



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



FACULTÉ DES SCIENCES & TECHNIQUES
U.F.R. Sciences & Techniques STMP
Ecole Doctorale EMMA
Département de Formation Doctorale POEM

INSTITUT DE RECHERCHE
SUR LA FUSION PAR
CONFINEMENT MAGNÉTIQUE
Association Euratom-CEA



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ HENRI POINCARÉ, NANCY-I

Spécialité : **Physique des plasmas**

Présentée par : **Thomas Gerbaud**

Étude de la microturbulence par réflectométrie dans un plasma de fusion sur le tokamak Tore-Supra

Thèse dirigée par STÉPHANE HEURAUX et encadrée par FRÉDÉRIC CLAIRET

Soutenue à Nancy le 6 novembre 2008 devant le jury composé de :

Président	Sadrudin BENKADDA	Professeur, Marseille
Rapporteurs	Dominique GRÉSILLON Henri WEISEN	Professeur, École Polytechnique Chercheur, Lausanne
Examineurs	Frédéric CLAIRET Stéphane HEURAUX Xavier LITAUDON	Ingénieur Physicien Professeur, Nancy Ingénieur Physicien, CEA

Table des matières

Considérations inactuelles	v
Remerciements	ix
Résumés	xi
Introduction	1
1 La fusion thermonucléaire par confinement magnétique	3
1.1 Bilan énergétique simplifié d'un plasma de fusion	3
1.1.1 La réaction D-T	4
1.1.2 Équilibre énergétique d'un plasma de fusion	4
1.1.3 Vers l'ignition - Critère de Lawson	5
1.2 La configuration tokamak	5
1.3 Confinement & turbulence	8
2 Éléments de physique des plasmas de tokamak	11
2.1 Qu'est-ce qu'un plasma ?	11
2.2 Mouvement d'une particule-test	13
2.3 Transport	16
2.3.1 Transport classique	16
2.3.2 Transport néo-classique	18
2.3.3 Transport turbulent	19
2.3.4 Nécessité d'un modèle	19
2.4 Quelques mots sur la turbulence d'un plasma magnétisé	20
2.4.1 Un exemple : l'instabilité d'échange	20
2.4.2 Revue rapide des instabilités susceptibles de contribuer au transport turbulent	21
2.4.3 Les gradients, moteurs de la turbulence	22
2.5 Conclusion - cadre de la thèse	24
3 Diagnostics de caractérisation de la turbulence	27
3.1 Diagnostics usuels de mesure de n_e , T_e , T_i	27
3.1.1 Mesure de n_e	28
3.1.2 Mesure de T_e	29
3.1.3 Mesure de T_i	30
3.1.4 Conclusion	30
3.2 Aperçu de la mesure expérimentale de la turbulence	31
3.3 Intérêt de la réflectométrie à balayage	32

4	Profils de fluctuations de densité par réflectométrie	33
4.1	La réflectométrie	34
4.1.1	Réflectomètres installés sur Tore Supra	34
4.1.2	Le signal de réflectométrie	37
4.1.3	Propagation d'une onde dans un plasma magnétisé	39
4.1.4	Propagation en plasma turbulent	44
4.2	Méthode d'estimation des $\delta \mathbf{n}(\mathbf{r})$	52
4.2.1	Localisation des $\delta \mathbf{n}$ par rétrodiffusion de Bragg	52
4.2.2	Définition de la fonction de transfert	53
4.2.3	Traitement du signal : extraction des $\delta \phi$	53
4.2.4	Code de propagation <i>full-wave</i>	55
4.2.5	Calcul avec bouclage	57
4.2.6	Représentations radiale et spectrale - choix de l'outil mathématique	57
4.3	Description de la méthode d'extraction des $\delta \mathbf{n}(\mathbf{r})$	62
4.3.1	Convergence du bouclage	62
4.3.2	Sensibilité aux hypothèses sur la turbulence initiale	67
4.3.3	Conclusion	70
4.3.4	Calcul des profils de $\delta n(r)$	72
4.4	Résultats de la routine : spectres et profils	72
4.4.1	Précision des résultats	74
4.4.2	Sensibilité en nombre d'onde radial	76
4.4.3	Limitations des résultats	76
5	Résultats expérimentaux	79
5.1	Comparaisons avec un code de simulation numérique : <i>GYRO</i>	79
5.1.1	Répartition de l'énergie : $S_{\delta n}(k_r, r)$	80
5.1.2	Intensité de la turbulence : $\delta n(r)$	81
5.1.3	Conclusion	81
5.2	Comparaisons expérimentales	82
5.2.1	Validation expérimentale du calcul de $\mathcal{F}_t$	82
5.2.2	Comparaisons expérimentale des $\delta n(r)$	83
5.2.3	Comparaison des spectres locaux en $\mathbf{k}_r$ et $\mathbf{k}_\theta$.	87
5.3	Transition SOC-LOC	88
5.4	Analyse paramétrique en $\mathbf{L}_n$	91
6	Expérience de dépendance en collisionnalité sur Tore Supra	95
6.1	Principes de l'analyse adimensionnelle	95
6.1.1	Application au plasma - lois de confinement global	96
6.1.2	Application au plasma - expériences dédiées	97
6.1.3	Limitation des lois de confinement globales	97
6.2	Contexte de l'étude	97
6.2.1	Pourquoi étudier la collisionnalité ?	97
6.2.2	Résultats obtenus précédemment	98
6.3	Expérience menée sur Tore Supra	99
6.3.1	La méthode	99
6.3.2	Diagnostics utilisés	101
6.3.3	Simulations <i>CRONOS</i> associées	102
6.4	Analyse du confinement global	102

6.5	Analyse locale du confinement	106
6.5.1	Profils expérimentaux	106
6.5.2	Analyse des coefficients de diffusivité thermique	108
6.5.3	Mesures des fluctuations de densité	110
6.6	Simulations	114
6.6.1	Analyse de micro-stabilité linéaire	114
6.6.2	Analyse non-linéaire	116
6.7	Conclusions sur l'expérience de scaling en ν^*	118
Conclusion & Perspectives		121
A Lois de confinement globales		127
A.1	Paramètres adimensionnels retenus	127
A.1.1	Le facteur de sécurité, q	127
A.1.2	L'inverse du rapport d'aspect, ϵ	128
A.1.3	L'ellipticité du plasma, κ	128
A.1.4	Le rapport des pressions cinétiques et magnétiques, β	128
A.1.5	Le rayon de Larmor normalisé, ρ^*	128
A.1.6	La collisionnalité normalisée, ν^*	128
A.1.7	La masse moyenne des ions normalisée, M	129
A.1.8	Le rapport T_e/T_i	129
A.1.9	La charge effective Z_{eff}	129
A.1.10	Le nombre de Mach toroïdal	129
A.1.11	Conclusion	130
A.2	Paramètres adimensionnels retenus	130
B Diagnostics de mesure de la turbulence		133
B.1	Diagnostics de mesure de la turbulence	133
B.1.1	Sondage par faisceau d'ions lourds, (<i>Heavy ion probe beam</i>)	133
B.1.2	Spectroscopie par émission de faisceau, (<i>Beam emission spectroscopy</i>)	135
B.1.3	Sondes de Langmuir	137
B.1.4	Imagerie par injection de gaz, (<i>Gaz puff imaging</i>)	138
B.1.5	Diffusion cohérente, (<i>Far Infrared scattering</i>)	140
B.2	Mesure de la turbulence sur Tore Supra	141
B.2.1	Diffusion cohérente : ALTAIR	141
B.2.2	Réflectométrie à balayage	143
B.2.3	Réflectométrie Doppler	143
B.2.4	Réflectométrie à fréquences fixes	145

Considérations inactuelles

*« Ne rien savoir, ce n'est rien,
ne rien vouloir savoir non plus,
mais ne rien pouvoir savoir,
savoir ne rien pouvoir savoir,
voilà par où passe la paix
dans l'âme du chercheur incurieux. »*

Je remercie tout d'abord les membres de mon jury, **Sadruddin Benkadda**, **Dominique Grésillon**, **Henri Weisen** et **Xavier Litaudon**, qui ont eu la gentillesse et la patience d'évaluer ce travail. Leurs remarques et critiques m'ont aidé à prendre du recul sur la rédaction du manuscrit et les conclusions scientifiques de ma thèse. Ils m'ont ainsi permis d'obtenir mon diplôme, but avoué de ces trois années !

Michel Chatelier et la hiérarchie du Département de Recherche sur la Fusion Contrôlée – plus précisément **Alain Bécoulet**, en charge du Service Chauffage et Confinement du Plasma – m'ont permis de passer trois années très enrichissantes dans la forêt de Cadarache. J'ai longtemps hésité à embrasser une prometteuse carrière de sanglier ou de mouflon ; mon incapacité flagrante à être végétarien m'a finalement contraint à choisir thésard.

De manière générale, les personnes liées à ce travail savent que je leur dois beaucoup. Mes encadrants officiels, ainsi que mes encadrants *de facto* et ma hiérarchie directe – groupe GTTM, service SCCP – sont pour beaucoup (sinon plus) dans les études rapportées dans cette thèse. Le développement et l'exploitation des codes de traitement de données de réflectométrie n'ont de sens que s'ils sont accompagnés de l'expertise technique des composants micro-ondes du réflectomètre, ainsi que de l'expertise physique traitant de la propagation de l'onde, dans son acception la plus large : guides d'onde, vide, plasma. Je suis donc énormément redevable à l'équipe de réflectométrie du DRFC. De même, les études en dépendances adimensionnelles ont impliqué un grand nombre de personnes œuvrant dans des domaines aussi variés que le pilotage du tokamak, la maintenance et l'exploitation des diagnostics, les simulations et reconstructions numériques, et enfin l'analyse théorique. Les études présentées dans ces pages sont donc le fruit, souvent direct, de l'activité professionnelle d'une partie importante de l'équipe technique et scientifique de Tore Supra.

...

Découverte de manière hasardeuse en décembre 2004, au cours d’une recherche de stage de fin d’étude aussi courte qu’aléatoire, qui aurait pu penser que la soupe infernale qui sert d’ordinaire dans les tokamaks du monde entier allait m’occuper 42 mois ? Oui, 42, c’est un hasard, don’t panic.

Je soupçonne **Frédéric Clairet** d’avoir tout jovialement fomenté dès le début. Chaleureusement accueillis au sein de l’équipe micro-ondes du Bâtiment 508, où réflectos, radiomètre, café, gâteaux et actualités tentent de coexister pacifiquement, entourés de **Christine Bottereau** – sculpteuse à ses heures – **Don Diego Molina** – camarade de bureau mais apprenti-gourou africain d’Argentine – **Roland Sabot** – toujours en mouvement – **Jean-Claude Giacalone** – mi-provençal mi-italien mi-marin – et **Jean-Luc Ségui** – toujours serein –, mon fidèle papyrus et moi-même avons vite pris nos marques.

Loin de nos pays chauds, le Gardien des Lointaines Contrées Vosgiennes **Stéphane Heuraux** accepta la délicate tâche d’être mon directeur de thèse. Idée saugrenue s’il en est, diront mes proches ... Fred et Stéphane sont bien évidemment responsables *et* coupables (j’insiste) de l’embrigadement mental qui a été le mien au cours de ces années. On l’imagine peut-être mal – c’est qu’ils sont sympathiques ces bougres ! – mais ces gens-là sont capables de passer leurs journées à parler de coupures X hautes et basses, d’IQ, de mélanges, de résonances, d’effets non-linéaires et de guides d’ondes ! Effrayant. Maintenant que je m’en suis échappé et que mes talents démesurés me garantissent un Nobel (à en croire ma famille), je peux l’avouer : non, je n’ai jamais rien compris à ce que vous me racontiez, mais pour ne pas trop vous decevoir, j’ai toujours très consciencieusement fait attention à bien faire semblant. Finalement, ça a marché, puisque je suis maintenant officiellement titulaire d’un diplôme de Doctorat d’optoélectronique, dans le domaine de la chimie des matériaux.

M’inscrivant dans la lignée des thésards en réflectométrie, la tâche fut rude : succéder à **Laure Vermare**, alors en post-doc en Allemagne mais hantant tout de même les couloirs du 508, puis à **Antoine Sirinelli**, ce n’est pas de tout repos ! Antoine le sobre Tourangeau ne fit pas mentir l’hospitalité corse, légendaire et susceptible : plasmas, données TS, informatique, post-doc, accueil en Rosbeefie ... bien des choses auraient été impossibles sans lui ! Ajoutons que si je suis encore vivant à l’heure actuelle, c’est toujours à cause de lui et de **Mila Kojadinovic** : être SDF à Oxford en novembre conduit à l’alcoolisme aussi sûrement qu’un trop long célibat à Aix-en-Provence – pour qui ne mourrait pas de noyade avant, bien entendu. À Oxford, évidemment, puisqu’à Aix, les seules façons de se noyer sont de s’endormir dans son pastis à la terrasse de Mus ou d’aller provoquer l’équipe de water-polo locale lors de la tournée nocturne des fontaines. Ce qui est idiot, convenez-en. Même pour un rugbyman.

Autant que je me souvienne, la première année de thèse était pleine d’insouciance, de soleil, de réunions absconses et de ballades dans les calanques. En bon ingénieur en mécanique des fluides, je savais redimensionner le canal Rhin-Rhône, étudier les mascarets remontant la Seine et froncer les sourcils en cours de turbulence en disant « mmmhh, ça m’a l’air bien compliqué tout ça ... et on prend quoi comme formule alors ? ». Je parlais donc de zéro en physique des plasmas. La bonne nouvelle, c’était qu’en réflectométrie aussi je parlais de zéro. J’attaquais donc ma thèse de la meilleure des manières possibles : sans comprendre vraiment le sujet, sans savoir de quoi ça parlait précisément et, plus problématique, sans savoir ce qu’il fallait trouver ; ni comment, d’ailleurs. Mais en se demandant tout de même s’il n’était pas un peu illusoire et masochiste de chercher à apprivoiser la turbulence d’un plasma magnétisé, alors que la turbulence dans un

fluide classique, c'est déjà un joyeux bazar. Consacrée à apprivoiser le réflectomètre *dreflec*, la base de données de Tore Supra et les us et coutumes du petit monde de la fusion magnétique, le tout saupoudré d'un minimum de physique des plasmas, cette merveilleuse première année fut récompensée par un joli voyage à Williamsburg, Virginia, USA. Aucun intérêt pour qui ne sait pas apprécier à sa juste valeur le passé colonial américain.

Ne parlons pas trop de la seconde année : elle ne le mérite pas. Période sombre, faite de luttes quotidiennes contre des routines perverses griffonnées en Matlab, Fortran et C. À pester en vain contre les FFT, mais finalement sauvé par les ondelettes de **Morlet** et **Grossmann**, ainsi que par la lecture des articles de **Marie Farge**. Avec le recul, se noyer dans leurs vagues fut peut-être la seule bonne idée de cette thèse. Le voyage de fin d'année eut lieu cette fois-ci à Saint Petersburg. La réflectométrie est internationale, certes, mais il faisait froid – pratique pour la водка, moins pour les photos.

En fin de seconde année, la Physique parvint enfin à me rattraper et à m'extirper de la forteresse inexpugnable du traitement de données où je végété ... d'où je contemplais spectres et profils de turbulence. Les efforts incessants de **Xavier Garbet**, notre bon Maître des Questions, m'ont finalement convaincu de me lancer dans les rouages de l'analyse adimensionnelle des plasmas. ρ^* , β , ν^* : ces paramètres aux noms chevelus n'ont pas résisté à **Clarisse Bourdelle**, qui m'a très gentiment laissé croire que l'analyse que nous menions était la mienne ! Innombrables séances de travail, réunions, validations, interrogations, re-validations, rédactions, etc. Rite de passage déguisé, sous la surveillance constante du bouillonnant **Tuong Hoang**, voici le sens de ce scaling en ν^* . Qui soulève au final plus de questions qu'il n'apporte de réponses ...

La rédaction ?

*« C'est le commencement qui est le pire,
puis le milieu, puis la fin ;
à la fin, c'est la fin qui est le pire. »*

La bonne humeur de **Gloria Falchetto** et ses simulations trop stables, l'accent non-linéaire, gyrocinétique et italien d'**Alessandro Casati** furent appréciables et appréciés ... même en période de matchs volés, dans les pubs hollandaises d'Hersonissos, Crête (voyage de fin de 3^e année, à réessayer en pleine saison touristique pour plus de résultats). Enfin, la capacité d'adaptation d'**Alessandro Macor** m'a impressionné, mais moins que ses voitures. Dédicasse appuyée à « *CRONOS* m'a tuer », parfois appelé **Roland Bellessa**, compatriote de bureau, snow-boarder débutant et Marseillais malgré tout ! Qui a le moral, si si ! T'as vu, je ne me suis pas moqué de toi en disant qu'après un an de bons et loyaux sévices, tu avais finalement décidé d'aller bosser chez Areva ...

Délaisser un bon restaurant au profit d'un moins bon, sous prétexte qu'il est moins cher, est une aberration : la chose est entendue. Pourquoi en serait-il autrement s'il s'agit d'une cantine d'entreprise ? Dans la bande des thésards/post-docs (mais pas que !) de Cadarache (mais pas que !), personne n'a compris. Les exilés nancéens nous approuveront. Il convient donc d'ajouter **Eric Faudot**, **Nico Dubuis**, **Guillaume Darmet**, **Nico Arcis**, **Patrick Tamain**, **Eric Nardon**, **Thomas Parisot**, **Stéphane Devaux**, **Sophie Carpentier**, **Hassan Nehme**, **Chris-**

tine Nguyen, Nico Fedorczak, Martin Kočan, Ronan Daviot, Gwen Dunand, Daniel Villegas et Stan Pamela – plus ceux que j’ai piteusement oublié, malgré une relecture très stricte – à la longue liste des pétitionnaires réclamant la juste restauration de la loi martiale.

Certaines histoires aixoises et nocturnes mériteraient d’être retranscrites dans ces lignes. Malheureusement, je ne peux pas le dire, et c’est regrettable, ça nous aurait fait rire un peu ! Mais **Axel Torre, Manu Rougé**, le bretonnissant **Yoann Ladroit** et bien d’autres (j’ai pas la mémoire des noms) m’en voudront si je les raconte ici. **Gayou**, que certains appellent bizarrement **Guilhem Dif-Pradalier** et **Steve Jaeger**, camarades de jeu et néanmoins (très sûrement) futurs collègues, seraient eux aussi gênés. Quoique.

Concluons habilement ces *Considérations* en se mettant à la place de l’auteur : si j’avais eu des amis et les remerciements d’une thèse de physique à rédiger, je vois mal ce que j’aurais pu dire d’intelligent aux premiers dans la seconde ! Gageons que toute cette histoire nous amusera quand, après quelques légères errances, nous nous serons co-reconvertis en gérants d’une bergerie dans le Larzac, d’une vinasserie bio au pied du Ventou ou d’une maison d’édition spécialisée en réflexions profondes et censées. Parce qu’au train où vont les choses, les budgets, les projets internationaux et les stocks en énergies fossiles ...

« – *When will fusion be ready ?*
– « *Fusion will be ready when society needs it.* »
(Lev Artsimovitch, 1973)

« *Essayer encore.*
Rater encore.
Rater mieux. »

Remerciements

« *A force d'appeler ça ma vie
je vais finir par y croire.
C'est le principe de la publicité.* »¹

Je remercie ma mère, **Hélène Aguillon**, à qui je dois beaucoup.

Je remercie mon père, **Charles Gerbaud**, à qui je dois beaucoup.

Je remercie mon oncle, **François Aguillon**, sans qui tout ceci ne serait sans doute jamais arrivé.

Je remercie aussi le *Moscow Torus 5*, **T-1.1**, sans qui tout ceci serait sans doute quand même arrivé, mais peut-être plus tard. Ou différemment. Tout s'est peut-être même déjà passé différemment.

Je remercie enfin la jolie mère qui a eu la bonne idée d'accepter mon invitation au *Refuge* et qui – en plus! – a choisi de m'accompagner dans la lointaine Albion. Alors que, franchement, il y a bien d'autres façons d'apprendre le chinois.

¹Les citations non attribuées sont de Samuel Beckett, dans *Molloy*, *L'Innommable*, *Cap au pire* et à nouveau *Molloy*.

Résumé

La réflectométrie à balayage en fréquence en polarisation extraordinaire permet de mesurer des spectres locaux en nombre d'onde radiaux, $S[\delta n/n](k_r, r)$, et ainsi les profils radiaux de fluctuations de densité du plasma, sur le tokamak Tore Supra. La décomposition sur une base d'ondelettes – outil d'analyse position-fréquence – a permis de prendre en compte la forte variation radiale de la turbulence mesurée. Une attention particulière a été prêtée à la validation des spectres et profils turbulents mesurés, avec d'une part la confrontation avec des mesures expérimentales (réflectométries, sondes) et des simulations numériques.

Cette mesure des fluctuations de densité a été appliquée à l'analyse du transport local, par l'étude de l'impact de la collisionnalité normalisée, ν^* , sur le confinement du plasma. Ces analyses adimensionnelles permettent de comparer directement les plasmas réalisés dans les différents tokamaks. Une nette diminution du temps de confinement normalisé a été mise en évidence : $B\tau_E \sim \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$. Point d'innovation, les profils radiaux de fluctuation de densité mesurés ont montré une forte augmentation de la turbulence de bord ($r/a > 0.8$) liée à l'augmentation du ν^* – augmentation aussi observée à l'aide de la réflectométrie Doppler – fournissant donc une base physique expliquant la diminution de $B\tau_E$ avec ν^* . Les régions plus centrales n'ont pas présenté de variations nettes ($\delta n/n$, χ_{eff}). Des simulations du plasma de coeur (code de stabilité linéaire KineZero et code gyrocinétique non-linéaire *GYRO*) ont été menées, afin d'analyser le comportement expérimental du plasma.

