moins vraisemblable pour les ions pour lesquels la contribution néoclassique au transport de chaleur n'est pas négligeable.

Complétant ces propriétés, il a été montré dans la référence [82] que les profils de température ne sont pas résilients dans deux régions du plasma: tout au centre du plasma ainsi qu'au bord. Au centre, il existe une région, dont l'extension dépend de χ_0 , dans laquelle le flux de chaleur ne suffit pas à maintenir les profils au-dessus de la valeur critique du gradient. De plus, par symétrie, la dérivée radiale de T_e au centre doit être nulle ce qui impose le passage sous le seuil à un certain point. Au bord, la résilience effective devient très faible car la température diminue: les valeurs de R/L_{T_e} peuvent dépasser considérablement la valeur du seuil et les profils sont considérés comme non résilients. Les domaines de température dans lesquels les profils sont considérés comme résilients ou non sont séparés par la température gyro-Bohm T_{gB} définie dans [82], équations 8 et 29. Audessus de cette température critique les profils sont résilients, au-dessous ils ne le sont pas. Comme nous l'avons indiqué plus haut, la température du bord joue un rôle important de condition limite qui influence la valeur de la température sur tout le rayon. Si la température de bord est élevée, la partie non-résiliente du centre est étendue, mais la région résiliente s'étend plus loin vers le bord du plasma. Si la température de bord est basse, l'effet inverse se produit. Une analyse détaillée de ces propriétés est donnée dans [82].

3.2 Application au transport transitoire

La forme particulièrement simple du modèle empirique (équation 3.2) permet de déduire analytiquement l'expression pour χ_e^{HP} définie par l'équation 2.15. Ceci donne:

$$\chi_e^{HP} = q^{3/2} \chi_s \frac{T_e \rho_s}{eB R} \left[2 \frac{R}{L_{T_e}} - \frac{R}{L_{T_e, crit}} \right] H \left(\frac{R}{L_{T_e}} - \frac{R}{L_{T_e, crit}} \right) + \chi_0 \frac{T_e \rho_s}{eB R} \quad (3.4)$$

Cette expression diffère de l'équation 3.2 simplement par le facteur 2 situé devant R/L_{T_e} . Elle donne $\chi_e^{HP} = \chi_e^{PB}$ en-dessous du seuil et $\chi_e^{HP} > \chi_e^{PB}$ au-dessus du seuil. Le graphique 3.1 illustre χ_e^{PB} et χ_e^{HP} donnés par le modèle, à une position radiale. Les valeurs sont représentatives de cas réels pour les électrons.

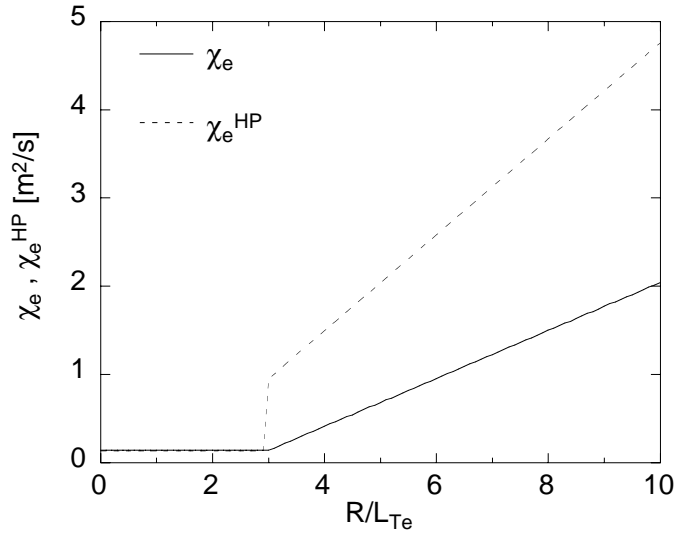


FIG. 3.1 – *Transport donné par le modèle empirique à une position radiale: χ_e et χ_e^{HP} en fonction de R/L_{T_e} . Le changement de pente de χ_e et le saut de χ_e^{HP} au seuil $R/L_{T_e, crit} = 3$ sont bien visibles. Dans cet exemple $\chi_0 = 0.1$, $\chi_s = 0.2$, T_e est constante à 1 keV. (D'après [80])*

Comme cela a été souligné dans la référence [80], le saut de χ_e^{HP} au seuil, ici $R/L_{T_e, crit} = 3$, dû au changement de pente de χ_e à ce point, est une signature de l'existence d'un seuil qui devrait être visible expérimentalement. Nous décrirons dans le chapitre 5 des expériences qui, en effet, démontrent l'existence d'un seuil grâce à l'analyse du transport transitoire.

La combinaison des études stationnaires (χ_e^{PB}) et transitoires χ_e^{HP} permet de déterminer les coefficients du modèle. Considérons un exemple expérimental fictif dans lequel les valeurs de T_e , R/L_{T_e} , $\chi_e = \chi_e^{PB}$ et χ_e^{HP} sont connues. Les équations du modèle pour χ_s (Eq. 3.2) et χ_e^{HP} (Eq. 3.4) permettent de déduire χ_s et $R/L_{T_e, crit}$, dans le cas où χ_0 est négligeable. Pour tout point du rayon, ceci peut être aussi analysé graphiquement, comme indiqué dans gauche de la figure 3.2.

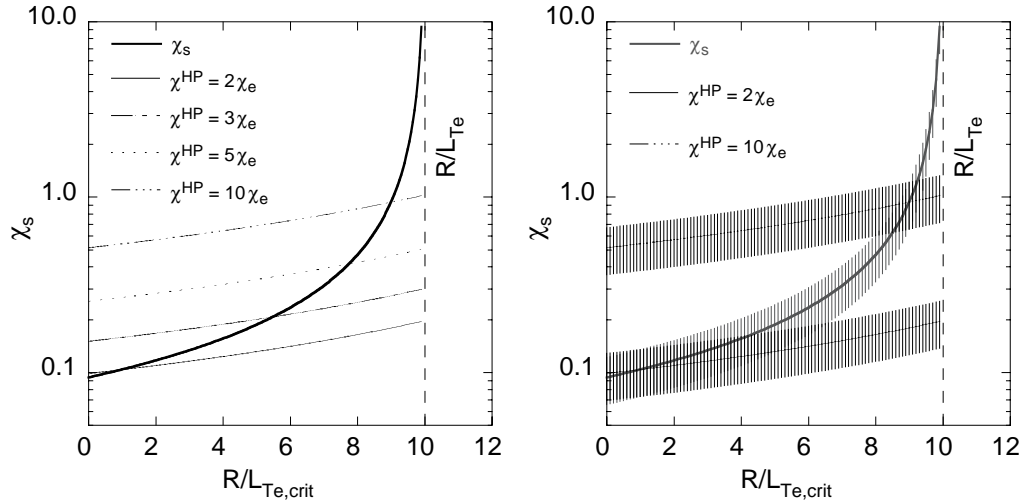


FIG. 3.2 – Relation entre les valeurs de χ_s et celle du seuil $R/L_{T_e, crit}$ dans le cadre du modèle empirique correspondants à $\chi_e = 1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ et différentes valeurs de χ_e^{HP} indiquées dans la légende. Nous avons choisi $R/L_{T_e} = 10$. Dans le graphique de droite les incertitudes sur χ_e et χ_e^{HP} sont égales à 30%.

Aux valeurs mesurées de χ_e et R/L_{T_e} correspondent une infinité de paires $(\chi_s, R/L_{T_e, crit})$ qui remplissent la condition définie par l'équation 3.2 du modèle. Dans la figure 3.2, ces couples de valeurs sont représentés par la ligne continue épaisse. Les valeurs de $R/L_{T_e, crit}$ ne peuvent dépasser celle de R/L_{T_e} correspondant au profil de T_e considéré. Le cas limite où $R/L_{T_e, crit}$ approche la valeur R/L_{T_e} correspond à une résilience extrême, χ_s diverge. Au contraire, les cas peu résilients impliquent $R/L_{T_e, crit} \ll R/L_{T_e}$. Si, de plus, χ_e^{HP} est déterminé expérimentalement, χ_s et $R/L_{T_e, crit}$ peuvent être déterminés de façon unique en combinant les deux équations. Supposons, à

titre d'exemple, que χ_e^{HP} soit plus grand que χ_e par un facteur 2, 3, 5 ou 10. Les lignes correspondantes sont tracées dans le graphique de gauche de la figure 3.2. Le couple $(\chi_s, R/L_{T_e,crit})$ cherché est déterminé par l'intersection de la ligne continue avec la ligne de χ_e^{HP} correspondant au cas considéré. Une seule décharge fournissant χ_e^{PB} et χ_e^{HP} permet donc de déterminer les coefficients du modèle si χ_0 est petit (ou connu).

Ce graphique donne aussi une idée de la précision avec laquelle χ_s et $R/L_{T_e,crit}$ peuvent être déterminés expérimentalement. Supposons une incertitude de $\pm 30\%$ pour χ_e et χ_e^{HP} dont l'effet est reproduit dans le graphique de droite de la figure 3.2 par les barres d'erreurs. Pour les valeurs faibles de χ_s et de $R/L_{T_e,crit}$ l'incertitude sur χ_s est proche de celles sur χ_e et χ_e^{HP} , mais $R/L_{T_e,crit}$ est mal déterminé et son incertitude est beaucoup plus grande. Ceci correspond bien naturellement à la situation où les profils de T_e , peu résilients, sont bien au-dessus du seuil, pour lesquels ce dernier joue peu de rôle dans le transport. Pour les valeurs élevées de χ_s et $R/L_{T_e,crit}$, l'incertitude sur χ_s augmente mais celle sur $R/L_{T_e,crit}$ est très fortement réduite. Les cas intermédiaires, que nous trouvons dans les expériences sur le transport électronique, conduisent à des incertitudes comparables pour χ_s et $R/L_{T_e,crit}$. Ces résultats sont valables en chaque point du rayon, indépendamment des autres. Nous avons présenté dans [82] une étude de la sensibilité des simulations aux variations de χ_s . Elle indique que dans les cas qui nous intéressent, χ_s peut être déterminé avec une précision de l'ordre de 30%. De plus, nous verrons dans la prochaine section et dans le chapitre 5 que des expériences de variation de R/L_{T_e} permettent de déterminer χ_s et $R/L_{T_e,crit}$ avec plus de précision, mais requièrent plus de décharges.

3.3 Exemples de simulations numériques

Nous utiliserons le modèle empirique pour interpréter nos observations expérimentales. Il donc est instructif de présenter ici les résultats de simulations numériques pour quelques variations systématiques. Celles-ci sont faites

avec le code ASTRA [65] en utilisant le modèle défini par l'équation 3.2. Nous verrons plus loin que nos expériences donnent pour les électrons des valeurs de χ_s de l'ordre de 0.2. Pour les ions, il n'existe pas de mesure, mais les travaux théoriques prédisent une forte résilience, χ_s étant entre environ 1 et 6 [82]. Ainsi, nous retenons que les électrons sont faiblement résilients, alors que les ions le seraient beaucoup plus. Nous appliquons, dans la suite, le modèle en supposant deux types de plasmas: fortement résilients avec $\chi_s = 10$ ou peu résilients $\chi_s = 0.2$. Ces deux hypothèses peuvent être considérées comme représentatives, soit des ions, soit des électrons.

Commençons par la température du bord qui est un paramètre essentiel, comme nous l'avons vu plus haut. Nous considérons des plasmas ayant des paramètres typiques d'ASDEX Upgrade et chauffés par 1.5 MW de puissance ECH au centre. Les simulations sont faites en choisissant pour la température du bord des valeurs échelonnées entre 0.1 keV et 2 keV. Les profils de T_e et R/L_{T_e} résultants des simulations sont donnés dans la figure 3.3 pour les deux cas de résilience.

Dans le cas $\chi_s = 10$, on voit clairement l'augmentation de T_e sur tout le rayon quand $T_{e,bord}$ augmente. En particulier, pour les valeurs les plus élevées de $T_{e,bord}$ les valeurs de T_e dans la partie centrale du plasma sont pratiquement proportionnelles à $T_{e,bord}$, comme nous l'avons décrit plus haut. Pour les valeurs inférieures de $T_{e,bord}$ (0.1 keV et 0.2 keV), la proportionnalité est moins bien respectée car la résilience effective est faible en raison de la valeur basse de T_e . Les profils de R/L_{T_e} montrent bien ces effets: premièrement R/L_{T_e} varie peu sur le rayon, deuxièmement R/L_{T_e} s'approche de $R/L_{e,crit}$ quand $T_{e,bord}$ et donc T_e augmente car la résilience effective augmente.

Pour le cas faiblement résilient, $\chi_s = 0.2$, les profils de T_e au centre du plasma ne réagissent pratiquement pas aux variations de $T_{e,bord}$ car la résilience effective est trop faible sur toute la plage de température. Cependant les valeurs centrales de T_e sont plus élevées que dans le cas $\chi_s = 10$ car le transport est nettement plus faible. Les valeurs de R/L_{T_e} sont largement au-dessus du seuil et varient fortement en fonction du rayon et de $T_{e,bord}$.

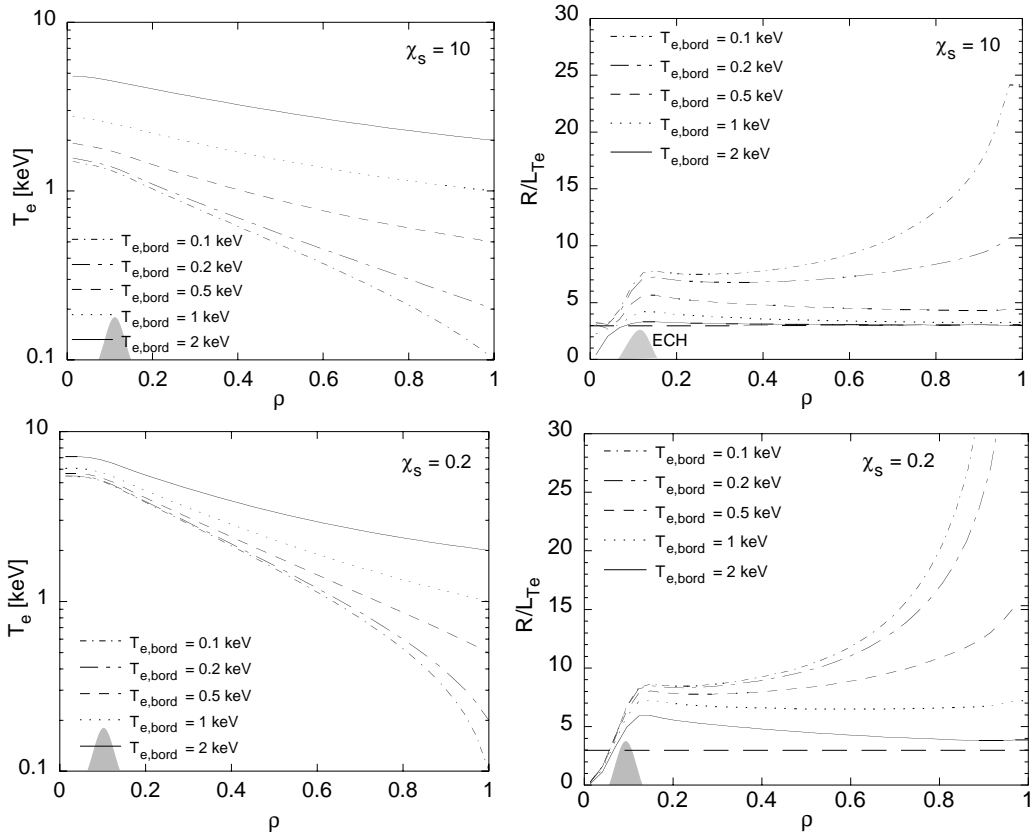


FIG. 3.3 – Effet de la température de bord: Profils de T_e et R/L_{Te} en fonction de $T_{e,bord}$ pour les cas à forte et faible résilience ($\chi_s = 10$, $\chi_s = 0.2$). $T_{e,bord}$ varie entre 0.1 et 2 keV, la puissance de chauffage est de 1.5 MW, le profil ECH est illustré schématiquement. Le seuil $R/L_{Te,crit} = 3$ est indiqué par une ligne de longs tirets dans les graphiques de droite.

Une comparaison de l'effet de χ_s pour $T_{e,bord} = 1$ keV est donnée dans la figure 3.4. Ces deux graphiques illustrent bien la décroissance de T_e avec l'augmentation de χ_s ainsi que le comportement de R/L_{T_e} qui s'approche du seuil quand χ_s augmente.

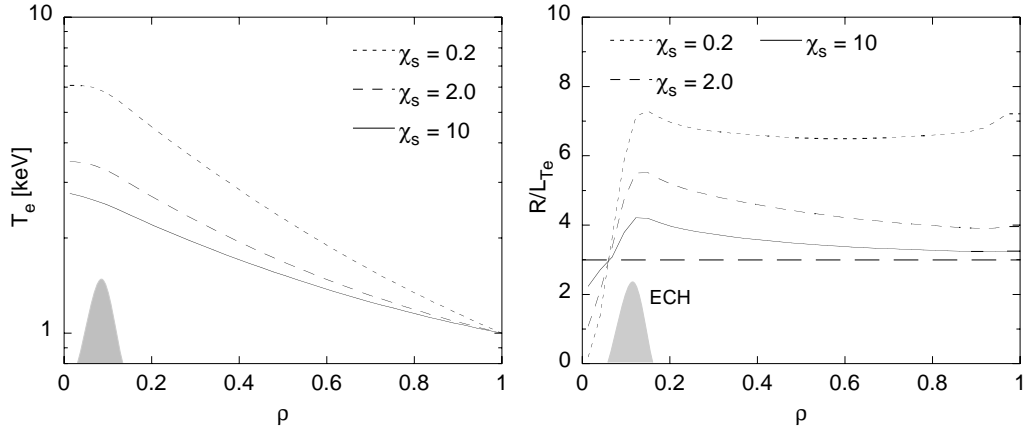


FIG. 3.4 – Profils de T_e et R/L_{T_e} en fonction de la résilience pour trois valeurs de χ_s à $T_{e,bord} = 1$ keV. Le seuil $R/L_{T_e, crit} = 3$ est indiqué par une ligne de longs tirets dans le graphique de droite.

Il est aussi instructif d'étudier la réaction du transport, aux changements de χ_s et de $T_{e,bord}$. Ceci est illustré dans la figure 3.5 par χ_e et sa valeur normalisée $\chi_e/f_{gB}/q^{3/2}$. Le comportement de χ_e dépend fortement de la valeur de χ_s . Les valeurs de χ_e sont nettement plus élevées pour $\chi_s = 10$ comparées à celles pour $\chi_s = 0.2$, en accord avec le modèle. Cependant, la dépendance de χ_e avec R/L_{T_e} semble présenter peu de rapport avec le modèle. Dans le cas $\chi_s = 10$, χ_e décroît fortement pour les valeurs de R/L_{T_e} proche du seuil, ce qui rappelle une des propriétés du modèle. Soulignons que les valeurs élevées de χ_e correspondent aux valeurs basses de $T_{e,bord}$. Dans le cas $\chi_s = 0.2$, χ_e est pratiquement constant, indépendamment de R/L_{T_e} . Ce comportement apparemment incohérent est essentiellement dû aux variations de température à travers la dépendance gyro-Bohm. Ceci est clairement indiqué par les graphiques de droite de la figure 3.5 qui montrent χ_e normalisé par $q^{3/2}f_{gB}$. La contribution de $q^{3/2}$ à la normalisation est faible dans ces cas, car la variation de q est inférieure à 10%. Naturellement, les graphiques de χ_e normalisés re-

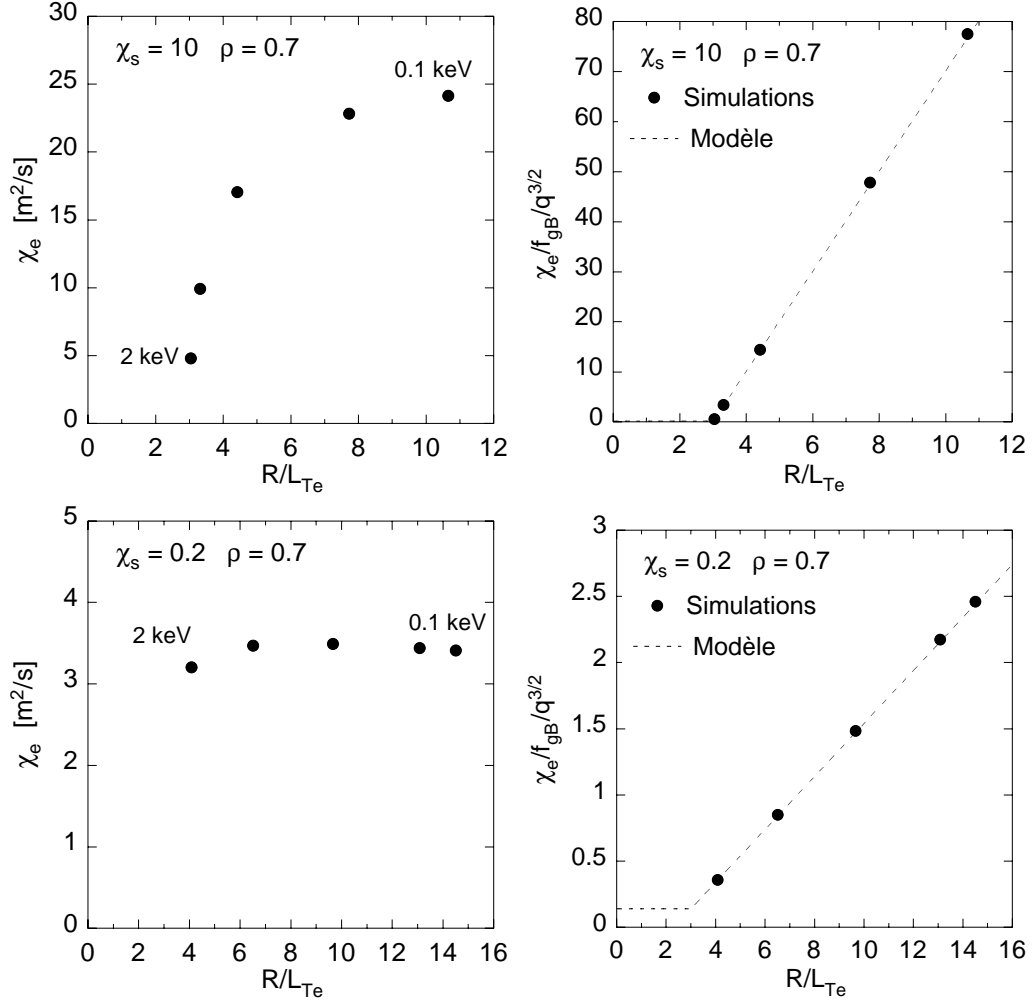


FIG. 3.5 – Effet de la température de bord: valeurs de χ_e (à gauche) et χ_e normalisé (à droite) en fonction de $T_{e,bord}$ pour les cas à forte et faible résilience ($\chi_s = 10$, $\chi_s = 0.2$). Les valeurs sont prises à $\rho = 0.7$. Les points sont donnés par les simulations dont les profils sont illustrés dans la figure 3.3, les lignes pointillées sont données par l'équation du modèle, équation 3.2. Les autres paramètres sont: $\chi_0 = 0.14$, $T_{e,bord}$ varie entre 0.1 et 2 keV, $R/L_{T_{e,crit}} = 3$, la puissance de chauffage est de 1.5 MW.

produisent parfaitement le modèle. Dans les deux cas, la variation de R/L_{T_e} est large, elle permettrait d'approcher le seuil et de déterminer la pente, donc χ_s , dans le cas d'expériences réelles. Ces résultats montrent donc que χ_e peut donner des informations erronées sur la physique du transport sous-jacent et souligne clairement l'importance fondamentale de la normalisation dans l'interprétation des expériences.

Les variations de $T_{e,bord}$ que nous avons utilisées ci-dessus ne sont pas réalistes dans le sens qu'elles ne peuvent pas être obtenues à puissance de chauffage constante. Les valeurs autour de 0.1 keV sont représentatives de plasmas à basse densité chauffés par 1 à 2 MW de puissance ECH du type de ceux utilisés dans les études décrites dans les chapitres 4 et 5. Les valeurs de $T_{e,bord}$ autour de 1 keV sont observées dans les plasmas en mode H avec 5 à 10 MW de chauffage par injection de neutres. Des excursions de $T_{e,bord}$ à puissance de chauffage pratiquement constante sont possibles, par exemple dans la transition du mode L au mode H ou dans des variations de la forme du plasma. En particulier, en mode H une augmentation de la triangularité entraîne une augmentation de $T_{e,bord}$, [84] en annexe B. Cependant, dans les deux cas la variation de $T_{e,bord}$ atteint au plus un facteur 2. Il semble donc difficile de réaliser des expériences pour étudier le transport en faisant varier uniquement $T_{e,bord}$.

Nous verrons dans le chapitre 4 que de nombreuses expériences dans différents tokamaks ont été réalisées en faisant varier la puissance de chauffage déposée dans la partie centrale du plasma. La modélisation des profils de T_e dans des variations systématiques de la puissance de chauffage nécessite de connaître la dépendance de $T_{e,bord}$ en fonction de la puissance dans le canal électronique. La figure 3.6, basée sur des points expérimentaux tirés de décharges présentées plus loin, nous en donne une estimation. Ce graphique illustre l'augmentation de la température électronique du bord en fonction de la puissance électronique de chauffage au bord, pour des décharges à trois valeurs du courant plasma, à la même densité. On remarque la très claire augmentation de la température de bord avec le courant plasma, en accord avec

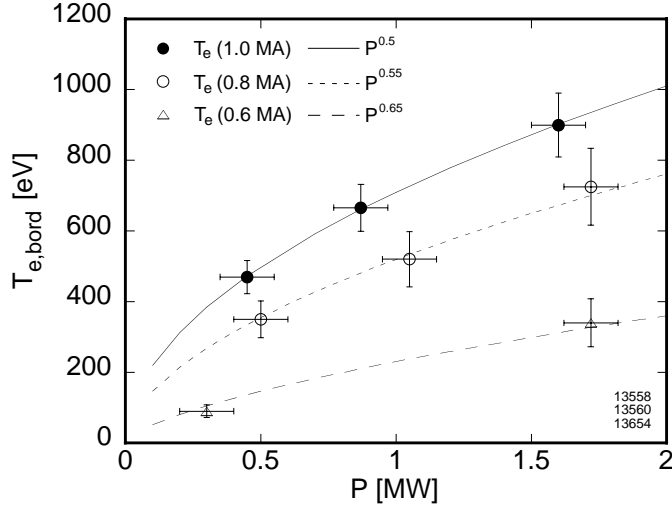


FIG. 3.6 – *Dépendance de la température de bord dans quelques décharges à différents courants, en fonction de la puissance de chauffage au bord dans le canal électronique.*

l'augmentation du temps de confinement global donnée par les lois d'échelle [11, 14]. La dépendance de $T_{e,bord}$ en fonction de la puissance varie entre $P^{0.5}$ et $P^{0.65}$. Soulignons que, dans le cadre de profils résilients, cette dépendance correspondrait bien à celle du temps confinement global donné par les lois d'échelle, $\tau_E \propto P^{\alpha_p}$ avec α_p entre -0.5 et -0.65, [11, 14]. Nous prendrons la dépendance intermédiaire $T_{e,bord} \propto P^{0.55}$ pour caractériser le comportement de la température électronique au bord dans les simulations décrites ci-dessous. Pour comparaison, nous utiliserons aussi le cas extrême où $T_{e,bord}$ est constante. Cette hypothèse pourrait être plus proche de la condition pour un plasma à limiteur, alors que la variation avec la puissance indiquée ci-dessus est déduite pour une configuration magnétique avec séparatrice et divertor. La figure 3.7 montre les profils de T_e et de R/L_{T_e} dans une variation de la puissance ECH déposée à $\rho = 0.1$, pour les deux valeurs de χ_s utilisées plus haut 0.2 et 10. Pour chacune de ces deux valeurs, les deux hypothèses $T_{e,bord} \propto P^{0.55}$ et $T_{e,bord} = 0.2$ keV sont utilisées.

