



HAL
open science

Transport de courant et de chaleur dans les tokamaks : interprétation et prédiction des expériences par modélisation intégrée

Frédéric Imbeaux

► To cite this version:

Frédéric Imbeaux. Transport de courant et de chaleur dans les tokamaks: interprétation et prédiction des expériences par modélisation intégrée. Physique [physics]. AMU Aix Marseille Université; Université de Provence, 2009. tel-02612266

HAL Id: tel-02612266

<https://cea.hal.science/tel-02612266>

Submitted on 19 May 2020

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

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

Transport de courant et de chaleur dans les tokamaks : interprétation et prédiction des expériences par modélisation intégrée

Frédéric IMBEAUX

Thèse présentée pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches

Soutenue le 22 septembre 2009 au château de Cadarache devant la commission d'examen

Monsieur Xavier Garbet

Monsieur Olivier Sauter

Monsieur Peter Beyer

Monsieur Sadruddin Benkadda

Monsieur François Ryter

Monsieur Clemente Angioni

Monsieur Xavier Litaudon

Rapporteur, CEA Cadarache

Rapporteur, EPFL

Rapporteur, Université de Provence

Université de Provence

IPP Garching

IPP Garching

CEA Cadarache

Remerciements

Ce mémoire est une synthèse de dix ans de travaux effectués depuis la fin de ma thèse. Dix ans passés au sein du Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée (maintenant Institut de Recherches sur la Fusion Magnétique) du CEA Cadarache, dont je remercie les Chefs de Département et de Service successifs, notamment Jean Jacquinet, Michel Chatelier, Gabriel Marbach, Bernard Saoutic et Alain Bécoulet. La modélisation intégrée est un domaine par essence pluridisciplinaire, et la synthèse présentée ici doit beaucoup à cet environnement exceptionnel. Je remercie tous les collègues qui m'ont formé, soutenu et guidé dans mes recherches, en particulier Yves Peysson, Xavier Litaudon, Xavier Garbet, François Ryter, Gerardo Giruzzi, Christophe Gil, Tuong Hoang.

Ces dix ans ont été pour moi l'occasion de partager l'aventure du développement du code Cronos, qui a débuté en 1999. Le travail au sein de cette équipe de physiciens-développeurs a été extrêmement formateur et je remercie tous les collègues gravitant autour de ce projet, et tout particulièrement ceux qui en ont permis la réalisation depuis l'origine, Jean-François Artaud et Vincent Basiuk. Sans eux la plupart de ces travaux n'auraient pas eu lieu. L'équipe Cronos s'est élargie et c'est à la fois un plaisir et un honneur pour moi d'animer maintenant ce groupe dynamique et attachant.

Je remercie également mon épouse Marie et ma toute petite fille Aurore, qui réconfortent le chercheur quand celui-ci ne trouve pas.

Je remercie enfin les membres du jury, et particulièrement les rapporteurs, qui ont eu la tâche de lire ces pages.

Combien il est de choses qu'on juge impossibles, jusqu'au jour où elles se trouvent faites.

Pline, *Hist. Nat.* VII, 1

Nous sommes des nains juchés sur les épaules de géants. Nous voyons ainsi davantage et plus loin qu'eux, non parce que notre vue est plus aigüe ou notre taille plus haute, mais parce qu'ils nous portent en l'air et nous élèvent de toute leur hauteur gigantesque.

Bernard de Chartres

Tout ce qui est incompréhensible ne laisse pas d'être.

Pascal, *Pensées*

La pensée complexe [...] comporte la nécessité d'auto-connaissance par l'intégration du penseur dans son observation, le retour sur soi pour s'objectiver, se comprendre et se corriger, ce qui constitue à la fois un principe de pensée et une nécessité éthique.

Edgar Morin, *Ethique*

L'homme se découvre quand il se mesure avec l'obstacle

Antoine de Saint-Exupéry, *Terre des hommes*

La lutte elle-même vers les sommets suffit à remplir un cœur d'homme. Il faut imaginer Sisyphe heureux.

Albert Camus, *Le mythe de Sisyphe*

Table des matières

| | | |
|---------|--|----|
| 1 | Introduction | 5 |
| 2 | Transport de la chaleur par les électrons : expériences de modulation de la source de chaleur | 8 |
| 2.1 | Phénomène de « gradient critique » | 8 |
| 2.2 | Technique de modulation de la source de chaleur | 9 |
| 2.3 | Mise en évidence du phénomène de « gradient critique » dans les expériences de modulation ECRH sur ASDEX Upgrade | 10 |
| 2.3.1 | Le modèle | 10 |
| 2.3.2 | Méthode d'analyse | 11 |
| 2.3.3 | Résultats | 12 |
| 2.3.4 | Conclusion et transition..... | 14 |
| 3 | Génération de courant non-inductive par injection d'ondes à la fréquence hybride basse : modélisation cohérente avec la diffusion du courant | 16 |
| 3.1 | Génération non-inductive de courant | 16 |
| 3.2 | Génération de courant par onde « hybride » | 16 |
| 3.3 | Modélisation de la propagation et de l'absorption de l'onde hybride : génération de courant LH profil de courant | 18 |
| 3.3.1 | Propagation de l'onde et profil de courant | 19 |
| 3.3.2 | Efficacité de génération de courant à tension par tour nulle | 22 |
| 3.3.3 | Couplage entre profil de courant et dépôt hybride dans le cas de génération de courant dominante par onde hybride | 26 |
| 3.3.3.1 | Influence du piquage du profil de courant sur le dépôt hybride..... | 26 |
| 3.3.3.2 | Résolution cohérente du système couplé profil de courant – onde hybride. | 27 |
| 3.3.3.3 | Comparaison à l'expérience | 31 |
| 3.4 | Conclusions | 33 |
| 4 | Couplage profil de courant – transport de l'énergie : oscillations de température à tension par tour faible | 35 |
| 4.1 | Les régimes à tension par tour faible sur Tore Supra : profil de courant, confinement 35 | |
| 4.2 | Oscillations de température : « O-regime » | 37 |
| 4.3 | Modélisation du régime O | 39 |
| 4.4 | Comparaison modélisation-expérience | 41 |
| 4.5 | Conclusion..... | 43 |
| 5 | Des expériences actuelles à la prédiction d'expériences à venir..... | 44 |
| 5.1 | Vers une complexité croissante..... | 44 |
| 5.2 | Validation des modèles de transport « inspirés des premiers principes »..... | 46 |
| 5.2.1 | Des modèles adaptés à la modélisation intégrée | 46 |
| 5.2.2 | Comparaison des modèles « inspirés des premiers principes » à l'expérience | 47 |
| 5.2.2.1 | Le mode H « standard » | 47 |
| 5.2.2.2 | Scénarios « hybrides »..... | 51 |
| 5.2.2.3 | Scénarios à barrière de transport | 57 |
| 6 | Conclusion : vers l'Aurore | 58 |
| 7 | Références | 62 |

1 Introduction

Le transport de l'énergie et des particules dans les plasmas de fusion est un sujet central des études sur la fusion nucléaire contrôlée. En effet, le critère de Lawson, qui est une mesure du rendement énergétique des réactions de fusion dans un plasma, est le triple produit de la densité, de la température et du temps de confinement de l'énergie. Les deux premières quantités dépendent de la compétition entre leurs sources respectives et les phénomènes de transport. Quant à la troisième, elle est par définition une caractérisation globale du transport de l'énergie.

Le transport du courant joue également un rôle essentiel dans les tokamaks, dont la capacité de confinement de la configuration magnétique repose sur la présence d'un courant circulant dans le plasma dans la direction toroïdale. Le profil de courant résultant des phénomènes de transport et des sources, inductives ou non, intervient directement dans la qualité du confinement, définit la topologie des surfaces de flux et joue un rôle essentiel dans le déclenchement de certains types d'activité magnétohydrodynamique (MHD).

Transport de la chaleur et du courant sont en fait intrinsèquement liés : la diffusion du courant ohmique est régie par un coefficient de diffusion proportionnel à la résistivité du plasma, variant approximativement comme $T_e^{-3/2}$ (où T_e est la température électronique).

Réciproquement, le temps de confinement de l'énergie est approximativement proportionnel au courant total circulant dans le plasma I_P [ITER99]. Ainsi qu'il sera rappelé en détail plus loin, localement les micro-instabilités responsables de la turbulence et du transport de la chaleur sont très sensibles au profil de courant. Cette sensibilité peut aller jusqu'à des bifurcations où le transport de la chaleur est significativement réduit, créant ainsi des zones étroites à fort confinement appelées barrières internes de transport (ITB¹).

Ces brefs rappels illustrent le caractère extrêmement couplé des phénomènes que le physicien des plasmas de tokamak doit modéliser. Afin d'être pertinents, les outils de modélisation doivent prendre en compte ces interactions multiples entre les différents phénomènes physiques. Si le travail que nous présentons ici est une investigation du fond, c'est-à-dire des mécanismes physiques, il se veut aussi une réflexion sur la méthode utilisée : la modélisation intégrée.

Depuis les années 1970, des codes sont développés pour résoudre les équations fluides de continuité (dites aussi « de transport ») des quantités principales intéressantes pour la mesure de la performance du plasma : température, flux poloïdal (courant), densité. Les électrons et les ions du plasma ont en première approximation une distribution Maxwellienne, ce qui justifie l'utilisation de ces quantités fluides. Les particules suprathermiques provenant de méthodes de chauffage additionnel ou des réactions de fusion doivent toutefois être traitées différemment. Les quantités considérées étant en première approximation constantes le long des surfaces magnétiques, les équations de continuité sont résolues sur une seule dimension d'espace, la dimension radiale (i.e. perpendiculaire aux surfaces magnétiques). Ces équations, dont on trouvera une dérivation complète dans l'article de référence [HinHaz76], prennent la forme suivante (on choisit ici l'équation de transport de la densité électronique, celle-ci étant la plus simple) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(V'n_e) + \frac{\partial}{\partial \rho}(V'\Gamma_e) = V'S_{ne} \quad (1)$$

où n_e est la densité électronique, Γ_e le flux de particules (moyenné sur la surface magnétique), S_{ne} la source de particules (moyennée sur la surface de flux) par unité de volume, ρ une

¹ En raison de la domination pratiquement totale de la langue anglaise dans les publications sur la physique des tokamaks, nous prenons le parti d'utiliser les acronymes anglais tels qu'utilisés dans la littérature.

coordonnée radiale, t le temps, et V' la dérivée radiale ($dV/d\rho$) du volume contenu à l'intérieur de la surface magnétique de rayon ρ . Pour résoudre cette équation de transport et calculer ainsi $n_e(t, \rho)$, il faut donc calculer i) la géométrie du plasma (résultant de l'équilibre des forces entre pressions magnétique et cinétique), ii) les flux (résultant notamment des transports turbulent et néoclassique) et iii) les termes sources.

On peut légitimement s'interroger sur les limites de cette approche fluide et monodimensionnelle, quand on développe aujourd'hui des codes gyrocinétiques à 5 dimensions (trois d'espace, deux dans l'espace des vitesses). L'idée fondamentale est d'utiliser les équations de base les plus simples possibles, afin de pouvoir :

- Effectuer des calculs sur des durées correspondantes à celles des expériences : jusqu'à plusieurs minutes si on considère les plasmas de Tore Supra, au-delà de 10 minutes pour les plasmas d'ITER.
- Intégrer dans le calcul le plus de phénomènes physiques possibles : transport (couplant courant, matière, énergie, moment toroïdal), sources, équilibre, MHD, et leurs interactions.

L'ambition de la modélisation intégrée est donc de se situer au niveau d'une comparaison quantitative avec l'expérience. Si les équations de base peuvent paraître simples, on notera que leur utilisation est justifiée par la forte proportion de particules thermiques dans la plupart des plasmas de tokamak actuels (> 90 % en nombre). Par ailleurs, la modélisation des autres phénomènes intervenant dans les équations de transport fait souvent appel à des modules beaucoup plus complexes : le calcul de l'équilibre du plasma est un problème à deux, voire trois dimensions d'espace. Quant au calcul des termes sources, il implique souvent des particules suprathermiques et fait appel à des solveurs cinétiques. La simplicité des équations de base n'exclut donc pas un traitement beaucoup plus complexe des phénomènes physiques qui le nécessitent.

Historiquement, les premiers codes de ce type étaient bel et bien des codes « de transport », résolvant les équations de transport mais utilisant des modèles très simples pour les termes sources et l'équilibre. Aujourd'hui, les modèles couplés aux équations de transport sont devenus de plus en plus nombreux et sophistiqués, prétendant à une description détaillée et quantitative des phénomènes concernés. Dans le cas de certains termes sources, ils en arrivent à consommer plus de temps de calcul que la résolution des équations de transport. Dans cette course à la sophistication, c'est le calcul des flux turbulents qui devient le parent pauvre, en raison de l'extrême complexité des calculs à mener pour modéliser la turbulence de façon quantitative. Il suit en fait une voie parallèle, pour le moment disjointe des codes de simulation intégrée, avec le développement de codes gyrocinétiques non-linéaires. Le terme de « modélisation intégrée » prend sa pleine justification aujourd'hui alors que les codes commencent à tenir compte dans leurs calculs des éléments extérieurs au plasma confiné : scrape-off layer et interaction plasma-paroi, modélisation des antennes, des courants circulant dans le circuit poloidal, reconstitution des signaux mesurés (« diagnostics synthétiques »).

L'activité essentielle du physicien est de proposer des modèles pour interpréter les expériences. Les codes de modélisation intégrée sont d'excellents outils pour mener cette activité, précisément parce qu'ils ambitionnent une modélisation complète et réaliste des expériences :

- Travaillent sur les mêmes durées que l'expérience
- Permettent de tenir compte des interactions multiples entre les différents phénomènes
- Pour estimer les champs non calculés par les modèles à tester, ces codes contiennent d'autres modèles ou encore permettent d'utiliser des données expérimentales

- Contiennent des interfaces de comparaison avec les mesures, comprenant diagnostics synthétiques et la « comparaison intégrée » c'est-à-dire croisant les informations de plusieurs diagnostics à la fois.

Ce travail présente, à travers quelques exemples précis (chapitres 2 à 4), comment la modélisation met en lumière les mécanismes physiques intervenant dans les expériences. Le chapitre 5 (et le 3 dans une moindre mesure) ouvre la discussion sur la validation des modèles prédictifs par comparaison à l'expérience, à partir de l'exemple classique du transport de chaleur. En conclusion (chapitre 6), nous discutons des perspectives d'évolution des codes et des pratiques de modélisation intégrée.

2 Transport de la chaleur par les électrons : expériences de modulation de la source de chaleur

Le premier exemple choisi concerne la mise en évidence de caractéristiques fondamentales du transport de la chaleur par les électrons. Ici, une seule équation de transport est concernée : celle de l'énergie électronique. Le couplage avec les autres quantités telles que densité, température ionique et profil de courant est bien sûr toujours présent, mais ne joue pas de rôle essentiel dans la mise en évidence du phénomène étudié ici : l'existence d'un « gradient critique » dans le transport de la chaleur par les électrons.

2.1 Phénomène de « gradient critique »

Par « gradient critique » on entend l'existence d'un seuil en terme de l'inverse de la longueur de gradient de température électronique normalisé $\kappa \equiv R \left. \frac{|\nabla T_e|}{T_e} \right|_{crit}$ (où R est la grand rayon du

plasma) qui constitue une transition entre deux comportements du flux chaleur : pour $R|\nabla T_e|/T_e < \kappa$, le flux de chaleur électronique reste faible et varie peu en fonction de $|\nabla T_e|$. Inversement, au dessus du seuil le flux augmente très rapidement en fonction de $|\nabla T_e|$ et devient très supérieur à ce qu'il était en dessous du seuil. Ce comportement qualitatif est attendu d'après la théorie des micro-instabilités électroniques. Il y a essentiellement deux types d'instabilités générées par le gradient de température électronique : les modes ETG (pour Electron Temperature Gradient [HorHon88],[DraGuz88]) et les modes d'électrons piégés TEM (pour Trapped Electron Modes [KadPog70],[RomBri90]). L'analyse de stabilité linéaire montre que les modes ETG sont déclenchés au dessus d'un seuil en $|\nabla T_e|/T_e$, il n'est toutefois pas encore déterminé si ces modes jouent ou non un rôle important dans le transport de la chaleur électronique. Les modes TEM sont trouvés instables dans de nombreux cas expérimentaux et sont a priori beaucoup plus aptes que les ETG à générer du transport en raison de leur plus grande extension dans la direction radiale. L'existence d'un seuil en $|\nabla T_e|/T_e$ pour les TEMs dépend par contre du point de l'espace des paramètres dans lequel on se trouve. Comme indiqué dans la figure ci-après (cadre en haut à gauche), le seuil en $|\nabla T_e|/T_e$ n'existe rigoureusement que pour de faibles valeurs du paramètre $L_n \equiv R|\nabla n_e|/n_e$ (où n_e est la densité électronique). On notera toutefois que même pour des valeurs plus élevées de ce paramètre, la dépendance du flux de chaleur en fonction de $|\nabla T_e|/T_e$ est faible à bas $|\nabla T_e|/T_e$, puis augmente au dessus d'une certaine valeur de $|\nabla T_e|/T_e$. Ainsi bien que cette valeur ne soit pas un seuil d'instabilité linéaire, elle joue le rôle de « gradient critique » tel que qualitativement décrit au début de ce paragraphe. C'est avant tout cette phénoménologie que l'on pourra identifier expérimentalement, qui ne correspond donc pas nécessairement à un seuil d'instabilité linéaire au sens strict.

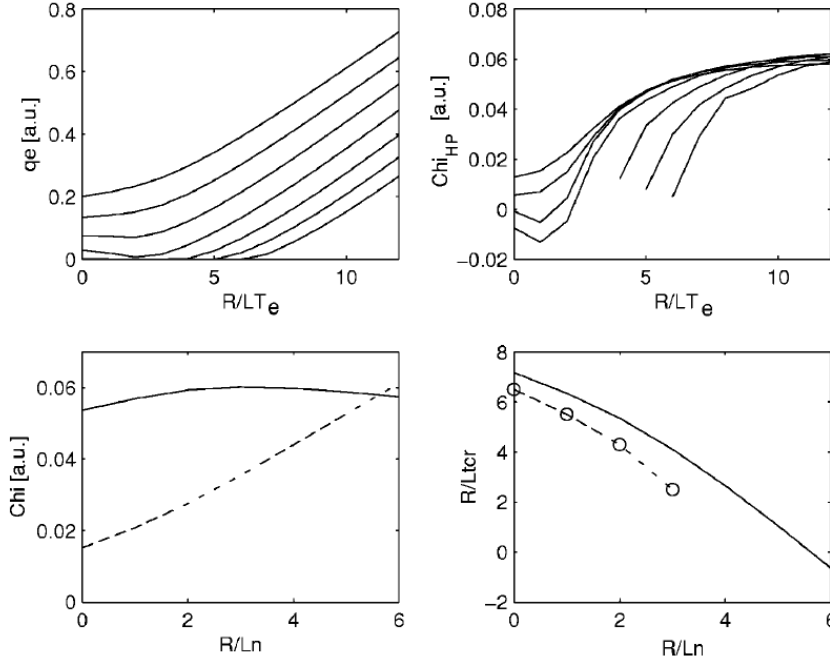


FIG. 3. Left top: The quasilinear heat flux in arbitrary units as a function of R/L_{Te} for different values of $R/L_n = (0, 1, 2, 3, 4, 5, 6)$. With increasing R/L_n the heat flux curve is shifted upward in the figure. Right top: The calculated heat pulse conductivity ($\chi_{HP} = 1/n_e dq_e/d\nabla T_e$). Left bottom: The heat pulse conductivity (solid line) and power balance value (dashed line) as a function of R/L_n at $R/L_T=10$. Right bottom: The apparent threshold [defined through Eq. (8) solid line] and real threshold (dashed line) of the mode.

Figure 1 [PeeAng05] : dépendance d'un modèle quasi-linéaire TEM en fonction de l'inverse de la longueur de gradient de densité R/L_n et de température électronique R/L_{Te}

2.2 Technique de modulation de la source de chaleur

Lors d'une analyse de transport d'une expérience, on accède, par la connaissance du flux d'énergie sortant q_e d'une part et par celle du gradient de température d'autre part, au coefficient de diffusion à l'équilibre « power balance » défini comme :

$$\chi_e^{PB} \equiv -\frac{q_e}{n_e \nabla T_e} \quad (2)$$

On peut ainsi caractériser le niveau absolu de transport, à travers cette vision purement diffusive et statique. Mais pour accéder à la dépendance paramétrique du transport, il faudrait répéter cette observation statique en faisant varier le paramètre désiré par petites touches successives. La technique de modulation de la source de chaleur, dont l'effet principal est d'induire une perturbation de ∇T_e autour de sa valeur d'équilibre, permet d'accéder directement à la dépendance paramétrique du flux en fonction de T_e et ∇T_e . En effet, les coefficients de transport « heat pulse » (resp. coefficients de diffusion et de convection) intervenant dans l'équation de transport linéarisée régissant la perturbation de température due à la modulation sont [TubLop87], [Gen88], [Lop95], [JacMan91] :

$$\chi_e^{HP} = -\frac{\partial q_e}{\partial(n_e \nabla T_e)} = \chi_e^{PB} + \frac{\partial \chi_e}{\partial(\nabla T_e)} \nabla T_e \quad (3)$$

$$U_e^{HP} = -\frac{\partial \chi_e}{\partial T_e} \nabla T_e$$

Ainsi l'analyse de la réponse de la température électronique à une perturbation de la source de chaleur permet d'explorer, en plus du niveau absolu de transport « power balance », la dépendance paramétrique du transport autour du point de fonctionnement. En pratique, on utilise souvent une modulation périodique de la source de chaleur, ce qui permet d'analyser la réponse de la température électronique par une transformée de Fourier. On travaille donc le plus souvent sur la phase et l'amplitude de cette transformée de Fourier de la température électronique.

Expérimentalement, la source de chaleur idéale pour ces études de modulation de la température électronique est le chauffage par ondes à la Fréquence Cyclotronique Electronique (FCE en français, ECRH en anglais). En effet, ce chauffage est intégralement déposé sur les électrons, avec un profil étroit et localisé par la couche de résonance cyclotronique. On a ainsi une très bonne connaissance de la source de chaleur électronique dans le plasma. Dans le cas du tokamak JET, où un tel système n'est pas disponible, on peut utiliser un chauffage électronique par conversion de mode d'ondes à la fréquence cyclotronique ionique. Mais ce scénario de chauffage requiert des conditions expérimentales particulières et contraignantes (forte concentration de 15 à 20 % d' Helium 3 dans la décharge, contraintes sur la valeur du champ toroïdal). De plus, une partie non négligeable de la puissance est déposée dans le plasma par d'autres mécanismes que la conversion de mode, on a donc une assez grande incertitude sur la localisation du dépôt de puissance, ce qui crée parfois quelques surprises dans l'analyse [MarMan06]. Les perturbations de température électroniques induites par la modulation de la source de chaleur sont mesurées par radiomètre ECE (Electron Cyclotron Emission), qui possède habituellement d'excellentes résolutions spatiales et temporelles (essentielle pour effectuer une transformée de Fourier du profil de température électronique).

2.3 Mise en évidence du phénomène de « gradient critique » dans les expériences de modulation ECRH sur ASDEX Upgrade.

2.3.1 Le modèle

La méthode de modulation de la source de chaleur est particulièrement utile quand il y a un changement qualitatif important de la dépendance paramétrique du transport en fonction de ∇T_e . C'est précisément le cas du phénomène de gradient critique tel que décrit ci-dessus. Dans notre article [ImbRyt01], nous avons proposé un modèle analytique et empirique simple dont la caractéristique essentielle est une dépendance paramétrique en fonction de ∇T_e de type « gradient critique ». Ce modèle a permis de modéliser quantitativement plusieurs expériences du tokamak ASDEX Upgrade et de mettre en lumière comment relier les dépendances paramétriques du transport à la phénoménologie observée sur les perturbations de température électronique. Le « succès » de ce modèle lui a valu d'être repris par plusieurs groupes de travail européens et de faire l'objet d'une tentative de généralisation sous le nom de « critical gradient model » (CGM) [GarMan04].

Le modèle original proposé dans [ImbRyt01] est de la forme :

$$\chi_e = \chi_0(\rho) + \lambda T_e^\alpha \left(\frac{|\nabla T_e|}{T_e} - \kappa \right)^\beta H \left(\frac{|\nabla T_e|}{T_e} - \kappa \right) \quad (4)$$

où H est la fonction de Heaviside, κ joue le rôle d'inverse de longueur de gradient critique, λ , α et β des paramètres scalaires du modèle. Le terme χ_0 représente le transport résiduel sous le seuil. Une dépendance radiale linéaire est utilisée pour reproduire plus précisément les données expérimentales dans la région du plasma en dessous du seuil. Le point important est que χ_0 n'a pas de dépendance explicite en fonction de ∇T_e , et ainsi ne produit pas de contribution au coefficient de transport χ_e^{HP} (en dehors de la valeur « power balance » χ_e^{PB}). Ce modèle constitue donc une approche à la fois générale et minimale des modèles à « gradient critique ». Il rend compte de deux régimes de propagation pour les transitoires du flux de chaleur : $\chi_e^{HP} = \chi_e^{PB}$ quand $|\nabla T_e|/T_e < \kappa$, et $\chi_e^{HP} > \chi_e^{PB}$ quand $|\nabla T_e|/T_e > \kappa$ (fig. 2).

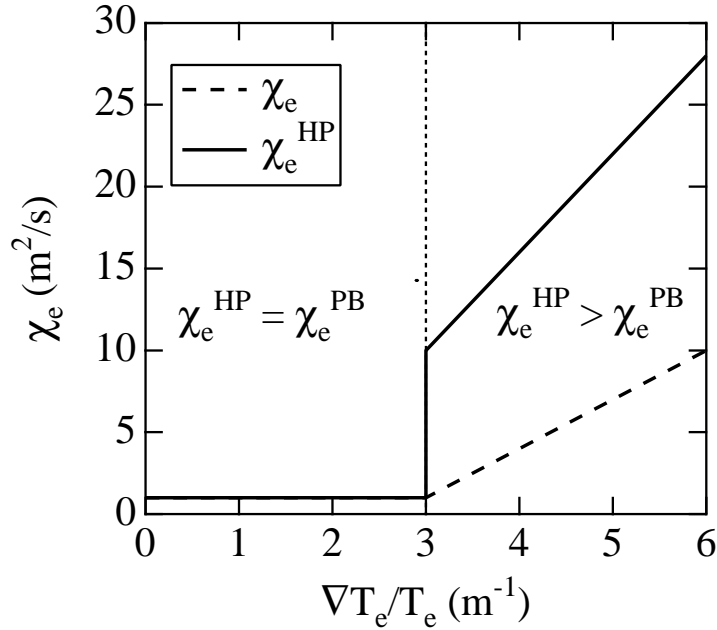


Figure 2 : Dépendance de χ_e et χ_e^{HP} , en fonction de $\nabla T_e/T_e$ du modèle décrit par l'équation (4) pour $\chi_0 = 1 \text{ m}^2/\text{s}$, $T_e = 1 \text{ keV}$, $\kappa = 3 \text{ m}^{-1}$, $\lambda = 3 \text{ m}^3 \text{ keV}^\alpha \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 1$. La transition entre les régimes de propagation de la chaleur $\chi_e^{HP} \approx \chi_e^{PB}$ et $\chi_e^{HP} \gg \chi_e^{PB}$ est indiquée par la ligne verticale en pointillés fins à $\nabla T_e/T_e = \kappa$.