MOTS CLÉS : réflectométrie, plasma, fusion, turbulence, spectres, fluctuations, densité, Tore Supra, tokamak, ondelettes

Study of fusion plasma microturbulence by reflectometry in Tore Supra tokamak

Fast-sweeping reflectometry in extraordinary mode allows direct measurement of radial wave-number local spectra $S(\delta n/n](k_r, r)$, and radial profiles of density fluctuations, on Tore Supra tokamak. Wavelet-based approach – a mathematical tool for position-frequency analysis – made possible to consider the strong radial variation of the measured turbulence. Special consideration was given to the validation of spectra and turbulent profiles measurements, by comparing with experimental measurements (reflectometries, probes) and numerical non-linear gyrokinetic simulations.

This density fluctuations measurement method has been used to analyse the local transport, by performing a dimensionless scaling on collisionnality, ν^* . The scaling experiments allow direct comparisons of plasmas from different tokamaks. A clear decrease of the normalized confinement time of the plasma energy with the normalized collisionnality was observed : $B\tau_E \sim \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$. These new measurements of density fluctuations profiles have shown an intense rise of the edge turbulence ($r/a > 0.8$) when increasing – also observed by Doppler reflectometry diagnostic – providing a physical explanation of the loss of confinement with the normalized collisionnality. More central regions did not present apparent variations ($\delta n/n$, χ_{eff}). Core plasma simulations (linear stability code KineZero and non-linear gyrokinetic *GYRO*) were performed, in order to analyse the experimental behaviour of the plasma.

KEYWORDS : reflectometry, plasma, fusion, turbulence, spectra, fluctuations, density, Tore Supra, tokamak, wavelets

Introduction

Sujet ardu, la turbulence est au centre des préoccupations des mécaniciens des fluides depuis plusieurs décennies. Faut-il dès lors s'étonner de la retrouver au cœur des problématiques rencontrées dans l'étude des plasmas de fusion par confinement magnétique ?

En effet, les phénomènes turbulents tiennent un rôle fondamental dans la physique de ces plasmas qu'on cherche à amener aux conditions d'ignition. Tant et si bien que le dimensionnement technique et la viabilité économique du futur réacteur industriel passe par la maîtrise de la turbulence. Parallèlement, au delà de ces problèmes énergétiques majeurs, l'étude de la turbulence des plasmas reste un des problèmes ouverts les plus complexes de la physique contemporaine.

Ce travail de thèse prend directement part à ce programme de recherche, en se concentrant plus précisément sur la caractérisation expérimentale de la turbulence. Les observations ont montré que, dans les tokamaks, le transport turbulent de la chaleur et des particules domine le transport collisionnel d'un à deux ordres de grandeur. Alors que les effets collisionnels sont bien décrits théoriquement, la grande variété des instabilités, leur multiplicité d'échelles (spatiales, temporelles) et la complexité de leurs développements non linéaires ne permettent pas d'élaborer des modèles capables actuellement d'évaluer précisément le transport turbulent, ni de prédire les performances des futures machines avec suffisamment de fiabilité. Disposer de mesures expérimentales précises est donc absolument fondamental dans cette tâche difficile qu'est la compréhension de la physique de la turbulence des plasmas. Pratiquement, ces mesures visant à caractériser la turbulence portent sur les fluctuations des paramètres plasmas principaux : densité, température et champ magnétique pour ne citer que ces trois là. Cette thèse est entièrement consacrée à la mesure des fluctuations de densité d'un plasma de fusion.

Compte tenu des conditions de température – bien au-delà de celles estimées au sein des étoiles – régnant au sein des plasmas confinés dans les enceintes à vide des tokamaks, les mesures visant à décrire et caractériser la turbulence reposent sur le sondage par ondes ou par faisceaux de particules. Ce travail s'appuie sur le réflectomètre à balayage en fréquence, outil de mesure basé sur le principe du radar en ondes millimétriques, permettant de sonder ces plasmas avec à la fois une bonne localisation et une bonne précision. Ces caractéristiques ainsi obtenues grâce à de nombreux progrès technologiques, et associées à un travail théorique dans le domaine des interactions entre ondes et plasma, font des diagnostics de réflectométrie des outils précieux dans l'étude de la turbulence, et ce d'autant plus que leur versatilité leur permet de réaliser la mesure d'un même paramètre de différentes façons.

Cette thèse a été consacrée à l'étude expérimentale du transport turbulent par la mesure des fluctuations de densité, à partir d'un diagnostic de réflectométrie à balayage en fréquence en opération sur le tokamak Tore Supra. Le travail effectué s'est d'abord consacré à l'amélioration d'une technique existante dont le domaine d'application était limité par les hypothèses utilisées ; par la suite, de multiples validations expérimentales ont ouvert le champ à l'application de la

mesure des fluctuations de densité à trois expériences de physique. Cette technique de mesure spectrale en nombre d'onde des fluctuations de densité a ensuite été appliquée à l'étude des dépendances adimensionnelles de la turbulence du plasma.

Le plan développé sera le suivant : après une introduction générale sur la fusion thermonucléaire par confinement magnétique (Chapitre 1), nous dresserons un tableau synthétique de la physique de la turbulence qui se développe dans les plasmas de tokamaks (Chapitre 2), avec la volonté de jeter les bases du contexte théorique qui sous-tend la problématique de cette thèse. Le Chapitre 3 est consacré à une présentation des diagnostics utilisés lors des expériences de caractérisation de la turbulence ; complété par l'Annexe B, il nous permettra de placer la réflectométrie à balayage en fréquence par rapport à l'offre existante en terme de diagnostics de mesure de la turbulence installés sur les différents tokamaks à travers le monde. Le cœur de cette thèse est la mise au point d'une méthode de mesure des fluctuations de densité par réflectométrie à balayage : elle est exposée théoriquement et numériquement au Chapitre 4, puis validée au Chapitre 5, expérimentalement par des mesures obtenues avec d'autres diagnostics de mesure de la turbulence, et numériquement par une comparaison avec un code de simulation non-linéaire de la turbulence, initialisée avec les paramètres plasmas mesurés expérimentalement sur Tore Supra.

Si l'approche adimensionnelle est commune en hydrodynamique, son utilisation régulière en physique des plasmas de fusion est relativement récente. Dans le cadre de cette thèse, nous avons réalisé et analysé une expérience de dépendance en collisionnalité normalisée (paramètre ν^*) des plasmas du tokamak Tore Supra (Chapitre 6) ; au delà des résultats physiques obtenus sur la variation du confinement de l'énergie du plasma, cette expérience a permis d'utiliser notre technique de mesure dans le but de préciser le comportement de la turbulence avec la variation de la collisionnalité.

1

La fusion thermonucléaire par confinement magnétique

L'étude des plasmas obtenus dans les tokamaks actuels a pour but de prédire le comportement d'un plasma placé dans les conditions d'ignition, afin d'obtenir un chauffage du cœur par les réactions de fusion thermonucléaires. L'objectif de la fusion par confinement magnétique est d'entretenir ces réactions de fusion et d'utiliser l'énergie ainsi libérée. Ce chapitre détaille les conditions requises pour que les réactions de fusion thermonucléaire se produisent. On décrira par la suite le confinement magnétique créé dans les tokamaks.

Cicéron le notait déjà : l'argent est le nerf de la guerre. L'effort de recherche en physique des plasmas de fusion n'a pas la Science pour unique but : à moyen terme, ces recherches visent à la construction et l'exploitation d'un réacteur industriel. En dehors des considérations écologiques (activation des éléments de paroi, présence de Béryllium ...), les coûts estimés pour la production d'énergie électrique à partir d'un réacteur à fusion sont proches de ceux des autres sources d'énergie. Si on tient compte de la forte disponibilité des ressources en matières premières, il est tout à fait envisageable de considérer la fusion par confinement magnétique comme une alternative sérieuse à l'exploitation énergétique des ressources fossiles.

Sur la question des coûts énergétiques, on pourra consulter le site web externe du CEA/IRFM : <http://www-fusion-magnetique.cea.fr>

1.1 Bilan énergétique simplifié d'un plasma de fusion

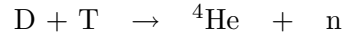
La réaction de fusion nucléaire consiste à faire réagir deux éléments légers afin d'obtenir un élément plus lourd. La différence de masse entre les réactifs initiaux et le produit de la réaction (δm) entraîne une libération d'énergie, selon la relation d'Einstein $\delta E = \delta mc^2$. Le bilan énergétique présenté dans cette section est en partie inspiré de l'exposé du Wesson [Wesson 97], ainsi que du récent ouvrage de Freidberg [Freidberg 07].

CHAPITRE 1. LA FUSION THERMONUCLÉAIRE PAR CONFINEMENT MAGNÉTIQUE

1.1.1 La réaction D-T

Contrairement aux réactions de fission, où un atome à fort Z , *lourd*, est bombardé par un neutron lent (0.025 eV, correspondant à une température ambiante), les réactions de fusion sont le fait d'éléments légers dont les noyaux fusionnent. L'obstacle fondamental à ces réactions est la répulsion coulombienne des noyaux, qui est vaincue si on communique suffisamment d'énergie aux noyaux : c'est cette stratégie qui a été choisie pour amorcer les réactions de fusion dans les dispositifs à confinement magnétique.

Différentes réactions sont possibles, mettant en jeu les isotopes de l'hydrogène et de l'hélium. La réaction de fusion la plus aisée à obtenir est la réaction ${}^2\text{H}-{}^3\text{H}$, appelée aussi D-T :



Une partie de l'énergie provenant du déficit de masse (17,6 MeV, $\mathcal{E}$) se répartit dans le noyau ${}^4\text{He}$ résultant (3,5 MeV, $\mathcal{E}_\alpha$), aussi appelé *particule α* , et dans le neutron (14,1 MeV). Leurs interactions avec le plasma ne sont pas encore clarifiées car les conditions effectives d'amorçage de la réaction de fusion D-T n'ont été atteintes que très rarement. On s'attend cependant à ce que la particule α contribue au chauffage du plasma, par thermalisation avec les électrons environnants. A l'inverse, le neutron très énergétique ne contribuera pas au chauffage et, n'étant pas sensible au confinement magnétique, il s'échappera.

1.1.2 Équilibre énergétique d'un plasma de fusion

Suivant l'analyse classique, établissons la relation d'équilibre énergétique générale pour un plasma de fusion. Dans une situation où les conditions plasmas sont stables (*steady-state*, ou état quasi-stationnaire), les pertes sont compensées par la puissance de chauffage injectée $\mathcal{P}_{tot}$, soit :

$$\mathcal{P}_L = \mathcal{P}_{tot} = \mathcal{P}_H + \mathcal{P}_\alpha \quad (1.1)$$

où la puissance de chauffage totale (ohmique + additionnelle, $\mathcal{P}_H$) ajoutée à la puissance de chauffage collisionnelle des α ($\mathcal{P}_\alpha$) égalent les pertes du plasma ($\mathcal{P}_L$). L'expression précise de $\mathcal{P}_\alpha$ n'est pas importante ici, nous nous contenterons de ses dépendances en densité n , température T et en volume V : $\mathcal{P}_\alpha = a(T)n^2V$. On exprime les pertes en partant d'une situation qui correspond aux plasmas des tokamaks actuels, c'est-à-dire sans chauffage par les α où, en régime quasi-stationnaire, les pertes sont compensées par l'injection de puissance additionnelle $\mathcal{P}_{H,exp}$. On introduit ainsi le temps de confinement de l'énergie τ_E , défini expérimentalement par :

$$\tau_E = \frac{\mathcal{W}}{\mathcal{P}_{H,exp}} \quad \mathcal{W} = \int 3nT dV \quad (1.2)$$

où $\mathcal{W}$ est l'énergie stockée dans le plasma ; exprimée en grandeurs moyennées sur le volume plasma, elle vaut $\mathcal{W} = 3\overline{nT}V$. De fait la relation d'équilibre énergétique Eq. (1.1) s'exprime ainsi :

$$\frac{3\overline{nT}V}{\tau_E} = \mathcal{P}_H + a(T)\overline{n^2}V \quad (1.3)$$

1.1.3 Vers l'ignition - Critère de Lawson

Quand un plasma approche des conditions de fusion, la part du chauffage par les α augmente dans le bilan énergétique (Eq. (1.3)) et l'injection de puissance additionnelle assurant le maintien d'un état stable du plasma se réduit. Quand les conditions sont telles que les pertes sont couvertes par le chauffage par les alphas, on atteint le *point d'ignition*. Ce qui se traduit par $\mathcal{P}_H \leq 0$; le cas négatif correspond à la possibilité d'une extraction de puissance du plasma, dans le cadre d'un réacteur industriel par exemple. On le voit, ce critère d'ignition impose une condition sur le produit $n\tau_E$:

$$n\tau_E \geq \frac{3T}{a(T)} \quad (1.4)$$

Le membre de droite de l'inégalité est fonction de la température seule, et il présente un minimum aux alentours de 30 keV. Prenant en compte la dépendance en température du temps de confinement τ_E , ainsi que des variations radiales (paraboliques) pour la densité et la température, on obtient le critère, dit de Lawson, sur le *produit fusion* $nT\tau_E$:

$$nT\tau_E \geq 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s} \quad (1.5)$$

Dans cette relation les valeurs de la densité et de la température sont prises au centre du plasma. Pour un plasma typique d'ITER, on s'attend à des températures et densités centrales de l'ordre de 20 keV et 10^{20} m^{-3} , pour des temps de confinement de l'énergie de quelques secondes (entre 4.4 et 6.8 s [Group 99]). Ces valeurs sont déduites d'une analyse de données expérimentales incluant le transport turbulent.

Pour quantifier la proximité aux conditions de fusion, on définit le paramètre Q , rapport de la puissance fusion totale $\mathcal{P}$ sur la puissance additionnelle injectée $\mathcal{P}_H$:

$$Q = \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}_H} = \frac{5\mathcal{P}_\alpha}{\mathcal{P}_H} \quad (1.6)$$

puisque la puissance fusion $\mathcal{P}$ est approximativement 5 fois la puissance portée par les α , $\mathcal{P}_\alpha$. Les conditions d'ignitions sont obtenues pour $Q \rightarrow \infty$. Atteindre $Q = 10$ est un des buts scientifiques d'ITER.

1.2 La configuration tokamak

La réalisation d'un dispositif technique permettant d'obtenir des plasmas satisfaisant le critère de Lawson (Eq. (1.5)) tient de la gageure technologique. La configuration tokamak est aujourd'hui pressentie comme étant le dispositif technique le plus à même d'atteindre l'ignition et est, de fait, le candidat sérieux pour la réalisation d'un réacteur industriel. Les raisons techniques, scientifiques et historiques de ce choix, ainsi qu'une revue des autres configurations existantes, sont traitées en détail dans les ouvrages de Braams & Stott [Braams 02] et de Freidberg [Freidberg 07]. Formé à partir des mots russes *тороидальная камера* signifiant *chambre toroïdale* et *магнитными катушками* pour *bobines magnétiques*, le tokamak présente une configuration magnétique fermée aux lignes de champ enroulées autour de l'axe toroïdal.

Le confinement des particules est obtenu par la superposition de deux champs magnétiques :

CHAPITRE 1. LA FUSION THERMONUCLÉAIRE PAR CONFINEMENT MAGNÉTIQUE

champ toroïdal créé par des bobines disposées autour de la chambre à vide du tokamak, Fig. 1.1. Ces bobines sont appelées bobines toroïdales par référence au champ qu'elles génèrent. Son intensité est en général de quelques teslas.

champ poloïdal induit par un courant circulant dans le plasma, Fig. 1.2. Le fonctionnement d'un tokamak implique la génération d'un courant important (de l'ordre du MA) pour induire le champ poloïdal. Le champ poloïdal représente en général une fraction de l'ordre d'un dixième du champ total.

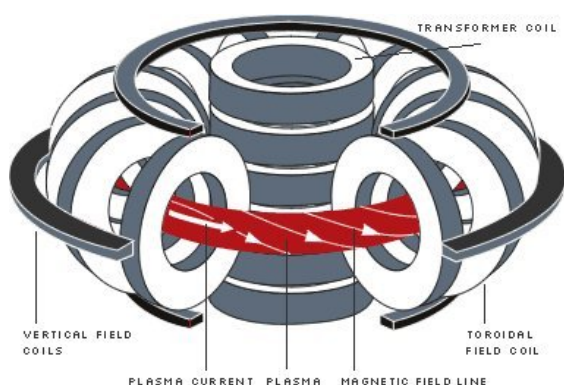


Fig. 1.1 – Schéma de principe de la configuration tokamak : bobines toroïdales et poloïdales, solénoïde central.

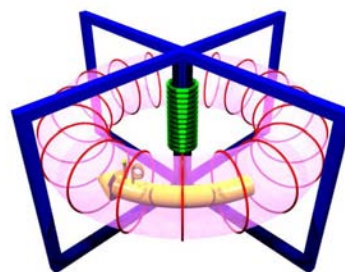


Fig. 1.2 – Champ poloïdal (en rouge) induit par un courant I_p circulant dans le plasma (en jaune). Le bobinage du circuit primaire est représenté en vert tandis que le circuit magnétique est en bleu.

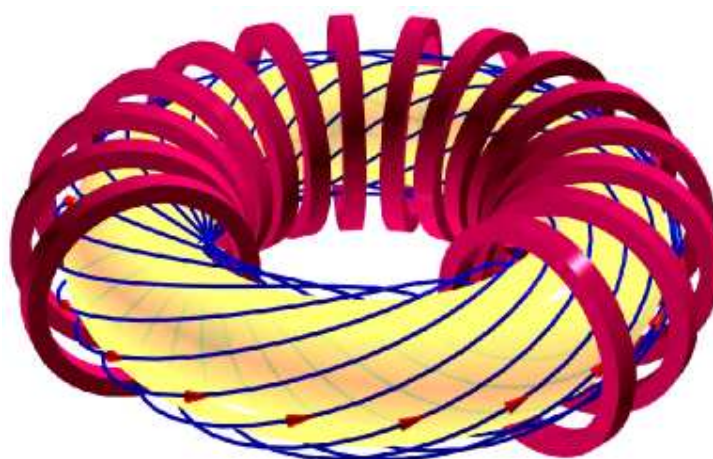


Fig. 1.3 – Champ magnétique total. Les lignes de champ (bleues) sont hélicoïdales.

La Fig. 1.3 représente la somme de ces deux composantes et montre l'enroulement hélicoïdal des lignes de champ magnétique. Le champ magnétique total est composé du champ dans le

1.2. LA CONFIGURATION TOKAMAK

vide, du champ poloïdal (créant l'enroulement des lignes de champ afin de prendre en compte la dérive verticale des particules, détaillée en partie 2.2), des contributions paramagnétiques et diamagnétiques, et enfin des effets de l'ondulation toroïdale du champ (*ripple*) causée par le nombre fini des bobines magnétiques.

L'équilibre magnétique d'un plasma de tokamak est complexe. Les mouvements du plasma ont une action sur le champ magnétique créant le confinement, par l'intermédiaire des courants qu'ils sont susceptibles de générer, et ces variations jouent elles-mêmes sur la dynamique du plasma par la force de Lorentz. L'étude de ces phénomènes se fait dans le cadre de la magnétohydrodynamique (MHD), en assimilant le plasma à un fluide conducteur caractérisé par une densité de masse, une pression, une vitesse et une densité de courant. La résolution des équations de la MHD permet d'établir la configuration d'équilibre du plasma et du champ magnétique. On démontre ainsi l'existence de surfaces magnétiques fermées et emboîtées. Celles-ci peuvent avoir des formes complexes : leur section poloïdale n'est pas nécessairement circulaire et, du fait de l'existence d'une dérive du plasma vers l'extérieur du tore (décentrage de Shafranov), elles ne sont jamais concentriques.

L'enroulement des lignes de champ magnétique autour de l'axe secondaire du tore est caractérisé par le facteur de sécurité q , défini par le nombre de tour toroïdaux nécessaires pour réaliser un tour poloïdal. Le facteur de sécurité varie typiquement de 1 au centre du plasma (c'est-à-dire au centre du tore), à quelques unités au bord. Les valeurs rationnelles du facteur de sécurité, $q = m/n$ avec m et n entiers, correspondent à la situation où les lignes de champ se referment sur elles-mêmes après m tours toroïdaux et n tours poloïdaux ; ces valeurs rationnelles jouent un rôle très important dans l'équilibre du plasma, ainsi que dans l'apparition d'instabilités MHD.