Pour la loi $T_{e,bord} \propto P^{0.55}$ les profils de T_e suivent bien la variation de la puissance sur tout le rayon. A faible résilience, R/L_{T_e} varie très peu avec la

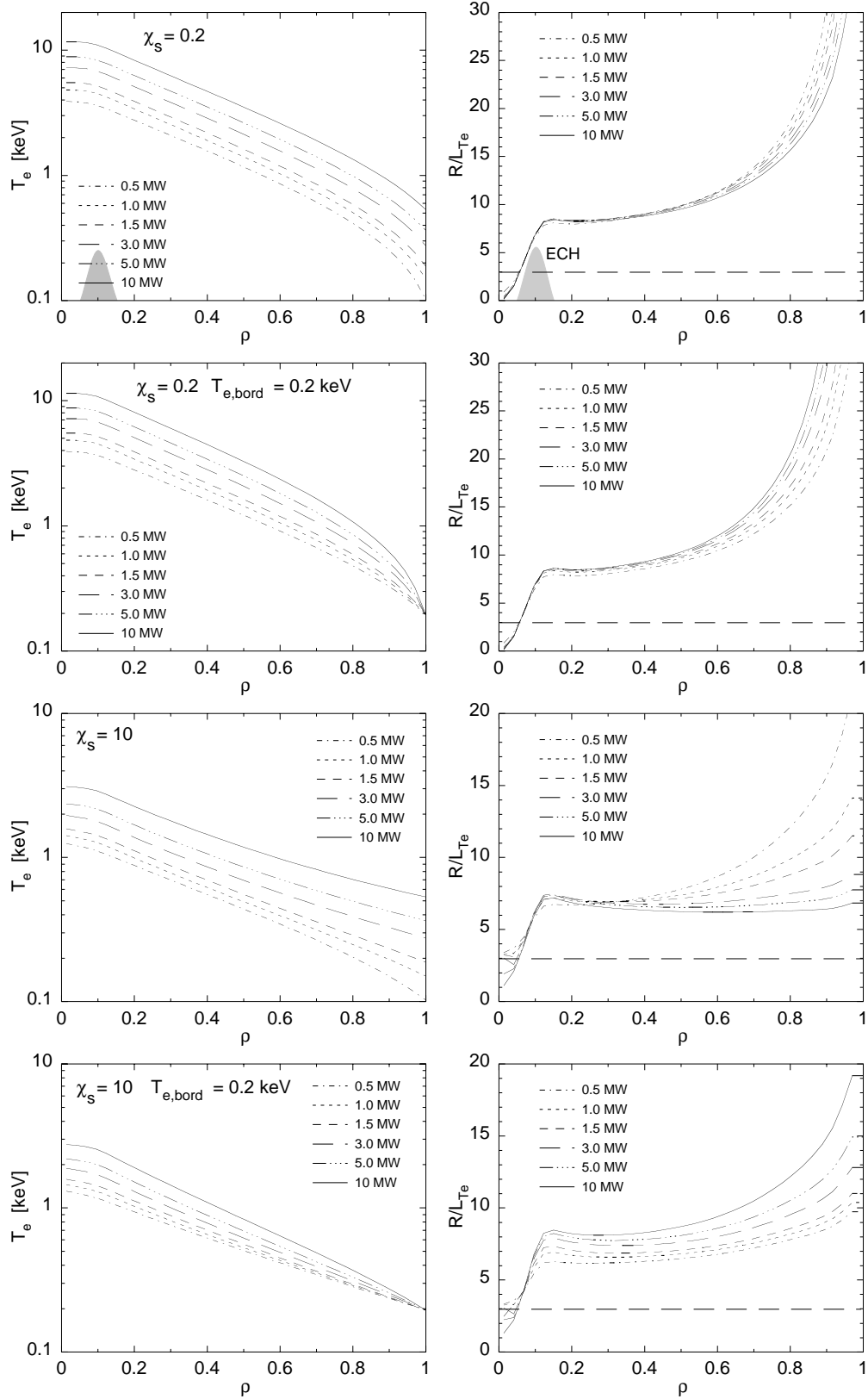


FIG. 3.7 – Profils de T_e et R/L_{Te} dans une variation de la puissance de chauffage, pour les cas $\chi_s = 0.2$ et $\chi_s = 10$, avec $T_{e,bord} \propto P^{0.55}$ et $T_{e,bord} = 0.2$ keV.

puissance. Paradoxalement, à plus forte résilience la variation de R/L_{T_e} est plus large, mais il est évident qu'elle dépend fortement de l'hypothèse faite sur $T_{e,bord}$. Ceci est clairement indiqué par celle, sans doute moins réaliste, où $T_{e,bord}$ est fixe. Dans ce cas, les variations de R/L_{T_e} sont plus grandes au centre du plasma, surtout pour $\chi_s = 10$. De surcroît, fait remarquable, les variations de R/L_{T_e} en fonction de la puissance, à rayon donné, sont inversées par l'hypothèse faite sur $T_{e,bord}$.

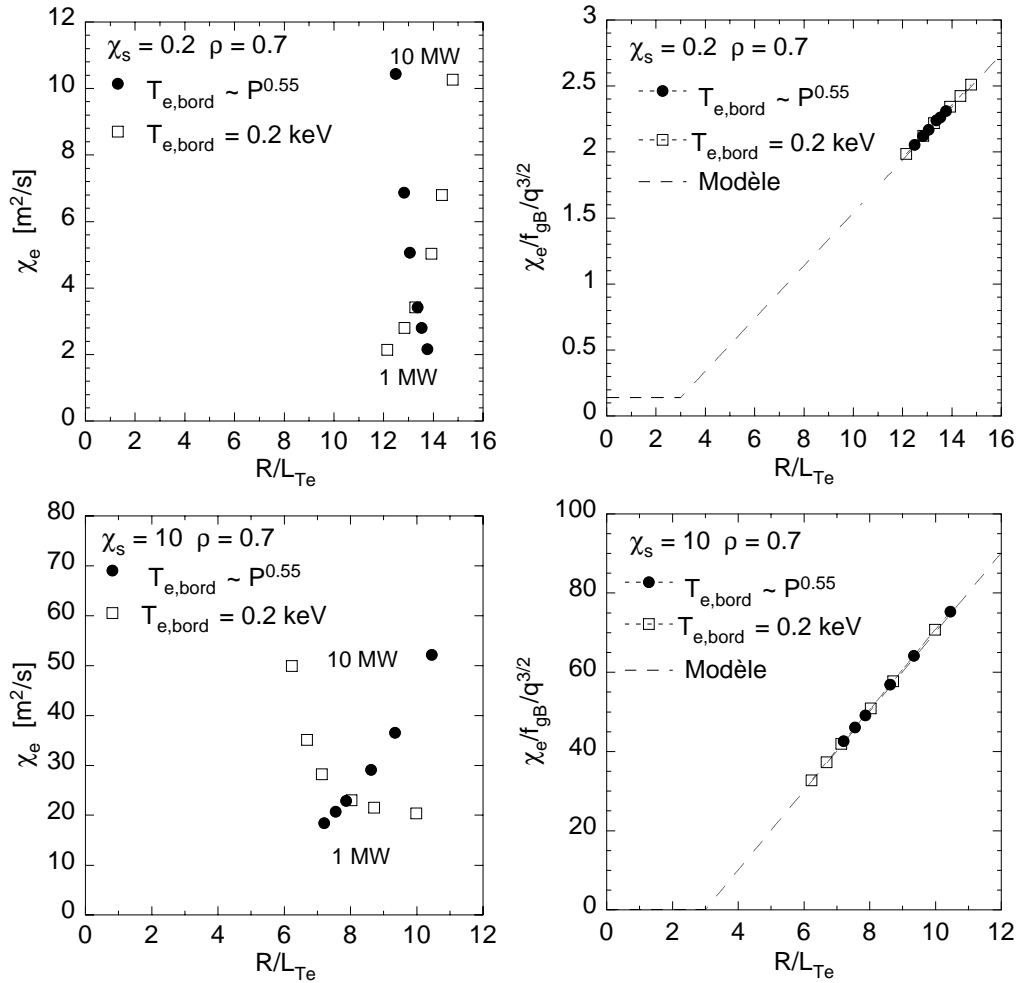


FIG. 3.8 – Valeurs de χ_e et de χ_e normalisées par le facteur gyro-Bohm et la dépendance $q^{3/2}$ en fonction R/L_{T_e} , dans une variation de la puissance déposée au centre. La valeur la plus élevée de χ_e correspond dans chaque cas à la valeur la plus élevée de la puissance. Les conditions sont indiquées dans les graphiques. Les autres paramètres sont les mêmes que dans la figure précédente.

Ici aussi, il est instructif d'étudier le comportement de χ_e et de sa valeur normalisée. Les résultats sont donnés dans la figure 3.8. Comme précédemment, les dépendances de χ_e en fonction de R/L_{Te} ont apparemment peu ou pas de rapport avec le modèle. Elles sont même inverses dans deux des cas. Le seuil qu'elles suggèrent est faux d'un facteur 2 à 3. En revanche, comme il se doit, les valeurs normalisées de χ_e reproduisent parfaitement le modèle. Il est néanmoins important de souligner que dans une étude expérimentale basée sur ce principe, la variation de R/L_{Te} ne serait pas suffisante pour démontrer l'existence d'un seuil, même en utilisant la bonne normalisation.

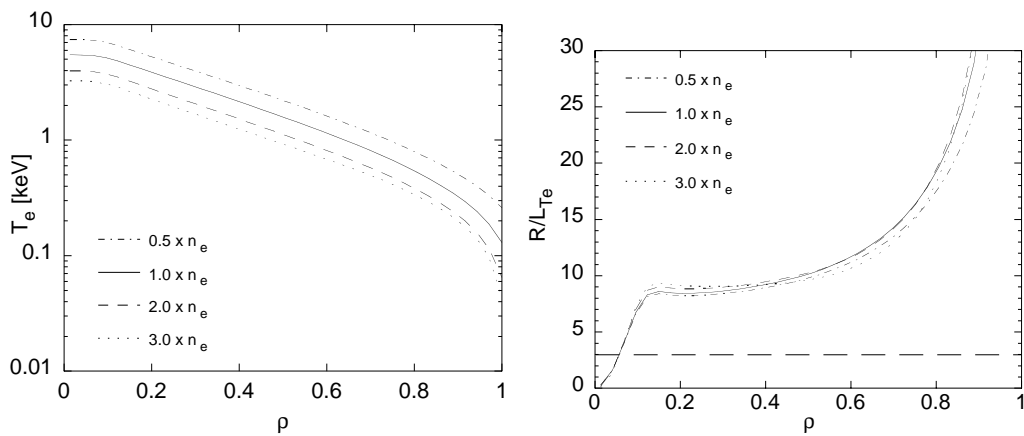


FIG. 3.9 – Profils de T_e et R/L_{Te} dans une variation de densité autour de la densité utilisée dans les autres graphiques. La puissance est constante à 1.5 MW, $\chi_s = 0.2$, $T_{e,bord}$ est normalisée à la densité initiale.

Pour compléter, soulignons qu'une variation de la densité électronique à puissance de chauffage constante a le même effet sur les profils de T_e qu'un changement de puissance, ce qui est dû à la diminution du flux de chaleur par particule. Les profils sont indiqués dans la figure 3.9. Dans ce cas nous avons supposé $T_{e,bord} \propto 1/n_{e,bord}$.

Une option offerte par certaines méthode de chauffage, et en particulier par ECH, consiste à déposer la puissance bien en dehors de l'axe. Nous avons étudié cette possibilité avec le modèle pour un dépôt à $\rho = 0.65$. De façon analogue à l'étude faite pour le dépôt central, nous effectuons une variation de puissance entre 1 MW et 10 MW, avec pour condition au bord $T_{e,bord} \propto P^{0.55}$.

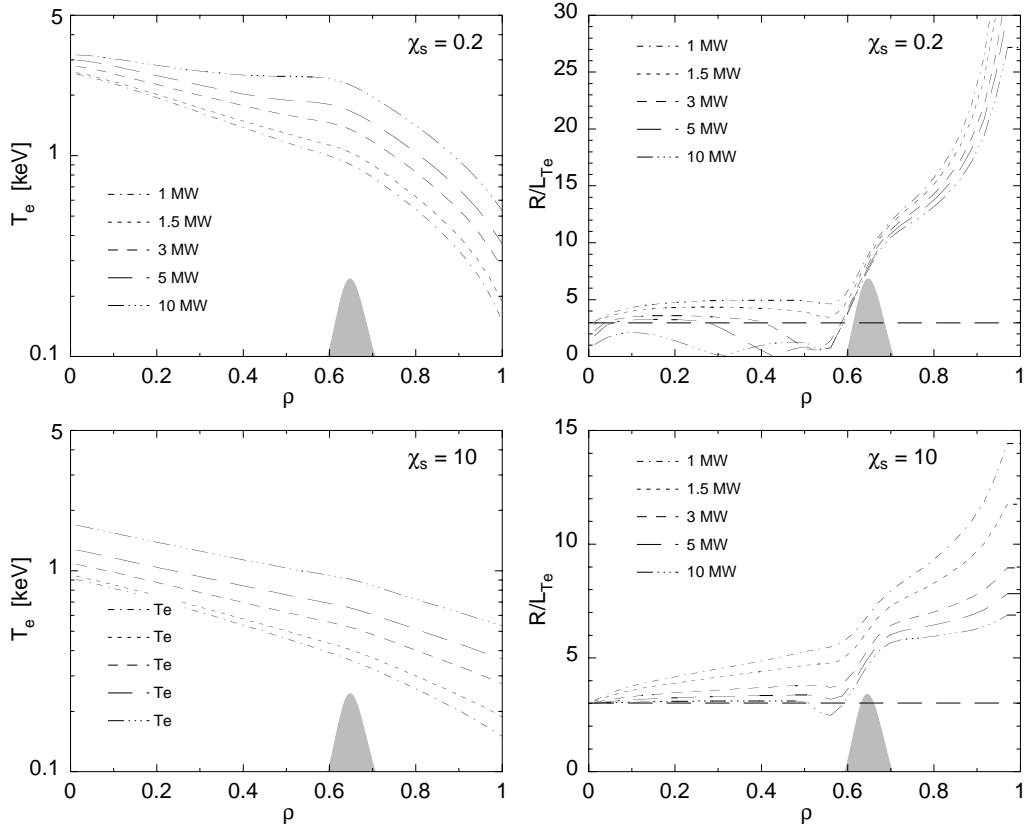


FIG. 3.10 – *Effet de la puissance hors axe, appliquée à $\rho = 0.65$, dans une variation entre 1 MW et 10 MW. Profils de T_e à gauche et de R/L_{T_e} à droite. Les valeurs de χ_s sont indiquées dans les graphiques. La condition au bord est $T_{e,bord} \propto P^{0.55}$.*

Les profils de T_e et R/L_{T_e} sont donnés dans la figure 3.10 pour les deux valeurs de χ_s , 0.2 et 10. Dans le cas à faible résilience, les profils de T_e deviennent très plats à forte puissance et R/L_{T_e} passe sous le seuil à l'intérieur du dépôt de puissance. Pour les valeurs de puissance de 1 MW à 3 MW (5 MW dans une certaine mesure) les valeurs de R/L_{T_e} restent juste au-dessus du seuil. A 10 MW la puissance ohmique résiduelle n'est plus suffisante pour maintenir T_e au dessus du seuil. Pour le cas plus résilient de $\chi_s = 10$, tous les profils restent au-dessus du seuil car la température est plus basse sur tout le rayon et la puissance ohmique plus élevée. Dans les deux cas, une excursion appréciable en R/L_{T_e} est obtenue et en particulier la valeur du seuil peut être encadrée ou au moins approchée.

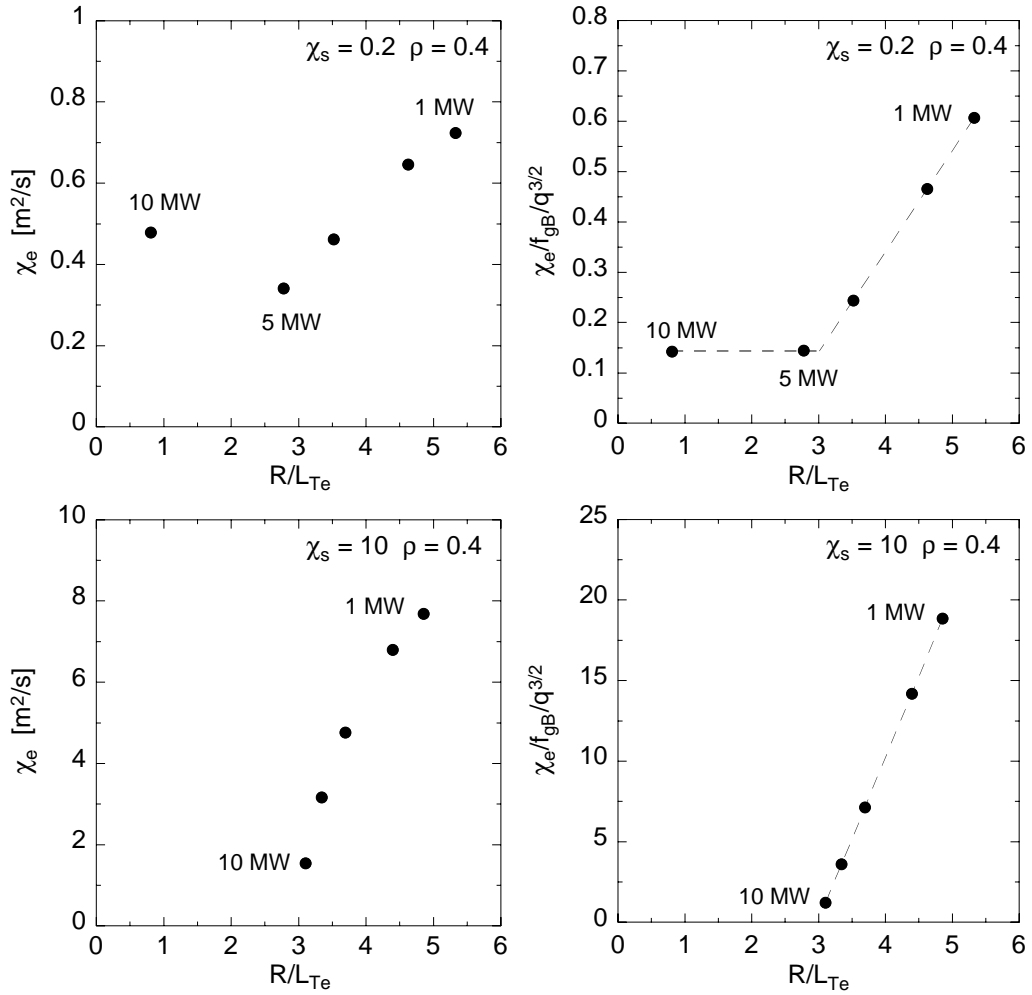


FIG. 3.11 – *Effet de la puissance hors axe correspondant aux profils de la figure précédente (3.10) pour les valeurs prises à $\rho = 0.4$: valeurs de χ_e (à gauche) et de χ_e normalisé (à droite) en fonction de R/L_{Te} . Les valeurs de la puissance sont indiquées au près de chaque point calculé, les lignes indiquent le modèle.*

L'analyse du transport à $\rho = 0.4$ est donnée dans la figure 3.11 où sont indiqués, comme précédemment, χ_e et sa valeur normalisée. Pour le cas $\chi_s = 0.2$, les valeurs de χ_e ne donnent pas d'information claire sur le transport. Cependant, dans des expériences de ce type avec une telle variation de la puissance de chauffage en dehors de l'axe, les valeurs normalisées caractériseraient très clairement le transport, à condition que la normalisation soit correcte. Pour le cas $\chi_s = 10$, χ_e et les valeurs normalisées montrent la possible existence d'un seuil, sans cependant permettre de le mettre en évidence directement: il n'est pas encadré par des valeurs de R/L_{T_e} . Il faut cependant souligner que la puissance ECH disponible sur les tokamaks est bien inférieure à 10 MW. Dans ASDEX Upgrade la puissance maximale disponible pour nos expériences était de 2 MW. Comme l'indiquent les puissances notées pour chaque point sur les graphiques, ceci ne permettrait pas de effectuer la variation nécessaire à l'obtention de résultats clairs. De plus, la variation de température ajouterait une incertitude importante par la normalisation.

La détermination de la physique du transport nécessite une variation de R/L_{T_e} la plus large possible et qui approche ou même inclut la valeur du seuil, tout en maintenant la température la plus constante possible, pour réduire les incertitudes dues à la normalisation. Ceci peut être obtenu, à puissance totale modeste, par une combinaison adéquate de dépôts de puissance, l'un au centre et l'autre en dehors de l'axe. La variation de R/L_{T_e} a lieu dans la région radiale entre les deux dépôts de puissance. C'est là que l'analyse devra être faite.

La combinaison la plus simple consiste à réaliser seulement deux cas: l'un avec dépôt central (P_{int}) et l'autre avec dépôt hors axe (P_{ext}). Les puissances sont les mêmes, ou au besoin ajustées pour garder T_e constante à la position radiale désirée. Ceci donne deux points, l'un pour le chauffage au centre à fort flux de chaleur et au-dessus du seuil, l'autre pour le chauffage hors axe à faible flux de chaleur et si possible près du seuil. Une extension donnant des points intermédiaires, consiste à ajouter des cas dans lesquels le rapport P_{int}/P_{ext}

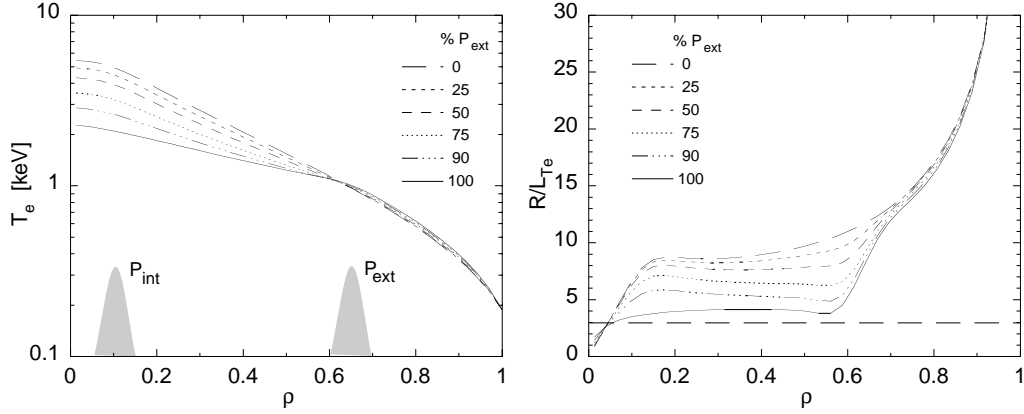


FIG. 3.12 – Profils de T_e et R/L_{T_e} dans une variation du profil de dépôt de puissance. La puissance totale est $P_{int} + P_{ext} = 1.5$ MW, le pourcentage de P_{ext} est indiqué dans la figure. Les autres conditions sont: $\chi_s = 0.2$, $T_{e,bord} \propto P^{0.55}$.

varie, éventuellement en ajustant la somme $P_{int} + P_{ext}$ pour assurer $T_e = const$ à la position désirée. Un exemple de ce type de variations est donné dans la figure 3.12 qui montre les profils de T_e et R/L_{T_e} . Nous avons choisi ici un cas représentatif à basse densité dans lequel la puissance électronique cédée aux ions par couplage est faible. De ce fait, avec la condition $P_{int} + P_{ext} = const$, le flux de chaleur électronique à l'extérieur de P_{ext} varie très peu: les profils de T_e à l'extérieur de P_{ext} sont identiques. Entre les deux dépôts de puissance la température électronique varie de $\pm 10\%$ et R/L_{T_e} d'un facteur 2. La valeur la plus basse de R/L_{T_e} , qui correspond au cas $P_{int} = 0$, est déterminée par le flux ohmique résiduel. Cette méthode utilise beaucoup mieux la puissance disponible que les cas décrits plus haut, comme cela est montré dans la figure 3.13 par les dépendances de χ_e et de sa valeur normalisée. Les points de χ_e suggèrent une augmentation au-dessus d'un éventuel seuil. Néanmoins, la courbure ne permet pas d'affirmer avec certitude l'existence d'un seuil et sa détermination serait très imprécise. Les valeurs normalisées de χ_e sont beaucoup plus claires, mais dans une analyses expérimentale, les incertitudes de mesures ne permettraient pas nécessairement de conclure, surtout si la valeur du seuil est basse. Deux éléments permettent d'améliorer la situation. D'une part d'accéder à des valeurs plus basses de R/L_{T_e} en réduisant le courant

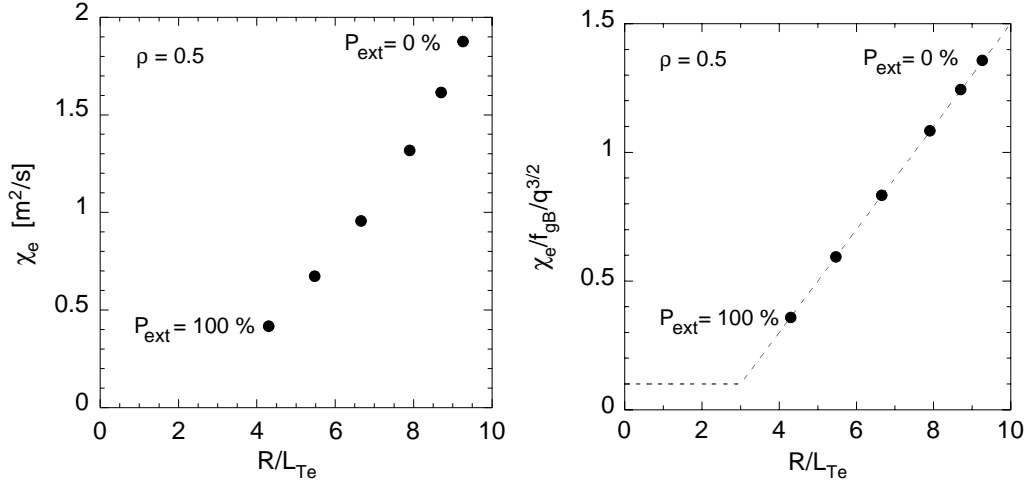


FIG. 3.13 – Valeurs de χ_e (à gauche) et celles de χ_e normalisées par le facteur gyro-Bohm et la dépendance $q^{3/2}$ en fonction du gradient normalisé (à droite), dans une variation du dépôt de puissance. La puissance totale est $P_{int} + P_{ext} = 1.5$ MW, le pourcentage de P_{ext} sont indiqués dans la figure. Les autres conditions sont: $\chi_s = 0.2$, $T_{e,bord} \propto P^{0.55}$.

plasma, d'autre part de compléter ces expériences par des études de transport transitoire dont nous avons plus haut (figure 3.1) qu'elles devraient permettre de détecter sans ambiguïté l'existence d'un seuil. Nous décrivons dans le chapitre 5 nos expériences qui, en effet, arrivent à ce résultat.