2.3.2 Méthode d'analyse

Les perturbations de T_e induite par la modulation périodique de la source de chaleur sont tout d'abord analysées par transformée de Fourier : on calcule ainsi leur amplitude et leur phase. Ces caractéristiques, combinées à l'analyse qui donne la valeur moyenne du coefficient de transport (n'oublions pas le « power balance » !), doivent être reproduites par le modèle testé. Notons ici que l'on travaille dans le sens du modèle vers l'expérience : on suppose un modèle et on teste comment ses caractéristiques permettent de rendre compte ou pas de résultats expérimentaux.

Une autre approche est possible : on peut en effet, sous un certain nombre d'hypothèses, caractériser le coefficient de transport « heat pulse » χ_e^{HP} directement par l'étude des profils d'amplitude et de phase de la perturbation de T_e [JacMan91]. Cette approche « directe » permet entre autres d'évaluer rapidement si on est ou non dans le cas $\chi_e^{HP} \gg \chi_e^{PB}$. Toutefois elle repose sur une série d'hypothèse : linéarisation de l'équation de transport perturbée, pas de dépendance radiale explicite du coefficient de transport (ce qu'on ne peut connaître a priori ...). L'approche directe revient à s'imposer une forme générale des dépendances paramétriques des flux de transport, et doit donc être considérée avec précaution car on ne peut garantir que la forme choisie est pertinente pour le cas étudié. Cela peut conduire à des erreurs importantes sur la détermination de la valeur de χ_e^{HP} . Elle reste toutefois utile pour comparer l'ordre de grandeur de χ_e^{HP} par rapport à χ_e^{PB} . Un très bel exemple d'utilisation de cette « méthode directe » est la caractérisation expérimentale de la transition d'un transport dominé par les TEM à un transport dominé par les ITG [RytAng05].

Historiquement, une résolution purement analytique de l'équation de transport perturbée – conjointement avec l'équation de transport moyenne – a permis de proposer une méthode d'identification des paramètres d'un modèle (tels que les exposants α et β du modèle (4)) [ImbGar02]. La démarche est la suivante : on se donne un modèle analytique comportant un

certain nombre de paramètres, pour lequel on résout analytiquement les équations de transport moyennée et perturbée. La solution analytique en phase, amplitude, et température moyenne est alors évaluée numériquement pour un jeu de valeurs des paramètres donné. On cherche alors numériquement le jeu de valeurs des paramètres qui minimise l'écart aux résultats expérimentaux pour ces trois quantités. Le caractère purement analytique de la résolution est à la fois un avantage et un inconvénient : l'avantage est de pouvoir se passer d'une résolution numérique de l'équation de transport puisqu'on dispose de sa solution analytique ; l'inconvénient est que, selon le modèle de transport choisi, cette solution analytique n'a pas forcément de formulation explicite – c'est malheureusement le cas du modèle à « gradient critique » (4).

Une approche purement numérique est alors nécessaire : c'est ici qu'interviennent les codes de modélisation intégrée, qui vont résoudre les équations de transport. La méthode est complète, au sens où elle permet de tenir compte d'éventuels couplages entre les canaux (électronique – ionique) par exemple. L'évolution de température simulée est alors analysée de la même façon que les signaux expérimentaux : une transformée de Fourier permet d'en obtenir phase et amplitude et de les comparer à leurs homologues expérimentaux. Le travail du modélisateur est d'optimiser, au moyen de nombreuses simulations, les paramètres du modèle pour minimiser les écarts obtenus lors de cette comparaison. On n'oubliera pas d'inclure dans cette comparaison la valeur moyenne de la température ! C'est cette méthode qui est utilisée dans [ImbRyt01].

2.3.3 Résultats

L'intérêt des expériences étudiées ici est qu'elles créent des conditions nettes de franchissement du seuil, grâce à un chauffage localisé ECRH hors de l'axe (typiquement, à mi-rayon). A l'intérieur du dépôt ECRH, le flux de chaleur est faible et $|\nabla T_e|/T_e$ reste inférieur au seuil. Il en résulte un comportement de type $\chi_e^{HP} \approx \chi_e^{PB}$ pour les perturbations de température. A l'inverse, à l'extérieur du dépôt ECRH, le flux de chaleur est élevé et $|\nabla T_e|/T_e$ fortement au dessus du seuil, avec un comportement de type $\chi_e^{HP} \gg \chi_e^{PB}$. Cette interprétation rend compte du caractère fortement asymétrique des perturbations entre les régions interne et externe au dépôt ECRH observé dans les expériences (Fig. 3). Ce caractère disparaît d'ailleurs quand on supprime le chauffage ECRH hors axe (Fig. 4) : la source de chauffage (ohmique) est alors beaucoup plus distribuée et $|\nabla T_e|/T_e$ légèrement supérieur au seuil presque sur l'ensemble du plasma : la discontinuité dans le comportement de la température perturbée disparaît.

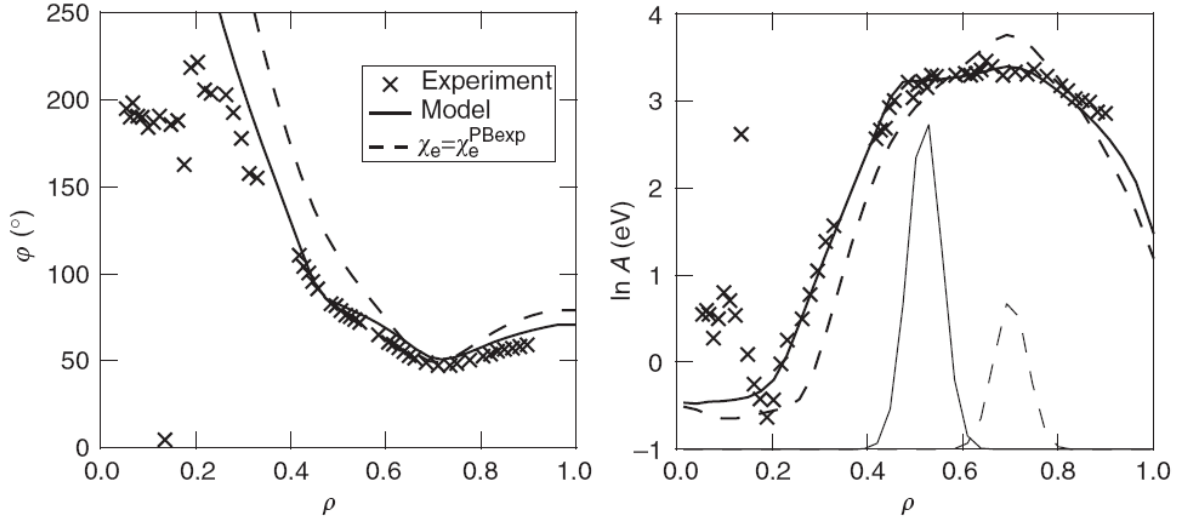


Figure 3 : Profils de phase φ et d'amplitude A de la perturbation de T_e pour la décharge AUG 12935, avec chauffage ECRH continu à mi-rayon. Croix : expérience; tirets : simulation avec $\chi_e = \chi_e^{PBexp}$; trait continu : simulation avec $\chi_0 = 0.2 + 0.3\rho \text{ m}^2/\text{s}$, $\kappa = 2.2 \text{ m}^{-1}$, $\lambda = 0.8 \text{ m}^3 \text{ keV}^{3/2} \text{ s}^{-1}$. Les courbes Gaussiennes en tirets (resp. trait continu) indiquent la position du dépôt ECRH modulé (resp. continu), en unité arbitraire.

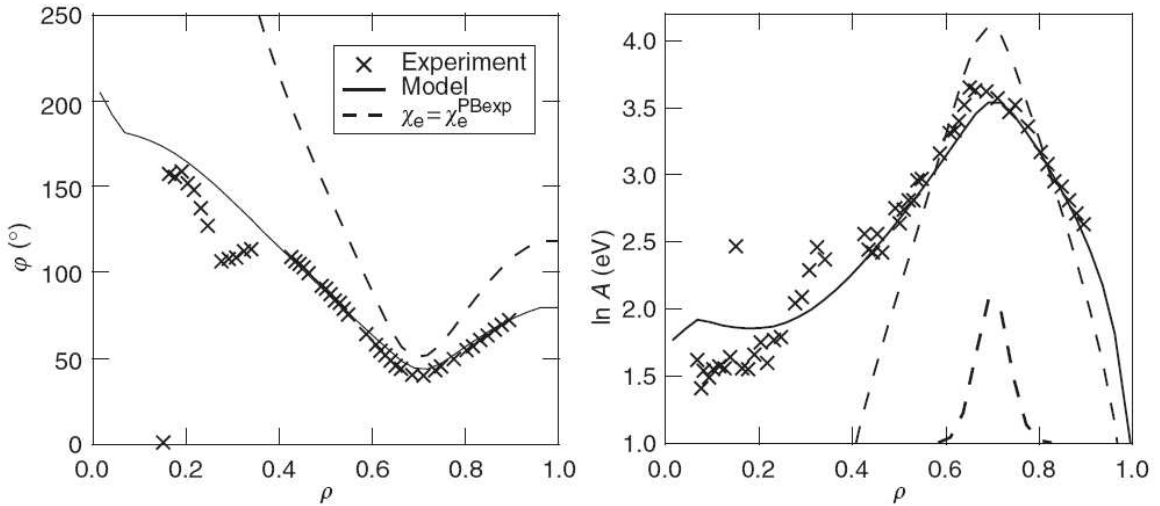


Figure 4 : Profils de phase φ et d'amplitude A de la perturbation de T_e pour la décharge AUG 12935, sans chauffage ECRH continu. Croix : expérience; tirets : simulation avec $\chi_e = \chi_e^{PBexp}$; trait continu : simulation avec les mêmes paramètres que la figure précédente $\chi_0 = 0.2 + 0.3\rho \text{ m}^2/\text{s}$, $\kappa = 2.2 \text{ m}^{-1}$, $\lambda = 0.8 \text{ m}^3 \text{ keV}^{3/2} \text{ s}^{-1}$. La courbe Gaussienne en tirets indique la position du dépôt ECRH modulé, en unité arbitraire.

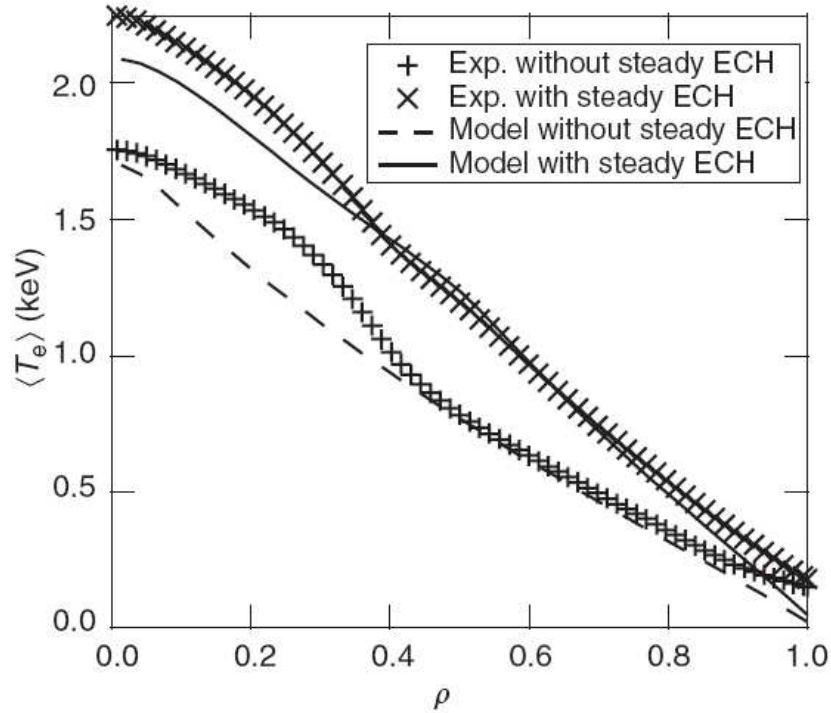


Figure 5 : Profils de la température électronique moyennée sur la fréquence de modulation $\langle T_e \rangle$ pour la décharge AUG 12935. Pour le cas sans ECRH continu : expérience (+) et simulation (tirets). Pour le cas avec ECRH continu à mi-rayon : expérience (x) et simulation (trait continu). Les simulations sont les mêmes que celles des figures 3 et 4.

Bien que l'interprétation qualitative donnée ci-dessus eût pu être faite avant d'avoir effectué la moindre simulation, c'est en fait la pratique du modèle à travers de nombreuses simulations qui a donné l'intuition de ce raisonnement. La modélisation joue donc un rôle essentiel dans la compréhension qualitative des phénomènes physiques mis en jeu. Le fait qu'on ait pu reproduire quantitativement un certain nombre d'expériences en utilisant des valeurs plausibles des paramètres du modèle conforte les interprétations proposées. Finalement, des simulations avec différentes valeurs des paramètres α et β , ou encore avec des formulations alternatives du modèle (variantes dans les dépendances paramétriques en T_e , ∇T_e), ont permis de trouver la forme analytique qui reproduit au mieux les expériences. Cette expression optimale correspond à l'équation (1) avec $\alpha = 3/2$ et $\beta = 1$. La dépendance du coefficient de diffusion en $T_e^{3/2}$ a pour conséquence importante que plus la température est élevée, plus il sera difficile d'écarter $|\nabla T_e|/T_e$ du seuil κ . Autrement dit, la résilience des profils augmente fortement avec la température.

2.3.4 Conclusion et transition

Le résultat rappelé brièvement ci-dessus illustre à notre avis idéalement un certain nombre de caractères importants de l'activité de modélisation. Ici l'ambition n'est pas l'invention d'un modèle prédictif parfait : le modèle proposé comporte au total 5 paramètres libres ! Malgré cela, il est une aide importante à la compréhension qualitative des phénomènes mis en jeu. La modélisation est aussi démonstration quantitative que des phénomènes – modélisés de façon simple mais avec des paramètres réalistes – peuvent reproduire les résultats expérimentaux. Elle permet a contrario d'écarter d'autres modèles qui n'auraient pas les caractéristiques qualitatives mises en évidence, ou alors nécessiteraient des valeurs de paramètres non réalistes

pour les avoir. La simplicité de l'approche contraste avec la richesse des conclusions qualitatives obtenues. Auparavant, l'observation expérimentale de la résilience des profils de température laissait à penser que $|\nabla T_e|/T_e$ était toujours situé juste au dessus du seuil, la forte augmentation du flux avec $|\nabla T_e|/T_e$ maintenant ce dernier toujours à cet endroit. Le développement et l'utilisation de notre modèle analytique simple a permis de montrer que l'on pouvait en fait avoir des régions du plasma où $|\nabla T_e|/T_e$ est sous le seuil de forte turbulence (en général près du centre de la décharge) et d'autres loin du seuil (près du bord du plasma). Ce résultat a été développé lors de la généralisation ultérieure du modèle [GarMan04]. Notre modèle a servi par la suite à l'analyse de barrières de transport internes [ManVan06], [CasMan07] et de la propagation de fronts froids [ManGor03].

3 Génération de courant non-inductive par injection d'ondes à la fréquence hybride basse : modélisation cohérente avec la diffusion du courant

Après avoir, au chapitre précédent, considéré le problème du transport électronique, nous abordons maintenant la modélisation d'une source de chaleur et de courant : l'onde « hybride ». Cette méthode de génération de courant non-inductive est couramment utilisée à Tore Supra dont la thématique principale est l'exploration de la physique des régimes stationnaires. Nous discuterons dans ce chapitre l'influence du courant plasma sur la propagation et l'absorption de l'onde hybride et en particulier son impact sur :

- L'efficacité de génération de courant
- La position du dépôt de l'onde
- La modélisation intégrée d'un plasma où le courant est généré majoritairement par l'onde hybride

Les résultats développés dans ce chapitre sont basés sur la modélisation de la propagation et de l'absorption de l'onde au moyen du code de tracé de rayon / Fokker Planck DELPHINE [ImbPey05], couplé au code de modélisation intégrée CRONOS [BasArt03]. Cette étude a été fortement motivée par les résultats expérimentaux obtenus grâce à un diagnostic sophistiqué de tomographie du rayonnement de freinage émis par les électrons suprathermiques [PeyImb99]. Contrairement au chapitre précédent, la modélisation présentée ici est de type « premiers principes », c'est-à-dire que l'on inclue dans les codes les hypothèses les plus réalistes possibles, sans paramètres empiriques ni ajustables. On vise ainsi à une véritable prédiction des phénomènes physiques. La comparaison des résultats expérimentaux à ceux de la modélisation permet d'estimer ce qui est fiable dans cette dernière ... et ce qui ne l'est pas.

3.1 Génération non-inductive de courant

Dans les tokamaks, le champ poloïdal, créé par la circulation d'un courant à l'intérieur du plasma dans la direction toroïdale, est indispensable au confinement des particules et de l'énergie. Pour générer ce courant, on dispose de la méthode inductive, consistant à induire un champ électrique dans la direction toroïdale au moyen de circuits magnétiques externes, et de méthodes non-inductives. Ces dernières sont essentielles en vue de l'objectif de fonctionnement stationnaire des tokamaks, souhaité pour un réacteur de production d'électricité. Outre cet aspect opérationnel fondamental, elles présentent également un intérêt physique car permettent de réaliser des formes du profil du courant très différentes de celles obtenues par la méthode inductive. Ainsi qu'il a été rappelé en introduction, le profil de courant est essentiel pour les propriétés de confinement ainsi que la stabilité magnéto-hydrodynamique du plasma. Alors que la génération de courant par induction crée un courant au bord du plasma, qui diffuse vers le centre de façon prévisible mais non contrôlable, on accède à une plus grande capacité de contrôle du profil de courant en en générant une partie par ces méthodes non-inductives externes. On peut ainsi espérer contrôler la qualité du confinement et la stabilité magnéto-hydrodynamique du plasma via le profil de courant. Cette idée générale sous-tend la recherche de scénarios dits « advanced tokamak » [Kik90],[Tay97] qu'ils utilisent ou non une barrière de transport.

3.2 Génération de courant par onde « hybride »

Des ondes à une fréquence proche de la fréquence hybride basse sont couramment utilisées dans les tokamaks pour générer du courant de façon non-inductive. Ces ondes « hybrides »

(Lower Hybrid waves dans la littérature) se couplent aux électrons du plasma par effet Landau et possèdent un champ électrique important dans la direction parallèle au champ magnétique local. Elles sont donc extrêmement efficaces pour la génération de courant, car accélèrent les électrons directement dans une direction quasi-toroïdale. Cette propriété d'accélération parallèle au champ magnétique donne à l'onde hybride une incomparable efficacité loin de l'axe magnétique, dans des zones où la fraction de particules piégées est importante. En effet, les méthodes concurrentes utilisant une accélération perpendiculaire (principalement les ondes à la fréquence cyclotronique électronique) vont générer de plus en plus de particules piégées à mesure qu'on s'éloigne de l'axe magnétique, particules dont la vitesse toroïdale moyenne est nulle. Aujourd'hui l'onde hybride apparaît comme la méthode la plus efficace pour générer du courant loin de l'axe magnétique.

L'onde hybride présente toutefois l'inconvénient d'une absorption en général peu localisée et difficilement contrôlable. Au contraire des ondes cyclotroniques, pour lesquelles la condition de résonance dépend de la valeur du champ magnétique (connue et fonction essentiellement du grand rayon plasma) ce qui entraîne une localisation précise du dépôt de puissance, l'onde hybride peut être a priori absorbée en tout point du volume du plasma dans lequel elle se propage. La condition de résonance de l'onde et des électrons est en effet directement l'égalité entre la vitesse de phase de l'onde et la vitesse des électrons : $\omega - k_{//}v_{//}$, où ω est la pulsation de l'onde, $k_{//}$ le vecteur d'onde dans la direction parallèle au champ magnétique et $v_{//}$ la vitesse des électrons résonnants. L'absorption de l'onde va donc dépendre uniquement des caractéristiques locales de l'onde au cours de sa propagation et de la fonction de distribution des électrons. Ces deux aspects devront être calculés de façon cohérente afin de modéliser la génération de courant par l'onde.

En pratique, afin d'optimiser son efficacité de génération de courant, on injecte l'onde hybride avec une vitesse de phase élevée, afin qu'elle puisse potentiellement accélérer des électrons à des vitesses élevées. En effet, plus les électrons sont rapides, moins ils sont sujets aux collisions et donc plus faciles à accélérer. Typiquement, l'indice de réfraction parallèle injecté

$n_{//} \equiv \frac{k_{//}c}{\omega}$ est de l'ordre de 2.0 (c étant la vitesse de la lumière dans le vide) ... au point que

les électrons thermiques du plasma (dont la température est dans les machines actuelles de l'ordre de 1 à 8 keV) sont trop lents pour se coupler efficacement à l'onde. Il existe par conséquent un domaine de vitesse parallèle vide d'électrons séparant la distribution maxwellienne du spectre injecté, lequel ne peut être couplé tel quel au plasma : c'est le "gap spectral".

Dans les machines actuelles, le gap spectral est franchi grâce aux variations de l'indice parallèle de l'onde au cours de la propagation, principalement dues au couplage entre la symétrie quasi-cylindrique des surfaces de flux et la dépendance en $1/R$ du champ toroïdal (R étant le grand rayon du tore). Une partie de l'onde atteint, après un trajet plus ou moins long dans le plasma, un $n_{//}$ suffisamment élevé pour le couplage avec les électrons de la distribution maxwellienne. Il en résulte une génération d'électrons plus rapides, suprathermiques, susceptibles d'être couplés à des composantes spectrales d'indice parallèle plus faible. Ainsi, lorsque le spectre de l'onde dans le plasma s'étend continuellement de la Maxwellienne au $n_{//}$ injecté (ou même à des valeurs inférieures, ce qui peut arriver au cours de la propagation), cette accélération de proche en proche crée un plateau d'électrons suprathermiques jusqu'à des énergies élevées (typiquement 220 keV pour un $n_{//}$ minimum de 1.4) : le "gap spectral" est comblé. Bien que peu nombreux (densité à peu près 1000 fois inférieure à celle des électrons thermiques), ces électrons très énergétiques et peu collisionnels portent un courant important.

Une formule très pratique, utilisée fréquemment dans la littérature sous le nom d'Electron Landau Damping condition (ELD) donne en fonction de la température électronique la valeur

minimale de n_{\parallel} qui permet de commencer à accélérer les électrons de la Maxwellienne [Bon84] : $n_{\parallel} \approx 6.5/\sqrt{T_e [keV]}$. Cette condition est très utile pour borner le diagramme de propagation de l'onde, celle-ci étant en effet complètement absorbée par le plasma au dessus de cette valeur de n_{\parallel} .

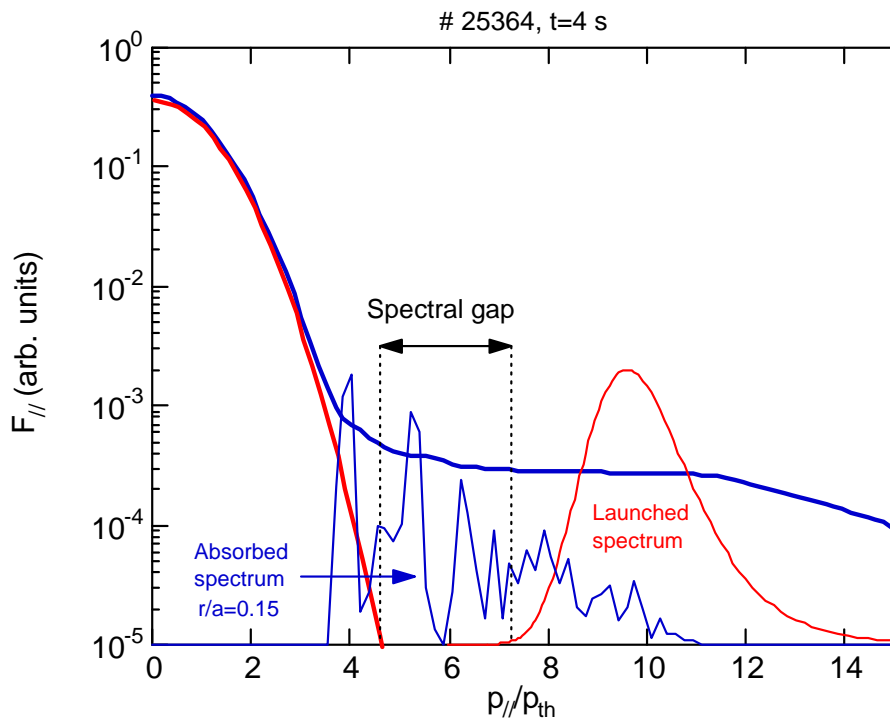


Figure 6 : Illustration du problème du spectral gap, issu d'une simulation tracé de rayon/Fokker-Planck. Le spectre de l'onde et la fonction de distribution des électrons sont représentés dans l'espace des impulsions parallèles normalisées à l'impulsion thermique. En pointillés, spectre injecté et distribution maxwellienne. En trait plein, spectre absorbé après propagation de l'onde et distribution correspondante avec plateau d'électrons suprathermiques, à la position correspondant au petit rayon normalisé $r/a = 0.15$.

3.3 Modélisation de la propagation et de l'absorption de l'onde hybride : génération de courant LH \longrightarrow profil de courant

On voit donc que la prédiction du profil de courant généré par l'onde hybride requiert une modélisation cohérente de la propagation de l'onde et de son spectre de puissance d'une part, et de la fonction de distribution des électrons d'autre part. Une méthode devenue classique depuis les années 1980 est d'utiliser un code de tracé de rayons pour calculer la propagation de l'onde, couplé à un code Fokker-Planck pour calculer la fonction de distribution électronique [BonEng86]. C'est cette méthode que nous avons mise en œuvre dans nos travaux, afin d'étudier de façon détaillée l'influence d'un paramètre influant considérablement sur la propagation de l'onde : le profil de courant. La mise en exergue de ce paramètre est liée à la vision intégrée du plasma et de sa modélisation : dans les plasmas où une forte proportion du courant est générée par l'onde hybride, comme c'est souvent le cas dans les expériences menées sur Tore Supra, le profil de courant à la fois régule la propagation (et donc l'absorption) de l'onde et est régulé par celle-ci. Une approche intégrée est donc indispensable

à la mise en lumière de cette interaction complexe². Cette problématique a été développée dans notre article [ImbPey05].

3.3.1 Propagation de l'onde et profil de courant

La propagation de l'onde hybride dépend fortement du profil de courant, la raison principale étant que sa vitesse de groupe tend à être parallèle au champ magnétique local [Bra98]. En terme de tracé de rayons, ceci signifie que les rayons tendent à suivre les lignes de champ magnétiques, dont la transformée rotationnelle est la résultante directe du courant plasma. Plus celui-ci est élevé, plus les rayons tourneront rapidement dans la section poloïdale (Fig. 7). Or en géométrie toroïdale, la non-uniformité du champ magnétique dans la direction poloïdale est à l'origine des variations de l'indice de réfraction parallèle de l'onde. La trajectoire des rayons dans la section poloïdale a donc un impact décisif sur l'évolution de leur $n_{//}$, donc de leur absorption. Une trajectoire typique qui fournit une forte augmentation de l'indice de réfraction parallèle est quand le rayon se propage jusqu'à atteindre la coupure basse densité vers le haut de la chambre, puis est réfléchi en direction de l'axe magnétique [BonOtt82]. La figure 7, montrant la propagation de rayons dans Tore Supra pour un courant relativement élevé $I_p = 1.4$ MA, montre plusieurs rayons ayant ce type de trajectoire. Ces rayons ont tendance à être absorbés loin de l'axe magnétique car leur $n_{//}$ est en augmentation rapide pendant leur retour vers le centre du plasma. Ils vont donc satisfaire la condition ELD (en pointillés rouge dans les figures ci-dessous) loin de l'axe magnétique. Inversement, les rayons dont l'augmentation de $n_{//}$ est plus lente (cas $I_p = 0.7$ MA dans la figure ci-dessous) vont satisfaire la condition ELD là où elle est minimum, c'est-à-dire proche de l'axe magnétique, où la température est maximum.