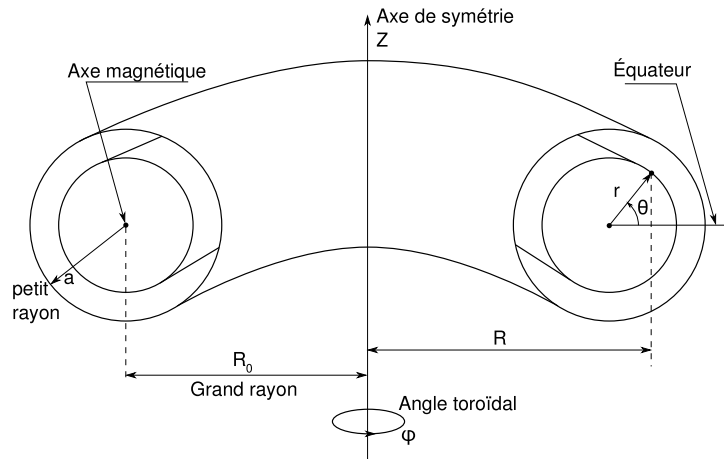


Fig. 1.4 – Systèmes de coordonnées utilisés dans un tokamak. Chaque point est décrit par deux triplets (r, θ, φ) ou (R, φ, Z) .

En se basant sur l'équilibre magnétique, on définit deux directions particulières : la direction parallèle aux lignes de champ, notée $\parallel$, et la direction perpendiculaire aux lignes de champ, notée $\perp$. La Fig. 1.4 présente les deux systèmes de coordonnées couramment utilisés pour décrire les plasmas de tokamaks. Dans le système cylindrique, lié à la géométrie de la machine, la coordonnée d'altitude Z est repérée sur l'axe vertical de symétrie de la machine ou grand axe du tore, la

CHAPITRE 1. LA FUSION THERMONUCLÉAIRE PAR CONFINEMENT MAGNÉTIQUE

position dans le plan horizontal est définie par la distance R au grand axe et l'angle toroïdal φ autour de ce même axe. Le deuxième système de coordonnées est le système torique plus adapté à la forme du plasma ; dans le plan poloïdal défini par la section orthogonale à l'axe magnétique, la distance à l'axe magnétique du tokamak est repérée par r , l'angle avec le plan équatorial θ . La troisième coordonnée est l'angle toroïdal φ . Dans la suite du manuscrit, seul le premier système sera utilisé, et R représentera le grand rayon du tokamak, noté R_0 sur la Fig. 1.4.

Notons que le diagnostic de réflectométrie étudié (cf partie 4) est peu affecté par le ripple, car il a pour position poloïdale $\theta \lesssim 1^\circ$.

Les principales caractéristiques de trois tokamaks - Tore Supra, JET (*Joint European Torus*, plus grand tokamak actuel) et ITER - sont reportées dans le tableau suivant :

	Tore Supra	JET	ITER
Grand rayon (R)	2.4 m	3.0 m	6.2 m
Petit rayon (a)	0.72 m	1.25 m	2.0 m
Champ B (centre plasma)	4.0 T	3.5 T	5.3 T
Courant plasma (I_p)	2.0 MA	3.0 MA	15 MA
Puissance couplée	10 MW	23 MW	70 MW
Durée plasma	600 s	30 s	1000 s
Temps de confinement (τ_E)	≈ 0.2 s	≈ 1 s	≈ 7 s
Q	0	$\lesssim 1$	> 10

1.3 Confinement & turbulence

Le confinement de l'énergie stockée dans le plasma doit permettre d'atteindre les conditions physiques autorisant les réactions de fusion. La mesure du temps de confinement de l'énergie (Eq. (1.2)) permet de caractériser simplement le confinement des plasmas. Les progrès vers une maximisation du produit $nT\tau_E$ et de τ_E sont constants (cf Fig. 1.5 et Fig. 1.6).

La question qui se pose est la suivante : comment augmenter le produit fusion $nT\tau_E$ pour satisfaire au critère de Lawson (Eq. (1.5)) ? Pour donner une idée de la réponse à cette question, partons de la loi de confinement (ITER98(y,2)-H) utilisée pour dimensionner ITER [Kaye 97] ; de nombreux détails sur cette loi sont présentés en Annexe A. Sa formulation en grandeurs de type « ingénieurs » est :

$$\tau_E \sim I_p^{0.93} B^{0.15} P_{tot}^{-0.69} n^{0.41} M^{0.19} R^{1.97} \epsilon^{0.58} \kappa^{0.78} \text{ (ITER98(y,2)-H)} \quad (1.7)$$

Le temps de confinement peut être augmenté en tirant parti d'un effet d'échelle très net ($\tau_E \sim R^{1.97}$), mais aussi par des progrès technologiques portant sur l'intensité du champ magnétique ($\tau_E \sim B^{0.15}$) et sur la capacité à générer un fort courant plasma ($\tau_E \sim I_p^{0.93}$), associés à un contrôle fin de la géométrie du plasma (traduite par l'inverse du rapport d'aspect ϵ et l'ellipticité κ). Techniquement parlant, il n'est toutefois pas envisageable de bénéficier de l'effet d'échelle pour les machines qui suivront ITER. De même, on ne pourra pas compter sur le courant plasma ou la densité pour accroître τ_E indéfiniment – puisque $\tau_E \sim I_p^{0.93} n^{0.41}$ – sans se heurter au déclenchement d'instabilités MHD perturbant fortement l'équilibre magnétique du plasma pour I_p , ainsi qu'à la densité de Greenwald, limite haute liée à un phénomène de radiation par les impuretés du plasma de bord.

1.3. CONFINEMENT & TURBULENCE

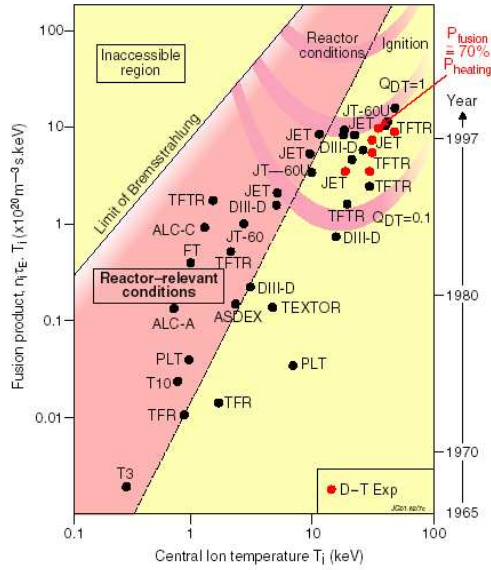


Fig. 1.5 – Amélioration constante du produit fusion ($nT\tau_E$, en unités $\text{m}^{-3} \text{keV s}$), fonction de la température ionique centrale (T_i), vers l'ignition.

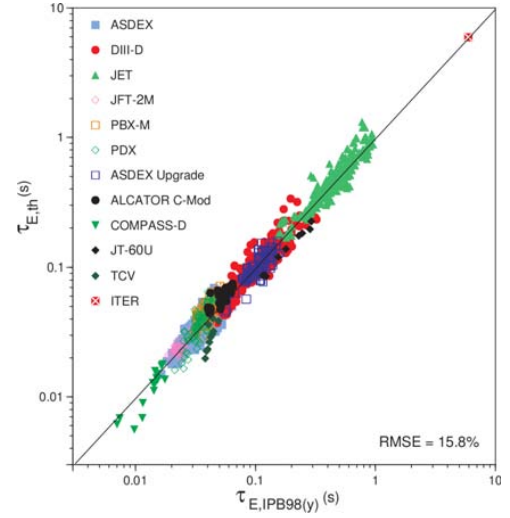


Fig. 1.6 – Évolution du temps de confinement expérimental. Un facteur 6 sépare la valeur attendue pour ITER des valeurs maximales accessibles actuellement.

Maximiser le produit $nT\tau_E$ passe aussi par une augmentation de la température. Cette augmentation, ainsi que la compensation des pertes énergétiques du plasma, nécessite une puissance de chauffage P_{tot} . Si la génération d'un courant inductif provoque un chauffage ohmique du plasma, son efficacité diminue avec l'augmentation de la température puisque la résistivité du plasma est proportionnelle à $T_e^{-3/2}$: d'autres moyens de chauffage sont donc nécessaires pour obtenir des conditions plasmas satisfaisant au critère de Lawson (Eq. (1.5)). Or, si le temps de confinement est sensible à la puissance additionnelle couplée, la dépendance n'est pas favorable au chauffage puisque $\tau_E \sim P_{tot}^{-0.69}$.

Ce problème est loin d'être anecdotique. Par construction même, $P_{tot}\tau_E \sim nT$ si on ne tient pas compte du volume plasma, ce qui conduit très schématiquement à $nT\tau_E \sim P_{tot}\tau_E^2$: le produit fusion se dégrade donc avec la puissance de chauffage... Comme on le pressent aisément, l'effet d'échelle observé sur le confinement est un effet d'aubaine, et ne peut être considéré comme une solution pérenne visant à atteindre l'ignition. La résolution du problème de la fusion nucléaire passe donc nécessairement par la compréhension des lois physiques à l'œuvre dans les plasmas. La majeure partie des pertes énergétiques d'un plasma de tokamak se fait par diffusion thermique ; de plus, on le verra au Chapitre 2, la turbulence joue un rôle primordial dans ce transport thermique (et particulaire).

De fait, il est primordial de ne pas se limiter à une approche technique ou technologique de la fusion par confinement. Comprendre la physique en jeu, donc la turbulence plasma et les mécanismes du transport turbulent, est une condition *sine qua none* de la réussite de cette entreprise.

2

Éléments de physique des plasmas de tokamak

Les plasmas de tokamaks sont des systèmes physiques intrinsèquement en déséquilibre thermodynamique. On y observe de forts gradients de température et de densité dans la direction radiale, de l'ordre de 1 GkeV/m et $10^{21-22} \text{ m}^{-3}/\text{m}$; ces gradients de densité sont toutefois bien plus faibles que ceux rencontrés en fusion inertielle $10^{34-36} \text{ m}^{-3}/\text{m}$. Sous l'effet du confinement magnétique, ces gradients sont plus ou moins constants quand le tokamak a atteint son point de fonctionnement. La température varie de quelques centaines de kelvins au niveau des parois à quelques millions de kelvins au centre de la boîte magnétique, où ont lieu les réactions de fusion thermonucléaires. La densité passe de quelques 10^{19} m^{-3} au centre à des densités de l'ordre de 10^{16} m^{-3} au bord.

Cet écart à l'équilibre est le principal moteur de la turbulence, qui se manifeste sous la forme de fluctuations locales et temporelles de la densité, de la température, du potentiel électrique etc ... Décrire le transport uniquement par les collisions ne suffit pas à expliquer les propriétés de transport de la chaleur et des particules. Seule la turbulence associée à de tels gradients permet d'établir des modèles qui se rapproche des coefficients de transport mesurés. Il est donc nécessaire d'avoir des instruments permettant de quantifier les fluctuations dans le plasma de tokamak. Ce constat est à l'origine de ce travail de thèse.

Avant d'aller plus loin, il est nécessaire de poser quelques jalons en rappelant des notions de base de physique des plasmas.

2.1 Qu'est-ce qu'un plasma ?

Un plasma est un gaz partiellement ou complètement ionisé, dont le comportement est dominé par des effets collectifs à longue portée. Les plasmas de fusion sont généralement totalement ionisés, et sont donc une assemblée d'ions (masse m_i , charge q_i) et d'électrons (masse m_e , charge q_e). Indifféremment de l'espèce, on fera référence à la particule s (masse m_s , charge q_s). La densité de particules n_s correspond au nombre de particules de l'espèce ' s ' par mètre-cube : elle est donc exprimée en m^{-3} .

CHAPITRE 2. ÉLÉMENTS DE PHYSIQUE DES PLASMAS DE TOKAMAK

Même si l'équilibre thermodynamique global n'est jamais atteint dans les plasmas de tokamaks, on peut toutefois supposer que l'équilibre est atteint localement. Ce qui permet de définir la température T_s . L'usage est d'exprimer l'énergie en eV, via la constante de Boltzmann et la charge de l'électron :

$$T_{[K]} = \frac{e}{k_b} T_{[eV]} \quad (2.1)$$

Les températures seront généralement exprimées en eV. De cette manière on définit la vitesse thermique $v_T = (2T_s/m_s)^{1/2}$. Remarquons que $v_{Te} \sim (m_i/m_e)^{1/2} v_{Ti}$, soit $v_{Te} \gg v_{Ti}$.

Un plasma est généralement un excellent conducteur. Sa conductivité électrique peut être équivalente à celle du cuivre (plasma d'hydrogène à 1 keV) et elle augmente à mesure qu'on approche des conditions typiques d'un plasma de fusion. Puisque la mobilité des électrons est très grande, l'écrantage des champs électriques statiques et dynamiques est très efficace et va conduire à la quasi-neutralité du plasma, d'où $n_e \approx n_i$. Physiquement, cela se traduit par les conditions suivantes :

- **Écrantage des champs statiques** si la taille du plasma L est grande devant la longueur de Debye, λ_D , échelle caractéristique de séparation des charges défini par $\lambda_D = (\epsilon_0 T_e^2 / e^2 n_e)^{1/2} \ll L$. La longueur de Debye est la distance maximale sur laquelle il est possible d'effectuer une séparation des charges positives et négatives à partir de l'énergie interne disponible ($\sim nT$).
- **Écrantage des champs dynamiques** de pulsation inférieure à la pulsation plasma électronique ω_{pe} , défini par $\omega \ll \omega_{pe} = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$. Les champs électriques statiques et dynamiques dont la fréquence est petite devant la fréquence plasma ($= \omega_{pe}/2\pi$) ne peuvent pas pénétrer le plasma. Physiquement, une oscillation à la pulsation plasma électronique (resp. ionique) est la réponse électrostatique des électrons (resp. ions) à une faible perturbation de densité.
- **Effets collectifs dominants devant les effets des collisions** si le nombre de particules dans la sphère de Debye est grand, soit $\Lambda = 4/3\pi n_e \lambda_D^3 \gg 1$. On appelle Λ le paramètre plasma.

Si le plasma est de plus totalement ionisé et que les longueurs de corrélation des phénomènes physiques présents sont grandes devant la longueur de Debye, on parle de plasma idéal, ou cinétique.

Les champs magnétiques statiques ou dynamiques diffusent dans le plasma. Ces phénomènes ont des conséquences primordiales dans l'étude des plasmas de fusion magnétique et sont traités par la magnéto-hydrodynamique (MHD). La présence de champs magnétiques introduit une anisotropie, et, de fait, une complexité supplémentaire ; comme la topologie du champ magnétique doit satisfaire aux contraintes physiques, ce champ $\mathbf{B}$ est par nature inhomogène, ce qui accroît encore la difficulté. La structure du champ magnétique développé dans un tokamak a été décrite au 1.2.

2.2 Mouvement d'une particule-test

Il est important d'établir dans un premier temps le mouvement d'une particule dans le champ électromagnétique d'un tokamak, afin de mettre en évidence quelques concepts fondamentaux dans l'étude d'un plasma de fusion magnétique : centre-guide, mouvements parallèles et perpendiculaires, vitesses de dérives

Cette section s'attache à décrire le mouvement d'une particule-test se déplaçant sous l'effet des champs $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ environnants, sans toutefois agir sur ces derniers. L'équation générale du mouvement d'une particule chargée se découple en deux termes, l'un perpendiculaire ($\perp$) et l'autre parallèle ($\parallel$) au champ $\mathbf{B}$, selon la distinction faite au 1.2 :

$$\mathbf{B} = B(\mathbf{r}, t) \mathbf{b} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) + E_\parallel(\mathbf{r}, t) \mathbf{b} \quad (2.3)$$

On suppose d'une part que les longueurs de gradient spatiales sont grandes devant le rayon de giration des particules (soit $E/\nabla_r E$, $B/\nabla_r B \gg r_L$, où r_L est le rayon de Larmor de la particule, défini dans les lignes suivantes) et d'autre part que les variations temporelles des champs $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ sont lentes devant la fréquence de giration, dont la pulsation est $\omega_{c,s} = qB/m_s$, appelé selon 's' pulsation cyclotronique électronique ou ionique. Il est dès lors possible de décomposer le mouvement d'une particule chargée selon son mouvement de giration autour de son centre-guide, et son mouvement perpendiculaire et parallèle au champ $\mathbf{B}$ (cf Fig. 2.1 et Fig. 2.2) :

$$\mathbf{v}(t) = \underbrace{\mathbf{v}_{gyro}}_{\text{mouvement de gyration}} + \underbrace{\mathbf{v}_{cg}}_{\text{mouvement du centre-guide}} + \underbrace{v_\parallel \mathbf{b}}_{\text{mouvement parallèle}} \quad (2.4)$$

Cette décomposition se retrouve sur le vecteur position $\mathbf{r}$:

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_{gyro} + \mathbf{r}_{cg} + l \mathbf{b} \quad (2.5)$$

Le mouvement de giration autour du centre-guide est une rotation de vitesse $\mathbf{v}_\perp$ et de pulsation $\omega_c = qB/m_s$, résultant de l'application de la force de Laplace ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) créée par un champ $\mathbf{B}$ statique. Il fait intervenir le moment magnétique μ , défini comme le flux du courant I sur une surface S d'aire A , qui est un invariant du mouvement :

$$\mu \triangleq \oint_A I dS = \frac{m_s \mathbf{v}_\perp^2}{2B} \quad (2.6)$$

Cette rotation autour du centre-guide se fait à une distance $r_L = v_\perp/\omega_c$ définie comme étant le rayon de Larmor de la particule. Pour un vitesse perpendiculaire de l'ordre de la vitesse thermique, on obtient :

$$r_L = \frac{(2T_s m_s)^{1/2}}{q_s B} \quad (2.7)$$

Les ordres de grandeurs pour un plasma typique des grands tokamaks actuels avec $T = 5$ keV et $B = 4$ T sont les suivants :

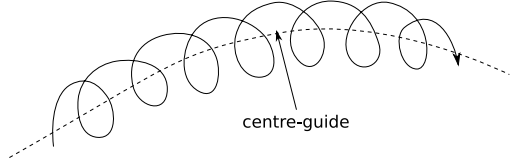


Fig. 2.1 – Mouvement d'une particule selon son centre-guide

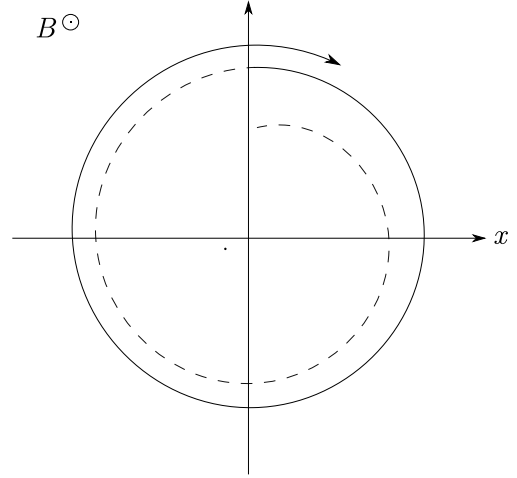


Fig. 2.2 – Décomposition du mouvement d'une particule selon le centre-guide (de tangente e_z) et le plan perpendiculaire ($\mathbf{x}, \mathbf{y}$)

	ionique	électronique
rayon de Larmor	$\sim 3 \times 10^{-3} \text{ m}$	$\sim 6 \times 10^{-5} \text{ m}$
pulsation cyclotronique	$\sim 2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$	$\sim 7 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$

Le mouvement perpendiculaire, couplé aux mouvements parallèle et de giration, est décrit par l'équation d'évolution scalaire :

$$m_s \frac{dv_{\parallel}}{dt} = q_s E_{\parallel} - \mu \frac{\partial B}{\partial l} \quad (2.8)$$

Enfin, l'évolution du centre-guide est plus complexe : la décomposition proposée est liée aux différents effets physiques agissant sur la particule-test. Elle fait intervenir différentes vitesses – dites de *dérive* – contribuant à écarter le mouvement des particules du mouvement qu'elle aurait dans un champ $\mathbf{B}$ uniforme : la dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, dite aussi électrique, résultant de la présence d'un champ électrique perpendiculaire, la dérive $\mathbf{V}_{\nabla B}$, appelé aussi *dérive de gradient*, résultant des variations spatiales du champ magnétique, la dérive de courbure $\mathbf{V}_c$ causée par la courbure des lignes de champ magnétique et la dérive de polarisation $\mathbf{V}_p$ causée par les lentes variations temporelles des champ $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$. Soit en résumé :

$$\mathbf{v}_{cg} = \underbrace{\mathbf{V}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}}_{\text{Effets } \mathbf{E} \times \mathbf{B}} + \underbrace{\mathbf{V}_{\nabla B}}_{\text{Variations spatiales du champ } \mathbf{B}} + \underbrace{\mathbf{V}_c}_{\text{Courbure du champ } \mathbf{B}} + \underbrace{\mathbf{V}_p}_{\text{Variation temporelles de } \mathbf{E} \text{ et } \mathbf{B}} \quad (2.9)$$

Les expressions détaillées des différentes vitesses de dérives font intervenir les vitesses parallèles ($v_{\parallel}$) et perpendiculaires ($v_{\perp}$), ainsi que la topologie du champ magnétique local. Ces vitesses de dérives interdisent tout confinement des particules : on explique ainsi la nécessité d'une configuration toroïdale avec une transformée rotationnelle pour confiner les particules au sein

2.2. MOUVEMENT D'UNE PARTICULE-TEST

d'une configuration magnétique fermée. Le confinement perpendiculaire n'est cependant pas brisé par ces différentes dérives.