Ceci conclut la description des bases théoriques. Nous avons vu dans ce chapitre et dans le précédent que le transport électronique de la chaleur dû à la micro-turbulence, en particulier celle générée par les modes TEM, devrait augmenter au-dessus d'un seuil en R/L_{T_e} . Un modèle empirique basé sur cette hypothèse, validé par rapport à l'expérience dans un travail initial, donne des résultats satisfaisants. Les simulations numériques utilisant ce modèle montrent l'importance de la normalisation de χ_e dans les analyses. Elles indiquent aussi que les comparaisons avec l'expérience visant à confirmer l'hypothèse du seuil, doivent produire une large variation de R/L_{T_e} en s'approchant le plus près possible du seuil. Dans les deux chapitres suivants nous décrivons les résultats que nous avons obtenus sur ce sujet.

Chapitre 4

Comportement des profils de température électronique

Nous abordons dans ce chapitre les résultats expérimentaux sur le comportement des profils de température électronique et son interprétation par des études de transport. Nous commençons par une description des propriétés générales qui inclut aussi l'analyse de données provenant d'autres tokamaks. Ensuite nous nous concentrerons sur les résultats obtenus dans ASDEX Upgrade dans lequel des investigations détaillées ont été menées en utilisant aussi les méthodes de transport transitoire. Les résultats se rapportent à des plasmas de deutérium, à l'exception de ceux décrits dans la dernière section qui traite de l'effet isotopique.

4.1 Résilience des profils de température

A la fin des années 70 on observait de façon générale dans les tokamaks que les profils de température électronique gardaient une forme apparemment indépendante des conditions expérimentales. A cette époque, les profils de température ionique n'étaient pas encore mesurés. Ces observations ont donné lieu à de nombreuses publications dans les années 80 [86, 87, 88, 89, 90, 91, 92]. Cette propriété a été appelée «résilience», ou «profile consistency» dans [93]. Le travail présenté dans [93] tentait d'expli-

quer cette propriété des profils par une relation entre le profil de courant et le transport de chaleur. A cette époque, dans la plupart des tokamaks, le profil de dépôt de puissance des chauffages (additionnels ou purement ohmique) était piqué au centre, ce qui ne permettait pas de découpler clairement le transport du profil de courant. Quelques expériences tentées pour les découpler en créant un profil de chauffage ayant un maximum non pas au centre mais en dehors de l'axe ne pouvaient être faites qu'en changeant considérablement les paramètres du plasma, [88, 94]. Ces résultats semblaient indiquer que le transport n'était pas lié au profil de courant mais ils furent pratiquement ignorés car les conditions expérimentales entre les cas avec chauffage central ou en dehors de l'axe étaient trop différentes.

Un renouveau de l'intérêt pour ce comportement des profils de températures s'est développé au cours des années 90. De nouvelles observations sur la résilience des profils de température électronique sont rapportées dans plusieurs publications [95, 96, 97, 98, 99, 84, 100, 72, 101, 102, 103, 50, 104]. En particulier, il est montré que, dans une variation de la densité ou de la puissance déposée au centre, les profils de températures tracés sur une échelle logarithmique, «montent et descendent» par une translation parallèle à l'axe des Y en suivant la température du bord du plasma. Sur l'échelle logarithmique, les profils gardent la même forme dans la zone de confinement: R/L_{T_e} est donc pratiquement constant. Les profils de température ionique pouvant être mesurés, on découvre alors que ceux-ci sont aussi résilients, ce qui est documenté dans [50] (voir aussi [84] en annexe B à ce mémoire) et plus tard dans [105]. Ce comportement est donc très semblable aux résultats obtenus avec le modèle empirique décrit dans le chapitre précédent. A la fin des années 90, la prédiction théorique de l'existence d'un seuil pour le transport électronique de la chaleur était bien connue. Le modèle de Weiland (TEM) existait mais n'avait pas été appliqué spécifiquement au transport électronique. Le modèle empirique n'existait pas encore. De plus, l'attention était plus portée sur le transport ionique, en partie parce que les calculs de turbulence existaient pour les ions mais pas pour les électrons. Sur

le plan expérimental, l'étude des ions est, encore maintenant, fortement limitée par les possibilités expérimentales, surtout par le manque de méthodes de chauffage déposant la puissance uniquement dans le canal ionique et de façon localisée sur le rayon. Au contraire, pour les électrons, les méthodes de chauffage, en premier lieu ECH, et les possibilités de mesure permettent des études expérimentales détaillées comme le montrera la suite de ce travail.

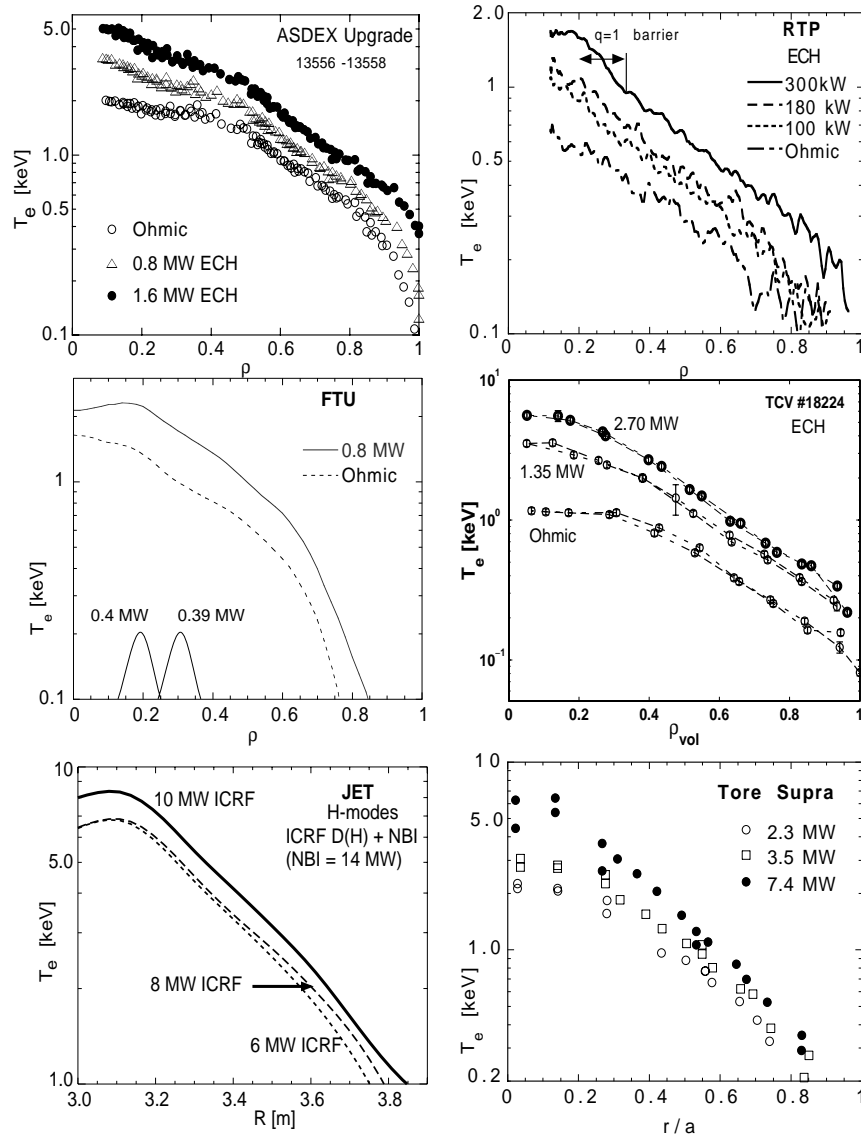


FIG. 4.1 – Profils de T_e dans différents tokamaks avec chauffage électronique dominant (D'après [72]).

Une étude comparative du comportement des profils de température électronique rassemblant les données de six tokamaks a été menée et présentée dans la référence [72], reproduite dans l'annexe B de ce mémoire. Cette étude inclut des tokamaks de taille bien différente couvrant des valeurs de R entre 0.5 m (COMPASS, TCV) et 3.0 m (JET). Les plasmas étudiés ont été chauffés au centre par une méthode de chauffage dominée par le flux électronique : ECH dans ASDEX Upgrade, FTU, RTP et TCV; ICRH dans JET et Tore Supra. La densité a été choisie assez basse pour réduire le couplage avec les ions, permettant ainsi d'étudier essentiellement les électrons. La puissance de chauffage a été variée. La figure 4.1 illustrent le comportement des profils de température électronique dans les 6 tokamaks. Ceux-ci montrent clairement que le gradient logarithmique reste constant dans la zone de confinement, indépendamment de la taille de la machine et de la valeur de la température. C'est donc une propriété générale.

La figure 4.2 indique les valeurs de R/L_{Te} , mesurées à mi-rayon, en fonction de la taille des tokamaks considérés dans cette étude. On constate que R/L_{Te} est proche de 10 avec des variations de $\pm 20\%$, donc pratiquement indépendant de la taille de la machine.

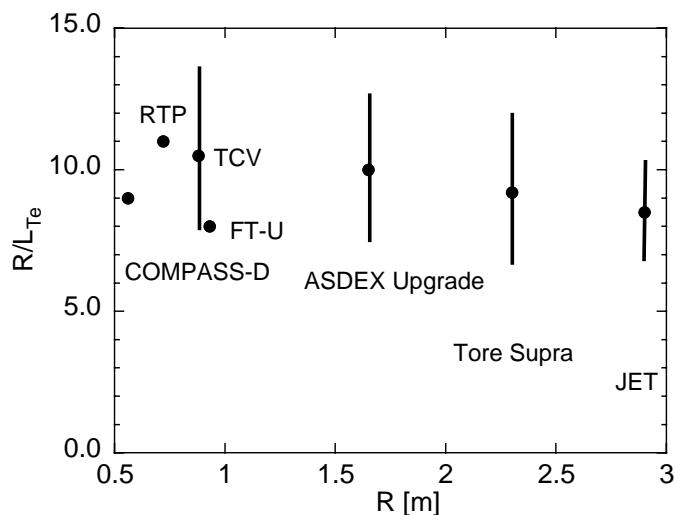


FIG. 4.2 – Valeur de R/L_{Te} dans différents tokamaks avec chauffage électronique dominant (D'après [72]).

Ce résultat suggère fortement que la physique du transport électronique de chaleur dépend d'un seuil en R/L_{T_e} . Comme nous le savons maintenant et l'avons discuté dans le chapitre précédent, les profils de T_e ne sont pas nécessairement proche du seuil, surtout si la résilience est faible et la température relativement basse. Cependant il faut souligner que, même si la valeur de R/L_{T_e} est bien au-dessus du seuil, elle en dépend. Le fait que la valeur de R/L_{T_e} varie peu d'un tokamak à l'autre suggère que le seuil ne varie pas beaucoup. Nous avons montré dans le chapitre précédent que ce comportement correspond bien à celui des modes TEM, ce qui n'était pas encore clair au moment de la publication [72]. Entre-temps, une comparaison entre tokamaks, basée sur l'analyse du transport électronique en utilisant le modèle empirique, a fourni des valeurs de χ_s et $R/L_{T_e,crit}$ [82]. Les valeurs de χ_s s'échelonnent entre 0.1 et 0.25 pour les plasmas dans lesquels électrons et ions sont peu couplés. Si ce n'est pas le cas, χ_s peut atteindre 0.6 à 1. Les valeurs du seuil $R/L_{T_e,crit}$ couvrent la plage 3 à 8 avec une majorité des points entre 4 et 6. Ces valeurs sont dans le domaine que nous attendons et expliquent a posteriori les résultats des deux figures ci-dessus et publiées dans [72].

En complément, soulignons que le gradient de température (∇T_e sans normalisation) varie fortement pour les profils donnés dans la figure 4.1, sa dépendance dans ces exemples étant approximativement en $1/R$. Ceci indique que la grandeur physique normalisée R/L_{T_e} , en accord avec la théorie, est très certainement un bon choix.

4.2 Résilience dans ASDEX Upgrade

Dans ASDEX Upgrade, les caractéristiques des profils de température électronique des plasmas chauffés avec ECH ont été étudiées en détail comme décrit dans la référence [100], reproduite dans l'annexe B. En particulier, une méthode expérimentale a été développée pour mesurer R/L_{T_e} avec une grande précision. En général, R/L_{T_e} est obtenu en calculant ∇T_e séparément

à partir du profil de T_e et en formant le rapport $\nabla T_e/T_e$ ensuite. L'incertitude expérimentale sur ∇T_e est grande, de l'ordre de 25%, à laquelle s'ajoute celle de T_e , typiquement 10%. La méthode développée dans notre travail s'applique au diagnostic ECE que nous utilisons dans toutes ces études. Elle consiste à déduire directement $\nabla T_e/T_e$ pour chaque point de mesure grâce à un déplacement radial du plasma de quelques centimètres. En effet, un tel mouvement du plasma par rapport aux points de mesure, fixes dans l'espace, induit pour chaque point une excursion sur le profil et donc une variation de température ΔT_e . Le déplacement du plasma ΔR en chaque point radial est donné par l'équilibre magnétique, avec une bonne précision, de l'ordre de $\pm 3\%$ car c'est une valeur relative. Pour chaque canal, on déduit $\nabla T_e/T_e$ de l'expression

$$\frac{\nabla T_e}{T_e} = \frac{1}{\Delta R} \frac{\Delta T_e}{T_e} \quad (4.1)$$

Le calibrage du diagnostic ECE attribue à chaque canal un facteur qui est donc identique pour ΔT_e et T_e et s'élimine dans ce rapport. Cette méthode améliore la précision de la mesure d'environ un ordre de grandeur car les barres d'erreurs sont déterminées par celles sur ΔR (3%).

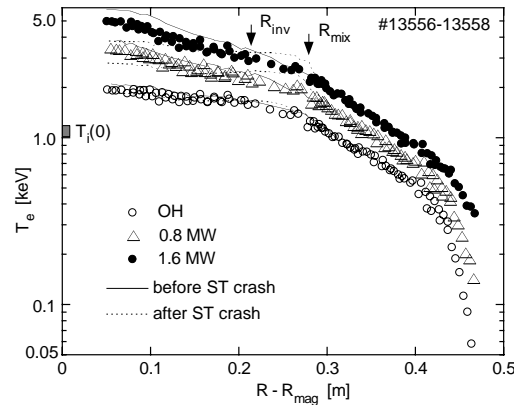


FIG. 4.3 – Profils de T_e dans une variation de puissance de chauffage ECH dans ASDEX Upgrade. Les lignes indiquent les variations dues aux dents de scie. (D'après [100]).

Un exemple de profils de T_e sur lesquels la méthode a été appliquée est reproduit dans la figure 4.3. Il s'agit d'une variation de puissance ECH (0 MW à 1.6 MW) déposée dans la partie centrale du plasma. Ces profils sont très semblables aux profils calculés avec le modèle empirique et illustré dans le chapitre 3, figure 3.7. Au centre ($\rho < 0.3$) les profils sont déterminés par les dents de scie mais à l'extérieur de cette région la valeur de R/L_{T_e} est presque indépendante du rayon jusque près du bord.

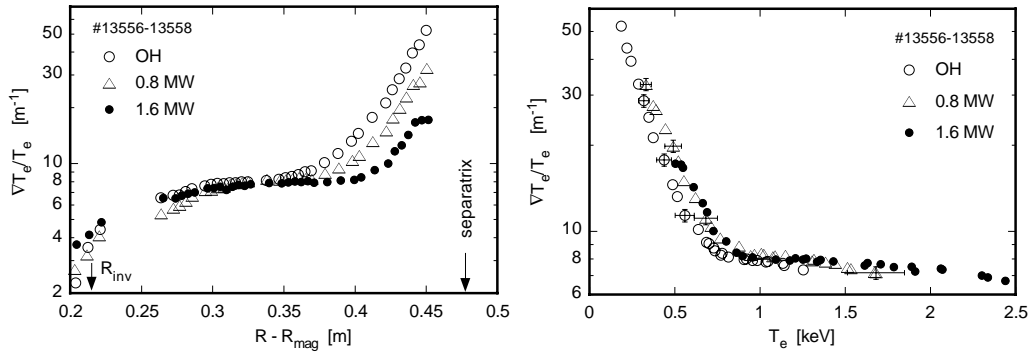


FIG. 4.4 – Valeurs de $|\nabla T_e|/T_e$ en fonction du rayon et de T_e dans une variation de puissance de chauffage ECH dans ASDEX Upgrade (D'après [100]).

Les profils de $|\nabla T_e|/T_e$, donnés par la méthode qui vient d'être décrite, sont représentés dans la figure 4.4: à gauche en fonction du rayon, à droite en fonction de la température. Tracées en fonction du rayon, les valeurs de $|\nabla T_e|/T_e$ présentent une région commune dans la zone de confinement, vers le bord du plasma elles augmentent et les profils s'écartent les uns des autres. L'écart entre profils vers le bord s'effectue comme on s'y attend: les profils à basse température augmentent à partir d'un rayon plus petit que ceux à plus haute température. Comme nous l'avons mentionné dans la description du modèle empirique (chapitre 3), ceci est dû à la diminution de la résilience effective à basse température. Le graphique de droite de la figure 4.4 montre que les valeurs de $|\nabla T_e|/T_e$ s'ordonnent très bien avec la température. Les courbes sont pratiquement identiques et présentent un coude commun vers 700 eV qui est attribué à la transition entre profils considérés comme résilients à haute température et ceux considérés comme non-résilients à basse température.

La valeur de 700 eV est en assez bon accord avec la température gyro-Bohm définie dans [82], (voir figure 9 dans cet article). Elle est aussi en accord avec celle mentionnée pour le tokamak TFTR dans des plasmas très différents, [89], ce qui suggère une certaine universalité. Dans [100] on montre que le profil de densité n'est pas la source de la divergence entre les profils de R/L_{T_e} .

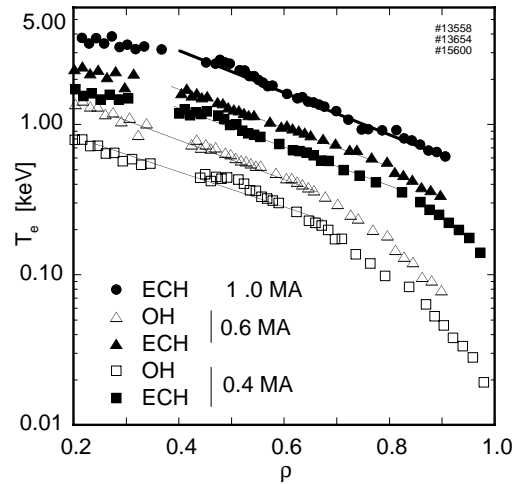


FIG. 4.5 – Profils de T_e pour différentes valeurs du courant plasma. Les lignes indiquent les parties où R/L_{T_e} est à peu près constant.

Nous avons déjà mentionné l'influence du courant plasma. Des exemples de profils de température électroniques pour différentes valeurs de I_p sont donnés dans la figure 4.5. La diminution de la température électronique liée à I_p apparaît très clairement. Comme indiqué dans le chapitre 3, nous avons introduit dans le modèle empirique une dépendance $q^{3/2}$ qui est en accord avec la théorie et reproduit assez bien la dégradation du confinement global quand le courant est réduit. Dans la référence [81] (en annexe B), nous avons montré que cette dépendance permet au modèle de reproduire correctement le transport à différents courants. Il semble donc que le transport électronique de la chaleur suive cette loi. Cependant, dans la modélisation, la température du bord utilisée est celle fournie par l'expérience. Même à flux de chaleur constant au bord, celle-ci décroît avec le courant, comme l'indique la figure 4.5 et comme nous l'avons aussi montré dans le chapitre précédent, figure 3.6. La dégradation du confinement avec la réduction du courant semble donc être

due aux deux effets conjugués: augmentation du transport et diminution de la température du bord. Alors que l'effet sur le transport semble dépendre de q , pour la température du bord, nos expériences ne permettent pas de distinguer entre une influence due au courant lui-même ou à q . Ceci est dû au fait que la fréquence fixe de notre système ECH actuel (140 GHz) ne permet que de faibles variations du champ magnétique B_T , au plus 20%, si l'on veut éviter de trop grands changements de la position du dépôt de puissance ECH. Avec le nouveau système ECH à quatre fréquences entre 105 GHz et 140 GHz, actuellement en construction, des variations de B_T de l'ordre de 50% seront possibles. Nous pourrions alors faire varier q à courant constant, ou bien I_p à q constant, sans changement exagéré de la position du dépôt de puissance. Ceci devrait permettre de séparer les deux effets.

4.3 Chauffage hors axe

Nous venons de décrire le comportement des plasmas quand le chauffage est appliqué dans la zone centrale. Le chauffage ECH permet aussi de déposer la puissance en dehors de l'axe. Un exemple avec chauffage ECH déposé à $\rho \approx 0.35$ est donné dans les graphiques de la figure 4.6.

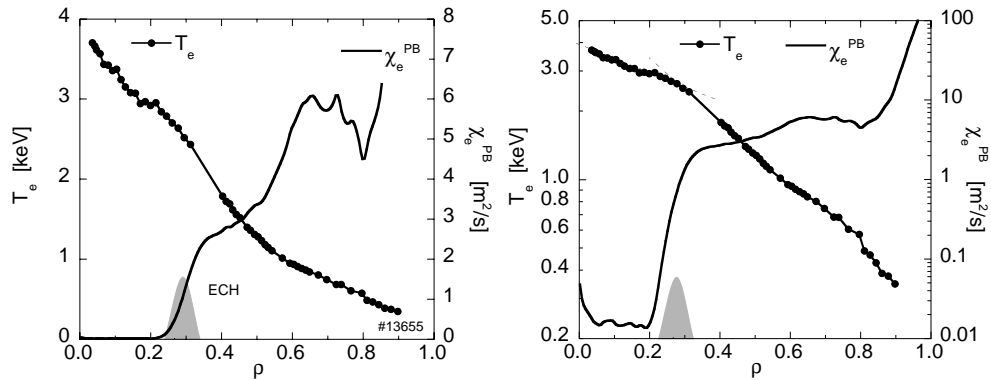


FIG. 4.6 – Exemple de chauffage ECH hors axe déposé à $\rho \approx 0.35$ dans ASDEX Upgrade. Graphique de gauche: Profils de T_e et de χ_e^{PB} sur une échelle linéaire. Graphique de droite: Profils de T_e et de χ_e^{PB} sur une échelle logarithmique qui montre bien les différentes pentes de part et d'autre du dépôt ECH. (D'après [79]).

Les profils de T_e et χ_e^{PB} y sont tracés sur une échelle linéaire (graphique de gauche) et logarithmique (graphique de droite). L'échelle linéaire montre que le profil de T_e reste très piqué au centre malgré le faible flux de chauffage. L'échelle logarithmique révèle clairement deux pentes différentes de part et d'autre du dépôt ECH: dans chacune des 2 régions R/L_{T_e} prend une valeur différente mais pratiquement indépendante du rayon. La partie extérieure au dépôt ECH est semblable aux exemples discutés dans la section précédente, le flux de chaleur est élevé et χ_e^{PB} aussi. Dans la région intérieure à ECH, le flux est très faible car il provient uniquement du chauffage ohmique résiduel. La valeur de $|\nabla T_e|$ étant nettement positive, cela implique un transport très faible comme indiqué par χ_e^{PB} .

Un autre exemple avec un dépôt de puissance hors axe est donné dans la figure 4.7 où nous comparons deux cas, l'un avec chauffage relativement au centre à $\rho \approx 0.35$, l'autre bien en dehors de l'axe à $\rho \approx 0.65$. Dans cet exemple l'échelle logarithmique montre bien la différence des valeurs de R/L_{T_e} de part et d'autre du dépôt hors axe.

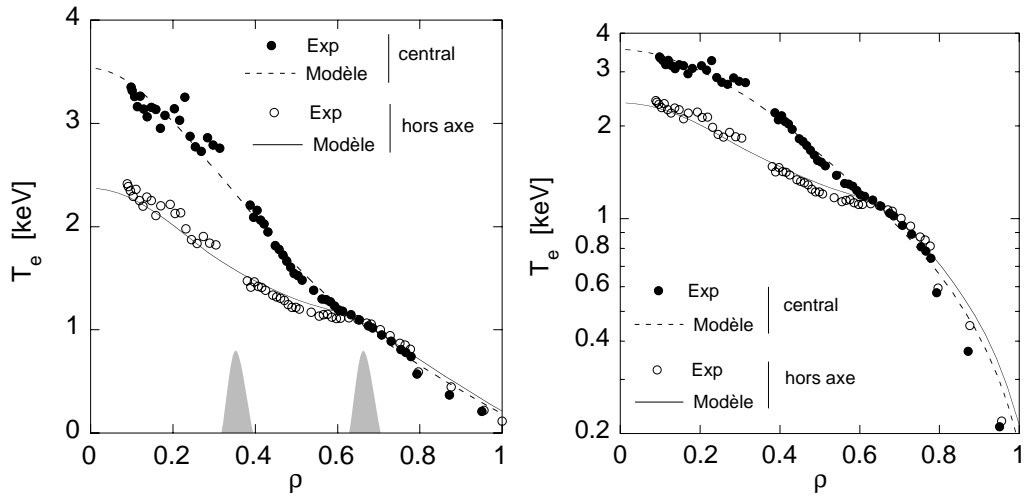


FIG. 4.7 – Comparaison de deux décharge avec dépôts ECH respectifs, près du centre $\rho \approx 0.35$ et hors axe $\rho \approx 0.65$. Profils de T_e sur échelles linéaire (gauche) et logarithmique (droite). Les points sont les mesures, les lignes les simulations avec le modèle empirique utilisant les mêmes coefficients pour les deux cas.

Les lignes sont les profils calculés avec le modèle empirique en utilisant les mêmes paramètres pour les deux cas: $\chi_s = 0.2$, $R/L_{T_e, \text{crit}} = 5$. Le modèle empirique reproduit bien les deux profils sur tout le rayon.