En plus de cette influence directe du courant plasma sur la propagation de l'onde, on peut s'attendre à un deuxième effet, allant qualitativement dans le même sens, dû à l'augmentation de la température électronique avec le courant plasma (en raison d'un meilleur confinement de l'énergie). Lorsqu'on augmente la température, on s'attend en général à ce que le dépôt de l'onde hybride s'élargisse, l'absorption étant facilitée dans les zones loin de l'axe par l'augmentation de la température. L'augmentation de la température électronique avec le courant plasma, non prise en compte dans l'exemple ci-dessous, est donc susceptible d'amplifier la tendance à l'élargissement du dépôt provenant de l'effet direct du courant sur la propagation.

² Boucle récursive au sens de [E. Morin, *La Méthode*, Ed. Seuil], voire dialogique puisqu'on le verra plus bas, le piquage du profil de courant total et celui du dépôt hybride peuvent être antagonistes.

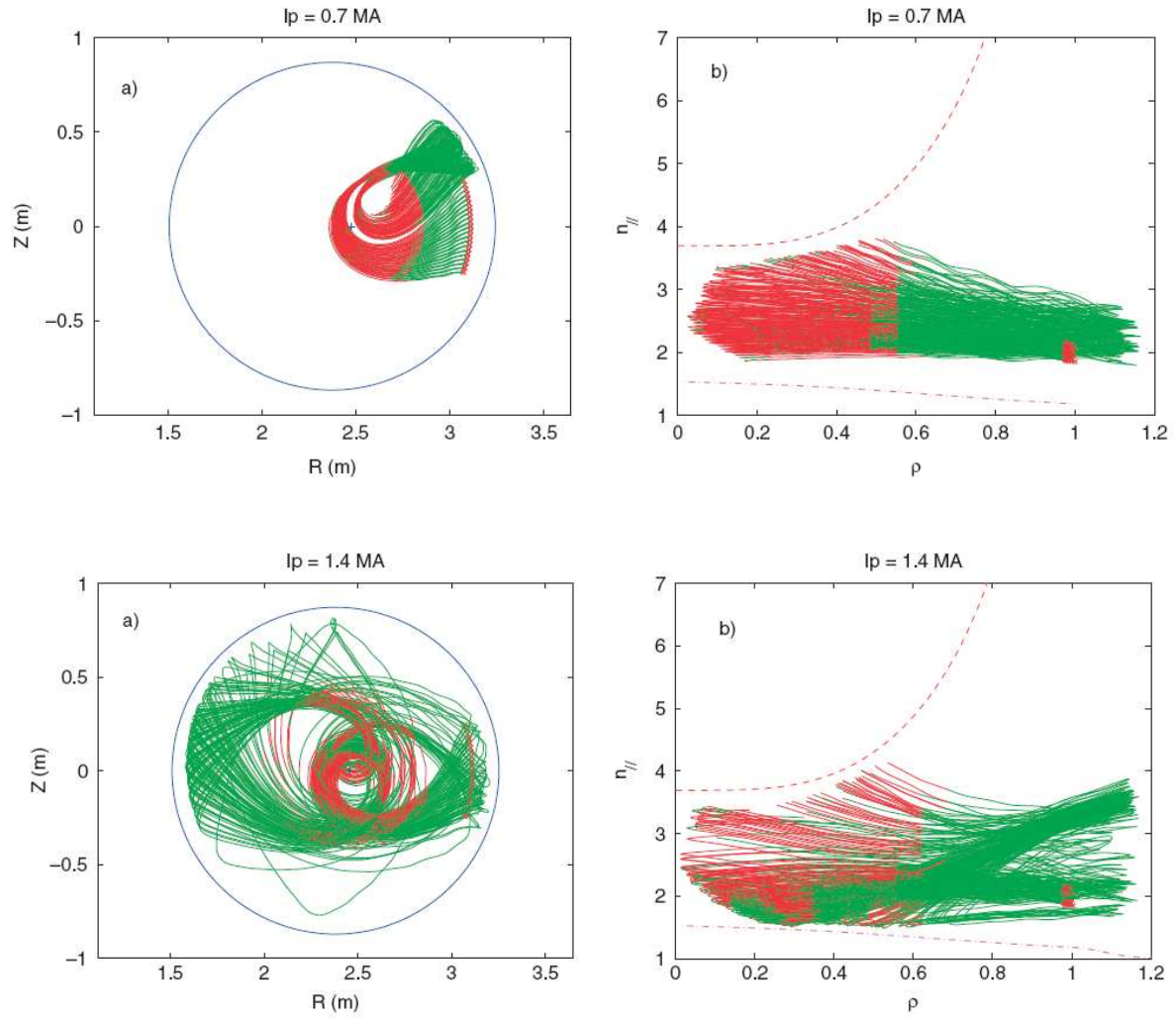


Figure 7 : Propagation des rayons pour un équilibre à 0.7 MA (première ligne) et 1.4 MA (deuxième ligne). (a) projection dans une section poloïdale (R, Z) ; (b) dans le plan ($n_{//}, \rho$). Les étoiles rouges indiquent les points de départ de chaque rayon. Le cercle bleu (a) est la chambre à vide et un '+' bleu indique l'axe magnétique. Les rayons sont affichés en rouge là où l'absorption de l'onde par les électrons est significative, en vert là où elle est négligeable. La ligne rouge en tirets (b) est le critère d'absorption ELD $n_{//} \approx 6.5/\sqrt{T_e[\text{keV}]}$, la ligne violette en trait mixte indique la condition d'accessibilité $n_{//\text{acc}} = (\omega_{pe}/\Omega_{ce}) + \sqrt{\epsilon_{\perp}}$.

Ces effets de propagation prennent toute leur importance dans les régimes d'absorption « modérés », c'est-à-dire où un certain nombre de réflexions au bord du plasma (au moins une) se produit avant de pouvoir satisfaire la condition d'absorption ELD. Dans ce cas, la propagation est suffisamment longue pour que les phénomènes d'évolution rapide du $n_{//}$ décrits ci-dessus apparaissent et deviennent décisifs pour la localisation de l'absorption de l'onde. Ce régime a été qualifié de « few passes » par opposition au régime « single pass ». Ce dernier correspond au cas la température électronique est suffisamment élevée (et/ou le $n_{//}$ injecté suffisamment élevé) pour que l'onde soit totalement absorbée avant toute réflexion. Dans ce cas la propagation est trop courte pour induire un changement important de l'indice de réfraction parallèle et les effets décrits ci-dessus n'ont pas le temps de se produire. Il résulte toutefois, à la fois des simulations et des observations expérimentales [PeyTS00], que la plupart des tokamaks actuels sont dans un régime de propagation « few passes » pour

l'onde hybride. Ce régime peut également se produire sur ITER dans les scénarios à forte densité et température électronique modérée.

Sur Tore Supra, le régime « few passes » se traduit effectivement par une dépendance de la localisation du dépôt en fonction du courant plasma : expérimentalement, plus on augmente le courant plasma, plus le dépôt de l'onde, déduit du profil de rayonnement de freinage des électrons suprathermiques, est large (figure 8a). La simulation donne une tendance voisine, avec un déplacement du pic d'absorption maximale vers l'extérieur à mesure que le courant plasma augmente (figure 8b). La dépendance observée dans la simulation est due au changement de propagation décrit ci-dessus.

L'outil clé pour la comparaison entre modélisation et expérience pour ces études sur l'onde hybride est un diagnostic de tomographie du rayonnement de freinage émis par les électrons suprathermiques accélérés par l'onde hybride, à la mise en œuvre duquel nous avons participé [PeyImb99]. Lors de la conception de ce diagnostic, l'accent a été mis sur sa résolution spatiale (radiale), qui est de l'ordre de 5 cm. On peut ainsi déterminer un profil radial du rayonnement de freinage émis par les électrons suprathermiques, que la théorie prédit être proche du profil de courant généré par l'onde hybride (sous certaines hypothèses, notamment l'absence de transport radial fort des électrons suprathermiques). Ce diagnostic possède aussi une certaine résolution en énergie, ce qui permet d'estimer une quantité représentative de la fonction de distribution des électrons dans l'espace des vitesses : la température de photon. La mesure de cette quantité sera utile pour caractériser l'influence du courant plasma sur l'efficacité de génération de courant de l'onde hybride, sujet que nous abordons maintenant.

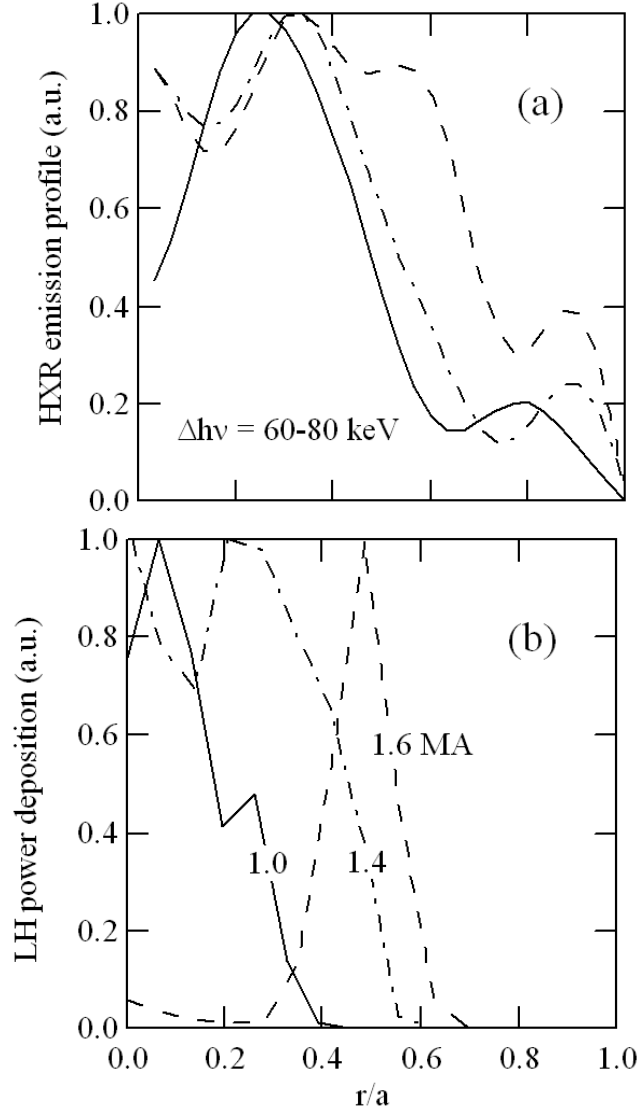


Figure 8 : (a) profils normalisés de rayonnement de freinage mesurés dans la gamme d'énergie 60-80 keV par les électrons suprathermiques lors d'expériences sur Tore Supra à $I_p = 1.0$ MA (trait continu), 1.4 MA (trait mixte) et 1.6 MA (trait pointillé). NB la bosse visible sur les profils autour de $\rho = 0.8 - 0.9$ est un artefact de la méthode d'inversion. (b) dépôt de puissance hybride normalisé simulé pour ces expériences

3.3.2 Efficacité de génération de courant à tension par tour nulle

Une série d'expériences à tension par tour nulle (i.e. sans courant induit par le système poloïdal) a permis d'estimer le courant généré par l'onde hybride sur Tore Supra. Dans ces conditions, le courant plasma est généré exclusivement par l'onde hybride et le courant de bootstrap. Ce dernier est calculé par des simulations est de l'ordre de 10 à 15 % dans ces décharges. La figure 9 montre l'efficacité de génération de courant de l'onde hybride déduite de ces expériences. L'efficacité de génération de courant est habituellement définie par l'expression $\eta_{LH} = \frac{I_{LH} R \bar{n}}{P_{LH}}$, où I_{LH} est le courant généré par l'onde hybride, P_{LH} la puissance

injectée, R le grand rayon du plasma et \bar{n} la densité linéique centrale moyenne. Dans la figure ci-dessous, cette efficacité est ramenée à la valeur qu'elle aurait si la charge effective du

plasma Z_{eff} valait 1, soit $\eta_0[Z_{eff} = 1] = \eta_{LH} \frac{Z_{eff} + 5}{6}$. Omettons le point obtenu à fort courant

1.6 MA, provenant d'une autre série d'expériences dans lesquelles la tension par tour était non négligeable, donc sujet à caution. Les points de la série d'expériences à tension par tour nulle indiquent une tendance à une augmentation de l'efficacité de génération de courant en fonction du courant plasma, bien que celle-ci soit vraisemblablement moins prononcée que la droite pointillée dessinée sur la figure originale.

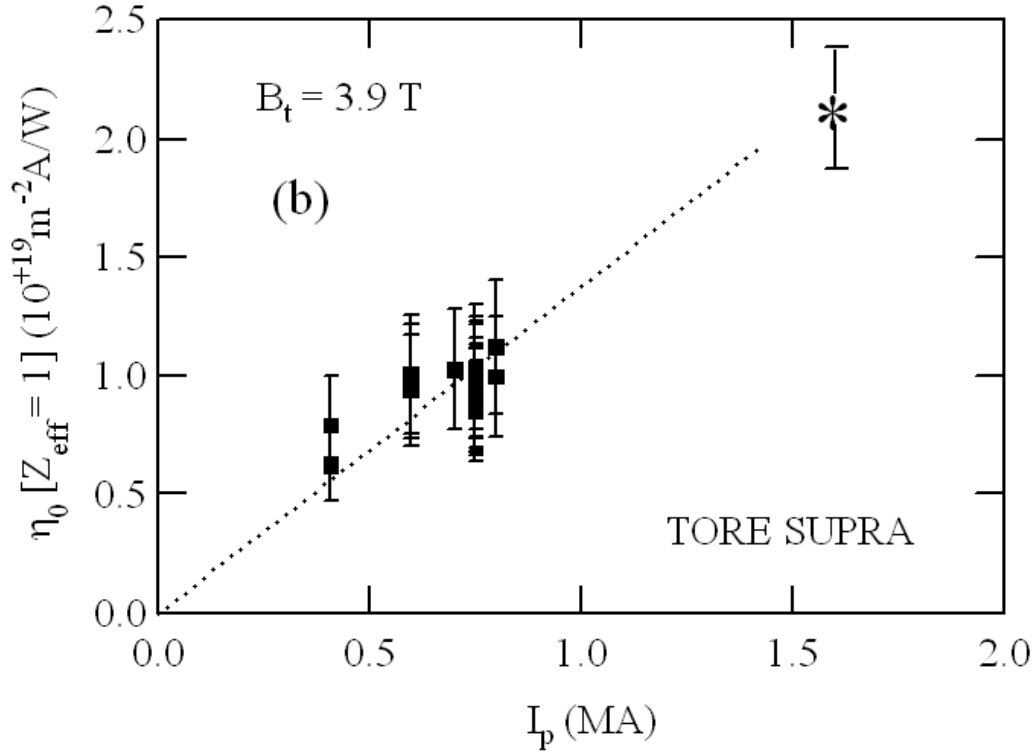


Figure 9 : dépendance de l'efficacité de génération de courant de l'onde hybride (normalisée à $Z_{eff} = 1$) mesurée dans des expériences à tension par tour nulle sur Tore Supra, en fonction du courant plasma [PeyTS00].

Dans les expériences, il est pratiquement impossible de séparer l'effet du courant plasma de l'effet de la température électronique sur l'efficacité de génération de courant. En effet, le confinement de l'énergie augmentant linéairement avec le courant plasma, la température augmente avec celui-ci. Or la théorie prédit que l'efficacité de génération de courant augmente avec la température [TakOka91],[Ush96]. Les simulations effectuées dans [ImbPey05], réalisées en faisant varier uniquement le courant plasma à partir d'un cas test de Tore Supra, permettent d'isoler l'effet du au profil de courant.

Dans ces simulations, on trouve que le courant plasma influence le $n_{//}$ minimal atteint par l'ensemble de rayons, qui est un facteur déterminant pour l'efficacité de génération de courant puisqu'il correspond à la vitesse maximale des électrons accélérés. A bas courant plasma, le $n_{//}$ des rayons augmente légèrement au cours de leur premier passage de l'antenne au centre du plasma, alors qu'il décroît à fort courant (Fig. 7). Ainsi le $n_{//}$ minimal atteint par le « paquet de rayons » décrivant le spectre de l'onde décroît lorsque le courant plasma augmente. Ensuite, les rayons voient leur $n_{//}$ augmenter, parfois rapidement comme dans le cas de l'équilibre à fort courant ($I_p = 1.4$ MA sur la figure Fig. 7), ce qui assure un remplissage efficace du « spectral gap », même loin de l'axe magnétique. A fort courant, le

plateau d'électrons suprathermiques va donc s'étendre continûment de la Maxwellienne jusqu'à des vitesses élevées, ce qui induit une efficacité de génération de courant plus forte qu'à bas courant plasma.

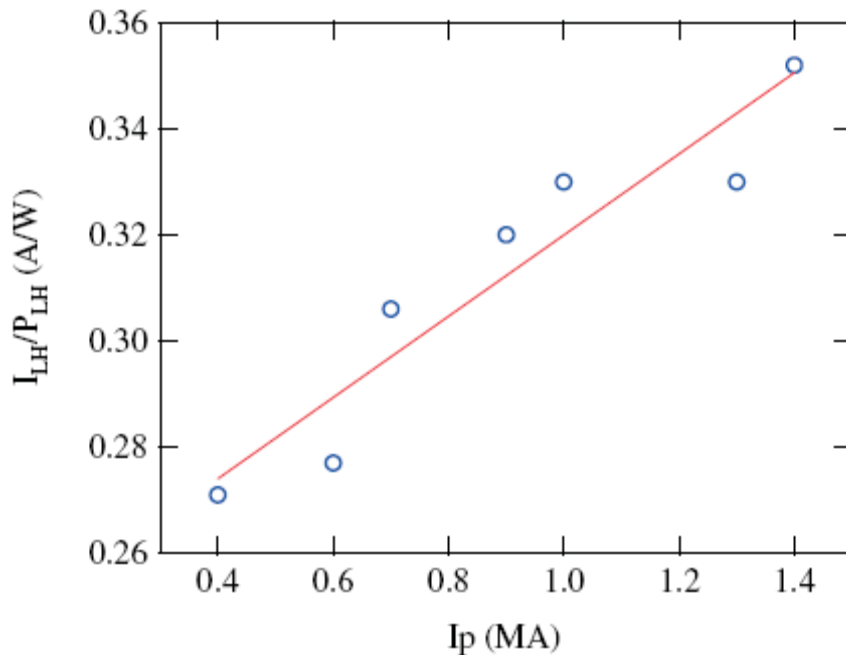


Figure 10 : efficacité globale de génération de courant (courant généré sur puissance couplée) en fonction du courant plasma, obtenue dans la simulation (cercles bleus). La ligne rouge indique la meilleure approximation linéaire (au sens des moindres carrés) de ces résultats

L'efficacité de génération de courant obtenue dans les simulations en faisant varier uniquement le courant plasma est indiquée dans la figure 10. Elle dépend de façon linéaire (avec une valeur à l'origine non nulle) du courant plasma. Cette dépendance semble toutefois correspondre plus à une tendance globale qu'à une règle précise et systématique. En effet la dynamique de l'ensemble des rayons est complexe et difficile à résumer en une image simple. Le dépôt de puissance varie, comme on l'a vu, avec le courant plasma, et cela pourrait jouer un rôle sur l'efficacité de génération de courant puisque la densité et température électroniques ne sont pas uniformes dans tout le plasma. Il faut donc confirmer la tendance globale pour une analyse locale : la figure 11 montre que l'efficacité de génération de courant locale augmente avec le courant plasma en chaque point radial. La tendance globale déduite de la figure 10 est donc due essentiellement aux caractéristiques spectrales de l'onde à la position de l'absorption. C'est donc les caractéristiques de la propagation qui, en influençant le spectre de l'onde hybride absorbé dans le plasma, changent l'efficacité de génération de courant. Ceci est confirmé par une analyse détaillée du spectre de l'onde là où la majeure partie de la puissance est absorbée. Dans le cas $I_p = 0.7$ MA, le tracé de rayons donne que le $n_{//}$ minimal absorbé est de l'ordre de 1.9, contre 1.5 dans le cas fort courant $I_p = 1.4$ MA. Ce dernier présente donc une efficacité de courant supérieure de 10 à 20 % au cas $I_p = 0.7$ MA dans la région d'absorption $0.1 < \rho < 0.6$ (Fig. 11).

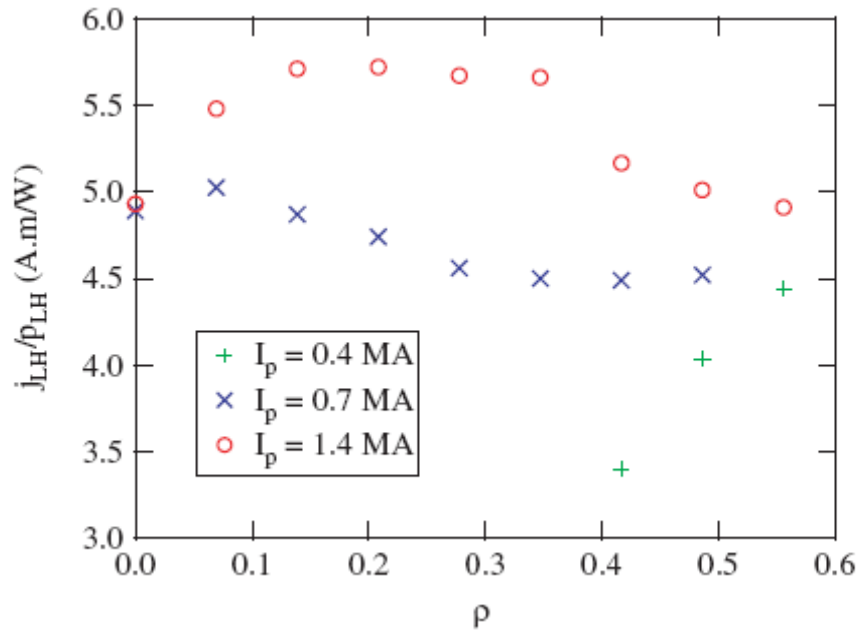


Figure 11 : efficacité de génération courant locale : densité de courant locale (A/m^2) divisée par le dépôt de puissance local (W/m^3), en fonction de la coordonnée de flux toroïdal normalisée, obtenue dans les simulations à trois valeurs du courant plasma $I_p = 0.4(+)$, $0.7(\times)$ et $1.4MA(o)$. Les valeurs sont données là où la majeure partie de la puissance est déposée (dépôt local au moins supérieur à 10 % de la valeur pic).

La dépendance de l'efficacité de génération de courant en fonction de I_p déduite des simulations est qualitativement cohérente avec les observations expérimentales de la figure 9. L'interprétation en termes d'augmentation de la borne supérieure du plateau quasi-linéaire dans l'espace des vitesses trouve également confirmation qualitative dans l'observation d'une augmentation de la température de photon et des pertes ripple d'électrons rapides avec le courant plasma, mesures décrites dans [PeyTS01]. Le mécanisme lié à la propagation de l'onde observé dans les simulations est donc bien à l'œuvre dans l'expérience. Il semble par contre insuffisant pour décrire complètement la dépendance expérimentale de façon quantitative : entre $I_p = 0.4$ et 0.8 MA, l'efficacité de génération de courant augmente d'environ 12 % dans les simulations, alors qu'elle augmente d'environ 33 % dans l'expérience. Comme nous l'avons dit au début de ce paragraphe, dans l'expérience la température électronique augmente avec I_p et on s'attend à ce que l'efficacité augmente avec T_e [TakOka91],[Ush96]. Cet effet, que nous n'avons cherché à quantifier ici, est susceptible de s'ajouter avec l'effet de changement de spectre absorbé dû à la propagation de l'onde. Une autre source d'incohérence entre nos simulations et l'expérience est que le profil de densité de courant normalisée est prescrit, alors que le profil de courant dans ces décharges à tension par tour nulle est dominé par le courant généré par l'onde hybride (représente de l'ordre de 85 % du courant total, le reste étant dû à une faible fraction de courant de bootstrap). Pour résoudre le problème de façon cohérente, il faut mettre en œuvre une simulation couplée de la boucle récursive génération de courant hybride – profil de courant. Nous allons voir dans les prochains paragraphes comment aborder ce problème.

3.3.3 Couplage entre profil de courant et dépôt hybride dans le cas de génération de courant dominante par onde hybride

3.3.3.1 Influence du piquage du profil de courant sur le dépôt hybride

Nous avons vu aux paragraphes précédents l'influence du courant plasma sur le dépôt de et la génération de courant de l'onde hybride à forme de profil de courant constante. Il est une autre dépendance importante, celle en fonction de la forme du profil de courant. Nous la discutons d'abord du point de vue théorie et modélisation, avant de passer à la comparaison expérimentale.

Analytiquement, on peut observer, en utilisant les équations dérivées dans le cas de la relation de dispersion électrostatique de l'onde hybride [BarRom90], que la variation du $n_{//}$ par passage de l'onde dans le plasma augmente avec le piquage du profil du courant. Dans le cadre du régime « few passes » analysé plus haut, on attend donc qu'une augmentation plus rapide du $n_{//}$ donne lieu à une absorption localisée plus loin de l'axe magnétique. Dans ce régime de propagation, la tendance de l'onde hybride est donc de « corriger » le profil de courant initial, de gommer son caractère trop piqué ou trop creux : plus le profil de courant est piqué (resp. plat), plus le dépôt de l'onde hybride va être loin de l'axe magnétique (resp. central).

Ce mécanisme apparaît clairement dans une succession d'étapes de convergence entre courant plasma et dépôt hybride, dans des simulations effectuées pour le projet CIMES de Tore Supra. Dans ces simulations à tension par tour nulle, le courant de bootstrap représente 30 à 60 % du courant total, et dépend fortement du dépôt de courant hybride en raison d'un couplage avec le modèle de transport de la chaleur (ITB générée à cisaillement magnétique négatif ou nul). Sans entrer dans les détails du modèle de transport, nous sommes ici dans une configuration où le profil de courant total dépend fortement du dépôt de courant hybride, donc où il est indispensable de résoudre le problème couplé. Nous présentons ici seulement les premières étapes de la tentative de convergence, afin d'illustrer la dépendance du dépôt hybride en fonction du piquage du profil de courant. La façon correcte de traiter le problème couplé sera présentée au paragraphe suivant. La valeur du courant plasma a une variation inférieure à 10 % autour de $I_p = 1.1$ MA au cours des différentes étapes de la convergence. La convergence vise ici à obtenir la solution stationnaire du problème, c'est-à-dire qu'à chaque étape on calcule la solution stationnaire de l'équation de diffusion du courant à dépôt hybride donné (ce dernier étant obtenu par calcul tracé de rayons / Fokker Planck en utilisant le profil de courant stationnaire de l'étape précédente).