Particules passantes et piégées

La configuration tokamak présentée en 1.2 met l'accent sur la variation spatiale du champ magnétique. Du fait de la décroissance du champ en $1/r$, on constate l'apparition de deux classes de particules : les particules dites passantes, et les particules dites piégées (Fig. 2.3). Le piégeage apparaît pour des particules présentant un faible rapport $|v_{\parallel}|/|v_{\perp}|$. De manière symétrique, les particules dont le rapport $|v_{\parallel}|/|v_{\perp}|$ est élevé sont dites passantes. Plus précisément :

- Si $|v_{\parallel 0}| > |v_{\perp 0}| \left(\frac{2r}{R-r} \right)^{1/2}$ la particule est passante.
- Si $|v_{\parallel 0}| < |v_{\perp 0}| \left(\frac{2r}{R-r} \right)^{1/2}$ la particule est piégée.

où $v_{\parallel 0}$ et $v_{\perp 0}$ sont prises au point où le champ magnétique local ressenti par la particule est le plus faible.

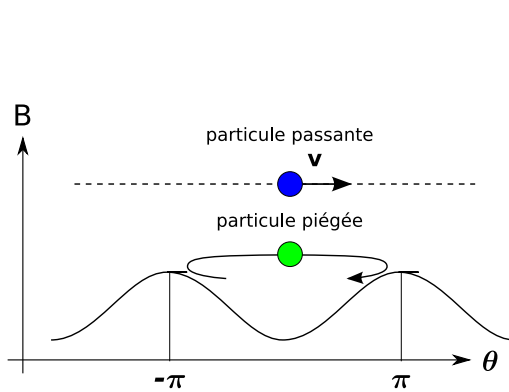


Fig. 2.3 – Trajectoires d'une particule passante et d'une particule piégée dans les miroirs magnétiques.

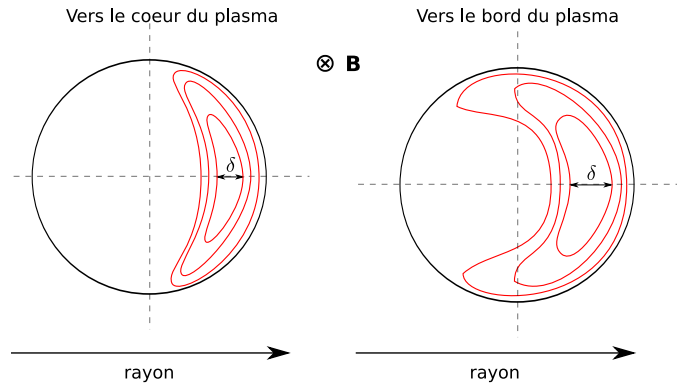


Fig. 2.4 – Trajectoires *bananes* des particules piégées par les miroirs magnétiques. La différence entre les trajectoires pour les particules de cœur, par rapport aux particules localisées vers le bord du plasma, vient de la différence des rayons de Larmor. δ est l'extension radiale de la trajectoire.

Une partie des particules est de fait littéralement piégées dans les miroirs locaux du champ magnétiques, créés par la décroissance du champ en $1/r$. Elles sont principalement localisées vers la périphérie du plasma, coté faible champ (Fig. 2.4). Dans la limite de fort rapport d'aspect ($\epsilon = r/R \ll 1$), la fraction de particules piégées f vérifie $f \approx (2r/R)^{1/2}$. On consultera [Ju 02] sur les conditions de piégeage électronique dans Tore Supra, ainsi que l'article de revue [Eriksson 01] sur le piégeage ionique.

Le mouvement balistique des particules que nous venons de décrire est créé par la configuration magnétique et les autres conditions plasmas (densité, température). Il ne suffit pas à décrire le comportement d'une particule dans un plasma de fusion, et de nombreux autres méca-

CHAPITRE 2. ÉLÉMENTS DE PHYSIQUE DES PLASMAS DE TOKAMAK

nismes doivent impérativement être pris en compte ; dont les collisions coulombiennes, car elles introduisent un transport diffusif de l'énergie et des particules.

2.3 Transport

Cette thématique est associée au confinement de l'énergie, qui est un problème crucial pour les plasmas qu'on cherche à porter aux conditions de fusion. On étudie pour cela les paramètres physiques conditionnant le transport de l'énergie et de la matière : on parle généralement de phénomènes de transport. Trois types de transports sont identifiés : le transport de la chaleur, des particules et du champ magnétique. La physique du transport n'est pas réductible aux effets des collisions coulombiennes, et fait intervenir des phénomènes turbulents aux petites échelles. Comprendre ce transport – qualifié de turbulent – est un des grands enjeux de la physique des plasmas de tokamaks, qui conditionne largement les règles de dimensionnement des futurs réacteurs à fusion ; et peut-être aussi leur viabilité future. On se concentrera ici sur le transport des particules et de la chaleur.

2.3.1 Transport classique

Dans un premier temps, il est utile de résoudre le problème dans le cas simple d'un modèle unidimensionnel cylindrique. On se limite à l'estimation des coefficients de transport collisionnel des particules, D , et de la chaleur, χ . Partant d'un processus de marche au hasard (Fig. 2.5), D et χ sont définis de manière semblable :

$$D \sim \chi \sim \frac{(\Delta l)^2}{\tau} \quad (2.10)$$

où Δl est une excursion radiale typique suite à une collision. La fréquence de collision $1/\tau$ fait intervenir un temps τ , ce qui permet d'introduire le temps de confinement de Bohm, τ_B , défini par :

$$\tau_B = \frac{(\text{petit rayon plasma})^2}{\text{coefficient de diffusion de Bohm}} = \frac{a^2 B}{T} \quad (2.11)$$

avec T en eV. Le coefficient de diffusion de Bohm D_B est estimé par un modèle de diffusion limité au déplacement induit seulement par une marche au hasard, avec une fréquence de collision de l'ordre de la fréquence cyclotronique électronique ω_{ce} :

$$D_B = \frac{k_b T}{B} \sim \omega_{ce} \rho^2 \quad (2.12)$$

Le coefficient de diffusion de Bohm correspond physiquement à un très mauvais confinement et peut être vu comme une limite basse : pour un plasma de quelques keV avec un champ B de 4 T et un petit rayon a de l'ordre du mètre, τ_B est de l'ordre de 1 ms. Une évaluation plus fine introduit un facteur numérique qui réduit le coefficient de diffusion d'au moins un ordre de grandeur (1/16) [Miyamoto 00], ce qui accroît d'autant le temps de confinement.

Dans le cas du coefficient de transport de particule, D , l'excursion radiale Δl est estimée à partir de la variation de la position du centre de masse des deux particules entrant en collision élastique Fig. 2.6 ; pour définir le coefficient de transport de la chaleur χ , l'estimation est faite sur la variation de la position du centre d'énergie cinétique des deux particules. Soit :

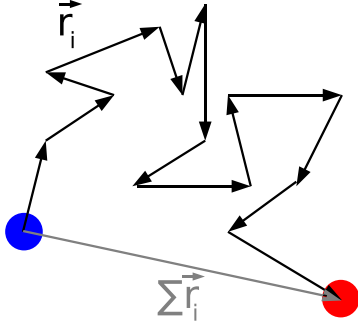


Fig. 2.5 – Processus de marche au hasard

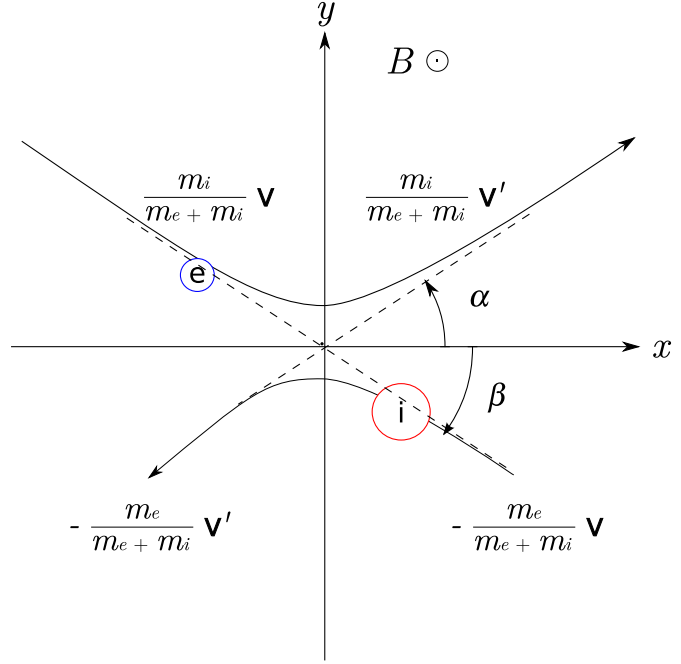


Fig. 2.6 – Collision électron-ion dans le repère du centre de masse. $\mathbf{v} = \mathbf{v}_e + \mathbf{v}_i$ et $\mathbf{v}' = \mathbf{v}'_e + \mathbf{v}'_i$ sont les vitesses avant et après la collision.

$$D : \Delta l = \Delta \left(\frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2} \right) \quad (2.13)$$

$$\chi : \Delta l = \Delta \left(\frac{m_1 v_1^2 \mathbf{r}_1 + m_2 v_2^2 \mathbf{r}_2}{m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2} \right) \quad (2.14)$$

Considérons une collision entre un électron et un ion simplement chargé, de charges $\mp e$, de masses m_e et m_i et de vitesses initiales $\mathbf{v}_e$ et $\mathbf{v}_i$. Ces particules ont un mouvement de giration autour de leur centre-guide aux fréquences ω_{ce} et ω_{ci} . Suite à une collision on obtient, pour D , la variation radiale moyenne du centre de masse :

$$\Delta l = \sqrt{2} \frac{|\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i|}{\omega_{cr}} \text{ si } m_e \neq m_i, \Delta l = 0 \text{ sinon} \quad (2.15)$$

avec $\omega_{cr} = eB_0/m_r$ et m_r la masse réduite $m_e m_i / (m_e + m_i)$. En supposant que les vitesses sont thermiques $|\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i| \approx |\mathbf{v}_e| = (2T_e/m_e)^{1/2}$ et puisque $m_r \approx m_e$, on obtient l'estimation suivante :

$$\Delta l \sim r_{Le} \text{ et } D^{(CL)} = \frac{r_{Le}^2}{\tau_{ei}} \approx \frac{4 m_e T_e}{e^2 B_0^2 \tau_{ei}} \quad (2.16)$$

où $1/\tau_{ei}$ est la fréquence de collision ion-électron. Notons qu'il est possible d'obtenir une expression analytique équivalente pour D à partir d'un modèle de MHD-résistive. Le même type de raisonnement permet d'estimer les coefficients de diffusion thermique ionique (χ_i) et électronique (χ_e) :

CHAPITRE 2. ÉLÉMENTS DE PHYSIQUE DES PLASMAS DE TOKAMAK

$$\chi_i^{(CL)} = \frac{1}{4} \frac{r_{Li}^2}{\tau_{ii}} \approx \frac{1}{2} \frac{T_i m_i}{e^2 B_0^2 \tau_{ii}} \quad \text{et} \quad \chi_e^{(CL)} = \frac{1}{4} \frac{r_{Le}^2}{\tau_{ee}} \approx \frac{1}{2} \frac{T_e m_e}{e^2 B_0^2 \tau_{ee}} \quad (2.17)$$

On ne constate pas d'annulation du coefficient de diffusion thermique dans le cas de collisions électron-électron ou ion-ion. Un calcul issu d'un modèle prenant en compte les effets cinétiques [Braginskii 65], ce qui conduit à :

Estimations théoriques	Valeurs expérimentales
$D^{(CL)} \approx 4 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$	$D^{exp} \approx 0.2 - 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$
$\chi_e^{(CL)} \approx 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$	$\chi_e^{exp} \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$
$\chi_i^{(CL)} \approx 2 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$	$\chi_i^{exp} \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$

Au vu des grandeurs expérimentales mesurées dans les tokamaks actuels [Wagner 93], les prédictions *classiques* sont donc franchement irréalistes, car sous-évaluées de 3 à 4 ordres de grandeurs.

2.3.2 Transport néo-classique

L'étape suivante consiste à prendre en compte la géométrie toroïdale, dans le cadre de la théorie néo-classique. Plus précisément, l'approche néo-classique vise à prédire le transport collisionnel en géométrie toroïdale en prenant en compte des orbites réalistes pour les particules. Issu d'une analyse cinétique du plasma, ce modèle comporte une description à deux fluides (ions et électrons) qui inclut les effets de résistivité, de viscosité, de conduction thermique, et ce pour différents régimes de collisionnalité.

On pourrait s'attendre à ce que le passage en géométrie toroïdale n'introduise que de faibles corrections en r/R . De manière presque surprenante, les effets néo-classiques contribuent à augmenter les coefficients de transport de presque deux ordres de grandeurs. Les effets physiques responsables de cette augmentation sont la courbure des lignes de champ $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$, ainsi que la présence d'un champ poloïdal ; plus généralement, on rencontre un transport du type néo-classique en présence d'une transformée rotationnelle, existant aussi dans les stellarators ou autres configurations magnétiques fermées.

Dans son acceptation néo-classique, le transport est dominé par une classe de particules piégées dans les miroirs magnétiques locaux, dont une description est donnée en 2.2. Toujours à partir d'un raisonnement de type marche au hasard, on obtient les estimations suivantes pour ces différentes classes de particules, piégées ou non :

	passantes	piégées
$D^{(NC)}$	$q^2 r_{Li}^2 / \tau_{ei}$	$q^2 \epsilon^{-3/2} r_{Li}^2 / \tau_{ei}$
$\chi_e^{(NC)}$	$q^2 r_{Le}^2 / \tau_{ee}$	$q^2 \epsilon^{-3/2} r_{Le}^2 / \tau_{ee}$
$\chi_i^{(NC)}$	$q^2 r_{Li}^2 / \tau_{ii}$	$q^2 \epsilon^{-3/2} r_{Li}^2 / \tau_{ii}$

(2.18)

La grande différence entre l'efficacité du transport classique, noté $^{(CL)}$, et celle du transport néo-classique, noté $^{(NC)}$, est due à cette population de particules piégées. Notons qu'un facteur q^2 , soit quelques unités, différencie le cas classique du cas néo-classique pour les particules passantes, alors que l'écart pour les particules piégées est d'un facteur $q^2 \epsilon^{-3/2}$, soit un ordre de

grandeurs. Dans le cas de Tore Supra et pour des valeurs typiques, $q^2 \approx 4$ pour les particules passantes à mi-rayon, et $q^2 \epsilon^{-3/2} \approx 30$ pour les particules piégées vers $r/a = 0.75$.

Un calcul cinétique plus précis mené par Rosenbluth, Hazeltine et Hinton [Rosenbluth 72] donne les estimations numériques suivantes :

$$\begin{aligned} D^{(NC)} &= 2.2 \quad q^2 \epsilon^{-3/2} \quad D^{(CL)} \sim 60 \quad D^{(CL)} \\ \chi_e^{(NC)} &= 0.89 \quad q^2 \epsilon^{-3/2} \quad \chi_e^{(CL)} \sim 30 \quad \chi_e^{(CL)} \\ \chi_i^{(NC)} &= 0.68 \quad q^2 \epsilon^{-3/2} \quad \chi_i^{(CL)} \sim 20 \quad \chi_i^{(CL)} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Par rapport au cas classique, l'augmentation se situe entre un et deux ordres de grandeurs, soit des valeurs prédites de l'ordre de quelques $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$ pour le transport thermique ionique, encore bien en deçà des valeurs mesurées expérimentalement.

En dépit des difficultés à prédire un niveau de transport expérimentalement crédible, le modèle néo-classique sert de point de référence pour la compréhension théorique du transport. Il faut noter que dans les configurations de confinement amélioré (mode-H obtenus sur les tokamaks ASDEX-U, JT-60-U, DIII-D et JET), la formation d'une barrière de transport interne peut réduire le transport thermique ionique à des niveaux approchant localement les prédictions néo-classiques. De fait, il a été observé que les prédictions néo-classiques sont une limite basse au transport.

2.3.3 Transport turbulent

La théorie néo-classique décrit un plasma à l'équilibre dans une géométrie torique axisymétrique. Cette description est incomplète : bien que les effets toroïdaux accroissent fortement les valeurs des coefficients de diffusion D et χ , ils restent nettement en deçà des niveaux observés expérimentalement. Il est établi que les fluctuations des paramètres plasmas sont responsables des pertes observées, dues aux phénomènes de transport [Ritz 89] ; ces fluctuations sont causées par la turbulence qui se développe dans le plasma. Pour l'heure, le transport radial semble essentiellement assuré par des effets électrostatiques ; c'est à dire qu'il est créé par la dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ du champ électrique fluctuant. Si les perturbations magnétiques sont suffisantes pour détruire localement les surfaces de flux, on parle de turbulence électromagnétique.

La plupart des instabilités observées expérimentalement [Wootton 90], [Liewer 85] présentent un nombre d'onde $\vec{k} = \vec{k}_\perp + \vec{k}_\parallel$ dont la composante parallèle $\vec{k}_\parallel$ est faible comparée à la composante perpendiculaire $\vec{k}_\perp$: les structures turbulentes sont donc principalement quasi-perpendiculaires au champ magnétique toroïdal. De fait, on s'attend à un fort transport turbulent dans la direction perpendiculaire, qui doit être décrit et intégré dans les modélisations théoriques. Le transport turbulent reste cependant faible dans la direction parallèle.

2.3.4 Nécessité d'un modèle

La turbulence hydrodynamique n'est pas encore physiquement résolue ; que dire alors de la turbulence plasma, bien plus complexe car mettant en jeu différents types et classes de particules (électrons, ions) partiellement ou totalement ionisées, et soumises aux effets électromagnétiques ... Résoudre ce problème majeur de la physique des plasmas passe obligatoirement par une modélisation consistante prenant en compte l'ensemble des processus physique à l'œuvre. Le but de cette thèse n'est cependant pas de détailler les différentes modélisations (gyro-)cinétiques ou

CHAPITRE 2. ÉLÉMENTS DE PHYSIQUE DES PLASMAS DE TOKAMAK

fluides des plasmas. Dans cette optique, on se référera par exemple à la récente revue de X. Garbet [Garbet 08] et aux excellents ouvrages de Itoh & Itoh [Itoh 99] et Yoshizawa [Yoshizawa 03].

2.4 Quelques mots sur la turbulence d'un plasma magnétisé

« *Transport in tokamak plasmas is primarily governed by nonlinear turbulence processes, with multiple turbulence drives and suppression mechanisms, occurring on multiple scales* », conclusion du chapitre Plasma confinement and transport, in Progress in the ITER Physics Basis [Group 07].

Le transport d'énergie implique un échange d'énergie et, comme on l'a décrit dans la section précédente, les échanges énergétiques se déroulant dans les plasmas chauds ne s'expliquent pas par des processus de collisions coulombiennes – mais plutôt par le développement d'instabilités, point qui sera détaillé dans cette section. Dans le plasma de bord, on s'attend à ce que la turbulence de type « onde de dérive » soit dominante, alors que les instabilités du type de l'instabilité d'échange (*interchange* en anglais) semblent expliquer la turbulence se développant au cœur du plasma. Citons comme référence spécifique à cette section le tome des *Lectures Notes on Physics* consacré à la physique des plasmas, [Dinklage 05].

Après avoir expliqué le fonctionnement de l'instabilité d'échange, nous détaillerons certaines instabilités susceptibles de participer au transport.

2.4.1 Un exemple : l'instabilité d'échange

Le développement de cette instabilité est rendu possible par l'alignement du gradient de pression ($p = nT$) et du gradient de champ magnétique Fig. 2.7. Partant d'une distribution périodique des fluctuations locales du potentiel électrique ϕ , des cellules de convection vont se former approximativement selon les iso-potentiels. Les courants ioniques et électriques créés par les vitesses de dérives électrique (selon $\mathbf{B} \times \nabla p$) et liée à la courbure des lignes de champ (selon $\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}$) se combinent : la zone où initialement $\phi > 0$ voit son potentiel s'accroître et, inversement, le potentiel décroît dans la zone où initialement $\phi < 0$. La différence de potentiel augmente donc, ce qui conduit à une situation instable.

Il est possible de comparer l'instabilité d'échange avec l'instabilité de Rayleigh-Bénard qui se développe dans un fluide classique Fig. 2.8. L'instabilité de Rayleigh-Bénard naît de la présence d'un gradient de température et d'un champ de gravité dont l'orientation et le sens sont identiques : un liquide de température uniforme est chauffé par le bas, et au delà d'un certain seuil en flux de chaleur injectée, la conduction n'est pas suffisamment efficace pour transporter l'énergie des zones froides aux zones chaudes. La convection entre donc en jeu, créant des rouleaux, ou cellules de convection, qui transportent la matière : les particules fluides chaudes sont déplacées du bas vers le haut du récipient par convection fluide – action de la poussée d'Archimède, ou, autrement dit, par le différentiel de pression (effet du champ de pesanteur). Toute particule fluide chaude mise ainsi en mouvement se déplace vers des régions plus froides (effet de ∇T), et la poussée d'Archimède est donc augmentée. Le mouvement ascendant d'une particule fluide chaude a donc tendance à se poursuivre.