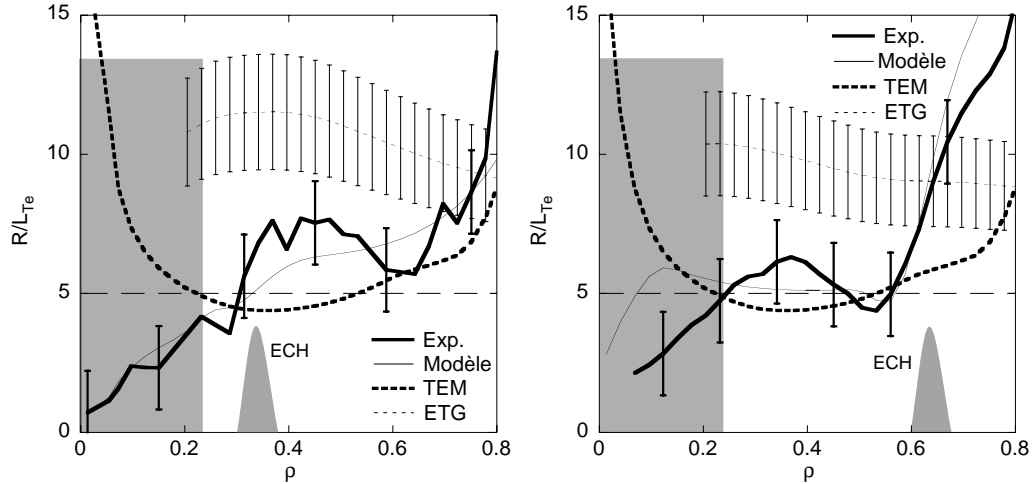


FIG. 4.8 – Profils de R/L_{T_e} expérimentaux et donnés par le modèle correspondant aux profils de T_e de la figure 4.7 pour chauffage vers le centre et hors axe (graphique de gauche et de droite respectivement). Les seuils TEM et ETG sont aussi indiqués. La ligne de longs tirets indique le seuil à $R/L_{T_e} = 5$ utilisé dans le modèle empirique. La partie grise indique la région affectée par les dents de scie.

Les profils de R/L_{T_e} expérimentaux et donnés par le modèle sont tracés dans les graphiques de la figure 4.8. Les seuils pour les modes TEM (Weiland) et ETG (formules 2.4 et 2.6) y sont aussi reportés. La partie central du plasma ($0.25 < \rho$) est dominée par l'activité des dents de scie et ne donne pas d'information. Dans la partie extérieure au dépôt ECH, les profils de R/L_{T_e} sont supérieurs au seuil TEM, ces modes sont donc déstabilisés. Par contraste, dans les deux cas le seuil des ETG est nettement au-dessus des valeurs de R/L_{T_e} , ce qui signifie que ce type de turbulence ne peut pas être instable. Les modes TEM sont donc des candidats fort possibles pour expliquer le transport électronique. Nous y reviendrons dans la chapitre 5. Dans le graphique de droite, le profil de R/L_{T_e} donné par le modèle est juste au-dessus de la valeur ($R/L_{T_e, \text{crit}} = 5$) utilisé pour le seuil. Ceci indique que les expériences avec chauffage hors axe peuvent fournir une bonne approxi-

mation de la valeur réelle du seuil. Nous avons aussi présenté dans [81] (en annexe B, voir Fig. 12) une décharge à courant plus bas, avec chauffage hors axe dans laquelle l'absence de dents de scie permet de pousser l'analyse plus loin vers le centre. Elle indique aussi un bon accord avec le seuil des modes TEM. Cependant, dans ce cas le seuil ETG est plus bas et donc plus proche des valeurs expérimentales de R/L_{T_e} . Ceci est dû à la diminution de T_e et du rapport T_e/T_i à bas courant, liée à la dégradation du confinement. Les modes ETG pourraient alors approcher leur limite de stabilité mais aucune conclusion définitive ne peut être tirée en raison des larges incertitudes expérimentales sur les paramètres nécessaires. Les modes TEM restent certainement une cause dominante du transport.

4.4 Chauffage hors axe et modulation

Une étape décisive dans la compréhension du transport électronique de la chaleur a été franchie grâce aux expériences, rapportées tout d'abord dans [106] puis [99], dans lesquelles nous avons superposé une modulation de faible amplitude à la puissance ECH continue déposée en dehors l'axe. Un exemple est illustré dans la figure 4.9. La puissance ECH proche de 800 kW, déposée à $\rho \approx 0.53$, est modulée avec une amplitude d'environ 10%. Les traces de température électronique à quelques rayons montrent vers le centre une modulation en partie obscurcie par les pulses des dents de scie. A la position de la déposition et plus à l'extérieur la modulation est bien visible.

L'effet de la modulation apparaît quantitativement dans les profils d'amplitude et de déphasage de la figure 4.10. L'amplitude de la modulation à la fréquence fondamentale f_{mod} est bien au-dessus du bruit dans la partie extérieure à $\rho = 0.3$. Plus à l'intérieur, la modulation de T_e devient très faible (en dessous de 2 eV) et le bruit des dents de scie domine. L'harmonique à $3f_{mod}$ est bien visible, mais son rapport signal sur bruit n'est suffisant que dans la partie extérieure à la position de ECH. Une propriété caractéristique des ces profils, tant pour l'amplitude que pour la phase, est leur asymétrie.

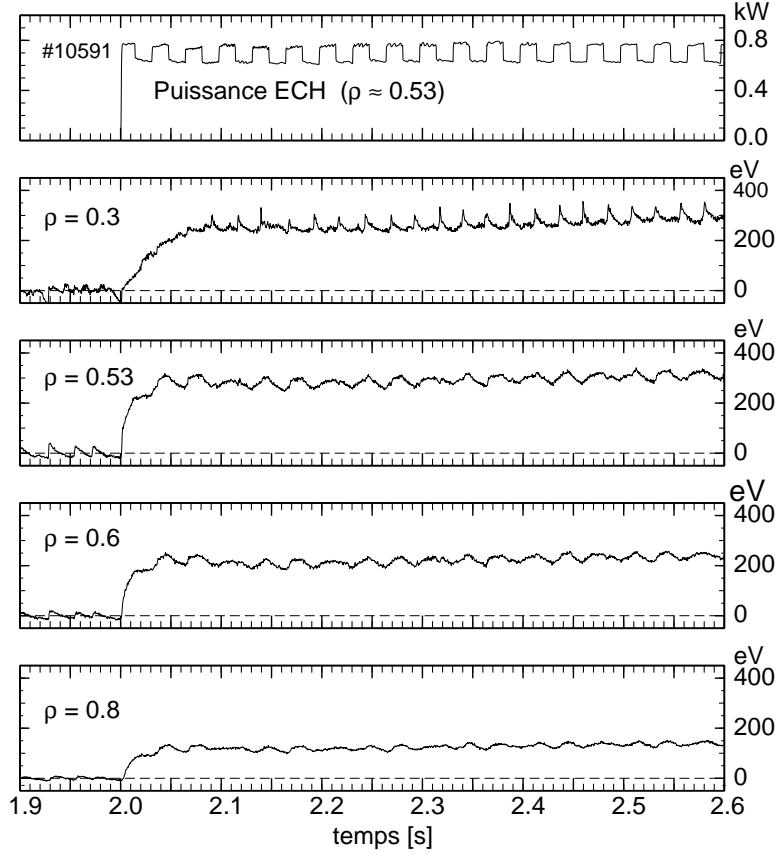


FIG. 4.9 – Evolution temporelle de quelques traces de T_e dans une modulation de faible amplitude superposée à un pulse continu de puissance ECH. La fréquence de modulation est de 30 Hz.

Les pentes sont beaucoup plus fortes du côté intérieur de la position ECH que du côté extérieur. Donc, dans la région intérieure à la position du dépôt ECH la propagation est beaucoup plus lente que du côté extérieur. L'analyse des données de la figure 4.10 donne $\chi_e^{HP} \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$ dans la région intérieure et $\chi_e^{HP} \approx 10 \text{ m}^2/\text{s}$ dans la région extérieure. Cette situation est complètement différente de celle décrite à la fin du chapitre 2 pour la décharge Nr. 7745, dans laquelle la modulation était de 100% et les profils symétriques (figure 2.8). Cette différence est due à la puissance ECH continue de la décharge décrite ici (Nr. 10591) qui change les profils de T_e , créant à l'intérieur une région dans laquelle R/L_{T_e} est bas, mais prend des valeurs élevées dans la région extérieure, comme nous l'avons montré plus haut. D'après ce que nous

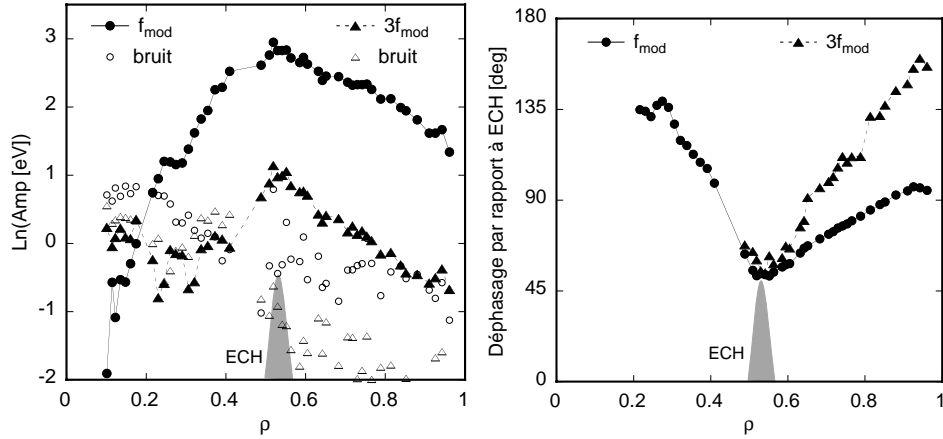


FIG. 4.10 – Profils d’amplitude et de déphasage pour la modulation de la décharge Nr.10591, $f_{mod} = 30$ Hz.

avons décrit jusqu’ici, le transport doit être plus bas dans la région intérieure que dans la région extérieure et cette différence doit être plus forte pour χ_e^{HP} que pour χ_e^{PB} . A l’époque de ces expériences le modèle empirique n’existait pas et dans [106] nous avons ajustés les profils de χ_e^{PB} et χ_e^{HP} pour reproduire respectivement, mais séparément, le profil de T_e et les données de modulation. Ces profils de χ_e^{PB} et χ_e^{HP} sont repris ici dans la figure 4.11. Le profil χ_e^{PB} déduit de la phase ohmique a aussi été utilisé dans [106].

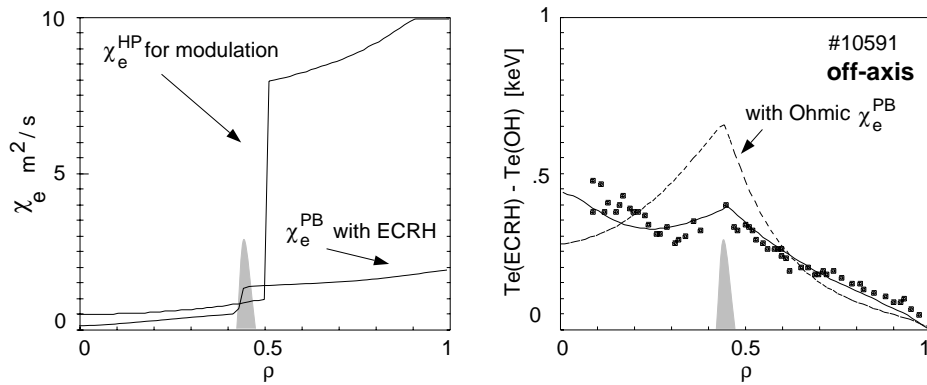


FIG. 4.11 – Profils de χ_e^{PB} et χ_e^{HP} utilisés pour reproduire T_e et la modulation de la décharge Nr. 10591 (graphique de gauche). Profils de l’augmentation de T_e avec ECH par rapport au cas ohmique (graphique de droite). Les lignes représentent les simulations avec χ_e^{PB} et χ_e^{PB} ohmique (D’après [106]).

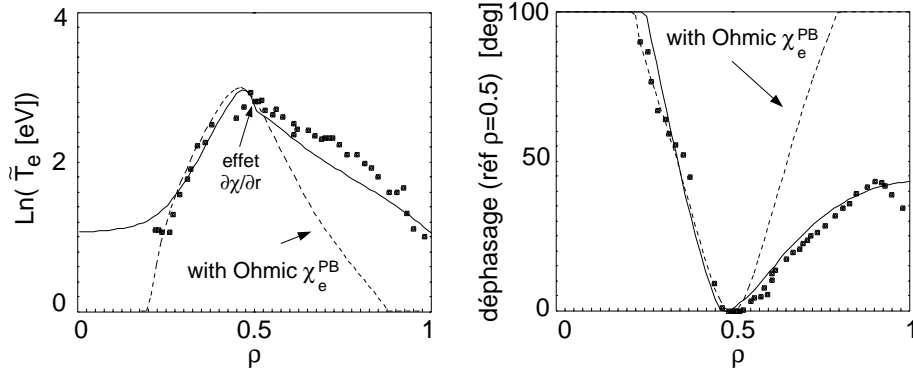


FIG. 4.12 – Profils d'amplitude et de phase pour la décharge Nr. 10591. Les lignes représentent les simulations avec χ_e^{HP} et χ_e^{PB} ohmique (D'après [106]).

Comme prévu, les profils de χ_e^{PB} et χ_e^{HP} présentent une différence significative entre les régions intérieure et extérieure au dépôt ECH, avec un changement abrupt à la déposition ECH. Dans la région intérieure, χ_e^{HP} est proche de χ_e^{PB} qui est proche de χ_e^{PB} ohmique. Dans la région extérieure, cependant, la valeur de χ_e^{HP} doit être nettement supérieure à celle de χ_e^{PB} pour représenter correctement la propagation des pulses de chaleur. L'augmentation de T_e est indiquée dans le graphique de droite pour χ_e^{PB} déduit de la phase ohmique et pour le profil de χ_e^{PB} de la figure 4.11. Ce dernier donne de bon résultats alors que le transport déduit de la phase ohmique est clairement trop faible. La comparaison des simulations de l'amplitude et de la phase de la modulation de T_e avec les données expérimentales est reproduite dans 4.12. Le profil de χ_e déduit de la phase ohmique reproduit correctement la propagation dans la partie intérieure du dépôt ECH. Dans la partie extérieure, les valeurs élevées de χ_e^{HP} indiquées dans la figure 4.11 sont nécessaires. Notons que l'amplitude est mal reproduite dans la zone où la puissance est déposée. En particulier, le changement abrupt indiqué par la flèche dans la figure 4.12 ne correspond pas aux comportement des données. Il est causé par le changement de χ_e^{HP} à cet endroit. C'est l'effet $\partial\chi_e/\partial r$ discuté dans le chapitre 2 équation 2.16. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe suivant. Ces résultats ont bien démontré, à l'époque, le comportement du transport quand ECH est appliqué hors axe mais cette approche

n'était pas fondée sur un modèle cohérent reproduisant les données simultanément.

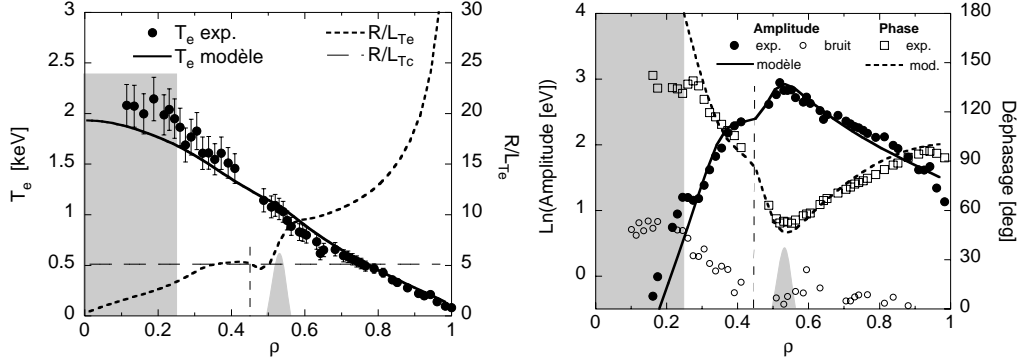


FIG. 4.13 – *Comparaison entre expérience et résultats des simulations utilisant le modèle empirique à gradient critique pour la décharge Nr. 10591. A gauche profils de T_e et R/L_{T_e} . A droite, profils d'amplitude et de déphasage. Les lignes verticales dans les deux graphiques sont à la même position radiale et indiquent l'endroit où la modulation ne force plus R/L_{T_e} en-dessous du seuil.*

Pour ce mémoire, ces données ont été reprises et simulées avec le modèle empirique. Les résultats sont donnés dans les graphiques de la figure 4.13. Les profils de T_e , reproduits dans le graphique de gauche, montrent un assez bon accord entre expérience et modèle. Le modèle donne une valeur un peu trop basse dans la partie centrale. Ceci peut être attribué à une variation radiale du seuil et de χ_0 en conjonction avec les dents de scie. Le profil de R/L_{T_e} indique bien le changement de part et d'autre du dépôt ECH. Dans la partie centrale du plasma ($\rho < 0.33$) le profil est toujours en-dessous du seuil. À l'extérieur de cette région mais à l'intérieur du dépôt ECH, R/L_{T_e} est très près du seuil. Les profils d'amplitude et de déphasage sont donnés dans le graphique de droite. L'accord entre expérience et modèle est bon dans la région $\rho > 0.28$ où le rapport signal sur bruit pour les données expérimentales est suffisant. Les deux profils indiquent un coude vers $\rho \approx 0.43$ juste à l'intérieur du dépôt ECH et indiqué par la ligne verticale de tirets. Ceci provient du comportement temporel de R/L_{T_e} dans cette région. En effet, le profil de R/L_{T_e}

tracé dans le graphique de gauche a été choisi au moment où la modulation est enclenchée, ce qui cause une réduction de R/L_{T_e} qui passe en-dessous du seuil juste à l'intérieur du dépôt ECH, entre le centre du dépôt ECH et le coude indiqué par la ligne de tirets. En raison de la grande différence de vitesse de propagation en-dessous et au-dessus du seuil (voir figure 3.1), cette modulation cyclique de R/L_{T_e} produit en moyenne une forte décroissance de la vitesse de propagation des pulses de chaleur. Celle-ci est clairement reflétée par les fortes pentes des profils d'amplitude et de phase dans cette mince région. Plus à l'intérieur, R/L_{T_e} reste toujours au-dessus du seuil et la vitesse de propagation est élevée. Finalement, encore plus à l'intérieur ($\rho < 0.33$), R/L_{T_e} est toujours en-dessous du seuil et la propagation très lente mène à une décroissance rapide de l'amplitude, cohérente avec la variation rapide du déphasage. Le signal disparaît rapidement dans le bruit. Finalement, dans la région extérieure au dépôt ECH, la propagation rapide des pulses est bien reproduite par le modèle à gradient critique. Le modèle reproduit donc avec beaucoup de détails les données de modulation, ce qui n'était pas le cas des simulations antérieures illustrées dans la figure 4.12. En particulier, la modélisation est en bien meilleur accord avec la mesure dans la région du dépôt ECH.

Pour vérifier que les résultats de ce type d'expériences n'étaient pas faussés par le fait que la modulation était effectuée à la même position radiale que la puissance continue, nous avons conduit les expériences suivantes (voir [99] ou [84], annexe B). Celles-ci étaient rendues possible par le développement du système ECH étendu à trois gyrotrons. Des pulses de chaleur ont été excités au bord du plasma par un gyrotron, alors que la puissance ECH continue (≈ 800 kW) délivrée par deux autres gyrotrons était déposée à mi-rayon. Ceci a confirmé les résultats décrits ci-dessus: la propagation des pulses de chaleur était très fortement réduite lors du passage dans la région intérieure. De plus, elles ont démontré que la position du changement de vitesse de propagation était directement liée à celle du dépôt de puissance des deux gyrotrons, comme on s'y attendait. Ces expériences ont fourni la base du développement

du modèle empirique qui a permis de reproduire *simultanément* les profils de T_e et ceux de la propagation des pulses de chaleur, [80].

En parallèle avec le développement du modèle empirique, des simulations de nos expériences avec modulation ECH ont été effectuées avec le modèle de Weiland. Les résultats étaient excellents pour les décharges à 800 kA et q_{95} de l'ordre de 4, [104] (voir aussi en annexe B [107]). Cependant, il a été montré peu après que le modèle de Weiland n'ayant pas de dépendance en q , les simulations à d'autres valeurs du courant plasma, en particulier plus basses (q_{95} plus élevé), n'étaient pas bonnes [81]. Le modèle s'est donc avéré moins utile pour nos études.

4.5 Effet isotopique: hydrogène et deutérium

Le confinement et le transport dans les plasma de fusion dépendent de l'isotope utilisé, caractérisé par la masse effective M_{eff} , comme indiqué dans le chapitre 1. Le confinement est, en général, meilleur dans le deutérium que dans l'hydrogène, dans ASDEX Upgrade aussi [7, 108]. Cet effet n'est pas expliqué et surtout l'effet inverse est prédit par la théorie en raison de la dépendance en masse de ρ_i (ou ρ_s). Cette propriété doit naturellement être due aux ions mais il est intéressant d'en étudier une possible répercussion sur les électrons. Nous avons donc aussi étudié des plasmas d'hydrogène. Dans les plasmas à basse densité avec chauffage ECH du type de ceux présentés dans les deux sections précédentes aucune différence entre l'hydrogène et deutérium n'apparaît, [84] (annexe B).

Un exemple en est donné dans la figure 4.14 qui montre les profils de T_e pour deux décharges ayant les mêmes paramètres, mais l'une en deutérium et l'autre en hydrogène. Les profils sont identiques sur tout le rayon, avec chauffage ohmique seulement et avec 1.6 MW de puissance ECH. Ceci est en accord avec le fait que les électrons sont découplés des ions. De même, dans des expériences de modulation du type de celles décrites dans la section

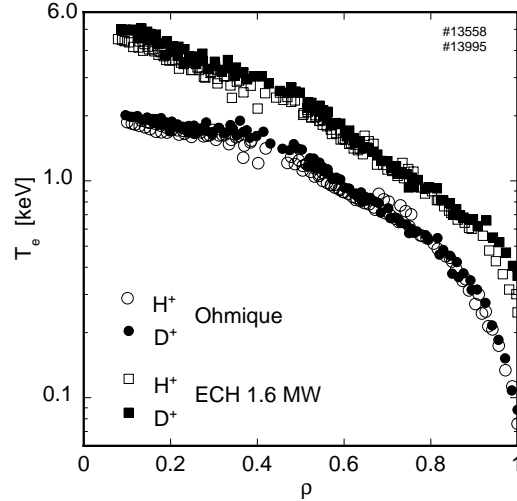


FIG. 4.14 – Profils de T_e dans des décharge en hydrogène et en deutérium.

précédente effectuées dans des plasma d'hydrogène donnent quantitativement les mêmes résultats qu'en deutérium [84]. En résumé, à basse densité avec ECH les canaux électronique et ionique sont bien découplés et dans ces condition le transport électronique de la chaleur est insensible à la masse effective.

En revanche, dans des plasmas à plus haute collisionnalité ou bien chauffés par les faisceaux d'injection de neutres (1.5 à 5 MW) la différence entre hydrogène et deutérium apparaît: le confinement est meilleur en deutérium.

Dans de telles décharges nous avons aussi appliqué un peu de puissance ECH modulée pour l'analyse du transport transitoire, [99, 84] (en annexe B). Cette puissance est faible et ne représente qu'une petite fraction du chauffage total. Les résultats sont résumés dans la figure 4.15. Le graphique de gauche montre les valeurs de χ_e^{PB} et χ_e^{HP} en fonction de la puissance totale appliquée, pour les deux isotopes utilisés. A puissance donnée, χ_e^{PB} est un peu plus élevé en hydrogène qu'en deutérium. Rappelons que le rapport entre les deux valeurs est au plus de $\sqrt{2}$, donc pas très visible dans la figure. Par contraste, une différence très nette sépare les points de χ_e^{HP} en hydrogène et en deutérium, mais dans le sens *inverse* de celui attendu: les points en hydrogène reflètent un transport qui serait plus *faible* qu'en deutérium. Cette contradiction est tout à fait remarquable, mais seulement apparente. Nous

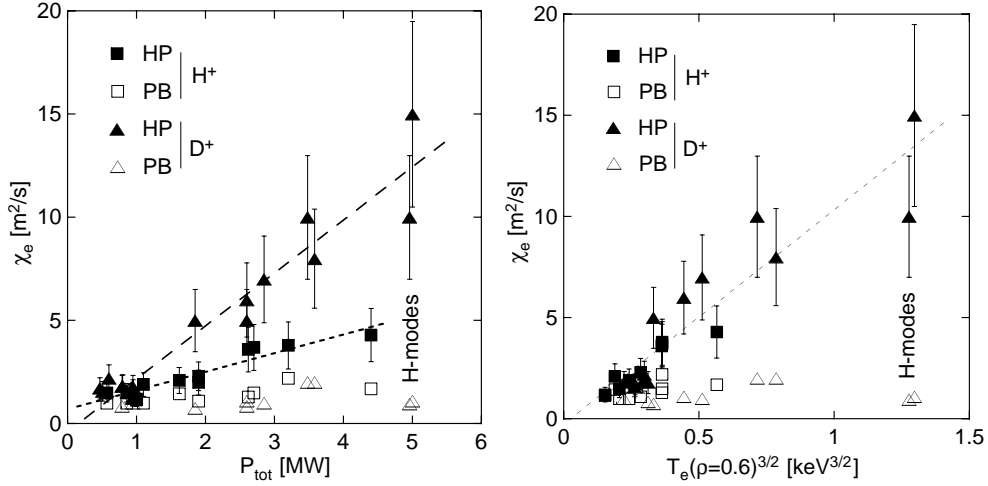


FIG. 4.15 – Comparaison des coefficients de transport dans des plasma d'hydrogène et de deutérium. Dépendance de χ_e^{PB} et χ_e^{HP} en fonction de la puissance totale de chauffage (graphique de gauche) et de $T_e^{3/2}$ qui prend en compte la normalisation gyro-Bohm (graphique de droite).

avons montré dans [99] que ceci est dû à la température. En effet, à puissance donnée, les plasmas de deutérium ont une température plus élevée que ceux d'hydrogène, en accord avec le meilleur confinement global. Dans la publication [99] nous avons montré l'unification des valeurs de χ_e^{HP} en hydrogène et deutérium en les traçant en fonction de T_e . Cependant, nous avons souligné dans le chapitre 3 l'importance de la normalisation par le facteur gyro-Bohm proportionnel à $T_e^{3/2}$ et il est certainement plus physique d'utiliser cette normalisation. Ceci conduit, pour les mêmes données que celle publiées dans [99], au graphique de droite de la figure 4.15. Les points de χ_e^{HP} en hydrogène et en deutérium sont cohérents. La ligne, qui est le résultat d'une régression linéaire sur ces points, passe par l'origine, ce qui n'était pas le cas dans la version en fonction de T_e . L'interprétation de ce graphique est la suivante: dans ce type de décharges avec chauffage de neutres, les valeurs de R/L_{T_e} varient peu, comme nous l'avons discuté plus haut (voir aussi [95] pour d'autres exemples de résilience des profils dans ASDEX Upgrade dans ces conditions). Un graphique en fonction de R/L_{T_e} n'aurait donc pas grand sens, d'autant plus que les incertitudes de mesure seraient grandes pour ces décharges bien

différentes les unes des autres. Supposant donc que R/L_{T_e} varie relativement peu, on obtient $\chi_e^{HP} \propto T_e^{3/2}$ si χ_s est constant. Ceci est effectivement démontré par le graphique de droite: les points χ_e^{HP} pour l'hydrogène et le deutérium sont bien alignés sur une seule droite qui passe par l'origine.

En résumé, dans ce chapitre nous avons vu que les profils de température électronique répondent généralement faiblement aux changements de profil de dépôt de puissance, propriété appelée résilience. Cette propriété est observée dans tous les tokamaks. Elle peut être expliquée par l'existence d'un seuil en R/L_{T_e} au-dessus duquel le transport de chaleur augmente alors qu'il est faible en-dessous. Ceci est clairement démontré par le modèle empirique décrit dans le chapitre 3 qui permet de reproduire simultanément les données moyennes sur le temps et les propriétés du transport transitoire. Dans le chapitre suivant nous présentons des expériences et analyses faites dans ASDEX Upgrade qui s'attachent à étudier en détail les caractéristiques du transport et à démontrer l'existence d'un seuil.