Le profil de courant initial, très creux (figure 12 en haut à gauche), est donné en entrée du code de tracé de rayons / Fokker Planck. La propagation résultante donne pour un grand nombre de rayons une faible augmentation de l'indice parallèle au cours du premier passage, ce qui conduit à une forte fraction de puissance absorbée relativement près de l'axe magnétique $\rho = 0.2-0.4$ (colonne du milieu). A l'étape suivante, on part du profil de courant total résultant, plus piqué que le précédent (au milieu, 1^{ère} ligne), et on calcule à nouveau la propagation de l'onde. Pratiquement tous les rayons présentent cette fois une augmentation rapide de leur indice parallèle, ce qui conduit à un dépôt très creux localisé à $\rho = 0.6$ (colonne de droite).

Cette succession d'étapes de convergence illustre la dépendance du dépôt LH en fonction du piquage du profil de courant. Elle montre aussi toute la sensibilité du système couplé (profil de courant / dépôt LH), qui s'auto-régule en gommant les profils trop piqués ou trop creux. Vu les changements drastiques d'une étape à l'autre, il n'est absolument pas garanti d'obtenir la convergence de cette façon. Nous abordons maintenant la façon correcte d'obtenir une simulation intégrée du système.

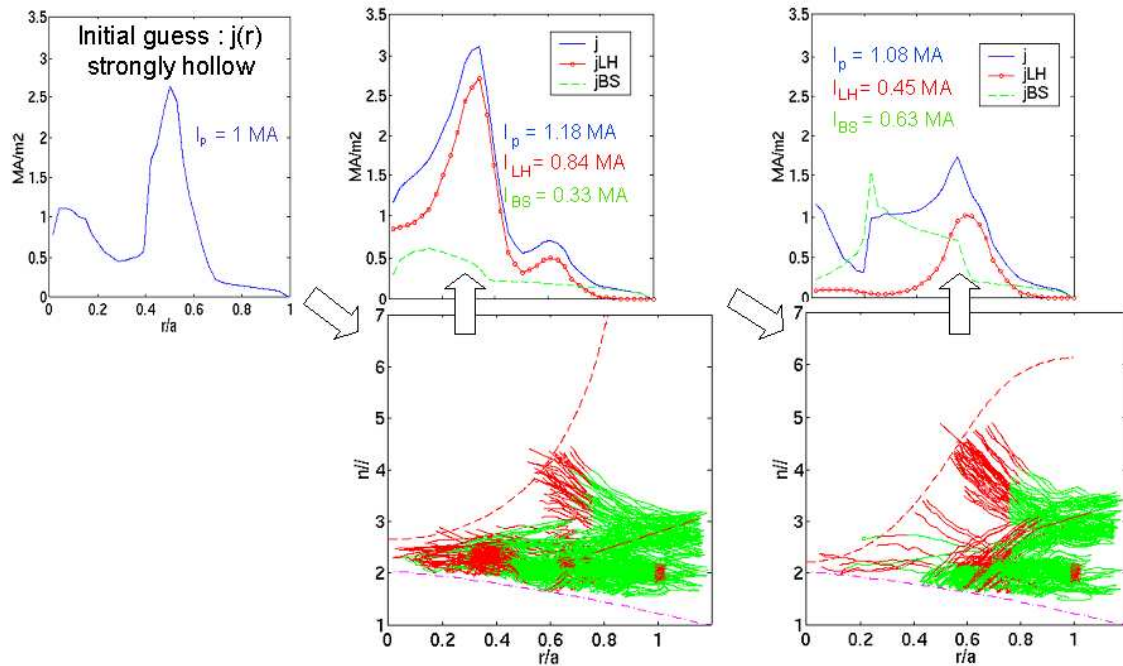


Figure 12 : Etapes successives de la « convergence » entre profil de courant et dépôt hybride, rangées en colonnes. 1^{ère} ligne : profils de densité de courant total (trait continu bleu), hybride (trait avec cercles rouge) et de bootstrap (trait vert pointillé). Chaque figure de la 1^{ère} ligne correspond à la solution stationnaire de la diffusion de courant tenant compte du dépôt hybride de la même colonne. 2^{ème} ligne : propagation des rayons dans le plan $(r/a, n_{//})$, obtenue en utilisant le profil de courant de l'étape (colonne) précédente.

3.3.3.2 Résolution cohérente du système couplé profil de courant – onde hybride

A courant plasma constant, la dépendance du dépôt LH en fonction du profil de courant que nous venons de montrer induit, dans les plasmas dominés par la génération de courant hybride, une boucle récursive entre profil de courant et dépôt hybride. Ce système fortement couplé doit être modélisé de façon à ce que, comme dans une expérience, le profil de courant et le dépôt hybride soient cohérents.

Les codes de modélisation intégrée tels que le code CRONOS [BasArt03] permettent ce calcul. Nous illustrons ici un exemple où le tracé de rayon DELPHINE [ImbPey05] couplé au code CRONOS permet une simulation de la diffusion du courant au cours du choc Tore Supra 32299. Cette décharge est emblématique de Tore Supra, puisque c'est la décharge la plus longue réalisée à ce jour sur ce tokamak (6 minutes et 25 secondes), réalisée à tension par tour rigoureusement nulle, avec un record mondial d'énergie injectée dans un tokamak [VanMar04]. Le courant plasma est généré à 80 % au moyen de 2.9 MW de puissance LH (injectée avec un spectre en $n_{//}$ piqué à $n_{//0} = 1.7$), les 20 % restants étant généré par le courant de bootstrap. Pour une modélisation la plus réaliste possible, le spectre complet de puissance injectée, calculé par le code SWAN [MorNgu84], est utilisé comme entrée du tracé de rayons. En raison de la complexité de ce spectre (nombreux pics secondaires), un nombre important de rayons est utilisé dans les simulations. Le dépôt de puissance en sortie de DELPHINE est très légèrement lissé afin d'éviter les difficultés numériques liés à de possibles pics étroits

dans le terme source de courant communiqué à l'équation de diffusion. Le lissage est effectué de la façon suivante : le profil de densité de courant par le couplage tracé de rayons / Fokker-Planck (RT/FP) est utilisé comme terme source d'une équation de diffusion avec un coefficient de diffusion radial des électrons de $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ et un terme d'amortissement de 5 ms (temps caractéristique de ralentissement des électrons). Le profil stationnaire solution de cette équation simple est pris comme le terme source de courant communiqué à l'équation de diffusion de courant. Ce procédé, pour cette valeur du coefficient de diffusion, n'élargit pas significativement le dépôt LH. Un facteur de normalisation est également appliqué à l'ensemble du profil de courant hybride prédit par DELPHINE afin d'être en bon accord avec la situation expérimentale de tension par tour nulle (ce qu'on ne devrait pas faire si la prédiction du code était correcte en absolu).

Nous avons simulé la diffusion du courant pendant 10 s au cours de la phase stationnaire du choc Tore Supra 32299. Les profils de densité, température, charge effective, sont pris constants au cours du temps. On traite ainsi purement du problème de l'auto-régulation profil de courant / dépôt hybride. A cause de la forte sensibilité du calcul RT/FP au profil de courant, le code DELPHINE doit être appelé suffisamment fréquemment afin d'assurer une convergence correcte.

Dans une première simulation, nous utilisons une fréquence d'appel marginale, i.e. DELPHINE est appelé toutes les 0.4 s. Le calcul RT/FP utilise 100 par antennes (il y a 2 antennes hybrides installées sur Tore Supra), ce qui représente un écart entre deux rayons à l'origine de $\Delta n_{//} = 2.10^{-2}$. Comme le montre la figure 13, le dépôt hybride n'est pas stabilisé même au bout de 10 secondes de simulation. La position de son maximum oscille entre $\rho = 0.15$ et $\rho = 0.4$, reflétant dans son évolution temporelle l'interdépendance entre dépôt LH et piquage du profil de courant : un dépôt hybride légèrement plus piqué près de l'axe magnétique induit un profil de courant total plus piqué, lequel engendre un dépôt hybride plus creux au calcul RT/FP suivant (Fig. 14). En conséquence, l'inductance interne oscille entre 1.9 et 2.0. Afin de stabiliser ce comportement bi-stable et d'obtenir une meilleure convergence, nous augmentons maintenant la fréquence d'appel à DELPHINE, ainsi que le nombre de rayons utilisé dans le calcul.

Dans cette seconde simulation, DELPHINE est appelé toutes les 0.1 s et utilise 400 rayons par antenne, ce qui représente un écart entre deux rayons à l'origine de $\Delta n_{//} = 5.10^{-3}$. Comme le montre la figure 15, l'inductance interne est maintenant stabilisée après 4 s de simulation, à une valeur de 2.05. L'amplitude de la variation de la position du maximum de dépôt est beaucoup plus petite que dans la première simulation, variant seulement entre $\rho = 0.1$ et $\rho = 0.25$. Dans ces conditions, la variation maximale du facteur de sécurité à $\rho = 0.2$ (au voisinage du maximum de dépôt LH) est seulement de 0.1 après 4 s de simulation, alors qu'elle était de l'ordre de 0.6 dans la première simulation (Fig. 16). Ainsi un état quasi-stationnaire est obtenu, à l'intérieur de cette barre d'erreur tout à fait satisfaisante sur le profil de facteur de sécurité.

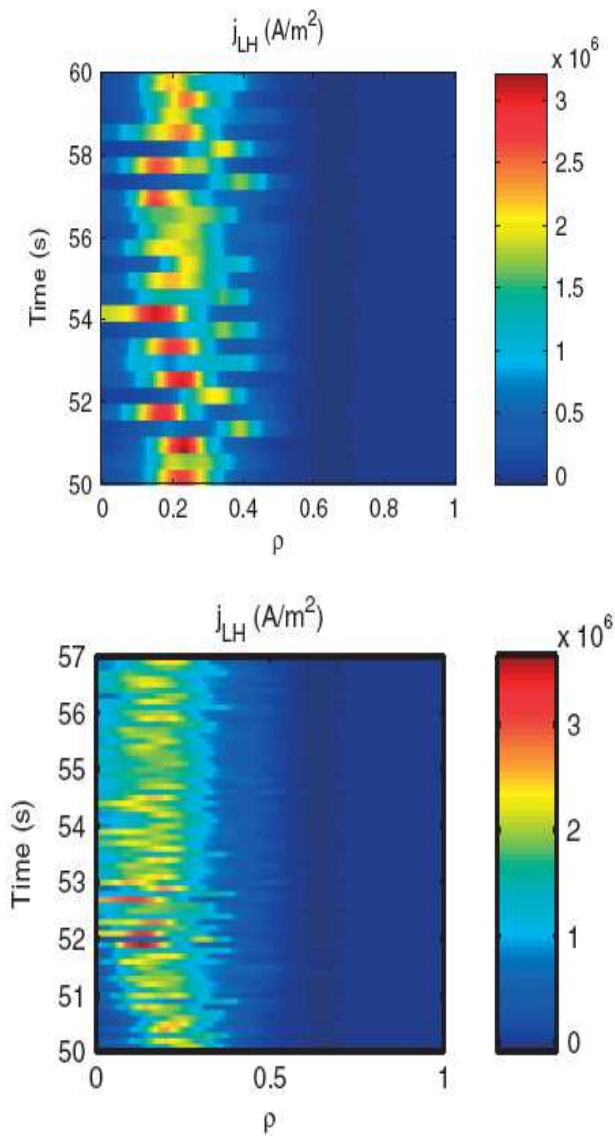


Figure 13 : évolution temporelle du profil de courant généré par l'onde hybride (densité de courant hybride j_{LH} en échelle de couleur), pour deux simulations du choc Tore Supra 32299. En haut : DELPHINE appelé toutes les 0.4 s, avec 100 rayons par antenne. En bas : DELPHINE appelé toutes les 0.1 s, avec 400 rayons par antenne.

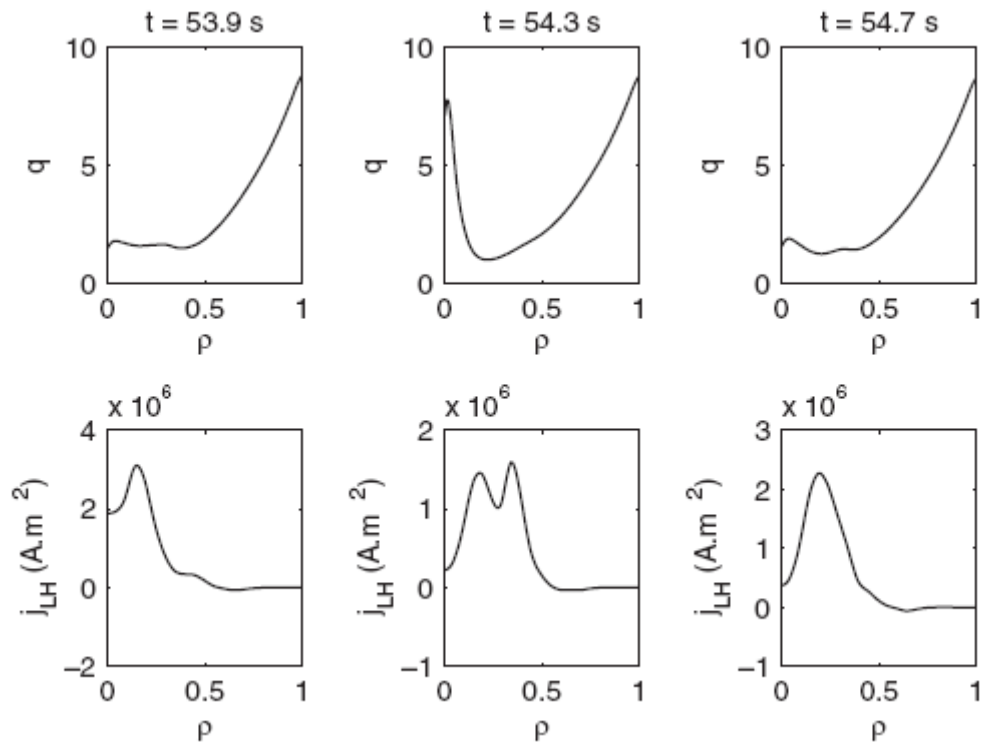


Figure 14 : simulation CRONOS du choc Tore Supra 32299, utilisant 100 rayons par antenne et appel à DELPHINE toutes les 0.4 s. Première ligne : profil de facteur de sécurité pour $t = 53.9, 54.3$ et 54.7 s, résultant de la diffusion du courant avec comme terme source j_{LH} le courant hybride calculé au temps précédent (colonne précédente). Deuxième ligne : densité de courant générée par l'onde hybride, calculé à partir du profil de sécurité tracé juste au-dessus (même colonne).

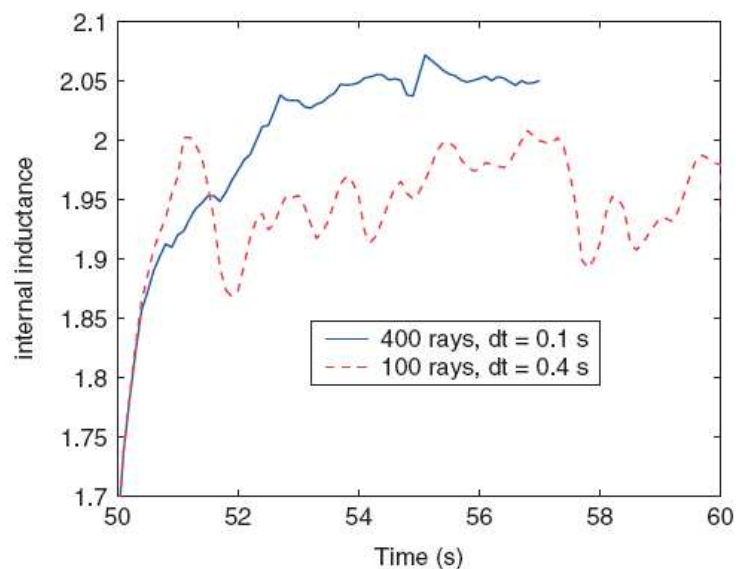


Figure 15 : évolution temporelle de l'inductance interne dans les deux simulations.

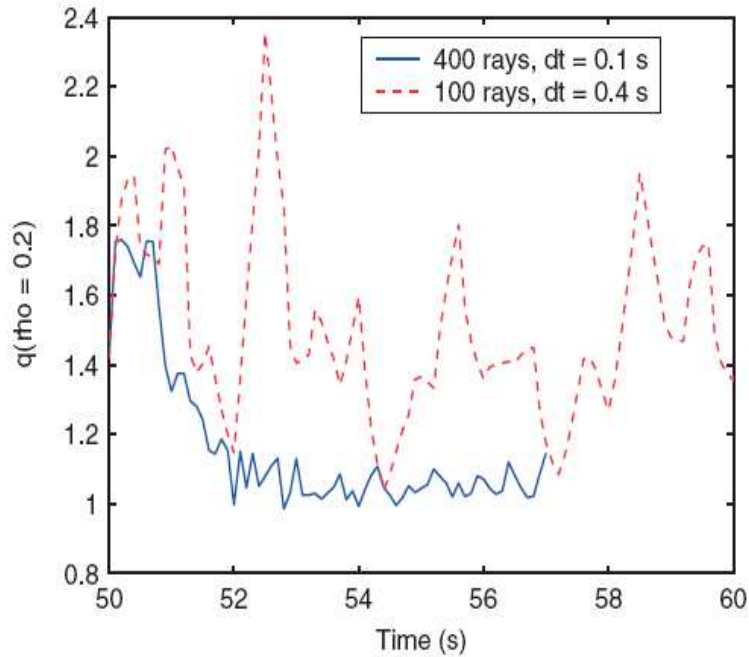


Figure 16 : évolution temporelle du facteur de sécurité à $\rho = 0.2$ dans les deux simulations.

3.3.3.3 Comparaison à l'expérience

Nous comparons maintenant le profil de courant obtenu dans la seconde simulation à une autre simulation de diffusion de courant, obtenue en utilisant le profil de rayonnement de freinage (FEB) émis par les électrons suprathermiques comme terme source j_{LH} (avec le facteur de normalisation adéquat pour obtenir une tension par tour nulle). En l'absence de mesure précise du profil de courant sur Tore Supra, cette technique est la plus fiable à notre disposition pour obtenir une estimation du profil de courant dans une décharge. Elle passe malheureusement par la simulation mais utilise tout de même une mesure pour estimer le terme le plus incertain du calcul, à savoir le courant généré par l'onde hybride. Le profil de courant obtenu est a posteriori validé par d'autres mesures : excellent accord avec l'inductance interne (1.69 ± 0.02 dans la simulation pour 1.70 ± 0.05 mesurés par les diagnostics magnétiques), profil de facteur de sécurité compatible avec la présence d'un mode MHD sur $q = 3/2$, observé expérimentalement tout au long de la phase stationnaire de la décharge.

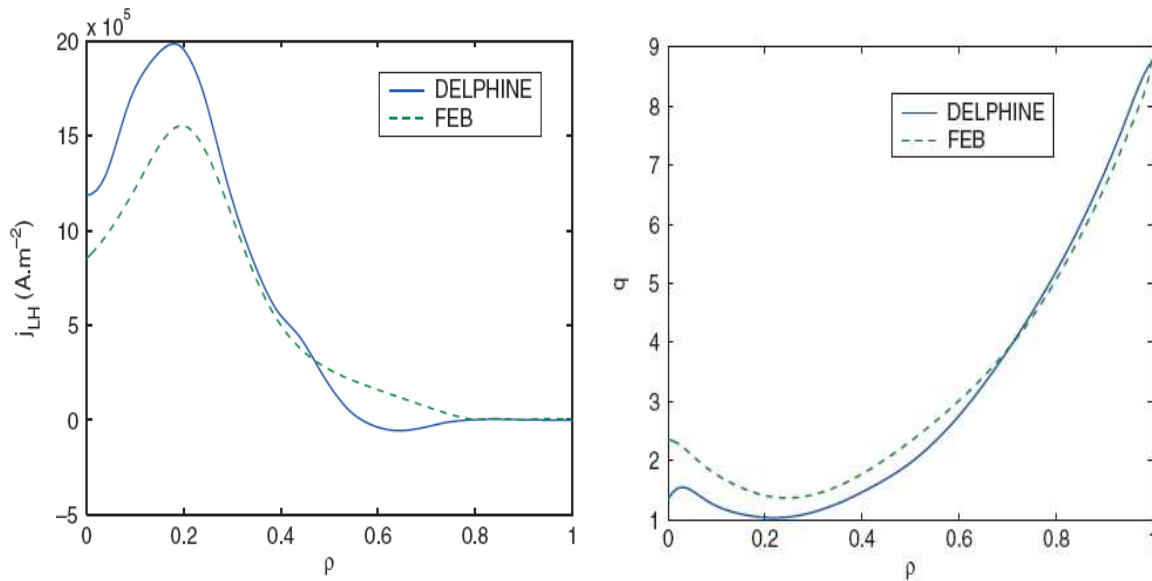


Figure 17 : comparaison pour la phase stationnaire du choc Tore Supra 32299, entre la simulation utilisant DELPHINE appelé toutes les 0.1 s et 400 rayons pour la prédiction du terme source j_{LH} (ligne bleu continue), et celle utilisant le profil de rayonnement de freinage mesuré comme estimateur du terme source (vert pointillé). A gauche : profils du terme source j_{LH} (une fois l'état stationnaire atteint dans la simulation). A droite : profil de facteur de sécurité.

Le profil de courant généré par l'onde hybride obtenu dans les deux simulations (une fois l'état stationnaire atteint) présente une forme très similaire (Fig. 17) : maximum à la même position $\rho = 0.2$, pente comparable dans la région $\rho = 0.3 - 0.4$. La différence principale vient de la région $\rho = 0.5 - 0.7$: le courant LH prédit par DELPHINE y présente une bosse négative, venant de l'absorption des pics à fort $n_{//}$ en contre-courant du spectre de puissance injecté. Cette bosse est présente, mais en positif dans le cas du terme source déduit du rayonnement de freinage, tout simplement par définition de la méthode utilisée. Cette différence à $\rho = 0.6$ induit une différence significative sur la valeur de j_{LH} à $\rho = 0.2$, les deux profils étant normalisés pour obtenir la même valeur de courant LH total. L'excellent accord entre le profil de courant déduit de la simulation « FEB » et les mesures d'inductance interne et les marqueurs MHD suggère que celle-ci est plus proche de la réalité expérimentale que la simulation où le dépôt LH est prédit par DELPHINE.

La conclusion principale de cette comparaison est qu'il est nécessaire de tenir compte de l'ensemble du spectre injecté dans le calcul RT/FP : le dépôt hybride est encore plus étroit (pas de dépôt à $\rho = 0.6$) si on ne considère que le pic principal du spectre injecté ($n_{//0} = 1.7$). Toutefois le courant négatif généré à $\rho = 0.65$ par les composantes spectrales contre-courant à fort $n_{//}$ ne semble pas correspondre à la réalité expérimentale. La simulation FEB, qui suppose au même endroit un dépôt en co-courant, donne un bien meilleur accord sur l'inductance interne expérimentale. On néglige souvent ces composantes contre-courant dans les simulations, sous le prétexte qu'elles sont souvent annulées par le champ électrique induit, mais cette explication ne peut être considérée ici : dans cette décharge stationnaire et à tension par tour nulle, le champ électrique parallèle est nul. On ne peut donc que constater l'écart entre la prédiction DELPHINE et celle utilisant le profil de rayonnement de freinage des électrons suprathermiques, écart relativement faible lorsqu'on regarde la forme générale des profils mais important lorsqu'on estime l'inductance interne de la décharge. On peut supposer que quelque mécanisme physique non pris en compte dans la modélisation élargisse le profil de

courant hybride en déplaçant des électrons rapides co-courant vers $\rho = 0.65$, qui dépasserait le courant négatif généré par les composantes contre-courant.

3.4 Conclusions

Nous avons vu ici quelques aspects de la modélisation « premiers principes » de l'onde hybride au moyen d'un code de tracé de rayons / Fokker-Planck. Cette modélisation permet de rendre compte de certaines observations expérimentales concernant la dépendance en fonction du courant plasma : élargissement vers les régions loin de l'axe magnétique du dépôt/courant hybride, augmentation relative de l'efficacité de génération de courant, lorsque le courant plasma augmente à profil normalisé constant. Sur Tore Supra, à fort courant et pour un profil de courant piqué avec une large zone $q = 1$, la modélisation prédit que les électrons suprathermiques sont présents essentiellement hors de l'axe, conformément à l'analyse expérimentale détaillée menée dans [ImbPey00].

Toutefois, la modélisation présente encore de nombreuses lacunes pour une comparaison absolue à l'expérience : sur Tore Supra, le courant hybride prédit dans les décharges à tension par tour nulle est souvent très au-dessus de la valeur expérimentale (souvent un facteur 1.5 à 2 au dessus). La largeur des dépôts prédits est souvent sous-estimée par rapport à celle déduite du profil de rayonnement de freinage. Tenir compte du spectre injecté complet améliore la comparaison mais une différence de largeur subsiste. Certaines observations expérimentales, comme la dépendance de la largeur du dépôt en fonction de la puissance injectée, ne sont pas reproduits par notre modélisation. Finalement, l'effet de boucle récursive entre forme du profil de courant et dépôt hybride prédit par la modélisation reste difficile à démontrer expérimentalement. Sur Tore Supra, lorsqu'on met en route la puissance hybride pour passer d'un régime inductif à un régime à tension par tour nulle, on devrait s'attendre – qualitativement – à une modification du profil de rayonnement de freinage suprathermique au cours de la modification du profil de courant. Contrairement à cette attente, aucune variation du profil de rayonnement de freinage suprathermique n'est observée après que la puissance LH ait atteint son plateau, alors que le courant diffuse encore pendant 1 à 2 s après. Nous n'avons pas essayé de modéliser cette phase transitoire pour vérifier si la modélisation permettait de rendre compte ou pas de cette stabilité du dépôt malgré le changement de profil de courant, stabilité qui contraste *a priori* avec l'analyse faite aux paragraphes précédents.

De façon générale, il apparaît qu'expérimentalement le profil de rayonnement de freinage des électrons suprathermiques semble beaucoup moins sensible aux différents paramètres (profils de courant, densité, température électronique), que les prédictions des calculs tracé de rayon / Fokker-Planck. Il semble donc que qualitativement, deux caractéristiques intrinsèques de la modélisation actuelle soient inappropriés ou au moins gommés par d'autres effets dominants : i) la forte sensibilité de la trajectoire des rayons aux profils / à l'équilibre plasma et ii) la tendance de l'absorption quasi-linéaire à focaliser en une position radiale précise la quasi-totalité de la puissance. De nombreux effets supplémentaires, non pris en compte ici, sont susceptibles de conduire à un élargissement des profils et par là même à une réduction de leur sensibilité aux caractéristiques du plasma. Pour la plupart, ils sont toutefois difficilement identifiables / quantifiables expérimentalement – autrement qu'indirectement, par leur résultat sur la population d'électrons suprathermiques. Les inclure dans la modélisation conduit souvent à ajouter à celle-ci des paramètres libres, ce qui n'est pas très satisfaisant pour une modélisation « premiers principes ».

Soulignons par contraste le succès rencontré par la méthode de reconstruction du profil de courant consistant à simuler la diffusion du profil de courant en utilisant pour j_{LH} le profil mesuré de rayonnement de freinage [LitPey01]. Cette méthode semi-empirique mais basé sur une justification théorique (sous l'hypothèse de faible diffusion radiale des électrons rapides) permet aujourd'hui d'estimer avec une bonne précision le profil de courant dans les décharges

avec onde hybride de Tore Supra. La validation du profil de courant trouvé est effectuée grâce à des indicateurs expérimentaux tels que l'inductance interne et l'activité MHD. On trouvera d'autres exemples d'utilisation de cette méthode de caractérisation du profil de courant, en lien avec l'analyse de l'activité MHD, dans [MagHuy04],[MagImb05],[MagImb06]. Cette méthode illustre la capacité d'analyse expérimentale « interprétative » de la modélisation intégrée qui peut, par un lien étroit avec les diagnostics et les bases de données expérimentales, donner une représentation fidèle des décharges existantes en utilisant des mesures pour pallier à l'insuffisance des modèles.