2.4. QUELQUES MOTS SUR LA TURBULENCE D'UN PLASMA MAGNÉTISÉ

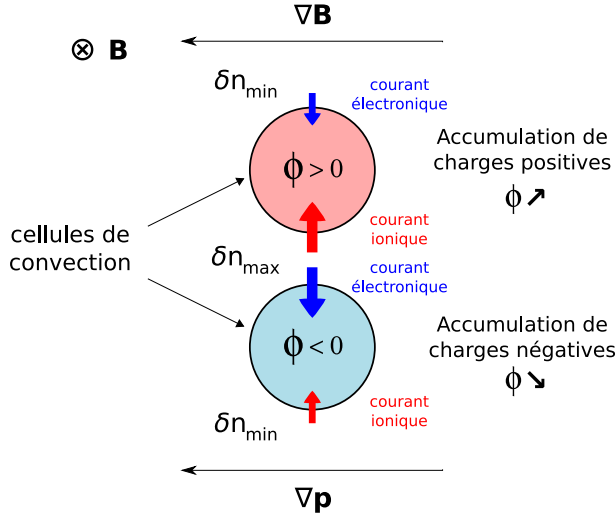


Fig. 2.7 – Développement d’une instabilité de type *interchange*. La différence de potentiel électrique des deux cellules de convection est accrue par la combinaison des courants ioniques / électroniques dûs à la dérive électrique et à la courbure des lignes de champ.

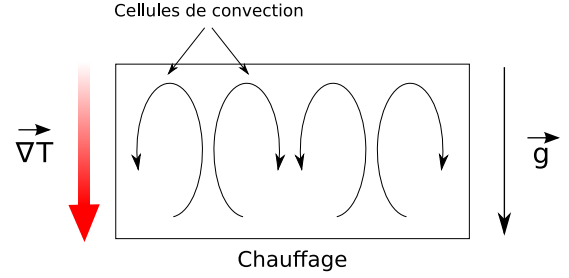


Fig. 2.8 – Instabilité fluide de Rayleigh-Bénard.

Dans le cas de l’instabilité d’échange, les deux moteurs de l’instabilité sont la courbure du champ magnétique $\nabla \mathbf{B}$ et le gradient de pression ∇p , respectivement analogues au gradient de température et au champ de pesanteur de l’instabilité de Rayleigh-Bénard.

2.4.2 Revue rapide des instabilités susceptibles de contribuer au transport turbulent

Différents modes d’instabilités ont été recensés dans un plasma de fusion en fonction des particules concernées (ions ou électrons). On considère que les particules ne sont sensibles qu’aux instabilités dont la taille caractéristique est supérieure à la longueur d’onde de la particule.

- Les modes de gradient de température ionique (Ion Temperature Gradient mode), incluant traditionnellement à la fois les ions passants et piégés, sensibles à ∇T_i . Le mode d’instabilités ITG est actuellement le meilleur candidat pour expliquer le transport thermique dans les tokamaks. Du fait de l’orientation relative des gradients de pression et de la courbure du champ, ce mode est instable côté faible champ et stable côté fort champ.

→ taille caractéristique : le rayon de Larmor ionique, r_{Li}

- Les modes de gradient de température électronique (Électron Temperature Gradient modes), sont analogues aux ITG, à la différence près qu’on se restreint aux électrons passants.

→ taille caractéristique : le rayon de Larmor électronique, r_{Le}

- Les modes d’électrons piégés (Trapped Electron Modes), excités par la présence d’une population d’électrons piégés. Localisés vers le bord du plasma, leur branche collisionnelle est sans doute la plus efficace en terme de déconfinement.

→ taille caractéristique : l’extension radiale de la trajectoire banane, δ_e

CHAPITRE 2. ÉLÉMENTS DE PHYSIQUE DES PLASMAS DE TOKAMAK

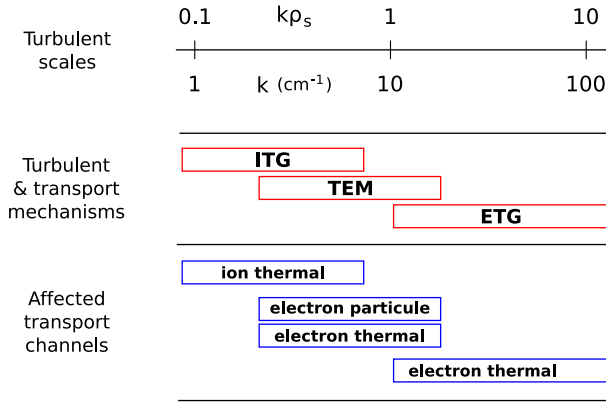


Fig. 2.9 – Aperçu des différents modes turbulents ainsi que les mécanismes de transports associés, en fonction des échelles spatiales. k est un vecteur d'onde typique (radial ou poloïdal), et ρ_s correspond au rayon de Larmor ionique avec $T_i = T_e$. Issue de [Group 07]

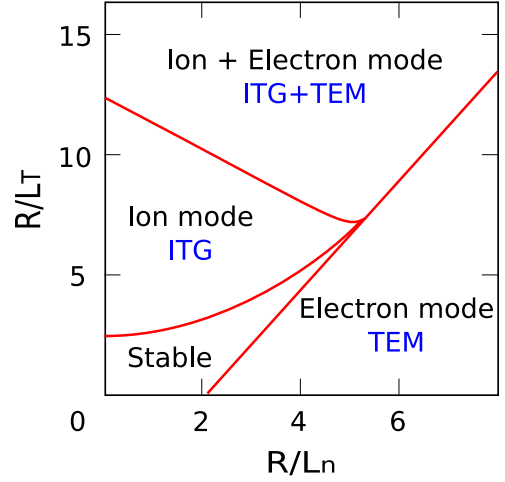


Fig. 2.10 – Diagramme de stabilité des modes ITG/TEM, pour $T_i = T_e$. R est le grand rayon du tokamak, $L_T = T/\nabla T$ et $L_n = n/\nabla n$ sont les longueurs de gradient de densité et de température. Issue de [Garbet 01].

Les modes ITG/TEM et les ETG sont instables dans la limite des grandes longueurs d'onde, i.e. $k_\perp r_{Li} < 1$ pour les ITG/TEM et $k_\perp r_{Le} < 1$ pour les ETG, où r_{Li} et r_{Le} sont les rayons de Larmor ionique et électronique.

On pourra consulter les chapitres 17 et 18 de l'ouvrage de Yoshizawa [Yoshizawa 03] pour plus de détails sur ces différentes instabilités. La turbulence peut aussi s'auto-organiser en structures : à ces trois modes de micro-instabilités s'ajoutent ainsi les écoulements zonaux (*zonal flows*), avalanches et autres *streamers*. On s'attend à ce que les flux zonaux réduisent l'effet de la turbulence ITG et qu'ils soient donc responsables d'une réduction du transport ; avalanches et streamers seraient, eux, responsables d'un transport additionnel efficace. On consultera [Horton 99] et [Garbet 01] pour une revue plus détaillée.

2.4.3 Les gradients, moteurs de la turbulence

Un des points importants de la turbulence ITG/TEM, et par extension ETG, réside dans l'existence d'un seuil de déclenchement de l'instabilité. Ce seuil diffère selon le mode et fait intervenir les longueurs de gradient de température $L_T = T/\nabla T$ et de densité $L_n = n/\nabla n$. On s'attend à une dépendance marquée des modes ITG et ETG aux gradients de densité, et au contraire, à une dépendance en gradient de température pour les modes TEM [Garbet 04]. L'existence de ces seuils met donc en évidence l'importance d'une mesure expérimentale précise de n et T .

Si le découplage des modes ITG et TEM est réalisable en simulation numérique, les observations expérimentales réalisées sur les plasmas de fusion ne permettent pas d'effectuer une telle séparation. Les différents modes turbulents sont en effet intrinsèquement couplés au niveau des échelles temporelles et radiales, et ce sur tout le spectre en nombre d'onde. L'existence d'un seuil sur le transport de la chaleur est toutefois une réalité expérimentale : sur la Fig. 2.11 le flux de

2.4. QUELQUES MOTS SUR LA TURBULENCE D'UN PLASMA MAGNÉTISÉ

chaleur électronique présente une brisure de pente assez nette pour être modélisée par un effet de seuil (Fig. 2.12).

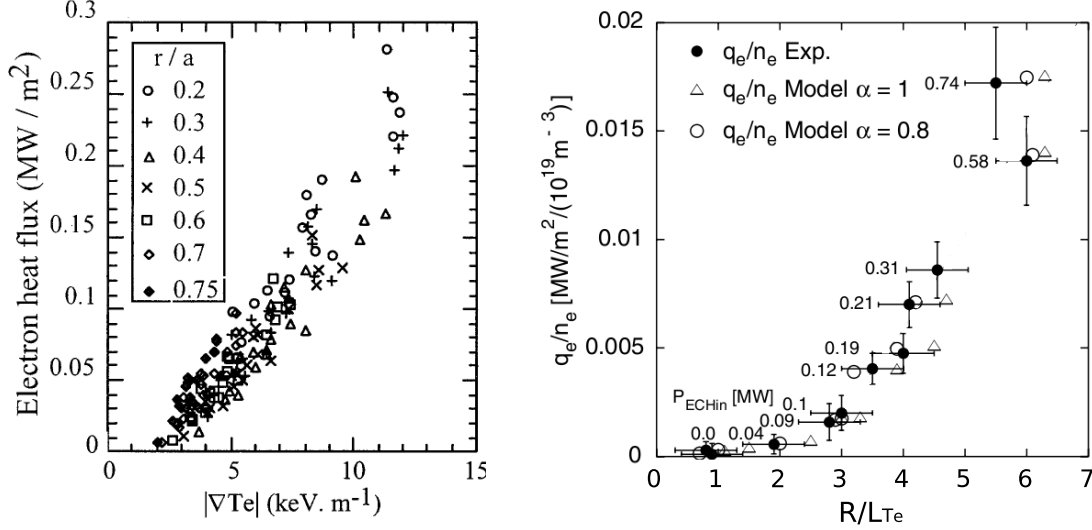


Fig. 2.11 – Mise en évidence expérimentale sur de l’existence d’un seuil sur le flux de chaleur électronique Q_e en fonction du gradient de température électronique. (*gauche*) : Q_e selon ∇T_e pour différentes positions radiales sur Tore Supra [Hoang 01]. (*droite*) : Q_e/n_e selon la longueur de gradient de température électronique L_{Te} pour $r/a=0.45$ sur ASDEX-U, où R représente le grand rayon du tokamak et $L_{Te} = T_e/\nabla T_e$ [Ryter 05]. Les symboles pleins correspondent aux données expérimentales, les symboles creux à un modèle.

L’existence de ce seuil permet d’établir une expression du coefficient de transport thermique (χ), pour l’espèce ‘s’, relié au flux de chaleur correspondant (Q_s) par une relation de Fick :

$$\chi_s = -\frac{Q_s}{n_s \nabla T_s} \quad (2.20)$$

Un modèle de gradients critiques [Garbet 04] postule pour χ une expression du type :

$$\chi = \chi_1 F(T, B, n, q...) G\left(\frac{R}{L_T} - \kappa_T\right) G\left(\frac{R}{L_n} - \kappa_n\right) + \chi_0 \quad (2.21)$$

où F est une fonction indéterminée des paramètres plasma, χ_1 le facteur de résilience et χ_0 la diffusivité de fond. La fonction G est définie par :

$$\begin{aligned} G(x) &= x \text{ pour } x > 0 \\ &= 0 \text{ pour } x < 0 \end{aligned}$$

Le seuil en gradient de température est noté κ_T , celui en gradient de densité est noté κ_n . Expérimentalement κ_T est estimé à ≈ 3 . Le seuil en gradient de densité a été rajouté par rapport au modèle initial, mais il n’a cependant pas été encore évalué : il est plus facile d’obtenir des variations du gradient de température et, de fait, il n’est pas trivial de découpler les variations des longueurs de gradient de densité et de température.

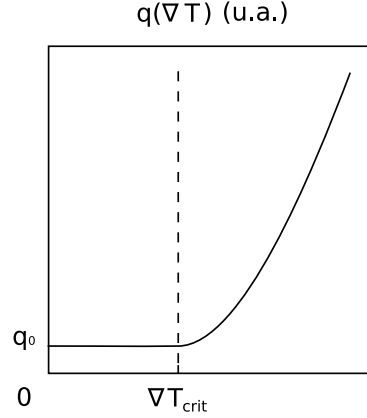


Fig. 2.12 – Présence d'un seuil en gradient de température ∇T_e pour le flux de chaleur électronique.

2.5 Conclusion - cadre de la thèse

Nous venons de brosser un tableau certes succinct, mais fidèle, de la compréhension globale de la turbulence d'un plasma de fusion. Soulignons certaines constatations majeures :

- ★ A l'instar de l'hydrodynamique, la turbulence se développant dans un plasma de fusion reste mal comprise.

↪ Il y a un réel besoin de mesures expérimentales de la turbulence.

- ★ Les gradients de densité et de température jouent un rôle primordial dans le déclenchement et le développement de la turbulence (voir paragraphes 2.4.2, et 2.4.3).

↪ Des mesures précises des profils radiaux de densité et de température sont nécessaires à l'étude des dépendances paramétriques de la turbulence.

↪ Établir des corrélations entre les gradients de densité / température et la turbulence pourrait permettre de mieux comprendre les mécanismes générant la turbulence.

L'étude théorique qui vient d'être menée permet en principe de connaître les échelles spatiales susceptibles d'être rencontrées pour chaque type d'instabilité. Ceci permettra, aux vues des possibilités des différents diagnostics mis à notre disposition, d'identifier les mécanismes intervenant dans les phénomènes de transport. Toutefois, puisque ces échelles se recouvrent, il est très difficile de les séparer. Cet état de fait nous a naturellement conduit à étudier les dépendances paramétriques adimensionnelles du transport.

Mesurer la densité et la température d'un plasma de fusion est un pré-requis essentiel à l'étude expérimentale de la turbulence : les diagnostics capable de réaliser de telles mesures sont présentés au Chapitre 3 ; une revue des diagnostics dévoués à la mesure de la turbulence est par ailleurs présentée en Annexe B. La mise au point d'une méthode de mesure des fluctuations de densité par réflectométrie à balayage constitue la majeure partie de ce travail de thèse : cette routine est détaillée au Chapitre 4, ainsi que sa validation expérimentale (Chapitre 5). Une observation expérimentale du lien entre les gradients de densité $\nabla n/n$ et la turbulence mesurée est rapportée

2.5. CONCLUSION - CADRE DE LA THÈSE

dans ce même chapitre, ce qui permet d'introduire le problème des dépendances adimensionnelles de la turbulence d'un plasma. Enfin l'étude expérimentale détaillée de la dépendance de la turbulence avec le paramètre adimensionnel ν^* fait l'objet des Chapitre [6](#).

3

Diagnostics de caractérisation de la turbulence

Afin d'étudier la turbulence d'un plasma magnétisé, il est nécessaire d'être capable de mesurer précisément la densité électronique et la température, ainsi que leurs gradients – cette exigence a été soulignée au Chapitre 2, plus précisément au 2.4. Ce chapitre détaille donc les principaux diagnostics de mesures de ces grandeurs (cf 3.1), communément installés sur la grande majorité des tokamaks actuels [Wesson 97] :

- interférométrie et réflectométrie pour la mesure du profil radial de densité, n_e ,
- émission cyclotronique électronique et diffusion Thomson pour la mesure de profil de température électronique, T_e ,
- spectroscopie d'échange de charge pour la mesure du profil de température ionique, T_i .

La turbulence est accessible à la mesure expérimentale par la détermination du profil radial des fluctuations de densité $\delta n(r)$. Un aperçu des mesures réalisées précédemment est donné en Section 3.2. De nombreux détails sur les principaux diagnostics de mesure de δn sont présentés en Annexe B (B.1), ainsi que ceux qui sont installés sur Tore Supra en B.2.

3.1 Diagnostics usuels de mesure de n_e , T_e , T_i

Il est primordial de mesurer précisément les profils des différents paramètres plasmas (densité, température), ainsi que leurs gradients. De manière plus générale, il est tout aussi important d'obtenir des mesures précises des profils radiaux du facteur de sécurité q , du cisaillement magnétique $s = (r/q)\partial q/\partial r$, de la charge effective Z_{eff} ... pour ne citer que ces paramètres principaux. On limite la présentation donnée ici aux mesures des profils de la densité électronique et des températures électronique et ionique. L'ouvrage de référence sur le sujet est le *Principles of Plasma Diagnostics*, de Hutchinson [Hutchinson 02].

3.1.1 Mesure de n_e

La mesure de la densité joue un rôle essentiel dans l'opération d'un tokamak. Dans les machines existantes, les outils de mesures historiques de la densité électronique sont l'interférométrie laser et la diffusion Thomson, deux des diagnostics les plus éprouvés dans le monde de la fusion magnétique. Ce sont à la fois deux des diagnostics les plus exigeants en terme d'accessibilité plasma, ce qui risque de poser de sérieux problèmes lorsqu'il s'agira de pénétrer les aimants magnétiques, l'enceinte à vide mais aussi le bouclier protégeant des radiations et la couverture tritigène des futures installations. Les contraintes matérielles imposées par ITER et, gageons-le, par les futurs réacteurs industriels, permettent de s'attendre à une prime à la simplicité (d'accès) et à la robustesse. Nous présenterons la diffusion Thomson dans le cadre des diagnostics de mesure de la température électronique.

Réflectométrie

La principale caractéristique de la mesure de densité par réflectométrie à balayage est la grande précision de la mesure du profil, permettant de calculer précisément les gradients locaux. À cette précision dans la détermination de la valeur doit s'ajouter une excellente résolution radiale (millimétrique) et temporelle (25 μ s), si on se réfère aux caractéristiques des réflectomètres à balayage installés sur Tore Supra. Le principe de la mesure du profil de densité électronique par réflectométrie est détaillé au Chapitre 4.

Interférométrie

Pour des fréquences grandes devant la fréquence plasma $\omega_{pe}/2\pi$, l'indice de réfraction du plasma pour une onde en mode O (cf 4.1.3 pour plus de détails) est très proche de 1. De fait, le déphasage d'une onde traversant le plasma par rapport à une onde de longueur d'onde λ se propageant dans le vide est :

$$\Delta\phi = \frac{\lambda e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \int n_e dl \quad (3.1)$$

Il suffit de détecter le déphasage pour en déduire une mesure directe de la densité linéique, c'est à dire intégrée sur une ligne de visée. Le choix de la longueur d'onde λ (entre 10-2000 μ m) est le fruit d'un compromis entre les effets des vibrations mécaniques affectant les faibles longueurs d'onde, et les effets de réfraction du faisceau par les gradients de densité transverse, affectant les grandes longueurs d'onde. Sur la plupart des tokamaks actuels, le dispositif de détection nécessite l'utilisation de composants refroidis à l'hélium liquide.

Si les densités linéiques (en m^{-2}) sont mesurées très précisément, le profil radial $n_e(r)$ l'est moins. Sa reconstruction par inversion d'Abel à partir, typiquement, d'une dizaine de lignes de visée nécessite une hypothèse sur la localisation des surface d'iso-densité. Notons qu'à cause de cette imprécision sur la reconstruction du profil radial, il n'est pas envisageable de calculer des gradients de densité électronique à partir des mesures de l'interférométrie, ceci étant particulièrement vrai au bord du plasma.

On consultera [Bruneau 89] et [Gil 07] pour une description complète du diagnostic d'interférométrie installé sur Tore Supra.

3.1.2 Mesure de T_e

Deux diagnostics permettent de mesurer la température électronique d'un plasma de fusion ; le premier repose sur l'étude du rayonnement cyclotronique électronique du plasma, le second sur le rayonnement émis par la diffusion Thomson d'un faisceau cohérent.

ECE

Le radiomètre ECE, diagnostic de mesure de la température électronique par rayonnement ECE (Emission Cyclotronique Electronique), est installé sur tous les grands tokamaks actuels. La source du signal est le rayonnement émis par le mouvement de giration des électrons autour des lignes de champ, à la pulsation $\omega_{ce} = eB/m_e$ et à ses harmoniques $n\omega_{ce}$. Sous certaines conditions, le signal ECE émis par le plasma et réceptionné par le diagnostic est proportionnel à T_e . Dans le cas d'un plasma optiquement épais à la n^{eme} harmonique de l'émission ECE, l'intensité s'écrit :

$$I_n(\omega, r) = \frac{n\omega_{ce}(r)T_e(r)}{8\pi^3c^2} \quad (3.2)$$

Tant que le plasma est optiquement épais, la mesure de température électronique est très précise – la précision absolue sur la mesure de T_e par analyse de rayonnement ECE sur Tore Supra est d'environ 7%. L'article [Ségui 05] de J-L. Ségui détaille le radiomètre installé sur Tore Supra.

Diffusion Thomson

La mesure de la température électronique est aussi possible à partir de l'étude du rayonnement obtenu par la diffusion Thomson d'un faisceau laser. La puissance rayonnée dP_s pour l'angle solide $d\Omega$ autour de la pulsation $d\omega$ est :

$$dP_s = SP_0n_e f(k, \omega) d\omega d\Omega \quad (3.3)$$

où P_0 est la puissance du laser incident, S un facteur de proportionnalité homogène à une surface et $f(k, \omega)$ la densité spectrale qui est fonction de la pulsation du signal observé et du spectre de Fourier des fluctuations à l'origine de la diffusion ; k (resp. ω) est le nombre d'onde (resp. la fréquence) égal à la différence entre les nombres d'onde (resp. fréquences) incidents et diffusés. Dans un plasma à l'équilibre local, f est composée d'une superposition de deux pics, de largeurs kv_{Te} et kv_{Ti} . Pour un paramètre de diffusion $(k\lambda_D)^{-1} \ll 1$, le pic de largeur kv_{Te} domine et il est donc possible de mesurer la température $T_e = m_e v_{Te}^2 / 2$. Lorsque les températures supérieures à quelques eV, des effets relativistes viennent compliquer le calcul de f .