Chapitre 5

Détermination expérimentale des propriétés des modes d'électrons piégés

Au début de ce mémoire nous avons présenté les propriétés essentielles du transport turbulent. En particulier, pour le cas du transport électronique de la chaleur, nous avons indiqué que les types de turbulence les plus probables sont excités par les modes d'électrons piégés (TEM) et ceux dus au gradient de T_e (ETG). Nous avons aussi indiqué que les premiers sont stabilisés par les collisions, mais qu'ils sont dominants dans les cas $T_e > T_i$ à basse collisionnalité. Dans les conditions usuelles des tokamaks, les modes ETG peuvent être instables dans les cas $T_e \approx T_i$ ou $T_e < T_i$. Les modes ETG, de très courte longueur d'onde, ne peuvent contribuer au transport que si des cellules de turbulence ayant une taille radiale bien supérieure à leur longueur d'onde s'établissent par couplage non-linéaire de modes.

Dans le chapitre précédent nous avons décrit quelques résultats expérimentaux qui suggèrent fortement que les modes TEM pourraient être la cause principale du transport électronique de la chaleur. Dans ce chapitre, nous présentons des résultats expérimentaux qui mettent directement en évidence le rôle essentiel des modes TEM pour le transport électronique de la chaleur dans les cas $T_e > T_i$ à basse collisionnalité. Nous décrirons les expériences qui

donnent les valeurs du facteur de résilience χ_s et du seuil. Nous montrerons aussi que l'existence d'un seuil a pu être mise en évidence explicitement et qu'il correspond à celui des modes TEM. Finalement, nous présenterons des résultats qui suggèrent qu'ils sont stabilisés à forte collisionnalité. Dans ce cas, le transport électronique de la chaleur, qui n'est pas nul, doit s'effectuer par un autre canal que nous discuterons. Ces résultats sont décrits dans les publications [81] et [109] (jointes en annexe B) auxquelles nous ferons référence fréquemment. Tous ces plasmas sont en deutérium.

5.1 Expériences de variation du gradient

Les simulations avec le modèle empirique, présentées dans le chapitre 3, ont montré que les expériences les mieux adaptées à démontrer la validité du modèle consiste à faire varier R/L_{T_e} en maintenant la température la plus constante possible (figures 3.12 et 3.13). De telles expériences ont été effectuées dans ASDEX Upgrade en utilisant les possibilités du système ECH et ont été décrites dans [81]. En effet, grâce aux quatre faisceaux indépendants, la puissance peut être déposée simultanément à deux positions $\rho_{int} \approx 0.35$ et $\rho_{ext} \approx 0.65$. Les puissances P_{int} et P_{ext} peuvent être ajustées pour faire varier le rapport P_{int}/P_{ext} entre 0 et 1, tout en maintenant la puissance totale $P_{int} + P_{ext}$ constante, ici à environ 1.3 MW. De plus, une modulation de puissance avec une amplitude d'environ 10% a été appliquée à P_{int} ou P_{ext} pour permettre simultanément l'analyse du transport transitoire. Un exemple de traces temporelles est donné dans la figure 5.1. On y voit la modulation de la puissance sur P_{ext} à environ 30 Hz. Nous avons aussi appliqué une modulation à 100 Hz à la fin du pulse de P_{int} pour déterminer avec précision la position de son dépôt de puissance. Les traces de température montrent bien la modulation près de la position de P_{ext} et sa propagation vers le centre. Les pulses des dents de scie sont visibles sur la trace à $\rho \approx 0.3$. Les dents de scie ont un spectre en fréquence entre 35 Hz et 55 Hz dans ce cas. Leur perturbation est donc en dehors de la fréquence de modulation ECH. Il en résulte que,

dans la région radiale utile pour l'analyse ($0.4 < \rho < 0.6$), le rapport signal sur bruit de la mesure de la modulation de T_e fourni par la transformation de Fourier est bon, comme l'indique la figure 5.2. Cette figure montre que pour $\rho < 0.3$ l'amplitude de la modulation décroît fortement. Ceci reflète la faible valeur du transport à l'intérieur du dépôt de P_{int} . Dans cette région le profil tombe en-dessous du seuil. On voit aussi que le bruit causé par les dents de scie domine dans cette region très centrale, ce qui n'affecte absolument pas nos résultats.

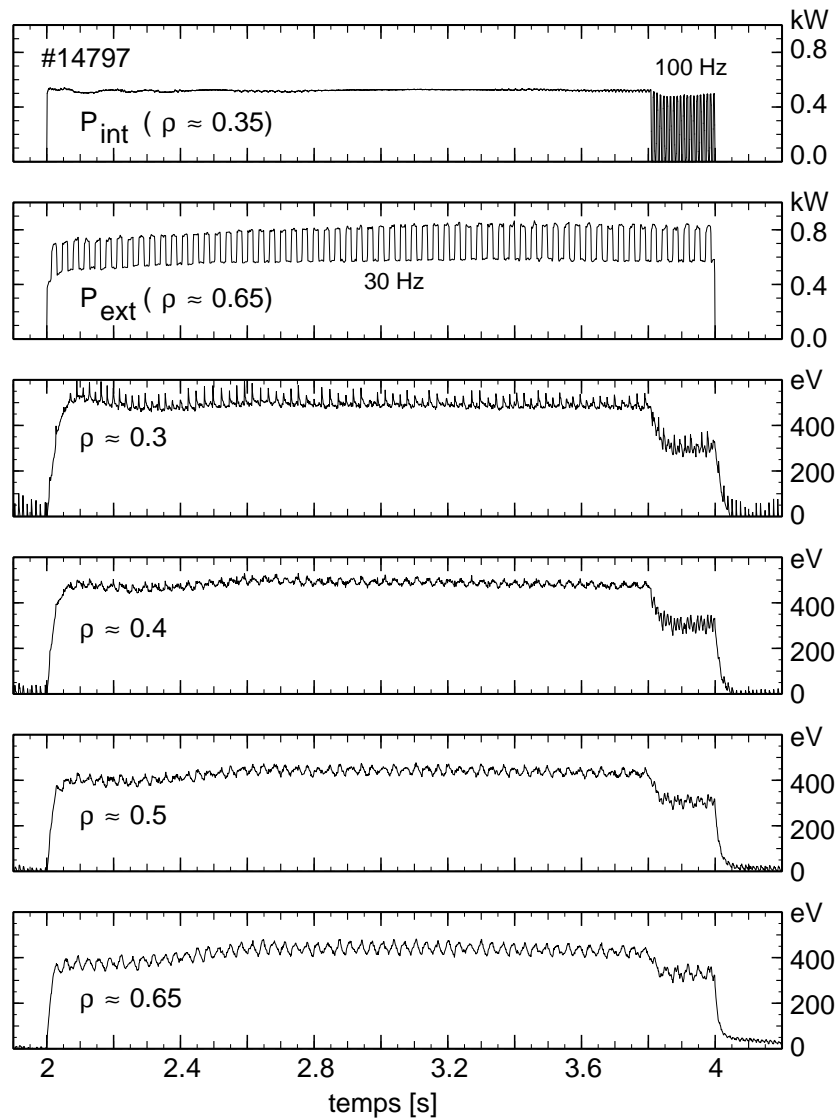


FIG. 5.1 – Evolution temporelle dans un cas intermediaire ($P_{int} = 38\%$, $P_{ext} = 62\%$) des expériences de variation du gradient.

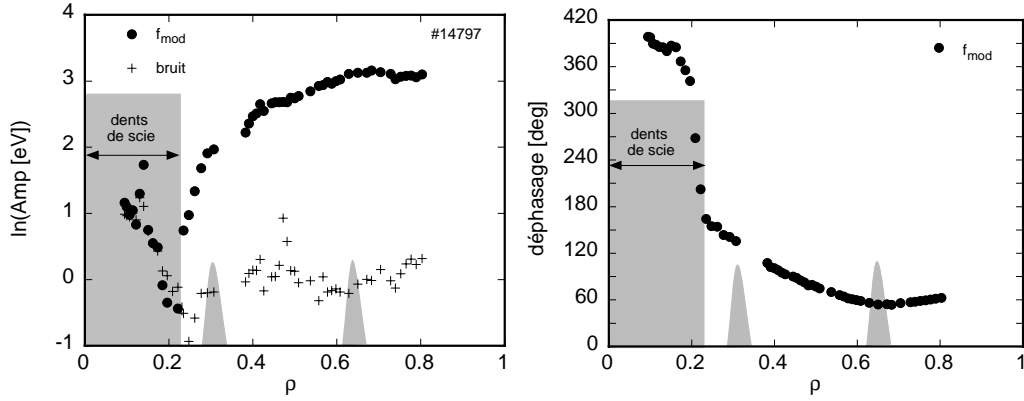


FIG. 5.2 – Profils d’amplitude et de phase pour un cas intermédiaire de dépôt de puissance ($P_{int} = 38\%$, $P_{ext} = 62\%$).

Comme ils sont essentiels dans ces expériences, nous reproduisons ici dans la partie de gauche de la figure 5.3 les profils du flux de chaleur intégré sur les surfaces magnétiques, Q_e . Entre les deux dépositions, le flux de chaleur varie de plus d’un ordre de grandeur, mais reste pratiquement constant à l’extérieur de P_{ext} . La légère décroissance du flux vers l’extérieur est due aux pertes vers les ions par l’échange collisionnel et indique le faible couplage électron-ion.

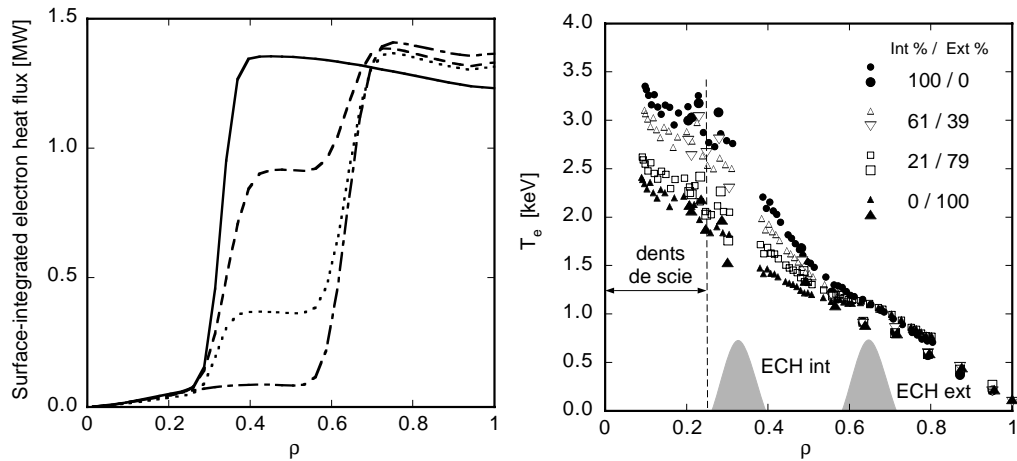


FIG. 5.3 – Profils du flux chaleur intégré Q_e et de la température dans les expériences de variation de gradient. Les symboles de petite taille représentent les données ECE, ceux de grande taille la diffusion Thomson (D’après [81]).

Les profils de T_e (graphique de droite de la figure 5.3) indiquent que, comme on s'y attend, la température au bord ne change pratiquement pas. Celle entre les deux dépositions ($\rho \approx 0.5$) varie peu alors que ∇T_e varie environ d'un facteur 3. La figure 5.4 montre ceci quantitativement. Le graphique de gauche indique que la température, à la même position radiale, varie à peine de $\pm 13\%$ entre 1.25 keV et 1.65 keV, alors que R/L_{T_e} varie presque d'un facteur 2 (graphique de droite).

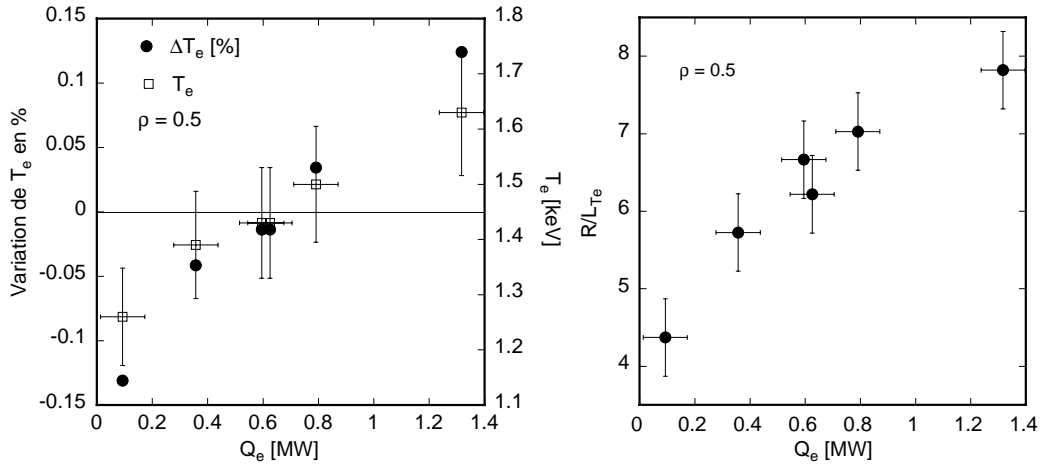


FIG. 5.4 – Variations en fonction du flux: T_e (graphique de gauche), R/L_{T_e} (graphique de droite). Les données sont prises à mi-rayon.

Ces expériences semblent donc fournir de bonnes conditions pour la comparaison avec le modèle empirique, c'est à dire pour démontrer la possible existence d'un seuil au-dessous duquel le transport serait bas et l'augmentation du transport au-dessus. Le modèle doit reproduire simultanément les profils de T_e et les propriétés de la modulation. Il nous faut donc déterminer les coefficients χ_s , χ_0 et le seuil à partir des données expérimentales. Ceci s'effectue en deux étapes. La première consiste à comparer, à une position radiale donnée, ici $\rho = 0.5$, les valeurs normalisées de χ_e^{PB} et χ_e^{HP} avec les formules analytiques du modèle. On en déduit χ_s et le seuil $R/L_{T_e, crit}$. La valeur de $q^{3/2}$ est fournie par l'analyse du bilan d'énergie qui prend aussi en compte la diffusion du courant. Dans la seconde étape ces valeurs sont utilisées dans des simulations numériques complètes, incluant la modulation.

Celles-ci permettent de vérifier χ_s et $R/L_{T_e, crit}$ ou de les ajuster légèrement si nécessaire pour obtenir un meilleur accord sur tout le rayon. On détermine χ_0 par ajustage des profils à l'intérieur de P_{int} .

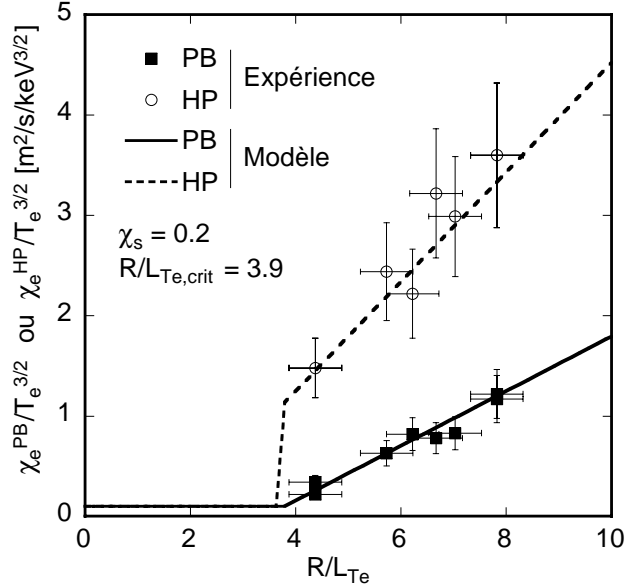


FIG. 5.5 – Valeurs normalisées de χ_e^{PB} et χ_e^{HP} en fonction de R/L_{T_e} prises à mi-rayon. Les points indiquent les données expérimentales. La ligne qui passe par les points de χ_e^{PB} est une régression qui donne $\chi_s = 0.2$ et $R/L_{T_e, crit} = 3.9$. La ligne de tirets est celle pour χ_e^{HP} déduite du modèle utilisant ces valeurs de χ_s et du seuil (D'après [81]).

Les résultats de la première étape sont donnés dans la figure 5.5 qui reprend la figure 4 de la publication [81], modifiée pour prendre en compte R/L_{T_e} et les coefficients adimensionnels correspondants à la version la plus récente du modèle. La comparaison avec le modèle consiste à déterminer χ_s et $R/L_{T_e, crit}$ par une régression linéaire sur les données de χ_e^{PB} . Ceci donne $\chi_s = 0.2$ et $R/L_{T_e, crit} = 3.9$. La valeur de χ_0 étant petite elle joue peu de rôle dans la détermination de χ_s et $R/L_{T_e, crit}$. Sa valeur maximale est limitée par le transport au point expérimental le plus proche du seuil. Ceci n'influence pas la valeur de χ_s déterminée par les points à flux plus élevé. La valeur de $R/L_{T_e, crit}$ peut varier d'environ 10%.

Dans un deuxième pas de cette première étape, les valeurs de χ_s et $R/L_{T_e, crit}$

déduites des données de χ_e^{PB} sont alors appliquées à la formule du modèle donnant χ_e^{HP} . Les résultats sont reportés dans le graphique 5.5. L'accord avec les données expérimentales est bon ce qui suggère de façon convaincante le bien-fondé des hypothèses physiques ainsi que l'estimation des valeurs de χ_s et du seuil.

Ceci est alors confirmé dans la deuxième étape par les simulations numériques utilisant le modèle avec les valeurs de χ_s et $R/L_{T_e, crit}$ que nous venons de déterminer. Les profils de T_e calculés, représentés par les lignes dans la figure 5.6, sont en excellent accord avec les données expérimentales sur tout le rayon.

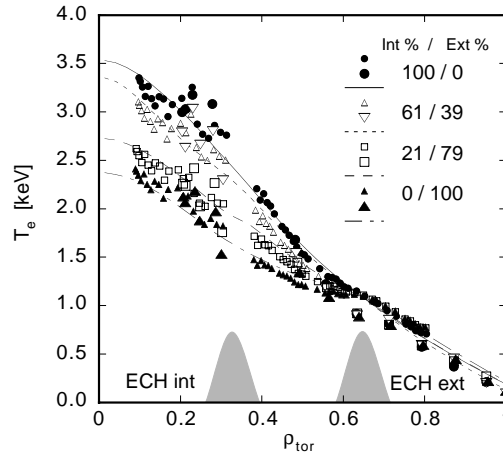


FIG. 5.6 – Profils de T_e montrant le bon accord des simulations numériques utilisant le modèle (lignes) avec les points expérimentaux (D'après [81]).

Il en est de même pour l'analyse de Fourier de la modulation comme cela est illustré dans la figure 5.7 pour deux cas extrêmes de dépôt ECH. Le modèle empirique reproduit donc simultanément et avec précision les profils de température et les données de modulation aussi bien pour les deux cas extrêmes présentés dans la figure 5.7 que pour les cas intermédiaires (voir aussi [81] en annexe B figure 10). Rappelons que les coefficients du modèle restent les mêmes dans tous les cas. Soulignons encore que la valeur de χ_s autour de 0.2 correspond à une résilience relativement faible. En conséquence les profils de T_e sont, comme nous l'avons vu, au-dessus du seuil par un facteur 2 à 3 dans les conditions de chauffage au centre. Comme indiqué plus haut,

les valeurs de χ_s prédites pour les ions sont plus élevées d'environ un ordre de grandeur.

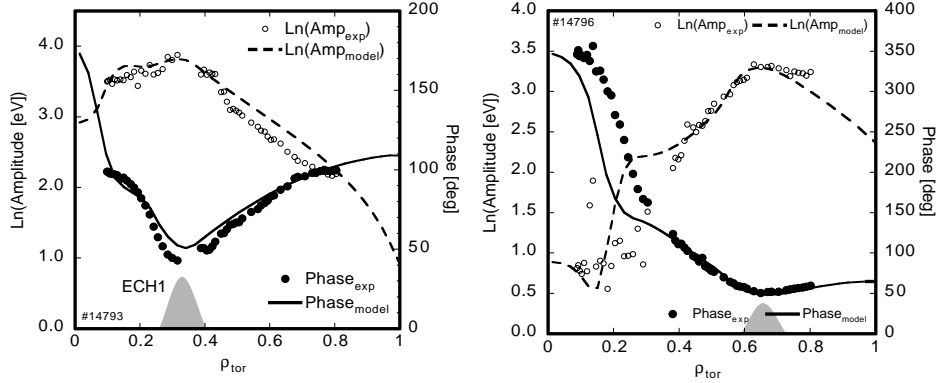


FIG. 5.7 – Profil d'amplitude et de déphasage pour deux cas. A gauche 100% de puissance dans P_{int} , à droite 100% de puissance dans P_{ext} . Les lignes résultent des simulations numériques utilisant le modèle empirique (D'après [81]).

Des expériences similaires mais moins détaillées, aussi décrites dans [81], ont été effectuées à plus bas courant, 400kA au lieu de 800 kA. Les mêmes procédures d'analyse et de simulation ont été appliquées. Elles montrent que le transport électronique de la chaleur est plus élevé à bas courant (q plus élevé), ce que nous avons déjà indiqué plus haut. Il est important de souligner que ceci est confirmé par l'analyse des données de modulation et montre la cohérence de l'hypothèse de l'augmentation du transport avec q . Cependant, dans la référence [81] nous avons supposé une dépendance en q et non pas $q^{3/2}$. La comparaison avec l'expérience permet d'affirmer que le transport augmente avec q , mais elle ne permet pas d'en déterminer la dépendance précise. La plage s'étend entre q et q^2 . Cela est dû à de nombreux facteurs: l'incertitude sur l'estimation de q et sur les autres mesures (T_e , R/L_{T_e} , \hat{s}), la méconnaissance des profils de χ_s et $R/L_{T_{e,crit}}$. A cela s'ajoutent les effets de R/L_n et ν_{eff} , important pour les modes TEM, mais qui ne sont pas pris en compte. Malgré tout cela, les résultats expérimentaux sont compatibles avec $q^{3/2}$ utilisé dans le modèle.

La dépendance du transport en fonction de R/L_{T_e} obtenue à 800 kA (figure 5.5) a été comparée avec les prédictions théoriques fournies par des calculs gyro-cinétiques linéaires avec le code GS2 [62]. Elles indiquent les points suivants:

- le transport est déterminé par les modes TEM qui dominant;
- il existe un seuil dont la valeur est en accord avec celle suggérée par les résultats expérimentaux;
- les collisions jouent un rôle essentiel;
- le gradient de densité joue un rôle important, comme nous l’avons indiqué dans le chapitre 2, mais R/L_n varie peu dans ces expériences;
- les variations dues à \hat{s} et T_i sont faible;
- les modes ETG sont stables.

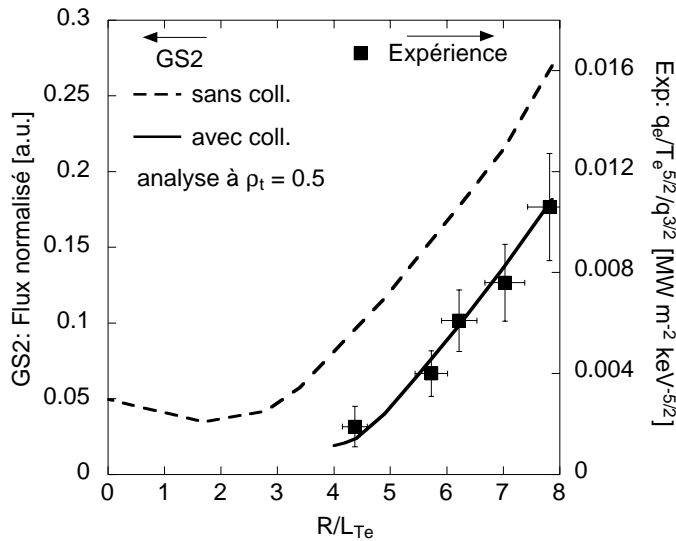


FIG. 5.8 – Flux normalisé en fonction de R/L_{T_e} : comparaison entre expérience (points) et calculs gyro-cinétiques linéaires avec le code GS2. Les résultats avec et sans collisions sont indiqués par les lignes respectives (D’après [62]).

La comparaison est illustrée dans la figure 5.8. L’accord avec le seuil et la forme de la dépendance est très bon pour les calculs avec collisions (ligne continue). Rappelons que le flux théorique, fourni par l’estimation quasi-linéaire, est déterminé à une constante près, pour les raisons indiquées dans

le chapitre 2. Il n'est donc pas possible de comparer les valeurs absolues des flux expérimentaux et théoriques. L'importance des collisions est indiquée par la courbe en tirets, calculée sans collisions. L'absence de collisions introduit essentiellement une translation de la courbe verticalement vers le haut, et non pas une multiplication. La courbe sans collisions, même ajustée pour une des valeurs de R/L_{T_e} , ne donne pas la bonne dépendance du flux en fonction de R/L_{T_e} . Les collisions sont donc essentielles, même pour ce type de plasmas à basse collisionnalité ($\nu_{eff} \approx 0.1$). Pour les valeurs basses de R/L_{T_e} le flux n'est pas nul. Cet effet est, relativement aux valeurs extrêmes, beaucoup plus fort pour la courbe sans collisions que pour celle avec collisions. Ce qui est dû au fait que, pour les valeurs basses de R/L_{T_e} , le gradient de densité (ici $R/L_n \approx 3.5$) suffit à déstabiliser les modes TEM (chapitre 2). Le seuil en R/L_{T_e} est donc indiqué par le coude que fait la courbe (avec collisions) autour de $R/L_{T_e} = 4.3$. Ce transport résiduel en-dessous du seuil est exprimé par χ_0 dans le modèle. Cette comparaison montre donc bien que les modes TEM sont des candidats très probables pour expliquer le transport électronique de la chaleur dans ces conditions de faible couplage avec $T_e > T_i$.

Les résultats décrits dans cette section, en particulier la figure 5.5, montrent clairement que le transport électronique de la chaleur tend vers une valeur proche de zéro pour une valeur finie de R/L_{T_e} ce qui est indicatif d'un seuil. Cependant, ceci ne prouve pas de façon univoque son existence. Une autre possibilité pour expliquer ce comportement serait l'effet d'un flux convectif dirigé vers le centre, appelé *pincement anormal*. Celui-ci, qui n'est pas connu et donc pas pris en compte dans l'analyse de χ_e^{PB} , conduirait en effet à une estimation de χ_e^{PB} trop basse, s'il existait. L'existence possible du pincement anormal, suggérée par des résultats avec ECH hors axe publiés dans [91, 92], a été étudiée dans d'autres tokamaks [110, 111], mais jamais mise en évidence de façon claire. Ceci est dû au fait qu'il ne peut être identifié dans χ_e^{PB} que si le flux de chaleur est faible, par exemple ECH hors axe, ce qui conduit à de larges incertitudes expérimentales sur la détermination de χ_e^{PB} . Les études théoriques du transport néoclassique et turbulent prédisent un

pincement qui est bien trop faible pour expliquer ces observations. D'autre part, des expériences et analyses effectuées dans ASDEX Upgrade montrent que les indications fournies par le transport transitoire et qui pourraient être interprétées comme du à un effet de pincement, peuvent être expliquées par l'existence d'un seuil [112]. L'hypothèse du seuil nous paraît donc beaucoup plus vraisemblable.