4 Couplage profil de courant – transport de l'énergie : oscillations de température à tension par tour faible

Dans les deux précédents chapitres, nous avons mené l'étude du transport d'une seule quantité à la fois : énergie électronique tout d'abord, puis courant. Nous abordons maintenant un phénomène dont l'existence provient du couplage entre ces deux quantités. Comme toujours, nous traiterons de la comparaison entre l'expérience et sa modélisation. Notons au passage que le phénomène expérimental décrit ici, le régime d'oscillations de température électronique, a été observé pour la première fois sur Tore Supra et constitue une authentique découverte [GirImb03].

4.1 Les régimes à tension par tour faible sur Tore Supra : profil de courant, confinement

Nous avons déjà mentionné en introduction l'influence du profil de courant sur le confinement de l'énergie. Dans le tokamak Tore Supra, l'injection d'onde hybride dans des plasmas à relativement basse densité ($n_l = 3.10^{19} \text{ m}^{-2}$) et courant modéré ($I_p \leq 600 \text{ kA}$) permet d'atteindre la tension par tour nulle, c'est-à-dire que tout le courant plasma est généré de façon non-inductive (environ 85 % par l'onde hybride et 15 % par le courant de bootstrap). Dans ces conditions, le profil de courant est différent du profil monotone que l'on a habituellement dans les régimes inductifs. Sa forme devient dominée par le dépôt de puissance de l'onde hybride, qui pour les plasmas considérés présente un maximum situé légèrement hors de l'axe magnétique à $\rho = 0.25$. Le profil de courant à tension par tour nulle est donc légèrement creux, soit le profil de facteur de sécurité q inversé avec un minimum proche de $\rho = 0.2 - 0.3$. De plus le courant LH est généré essentiellement à l'intérieur de $\rho = 0.7$, ainsi que l'indique la tomographie de rayonnement de freinage (voir le chapitre précédent). A tension par tour faible, le courant plasma se trouve donc concentré à l'intérieur de cette zone, donc le profil de densité de courant devient donc globalement beaucoup plus piqué qu'en régime inductif. Si on raisonne en termes de cisaillement magnétique $s = \frac{\rho}{q} \frac{\partial q}{\partial \rho}$, la

différence entre régime purement non-inductif (onde hybride) et régime inductif consiste en (Fig. 18) :

- Un cisaillement plus élevé dans la « zone des gradients de température » entre $\rho = 0.4 - 0.8$
- Un cisaillement plus faible, proche de 0 voire négatif à l'intérieur de $\rho = 0.3$
- Un profil de q légèrement inversé avec une valeur de q_{\min} supérieure à 1, proche en général de 3/2 ou 2, et située à $\rho = 0.2 - 0.3$.

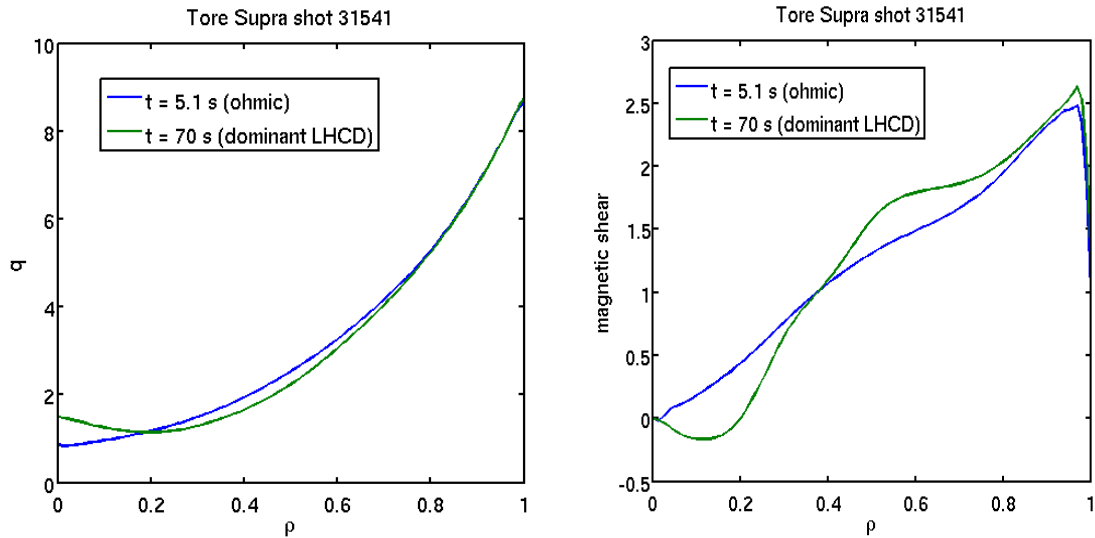


Figure 18 : comparaison des profils de facteur de sécurité (à gauche) et de cisaillement magnétique (à droite) entre régime ohmique (bleu) et régime à tension par tour nulle où l'onde hybride représente environ 85 % du courant plasma (en vert). Choc Tore Supra 31541, $I_p = 500$ kA, $\bar{n}_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

La théorie du transport turbulent prédit que ces caractéristiques contribuent à réduire la turbulence et donc le transport de l'énergie. La figure ci-dessous montre le taux de croissance linéaire prédit par le code gyrocinétique GKS. Le coefficient de diffusion de l'énergie, dans l'approximation dite de « longueur de mélange », est proportionnel au taux de croissance linéaire. On voit qu'il présente un maximum autour de $s = 1/2$, puis chute assez rapidement de part et d'autre de ce maximum : à fort s et aussi à $s \leq 0$.

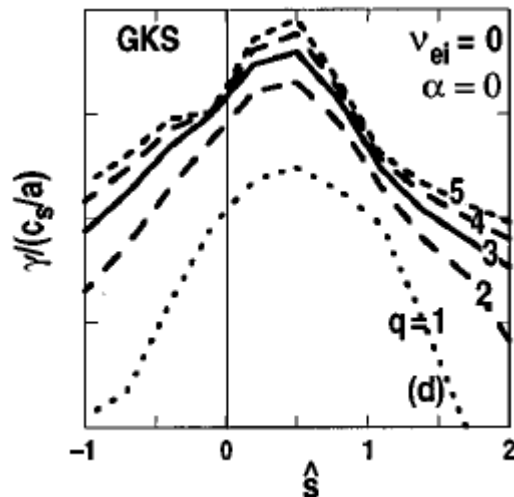


Figure 19 : Taux de croissance linéaire en fonction du cisaillement magnétique prédit par le code GKS [WalSta97]

De plus, on s'attend aussi à ce que la situation d'un profil de q inversé avec q_{min} proche d'un rationnel d'ordre élevé (tel que $3/2$ ou 2) soit propice à une stabilisation locale de la turbulence. Cette stabilisation locale se traduit par une « barrière de transport interne » (ITB). Différents effets ont été proposés par les théoriciens [Gar01],[Ida02], sans qu'on ait pu trancher lequel était effectivement à l'œuvre dans les expériences.

Dans de nombreux cas expérimentaux, on a pu vérifier cette influence du cisaillement magnétique sur le transport de l'énergie [Fuj97], [Bur99], [Str95], [Gao00]. L'influence des rationnels d'ordre élevé a également été observée expérimentalement [Eri02], [Bel98], [Jof02].

Dans le cas du régime non-inductif dominé par l'onde hybride de Tore Supra, on observe à la fois :

- Un meilleur confinement de l'énergie global de la décharge (par rapport au régime inductif), vraisemblablement lié à l'augmentation du cisaillement magnétique dans la zone des gradients $\rho = 0.3 - 0.7$ [Hoa94]
- L'apparition d'une barrière de transport interne proche du centre du plasma, $\rho = 0.2 - 0.3$, liée vraisemblablement au cisaillement magnétique négatif [Hoa94], [Lit96] et sans doute aussi à la proximité de q_{min} d'un rationnel d'ordre élevé.

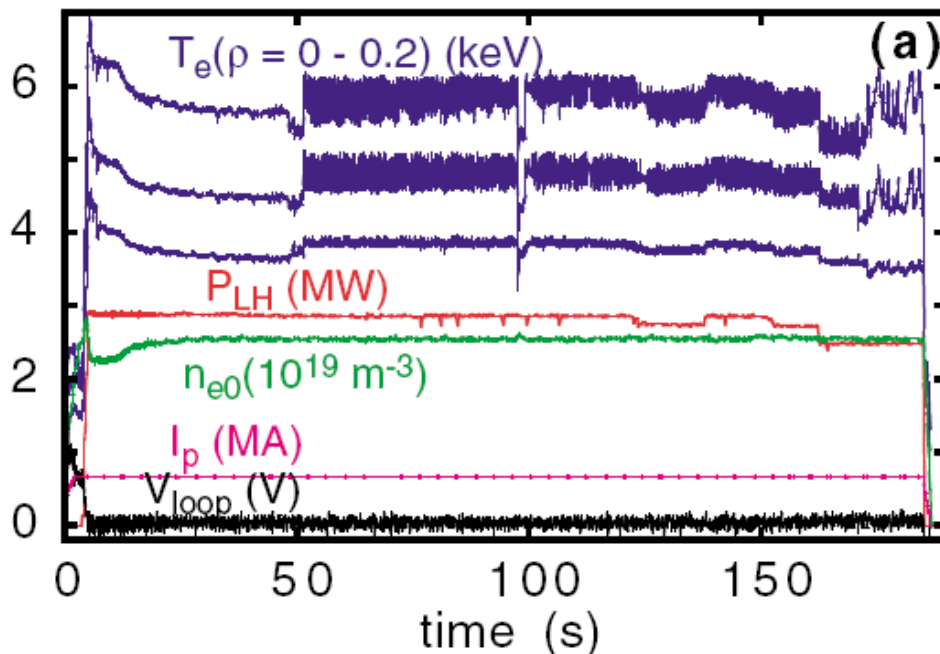
Pour ces raisons, ce régime a été qualifié de Lower Hybrid Enhanced Performance (LHEP) [Hoa94].

Ce rappel à la fois théorique et expérimental sur le couplage entre profil de courant et transport de la chaleur est utile car nous allons voir que le régime d'oscillation de température se déclenche principalement dans des conditions très similaires aux régimes LHEP et est lié à la présence d'une barrière de transport interne proche de l'axe magnétique.

4.2 Oscillations de température : « O-regime »

Le phénomène d'oscillation de température sur Tore Supra a été observé initialement dans ces conditions de tension par tour proche de zéro et où le courant plasma est presque totalement (à environ 80 %) généré par l'onde hybride.

La figure ci-dessous en montre un exemple typique :



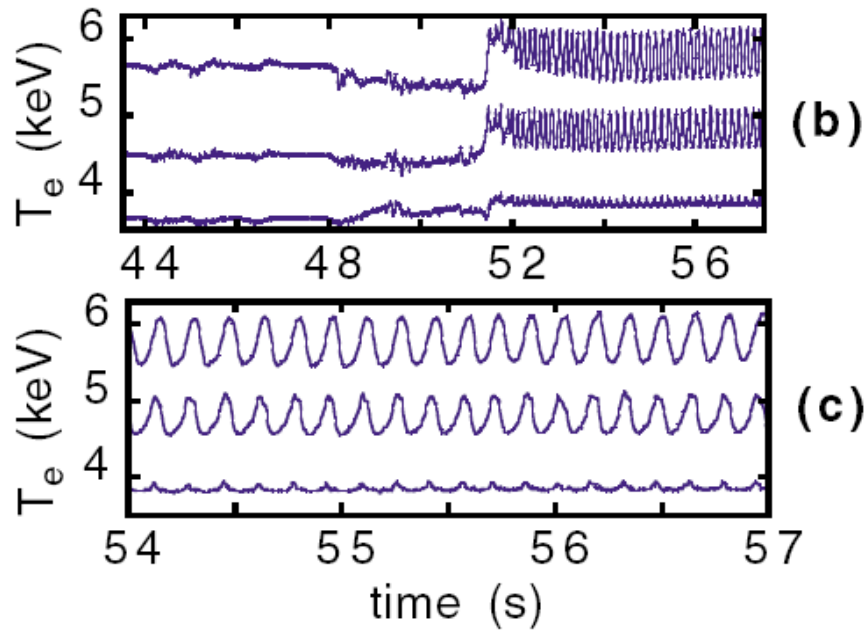


Figure 20 : Evolution temporelle pour la décharge Tore Supra 30043 : (a) Température électronique mesurée par 3 canaux ECE au centre de la décharge (bleu), puissance hybride (rouge), densité centrale (vert), courant plasma (mauve), tension par tour (noir). (b) vue élargie des mesures ECE centrales.

Dans cette décharge de 3 minutes, alors qu'apparemment aucun paramètre macroscopique de la décharge n'évolue, la température électronique centrale passe soudainement d'un régime en apparence stable à un état légèrement dégradé avec des relaxations irrégulières (à $t \approx 50$ s). Puis très rapidement la température atteint un état plus élevé (en moyenne temporelle $\langle T_{e0} \rangle \approx 6$ keV), caractérisé par une oscillation quasi-sinusoidale d'une remarquable périodicité à l'intérieur de $\rho = 0.2$. Cet état d'oscillation, baptisé « O-regime » est stable pendant 2 minutes sur cette décharge spectaculaire. Cette transition de l'état sans oscillation vers le O-regime présente une forte simularité avec l'apparition d'une barrière de transport centrale dans un régime LHEP. Alors que, dans le cas du LHEP, on débouche sur une barrière interne clairement déclarée, ici la barrière ne s'installe pas franchement et la température oscille entre son état avant la transition et un état amélioré d'environ 700 eV. La dynamique de l'oscillation présente un caractère purement radial (voir figure ci-dessous, pour une autre décharge de plus faible amplitude). L'oscillation semble prendre naissance vers $\rho = 0.2$ (la position du pied de la barrière interne dans le cas d'un régime LHEP) puis se propager vers le centre de la décharge en environ 20 ms.

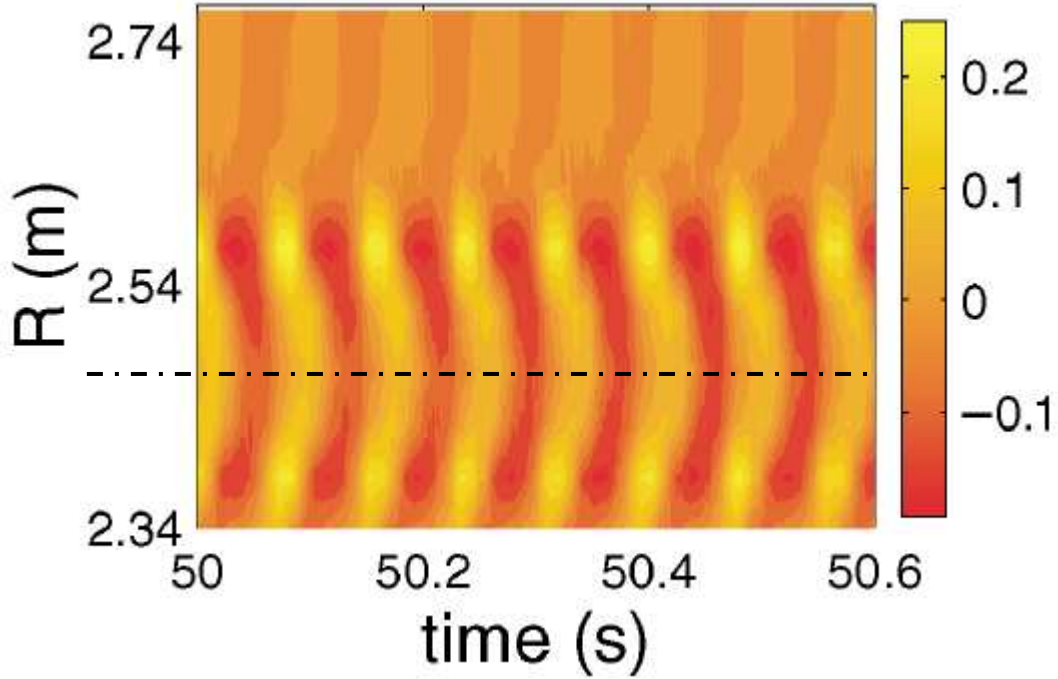


Figure 21 : Courbes de niveau de la partie oscillante de la température électronique $\delta T_e = T_e - \langle T_e \rangle$, mesurée par l'ECE, en fonction du temps (abscisse) et du grand rayon (ordonnée), pour le choc Tore Supra 30414. La structure purement radiale et propagative de l'oscillation apparaît nettement. L'axe magnétique est indiqué par le trait horizontal pointillé. L'échelle de droite donne l'amplitude de la fluctuation en keV.

Le régime O a été observé sur de nombreuses décharges. Son amplitude diminue nettement à mesure que l'on s'écarte de la tension par tour nulle. De plus, elle augmente avec la largeur de l'émission de rayonnement de freinage électronique, représentatif du profil de courant généré par l'onde hybride. Tous ces éléments, ainsi que la forte similarité avec une barrière interne de type LHEP, ont mené à l'interprétation du régime O comme une transition incomplète et cyclique vers une barrière de transport, laquelle n'est pas stabilisée et disparaît rapidement pour se reformer tout de suite après.

4.3 Modélisation du régime O

Afin de confirmer cette interprétation de la physique du régime O, nous avons cherché un modèle qui pourrait rendre compte de ce phénomène. Notre démarche a été de s'inspirer d'un système d'équations couplées notablement connu pour avoir des solutions périodiques : les équations de Lotka-Volterra [Lot20],[Vol26], utilisées à l'origine pour décrire l'évolution d'un système proie-prédateur. En supposant que la densité de courant j joue le rôle du prédateur et la température électronique celui de la proie, ces équations s'écrivent sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{dj}{dt} &= -\nu_j j (1 - \beta T_e) \\ \frac{dT_e}{dt} &= \nu_T T_e (1 - \alpha j) \end{aligned} \quad (5)$$

où ν_j , ν_T , α et β sont des coefficients réels positifs. Dans ces équations, j et T_e sont des scalaires : ces équations ignorent la dimension d'espace. Il est bien entendu extrêmement

simpliste de réduire les phénomènes de transport à ces équations 0D, mais l’analogie est justifiée par les considérations qualitatives suivantes :

- Au moment où une barrière de transport se forme, T_e tend à augmenter spontanément, ce qui le met dans le rôle de la proie : tant qu’il n’y a pas de prédateur, la proie prospère. On peut imaginer ensuite que si le courant est modifié par l’apparition de la barrière de transport, il va à son tour modifier celle-ci et éventuellement la fragiliser. C’est le rôle du prédateur (le terme $-\alpha j$) dans l’équation d’évolution de la température.
- La diffusion du courant peut être vue comme un terme de dissipation, d’où le signe négatif devant v_j dans l’équation du courant : abandonné à lui-même, le prédateur se meurt. Par contre, si la température augmente, à la fois l’efficacité de courant hybride et le courant de bootstrap sont susceptibles d’augmenter et donc de « nourrir » le prédateur j .

Il reste à vérifier que cette analogie puisse avoir un sens qualitatif appliquée au phénomène qui nous occupe. Pour cela, nous avons réalisé une modélisation du transport couplé de la chaleur électronique et du courant à l’aide du code de modélisation intégrée CRONOS [BasArt03], en introduisant les éléments suivants dans les modèles :

- Le modèle de transport est un modèle empirique classique utilisé pour les décharges de Tore Supra, dit « Bohm/gyro-Bohm » [ErbAni98], comportant une amélioration forte du confinement lorsque le cisaillement magnétique s devient négatif. On utilise en fait exactement le modèle utilisé pour modéliser la transport de barrière interne des régimes LHEP [Voi97], dont on a augmenté la sensibilité en appliquant la fonction de shear réduisant le transport aux deux termes du modèle (« Bohm » et « gyro-Bohm »). Dans le modèle original, cette fonction est appliquée uniquement au terme dominant « Bohm ».
- Le dépôt et le courant généré par l’onde hybride sont pris fixes à l’extérieur de $\rho = 0.3$, leur profil étant celui de l’émission de rayonnement de freinage mesurée. A l’intérieur de $\rho = 0.3$, le profil de densité de courant généré par l’onde hybride est choisi de la forme : $j_{LH}(\rho, t) = j_{LH0}(\rho) T_e(\rho, t) \cdot j(\rho, t)$. Le courant hybride, terme source principal de l’équation de diffusion du courant, prend ainsi la même forme que le terme de couplage non-linéaire $+v_j j \beta T_e$ de l’équation du prédateur dans le système ci-dessus. Si les dépendances paramétriques de la génération de courant hybride exposées au chapitre précédent apportent une vague justification qualitative de l’expression de j_{LH} ainsi introduite, cette dernière est en fait fondée essentiellement sur le désir d’analogie avec les équations originales de Lotka-Volterra.

Et pourtant, elle oscille ... malgré certains aspects arbitraires dans les modèles choisis (notamment pour la génération de courant LH), nous avons pu trouver, par un patient réglage des modèles et de l’état initial du plasma, plusieurs simulations dans lesquelles la température électronique et le courant oscillent de façon périodique (voir figure ci-dessous).

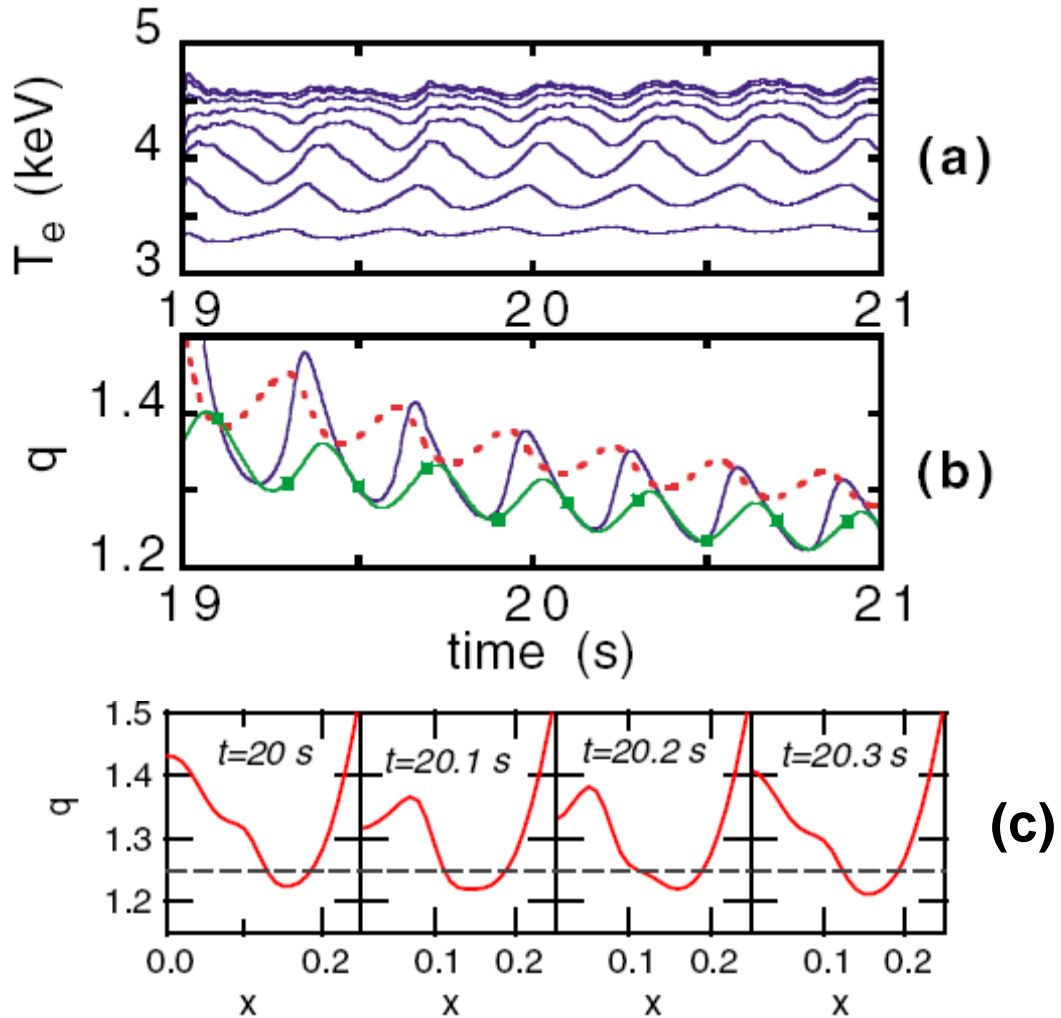


Figure 22 : Simulation de l'oscillation de température électronique avec le code CRONOS : (a) T_e en fonction du temps à différentes positions radiales $\rho = 0 - 0.15$. (b) q en fonction du temps $\rho = 0$ (trait plein bleu), $\rho = 0.04$ (trait pointillé rouge), $\rho = 0.1$ (trait avec carrés vert). (c) profils de q en fonction de ρ (noté x sur cette figure) à différents temps

La condition principale pour que la température oscille dans la simulation est que le profil de facteur de sécurité initial soit légèrement inversé, afin que la barrière interne puisse d'une part amorcer sa formation, d'autre part être ensuite dégradée par l'évolution du profil de courant. Si le profil de facteur de sécurité initial est trop inversé, c'est-à-dire si sa valeur centrale q_0 est trop au dessus de q_{\min} , les termes de couplage ne sont pas suffisants pour empêcher la barrière de se former totalement. La simulation se stabilise alors dans un état stationnaire avec barrière, tel un LHEP.

On voit que dans la simulation, le profil de q présente un minimum absolu et invariant dans le temps, situé à $\rho \approx 0.17$. Un léger aplatissement du profil, c'est-à-dire une petite zone de cisaillement plus positif et de confinement moins bon, part de cette position (à $t = 20.1$ s sur la figure c) et se propage vers l'axe magnétique. Cette propagation entraîne une oscillation périodique de la température électronique présentant le même caractère propagatif.

4.4 Comparaison modélisation-expérience

La modélisation trouvée reproduit de façon remarquable un grand nombre de caractères observés expérimentalement :

- La fréquence et l'amplitude des oscillations (resp. 3 Hz et 200 eV) est du même ordre de grandeur que les régimes O observés expérimentalement (resp. de 3 à 20 Hz, de 100 eV à 1 keV)
- Le caractère propagatif de la perturbation de température présente une forte similarité avec l'observation expérimentale, allant de la position du pied de la barrière vers le centre. Toutefois dans la simulation la vitesse de propagation semble plus basse que dans les expériences.
- Dans la simulation, le maximum d'amplitude de l'oscillation de T_e n'est pas situé au centre mais vers le milieu de la zone oscillante. Les deux cas de figure ont toutefois été observés, selon la décharge plasma étudiée.
- Il existe aussi une excellente corrélation entre la dynamique du profil de q dans la simulation et celle des marqueurs MHD dans l'expérience [MagImb06]. Egalement, le profil de q dans la simulation présente transitoirement une triple surface q d'une certaine valeur, ce qui est susceptible de déclencher le régime d'oscillations géantes comme observé ultérieurement dans d'autres expériences [ImbGir06],[MagImb06].