Notons que la densité électronique intervient dans l'expression de la puissance rayonnée dP_s . Fonctionnant par brèves impulsions laser, le diagnostic LIDAR (Light Detection and Ranging) permet d'effectuer une mesure radialement localisée de la densité spectrale f , donnant accès à la fois à T_e et n_e .

3.1.3 Mesure de T_i

Spectroscopie d'échange de charges

Ce diagnostic de mesure de la température ionique est basé sur le recueillement et l'exploitation des radiations produites par les processus d'échange de charge entre les ions du plasma et les neutres provenant du faisceau de neutre (*Neutral Beam Injection*, utilisé pour chauffer le plasma). Si les mesures sont faites selon un angle non nul avec le faisceau de neutres, il est possible d'obtenir une localisation de la mesure. Par analyse spectrale et identification des raies relatives à l'échange de charge de réactions typiques, il est possible d'extraire la température ionique.

Huit lignes de mesures sont disponibles, de $r/a = 0.7$ à $r/a = -0.2$, pour une mesure de T_i par choc. La précision sur les valeurs mesurées est de l'ordre de 20% au cœur du plasma, et 15% dans la zone de gradient. De fait, la précision sur la localisation radiale varie entre 2 et 6 cm.

La résolution radiale limitée de la mesure de T_i sur Tore Supra, ainsi que les incertitudes assez élevées sur la mesure proprement dite, interdisent la reconstruction précise du profil, empêchant de fait le calcul du gradient local. Cet état de fait réduit l'étude en gradient de température à la température électronique, et implique une importante limitation dans le calcul des coefficients de diffusivité thermique χ . Ce point est discuté au 6.5.2.

Spectroscopie X à cristal

A partir des rayonnements X émis par les impuretés centrales, le spectromètre X à cristal (spectromètre de Bragg à cristal courbe) implanté sur Tore Supra [Platz 99] [Hess 02] permet la mesure de la température ionique (T_i), la température électronique (T_e) et des variations de la vitesse de rotation toroïdale au centre du plasma. On se focalise ici sur la mesure de T_i .

Les ions fortement chargés des éléments d'impureté émettent des raies spectrales. Pour les ions à deux ou trois électrons (He-like ou Li-like) des éléments entre l'argon et le cuivre, les raies les plus intéressantes pour le diagnosticien se trouvent dans l'intervalle 1.5 - 4 Å. Dans ce domaine de longueurs d'onde, les réseaux de diffraction utilisés dans le visible et l'UV sont inefficaces. La diffraction est assurée par des cristaux et décrite par la relation de Bragg $nl = 2d \sin q$, où n ($=1,2,3,\dots$) est l'ordre d'interférence, l la longueur d'onde, d la distance entre les mailles élémentaires du cristal (appelée aussi distance inter-réticulaire), et q l'angle d'incidence ($=$ angle de la diffraction). Le cristal agit donc comme un miroir sélectif en longueur d'ondes, de sorte que les rayons incidents qui ne satisfont pas la relation de Bragg sont ignorés.

Les rayons diffractés ne sont pas focalisés dans le plan vertical (courbure cylindrique du cristal) : la source est de ce fait mal délimitée. La géométrie du système permet néanmoins de définir son étendue verticale. Pour une visée passant par le centre du plasma (configuration actuelle), on obtient une température $T_i(0)$ moyennée de autour du centre.

3.1.4 Conclusion

Afin de déterminer précisément les gradients de température et de densité électroniques dans ce travail de thèse, on s'est servi principalement des diagnostics de réflectométrie à balayage ($n_e(r)$), du radiomètre ECE ($T_e(r)$). La précision radiale, couplée à une trop faible dynamique temporelle, ont limité la mesure de la température ionique par spectroscopie d'échange de charges. La densité ionique n'est pas mesurée sur Tore Supra : il donc a été nécessaire de faire appel au code de

3.2. APERÇU DE LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA TURBULENCE

modélisation intégrée *CRONOS* [Basiuk 03] pour compléter l'ensemble des données nécessaires aux interprétations des mesures sur le transport. Il va de soi qu'on s'appuie sur les validations de ce code pour estimer les incertitudes des mesures faites sur les coefficients de transport.

3.2 Aperçu de la mesure expérimentale de la turbulence

La turbulence étant le candidat le plus sérieux pour expliquer un transport expérimental bien plus élevé que celui prévu par les simulations ou les théories, il est important d'être capable de la mesurer et d'en caractériser les propriétés. Différentes revues ont été réalisées sur le sujet : on tirera profit des travaux de revues de Liewer [Liewer 85] et Wootton [Wootton 90].

On observe un lien assez direct entre la turbulence et le temps de confinement : plus précisément, les mesures réalisées sur le TFR montrent de manière convaincante une relation du type $1/\tau \propto \langle \delta n/n \rangle^2$, Fig. 3.1 entre les fluctuations de densité relative $\delta n/n$. Dans cette relation $\langle \delta n/n \rangle$ est estimé à partir de l'intégration fréquentielle réalisée sur une ligne de visée d'un diagnostic de diffusion : on a donc une mesure intégrée, possiblement dominée par la turbulence de bord. De fait, il est problématique de relier une grandeur globale (τ_E) à une grandeur présentant de fortes variations radiales ($\delta n/n$), voir par exemple l'évolution radiale typique présentée Fig. 3.2.

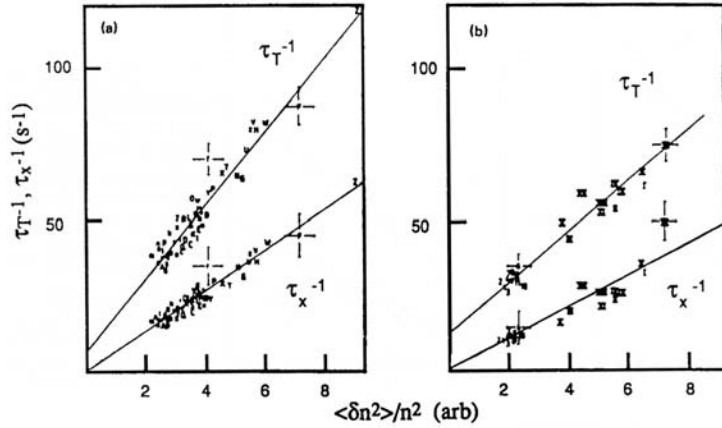


Fig. 3.1 – Corrélation obtenue entre le temps de confinement de l'énergie et les mesures de fluctuations de densité sur TFR. La figure de gauche correspond à des décharges avec ajout de puissance ICRH, celle de droite à un chauffage par injection de neutres. τ_T correspond au temps de confinement des électrons et τ_X est identique à τ_T , les pertes de dents de scies ayant été retirées. [Wootton 90]

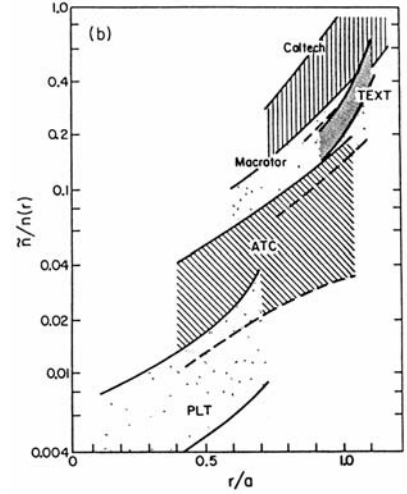


Fig. 3.2 – Profils radiaux de fluctuations de densité mesurées sur différents tokamaks : Caltech, TEXT, Macrotor, ATC, PLT. [Liewer 85]

Les mesures de turbulence réalisées à partir de différents diagnostics sont présentées en Annexe B. Chaque diagnostic a une fenêtre d'observation spécifique, qui doit être précisée : la sensibilité spectrale peut être temporelle ou spatiale (et dans ce cas, on distingue les mesures radiales k_r , poloidales k_θ), large bande ou non, avec une résolution temporelle fixée. On pourra se référer à la présentation spécifique donnée au chapitre 14 du *Lecture Notes on Physics : Plasma Physics* [Dinklage 05].

Retenons que la turbulence présente expérimentalement un spectre fréquentiel très large, et des composantes en nombres d'onde radiaux et poloidaux *a priori* différentes. Habituellement,

CHAPITRE 3. DIAGNOSTICS DE CARACTÉRISATION DE LA TURBULENCE

l'étude de la turbulence se fait à travers l'étude des fluctuations de densité ou de champ magnétique. On se restreint dans cette thèse aux fluctuations de densité.

3.3 Intérêt de la réflectométrie à balayage

Les différents diagnostics de mesure de la turbulence, passés ou présents, sur Tore Supra sont détaillés en [B.2](#).

Ces diagnostics permettent de couvrir une grande partie du spectre en nombre d'onde perpendiculaire $k_{\perp}$ ($1 < k_{\perp} \lesssim 40 \text{ cm}^{-1}$) que ce soit en nombre d'onde poloïdal k_{θ} ou radial k_r . Leurs dynamiques temporelles s'étendent sur un large domaine, de la dizaine de ms jusqu'à la μs , et les précisions varient du cm au mm. Cependant, en dehors de la réflectométrie à balayage, toutes ces mesures sont locales : il n'est pas possible de mesurer le profil radial $\delta n(r)$ avec à la fois une dynamique temporelle de l'ordre du temps de cohérence de la turbulence et la résolution spatiale qui caractérise les diagnostics de réflectométrie. Une constatation identique peut aussi être tirée de l'analyse des différents diagnostics de mesure de la turbulence ($\delta n(r)$).

On voit donc tout l'intérêt de développer une telle méthode, donnant accès *à la fois* à la dynamique radiale *et* temporelle de la turbulence. La description de cette méthode fait l'objet du Chapitre 4.

4

Profils de fluctuations de densité par réflectométrie

La technique décrite dans cette partie permet d'obtenir une estimation locale de la turbulence par une mesure des niveaux de fluctuations de densité à partir des signaux de réflectométrie à balayage. L'esprit général de la méthode a été développé par le groupe de réflectométrie de l'IRFM dans le cadre d'une collaboration étroite avec les universités Nancy I (Stéphane Heuraux) et, pour le début de ce travail, Aix-Marseille I (Gérard Leclert).

L'idée qui sous-tend ce travail de thèse est la suivante : afin de minimiser les erreurs, il est nécessaire de mesurer de façon conjointe, i.e. aux mêmes instants, les profils radiaux de densité et de fluctuations de densité. La réflectométrie répond à ce cahier des charges et même davantage, puisque le principe est d'utiliser *les mêmes données* pour mesurer n_e et δn .

Différentes étapes furent nécessaires pour mettre au point la méthode : tout d'abord l'extraction des perturbations de densité satisfaisant aux conditions de l'approximation de Born en mode ordinaire [Heuraux 03], puis à l'aide d'une fonction de transfert en mode X dans le cadre de la thèse de L. Vermare [Vermare 05] [Vermare 06], et enfin la prise en compte des effets non-linéaires par l'utilisation d'une méthode itérative visant à calculer de façon optimisée la fonction de transfert. Ce dernier point fait l'objet d'une grande partie de ce travail de thèse. Enfin, la mise en œuvre d'une méthode de calcul des profils de $\delta n/n$ à partir des signaux de réflectométrie sera présentée dans ce manuscrit.

La partie 4.1 est une présentation des principes de base de la réflectométrie ainsi qu'une description des réflectomètres utilisés. Une présentation de la physique entrant en jeu lors de la propagation d'une onde dans un plasma magnétisé (4.1.3) et turbulent (4.1.4) précède l'explication de la méthode de calcul des profils radiaux $\delta n/n(r)$; son principe sera présenté en 4.2, puis son fonctionnement sera détaillé en 4.3.

4.1 La réflectométrie

Un diagnostic de réflectométrie est une technique radar fonctionnant dans le domaine des micro-ondes avec des fréquences sont de l'ordre de 10 à 200 GHz, basée sur l'émission, la propagation puis la réception d'une onde électromagnétique. De nombreux détails sont donnés dans la thèse d'habilitation à diriger des recherches de F. Clairet [Clairet 07a]. Plus spécifiquement, les articles de Bretz [Bretz 92] et Mazzucato [Mazzucato 98] constituent une bonne revue des principes mis en jeu pour la caractérisation de la turbulence. Ils indiquent, entre autre, que la réflectométrie peut être retenue comme moyen de mesure de la turbulence.

4.1.1 Réflectomètres installés sur Tore Supra

Les réflectomètres installés sur Tore Supra sont détaillés dans ce paragraphe. De plus amples détails sont consignés dans la revue exhaustive de R. Sabot [Sabot 04]. Trois bandes de fréquences (V : 50-75 GHz, W : 75-110 GHz, D : 110-170 GHz) sont couvertes par les deux diagnostics de réflectométrie à balayage de Tore Supra : *dreflec* (bandes V & W) en *drefluc* (bande D).

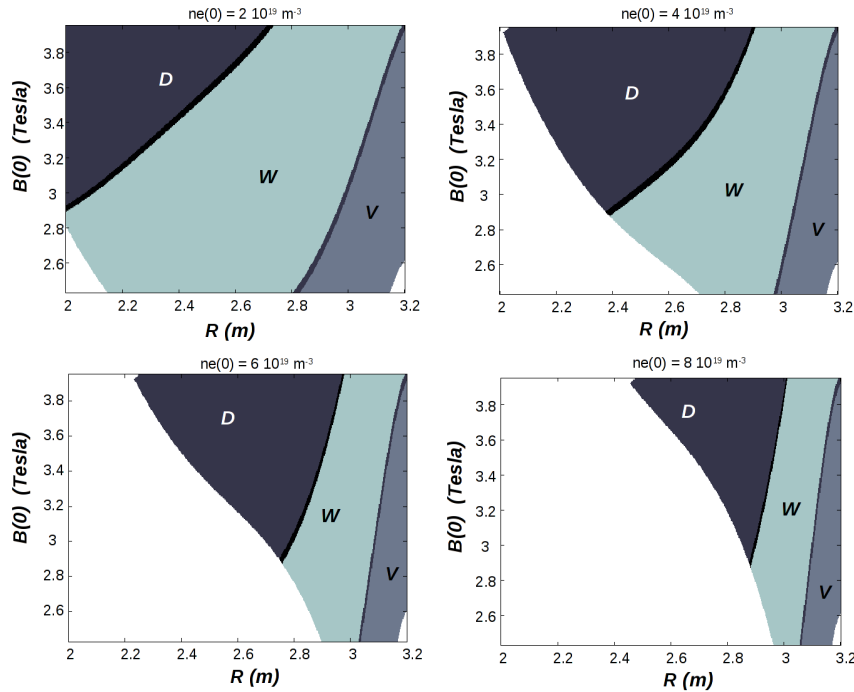


Fig. 4.1 – Diagrammes d'accessibilité pour les réflectomètres bandes V,W,D de Tore Supra, selon le champ magnétique au centre du plasma (noté $B(0)$) et pour quatre densités centrales différentes.

En fonction des paramètres plasmas (champ magnétique, densité électronique, température) une fréquence sonde peut pénétrer plus ou moins profondément dans le plasma – ce point sera détaillé au cours de cette section. Puisque les réflectomètres fonctionnent dans une bande de fréquence fixée, les zones sondées varient avec les paramètres plasmas : on parle d'accessibilité. La figure Fig. 4.1 illustre ce concept pour différents champs magnétiques et densités électroniques, couvrant en grande partie le domaine opérationnel de Tore Supra.

4.1. LA RÉFLECTOMÉTRIE

Le réflectomètre *dreflec* est un réflectomètre à balayage en fréquence, dévoué à la mesure du profil de densité de bord. Aux conditions de fonctionnement classiques de Tore Supra (champ et densité au centre : $B_0=3.8$ T, $n_e(0) = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), il ne peut pas accéder à la région $r/a < 0.6$. Cette limitation en accessibilité à haut champ magnétique est compensée par sa capacité à détecter très précisément le plasma de bord, jusqu'à $r/a = 1.2$, pour des densités de quelques 10^{16} m^{-3} . Une fréquence d'acquisition très élevée permet aussi au réflectomètre de fonctionner en diagnostic de mesure de la turbulence, point qui sera largement détaillé dans la suite du chapitre.

Le réflectomètre *drefluc* a été initialement développé dans le but de mesurer les fluctuations de densité dans le plasma, en fonctionnant à fréquences fixes – son principe de fonctionnement est détaillé au B.2.4. Cependant, la mesure du niveau de fluctuations à partir du signal de phase d'un tel réflectomètre nécessite la connaissance du gradient local de densité, comme le stipule l'Eq. (B.2). Le profil de densité au centre du plasma et coté fort champ n'étant mesuré que par les 5 cordes de l'interférométrie, avec des incertitudes de 5 à 10 cm sur la position de la mesure, il a été nécessaire de doter ce réflectomètre d'un mode de fonctionnement en balayage en fréquence, comme *dreflec*.

Ce travail a été réalisé à partir des signaux des réflectomètres à balayages fonctionnant dans les bandes de fréquence V et W (50-75 et 75-110 GHz). Comme les signaux des deux réflectomètres sont identiques par nature, le traitement détaillé dans ce chapitre est adaptable aux données du réflectomètre bande D, fonctionnant en balayage en fréquence.

Description technique des réflectomètres

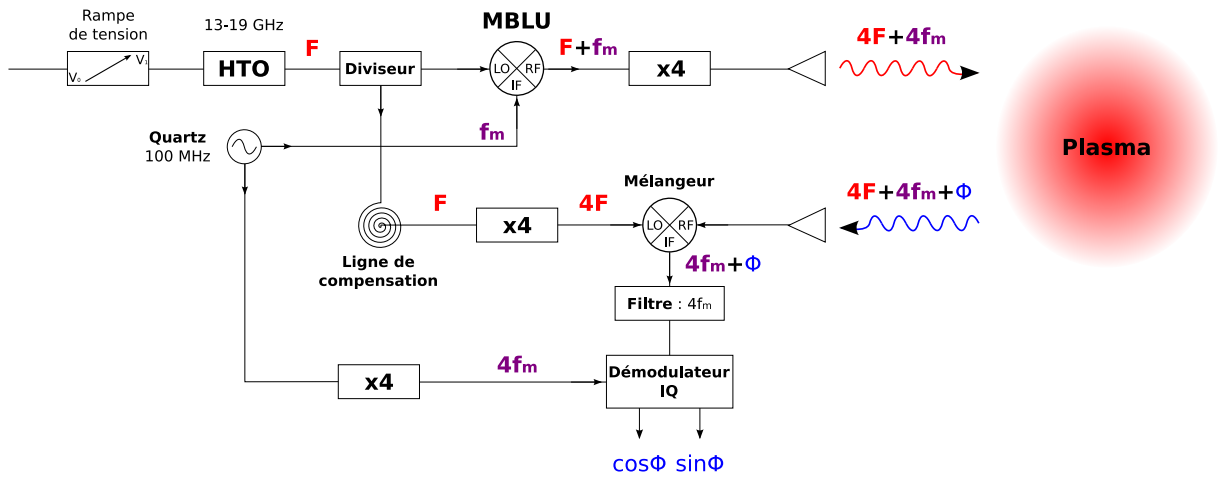


Fig. 4.2 – Schéma du réflectomètre bande V (50-75 GHz) installé sur Tore Supra

Le schéma de fonctionnement des deux réflectomètres est identique (Fig. 4.2). On se limitera au cas du réflectomètre bandes V & W. Le signal d'une source de fréquence micro-onde (12-18 GHz) est multiplié par 4 (bande V) ou 6 (bande W) avant d'être envoyé dans le plasma. L'onde électromagnétique enregistre un retard de phase en se propageant dans le plasma, puis est réfléchi sur la couche de coupure pour atteindre finalement l'antenne de réception. Le signal

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

reçu est ensuite comparé au signal envoyé, qui aura été au préalable retardé dans une ligne de compensation de plusieurs mètres, mimant la propagation de l'onde dans le vide. De cette comparaison on peut déduire avec précision le signal provenant uniquement du plasma. L'utilité du décalage en fréquence f_m est détaillée dans la suite.

Une description exhaustive des réflectomètres est disponible dans les différentes publications de F. Clairet [Clairet 01], [Clairet 03] et C. Moreau [Moreau 00], dont on ne manquera pas de consulter la thèse [Moreau 97]. Seuls les points techniques permettant de mesurer précisément le signal plasma sont détaillés dans cette partie, en vue de caractériser la turbulence du plasma affectant les signaux.

- **Une source très rapide dans la bande 10 – 20 GHz**

La source utilisée (HTO, Hyper abrupt Tuned Oscillator) est une source solide basée sur un circuit oscillant. Cette source a été choisie pour sa grande agilité en fréquence. Le montage actuel permet d'atteindre 1.25 et 1.75 GHz/ μ s en vitesse de balayage pleine bande (V&W), et bientôt 5 à 8.75 GHz/ μ s dans la nouvelle configuration. C'est en fait la tension de commande dirigeant la fréquence de sortie qui est limitante. Ainsi, on dispose d'une source de fréquences micro-ondes 12-18 GHz qui est balayée en 20 μ s. La puissance émise est d'environ 10 mW.