La figure 5.8 indique que nos expériences de variations de gradient ont permis d'approcher le seuil mais que les valeurs expérimentales de R/L_{T_e} ne sont pas passées en-dessous. Ceci est attribué au fait que le flux de chaleur électronique fourni par le chauffage ohmique résiduel est suffisant pour maintenir R/L_{T_e} juste au-dessus du seuil. Les résultats décrits dans la section suivante, obtenus à courant plasma plus faible, ont permis de réduire la valeur minimale de R/L_{T_e} et de montrer explicitement l'existence d'un seuil.

5.2 Détermination du seuil des modes TEM

La méthode décrite dans la section précédente pour faire varier R/L_{T_e} en maintenant la température la plus constante possible peut être appliquée de la même façon à la mise en évidence du seuil, à condition que des valeurs de R/L_{T_e} en-dessous du seuil puissent être atteintes. Dans ce but, nous avons utilisé un courant plasma de 400 kA au lieu de 800 kA, des tentatives à 600 kA n'ayant pas permis de descendre en-dessous du seuil. Comme dans la section précédente, la puissance ECH a été déposée à deux positions différentes et l'une des deux, ici toujours P_{ext} , a été modulée. Cette étude a été décrite dans [109], reproduite en annexe B.

L'étude du bilan d'énergie fournit le flux de chaleur normalisé représenté dans la figure 5.9. Ce graphique donne non seulement les points expérimentaux mais aussi des résultats de simulations faites avec le modèle empirique ainsi que la comparaison avec les calculs gyro-cinétiques. Les données expérimentales indiquent clairement un changement de pente autour de $R/L_{T_e} \approx 2.9$ compatible avec l'existence d'un seuil, ou de façon équivalente

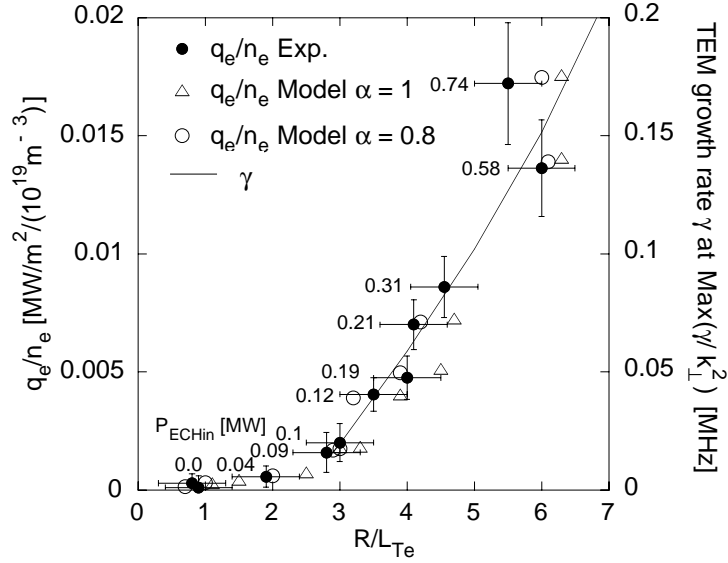


FIG. 5.9 – Flux de chaleur en fonction de R/L_{T_e} . La signification des symboles est indiquée dans la légende.

un comportement fortement non-linéaire du transport. Ceci est confirmé par les calculs gyro-cinétiques qui pointent clairement vers un seuil comme dans la figure 5.8. Le seuil est plus bas que dans la figure 5.9 car le gradient de densité est plus fort, comme généralement quand q_{95} est élevé. Le modèle empirique qui, par essence, reflète le même comportement a été appliqué en utilisant $\chi_e \propto (R/L_{T_e} - R/L_{T_{e,crit}})^\beta$ au-dessus du seuil. Deux hypothèses ont été faites sur β : l'une avec une croissance linéaire ($\beta = 1$) comme dans les sections précédentes, l'autre avec $\beta = 0.8$. Cette dernière donne une pente un peu plus forte au-dessus du seuil et donc un «saut» plus marqué pour χ_e^{HP} . La figure 5.9 indique que l'hypothèse $\beta = 0.8$ est un peu plus proche des données expérimentales. Il faut encore souligner les très faibles valeurs de la puissance P_{int} , inférieures à 100 kW, nécessaires à la variation de R/L_{T_e} autour du seuil. Dans ces expériences, la puissance de P_{int} (≈ 80 kW) au seuil est en bon accord avec la valeur de Q_e qui correspond au point le plus bas dans les expériences à 800 kA (courbe inférieure dans la figure 5.3). Ceci confirme donc que le seuil ne pouvait pas être atteint dans les expériences à 800 kA. Les incertitudes expérimentales indiquées dans la figure 5.9 ont été

estimées avec soin et montrent que la non-linéarité est réelle. En effet, pour les valeurs de R/L_{T_e} en-dessous ou très proches du seuil (faible puissance de P_{int}), la valeur maximale du flux q_e est obtenue en négligeant la puissance cédée aux ions ce qui détermine la limite supérieure des barres d'erreurs. La limite inférieure des barres d'erreurs est obtenue en maximisant les pertes vers les ions, par les incertitude sur la densité et T_i , ce qui donne un flux proche de zéro. Pour P_{int} supérieure à 100 kW, le flux q_e est dominé par la puissance ECH dont l'incertitude est de l'ordre de 10%. Les valeurs de R/L_{T_e} résultent de l'analyse de deux canaux ECE distants d'environ 4 cm. Dans ces décharges consécutives sans changement de champ magnétique, l'incertitude relative, qui compte ici, est estimée à ± 0.5 . Cette dernière et l'incertitude sur le flux, toutes deux prises en compte dans les barres d'erreurs de la figure 5.9, imposent un comportement du type seuil pour le flux de chaleur.

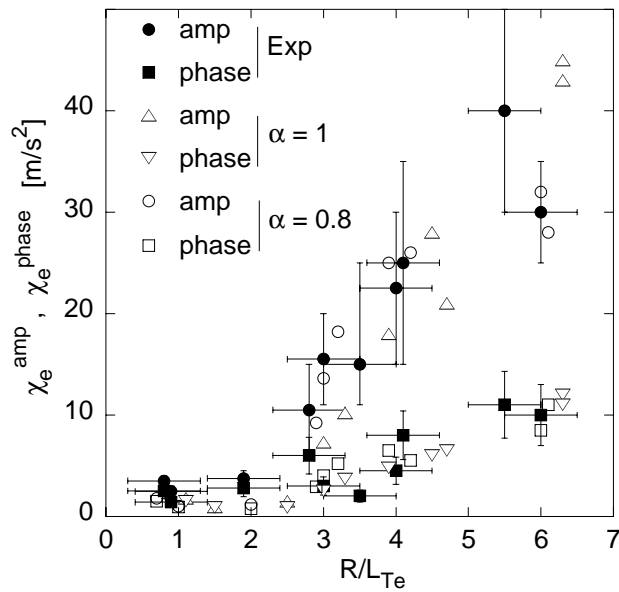


FIG. 5.10 – Différentes valeurs de χ_e^{amp} et χ_e^{ϕ} spécifiées dans la légende. Celles de χ_e^{amp} indique très clairement un seuil.

L'analyse du transport transitoire confirme l'existence d'un seuil, comme l'indique la figure 5.10 qui montre, autour de $R/L_{T_e} = 3$, un changement abrupt de χ_e^{amp} et, dans une moindre mesure, de χ_e^{phi} . Il faut souligner la

situation peu habituelle $\chi_e^{amp} > \chi_e^{phi}$ des données expérimentales (symboles pleins), aussi reproduite par les simulations avec le modèle empirique (symboles ouverts). Nous considérons $\chi_e^{amp} > \chi_e^{phi}$ comme une preuve supplémentaire de l'existence d'un seuil. En effet, dans la région du plasma à l'intérieur du dépôt P_{int} le profil de R/L_{T_e} est en-dessous du seuil, alors qu'il est au-dessus un peu plus à l'extérieur, dès que la puissance P_{int} est suffisante (environ 80 kW). Donc, pour $P_{int} > 80$ kW, il existe un point, en général sur le flanc intérieur du dépôt de P_{int} , au delà duquel en direction de l'extérieur du plasma le profil de T_e est au-dessus du seuil. En conséquence, la majeure partie du profil de T_e dans l'espace radial du dépôt de P_{int} est au-dessus du seuil et donc sensible à des variations de R/L_{T_e} . Considérons alors les pulses de modulation excités par P_{ext} et se propageant vers l'intérieur. Ils induisent une variation cyclique de R/L_{T_e} et donc de χ_e , en particulier là où P_{int} est déposée. L'arrivée répétitive des pulses de chaleur excite dans cette région une modulation de χ_e à puissance constante. Ceci est équivalent à une modulation de puissance à χ_e constant, comme souligné dans un autre contexte [113], et nous pouvons donc l'assimiler à une modulation de P_{int} . L'amplitude de l'onde excitée par cet effet est proportionnel à la densité de puissance. D'autre part, même à faible puissance, la densité de puissance créée par P_{int} est très localisée et beaucoup plus forte que celle due au chauffage ohmique en dehors du dépôt de P_{int} . Une onde secondaire est donc excitée dans cette mince région du dépôt de P_{int} , en réaction à l'onde incidente. Cette oscillation est, en première approximation, en phase avec l'onde incidente, mais le déphasage exact dépend des détails du pulse incident et de la réaction du transport autour du seuil. L'analyse par transformation de Fourier nous donne la combinaison vectorielle des ces deux «ondes de chaleur», incidente et secondaire. Les profils d'amplitude et de phase peuvent donc être considérablement affectés par cette onde secondaire, suivant son amplitude et sa phase relative par rapport à l'onde incidente.

Pour mieux cerner cette question, nous avons étudié l'effet de l'excitation d'une onde secondaire par des simulations de plasmas avec diffusivité const-

ante, dans lesquels deux ondes de chaleur ont été excitées à deux rayons différents: l'une par P_{ext} comme ci-dessus (onde incidente), l'autre par P_{int} (onde secondaire) d'amplitude beaucoup plus faible que celle de P_{ext} . Dans l'exemple qui suit, la modulation de P_{int} représente 4% de celle P_{ext} . Nous avons fait varier entre 0° et 360° le retard de phase ($\phi_{int/ext}$) de la modulation de P_{int} par rapport à celle de P_{ext} . Les puissances P_{int} et P_{ext} sont déposées à $\rho = 0.3$ et $\rho = 0.7$ respectivement.

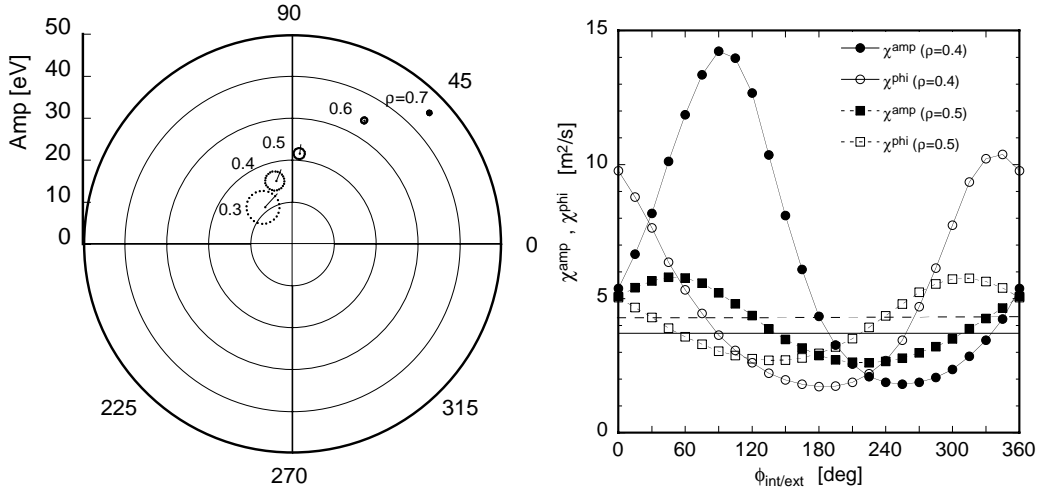


FIG. 5.11 – Interaction entre l'onde incidente et une onde secondaire. Graphique de gauche: diagramme polaire donnant déphasage et amplitude de l'onde combinée à différentes positions radiales indiquées dans la figure. L'onde incidente est excitée à $\rho = 0.7$, l'onde secondaire à $\rho = 0.3$. Chaque cercle de points correspond à une variation de 360° de $\phi_{int/ext}$. Graphique de droite: χ_e^{amp} et χ_e^{phi} à différents rayons en fonction de $\phi_{int/ext}$.

Les résultats sont indiqués dans la partie gauche de la figure 5.11 qui donne l'amplitude et le déphasage en différents points du rayon dans une représentation de diagramme polaire. L'influence de la modulation de P_{int} sur l'amplitude et la phase est clairement indiquée par les petits cercles qui correspondent à une rotation de 360° de $\phi_{int/ext}$. Le point au centre de ces cercles est obtenu par des simulations avec l'onde incidente seule ($P_{int} = 0$). Les traits indiqués sur chaque cercle correspondent à $\phi_{int/ext} = 0$, la

rotation s'effectue dans le sens trigonométrique. Cet angle de référence résulte de la combinaison du déphasage de l'onde incidente et de celui de l'onde excitée par P_{int} , tous deux incluant aussi le retard de la réponse du plasma. L'influence sur les valeurs de χ_e^{amp} et χ_e^{phi} est donnée dans le graphique de droite de la figure 5.11. Les valeurs de χ_e^{amp} sont fortement influencées par la présence de l'onde secondaire, malgré sa faible amplitude. On remarque en particulier que, pour $\phi_{int/ext}$ autour de 100° , χ_e^{amp} est supérieur à χ_e^{phi} d'environ un facteur 3 et aussi bien supérieur à la valeur obtenue sans onde secondaire, indiquée par le trait plein horizontal. Les excursions de χ_e^{phi} sont plus modérées. Les variations de χ_e^{amp} et χ_e^{phi} en fonction de $\phi_{int/ext}$ sont en quadrature de phase, ce qui est facile à déduire du diagramme polaire. Nous avons vu plus haut que, pour le modèle empirique, l'onde secondaire doit être approximativement en phase avec l'onde incidente. La figure 5.11 nous montre bien que les valeurs maximales de χ_e^{amp} sont obtenues pour une interférence constructive, qui en effet exige que l'onde secondaire soit à peu près en phase avec l'onde incidente à la position où la puissance P_{int} est déposée. Cette étude simple montre que l'excitation de pulses secondaires est compatible avec les observations expérimentales des expériences d'étude du seuil. Dans ce cadre, on s'attend à ce que la distorsion des profils d'amplitude et de déphasage augmente si l'on réduit la distance entre les deux dépositions. La distorsion doit aussi diminuer si l'on augmente la fréquence de modulation. Ces deux tendances sont reproduites par le modèle empirique. La diminution de la distorsion à fréquence plus élevée a été explorée expérimentalement à 100 Hz. Les valeurs de χ_e^{amp} et χ_e^{phi} sont alors très proches.

Nous concluons donc de cette section, que l'existence d'un seuil a pu être mise en évidence de façon convaincante et cohérente, autant par le bilan d'énergie que par les données de modulation. Les calculs gyro-cinétiques montrent que l'instabilité dominante sont les modes TEM, dont la valeur du seuil $R/L_{T_e, crit}$ est compatible avec l'expérience. Ceci est cohérent avec les résultats de la section précédente et confirme que les modes TEM sont très probablement la cause principale du transport électronique de la chaleur dans ces conditions.

5.3 Mise en évidence de la stabilisation des modes TEM par les collisions

Une propriété spécifique des modes TEM est leur stabilisation par les collisions, alors que la stabilité des modes ETG et ITG est insensible à la collisionnalité. Une indication expérimentale de l'influence de la collisionnalité serait donc une preuve supplémentaire du rôle essentiel des modes TEM. Nos expériences sur ce sujet ont été décrites dans la seconde partie de la référence [109] (en annexe B). La variation de la collisionnalité est effectuée en augmentant la densité pour un plasma dans lequel environ 800 kW de puissance ECH ont été déposés à une seule position, $\rho \approx 0.38$.

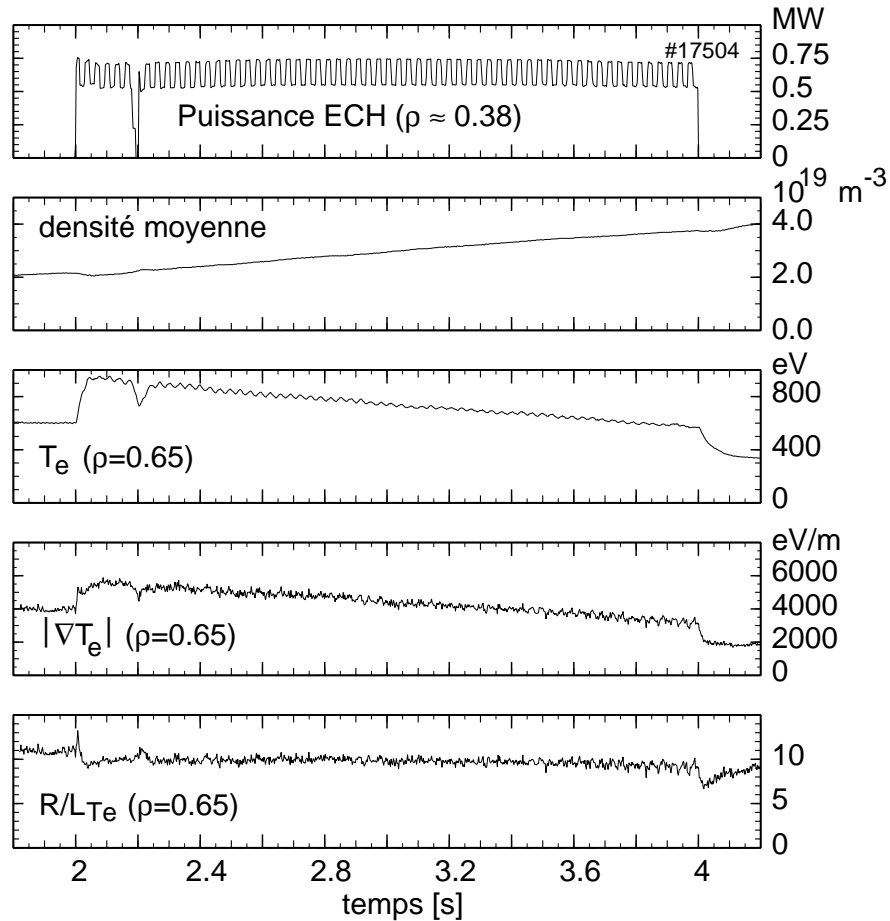


FIG. 5.12 – Evolution temporelle durant la rampe de densité: les traces de T_e , $|\nabla T_e|$ et R/L_{T_e} prises à $\rho = 0.65$ sont représentées.

Comme dans les études décrites ci-dessus, une modulation de puissance de l'ordre de 10% a été superposée pour l'étude des pulses de chaleur, dont nous étudions la propagation vers l'extérieur dans la région $0.4 < \rho < 0.85$. La collisionnalité a été augmentée pendant la durée du chauffage ECH par une rampe linéaire de densité entre $2.2 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ et $3.8 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$. La figure 5.12 illustre le comportement des paramètres essentiels du plasma. La température électronique et son gradient, représentés ici par les traces prises à $\rho = 0.65$, décroissent linéairement avec l'augmentation de la densité. Cependant, le gradient normalisé R/L_{T_e} reste constant, à une valeur très proche de 10. Ce comportement est observé dans toute la région $0.5 < \rho < 0.85$. De même, les mesures de T_i que nous avons suggèrent que la température ionique se comporte de la même façon, avec $R/L_{T_i} \approx 5$. Dans cette variation, la collisionnalité effective $\nu_{eff} \propto n_e/T_e^2$ augmente environ d'un facteur 20, entre 0.3 et 7 à $\rho = 0.65$.

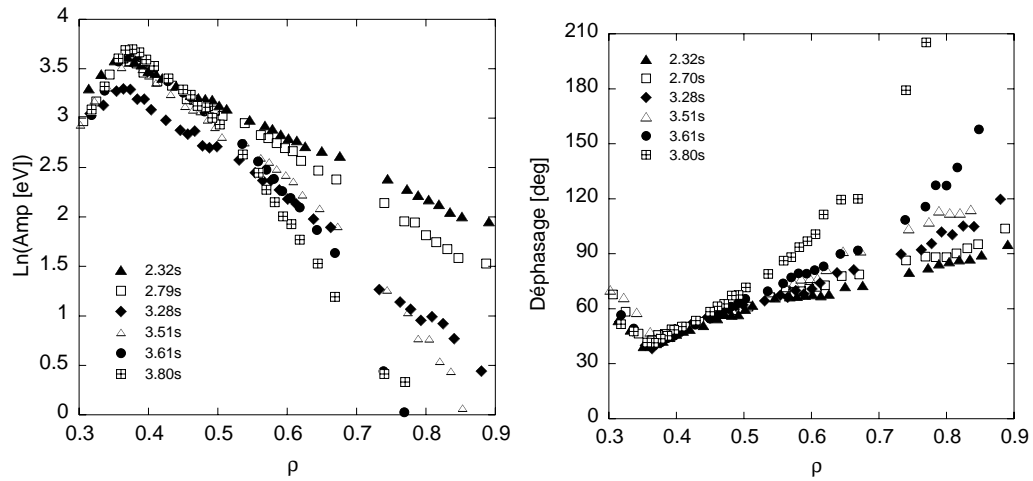


FIG. 5.13 – Profils d'amplitude et de déphasage (par rapport à la modulation ECH) des pulses de chaleur à différents temps pendant la rampe de densité.

La figure 5.13 montre les profils d'amplitude et de déphasage (par rapport à la modulation ECH) des pulses de chaleur analysés à différents temps pendant la rampe de densité. Chaque profil est calculé par transformation de Fourier sur 5 périodes de la modulation, soit environ 150 ms, ce qui donne un bon rapport signal sur bruit dans ce type de décharges. Au début de la rampe

de densité ($t = 2.32$ s, $t = 2.79$ s) la propagation des pulses est assez rapide et à peu près constante sur le rayon, comme indiqué par la pente relativement faible des profils et par le fait qu'elle est constante sur le rayon. Pour les temps suivants, la pente devient de plus en plus forte et cette tendance est plus marquée dans les régions extérieures du plasma. Ceci reflète une diminution de la vitesse de propagation des pulses, donc une diminution de χ_e^{HP} . On remarque aussi que l'amplitude au point de dépôt de puissance ($\rho \approx 0.38$) diminue tout d'abord avec le temps pour atteindre un minimum à $t = 3.61$ s. Ceci est dû, trivialement, à l'augmentation de densité. Cependant, cette tendance s'inverse pour les temps suivants et l'amplitude augmente. Ceci est en accord avec la diminution de χ_e^{HP} , indiquée par la pente des profils, et qui est alors suffisamment forte pour dominer.¹

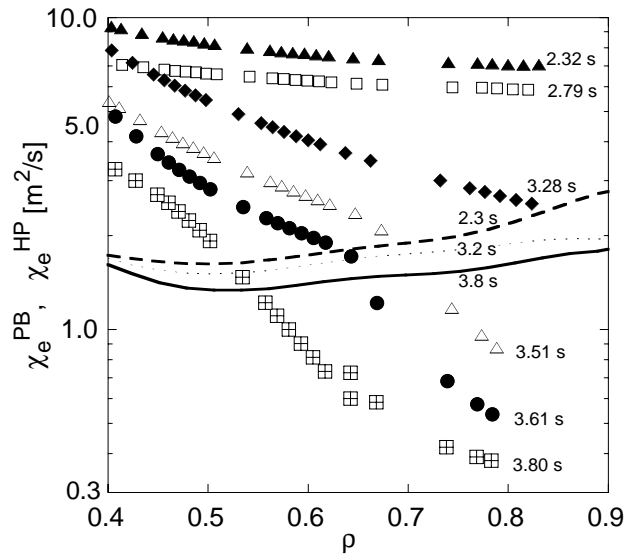


FIG. 5.14 – Profils de χ_e^{HP} à différents temps (différents symboles). Trois profils de χ_e^{PB} sont indiqués par les lignes.

L'analyse du transport transitoire est illustrée par la figure 5.14 dans laquelle les profils de χ_e^{HP} correspondant aux profils d'amplitude et phase de la figure précédente sont indiqués. Nous avons aussi reporté trois profils de χ_e^{PB} pris à des temps représentatifs, la variation est assez faible comparée à

1. L'amplitude de la modulation à la position du dépôt ECH dépend, en autres, de la valeur locale du transport: elle augmente si le transport décroît [79].

celle de χ_e^{HP} . Les profils de χ_e^{HP} montrent quantitativement la diminution de la vitesse de propagation avec l'augmentation de densité. Pour les derniers temps (3.51 s, 3.61 s, 3.80 s), la partie extérieure des profils de χ_e^{HP} passe en-dessous des valeurs de χ_e^{PB} . Soulignons que cet effet est largement en dehors des incertitudes expérimentales. A notre connaissance, cette situation tout à fait anormale n'a jamais été rapportée dans la littérature. Une explication est proposée ci-dessous.

Dans le cadre du transport électronique induit par les modes TEM, cet effet devrait être expliqué par la stabilisation liée à la collisionnalité. Dans ce but, nous analysons le comportement du rapport χ_e^{HP}/χ_e^{PB} en fonction de la collisionnalité². La collisionnalité effective ν_{eff} définie plus haut et utilisée habituellement est un paramètre global, sans dépendance radiale. Cependant, elle doit inclure la variation habituelle de la collisionnalité en ϵ pour les études locales comme dans notre cas. D'autre part, nous avons vu dans le chapitre 2 que les modes TEM sont déstabilisés par la population d'électrons piégés, effet proportionnel à $\sqrt{\epsilon}$. Au total ceci implique une dépendance $\epsilon^{3/2}$ pour la stabilité des modes TEM, qui doit être pris en compte dans la comparaison à différents rayons. Nous introduisons donc une normalisation de ν_{eff} définie par $(\bar{\epsilon}/\epsilon)^{3/2}$, où $\bar{\epsilon}$ est la valeur moyenne de ϵ sur l'intervalle radial considéré, ici $0.5 \leq \rho \leq 0.78$. L'introduction de $\bar{\epsilon}$ permet une comparaison des valeurs calculées ici avec celles de la définition usuelle de ν_{eff} . La dépendance du rapport χ_e^{HP}/χ_e^{PB} , pris pour les différents temps et à trois rayons différents, en fonction de ν_{eff} normalisé est donnée dans le graphique de gauche de la figure 5.15. On y voit une diminution lente à basse collisionnalité, un changement abrupt de pente pour $\nu_{eff}(\bar{\epsilon}/\epsilon)^{3/2} > 2$ et peut-être une saturation aux valeurs très élevées. Dans la partie de changement rapide, χ_e^{HP}/χ_e^{PB} décroît d'environ un ordre de grandeur, de 4 à 0.4 pour une modeste variation de la collisionnalité. Les différents symboles indiquent que cet effet a lieu à la même valeur de $\nu_{eff}(\bar{\epsilon}/\epsilon)^{3/2}$, indépendamment du rayon. Le graphique de droite de la figure 5.15 montre les mêmes données en fonction de ν_{eff} sans normalisa-

2. Dans ce rapport la dépendance gyro-Bohm s'élimine.

tion. Les points des différents rayons sont moins cohérents, ce qui confirme que la normalisation $(\bar{\epsilon}/\epsilon)^{3/2}$ est correcte.