Qu'avons-nous appris de cette modélisation ? Tout d'abord, l'excellent accord avec la phénoménologie expérimentale confirme notre première intuition que le régime O est fondé sur une formation – dégradation cyclique d'une barrière de transport interne. Le modèle étant basé uniquement sur un couplage courant – température, il suggère que le régime O ne met en jeu que cet ingrédient. Sans qu'on puisse exclure totalement l'influence d'un élément supplémentaire tel que l'activité MHD sur le processus [MagImb06], la modélisation fournit au moins une explication quantitative du phénomène qui n'y fait pas appel. Le bon accord obtenu conforte aussi la pertinence du modèle de transport pour la description de ce type de barrière de transport, la dynamique du cisaillement magnétique étant essentielle au phénomène. Notons que l'analyse ultérieure des marqueurs MHD suggère qu'on ajoute au modèle l'influence des surfaces rationnelles d'ordre élevé, sans que cela contredise toutefois la dépendance en cisaillement magnétique utilisée [MagImb 2006].

Mais le succès de la modélisation pose aussi question : si le modèle de transport de l'énergie utilisé est a priori réaliste, comment un terme aussi tiré par les cheveux que celui introduit pour le courant hybride, $j_{LH}(\rho, t) = j_{LH0}(\rho) T_e(\rho, t) \cdot j(\rho, t)$, provenant d'une analogie avec un système d'équations ignorant la dimension d'espace et n'ayant que peu de rapports avec la physique des plasmas, a-t-il permis de reproduire si bien un phénomène notamment dans sa dynamique de propagation ? Cela tient du miracle, ou plus exactement de l'oubli d'un autre paramètre dans ce problème de couplage.

La réponse est également venue de la modélisation. Jusque là nous nous sommes focalisés sur la source principale de génération de courant non-inductive de ces décharges, à savoir l'onde hybride. On lui a attribué le rôle principal tout en étant dans l'impossibilité d'expliquer comment ses dépendances paramétriques pouvaient aussi bien reproduire la dynamique expérimentale. Mais c'est oublier l'autre acteur du courant non-inductif : le courant de bootstrap. Bien que minoritaire dans ces décharges (entre 10 et 15 % du courant plasma seulement), il peut localement jouer un rôle important dans la modification du cisaillement magnétique au voisinage de la barrière. Généré par le gradient de pression, le courant de bootstrap est intrinsèquement lié à la position de la barrière de transport. Il pose d'ailleurs un problème bien connu d'alignement avec la barrière de transport : le courant de bootstrap est généré légèrement à l'intérieur de l'ITB, ce qui a tendance à déplacer le point de cisaillement magnétique nul vers l'intérieur de la décharge. Le pied de la barrière suivant le point $s = 0$, elle se rétrécit, le courant de bootstrap devient encore plus interne et redéplace le point $s = 0$ vers l'axe magnétique ... le résultat est le rétrécissement et la disparition rapide de la barrière

de transport qui s'était formée. Cette phénoménologie présente une forte similarité avec le régime O, dans lequel les oscillations de température se propagent du « point fixe » $s = 0$ formé par le dépôt de courant caractéristique de l'onde hybride vers l'axe magnétique. De fait, si on fige dans la simulation le courant de bootstrap à sa valeur à un temps donné ... l'oscillation de température s'arrête immédiatement. Cela confirme que le mauvais alignement du courant de bootstrap est la cause première et le moteur de la dynamique de propagation observée. La recette utilisée avec le modèle $j_{LH}(\rho, t) = j_{LH0}(\rho) T_e(\rho, t) \cdot j(\rho, t)$ n'est qu'un amplificateur de cette dynamique, sans lequel la simulation ne présente pas d'oscillations. Amplificateur car le bootstrap, terme source de j , va être ajouté à l'autre terme source (LH) qui a été choisi proportionnel à j . Avec du recul, on se rend compte que l'on a eu beaucoup de chance de reproduire le phénomène d'oscillation avec le modèle utilisé pour j_{LH} , car il agit finalement d'une façon assez éloignée de la raison pour laquelle on l'avait choisi initialement.

4.5 Conclusion

Des modèles empiriques ont été utilisés pour reproduire les observations expérimentales, avec un assez bon accord, qualitatif et quantitatif. Dès lors on peut analyser la modélisation effectuée et le comportement des modèles utilisés pour en extraire les causes des phénomènes expérimentaux :

- La formation d'une ITB centrale liée au cisaillement négatif produit par l'onde hybride (ce qui n'exclue pas qu'il faille aussi avoir la condition q_{\min} proche d'un rationnel d'ordre élevé pour former la barrière).
- La dégradation de cette ITB peu de temps après sa formation en raison d'un mauvais alignement du courant de bootstrap
- Le caractère cyclique étant produit par le fait que le dépôt hybride étant fixe, il recommence à induire la barrière initiale une fois le cycle précédent terminé

La modélisation est un atout fondamental pour extraire les causes car elle permet des « Gedankenexperimente » qui ne peuvent avoir lieu, telles que figer le courant de bootstrap dans une décharge en régime O.

Il reste que l'on a été obligé de recourir à des modèles très sensibles, à caractère amplificateur, pour reproduire les phénomènes. La modélisation « premiers principes » des oscillations serait souhaitable mais d'une difficulté encore plus grande. A la fois le modèle de transport de l'énergie et le modèle de source de courant sont concernés. Le modèle de courant de bootstrap utilisé, NCLASS [Hou07] est bien un modèle « premiers principes », mais peut-être n'a-t-il pas le degré de précision requis pour rendre compte de ces phénomènes subtils. On retrouve ici le fait que, si les modèles « premiers principes » ne permettent pas une reproduction quantitative suffisante des phénomènes expérimentaux, la modélisation – même avec des modèles empiriques – est utile pour analyser les causes. Il faut toutefois ne pas tomber dans l'excès de modèles qui à force d'être empiriques se déconnectent complètement des « premiers principes », et encore plus éviter de leur attribuer trop de capacité prédictive. Finalement, c'est le dialogue permanent entre la modélisation et les observations expérimentales qui permet d'avancer : les informations issues de l'analyse de l'activité MHD, obtenues bien après les premières modélisations, à la fois en confirment certains aspects et indiquent les éléments qui leur ont échappé (à savoir q_{\min} devant être proche d'un rationnel d'ordre élevé).

5 Des expériences actuelles à la prédiction d'expériences à venir

Le « Graal » de la modélisation est l'obtention d'une série de modèles décrivant chacun des phénomènes physiques de la façon la plus complète possible, ainsi que leurs interactions. Un tel ensemble de modèles, utilisés de façon cohérente, permettrait de prédire avec précision les phénomènes d'expériences passées ou futures. A l'heure où ces lignes sont écrites, de nombreuses nouvelles installations expérimentales sont en construction, notamment ITER qui sera le premier tokamak chauffé de façon dominante par les réactions de fusion. La prédiction de ce que seront les plasmas de ces nouvelles machines est indispensable pour leur dimensionnement global dans un premier temps, pour décider de leurs caractéristiques techniques plus détaillées dans un second temps. L'activité de validation de modèles prédictifs, puis de leur utilisation pour l'extrapolation aux tokamaks à venir, prend de plus en plus d'ampleur. Ce chapitre vise à tracer un panorama de la situation actuelle en termes de capacité prédictive de futures machines, principalement dans le domaine du transport de l'énergie pour le plasma confiné.

5.1 Vers une complexité croissante

Les études rappelées dans les paragraphes précédents laissent entrevoir la complexité d'un système où les phénomènes sont étroitement couplés, à travers le « simple » cas transport de l'énergie électronique / diffusion du courant. Lors de l'analyse d'une expérience, on peut sélectionner une quantité restreinte de paramètres physiques que l'on va tenter de modéliser tandis que les autres seront pris égaux à leur valeur expérimentale. Cette sélection permet de surmonter une partie de la complexité du système en figeant certains paramètres à une valeur réaliste – tandis qu'on s'efforce de calculer les autres. L'extrapolation à un tokamak futur sans analogue expérimental proche est infiniment plus délicate, car il faut estimer tous les paramètres physiques à la fois. Sans quoi, par un des phénomènes de couplage possibles, une mauvaise estimation d'un paramètre peut rendre non pertinent le résultat des prédictions pour un grand nombre d'autres grandeurs physiques. Parce que les modèles dont nous disposons aujourd'hui ne sont pas suffisamment fiables pour une prédiction quantitative d'un grand nombre de phénomènes, on isole là aussi un certain nombre de paramètres que l'on estime à partir de lois d'échelle, tandis que d'autres vont être calculés plus en détail. L'exemple le plus classique concerne le choix des conditions de pression au sommet du piédestal (mode H) d'une future machine telle qu'ITER. Ne disposant pas de modèle fiable pour prédire ce qu'elles seront, elles deviennent une hypothèse de départ d'une modélisation complexe du plasma de centre. Par le jeu de la résilience des profils (cf le chapitre 2 sur le transport de la chaleur électronique), la température en haut du piédestal est le paramètre qui influence le plus le résultat du calcul. Celui indique finalement ... que tout dépend de l'hypothèse de départ choisie. C'est une situation paradoxale ou, malgré toute la complexité des calculs mis en œuvre, le résultat de la modélisation reste fortement tributaire d'hypothèses ad hoc.

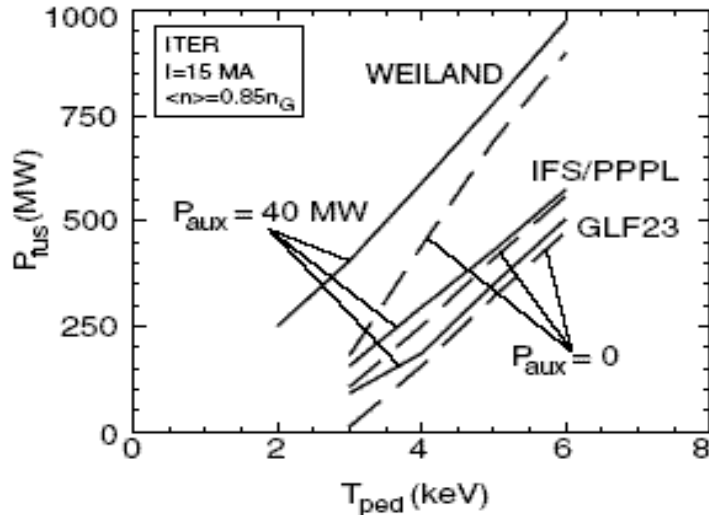
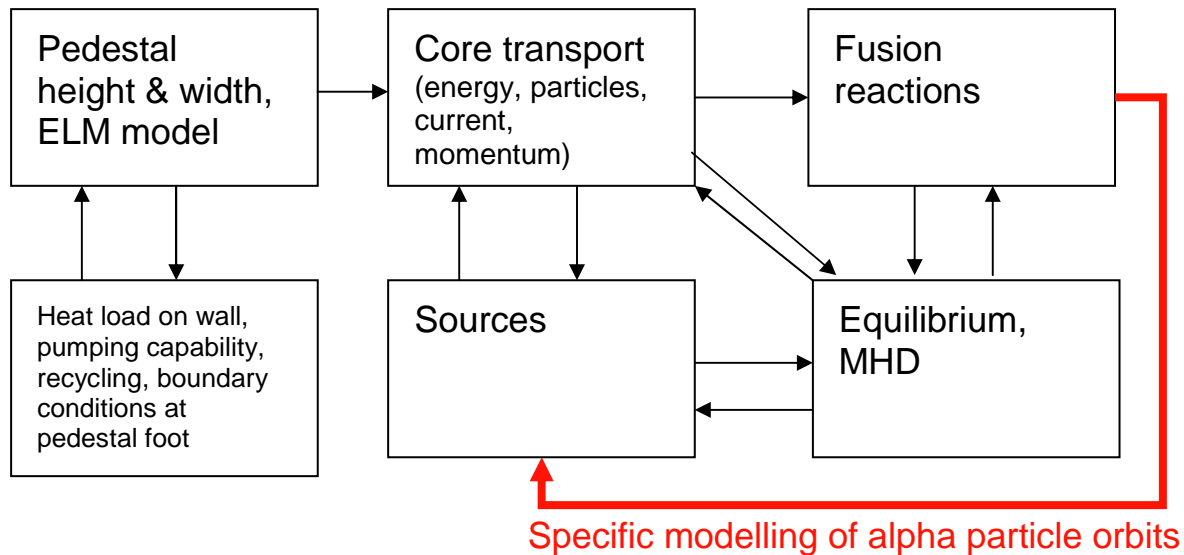


Figure 23 : un exemple classique de modélisation du transport de l'énergie pour le scénario inductif d'ITER (le plus simple et le plus conservatif du point de vue de la physique) [Muk03]. La puissance fusion dépend de manière extrêmement forte i) de la température en haut du piédestal (mode H) et ii) du modèle de transport choisi pour le plasma de cœur (les trois modèles sur cette figure sont inspirés des « premiers principes », bien qu'étant des modèles fluides simplifiés)

Outre la complexité croissante liée au nombre de paramètres pour lesquelles on ne peut pas utiliser de valeur issue directement d'un analogue expérimental, les expériences futures orientées vers l'application réacteur vont mettre en jeu de nouveaux phénomènes couplés qu'aucune expérience actuelle n'est en mesure d'étudier :

- Le chauffage dominant par les particules alpha issues des réactions de fusion introduit une boucle de rétroaction positive entre la température et la source de chauffage, mais aussi la question de l'évacuation des « cendres » (He) de la réaction de fusion, l'excitation de modes MHD spécifiques à ces particules rapides ... $Q = 10$ dans ITER sera une situation inédite. Cet état est dit de « burning plasma »
- Dans le scénario « steady-state » envisagé pour un réacteur tokamak continu (exemple : DEMO), on envisage un contrôle temps réel du profil de courant afin de maintenir de bonnes conditions de confinement et d'alignement du courant de bootstrap dominant, le tout dans le contexte de burning plasma mentionné ci-dessus. Les régimes à oscillation de température de Tore Supra peuvent être vus comme des préfigurations modestes et simples de toutes les difficultés à surmonter pour contrôler un tel régime.

Le schéma ci-dessous illustre les principaux couplages physiques qui seront rencontrés dans un réacteur de fusion tokamak :



Dans ce diagramme, on notera qu'il manque la plupart des interactions avec les éléments matériels de la machine. D'autre part, les phénomènes qui nous ont longuement occupés au cours des chapitres précédents ne couvrent que deux des six boîtes représentées ici. C'est dire que chaque boîte contient en elle-même une importante complexité. Tout ceci montre la longueur du chemin qui reste à parcourir pour une modélisation intégrée complète et fiable d'un « burning plasma ».

5.2 Validation des modèles de transport « inspirés des premiers principes »

5.2.1 Des modèles adaptés à la modélisation intégrée

Le transport est au cœur de la problématique de la fusion par confinement magnétique. Il conditionne les performances de la machine et ce n'est pas un hasard si tous les codes de modélisation intégrée d'aujourd'hui sont construits autour de la résolution des équations de transport.

Pour augmenter notre capacité de prédiction de futures expériences, il faut pour chaque phénomène physique valider les modèles par comparaison à des résultats expérimentaux bien documentés. Les modèles empiriques sont ajustés sur des conditions expérimentales données, ce qui les rend en apparence plus précis que des modèles plus proches de premiers principes, au moins pour le type d'expériences sur lequel ils ont été ajustés. L'inconvénient est qu'il n'est pas possible de garantir que ce bon accord sur un domaine de paramètres restreint soit valable dans le cas d'une extrapolation à une autre expérience sortant de ce domaine d'ajustement initial. Pour pouvoir utiliser un modèle en extrapolation, il faut que celui-ci possède les principes physiques pertinents.

L'idéal est donc d'avoir des modèles les plus proches possibles des « premiers principes », avec toutefois des simplifications afin de conserver un temps de calcul compatible avec une modélisation intégrée de l'ensemble d'une décharge plasma. L'ordre de grandeur du temps pris par une modélisation intégrée t_{ITM} est – dans le cas où c'est le calcul du coefficient de transport qui est dominant :

$$t_{ITM} = t_{\text{model}} \times \frac{t_{\text{plasma}}}{\Delta t_{\text{solver}}} \times n_{\text{iterations}} \quad (6)$$

Le pas de temps interne du solveur de transport Δt_{solver} est de l'ordre, pour des modèles « inspirés des premiers principes », de 10^{-4} s. Le nombre d'itération (convergence sur les

dépendances des coefficients de transport en fonction des champs transportés) va typiquement de 1 à 5. Il en résulte que, pour simuler un plasma de 10 s, $t_{ITM} \approx 10^5 t_{\text{modél}}$. Pour conserver un temps humainement raisonnable pour la simulation complète, le temps d'exécution du modèle de transport doit être entre 1 et 10 s (pour un profil radial entier). Nous sommes là plusieurs ordres de grandeur en dessous des codes de turbulence gyro-cinétiques non-linéaires. Ce qui signifie que des modèles simplifiés, inspirés des premiers principes, doivent être construits. Ce champ de la recherche est d'ailleurs extrêmement actif en ce moment [StaKin05],[StaKin07], [BouGar07], [CasBou09].

5.2.2 Comparaison des modèles « inspirés des premiers principes » à l'expérience

A la toute fin des années 1990, le groupe d'expert en charge de constituer des bases de données multi-machines en vue du dimensionnement d'ITER a créé une base de profils radiaux (dépendants du temps), spécialement conçue en vue de tester les modèles de transport 1-D : la Profile Data Base [ITER00]. L'intérêt d'une base multi-machine est de réunir des données dans une large gamme de paramètres du plasma et de comparer les modèles à des résultats de machines de différentes caractéristiques, notamment les types de chauffage et la taille. Dans cette base de profils sont stockés les profils de température et densité expérimentaux, ainsi que les valeurs déjà calculées des caractéristiques de l'équilibre et des termes sources. On y trouve donc pré-calculées toutes les quantités qui permettent de résoudre les équations de transport que l'on trouve au cœur des codes de modélisation intégrée. On peut ainsi résoudre ces équations et tester de modèles de transport sans avoir à connaître les caractéristiques détaillées des systèmes de chauffage des différentes machines, et en utilisant un système et format unique d'accès aux données pour tous les tokamaks. Cette base historique est toujours une référence aujourd'hui, elle s'agrandit continûment de nouvelles données et son format évolue avec les progrès de la théorie du transport turbulent, évolution à laquelle nous avons contribué significativement [RoaWal08].

Au cours des dernières années, nous avons participé activement à la comparaison de modèles « inspirés des premiers principes » à l'expérience [TalImb06],[KinImb05], [ImbArt05], en particulier les modèles « de Weiland » [NorWei90],[Str98] et GLF23 [WalSta97], [KinSta02],[KinSta05], toujours beaucoup utilisés aujourd'hui. Les études effectuées portaient sur des scénarios plasmas assez spécifiques : régimes avec barrière de transport interne [TalImb06], régimes dit « hybrides » [ImbArt05],[KinImb05]. Nous rappellerons pour commencer comment les modèles se comportent dans le régime de référence d'ITER, la mode H « standard ». Sans rentrer dans le détail de chaque étude, nous résumons ici les principales conclusions sur la fiabilité des modèles. On notera que les modèles utilisés ici ne prétendent qu'à modéliser la partie confinée du plasma, soit même en pratique à l'intérieur de $\rho \approx 0.85$. Dans le cadre de la validation, les caractéristiques du plasma pour $\rho > 0.85$ sont alors données par l'expérience.

5.2.2.1 Le mode H « standard »

Découvert au début des années 1980 sur de tokamak ASDEX [Wag82], le mode H est caractérisé par une barrière de transport « externe » très proche de la dernière surface magnétique fermée. Cette barrière externe permet d'augmenter très fortement le contenu énergétique du plasma, approximativement d'un facteur 2 par rapport aux plasmas en mode L (c'est-à-dire sans barrière externe). En effet, la barrière externe permet de créer une « condition limite » de pression élevée au bord du plasma confiné. En raison de la résilience des profils de température dont nous avons discuté au premier chapitre, l'ensemble du profil

de température est très dépendant de la condition limite et se retrouve ainsi « décalé » vers les fortes températures. On peut voir les plasmas en mode H comme des plasmas « mode L » « posés » sur la barrière externe, appelée pour cette raison « piédestal », ainsi que l'illustre la figure suivante.

En raison de son très bon confinement, et parce qu'il s'agit d'un régime très robuste (pas besoin d'un contrôle particulier du profil de courant, il suffit d'injecter suffisamment de puissance pour déclencher et maintenir la barrière externe), le mode H est le régime de référence d'ITER. Celui dans lequel ITER doit fournir un gain $Q = 10$, c'est-à-dire 10 fois plus de puissance fusion que la puissance de chauffage externe appliquée au plasma.

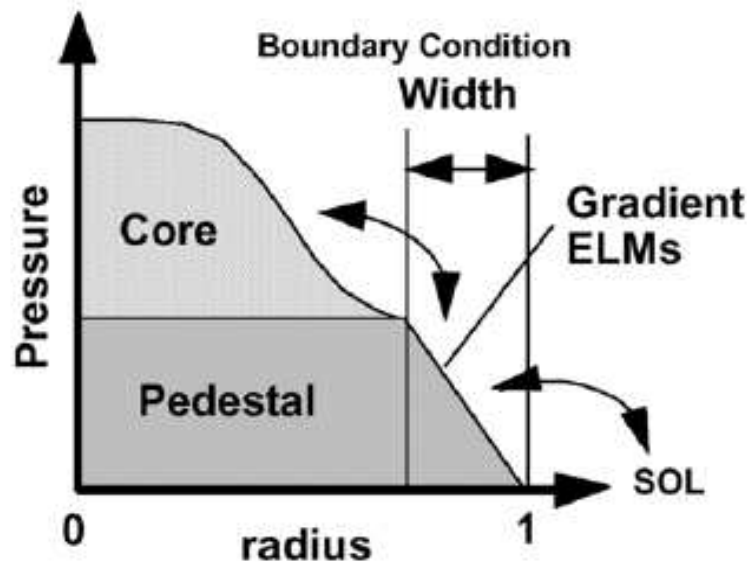


Figure 24 : schéma du profil de pression dans un tokamak, montrant l'importance du mode H [DoyHou07]. Sur ce schéma, la largeur de la barrière externe est exagérée, elle est en réalité de l'ordre de quelques % du rayon seulement.

Nous avons déjà mentionné, en introduction de ce chapitre, que l'absence de capacité prédictive pour cette barrière de transport (en fait, l'absence de modèle authentiquement premiers principes pouvant décrire ce phénomène) est très pénalisante pour la prédiction des décharges en mode H. La validation des modèles de transport « inspirés des premiers principes » se limite à essayer de simuler le transport de l'énergie dans le cœur du plasma, entre l'axe magnétique et $\rho = 0.85$.

Dans l'étude résumée ici, seul le transport de l'énergie est simulé. Les profils de densité, de courant, et de rotation toroïdale sont imposés tels que mesurés dans l'expérience.

Rares sont les publications qui offrent une comparaison des résultats d'un modèle de transport sur une large gamme de décharges plasmas. La plupart sont ciblées sur un nombre de décharges restreint, il est alors difficile de se faire une idée précise de la capacité prédictive générale d'un modèle de transport. La figure ci-dessous, extraite de [KinImb05], donne toutefois un aperçu du problème : cette figure présente, pour des phases de chauffage stationnaires issues de 24 décharges et deux tokamaks différents (JET et DIII-D), l'écart-type de la prédiction par rapport aux mesures, estimé par la formule :

$$\sigma_T^{\text{rel}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum \epsilon_j^2}$$

L'écart est calculé pour chaque décharge, avec $\varepsilon_j = \frac{T_{j,GLF23} - T_{j,exp}}{T_{max}}$ l'écart entre la prédiction

et la mesure pour chaque point de mesure expérimental j dans le profil radial, normalisé à la température maximum dans le profil T_{max} . La somme est sur les points mesurés dans le profil j , et normalisée à leur nombre N . Il est assez difficile de se représenter visuellement à quoi la valeur absolue de σ_T^{rel} correspond en termes de profil. Un tel indicateur scalaire a l'avantage d'être « statistiquement objectif » mais ne donne indication sur la source / la localisation de l'écart entre la prédiction et la mesure. On notera également que la normalisation à la température maximale (centrale) du profil donne un poids plus grand aux points centraux. L'erreur sur les points compris dans la « zone des gradients » $\rho = 0.5 - 0.8$, pourtant bien plus importants du point de vue du contenu énergétique du plasma, ont une pondération moindre. L'intérêt de σ_T^{rel} est ici de comparer les résultats du modèle de façon relative, selon qu'on tient compte (en noir dans la figure ci-dessous) ou pas (en gris) de la stabilisation de la turbulence par le cisaillement ExB.

Lorsque ce mécanisme de stabilisation (partielle dans le cas de ces régimes sans barrière de transport interne) de la turbulence est pris en compte, le transport de l'énergie est réduit et la modèle prédit des températures plus importantes. Le maximum de différence est attendu sur la température ionique, la turbulence ITG à faible nombre d'onde étant la plus affectée par le cisaillement ExB. Analysons attentivement la figure montrant σ_{Ti}^{rel} afin de comprendre ce qui se passe :

La valeur moyenne de σ_{Ti}^{rel} sur l'ensemble des 24 décharges est pratiquement constante, que l'on prenne en compte ou pas le cisaillement de vitesse ExB (12.3 % vs 11.0 %). Mais en fait la différence de σ_{Ti}^{rel} sur chaque choc pris séparément est en général importante. L'impression générale est que le modèle donne des prédictions en meilleur accord avec l'expérience (plus faible σ_{Ti}^{rel}) :

- En tenant compte du cisaillement de vitesse ExB dans le cas des chocs de DIII-D
- Sans en tenir compte dans le cas de JET

En d'autres termes, le modèle surestime la température ionique sur JET lorsqu'il est complet (lorsqu'il tient compte du cisaillement ExB, qui n'a aucune raison d'être enlevé en dehors d'une Gedankenexperiment). Une raison possible pour expliquer cette différence de qualité d'accord entre DIII-D et JET est que, bien qu'« inspiré des premiers principes » il reste dans le modèle un certain nombre de réglages heuristiques, effectués afin de coller au mieux à des résultats de codes authentiquement premiers principes. Les auteurs du modèle étant proches de DIII-D, ils ont du faire ces réglages sur des cas correspondant à des décharges de cette machine. Ainsi même des modèles « inspirés des premiers principes » comportent une part heuristique susceptible d'influencer visiblement la qualité des prédictions.

De plus, on voit un certain nombre d'exceptions à cette impression générale sur la qualité de l'accord : le choc DIII-D 82788 voit son σ_{Ti}^{rel} chuter de 10 % lorsqu'on enlève le cisaillement ExB, à l'inverse le choc JET 35171 est mieux prédit lorsque le modèle tient compte du cisaillement ExB. Il existe également des chocs (par exemple, 37738) pour lesquels la prise en compte du cisaillement ExB va améliorer la qualité de la prédiction sur T_e alors qu'elle dégrade celle sur T_i . Enfin, la qualité absolue de l'accord peut varier de façon très importante d'un choc à l'autre d'une même machine sans qu'une cause claire soit identifiée ($\sigma_{Ti}^{rel} > 30\%$ pour le choc 31133, $\sigma_{Ti}^{rel} < 4\%$ pour le choc 31140) alors que tous ces chocs sont censés se trouver dans le même régime « mode H standard ». Ce dernier point est malheureusement une

constatation assez courante lorsqu'on utilise les modèles « inspirés des premiers principes » disponibles aujourd'hui : ils peuvent avoir une bonne qualité de prédiction dans un certains nombre de cas mais donner un très mauvais accord sur d'autres, sans que l'on soit capable d'en déterminer la raison. C'est pourquoi on n'a pas pu déterminer jusqu'ici un domaine de paramètres dans lequel on pourrait être confiant dans la fiabilité de ces modèles.