- **Une acquisition rapide**

Un système d'acquisition échantillonnant à 100 MHz permet de mesurer 2000 points sur chaque balayage en fréquence de la source. Jusqu'à 12500 balayages peuvent être ainsi mémorisés, ce qui est suffisant pour mener une analyse statistique.

- **Une mesure simultanée de l'amplitude et de la phase**

Les deux sorties du démodulateur I/Q : $A \cos \phi$, $A \sin \phi$, permettent de mesurer simultanément l'amplitude $A(t)$ et la phase $\phi(t)$ du signal complexe (cf 4.1.2).

- **Un bon rapport signal/bruit (30 dB) :**

Un bon rapport signal/bruit sur la détermination de la phase ϕ est nécessaire pour étudier ses fluctuations $\delta\phi$. On estime avec [Clairet 03] que le réflectomètre utilisé possède une dynamique d'environ 30 dB sur la puissance du signal reçu, ce qui permet d'effectuer des études de fluctuations sur le signal (avec une précision estimée à $\delta\phi_{min} \approx 3\%$).

Cette bonne dynamique est rendue possible par le décalage en fréquence : le signal turbulent portant l'information sur les ϕ et $\delta\phi$ est décalé d'une fréquence f_m . Un tel décalage est réalisé par un mélange à bande latérale unique (MBLU, ou Single Sideband Modulator). Ce mélangeur sert à obtenir une modulation à la fréquence $\pm f_m$ du signal de fréquence F obtenu en sortie des multiplieur $\times 4$ ou $\times 6$: l'onde injectée dans le plasma a donc pour fréquence $F \pm f_m$. En pratique, on envoie $F_{sonde} + 400$ MHz dans le cas du réflectomètre bande V et $F_{sonde} - 600$ MHz pour le bande W. En travaillant dans les zones de saturation en puissance des composants, le MBLU rejette efficacement les harmoniques indésirables avec une réduction de puissance d'au moins 20 dB. L'intérêt d'une telle modulation est illustré Fig. 4.3 : par rapport à une situation sans modulation (on parle de *détection homodyne*), où la limite signal/bruit est imposée par l'électronique du montage (soit $S/N < 20$ dB), l'utilisa-

tion de la modulation en $\pm f_m$ permet d'améliorer ce rapport S/N, qui est dès lors imposée par le bruit plasma, principalement composé de l'émission ECE. On parle alors de *détection hétérodyne*.

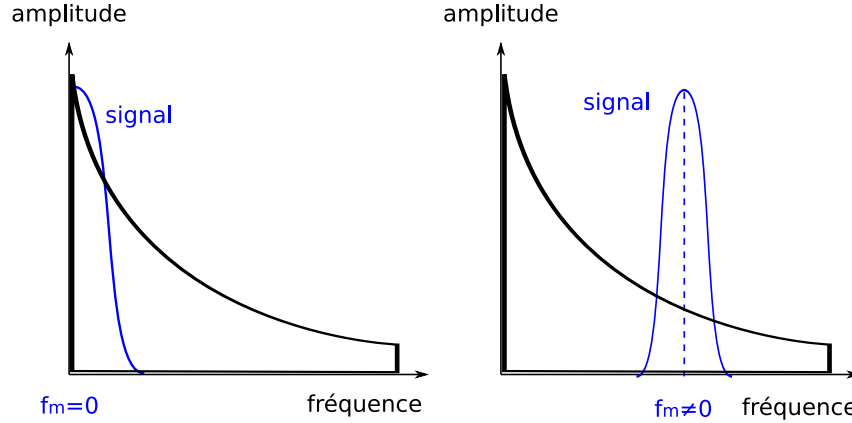


Fig. 4.3 – Puissance spectrale du signal enregistré à la sortie du mélangeur sur une fréquence porteuse de 160 MHz. Illustration du rapport signal/bruit pour une détection homodyne (gauche) qui est de l'ordre de 20 dB et pour une détection hétérodyne (droite) de l'ordre 30 dB.

Modes d'acquisition standard ou rafales

Deux modes d'acquisitions sont disponibles pour le réflectomètre à balayage. Ils ne diffèrent que par le temps d'attente entre deux balayages en fréquence sonde, fixé à 20 μ s. Le mode *standard*, ou *profils*, permettant une mesure du profil de densité pendant toute la durée du plasma, et le mode *rafales*, pour des acquisitions rapprochées sur un temps très court.

Dans le cas de la mesure du profil de densité électronique, le temps de répétition est de quelques ms (mode *profils*), ce qui permet de réaliser de l'ordre de 1000 mesures du profil de densité pendant un choc typique de Tore Supra, d'une durée proche de 15 s. Afin de mesurer les profils de fluctuations de densité, il est nécessaire de figer la turbulence (cette notion sera détaillée au 4.1.4 et discutée au 4.1.4). Le temps de répétition est donc ramené à sa valeur minimale (mode *rafales*), soit 5 μ s. Une statistique minimale est nécessaire pour être en mesure d'extraire les fluctuations de densité $\delta n/n$ à partir des signaux de phase : afin de pouvoir mesurer ces $\delta n/n$ à différents instants lors du même choc, correspondant à des conditions plasmas différentes, les acquisitions rafales sont regroupées par bloc (Fig. 4.4).

4.1.2 Le signal de réflectométrie

La détection I/Q permet la reconstitution d'un signal complexe $A(F, t) e^{i\phi(F, t)}$ composé d'une amplitude A portant l'information sur la puissance reçue par le réflectomètre, après réflexion sur la couche de coupure, et d'une phase ϕ portant l'information sur le plasma traversé lors de la propagation aller-retour, du bord du plasma à la coupure. L'amplitude est le résultat d'une intégration sur le diagramme de rayonnement de la puissance de toutes les contributions renvoyées vers le réflectomètre (signal associé à une multi-réflexion, signal réfléchi ou diffracté par une déformation de la couche de coupure, signal rétrodiffusé par la turbulence ...). Le travail

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

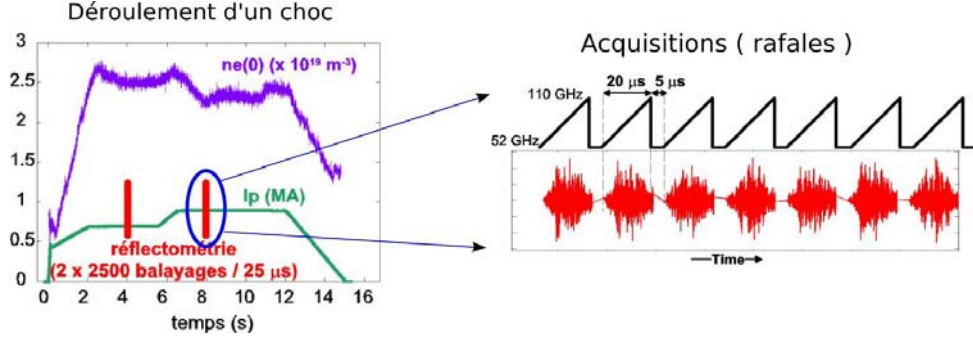


Fig. 4.4 – Fonctionnement en mode d’acquisition *rafales* du réflectomètre lors d’un choc de Tore Supra. La densité électronique centrale et le courant plasma sont représentés. Les acquisitions sont divisées en deux groupes de 2500 rafales, permettant d’étudier la turbulence plasma pendant deux fenêtres de 62,5 ms

réalisé se focalise sur la phase ϕ , et plus précisément sur les fluctuations de phases $\delta\phi$, dont on extrait des informations sur la turbulence présente dans le plasma traversé.

Le choix de la phase plutôt que de l’amplitude vient du fait que les effets bidimensionnels sont moindres, lissés, comme reporté dans [Hacquin 01]. La courbure des surfaces de réfraction (indice N) intervient aussi en faveur de la phase [Valeo 02]. D’autre part des d’incertitudes persistent sur la contribution de l’effet de la diffusion vers l’avant (forward-scattering) captée par l’antenne de réception [Gusakov 05] [da Silva 07], qui n’est pas toujours bien pris en compte dans les modèles interprétatifs. Les effets d’interférence compliquent aussi l’interprétation des résultats : ainsi plusieurs effets peuvent se recombinaier pour modifier l’amplitude du signal détecté [da Silva 03]. Enfin, aux températures de l’ordre de quelques keV il est nécessaire de prendre en compte les effets relativistes sur l’amplitude du signal émis. Ces incertitudes, ajoutées à l’absence de procédures claires pour extraire les caractéristiques de la turbulence à partir des fluctuations d’amplitude, nous ont conduit à choisir les variations de phase comme source d’information sur la turbulence.

Le signal de phase peut se décomposer en une partie dépendante des profils radiaux moyens de n_e , T_e , B du plasma (la phase moyenne) et une partie fluctuante créée par les fluctuations δn , δT , δB , autrement dit par la turbulence :

$$\phi(F, t) = \underbrace{\langle \phi_0(F, t) \rangle}_{\rightarrow \langle n \rangle, \langle T \rangle, \langle B \rangle} + \underbrace{\delta \phi(F, t)}_{\rightarrow \delta n, \delta T, \delta B} \quad (4.1)$$

Cette séparation n’est valable que pour des fluctuations de densité de faible amplitude et dont les échelles de variations temporelles sont bien plus petites que celles des profils radiaux de densité, température, etc. Nous reviendrons sur cette séparation en 4.2.3.

Dans la suite de ce travail nous ignorerons les contributions des fluctuations de champ magnétique, qui sont faibles sur Tore Supra comme l’a montré X.L. Zou, [Zou 95]. Il en va de même pour les fluctuations de température où les corrections relativistes de la relation de dispersion sont plus importantes que les corrections thermiques [Bindselev 91] ; une expression de ces corrections a d’ailleurs été donnée dans [Mazzucato 92], qui n’affectent que très peu les plasmas

4.1. LA RÉFLECTOMÉTRIE

de température inférieure à 10 keV. Dans la suite, nous supposons donc que les variations de phase $\delta\phi$ seront uniquement reliées aux fluctuations de densité du plasma δn .

Nous nous focalisons sur les fluctuations de phase $\delta\phi$, dites turbulentes, dont on extrait des informations sur la turbulence présente dans le plasma traversé. De manière très générale, les fluctuations de la phase mesurée par la réflectométrie lors d'un balayage en fréquence sonde $F(t)$ sont de la forme :

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[F \int_{r_a}^{r_c} N(F, r, t) dr \right] \quad (4.2)$$

où N est l'indice local de réfraction de l'onde, r_a correspond à la position d'émission de l'onde et r_c à la coupure. On distingue deux termes dans la mesure des fluctuations de phase :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[F \int_{r_a}^{r_c} N(F, r, t) dr \right] = \frac{\partial F}{\partial t} \int_{r_a}^{r_c} N(F, r, t) dr + F \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{r_a}^{r_c} N(F, r, t) dr \right] \quad (4.3)$$

En adoptant les caractéristiques des réflectomètres à balayage utilisés (50–75 et 75–110 GHz) qui effectuent un balayage de chaque bande en 20 μ s, les deux termes ont des ordres de grandeurs nettement différents : le premier correspond aux fréquences de battements qui sont de l'ordre du MHz, alors que le second correspond aux fluctuations temporelles de l'indice et aux mouvements de la couche de coupure, de l'ordre du kHz.

Les fluctuations de phase mesurées par la réflectométrie à balayage dépendent donc des variations locales de l'indice N le long du parcours de l'onde sonde, ainsi que des variations de position de la couche de coupure. L'analyse de ces fluctuations de phase est menée dans la suite de ce chapitre.

4.1.3 Propagation d'une onde dans un plasma magnétisé

La propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma suit les équations de Maxwell. La résolution générale du problème de la propagation d'une onde dans un plasma magnétisé est loin d'être trivial ; ce problème est très largement couvert par Ginzburg [Ginzburg 70].

Propagation dans un plasma homogène

Pour établir les relations de dispersion qui vont fournir les propriétés des modes se propageant dans un plasma magnétisé, nous choisissons une description en ondes planes, monochromatiques et stationnaires, de forme $\mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$. Par la suite k représentera la norme de $\mathbf{k}$. On se limite pour l'instant à une propagation dans un plasma de densité électronique n_e homogène (sans variations radiales), sans fluctuations spatiales ni temporelles. Ces hypothèses suffisent à introduire les concepts de base qui seront utilisés par la suite.

En annulant les densités de charges et de courants extérieurs au plasma dans les équations de Maxwell, les relations entre les champs électrique et magnétique de l'onde sont :

$$\mathbf{k} \times \mathbf{B} = -i \mu_0 \mathbf{j} - \frac{\omega}{c^2} \mathbf{E} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = -\omega \mathbf{B} \quad (4.5)$$

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

Moyennant l'introduction du tenseur de conductivité diélectrique σ , la loi d'Ohm fournit une expression reliant la densité de courant et le champ électrique :

$$\mathbf{j} = \sigma : \mathbf{E} \quad (4.6)$$

Le champ électrique est solution de l'équation d'onde :

$$\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\mathbf{1} + \frac{i}{\omega \epsilon_0} \sigma \right) \mathbf{E} = 0 \quad (4.7)$$

Les hypothèses suivantes, suffisantes dans le cadre de cette étude théorique de la réflectométrie, permettent d'obtenir une expression du tenseur σ :

- **Plasma froid**

L'hypothèse de *plasma froid* suppose que la vitesse de phase de l'onde sonde ω/k est grande devant les vitesses thermiques v_T . Par conséquence, l'onde n'est pas affectée par les effets relativement "lents" de viscosité ou de conductivité thermique ; seule la résistivité électrique l'affecte. Le qualificatif *plasma froid* ne signifie pas que le plasma a une température basse, mais que la relation de dispersion $\omega(k)$ ne dépend pas de T . Pour les différents modes de polarisation des ondes sondes étudiées, il sera montré que les vitesses de phase sont généralement supérieures à la vitesse de la lumière c , ce qui justifie l'hypothèse faite.

- **Cas linéaire**

On ne garde que les variations par rapport à l'équilibre de premier ordre. Les équation décrivant l'interaction onde-plasma sont ainsi rendues linéaires, ce qui signifie que toute solution du système peut être vue comme une superposition d'ondes planes, monochromatiques et stationnaires. La validité de cette hypothèse provient de la faible puissance rayonnée par le réflectomètre, qui ne perturbe pas le plasma sondé. Toutefois, cette hypothèse de linéarité des effets des δn dans l'itération onde-plasma ne signifie nullement une réponse linéaire de la phase du signal.

- **Hautes fréquences**

La gamme des fréquences sondes utilisées est bien au delà des fréquences propres faisant intervenir le mouvement des ions (ω_{pi} , ω_{ci}). Du fait de leur faible inertie, on suppose que seuls les électrons sont mobiles ; les ions et particules neutres sont considérés comme immobiles.

- **Milieu non dissipatif**

On néglige les collisions entre particules, de sorte que le plasma est non dissipatif. Une justification de cette hypothèse a été menée lors du travail de thèse de M. Colin [Colin 01], en calculant les différents termes d'amortissements pour les paramètres plasmas rencontrés habituellement dans Tore Supra. Cette hypothèse n'est plus remplie quand les fréquences sondes approchent la fréquence hybride $\omega_{hyb} = (\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2}$ – cf la discussion sur la résonance, dans les lignes suivantes.

Sous ces hypothèses et suivant [Fitzpatrick 06], on établit l'expression pour le tenseur de conductivité diélectrique, dans les directions parallèles ($\parallel$) et perpendiculaires ($\perp$) :

$$\boldsymbol{\sigma} = \epsilon_0 \omega \begin{pmatrix} -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & -i \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ i \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \end{pmatrix} \begin{matrix} (\perp) \\ (\perp) \\ (\parallel) \end{matrix} \quad (4.8)$$

Les fréquences en jeu sont la pulsation plasma électronique (ω_{pe} , définie au 2.1) et la pulsation cyclotronique électronique (ω_{ce} , définie au 2.2). En propagation perpendiculaire, le vecteur d'onde $\mathbf{k}$ est perpendiculaire au champ magnétique du plasma $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ ce qui donne finalement :

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & i \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ -i \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - N^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (4.9)$$

où $N = ck/\omega$ est l'indice de réfraction local de l'onde. Ce système linéaire n'admet des solutions non nulles que si son déterminant s'annule, donnant ainsi la *relation de dispersion* $\omega(k)$. La propagation est supposée transverse, c'est à dire que $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$. On distingue alors deux types de polarisations pour une onde solution du système : l'onde transverse électrique ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_0$, appelé mode ordinaire ou mode O) et l'onde transverse magnétique ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$, appelé mode extraordinaire ou mode X).

Le changement des propriétés de la propagation d'une onde va se produire lorsque :

★ **une coupure existe ... : Réflexion de l'onde ($N = 0$)**

Quand l'indice s'annule, l'onde se réfléchit. La nature de l'onde se modifie : de progressive ($N > 0$, $k^2 > 0$) elle devient évanescence ($N < 0$, $k^2 < 0$) et ne transporte plus d'énergie ; la pénétration d'une onde évanescence reste faible, de l'ordre de k^{-1} .

★ **...ou une résonance : Absorption de l'onde ($N \rightarrow \infty$)**

Quand l'onde entre en résonance, son nombre d'onde k devient infini et sa vitesse de phase s'annule. Ce phénomène se produit à pour les harmoniques de la fréquence cyclotronique électronique f_{ce} . On sort du cadre de l'étude, car les hypothèses de plasma froid non dissipatif tombent. Notons que des phénomènes de transfert d'énergie peuvent apparaître, comme dans le cas des chauffages ICRH ou ECRH. En dehors de l'absorption à la seconde harmonique f_{ce} , limitant l'accessibilité aux hautes fréquences sondes (cf 4.1.3), les signaux de réflectométrie étudiés dans ce travail ne sont pas soumis à ces phénomènes de résonance.

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

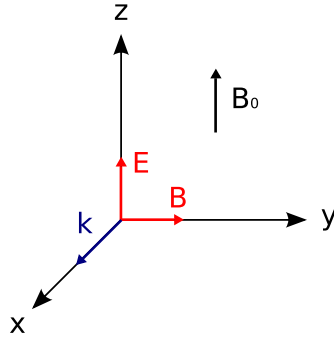


Fig. 4.5 – Polarisation mode ordinaire

L'onde transverse électronique n'est pas affectée par le champ magnétique. Elle se propage pour des fréquences supérieures à la pulsation plasma ω_{pe} .

La relation de dispersion et l'indice de réfraction de l'onde sont définis par :

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_{pe}^2, \quad N_O^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (4.10)$$

Une fréquence de coupure existe : $\omega_c = \omega_{pe}$.

Il n'y a pas de résonance possible.

On note que $N < 1$ dans les deux cas, ce qui signifie que la vitesse de phase est toujours supérieure à c .

Mesure du profil de densité

L'intérêt principal du mode X réside dans la possibilité d'obtenir une réflexion de l'onde en bord de plasma, c'est à dire pour des densités faibles de l'ordre de quelques 10^{17} m^{-3} , pour des fréquences de l'ordre de la dizaine de GHz. En mode O, puisque la réflexion se fait à $\omega = \omega_{pe}$, $n_e \rightarrow 0$ implique $\omega \rightarrow 0$. A l'aide du mode X, il est donc possible d'obtenir des informations provenant du plasma de bord. De manière générale, la mesure du profil de densité se fait en exploitant la coupure haute du mode X. La figure Fig. 4.7 donne l'exemple d'une mesure des profils de densité électronique sur le choc TS #40000. On se reportera à [Clairet 01] et [Clairet 03] pour plus de détails sur la mesure du profil de densité.

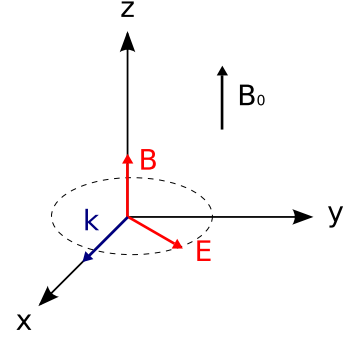


Fig. 4.6 – Polarisation mode extraordinaire

L'onde transverse magnétique est affectée par le champ magnétique.

La relation de dispersion est plus complexe que dans le cas du mode O, et l'indice de réfraction de l'onde est définie par :

$$N_X^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2} \quad (4.11)$$

Deux fréquences de coupures existent, basses et hautes : $\omega_c = \frac{1}{4} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} \pm \omega_{ce} \right)$

Il y a résonance pour $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$, appelée résonance hybride supérieure.