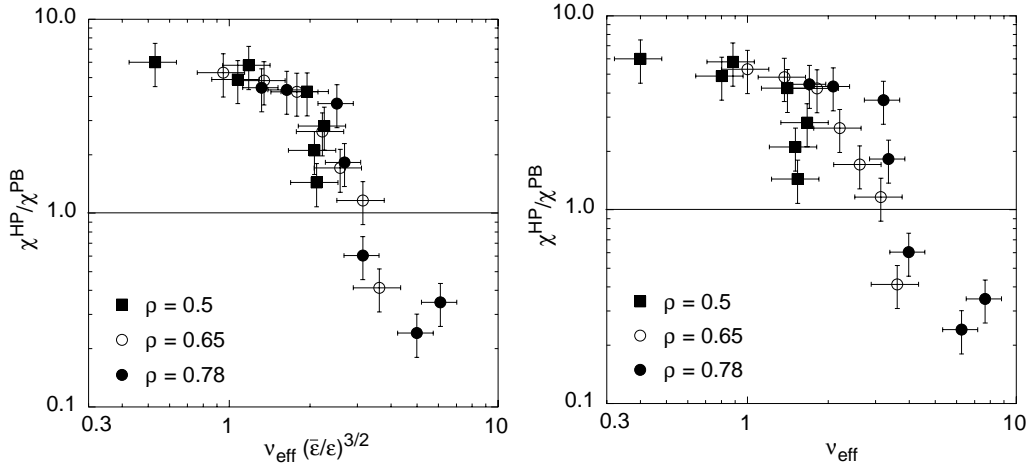


FIG. 5.15 – Rapport χ_e^{HP}/χ_e^{PB} en fonction de la collisionnalité normalisée (gauche) et usuelle (droite). Les points sont pris aux temps des figures précédentes et aux trois rayons indiqués.

Les calculs gyro-cinétiques effectués pour les différents temps montrent que les modes TEM sont effectivement graduellement stabilisés quand la collisionnalité augmente. Ils montrent que la stabilisation devient pratiquement complète pour $\nu_{eff}(\bar{\epsilon}/\epsilon)^{3/2} > 2$. Pour ces valeurs élevées, les modes dominants sont les modes ioniques ITG. L'augmentation de la collisionnalité induit donc une transition du régime de transport électronique de la chaleur qui passe d'un état dominé par les modes TEM à celui dominé par les ITG. Dans l'expérience décrite ici, le transfert énergétique des électrons vers les ions augmente, ce qui diminue le flux de chaleur dans le canal électronique. Cependant, en raison de la forte source de chauffage électronique fournie par ECH, le flux de chaleur électronique est loin d'être nul, même à la fin de la rampe de densité. Donc, dans la situation où les modes TEM sont stabilisés, le transport électronique de la chaleur doit s'effectuer par un autre canal. La turbulence ITG est responsable du transport ionique mais elle induit aussi du transport électronique, comme l'indiquent nos calculs gyro-cinétiques, voir [109] en annexe B. Ils montrent aussi que, pour les modes TEM, l'augmen-

tation de q_e en fonction de R/L_{T_e} est forte et monotone, ce qui correspond à la situation usuelle $\chi_e^{HP}/\chi_e^{PB} > 1$. En revanche, le flux q_e induit par la turbulence ITG augmente avec R/L_{T_e} pour les valeurs basses mais atteint un maximum pour R/L_{T_e} autour de 10 (voir [109] figure 4, en annexe B). Près de ce maximum χ_e^{HP} est proche de zéro et $\chi_e^{HP}/\chi_e^{PB} < 1$. Les observations expérimentales sont donc compatibles avec la stabilisation des modes TEM par la collisionnalité et peuvent être expliqués par une transition de turbulence TEM à une turbulence ITG. Soulignons que la variation rapide de χ_e^{HP}/χ_e^{PB} de la figure 5.14 est un signe de changement de régime. Notons aussi que les changements de pente de χ_e^{HP} au-delà d'un certain rayon dans les trois derniers temps de la figure 5.14 reflètent le même changement rapide. Finalement, le comportement non-linéaire de l'amplitude de la modulation à la position du dépôt ECH en est aussi une conséquence.

5.4 Transport local ou non-local?

Dans tout ce qui précède le transport dépend localement des paramètres du plasma, sans action à distance. La température de bord influence les profils sur tout le rayon mais les propriétés physiques du transport restent identiques en tout point du plasma.

Des expériences de perturbations effectuées avec des pulses froids excités au bord du plasma par l'injection d'une petite quantité d'impureté ont suggéré que ceci n'était peut-être pas nécessairement toujours vrai [114, 115, 116]. Cette hypothèse a été dénotée *transport non-local*. En effet, on a observé dans certains tokamaks une réaction au centre du plasma dans un temps très court (instantanément) après l'excitation sur T_e d'un pulse froid au bord. De surcroît, la réaction du centre était inverse de celle du bord, une *augmentation* de T_e a été observée en réaction au refroidissement du bord. Il existe donc un point radial d'inversion entre la perturbation du pulse froid et la réaction positive du centre qui se situe généralement dans la région $0.3 < \rho < 0.5$. Il a aussi été montré que cet effet avait lieu dans des plasmas à basse densité

et/ou haute température, donc à faible collisionnalité [116].

Nous avons aussi étudié ce phénomène dans ASDEX Upgrade en utilisant diverses sources pour les pulses froids et l'avons comparé avec la propagation d'une modulation de température excitée au bord par ECH, [117] (en annexe B). Les pulses froids ont été créés, soit par injection d'impuretés variées (Fe, Si, C) par la méthode d'ablation laser, soit même par de brefs pulses de gaz (deutérium comme le plasma) produit à l'aide d'une vanne rapide. Nous pouvons exciter des pulses froids répétés avec une fréquence de quelques Hz. Ceci permet d'effectuer une analyse de Fourier de la perturbation de T_e qui donne l'amplitude et la phase pour de nombreuses harmoniques car l'excitation est fortement non-linéaire. Les résultats des pulses froids ne dépendent pas du type d'excitation et sont, à première vue, semblable à ceux rapportés par ailleurs. Nos résultats confirment qu'à basse collisionnalité une augmentation de la température électronique au centre est observée en réponse aux pulses froids. Cependant, celle-ci n'est pas immédiate: le centre réagit avec un délai de l'ordre de 5 ms. L'augmentation de température au centre atteint un maximum 20 à 30 ms après l'excitation au bord du pulse froid. Le maximum est proportionnel à l'amplitude initiale du pulse froid. La phase et l'amplitude données par la transformation de Fourier dans la région centrale indiquent que l'augmentation s'effectue de manière uniforme sur le rayon et sans déphasage entre les différents points. Ceci suggère donc qu'il ne s'agit pas d'une propagation à l'intérieur du rayon d'inversion. Les mesures indiquent de plus que la réaction du centre est liée à l'arrivée de la perturbation froide vers le rayon d'inversion. Ceci n'est donc pas une action instantanée, à distance, du bord sur le centre du plasma. Nos analyses montrent que, au cours de sa propagation, l'amplitude de la perturbation froide augmente jusqu'à un certain rayon $\rho \approx 0.6$ puis décroît pour s'annuler au rayon d'inversion. Ce comportement est indépendant de la fréquence et n'est donc pas dû à un effet de convection. De ce fait, χ_e^{amp} n'a pas de sens mais χ_e^{phi} est de l'ordre de $3 - 5 \text{ m}^2/\text{s}$, ce qui est dans le domaine habituel à si basse densité. Dans les mêmes conditions, les pulses de chaleurs excités par ECH se propagent

à la même vitesse. Cependant, leur amplitude n'augmente pas au cours de la propagation mais décroît, comme dans toute autre expérience de modulation ECH. La perturbation ne présente pas de changement de signe mais elle présente un minimum à une position qui correspond au rayon d'inversion des pulses froids: une augmentation de la température centrale très semblable à celle due aux pulses froids est observée. Ceci est tout à fait remarquable. Dans ces expériences avec ECH nous avons pu faire varier la position de l'excitation des pulses. Le comportement en est complètement indépendant: la propagation s'effectue de la même façon, le minimum est à la même position et l'augmentation au centre a les mêmes propriétés. Cela indique donc que l'augmentation de T_e dans la partie centrale est une réaction à l'arrivée d'une perturbation (froide ou chaude) vers le rayon d'inversion. En résumé, le comportement de l'amplitude des pulses froids et des pulses ECH est différent dans la partie extérieure, mais le reste de la phénoménologie est très semblable.

Pour interpréter nos observations avec ECH, nous avons effectué des simulations numériques avec un modèle heuristique dans lequel χ_e varie en fonction du temps, [117] (voir en annexe B pour les détails). Le modèle reproduit simultanément le profil de T_e et les données de modulation. De bons résultats sont obtenus avec un profil de χ_e ayant des valeurs très basses dans la partie centrale ($\approx 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$) et plus élevées d'environ un facteur 10 à l'extérieur. Les variations temporelles respectives sont au plus de 15% et 40% environ. Le changement radial du niveau de transport produit le minimum d'amplitude. L'augmentation de la température centrale causée par chaque pulse est assurée par la variation temporelle cyclique de χ_e dans la partie centrale, dont la phase par rapport à celle de la modulation a été ajustée. En effet, si la puissance de chauffage ohmique centrale ne change pas (la constante de temps est très longue) un changement temporel de χ_e induit une variation de T_e : si χ_e décroît, T_e augmente et vice versa. Ces simulations montrent donc quantitativement qu'une faible variation de transport

au centre peut être la cause de l'augmentation centrale de T_e .

Une interprétation des pulses froids à l'aide des simulations de transport utilisant un modèle basé sur la physique ITG a été proposée dans [118]. L'ingrédient essentiel du modèle réside dans la stabilisation des modes ITG par le rapport T_i/T_e . Dans ce modèle, le pulse froid induit une augmentation de T_i/T_e ce qui stabilise (partiellement) les modes ITG et engendre un pulse chaud dans le canal ionique. Celui-ci se propage et arrive au centre où il cède une partie de son énergie aux électrons par échange collisionnel et crée l'augmentation observée sur T_e . Ce modèle appliqué aux données d'ASDEX Upgrade par le même auteur a reproduit qualitativement nos observations. Cependant, le refroidissement au bord doit être 5 fois plus fort qu'en réalité pour créer l'augmentation centrale mesurée. D'autre part, nous n'avons pas pu détecter de variation de température ionique, malgré la grande sensibilité du flux de neutrons à T_i . Il ne semble pas que cette explication soit applicable à nos observations avec ECH.

Pour conclure, la propagation des pulses jusqu'au rayon d'inversion n'est pas inhabituelle. La forte décroissance de l'amplitude au rayon d'inversion pourrait être due à un changement abrupt du transport pour les pulses, lié à un passage de profil de T_e en-dessous du seuil dans la région intérieure. Soulignons à ce propos que la divergence du seuil TEM vers le centre est favorable à cet effet. L'augmentation centrale de T_e est liée à l'arrivée du pulse vers le rayon d'inversion et pourrait être générée par un (faible) changement de transport dans cette région, dont la cause n'est pas encore identifiée. Il serait satisfaisant de trouver une explication à cet effet «non-local», mais nous estimons que ce n'est pas fondamental dans les études du transport électronique de la chaleur car il ne se manifeste que dans des conditions très particulières et en dehors des paramètres habituels.

Dans ce chapitre nous avons présenté des résultats expérimentaux qui démontrent l'existence d'un seuil en R/L_{T_e} et un changement très rapide du comportement du transport au-dessus d'une certaine collisionnalité. Cette se-

conde observation est interprétée comme une transition des modes TEM aux modes ITG. Ces deux propriétés correspondent aux prédictions théoriques pour les modes TEM. Les calculs gyro-cinétiques qui prennent en compte les conditions expérimentales confirment quantitativement la valeur du seuil et celle de la collisionnalité de transition. Ce chapitre conclut, pour ce mémoire, la description de nos études expérimentales.

Chapitre 6

Conclusion

Les études théoriques prédisent que la micro-turbulence générée par les modes TEM est une cause fort probable du transport électronique de la chaleur qui est largement supérieur aux prédictions néoclassiques. En particulier, dans les cas de chauffage électronique prépondérant, avec $T_e > T_i$, les modes TEM dominant et sont pratiquement indépendants des modes ioniques. C'est une situation relativement simple, autant pour les expériences que pour l'interprétation théorique. Les modes TEM sont instables au-dessus d'un seuil en R/L_{T_e} dont la valeur est typiquement entre 3 et 7. Au-dessus du seuil, le transport augmente alors qu'il est très faible en-dessous. Une propriété spécifique des modes TEM est leur stabilisation à haute collisionnalité. Les résultats expérimentaux discutés dans les chapitres 4 et 5 sont parfaitement compatibles avec cette description. L'augmentation du transport avec R/L_{T_e} au-dessus gradient critique, la dépendance du transport en $T_e^{3/2}$ et la fonctionnalité de la température de bord limitent les excursions des valeurs de R/L_{T_e} et expliquent le comportement résilient des profils de T_e observé généralement. En particulier, ces propriétés empêchent le plus souvent que les valeurs de R/L_{T_e} soient inférieures au gradient critique. Les résultats des analyses de bilan d'énergie et de la réaction dynamique du plasma à une perturbation de température sont cohérents dans ce cadre. Dans une augmentation de la collisionnalité, la propagation des perturbations de température électronique change abruptement de caractère, elle devient plus lente que ce que donne-

rait la simple diffusion déduite du bilan d'énergie. Nous avons interprété ce phénomène comme le reflet d'une transition TEM-ITG: à forte collisionnalité les modes TEM sont stabilisés et le transport électronique est assuré par les modes ITG. L'interprétation de nos résultats expérimentaux est basée sur des calculs gyro-cinétiques linéaires, dont il a été montré par ailleurs, dans des comparaisons avec des simulations non-linéaires, qu'ils étaient justifiés dans le cadre de ces études. Soulignons tout de même que la transition TEM-ITG elle-même serait mieux traitée par des calculs gyro-cinétiques non-linéaires, mais ceci sort du cadre de ce travail.

En revanche, pour des plasmas dans lesquels les flux chaleur et les températures électronique et ionique sont comparables, la situation est bien différente. Les modes ITG doivent être actifs pour assurer le transport de chaleur dans le canal ionique, ce qui sans doute prend aussi en compte une fraction du transport de chaleur électronique. Les modes TEM contribuent probablement aussi au transport électronique. De surcroît, les conditions de déstabilisation des modes ETG sont aussi réunies le plus souvent. Les seuils des trois instabilités sont proches des gradients normalisés de T_i et T_e : les mesures indiquent, en tenant compte des barres d'erreurs, que les modes ITG, TEM et ETG peuvent être instables simultanément. Cette situation est donc complexe et les résultats expérimentaux ne permettent pas de tirer de conclusions définitives sur les différentes contributions. Nous avons appliqué les méthodes de modulation ECH à des plasmas en mode H, chauffés par 5 MW par injection de faisceaux de neutres auxquels jusqu'à 2 MW de puissance ECH ont été ajoutés pour faire varier le flux électronique [119]. Ces plasmas présentent $T_i \geq T_e$ et les températures sont élevées. La température électronique est environ deux fois supérieure à celle des plasmas décrits plus haut dans ce mémoire. Les résultats indiquent une forte augmentation du transport avec R/L_{T_e} et peut-être l'existence d'un seuil. L'application du modèle empirique à ce type de plasmas donne un assez bon accord avec les données expérimentales (bilan d'énergie et modulation) pour des valeurs du coefficient χ_s et du seuil relativement proches de celles présentées dans notre

travail. Cette comparaison confirme le fait important que la résilience effective de ces plasmas à plus haute température est nettement plus forte en raison du facteur $T_e^{3/2}$. Les profils de température restent donc plus proches des seuils, ce qui limite les études expérimentales.

Dans le futur réacteur ITER les températures seront de l'ordre de 10 keV, donc plus élevées d'un facteur 5 à 10 comparées à celles des plasmas analysés dans ce mémoire. La collisionnalité ν_{eff} sera très faible, d'un facteur 5 à 10 par rapport à nos valeurs. Le centre du plasma d'ITER sera dominé par le chauffage électronique généré par le freinage des particules alpha. Plus à l'extérieur, l'équilibre électron-ion renforcera graduellement le flux dans le canal ionique. Il en résulte que dans ITER la turbulence TEM pourrait jouer un rôle essentiel pour le transport électronique de la chaleur. Les ITG et peut-être les ETG apporteront leur contribution dans la partie plus extérieure. De surcroît, la collisionnalité au cœur du plasma d'ITER étant très basse, les modes TEM seront fortement instables. Les investigations effectuées dans notre travail sont donc en relation directe avec les questions de transport dans ITER. Finalement, en raison des températures élevées, la résilience effective sera très forte et les profils de température proches des seuils. Une connaissance précise du comportement des seuils et du transport au-dessus du seuil est donc essentielle pour les prédictions quantitatives des plasmas d'ITER. Le travail présenté dans ce mémoire contribue à une meilleure compréhension de la physique des modes TEM. En revanche, bien que la théorie des modes ITG soit bien développée depuis plusieurs années, il n'existe pas d'étude expérimentale analogue sur les modes ITG, malgré leur importance pour le transport ionique. Ceci est dû au fait que les possibilités expérimentales d'investigation du transport ionique sont très limitées. Il n'y a pas de chauffage purement ionique bien localisé, la meilleure méthode de mesure de T_i nécessite un faisceau de neutres, ce qui ne permet pas de mesurer dans des régions du plasma à très bas flux de chaleur. C'est cependant un sujet d'extrême importance qui devrait recevoir plus d'attention dans le futur. Finalement, la contribution des modes ETG est pour l'instant complètement

inconnue. Leur mise en évidence expérimentale est actuellement le sujet d'actives investigations par mesure de turbulence. Leur courte longueur d'onde, bien caractéristique, requiert des dispositifs de mesure adaptés mais devrait permettre de les identifier. Cependant, leur mise en évidence, si importante soit-elle, ne donnera pas d'information sur le transport qu'ils pourraient induire, car celui-ci est généré par les cellules secondaires de plus grande taille, les streamers. Une quantification de la contribution des ETG au transport restera certainement, dans les prochaines années, un sujet actif de recherches dans lequel expérience et théorie non-linéaire devront contribuer ensemble. Nous avons indiqué à plusieurs reprises dans ce travail que la température du bord est un paramètre essentiel. Les extrapolations à ITER par les modèles de transport nécessitent la connaissance de la température du bord du plasma, sommet du piédestal en mode H. Celle-ci est encore très incertaine: ni les études théoriques, ni les prédictions empiriques basées sur les lois d'échelles ne donnent de valeur suffisamment précise. Nous avons indiqué que l'effet du courant plasma sur le confinement est probablement, en partie au moins, déterminé par le plasma de bord. Par l'effet isotopique le confinement s'améliore avec la masse effective du plasma. Il devrait donc être meilleur dans un mélange D-T que dans un plasma de deutérium pur, ce qui serait favorable pour ITER. Cependant, l'origine de l'effet isotopique n'est pas encore comprise et les extrapolations pour ITER sur ce point sont particulièrement incertaines. Nous avons mentionné que l'effet isotopique pourrait prendre sa source dans le plasma de bord. Clairement, la question complexe du plasma de bord et de ses prédictions pour les tokamaks futurs devra être intégrée de plus en plus dans les investigations expérimentales et théoriques du transport.

Annexe A

Le tokamak ASDEX Upgrade

Le tokamak ASDEX Upgrade est représentatif des machines actuelles et possède les caractéristiques du futur réacteur ITER: plasma allongé dans la direction verticale, *divertor* pour l'extraction de la chaleur et des particules, rapport d'aspect R/a de l'ordre de 3. Ses dimensions, grand rayon $R = 1.65$ m et petit rayon $a \approx 0.5$ m, en font une machine de taille moyenne dans le cadre actuel. L'élongation κ est d'environ 1.6. Les tokamaks de plus grande taille actuellement en fonctionnement sont Tore Supra ($R = 2.25$ m) de forme circulaire, JET ($R = 3.0$ m) et JT60-U ($R = 3.4$ m) tous deux de forme allongée. Les valeurs prévues pour ITER sont $R = 6.21$ m et $a = 2$ m, $\kappa \approx 1.6$.

Les éléments caractéristiques d'ASDEX Upgrade apparaissent dans la figure A.1. On y reconnaît les différents systèmes de bobines: au centre celles du primaire du transformateur qui induit le courant plasma, en teinte plus sombre l'une des 16 bobines qui créent le champ magnétique principal B_T et finalement celles du système poloïdal qui assure le façonnage du plasma. Rappelons la dépendance en $1/R$ de B_T , fondamentale dans la détermination de la fréquence de résonance cyclotronique des particules. Le courant plasma peut être choisi entre 400 kA et 1.4 MA, le champ B_T entre 1 T et 3.4 T, au rayon nominal $R = 1.65$ m. Le courant plasma et les autres paramètres peuvent être maintenus constants pendant un plateau de 10 secondes. Ce temps est environ 100 fois plus long que celui du confinement de l'énergie et

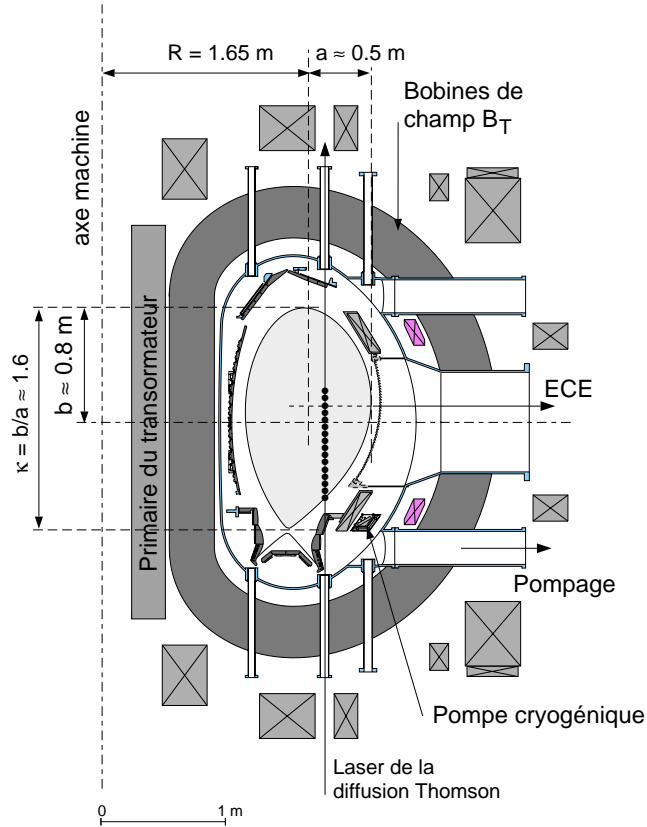


FIG. A.1 – Coupe du tokamak ASDEX Upgrade dans un plan poloïdal montrant la géométrie de la machine et du plasma, les trois systèmes de bobines magnétiques. Les 16 bobines pour B_T sont dans des plans poloïdaux respectifs (ici 1 bobine dans le plan du schéma). Les bobines des deux autres systèmes sont à symétrie toroïdale et apparaissent ici en coupe. Les diagnostics de diffusion Thomson et ECE y sont schématiquement indiqués.

suffisamment long pour permettre l'équilibrage du profil de courant. Le divertor est dans la partie inférieure de la machine où s'effectue le pompage par deux systèmes, turbomoléculaire et cryogénique. Dans un tokamak, le pompage est essentiel pour le contrôle de la densité. La plage de densité s'étend entre $1.0 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ et $15.0 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ ce qui couvre complètement la gamme prévue dans ITER.

Les chauffages additionnels disponibles sont au nombre de trois: injection de faisceaux de neutres rapides (NI), chauffage radio fréquence (30 MHz – 60 MHz) dans le domaine de la fréquence cyclotronique ionique (ICRF) et

chauffage micro-onde (140 GHz) dans le domaine de la fréquence cyclotronique électronique (ECH). Le chauffage ohmique, dû au courant plasma est déterminé par la résistivité ($\propto 1/T^{3/2}$), toujours présent. Il est de l'ordre de 1 MW, au plus, en l'absence de chauffage additionnel, mais décroît rapidement avec la température et sa contribution devient faible en présence de chauffage additionnel supérieur à 1 MW. L'injection de neutres est le chauffage de base pour l'essentiel des expériences faites dans ASDEX Upgrade. La puissance totale est de 20 MW pour une longueur de pulse de 10 secondes. Le chauffage ICRF qui fournit jusqu'à 6 MW pendant 10 s est fréquemment utilisé pour renforcer la densité de puissance au centre du plasma.

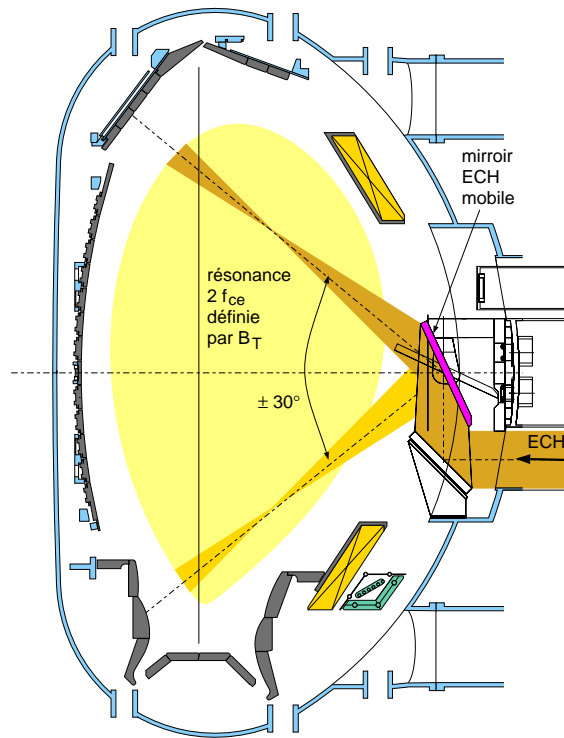


FIG. A.2 – Coupe dans un plan poloidal montrant un des quatre faisceaux ECH. Les autres faisceaux sont dans d'autres plans poloidaux et ont une configuration très semblable. Les deux positions extrêmes possibles pour le faisceau sont indiquées. L'absorption a lieu à l'intersection du faisceau et de la résonance $2f_{ce}$ dont la position dépend de B_T . Cette résonance passe par le rayon nominal de la machine $R = 1.65\text{ m}$ pour $B_T = 2.5\text{ T}$.