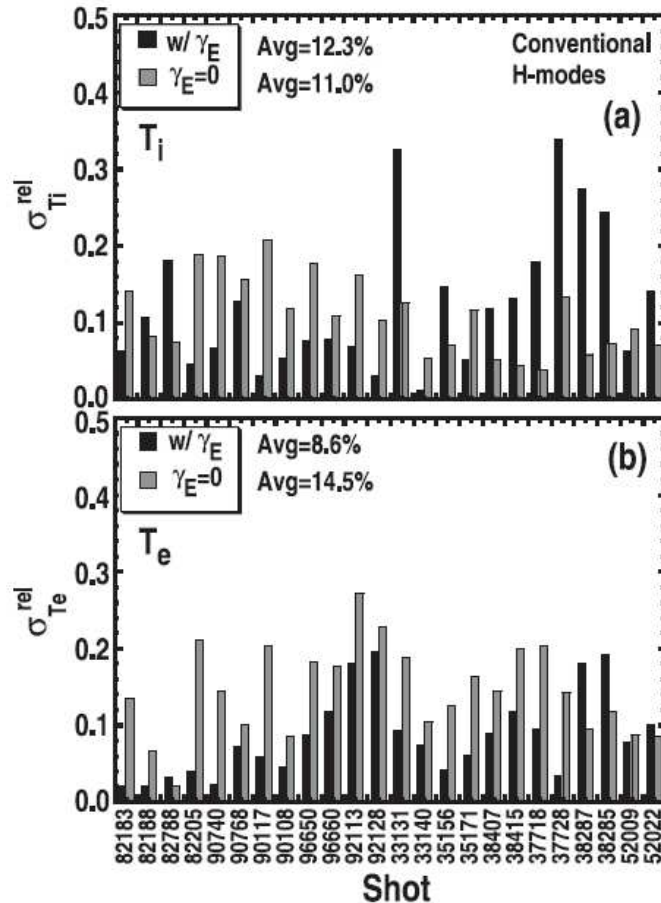


Figure 25 : Erreur relative entre la prédiction du modèle GLF23 et les mesures pour (a) le profil de température ionique et (b) le profil de température électronique, pour les 24 décharges mode H standard de DIII-D (à gauche, numéros de choc de 82183 à 92128) et JET (à droite, chocs 33131 à 52022). Les barres d'histogramme noires (resp. grises) sont obtenues lorsque le modèle tient compte (resp. ne tient pas compte) du cisaillement de vitesse ExB [KinImb05].

Il est probable que cette qualité d'accord erratique provienne des réglages heuristiques indispensables à des modèles certes « inspirés des premiers principes » mais qui restent des modèles fortement simplifiés. Pour paraphraser Pascal, les modèles « inspirés des premiers principes » ont des perfections pour montrer qu'ils sont à l'image des premiers principes, et des défauts pour montrer qu'ils n'en sont que l'image³. Il en découle qu'il convient d'être extrêmement prudent lorsqu'on utilise ces modèles pour l'extrapolation à de nouvelles machines et de nouveaux domaines de paramètres.

L'approche de « meilleure approximation numérique », même de résultats authentiquement premiers principes, utilisée dans le cas de GLF23 et de son successeur TGLF peut se révéler très dangereuse du point de vue de l'extrapolation. C'est pourquoi, dans le développement de notre propre modèle de transport quasi-linéaire Qualikiz, nous avons souhaité remplacer cette

³ « La Nature a des perfections pour montrer qu'elle est l'image de Dieu, et des défauts pour montrer qu'elle n'en est que l'image ». Pascal, *Pensées*.

approche de meilleure approximation purement numérique par des hypothèses plus proches de la physique, telles que la forme des spectres en temps et en nombre d'onde de la turbulence, tenant compte à la fois de résultats non-linéaires et de mesures de turbulence [BouGar07],[CasBou09],[Cas09].

Un dernier point à mentionner est qu'outre ces difficultés liées au caractère réduit des modèles quasi-linéaires, il reste à vérifier que les modèles plus complets eux même sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Ce genre de comparaison est difficile à faire pour des raisons numériques, vu la lourdeur de mise en œuvre des codes gyrocinétiques non-linéaires sur des paramètres expérimentaux. Egalement pour des raisons numériques, la quasi-totalité de ces modèles fonctionnent uniquement en mode « gradients fixes », c'est-à-dire qu'ils calculent des flux à partir de gradients. Leur réponse est très sensible aux gradients en raison des phénomènes de résilience des profils, donc une petite erreur sur les gradients induit une erreur importante sur les flux calculés. A l'inverse, expérimentalement, on mesure des profils radiaux avec une barre d'erreur assez importante sur les gradients, alors que les flux (donnés par les termes sources en régime stationnaire) sont bien mieux connus. Des modèles non-linéaires globaux ajustant de façon auto-cohérente les gradients pour obtenir des flux imposés seraient bien mieux adaptés pour les comparaisons à l'expérience. Malgré toutes ces difficultés, essentiellement numériques, la comparaison des codes gyrocinétiques non-linéaires à l'expérience est un sujet qui commence à être abordé, avec des premiers résultats encourageants [Cas09],[BudKes06].

5.2.2.2 Scénarios « hybrides »

La recherche sur les scénarios dits « hybrides » a débuté à la fin des années 1990. Un peu moins de 20 ans après la découverte du mode H sur ASDEX, l'équipe de l'IPP Garching annonce un nouveau régime « improved H mode » découvert dans le tokamak ASDEX Upgrade [Wol99]. Ce régime, rapidement repris par les autres tokamaks à point X, est caractérisé par un profil de courant à la fois plat au centre de la décharge, proche de $q = 1$ mais avec une très petite surface $q = 1$ – voire pas de surface $q = 1$ du tout, et avec un cisaillement magnétique fort près du bord du plasma. Les modes H conventionnels, dominés par la génération de courant inductive et réalisés souvent à fort courant afin de maximiser le temps de confinement de l'énergie, présentent une large surface $q = 1$ avec des dents de scie de grande amplitude. Ces relaxations, dont l'amplitude augmente avec la pression centrale, sont susceptibles de déclencher sur les autres surfaces rationnelles $q = 3/2$, $q = 2$ des modes de déchirement néoclassiques (NTM) disruptifs. L'intérêt principal des régimes hybrides est de permettre l'accès à des valeurs de pression normalisée β_N supérieures à typiquement 2.5, l'absence ou la forte réduction de l'amplitude des dents de scie ne risquant alors plus de déclencher de NTM (voir figure ci-dessous). On rappelle la définition de la pression normalisée :

$$\beta_N = \frac{\frac{1}{V} \int P dV}{\frac{B^2}{2\mu_0}} \frac{100aB}{I_p} \quad (2)$$

où V est le volume du plasma, B le champ magnétique toroïdal (\sim au centre de la machine) en Tesla, a le petit rayon géométrique du plasma en mètres, I_p le courant plasma en MA.

Pour obtenir ce profil de q particulier, intermédiaire entre les régimes inductifs à fort courant et les régimes purement non-inductifs à profil de q inversé et bas courant (d'où leur nom de « hybride »), les régimes hybrides sont réalisés à courant total moindre que leurs homologues modes H « standards ». En plus de ce courant total réduit, la forte puissance d'injection de

neutres et leur forte pression (\rightarrow courant de bootstrap) leur confère une forte fraction de courant non-inductif ce qui rend leur profil de q plus large que leurs homologues « standards ».

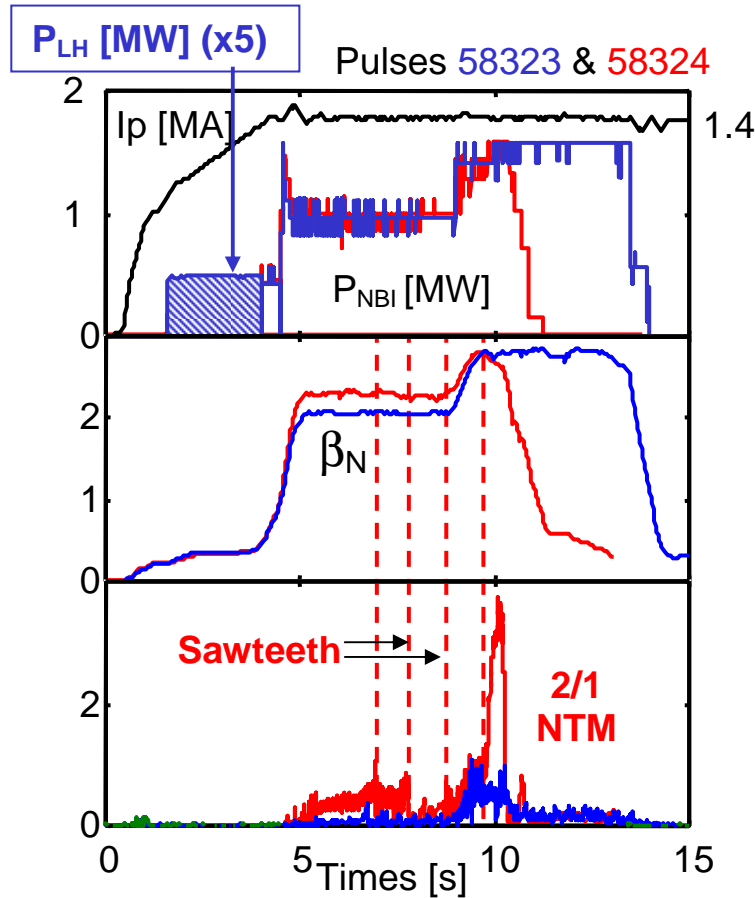


Figure 26 : illustration sur deux chocs voisins de la capacité du régime hybride à accéder à de fortes valeurs de la pression normalisée β_N , dans le tokamak JET. Evolution temporelle du courant plasma I_p , de la puissance d'injection de neutres P_{NBI} et hybride P_{LH} (en haut), pression normalisée β_N (au milieu), amplitude de l'activité MHD des modes de nombre toroïdal $n = 1$, mesurée par les boucles de Mirnov (en bas). Dans le choc 58323 (en bleu), l'onde hybride est utilisée pendant la montée de courant pour produire un profil de q large et au-dessus de $q = 1$. Ce profil est maintenu pendant l'application de la forte puissance d'injection de neutres, permettant un accès sans encombre à $\beta_N > 2.5$. Inversement, sur le choc suivant 58324 (en rouge), la puissance hybride n'a pas été appliquée, le profil de q comporte alors une surface $q = 1$ et des dents de scie sont observées. Ces dents de scie, non délétères dans la phase de chauffage modérée $\beta_N \sim 2.0$, induisent rapidement un NTM sur $q = 2$ puis une disruption dès qu'on essaye de monter la puissance pour accéder à la même valeur de β_N que le choc précédent. [Jof06]

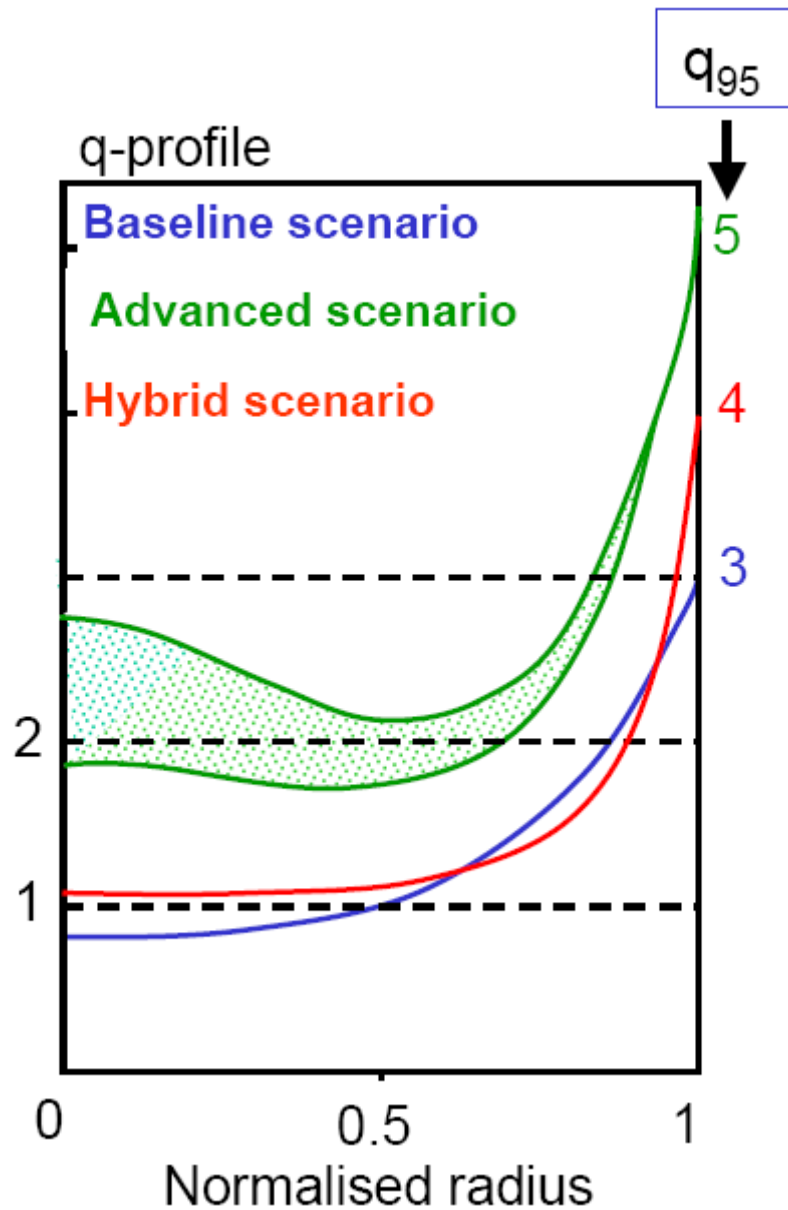


Figure 27 : schématique montrant les trois principaux scénarios de fonctionnement des tokamaks d'aujourd'hui (et d'ITER), caractérisés par leur profil de facteur de sécurité q : régime inductif à fort courant (bleu), régime fortement non-inductif à profil de courant creux (vert), régime hybride (en rouge). [Jof06]

Outre ces caractéristiques MHD, ces régimes semblent présenter un confinement amélioré par rapport à la loi d'échelle du temps de confinement de l'énergie (thermique) en mode H « standard » [ITER99] qui est rappelée ci-dessous :

$$\tau_{E,th,IPB98(y,2)} = 0.0562 I^{0.93} B^{0.15} P^{-0.69} n^{0.41} M^{0.19} R^{1.97} \varepsilon^{0.58} \kappa_a^{0.78} \quad (1)$$

où I est le courant plasma, B le champ magnétique, P la puissance sortant du plasma à travers la dernière surface magnétique fermée, n la densité électronique, M la masse atomique moyenne des ions, $\varepsilon = a/R$ l'inverse du rapport d'aspect, κ_a l'élongation. Les tokamaks DIII-D et ASDEX Upgrade ont réalisé des plasmas ayant des facteurs d'amélioration du

temps de confinement de l'énergie $H_{98} = \frac{\tau_{E,th,exp}}{\tau_{E,th,IPB98(y,2)}}$ de l'ordre de 1.3 à 1.6. A l'inverse des scénarios à barrière de transport interne, on ne trouve pas dans le régime hybride de zone

localisée où la turbulence serait stabilisée (en dehors de la barrière externe créant le piédestal du mode H). Des études de transport multi-machines ont été menées pour tenter de comprendre l'origine de ces valeurs élevées du facteur H_{98} , auxquelles nous avons participé [ImbArt05],[KinImb05]. L'exercice consiste à essayer de simuler le transport de la chaleur dans le cœur du plasma, entre l'axe magnétique et $\rho = 0.8$. En l'absence de modèle fiable pour le piédestal du mode H, celui-ci reste malheureusement exclu de ce type d'études, alors qu'il influence fortement le contenu énergétique du plasma et donc le temps de confinement de l'énergie. Les profils de densité, de courant, et de rotation toroïdale sont imposés tels que mesurés dans l'expérience.

La table ci-dessous présente la synthèse de l'accord obtenu entre les prédictions de deux modèles et l'expérience, le modèle GLF23 et le modèle de Weiland, pour une petite base de données de 7 chocs. Les deux figures plus bas donnent une idée de l'accord sur les profils, pour deux décharges de la base.

| | AUG 16779 | AUG 17870 | DIII-D 118446 | DIII-D 118348 | JT-60U 43903 | JET 60927 | JET 60931 |
|--------------------------------------|------------------|--------------|------------------|------------------|-----------------|--------------|--------------|
| \bar{n} / n_{Gr} | 0.34 | 0.39 | 0.34 | 0.65 | 0.40 | 0.61 | 0.58 |
| H_{98} | 1.2 | 1.3 | 1.5 | 1.3 | 0.85 | 1.15 | 1.05 |
| GLF23 $\Delta T_i @ \rho = 0.3$ | 37 % | 14 % | 14 % | 6 % | 31 % | 2 % | 3 % |
| GLF23 $\Delta T_e @ \rho = 0.3$ | 9 % | 14 % | 12 % | 8 % | 24 % | 20 % | 16 % |
| Weiland $\Delta T_i @ \rho = 0.3$ | Not predicted | 4 % | 43 % | 6 % | 14 % | 13 % | 4 % |
| Weiland $\Delta T_e @ \rho = 0.3$ | Not predicted | 49 % | 12 % | 48 % | 1 % | 12 % | 5 % |

Table 1 : Synthèse de la comparaison à l'expérience. Le choc de JT-60U comporte en fait une ITB et n'est donc pas réellement rattaché à la catégorie "hybride". Première ligne : fraction de Greenwald. Deuxième ligne : facteur d'amélioration du contenu énergétique par rapport au scaling $IPB98(y,2)$. Les lignes suivantes indiquent l'écart entre la prediction du modèle et la mesure, à $\rho = 0.3$. Les écarts inférieurs (resp. supérieurs) à 20 % sont indiqués en vert (resp. rouge). [ImbArt05]

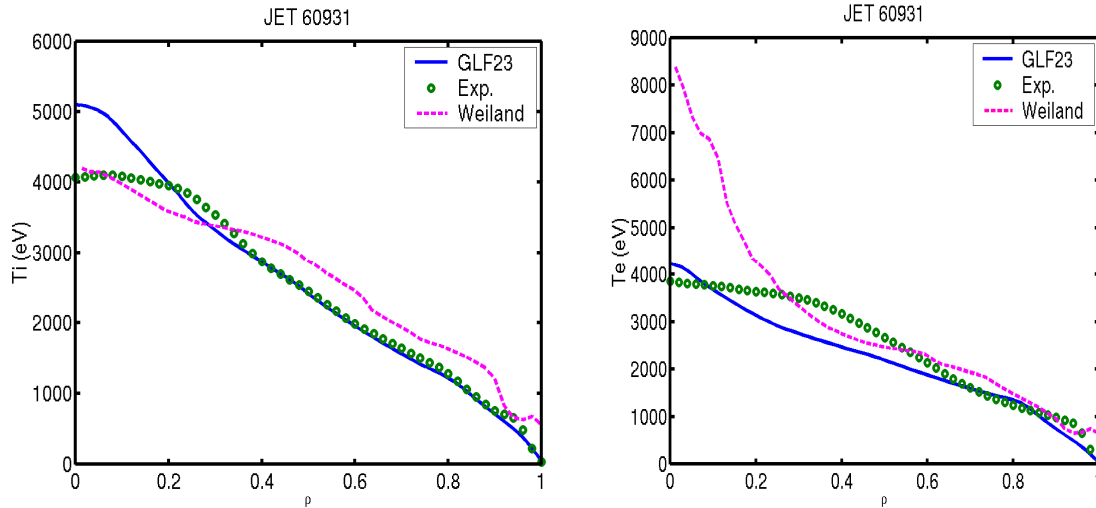


Figure 28 : Température ionique (gauche) et électronique (droite), expérimentales (lissage, en cercles verts), prédites par GLF23 (ligne continue bleue) et le modèle de Weiland (pointillés mauve), pour le choc hybride JET 60931. [ImbArt05]

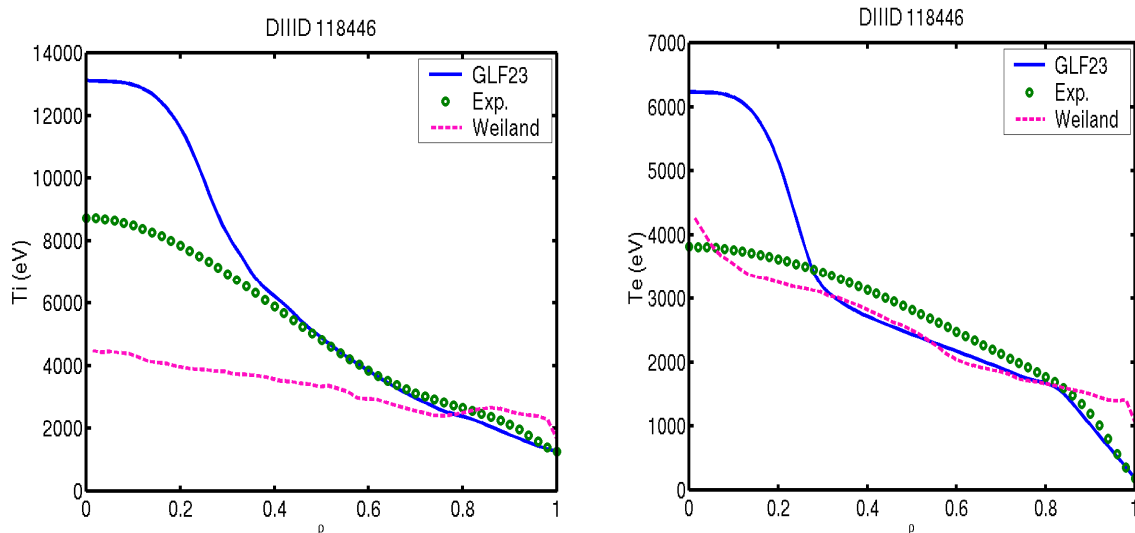


Figure 29 : Température ionique (gauche) et électronique (droite), expérimentales (lissage, en cercles verts), prédites par GLF23 (ligne continue bleue) et le modèle de Weiland (pointillés mauve), pour le choc hybride DIII-D 118446. [ImbArt05]

Le critère de qualité figurant dans le tableau ci-dessus est la température à $\rho = 0.3$, car ce type de modèle « inspirés des premiers principes » tend parfois à prédire que la turbulence est complètement stabilisée au centre du plasma. C'est l'origine de l'espèce de « barrière de transport » observée sur la prédiction par GLF23 du choc DIII-D 118446, dont le pied est environ à $\rho = 0.3$. Le modèle prédit que le flux de chaleur à l'intérieur de cette zone est néoclassique, ce qui est contredit par l'expérience (NB : pour cette raison, on utilise dans ce cas $\chi_{e,neo} = \chi_{i,neo}$ afin d'éviter des valeurs extrêmes de la température électronique centrale). Ce problème connu de ce type de modèle n'est pas critique pour le calcul du contenu énergétique, dominé par ce qui se passe plutôt loin de l'axe magnétique, là où le volume plasma est important. Dans ce cadre, utiliser comme critère de qualité l'accord sur la température à $\rho = 0.3$ donne une bonne idée de l'accord sur le contenu énergétique de la décharge. Cette défaillance de prédiction à l'intérieur de $\rho = 0.3$ pose en revanche des

problèmes sérieux pour la prédiction de plasmas dominés par les réactions de fusion type ITER, où la boucle de réaction positive formée par le chauffage alpha est très sensible à la température ionique centrale.

En dehors de ce problème au centre du plasma, GLF23 donne en général un assez bon accord sur la prédiction de la température à $\rho = 0.3$. Il y a toutefois des exceptions (choc AUG 16779), difficiles à interpréter. Sur une base de données aussi petite, il est difficile de donner des conclusions, mais l'impression globale est identique à celle dégagée pour les modes H « standards » au chapitre précédent : pour un modèle donné, la qualité de l'accord avec l'expérience peut varier fortement d'une décharge à l'autre, sans qu'on arrive à en comprendre la raison, ni isoler un domaine de paramètres dans lequel le modèle serait fiable. Notons toutefois la forte variation de la qualité d'accord du modèle de Weiland en fonction de la densité, pour les deux chocs de DIII-D très similaires entre eux si ce n'est cette variation de densité. Ceci suggère une mauvaise dépendance en collisionnalité du modèle.

Intéressons nous maintenant à la corrélation entre les prédictions des modèles et le facteur H_{98} estimé d'après le contenu énergétique expérimental. Si l'« amélioration du confinement », au sens de $H_{98} > 1$, correspondait à un réel changement de la physique du transport dans le cœur du plasma, on devrait pouvoir l'identifier en analysant les prédictions des modèles habituellement utilisés pour les modes H standards. Hors il semble que la qualité de l'accord entre prédiction et expérience ne soit pas corrélée à ce facteur H_{98} . Sur les figures ci-dessus, le modèle GLF23 prédit avec une assez bonne précision les profils de température entre $\rho = 0.4$ et $\rho = 0.8$ (surtout T_i), alors que les deux chocs ont pratiquement 50 % de différence sur leur facteur H . La première conclusion de cette remarque est que si amélioration du confinement il y a, elle est tout à fait prise en compte par les modèles habituellement utilisés pour les modes H standards. Pour aller plus loin, nous avons essayé de voir si ces régimes hybrides avaient des propriétés particulières susceptibles d'améliorer le confinement et d'être corrélées au facteur H_{98} . Nous avons quantifié l'impact de la rotation toroïdale sur la prédiction de GLF23, suivant la démarche effectuée dans [KinImb05]. L'amplitude de l'effet, qui est présent également pour les modes H standards (voir paragraphe précédent), n'est pas corrélée au facteur H_{98} sur notre base de données. En conclusion, d'après le modèle GLF23, il n'y a pas de raison claire pour laquelle le transport dans le plasma de cœur serait différent entre régimes hybrides et modes H standards. Ceci est cohérent avec les résultats d'ASDEX Upgrade qui ont montré que la résilience du profil de T_i est la même dans les régimes hybrides et les modes H standards [Pee02]. Les facteurs H_{98} élevés observés dans les régimes hybrides de DIII-D et ASDEX Upgrade pourraient avoir leur origine dans la barrière de transport externe (piédestal), qui est hors du champ de cette analyse fondée sur les modèles de transport pour le plasma de cœur. Comme nous ne disposons d'aucun modèle pour décrire quantitativement le piédestal, il est très difficile de discerner si le piédestal des régimes hybrides a ou non un comportement différent de celui des modes H standards. L'approche statistique (base de données sur le piédestal) ne permet pas de conclure à un comportement différent des deux régimes.

Il est important de souligner que le fait de raisonner en termes de facteur H_{98} est susceptible de mener à des conclusions erronées. En effet, si la loi d'échelle IPB98(y,2) est imprécise pour la décharge plasma que l'on examine, le facteur H_{98} doit être interprété comme une erreur de prédiction de la loi d'échelle, non comme un changement de la physique du confinement. Le terme de « confinement amélioré », si souvent rencontré dans la littérature sur les régimes hybrides, suggère que quelque chose a changé dans le confinement, alors que si quelque chose a changé, c'est peut-être simplement l'adéquation de la loi d'échelle IPB98(y,2) vis-à-vis de la décharge analysée. De fait cette loi d'échelle est essentiellement obtenue sur des critères statistiques et empiriques, à partir d'une base de données dominée par des modes H standard, c'est-à-dire à fort courant et β_N modérés. Rien ne garantit la précision

de cette loi lorsqu'on s'écarte du domaine de paramètres sur lequel elle a été estimée. C'est le cas pour les régimes hybrides, typiquement à courant plasma modérés et β_N élevés. De nombreux travaux récents montrent les limitations de cette loi d'échelle, notamment pour les valeurs élevées de β_N [Pet03],[Pet04],[TakUra06],[McdLab08],[Cor09]. Il reste que, malgré tous ses défauts, cette loi d'échelle demeure une des rares références que l'on ait pour juger du confinement d'une décharge en mode H. Malgré ses insuffisances, elle reste une des rares lois qui permette de relier entre elles les performances de machines de tailles très différentes. Le dimensionnement d'ITER est d'ailleurs fondé sur cette loi. Quoi qu'il en soit, il est important de garder un œil critique sur les conclusions tirées d'une décharge qui s'en écarterait. La seule information qu'on puisse tirer d'un facteur H_{98} très différent de 1 est que la loi d'échelle n'est pas adéquate pour la décharge considérée. Si on ne comprend pas la raison physique pour laquelle la décharge s'écarte de la loi d'échelle, extrapoler les performances obtenues à ITER en supposant le facteur H_{98} constant (comme dans [Luc04]) n'est absolument pas justifié. En l'absence de critère physique, rien ne prouve qu'un tel facteur H_{98} puisse être obtenu sur une machine de taille et de paramètres entièrement différents.

5.2.2.3 Scénarios à barrière de transport

Nous abordons finalement le dernier scénario prévu pour ITER, à savoir le scénario « steady-state » ou « advanced ». Celui-ci suppose une forte fraction de courant de bootstrap, ce qui pourrait être réalisé au moyen de l'établissement et du contrôle d'une barrière de transport interne. Les forts gradients de pression générés par l'ITB sont une source importante de courant de bootstrap. Malheureusement les ITBs sont extrêmement difficiles à modéliser de façon fiable en raison de leur caractère « bifurcatif » (stabilisation locale de la turbulence, phénomène très sensible aux paramètres plasma). L'étude à laquelle nous avons participé visait à documenter la capacité de différents modèles de transport à prédire des décharges avec ITB [TalImb06]. L'étude a porté sur des extraits de 6 décharges de la base de profils internationale ITPA qui comprennent la formation d'une ITB et sa dynamique pendant les secondes qui suivent sa formation. Dans la moitié de ces décharges le cisaillement magnétique près de l'ITB est proche de 0, dans l'autre moitié le profil de q est fortement inversé et s franchement négatif à l'intérieur de l'ITB. La reproduction détaillée de la dynamique d'une ITB est un défi important pour les modèles de transport, et le résultat fut un constat d'échec : les modèles tendaient à produire des barrières de transport certes, mais pas au bon endroit, et souvent elles disparaissent rapidement dans la simulation. Différents degrés de complexité de simulation ont été essayés : dans le plus simple, seuls le courant et les températures électronique et ionique étaient prédits, la densité et la rotation toroïdale étant données par l'expérience. Dans le plus complexe, toutes ces quantités sont prédites de façon cohérente. Dans les deux cas, les caractéristiques des ITBs ont été mal prédites par les modèles.

A la décharge de ceux-ci, il faut reconnaître i) la difficulté de la tâche et ii) que le mécanisme de suppression de la turbulence par le cisaillement du champ électrique radial, effet purement non-linéaire, est pris en compte de façon très rudimentaire dans ces modèles quasi-linéaires simplifiés : il intervient en modifiant le taux de croissance γ_{in} selon une formule du type : $\gamma_{net} = \gamma_{lin} - \alpha_{E \times B} \omega_{E \times B}$, où $\alpha_{E \times B}$ est un coefficient de l'ordre de 1. Il n'est donc pas surprenant qu'une telle approximation donne des prédictions peu fiables dans des cas de barrières telles que celles étudiées ici, où le cisaillement de champ électrique radial joue un rôle important. Egalement, aucun des modèles utilisés ne tient compte de l'influence des surfaces rationnelles d'ordre élevé sur l'apparition des barrières, influence avérée expérimentalement (voire les références citées au chapitre précédent). Dernier point, la reproduction de la dynamique d'un

phénomène est toujours plus difficile que la reproduction de celui-ci à un temps donné. Ceci pourrait expliquer pourquoi d'autres références [KinSta05], [KinSta02], [WeiHol05] présentent des modélisations statiques d'ITB très proches de l'expérience avec ces mêmes modèles. Le contraste de nos simulations, où les modèles ont donné de bien piètres résultats, avec le succès montré dans les publications antérieures et réalisées par les propres auteurs des modèles, est toutefois étonnant. Les esprits retors pourraient penser que les auteurs de ces modèles ont opéré une savante sélection de cas tests pour leurs publications.

Il est toutefois avéré que la comparaison de modèles « inspirés des premiers principes » à l'expérience n'est pas une chose aisée – du point de vue humain. Ces modèles prétendant – contrairement aux modèles empiriques – à une certaine exactitude puisqu'inspirés des premiers principes, leurs auteurs sont en général extrêmement sensibles à la publication de résultats indiquant que les prédictions des modèles ne sont pas aussi fiables qu'on le souhaiterait. Pourtant l'évaluation des capacités de prédiction des modèles, qu'elle soit positive ou négative, constitue un résultat scientifique utile pour la communauté.

La publication de notre article [TalImb06] a été retardée de 2 ans par le commentaire d'un referee soucieux d'éviter la publication d'un « message négatif sur le modèle GLF23 ».

6 Conclusion : vers l'Aurore

Que ce soit pour la modélisation de l'onde hybride ou pour celle du transport de l'énergie, les quelques exemples esquissés au cours de cet ouvrage ont montré de sévères limitations dans la capacité des modèles « inspirés des premiers principes » utilisés aujourd'hui à rendre compte quantitativement des phénomènes expérimentaux. Les incertitudes sont grandes sur chaque phénomène élémentaire. Nous avons vu par ailleurs combien les phénomènes sont couplés de façon non-linéaire. Une incertitude sur un phénomène élémentaire a donc toutes les chances d'être amplifiée par les couplages multiples et d'avoir des répercussions négatives (en termes de qualité de prédiction) sur l'ensemble du système physique couplé. Dans ces conditions, la modélisation quantitative de séquences dynamiques est un véritable défi, surtout lorsqu'elle implique des phénomènes de type bifurcation tels que des barrières de transport (interne ou mode H) ou de la MHD.

Et pourtant ils tournent. Les codes de modélisation intégrés deviennent de plus en plus complets et complexes. Parmi les grandes tendances de développement actuelles de ces codes, on peut citer : l'utilisation de solveurs d'équilibre à frontière libre pour modéliser l'ensemble du système couplé (transport + équilibre + système poloïdal) ; le couplage entre plasma confiné et le bord du plasma (Scrape Off Layer), qui nécessite une modélisation 2D sinon 3D dans l'espace réel. La modélisation tend à déborder hors du plasma de cœur, voire même jusqu'aux éléments matériels constituant le tokamak : antennes de chauffage radio-fréquence, diagnostics, divertor/limiteur et leur interaction avec le plasma. Par ailleurs, la rapidité croissante de calcul des ordinateurs permet d'augmenter la complexité des modules utilisés : calcul précis des orbites des ions rapides par méthode Monte-Carlo, calculs de propagation « full wave » pour les ondes ICRF, modèles de transport quasi-linéaires de plus en plus complets et proches de leurs homologues gyrocinétiques non-linéaires. Les équations de transport 1D radiales, alors qu'elles constituent aujourd'hui le noyau autour duquel sont organisés les codes de modélisation intégrée, deviennent de plus en plus un épiphénomène, en termes de temps de calcul et de complexité. Dans les prochaines années, il est très probable qu'au moins certaines de ces équations soient « décentralisées » et traitées par des modules aujourd'hui considérés comme « annexes » : diffusion du courant traitée directement par l'équilibre, transport de l'énergie, particules, moment, traité directement par des codes fluides ou gyrocinétiques premiers principes à 2 ou 3 dimensions d'espace. Ainsi la structure classique des codes de modélisation intégrée, centrée sur les équations de transport 1D

radiales héritée des années 1970, est sans doute en passe de laisser la place à une organisation plus décentralisée.

On peut légitimement s'interroger sur l'intérêt de cette complexité toujours croissante de la modélisation intégrée alors que la fiabilité de chaque modèle pris isolément reste souvent relativement décevante. Et pourtant l'aspect intégré de cette modélisation est un atout essentiel pour les raisons suivantes :

- Il permet l'analyse et la compréhension des couplages entre phénomènes physiques, couplages omniprésents dans la physique des tokamaks comme on l'a vu.
- Parce qu'elles intègrent aussi les diagnostics et certains éléments de technologie, les plateformes de modélisation intégrée permettent d'être au plus prêt des conditions expérimentales.

Ainsi la modélisation est l'outil idéal pour la validation des modèles, qu'ils soient « premiers principes » ou empiriques. Elle permet de minimiser les approximations dans le choix des données d'entrée d'un problème physique, et de tenir compte de la façon la plus précise possible des autres phénomènes physiques susceptibles de l'influencer.

Nous avons évoqué à la fois les modèles « inspirés des premiers principes » et d'autres à caractère plus empiriques. La puissance et l'intérêt de ces derniers ne doivent pas être négligés : ils permettent de dégager une compréhension qualitative des phénomènes, compréhension qui ouvre ensuite la voie à des modélisations quantitatives plus détaillées. Les exemples évoqués : « gradient critique », oscillations de température, me paraissent emblématiques de cette démarche. Par ailleurs, les modèles empiriques de type loi d'échelle ou plus généralement de type « meilleure approximation » permettent une certaine capacité prédictive, pour peu qu'on les utilise effectivement dans le domaine de paramètres où ils ont été construits. Nous avons vu, lors de la discussion sur le facteur H_{98} des régimes hybrides, la confusion entretenue par l'utilisation d'une référence empirique pour juger des performances de décharges vraisemblablement en dehors du domaine de construction/validité de la loi d'échelle. Un modèle empirique a son intérêt dans l'interpolation mais son utilisation en extrapolation n'est scientifiquement pas justifiée. Finalement, il est également important de se rappeler que tout modèle « inspiré des premiers principes » contient aussi une dose significative de réglage empirique dans sa construction, qu'il ne faut pas ignorer lorsque l'on analyse ses prédictions.

Le développement de la modélisation en physique des plasmas de fusion magnétique suit aujourd'hui deux voies en apparence indépendantes : modélisation intégrée d'une part privilégiant la complétude de l'intégration et utilisant des modèles réduits ; d'autre part, codes spécialisés sur certains problèmes physiques (typiquement, turbulence, MHD) privilégiant la fidélité aux premiers principes et nécessitant des architectures de calcul massivement parallèle. Dans la course technologique aux super-ordinateurs et aux PetaFlops⁴, les calculs premiers principes à grand nombre de dimensions (typiquement 5D pour les codes gyrocinétiques) peuvent enfin être réalisés dans des temps raisonnables. Si les deux démarches semblent aujourd'hui indépendantes, elles sont de plus en plus amenées à dialoguer et converger vers toujours plus d'intégration et des modèles de plus en plus proches des premiers principes. On peut donc espérer ainsi obtenir des modèles de plus en plus complets et plus fiables – pour peu qu'on ait intégré les éléments de physique pertinents dans les « premiers principes ».

⁴ 10¹⁵ opérations par secondes

Si les efforts en matière de développement de codes de modélisation sont aujourd'hui très importants, l'activité de validation des modèles reste malheureusement faible en comparaison. Et pourtant, la seule façon d'évaluer et de faire progresser la fiabilité des modèles et de comparer systématiquement leurs prédictions à l'expérience afin de mieux cerner leur domaine de validité, leurs lacunes, et par là-même d'en déduire les éléments de physiques qui leur font défaut. Ceci passe par une activité de validation beaucoup plus intense et transparente que ce qui est fait aujourd'hui. Cela comprend la publication de résultats « négatifs », qui mettent en lumière de façon objective les qualités et défauts des modèles. Pour des raisons psychologiques évidentes, rares sont les auteurs d'un modèle enclins à publier des cas de comparaison où les prédictions de leur modèle ne sont pas conformes aux résultats expérimentaux. Le relativement faible niveau de l'activité de validation se traduit dans la littérature sur la fusion magnétique, dominée par la dichotomie expérience / théorie : articles purement expérimentaux d'une part, qui relatent des faits ou des recettes scénaristiques sans chercher à pousser plus loin analyses et interprétation ; d'autre part des articles théoriques qui exposent des idées ou modèles physiques en se gardant bien de faire une comparaison précise à l'expérience, ou bien au mieux sur un ou deux exemples en « bon accord ». Cette classification est bien sûr quelque peu caricaturale mais me paraît recéler un fond de vérité. Le métier de « modélisateur » consiste à faire le pont entre les deux approches et à proposer une évaluation objective des expériences et des modèles. Cette tâche est ardue car elle nécessite d'avoir une connaissance synthétique de l'expérience d'une part, incluant les sous-systèmes tels qu'actuateurs (chauffages, ...) et diagnostics, et d'autre part des ingrédients des modèles, des phénomènes de couplage que l'on peut attendre. Elle nécessite aussi d'avoir du recul et un regard critique par rapport à tous ces éléments. C'est aussi une tâche mal aimée car susceptible d'interpréter des expériences sous un jour moins glorieux que l'interprétation initiale fournie par de « purs expérimentateurs », et de mettre en lumière les défauts et lacunes des modèles théoriques. C'est donc vers une évolution des mentalités qu'il faut tendre. Evidemment, à la base de notre connaissance il y a des travaux purement expérimentaux d'une part et purement théoriques d'autre part. Mais c'est la confrontation des deux qui fait progresser notre compréhension.

L'activité de validation des modèles doit être mieux valorisée, mais aussi rendue plus facile, plus accessible d'un point de vue pratique. De nombreuses difficultés techniques, liées à la structure complexe des codes et des phénomènes mis en jeu, mais aussi à aux pratiques programmatiques des auteurs de modèle physique, rendent ardue voire parfois impossible la comparaison de deux modèles dans des conditions rigoureusement identiques. Les problèmes de format d'interface, de modularité, d'accès aux données expérimentales sont les principaux responsables de la lourdeur de cette tâche. Depuis quelques années, nous participons à l'effort de la Task Force européenne de modélisation intégrée (Integrated Tokamak Modelling TF) qui vise à mettre en place une plateforme de modélisation intégrée puissante pour valider des modèles pour la fusion magnétique. Cette plateforme propose notamment des solutions aux difficultés techniques évoquées, que nous esquissons à grands traits dans le tableau ci-dessous :

| Problème | Solution ITM |
|--|--|
| Format des données d'entrée / sortie non standard, varie d'un module à l'autre pour un même problème physique. | Format européen standard pour la structure de données, orienté « problème physique » pour une modularité et une flexibilité optimales du workflow ⁵ . |
| Données « machine » inscrites en dur dans les codes (exemple : configuration matérielle d'un système de chauffage, d'un diagnostic, ...) | Format standard pour la description des données machine, modules physiques indépendants des données machine (reçues en argument) |
| Accès difficile aux données expérimentales, notamment format non standard des données expérimentales entre les différents tokamaks : gênant en particulier pour études multi-machine | Format standard pour les données expérimentales, base de données multi-machine, accès standardisé et automatisé aux données expérimentales de tous les tokamaks européens. |
| Comparaison des prédictions aux données expérimentales | Diagnostics synthétiques, interfaces de comparaison à l'expérience |
| Workflow pas assez modulaire ne permettant pas de comparer / d'échanger simplement des modèles résolvant le même problème physique | Forte modularité du workflow, orientée sur des problèmes physiques « élémentaires » (exemples : résolution de l'équilibre, de la propagation d'une onde, calcul de flux turbulents, ...) |
| Workflow centré sur la résolution des équations de transport 1D du plasma de cœur | Flexibilité complète du workflow |
| Contrainte de privilégier soit la complexité des workflows, soit la sophistication des modèles élémentaires afin de conserver un temps de calcul raisonnable | Plateforme flexible et modulaire de modélisation intégrée permettant le lancement des calculs massivement parallèles sur grille. |
| Mise en œuvre difficile des modèles (faible modularité, lacunes dans la documentation, non-distribution par leurs auteurs qui sont ainsi les seuls à pouvoir les mettre en œuvre) | Mise à disposition transparente et documentée des modèles. L'ensemble des outils permet leur <u>évaluation par des tiers</u> . |

Ainsi l'évolution des mentalités et des techniques est en cours. Parallèlement aux progrès des outils expérimentaux, des concepts théoriques et des moyens de calcul, elle devrait permettre une activité de validation des modèles plus intense, plus transparente, et rendre la modélisation intégrée plus accessible à notre communauté scientifique.

La modélisation intégrée est très loin d'être l'outil prédictif parfait. On veut parfois trop lui faire dire. Recul et modestie doivent être omniprésents dans les interprétations qu'on donne de ses résultats. Mais malgré ses lacunes et ses limites, elle peut rendre de grands services dans la construction de notre compréhension. Elle est une pensée complexe pour appréhender des phénomènes complexes.

La route reste encore longue, les pratiques et les esprits évoluent lentement. Face à l'ampleur des ambitions se dresse la dure réalité des limites de nos modèles et de notre compréhension. Sisyphe va encore rouler son rocher un certain temps. Mais n'est-ce pas cela même qui fait sa grandeur et sa joie ?

⁵ Workflow : enchaînement de calculs modulaires et couplés qui permet de résoudre un problème physique complexe

7 Références⁶

- [BarRom90] Barbato E and Romanelli F, Phys. Fluids B **2** (1990) 2687
- [BasArt03] V. Basiuk, J.F. Artaud, F. Imbeaux, X. Litaudon, et al, Nucl. Fusion **43** (2003) 822
- [Bel98] Bell R.E. et al, Plasma Phys. Control. Fusion **40** (1998) 609
- [Bon84] Bonoli P T, IEEE Trans. Plasma Sci. **12** (1984) 95
- [BonEng86] Bonoli P.T. and Englade R.C., Phys. Fluids **29** (1986) 2937
- [BonOtt82] Bonoli P T and Ott E, Phys. Fluids **25** (1982) 359
- [BouGar07] C. Bourdelle, X. Garbet, F. Imbeaux, A. Casati et al, Phys. Plasmas **14** (2007) 112501
- [BudKes06] R.V. Budny, C.E. Kessel, J.E.Kinsey, F.Imbeaux et al, in Proceedings of the 21st IAEA Fusion Energy Conference (IAEA, Chengdu, 2006), p. IT/P1-5
- [Bra98] Brambilla M, *Kinetic Theory of Plasma Waves*, (1998), Oxford: Oxford Science Publications
- [Bur99] Buratti P. et al, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 560
- [CasMan07] A. Casati, P. Mantica, D. Van Eester, N. Hawkes, F. Imbeaux et al, Phys. Plasmas **14** (2007) 092303
- [Cas09] A. Casati et al, Phys. Rev. Letters **102** (2009) 165005
- [CasBou09] A. Casati, C. Bourdelle, X. Garbet, F. Imbeaux et al, Nucl. Fusion **49** (2009) 085012
- [Cor09] J.G. Cordey, Nucl. Fusion **49** (2009) 052001
- [DoyHou07] E.J. Doyle, W.A. Houlberg, Y. Kamada, V. Mukhovatov, Nucl. Fusion **47** (2007) S18–S127 (ITER Physics Basis 2, chapter 2)
- [DraGuz88] Drake J F, Guzdar P N and Hassam A B, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2205
- [ErbAni98] Erba M., Aniel T., Basiuk V. Becoulet A. and Litaudon X., Nucl. Fusion **38** (1998) 1013
- [Eri02] Eriksson L.G. et al, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 145001
- [Fuj97] Fujita T. et al, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2377
- [Gao00] Gao Q. et al, Nucl. Fusion **40** (2000) 1897
- [Gar01] Garbet X. et al, Phys. Plasmas **4** (2001) 1792
- [GarMan04] Garbet X, Mantica P, Rytter F, Cordey G, Imbeaux F et al, Plasma Phys. Control. Fusion **46** (2004) 1351, with Addendum : Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) 957–958
- [Gen88] Gentle K W, Phys. Fluids **31** (1988) 1105
- [GirImb03] G. Giruzzi, F. Imbeaux, J. L. Ségui, X. Garbet et al, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 135001
- [HinHaz76] F.L. Hinton and R.D. Hazeltine, Rev. Mod. Physics **48** (1976) 239
- [Hoa94] Hoang G T et al, Nucl. Fusion **34** (1994) 75
- [HorHon88] Horton W, Hong B G and Tang W M, Phys. Fluids **31** (1988) 2971
- [Hou97] Houlberg W .A. et al, Phys. Plasmas **4** (1997) 3230
- [Ida02] Ida K. et al, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 015002
- [ImbArt05] F. Imbeaux, J. F. Artaud, J Kinsey, T. J. J. Tala, Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) B179–B194
- [ImbGar02] F. Imbeaux and X. Garbet, Plasma Phys. Control. Fusion **44** (2002) 1425–1447
- [ImbGir04] F. Imbeaux, G. Giruzzi, J.F. Artaud, X. Garbet et al., in Proceedings of the 20th IAEA Fusion Energy Conference (IAEA, Vilamoura, 2004), p. EX/P6-16

⁶ Les références indiquées en bleu sont celles dont je suis co-auteur

- [ImbGir06] F. Imbeaux, G. Giruzzi, P. Maget, J. L. Ségui et al, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 045004
- [ImbPey00] F. Imbeaux and Y. Peysson, Phys. Rev. Letters **84** (2000) 2873
- [ImbPey05] F. Imbeaux and Y. Peysson, Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) 2041–2065
- [ImbRyt01] F. Imbeaux, F. Rytter and X. Garbet, Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) 1503–1524
- [ITER99] ITER Physics Expert Groups, Nuclear Fusion **39** (1999) 2137, 2175
- [ITER00] The ITER 1D Modelling Working Group: D. Boucher et al, Nucl. Fusion **40** (2000) 1955
- [JacMan91] Jacchia A, Mantica P, De Luca F and Gorini G, Phys. Fluids B **3** (1991) 3033
- [Jof02] Joffrin E. et al, Plasma Phys. Control. Fusion **44** (2002) 1739
- [Jof06] E. Joffrin and JET-EFDA contributors, International Conference on Plasma Physics 2006 (Nice, France)
- [KadPog70] Kadomtsev B B and Pogutse O P, Reviews of Plasma Physics vol 5 ed M A Leontovitch (New York: Consultants Bureau), p. 249 (1970)
- [Kik90] Kikuchi M., Nucl. Fusion **30** (1990) 265
- [KinImb05] J.E. Kinsey, F. Imbeaux, G.M. Staebler, R. Budny et al, Nucl. Fusion **45** (2005) 450–458
- [KinSta02] Kinsey J.E., Staebler G.M. and Waltz R.E., Phys. Plasmas **9** (2002) 1676
- [KinSta05] Kinsey J.E., Staebler G.M. and Waltz R.E., Phys. Plasmas **12** (2005) 052503
- [Lit96] Litaudon X. et al, Plasma Phys. Control. Fusion **38** (1996) 1603
- [LitPey01] X. Litaudon, Y. Peysson, T. Aniel, G. Huysmans, F. Imbeaux et al, Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) 677–693
- [Lop95] Lopes Cardozo N J Plasma Phys. Control Fusion **37** (1995) 799
- [Lot20] A. J. Lotka, J. Am. Chem. Soc. **42** (1920) 1595
- [Luc04] T.C. Luce, M. R. Wade, J.R. Ferron, P.A. Politzer et al, Phys. Plasmas **11** (2004) 2627
- [MagHuy04] P. Maget, G. Huysmans, J.-F. Artaud, F. Imbeaux et al, Nucl. Fusion **44** (2004) 443–451
- [MagImb05] P. Maget, F. Imbeaux, G. Huysmans, F. Clairet et al, Nucl. Fusion **45** (2005) 69–80
- [MagImb06] P. Maget, F. Imbeaux, G. Giruzzi, V.S. Udintsev et al, Nucl. Fusion **46** (2006) 797–806
- [ManGor02] P. Mantica, G. Gorini, F. Imbeaux, J. Kinsey, Plasma Phys. Control. Fusion **44** (2002) 2185
- [ManVan06] P. Mantica, D. Van Eester, X. Garbet, F. Imbeaux, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 095002
- [MarMan06] A. Marinoni, P. Mantica, D. Van Eester, F. Imbeaux et al, Plasma Phys. Control. Fusion **48** (2006) 1469–1487
- [McdLab08] D.C. McDonald, L. Laborde, J. C. DeBoo, F. Rytter, Plasma Phys. Control. Fusion **50** (2008) 124013
- [MorNgu84] Moreau D and Nguyen T K, Report EUR-CEA-FC-1246 (1984)
- [Muk03] V. Mukhovatov et al, Nucl. Fusion **43** (2003) 942
- [NorWei90] H. Nordman, J. Weiland, A. Jarmen, Nucl. Fusion **30** (1990) 983
- [Pee02] Peeters A et al. Nucl. Fusion **42** (2002) 1376
- [PeeAng05] A. G. Peeters, C. Angioni, M. Apostoliceanu, F. Jenko, F. Rytter, and the ASDEX Upgrade team, Physics of Plasmas **12** (2005) 022505
- [Pet03] Petty C et al, Fus. Science tech. **43** (2003) 1
- [Pet04] Petty C et al, Phys. Plasmas **11** (2004) 2514
- [PeyImb99] Peysson Y and Imbeaux F, Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 3987

- [PeyTS00] Peysson Y and the Tore Supra team, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** (2000) B87
- [PeyTS01] Peysson Y and the Tore Supra team, *Nucl. Fusion* **41** (2001) 1703
- [RoaWal08] C.M. Roach, M. Walters, R.V. Budny, F. Imbeaux et al, *Nucl. Fusion* **48** (2008) 125001
- [RomBri90] Romanelli F and Briguglio S, *Phys. Fluids B* **2** (1990) 754
- [RytAng05] F. Ryter, C. Angioni, A. G. Peeters, F. Leuterer et al, *Phys. Rev. Letters* **95** (2005) 085001
- [StaKin05] G. M. Staebler, J. E. Kinsey and R. E. Waltz, *Phys. Plasmas* **12** (2005) 102508
- [StaKin07] G. M. Staebler, J. E. Kinsey and R. E. Waltz, *Phys. Plasmas* **14** (2007) 055909
- [Str95] Strait E.J. et al, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 4421
- [Str98] Strand P et al, *Nucl. Fusion* **38** (1998) 545
- [TalImb06] T. Tala, F. Imbeaux, V.V. Parail, C. Bourdelle et al, *Nucl. Fusion* **46** (2006) 548–561
- [TakOka91] Takase H, Okano K and Hatayama A, *Plasma Phys. Control. Fusion* **33** (1991) 749
- [TakUra06] T. Takizuka, H. Urano, H. Takenaga and N. Oyama, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** (2006) 799–806
- [Tay97] Taylor T.S., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **39** (1997) B47.
- [TubLop87] Tubbing B J D, Lopes Cardozo N J and Van der Wiel M J, *Nucl. Fusion* **27** (1987) 1843
- [Ush96] Ushigusa K, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** (1996) 1825
- [VanMar04] D. van Houtte, G. Martin, A. Bécoulet, J. Bucalossi et al, *Nucl. Fusion* **44** (2004) L11
- [Voi97] I. Voitsekhovitch et al., *Nucl. Fusion* **37** (1997)1715
- [Vol26] V. Volterra, *Mem. Acad. Lincei* **2** (1926) 31
- [Wag82] Wagner F. et al, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1408
- [WalSta97] R. E. Waltz, G. M. Staebler, W. Dorland, G. W. Hammett et al, *Phys. Plasmas* **4** (1997) 2482
- [WeiHol05] Weiland J. and Holod I. *Phys. Plasmas* **12** (2005) 012505
- [Wol99] R. Wolf et al, *PPCF* **41** (1999) B93