Le chauffage ECH dans ASDEX Upgrade est un instrument précis pour les études de physique et non pas un chauffage de haute puissance [120]. Le système a été conçu dans ce but et il est indispensable pour les expériences du type de celles présentées dans ce mémoire. Il fournit jusqu'à 1.6 MW pendant 2 s, ou 2 MW pendant 1 s, grâce à quatre sources du type gyrotron. Nous utilisons la propagation en mode X et la fréquence de 140 GHz correspond au double de la fréquence cyclotronique électronique à la résonance (2^{eme} harmonique, noté X2). Le champ magnétique requis localement pour l'absorption est de 2.5 T. Cette méthode chauffe uniquement les électrons avec une absorption au premier passage de 100% et le dépôt de puissance est étroit (2 à 3 cm) [78]. Le système consiste en quatre faisceaux micro-onde gaussiens injectés dans le plasma par le côté bas champ (voir figure A.2). Le dernier miroir est mobile et permet la déflexion dans le plan poloïdal, comme indiqué dans la figure, ce qui donne la flexibilité sur la position du dépôt puissance. Celle-ci peut être ajustée précisément et pratiquement n'importe où dans le plasma en choisissant le champ magnétique B_T et l'angle des miroirs d'injection. Les miroirs peuvent être aussi orientés dans le plan toroïdal ce qui permet de générer du courant très localement. Cette propriété est utilisée par exemple pour la stabilisation d'instabilités MHD mais elle n'est pas utile dans notre travail. La position et le profil d'absorption de la puissance ECH dans le plasma peuvent être calculés précisément par la méthode de «beam tracing» qui prend en compte l'optique des faisceaux gaussien que nous utilisons [121]. Finalement, la puissance des quatre gyrotrons peut être modulée avec une amplitude variable jusqu'à 100% et une fréquence maximale d'environ 30 kHz. Un deuxième système est en construction qui sera équipé de quatre gyrotrons multi-fréquence entre 105 GHz et 140 GHz délivrant chacun 1 MW pendant 10 secondes [122].

ASDEX Upgrade est équipé des nombreux diagnostics nécessaires aux recherches dans un tokamak moderne. Il n'est pas utile ici de les décrire tous. Mentionnons simplement les deux mesures de T_e , indispensables à notre travail: la diffusion Thomson et l'émission cyclotronique électronique (ECE). La

mesure par diffusion Thomson est basée sur l'analyse spectrale de la lumière diffusée émise par le passage à travers le plasma d'un faisceau laser à la longueur d'onde de l'ordre de 1μ . Pour obtenir la puissance suffisante le laser doit être pulsé. Dans ASDEX Upgrade 6 lasers à Nd-YAG sont utilisés, ce qui donne une résolution temporelle de 10 ms. Le profil radial consiste en 16 points qui sont schématiquement indiqués dans la figure A.1. Le système ECE est basé sur le phénomène symétrique de ECH: le rayonnement émis par le plasma à la 2^{eme} harmonique de la fréquence cyclotronique électronique est utilisé. Son intensité donne la valeur de la température et sa fréquence définit la position radiale de l'émission. Le diagnostic comprend 60 canaux en fréquences dans différentes bandes qui sont choisies en fonction du champ magnétique. Ceci donne en général un profil avec une soixantaine de points sur le rayon. Le calibrage absolu du diagnostic est effectué avant chaque campagne expérimentale, plus souvent si nécessaire. La précision est meilleure que 10%. La fréquence d'acquisition du diagnostic est de 32 kHz, ce qui est largement suffisant pour nos études, les fréquences de modulation utilisées étant bien inférieures. Notons encore que la détermination de la position radiale des canaux ECE et du dépôt ECH dépend sensiblement de la valeur du champ magnétique total, donc non seulement de la composante toroïdale due à B_T mais aussi de la composante poloïdal due au courant plasma. Ceci est pris en compte dans les analyses. De plus, la valeur absolue du champ magnétique a été vérifiée par des mesures expérimentales de la position du dépôt de puissance par modulation. Les positions calculées et mesurées doivent coïncider. C'est une méthode sensible car les fréquences des gyrotrons et du diagnostic sont connues avec une grande précision. Pour avoir un bon accord, la valeur absolue du champ B_T a dû être corrigée de 1%, ce qui correspond à une déviation radiale inférieure à 2 cm. La précision relative du champ B_T est de 0.01%, donc bien inférieure. La correction de la valeur absolue a été effectuée à la mise en marche du premier gyrotron et l'accord est vérifié au début de chaque campagne expérimentale, mais aucun réajustement n'a été nécessaire depuis.

La mesure de T_i dans notre travail est obtenue par l'analyse énergétique des flux de particules neutres émis par le plasma. Cette méthode est bien adaptée à nos plasmas à basse densité et généralement sans injection de neutres. Deux analyseurs fournissent deux points, l'un au centre et l'autre à mi-rayon. Nous avons de plus une indication de T_i au bord fournie par l'analyse optique de lignes d'échange de charge sur un faisceau de Lithium [123]. Cette combinaison permet d'estimer les profils de T_i avec suffisamment de confiance pour nos études. En présence d'injection de neutres, un profil de T_i avec 16 points sur le rayon est fourni par la mesure classique de lignes d'échange de charge d'impuretés telles que carbone, oxygène ou hélium. La mesure de la densité électronique est fournie par la diffusion Thomson et par un système d'interférométrie infra-rouge, diagnostics classiques. Finalement, les informations usuelles telles que l'équilibre magnétique, mesures de courant et de champ magnétique, rayonnement sont disponibles et utilisées dans nos analyses.

Annexe B

Sélection de publications

Les publications reproduites dans cette annexe sont, dans la mesure du possible, classées dans l'ordre des sujets traités dans le mémoire.

L'article intitulé "*Confinement and Transport Studies of Conventional Scenarios in ASDEX Upgrade*" (référence [84] dans le mémoire) passe en revue de façon assez générale les résultats obtenus dans ASDEX Upgrade en 1999 et 2000 sur le transport et le confinement. La résilience des profils de T_e et T_i en mode H avec chauffage NBI est décrite dans la première partie. Ensuite, les résultats spécifiques sur ce sujet pour les électrons obtenus dans les expériences avec ECH y sont décrits. Les premiers résultats qui démontrent l'effet de ECH hors axe sur la propagation des pulses de chaleur y sont décrits. L'effet isotopique y est aussi mentionné. La dernière section de cet article traite du temps de confinement global dans ASDEX Upgrade où l'on montre l'importance de la température du piédestal en mode H.

Le papier "*Experimental Studies of Electron Transport*" (référence [72] dans le mémoire) est une revue des résultats sur le transport électronique de la chaleur dans plusieurs tokamaks. Dans ce but, une base de données a été constituée qui permet une comparaison cohérente des propriétés des profils de T_e . Elle montre que R/L_{T_e} prend des valeurs très semblables dans les différents tokamaks. Les propriétés des plasmas avec ECH déposé hors axe

y sont aussi comparées. Cette comparaison illustre clairement le caractère commun du transport électronique de la chaleur dans les tokamaks et suggère l'existence d'un seuil en R/L_{Te} .

La publication intitulée "*Experimental Evidence for Gradient Length-Driven Electron Transport in Tokamaks*" (référence [99] dans le mémoire) est la première (mise à part la contribution de conférence [106]) dans laquelle nous démontrons l'influence de la puissance continue hors axe sur le transport, simultanément pour le bilan d'énergie et pour le transport transitoire. En particulier, les deux séries d'expériences déterminantes dans lesquelles des pulses de chaleur se propagent dans un plasma avec chauffage ECH continu déposé hors axe y sont décrites. Elles montrent la grande différence de transport entre les deux parties séparées par la puissance déposée à mi-rayon. La très possible interprétation par un seuil y est discutée.

Dans l'article intitulé "*Experimental Characterization of the Electron Heat Transport in Low Density ASDEX Upgrade Plasmas*" (référence [100] dans le mémoire) nous analysons en détail les propriétés du gradient normalisé. La méthode originale de mesure du gradient normalisé basée sur un mouvement du plasma y est expliquée. Les résultats de mesure de grande précision du gradient normalisé qu'elle fournit y sont décrits et analysés. La variation de la résilience effective liée à la température ($T_e^{3/2}$) y est mentionnée et illustrée par l'analyse. L'existence de la température de transition entre les profils considérés comme résilients ou non-résilients y apparaît clairement.

Le papier ayant pour titre "*Electron Heat Transport in ASDEX Upgrade: Experiment and Modelling*" (référence [81] dans le mémoire) passe en revue les résultats obtenus dans ASDEX Upgrade en 2001 et 2002. Le modèle empirique à gradient critique y est décrit et appliqué. Les premières expériences de variation de R/L_{Te} à température presque constante y sont décrites et analysées. On y montre que le transport tend vers une valeur

nulle pour une valeur finie de R/L_{Te} ce qui est presque une preuve directe de l'existence d'un seuil. Les données de modulation obtenues dans les mêmes décharges sont cohérentes avec cette hypothèse. Le modèle empirique reproduit très bien les données du bilan d'énergie et du transport transitoire. Il indique que la résilience du transport électronique de la chaleur est faible. La dépendance proportionnelle à q est introduite dans le modèle. La comparaison avec l'expérience démontre la validité de cette hypothèse tant pour la dépendance radiale du transport que pour celle liée à la valeur du courant plasma. Il y est aussi suggéré que dans les plasmas à chauffage hors axe le seuil peut-être mesuré directement. Ces expériences ont été reproduites avec des résultats similaires dans les tokamaks DIII-D et TCV.

La revue "*Core Energy Transport in Conventional Scenarios in ASDEX Upgrade*" (référence [107] dans le mémoire) résume les résultats de transport obtenus dans ASDEX Upgrade dans les années 2001 à 2003. Elle reprend une partie des résultats décrits dans les articles ci-dessus en les actualisant. Cette publication a été incluse dans la sélection car elle montre le bon accord entre expériences de modulation avec ECH (à 800 kA) et les simulations numériques faites en utilisant le modèle de Weiland. Cependant le modèle de Weiland n'ayant pas de dépendance en q , la qualité de ces résultats n'est pas reproduite à courant plasma plus bas.

L'article intitulé "*Experimental Study of Trapped Electron Mode Properties in Tokamaks: Threshold and Stabilization by Collisions*" (référence [109] dans le mémoire) est focalisé sur l'investigation expérimentale des propriétés des modes TEM. En effet, les résultats décrits dans les publications ci-dessus suggèrent que le transport est dominé par les modes TEM et l'existence d'un seuil en R/L_{Te} . Les expériences décrites dans ce papier ont donc été conçues dans ce but. Les résultats démontrent l'existence d'un seuil en combinant analyses du bilan d'énergie et du transport transitoire. Dans la deuxième partie, les résultats expérimentaux en accord avec la stabilisation des modes TEM à

haute collisionnalité y sont décrits. La possibilité d'une transition TEM-ITG pour le transport électronique est proposée, supportée par des calculs gyrocinétiques.

La publication "*Propagation of Cold Pulses and Heat Pulses in ASDEX Upgrade*" (référence [117] dans le mémoire) présente nos investigations sur le caractère local ou «non-local» du transport dans les conditions où cet aspect a été étudié précédemment d'autres tokamaks. Une contribution originale sur ce sujet résulte de la comparaison entre pulses «froids» par injection d'impuretés et «chauds» excités par ECH. De plus, grâce à la possibilité unique dans ASDEX Upgrade de répéter les pulses de façon cyclique, une analyse de Fourier peut être faite, ce qui fournit beaucoup plus d'information sur les propriétés de la propagation que dans les autres études. Les résultats montrent que la réponse centrale n'est pas instantanée mais clairement liée à l'arrivée des pulses, froids ou chauds, vers le centre du plasma. Le transport semble donc bien être déterminé localement par les paramètres physiques du plasma.

Bibliographie

- [1] J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press, 2nd edition, Oxford, 1997.
- [2] J. Jacquinot and the JET team, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **41** (1999) A13.
- [3] J. D. Strachan, S. Batha, M. Beer, M. G. Bell, R. E. Bell, et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **39** (1997) B103.
- [4] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, et al., *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1408.
- [5] F. Wagner, G. Fussmann, T. Grave, M. Keilhacker, et al., *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1453.
- [6] F. Ryter, K. Büchl, C. Fuchs, O. Gehre, O. Gruber, et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **36** (1994) 99.
- [7] F. Ryter, M. Alexander, J. C. Fuchs, O. Gruber, A. Kallenbach, et al., *Physica Scripta* **51** (1995) 643.
- [8] F. Ryter, W. Suttrop, B. Brüsehaber, M. Kaufmann, V. Mertens, et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **40** (1998) 725.
- [9] F. Ryter and H-Mode Database Working Group, *Nucl. Fusion* **36** (1996) 1217.
- [10] F. Ryter and the H-mode Treshold Database Group, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **44** (2002) A415.
- [11] P. N. Yushmanov, T. Takizuka, K. S. Riedel, O. J. W. F. Kardaun, J. G. Cordey, et al., *Nucl. Fusion* **30** (1990) 1999.
- [12] F. Ryter, O. Gruber, O. J. W. F. Kardaun, H.-P. Menzler, F. Wagner, et al., *Nucl. Fusion* **33** (1993) 979.

- [13] J. P. Christiansen, J. G. Cordey, K. Thomsen, A. Tanga, JET Team, et al., Nucl. Fusion **32** (1992) 291.
- [14] ITER Physics Basis, Chap. II, page 2208, Table 5, Nucl. Fusion **39** (1999).
- [15] J. Cordey, K. Thomsen, A. Chudnovskiy, O. Kardaun, T. Takizuka, et al., Nucl. Fusion **45** (2005) 1078.
- [16] F. Romanelli, Phys. Fluids B **2** (1990) 754.
- [17] W. Horton, Rev. Mod. Phys. **3** (1999) 735.
- [18] X. Garbet, Plasma Phys. Controlled Fusion **43** (2001) A251.
- [19] F. Jenko and W. Dorland, Plasma Phys. Controlled Fusion **43** (2001) A141.
- [20] F. Jenko, T. Dannert, and C. Angioni, Plasma Phys. Controlled Fusion **47** (2005) B195.
- [21] P. C. Liewer, Nucl. Fusion **25** (1985) 543.
- [22] A. J. Wootton, B. A. Carreras, H. Matsumoto, K. McGuire, W. A. Peebles, et al., Phys. Fluids B **2** (1990) 2879.
- [23] R. V. Bravenec, K. W. Gentle, B. Richards, D. W. Ross, D. C. Sing, et al., Phys. Fluids B **4** (1992) 2127.
- [24] C. Watts, R. F. Gandy, G. Cima, R. V. Bravenec, D. W. Ross, et al., Phys. Plasmas **3** (1996) 2013.
- [25] A. Einstein, Ann. Phys. (Leipzig) **17** (1905) 549, Traduction Anglaise, Dover New York 1956.
- [26] A. B. Rechester and M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 38.
- [27] W. Horton, Physics Reports **192** (1990) 1.
- [28] V. Arnold, *Mathematical Methods of Classical Mechanics*, Springer, New York, 1978.
- [29] A. J. Lichtenberg and M. A. Leibermann, *Regular and Stochastic Motion*, Springer, New York, 1983.
- [30] A. A. Vedenov, E. Velikov, and R. Z. Sagdeev, Nucl. Fusion **1** (1961) 82.

- [31] W. E. Drummond and D. Pines, Nucl. Fus. Suppl. 3, (1962) 1049.
- [32] X. Garbet, *Instabilités, Turbulence et transport dans un plasma magnétisé*, Thèse d'Habilitation à Diriger des Recherches, soutenue le 6 Juin 2001 à l'Université de Provence Aix-Marseille I.
- [33] J. T. M. Antonsen and B. Lane, Phys. Fluids **23** (1980) 1205.
- [34] E. A. Frieman and L. Chen, Phys. Fluids **25** (1982) 502.
- [35] W. K. Hagan and E. A. Frieman, Phys. Fluids **29** (1986) 3635.
- [36] T. S. Hahm, W. W. Lee, and A. Brizard, Phys. Fluids **31** (1988) 1940.
- [37] M. Kotschenreuther, G. Rewoldt, and W. M. Tang, Computer Phys. Comm. **88** (1995) 128.
- [38] G. W. Hammett and F. W. Perkins, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 3019 .
- [39] R. E. Waltz, G. M. Staebler, W. Dorland, G. W. Hammett, M. Kotschenreuther, et al., Phys. Plasmas **4** (1997) 2482.
- [40] S. I. Braginskii, in *Reviews of Plasma Physics*, Vol. 1, p. 205, edited by Leontovich, M.A., Consultants Bureau, New York, 1965.
- [41] A. Hasegawa and K. Mima, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 205 .
- [42] E. Mazzucato, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 792 .
- [43] B. B. Kadomtsev, *Plasma Turbulence*, Academic Press, London, 1965.
- [44] R. E. Waltz, Phys. Fluids **26** (1983) 169.
- [45] R. E. Waltz and R. R. Dominguez, Phys. Fluids **26** (1983) 3338.
- [46] R. E. Waltz, J. C. DeBoo, and M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2390.
- [47] J. Nilsson and J. Weiland, Nucl. Fusion **35** (1995) 497.
- [48] J. W. Connor and O. P. Pogutse, Plasma Phys. Controlled Fusion **43** (2001) 155.
- [49] The ITER 1D Modelling Working Group, presented by D. Boucher, Nucl. Fusion **40** (2000) 1955.
- [50] G. Tardini, A. G. Peeters, G. V. Pereverzev, F. Ryter, J. Stober, et al., Nucl. Fusion **42** (2002) 258.
- [51] H. Nordman and J. Weiland, Nucl. Fusion **29** (1989) 251.

- [52] B. B. Kadomtsev and O. P. Poguste, Sov. Phys.-JETP **24** (1967) 1172.
- [53] M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids **11** (1968) 869.
- [54] B. B. Kadomtsev and O. P. Poguste, Sov. Phys.-DOKLADY **14** (1968) 470.
- [55] C. S. Liu, Phys. Fluids **12** (1969) 1489.
- [56] B. Coppi and G. Rewoldt, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1329 .
- [57] H. Nordman, J. Weiland, and A. Jarmen, Nucl. Fusion **30** (1990) 983.
- [58] J. Weiland, *Collective Modes in Inhomogeneous Plasmas*, IOP Publ. , Bristol, 2000.
- [59] C. Angioni, A. G. Peeter, M. Apostoliceanu, A. Manini, F. Ryter, et al., in *An introduction to the Trapped Electron Mode instability*, EU-TTF Topical Meeting on Eletron Transport, Milan, 2004, http://www.ifp.cnr.it/e_meeting.
- [60] C. Angioni, A. G. Peeters, G. V. Pereverzev, F. Ryter, G. Tardini, et al., Phys. Plasmas **10** (2003) 3225.
- [61] F. Jenko, W. Dorland, M. Kotschenreuther, and B. N. Rogers, Phys. Plasmas **7** (2000) 1904.
- [62] A. G. Peeters, C. Angioni, M. Apostoliceanu, F. Jenko, F. Ryter, et al., Phys. Plasmas **12** (2005) 022505.
- [63] F. Jenko, W. Dorland, and G. W. Hammett, Phys. Plasmas **8** (2001) 4096.
- [64] T. Dannert and F. Jenko, Phys. Plasmas **12** (2005) 072309.
- [65] G. V. Pereverzev and P. N. Yushmanov, IPP report 5/98 (2002) .
- [66] J. D. Callen and G. L. Jahns, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 491.
- [67] J. D. Callen, J. P. Christiansen, J. G. Cordey, P. R. Thomas, and K. Thomsen, Nucl. Fusion **27** (1987) 1857.
- [68] N. Lopes Cardozo, J. de Haas, G. Hogewij, O. J., A. Sips, et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **32** (1990) 983.
- [69] F. Wagner and U. Stroth, Plasma Phys. Controlled Fusion **35** (1993) 1321.

- [70] N. J. Lopes Cardozo, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **37** (1995) 799.
- [71] J. D. Callen and M. W. Kissick, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **39** (1997) B173.
- [72] F. Ryter, C. Angioni, M. Beurskens, S. Cirant, G. T. Hoang, et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **43** (2001) A323.
- [73] K. W. Gentle, *Phys. Fluids* **31** (1988) 1105.
- [74] B. J. D. Tubbing, N. J. Lopes-Cardozo, and M. J. V. der Wiel, *Nucl. Fusion* **27** (1987) 1843.
- [75] T. C. Luce, C. Forest, M. Makowski, W. Meyer, C. Petty, et al., *Proc. Workshop on Local Transport Studies in Fusion Plasmas (Varenna 1993)*, Bologna: Societa Italiana di Fisica (1994) 155.
- [76] U. Stroth et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **38** (1996) 611, Corrigendum in *Plasma Phys. Contr. Fus.*, **38** 1087 (1996).
- [77] A. Jacchia, P. Mantica, F. De Luca, and G. Gorini, *Phys. Fluids* **B 3** (1991) 3033.
- [78] K. K. Kirov, F. Leuterer, G. V. Pereverzev, F. Ryter, W. Suttrop, et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **44** (2002) 2583.
- [79] F. Leuterer, K. Kirov, G. Pereverzev, F. Ryter, and D. Wagner, *Nucl. Fusion* **43** (2003) 744.
- [80] F. Imbeaux, F. Ryter, and X. Garbet, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **43** (2001) 1503.
- [81] F. Ryter, G. Tardini, F. De Luca, H.-U. Fahrbach, F. Imbeaux, et al., *Nucl. Fusion* **43** (2003) 1396.
- [82] X. Garbet, P. Mantica, F. Ryter, G. Cordey, F. Imbeaux, et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **46** (2004) 1351, Addendum in *Plasma Physics and Controlled Fusion* **47**, 6, pp. 957–958 (2005).
- [83] M. Ottaviani and G. Manfredi, *Nucl. Fusion* **41** (2001) 637 .
- [84] F. Ryter, J. Stober, A. Stäbler, G. Tardini, H.-U. Fahrbach, et al., *Nucl. Fusion* **41** (2001) 537.

- [85] A. Peeters, O. Gruber, S. Günter, M. Kaufmann, H. Meister, et al., Nucl. Fusion **42** (2002) 1376.
- [86] R. Goldston, V. Arunasalam, M. Bell, M. Bitter, W. Blanchard, et al., Plasma Phys. Contr. Fus. Res., Proc. 11th IAEA Conf., Kyoto, 1986 **3** (1987) 75.
- [87] V. Alikeev, A. Bagdasarov, E. Berezoskij, A. Berlizov, G. Bobrovskij, et al., Plasma Phys. Contr. Fus. Res., Proc. 11th IAEA Conf., Kyoto, 1986, **3** (1987) 111.
- [88] F. Wagner, O. Gruber, K. Lackner, H. D. Murmann, E. Speth, et al., Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2187.
- [89] G. Taylor, E. Frederickson, B. Grek, R. Goldston, D. Johnson, et al., Nucl. Fusion **29** (1989) 3.
- [90] D. P. Schissel, T. Osborne, J. C. DeBoo, J. R. Ferron, E. Lazarus, et al., Nucl. Fusion **32** (1992) 689.
- [91] T. C. Luce, C. Petty, and J. de Haas, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 52.
- [92] C. Petty et al., Nucl. Fusion **34** (1994) 121 .
- [93] B. Coppi, Comments Plasma Phys . Cont. Fusion **5** (1980) 261 .
- [94] B. Balet and J. Cordey, Nucl. Fusion **34** (1994) 1175.
- [95] W. Suttrop, M. Kaufmann, H. J. de Blank, B. Brüsehaber, K. Lackner, et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **39** (1997) 2051.
- [96] O. Gruber, H.-S. Bosch, S. Günter, A. Herrmann, A. Kallenbach, et al., Nucl. Fusion **39** (1999) 1321.
- [97] P. Gohil, K. Burrel, and T. Osborne, Nucl. Fusion **38** (1998) 425.
- [98] L. D. Horton, J. P. Christiansen, J. Lingertat, C. F. Maggi, V. Mertens, et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **41** (1999) B329.
- [99] F. Ryter, F. Leuterer, G. Pereverzev, H.-U. Fahrback, J. Stober, et al., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2325.
- [100] F. Ryter, F. Imbeaux, F. Leuterer, H.-U. Fahrback, W. Suttrop, et al., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5498.

- [101] H. Urano, Y. Kamada, Y. Shirai, T. Takizuka, S. Ide, et al., Nucl. Fusion **42** (2002) 76 .
- [102] V. V. Parail, Plasma Phys. Controlled Fusion **44** (2002) A63 .
- [103] M. L. Watkins, Plasma Phys. Controlled Fusion **44** (2002) B173.
- [104] G. Tardini, A. G. Peeters, G. V. Pereverzev, F. Ryter, and ASDEX Upgrade Team, Nucl. Fusion **42** (2002) L11.
- [105] D. R. Baker, G. M. Staebler, C. C. Petty, C. M. Greenfield, and T. C. Luce, Phys. Plasmas **10** (2003) 4419 .
- [106] F. Ryter, F. Leuterer, M. Beckmann, H. Brinkschulte, R. Brückner, et al., in *Europhysics Conference Abstracts (CD-ROM), Proc. of the 26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 1999*, edited by C. Bastian and C. Nieswand, volume 23J, pages 1433–1436, Geneva, 1999, EPS.
- [107] F. Ryter, A. Stäbler, and G. Tardini, Fusion Science and Technology **44** (2003) 618.
- [108] F. Ryter, M. Alexander, H.-S. Bosch, J. C. Fuchs, O. Gruber, et al., in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 22th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, 1995)*, edited by B. Keen, P. Stott, and J. Winter, volume 19C, part IV, pages 89–92, Geneva, 1995, EPS.
- [109] F. Ryter, C. Angioni, A. G. Peeters, F. Leuterer, H.-U. Fahrback, et al., Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 085001.
- [110] P. Mantica, G. Gorini, G. Hogeweyj, N. Lopes Cardozo, and A. Schilman, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 4534.
- [111] C. Sozzi, S. Cirant, A. Airoidi, G. Bracco, A. Bruschi, et al., Paper EXP5/13, Plasma Phys. Contr. Fus. Res., Proc. 18th IAEA Conf., Sorrento, 2000, .
- [112] P. Mantica, F. Ryter, et al., accepted for Plasma Phys. Controlled Fusion **46** (2005) .

- [113] A. Jacchia, P. Mantica, F. D. Luca, P. Galli, and G. Gorini, *Phys. Plasmas* **2** (1995) 4589.
- [114] K. W. Gentle, W. Lowan, R. Bravanec, G. Cima, T. P. Crowley, et al., *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 3620.
- [115] K. Gentle, B. R.V., G. Cima, H. Gasquet, G. Hallock, et al., *Phys. Plasmas* **2** (1995) 2292.
- [116] M. W. Kissick, J. D. Callen, and E. D. Frederickson, *Nucl. Fusion* **38** (1998) 821.
- [117] F. Ryter, R. Neu, R. Dux, H.-U. Fahrback, F. Leuterer, et al., *Nucl. Fusion* **40** (2000) 1917.
- [118] J. E. Kinsey, R. E. Waltz, and H. E. St. John, *Phys. Plasmas* **5** (1998) 3974.
- [119] A. Manini, F. Ryter, C. Angioni, A. G. Peeters, J. Stober, et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **46** (2004) 1723.
- [120] F. Leuterer, M. Beckmann, A. Borchegowski, H. Brinkschulte, A. Chirkov, et al., *Fusion Eng. Design* **56-57** (2001) 615.
- [121] E. Poli, G. V. Pereverzev, and A. G. Peeters, *Phys. Plasmas* **6** (1999) 5.
- [122] F. Leuterer, G. Grünwald, F. Monaco, M. München, H. Schütz, et al., *Fusion Eng. Design* **74** (2005) 199 .
- [123] M. Reich, E. Wolfrum, J. Schweinzer, H. Ehmler, L. D. Horton, et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **46** (2004) 797.