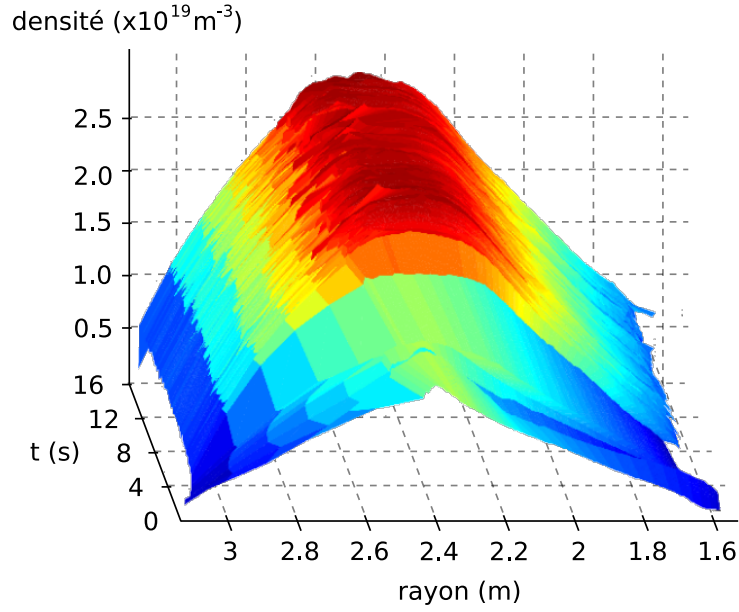


Fig. 4.7 – Profil de densité couvrant tout le plasma de Tore Supra, obtenu en utilisant conjointement tous les réflectomètres de profil, pour une excursion en fréquence de 50 à 150 GHz

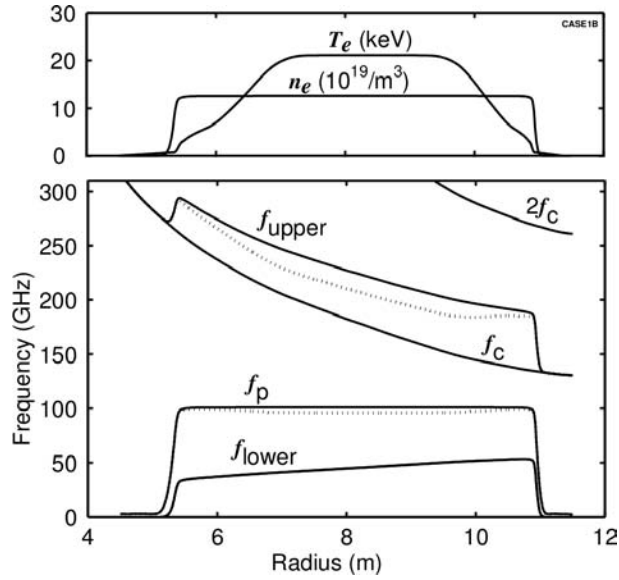


Fig. 4.8 – Diagramme d'accessibilité pour une prévision typique d'un plasma d'ITER. Les fréquences de coupure en mode X sont notées f_{upper} (haute) et f_{lower} (basse); f_p et f_c sont respectivement les fréquences plasma et cyclotronique électronique. Les fréquences tracées en lignes pleines sont calculées sous l'hypothèse de plasma froid, alors que celles en pointillés prennent en compte les effets relativistes. La température élevée ~ 20 keV restreindra la mesure habituelle en mode X (coté faible champ, coupure haute) au plasma de bord et à la zone de gradient. Le cœur sera accessible aux signaux mode O (coté faible champ) et mode X (coté fort champ, coupure basse), [Group 99]. Une mise à jour des scénarii typiques a été proposée dans [Group 07].

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

Mesure du profil de densité sur ITER

In the absence of core relativistic electron cyclotron absorption effects discussed below, ITER would have very good access for reflectometry. (E. Doyle, [Doyle 96]).

Sur ITER, la température du plasma de cœur sera d'au moins 30 keV, bien plus que dans les machines actuelles. Cette température élevée aura des conséquences sur les fréquences de coupure mode O et mode X; la figure Fig. 4.8 donne un exemple de ces coupures. Les effets relativistes auront pour effets de diminuer la fréquence cyclotronique électronique $f_{ce} = \omega_{ce}/2\pi$ et de ses harmoniques et, ainsi la pulsation hybride haute $\omega_{hyb} = (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)^{1/2}$, qui est la pulsation de coupure haute pour la propagation en mode X, sera affectée (cf Eq. (4.11) et 4.1.3). L'accessibilité en mode X (coupure haute, faible champ) est donc limitée d'une part, au bord du plasma, par l'harmonique fondamentale f_{ce} et d'autre part, pour le plasma de coeur, par la seconde harmonique $2f_{ce}$. Dans les conditions nominales d'ITER, la gamme de fréquences sondes attendue pour la coupure X haute coté faible champ, est d'environ 110-230 GHz, alors que les sources utilisées actuellement ne dépassent pas 150 GHz.

Il est envisagé d'installer, coté fort champ, un réflectomètre mode X s'appuyant sur la coupure basse, afin d'accéder au plasma de cœur. Un tel dispositif nécessitera une connaissance précise du champ magnétique B , dont les corrections relativistes réclament la connaissance du profil de température ... La mesure du profil en mode O, qui se fait à la fréquence plasma électronique $\omega_{pe}/2\pi \propto n_e^{1/2}$, ne sera pas possible si les profils de densité sont aussi plats que ceux attendus.

4.1.4 Propagation en plasma turbulent

Les plasmas de tokamaks ne sont évidemment pas spatialement homogènes : la densité est nulle en bord de plasma et maximale au centre. A ces variations radiales, il faut ajouter des variations spatio-temporelles causées par divers phénomènes non stationnaires (instabilités MHD, application de chauffage ...) dont la turbulence. Nous avons posés lors des paragraphes précédents les éléments nécessaires à l'établissement des principales caractéristiques des modes électromagnétiques se propageant de l'antenne d'émission, située dans le vide, jusqu'à leur coupure dans le plasma. Il est maintenant nécessaire d'établir une équation de propagation d'onde pouvant décrire son évolution spatio-temporelle.

Équation d'Helmholtz en plasma inhomogène

Dans le cadre de l'étude de la propagation d'une onde balayée en fréquence, une hypothèse supplémentaire à celles énoncées au paragraphe 4.1.3 peut être posée : l'hypothèse de turbulence figée. Les échelles temporelles en jeu lors des différents processus non stationnaires, de l'ordre de la μ s pour les plus rapides, sont supposées être plus grandes que le temps de propagation de l'onde dans le plasma (*temps de vol*), de l'ordre de 20 ns pour les plasmas de Tore Supra. On suppose ainsi que les paramètres plasmas sont stationnaires : soit $n_e = n_e(r, \mathbf{k})$ pour la densité. La validité de cette hypothèse dans le cadre de l'analyse spectrale est discutée au paragraphe 4.1.4.

Pour des raisons de simplicité, nous développerons le calcul pour le cas d'une onde électromagnétique transverse (cas des modes O et X présentés ci-dessus), de polarisation linéaire et plongée dans un champ magnétique $\mathbf{B}$ selon $\mathbf{e}_z$. L'onde se propage selon $\mathbf{e}_x$, selon son vecteur d'onde $\mathbf{k}$. On suppose que l'onde présente une polarisation mode O, ce qui signifie que son

champ électrique $\mathbf{E}$ est orienté selon $\mathbf{e}_z$. De fait, l'expression du champ électrique de l'onde n'est représenté par $\mathbf{E} = E(r, t)\mathbf{e}_z$, r position radiale selon la direction de propagation $\mathbf{e}_x$. Enfin, on suppose que les variations des paramètres plasmas ne se font que selon la direction de $\mathbf{e}_x$ (description unidimensionnelle).

Sous ces hypothèses, l'équation d'onde générale (4.7) se simplifie en :

$$\frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} - \left[c^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \omega_{pe}^2(r) \right] E(r, t) = 0 \quad (4.12)$$

Cette équation n'est pas soluble analytiquement et présente une dépendance temporelle : l'effet Doppler, qui peut être négligé pour une onde monochromatique. L'équation Eq. (4.12) se réduit alors à une équation d'Helmholtz, équation maîtresse pour modéliser la propagation de l'onde en réflectométrie :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - k(r)^2 N^2(r) \right] E(r) = 0 \quad (4.13)$$

où $N(r)$ est l'indice de réfraction local du plasma. Ce formalisme est valable aussi bien en mode O (cf Eq. (4.10)) qu'en mode X (cf Eq. (4.11))

Notons qu'une étape intermédiaire à la résolution de l'Eq. (4.13) correspond à la description WKB, qui permet de prendre en compte les effets de réfraction en plasma inhomogène : en supposant une variation lente de l'indice N dans l'équation d'Helmholtz, on suppose que la solution du champ en plasma homogène est localement valable, ce qui permet d'obtenir une solution analytique pour le champ électrique de l'onde. Ce formalisme ignore cependant tous les phénomènes de diffusion qui sont essentiels pour notre étude de la turbulence. Pour une description détaillée de cette modélisation le chapitre 6 de l'ouvrage de Swanson [Swanson 03] est à retenir. Toutefois cette approximation permet de traiter le problème de la reconstruction de profil à condition de prendre en compte la nature de réflexion non-métallique dans les plasmas.

Effet de la turbulence sur la propagation de l'onde

Intéressons-nous à la propagation d'une onde dans un plasma fluctuant inhomogène, afin d'identifier les points clefs à prendre en compte.

Les fluctuations de densité du plasma, supposées de faible amplitude, vont diffuser l'onde et, partant, perturber le signal reçu par le réflectomètre. Le problème de la diffusion d'une onde électromagnétique en présence de fluctuations de densité peut se traiter d'une façon très générale ([Landau 84]). On traitera ici des phénomènes physiques affectant l'onde électromagnétique lors de son trajet dans le plasma, entre l'émission, la réflexion et la réception.

Les résultats analytiques suivants ont été démontrés en mode O, où l'expression de la relation de dispersion permet de mener les calculs plus loin que dans le cas du mode X (Eqs. (4.10) et (4.11)). Le profil de densité est supposé varier linéairement. Les calculs sont menés en utilisant la méthode perturbative de l'approximation de Born, centrée sur les effets des fluctuations de densité $\delta n/n$ sur le profil de n_e non perturbé, ce qui suppose une faible amplitude des $\delta n/n$. Enfin, on se place dans le cas unidimensionnel, où la diffusion se limite à une diffusion vers l'avant (forward-scattering) et vers l'arrière (back-scattering). Les calculs sont détaillés dans les articles d'Afeyan [Afeyan 95] et Zou [Zou 91].

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

Un signal diffusé venant de la coupure

Supposons une onde de nombre d'onde et fréquence $(\mathbf{k}_i, \omega_i)$ dans le vide, injectée dans un plasma en présence de perturbations de densité $\delta n/n$. Dans le cadre de l'approximation de Born, on calcule le champ électrique de l'onde diffusé [Zou 91], puis la fraction de puissance portée par le champ diffusé lors de la propagation de l'onde :

$$\frac{d\mathcal{P}_\omega}{d\omega} \sim \mathcal{P}_\omega \int_a^b N(r) dr \int_{-\infty}^{\infty} F(|\mathbf{k}_f|, r) S_N(|\mathbf{k}_f|, r, \omega - \omega_i) d|\mathbf{k}_f| \quad (4.14)$$

où a et b sont les limites radiales du plasma et où $F(|\mathbf{k}_f|, r)$ joue le rôle d'une fonction de poids. La puissance diffusée peut être vue comme la sommation spatiale (i.e. radiale) des diffusions locales à différents nombres d'ondes $\mathbf{k}_f$, pondérées par la fonction F et le spectre de puissance local S_N . L'information sur les fluctuations de densité est portée par S_N :

$$S_N(k, r, \omega) = \lim_{t, L \rightarrow \infty} \left\langle \frac{|\widetilde{\delta n}(k, r, \omega)|^2}{n(r)} \right\rangle \quad (4.15)$$

où $\widetilde{\delta n}(|\mathbf{k}|, r, \omega)$ est la transformée de Fourier des fluctuations de densité $\delta n/n(r, \omega)$, de fréquence ω . L'opération de moyennage statistique $\langle \cdot \rangle$ est réalisée sur une région d'extension L et sur un temps T . Un tracé des contours de la fonction F est représenté Fig. 4.9 : l'amplitude de cette fonction est bien plus importante au niveau de la coupure ($R = 0$), ce qui signifie que la majeure partie de l'énergie diffusée proviendra des processus de diffusion opérant au voisinage de la zone de coupure, (Fig. 4.10). Cette prédominance du signal diffusé aux alentours immédiats de la zone de coupure (quelques cm) prédit une forte sensibilité des diagnostics de réflectométrie aux faibles $\mathbf{k}$. On constate sur la Fig. 4.9 la branche correspondant à la rétrodiffusion de Bragg ($\mathbf{k}_f = -2 \mathbf{k}_i$), appelée ainsi par analogie avec les règles de diffraction dans les cristaux.

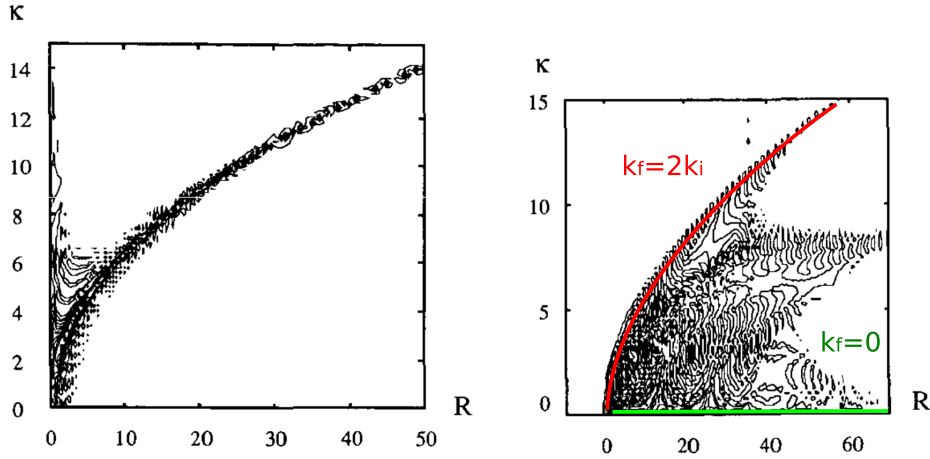


Fig. 4.9 – Contour de la fonction de poids F , fonction de la position radiale normalisée R et du nombre d'onde normalisé κ . La diffusion se fait à un nombre d'onde κ donné, pour une position R donnée. La coupure est à $R = 0$. La figure de gauche correspond à un calcul sous hypothèse WKB, celle de droite à un calcul *full-wave*. Sur la figure de droite, on a rajouté la branche correspondant à la rétrodiffusion de Bragg (rouge) et la diffusion vers l'avant ($\kappa \approx 0$, vert) [Zou 91]

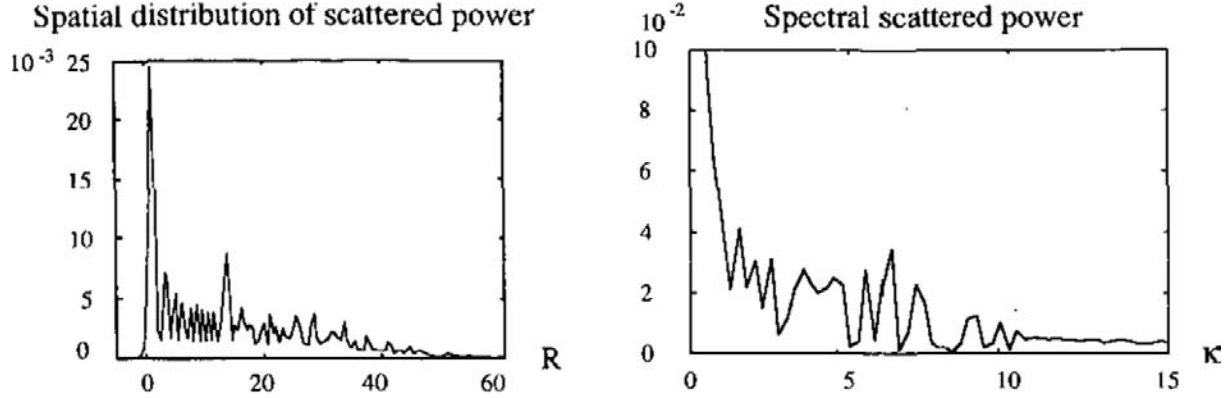


Fig. 4.10 – Distributions spatiale (gauche) et spectrale (droite) du signal diffusé, pour un spectre de turbulence uniforme. κ et R sont les nombres d'ondes incidents et les positions radiales normalisées. La coupure est à $R = 0$. [Zou 91]

Diffusion résonante de Bragg

Intéressons-nous au calcul du déphasage créé par cette diffusion, afin de mettre en évidence l'importance du signal rétrodiffusé dans les conditions de Bragg. Le point d'observation x est situé loin de la coupure, x_c , supposée être infiniment éloignée de la zone d'étude ($x_c \rightarrow \infty$). Lors de sa propagation jusqu'à la coupure, avant d'être réfléchi l'onde va subir une diffusion, causée par les fluctuations de densité. Le déphasage observé en x s'exprime par [Afeyan 95] :

$$\tan(\delta\phi(x)) = -2\pi(k_0 L)^{2/3} \left| \frac{\delta n}{n} \right| \mathcal{I}(x) \quad \text{avec} \quad \mathcal{I}(x) \approx \int_x^\infty \left| \frac{\delta n}{n} \right| (\xi) A_i^2(\xi) d\xi \quad (4.16)$$

où L est la longueur de gradient du profil de densité non perturbé et $|\delta n/n|$ représente l'amplitude maximale locale de $\delta n/n$. Dans l'expression de $\mathcal{I}$, $\delta n/n$ est normalisé à 1, et A_i est une fonction d'Airy. Sous l'hypothèse (faible) d'une turbulence pouvant se décomposer en paquets d'ondes gaussiens $(\mathbf{k}_f, x_k, w_k)$ – d'extension radiale w_k autour de sa position x_k – et en se plaçant dans la limite des grands $\mathbf{k}_f$, i.e. $|\mathbf{k}_f|w_k \gg 1$, $\mathcal{I}$ se met sous la forme d'une somme des contributions des différents modes :

$$\mathcal{I}(x) \propto \int_x^\infty f(\xi) \cos(|\mathbf{k}_f| g(\xi)) d\xi \quad (4.17)$$

f est de la forme $f \sim \exp(-\alpha\xi^2)$ et g est polynomiale en ξ . En appliquant la méthode de la phase stationnaire à $\mathcal{I}$, $\partial g(\xi)/\partial \xi \approx 0$, on obtient une approximation précise de la solution :

$$\tan(\delta\phi(x)) \propto \frac{1}{|\mathbf{k}_f|^{1/2} L^{1/2}} \left| \frac{\delta n}{n} \right| \exp \left[- \left(\frac{x_k}{L} - \frac{|\mathbf{k}_f|^2}{2|\mathbf{k}_i|^2} \right)^2 / \left(\frac{w_k}{L} \right)^2 \right] \quad (4.18)$$

Le déphasage dû à la diffusion par les fluctuations de densité « sélectionne » le mode $\mathbf{k}_f = -2\mathbf{k}_i$. La diffusion a donc principalement lieu dans la direction inverse à la propagation de l'onde, avec un nombre d'onde $\mathbf{k}_d = -\mathbf{k}_i$.

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

Conclusion : outil d'étude locale des δn

Concluons sur les processus de diffusion affectant la propagation d'une onde électromagnétique en plasma fluctuant. En présence de fluctuations de densité $(\mathbf{k}_f, \omega_f)$, une onde électromagnétique incidente $(\mathbf{k}_i, \omega_i)$ va perdre une partie de son énergie, qui sera redistribuée dans l'espace environnant. L'onde diffusée $(\mathbf{k}_d, \omega_d)$ obéit aux lois suivantes (Fig. 4.11, gauche) :

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{k}_f \quad \omega_d = \omega_i \pm \omega_f \quad (4.19)$$

Pour des fluctuations δn de pulsation $\omega_f \ll \omega_i$, la pulsation est conservée $\omega_d \approx \omega_i$ et la diffusion se fait sans échange d'énergie entre l'onde et le plasma. On l'a vu au paragraphe précédent, le processus de redistribution principal – autrement dit le plus efficace – est un processus de rétrodiffusion résonante de Bragg (Fig. 4.11, droite), localisé à une position radiale dépendante de $\mathbf{k}_f$, pour lequel :

$$\mathbf{k}_f = -2\mathbf{k}_i = 2\mathbf{k}_d \quad \omega_d = \omega_i \quad (4.20)$$

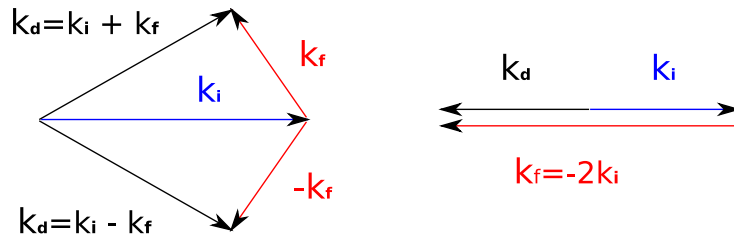


Fig. 4.11 – L'onde incidente $\mathbf{k}_i$, en présence de fluctuations $\mathbf{k}_f$, est diffusée selon $\mathbf{k}_f$. (Gauche) : diffusion quelconque. (Droite) : rétrodiffusion.

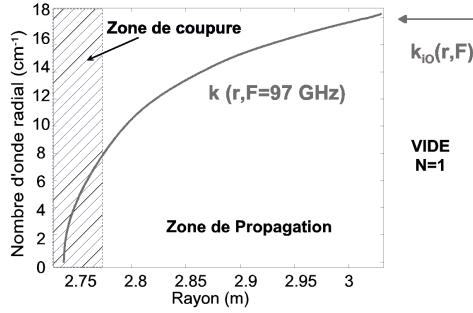


Fig. 4.12 – Evolution du nombre d'onde pour une onde sonde à 97 GHz, de nombre d'onde dans le vide $20,3 \text{ cm}^{-1}$.

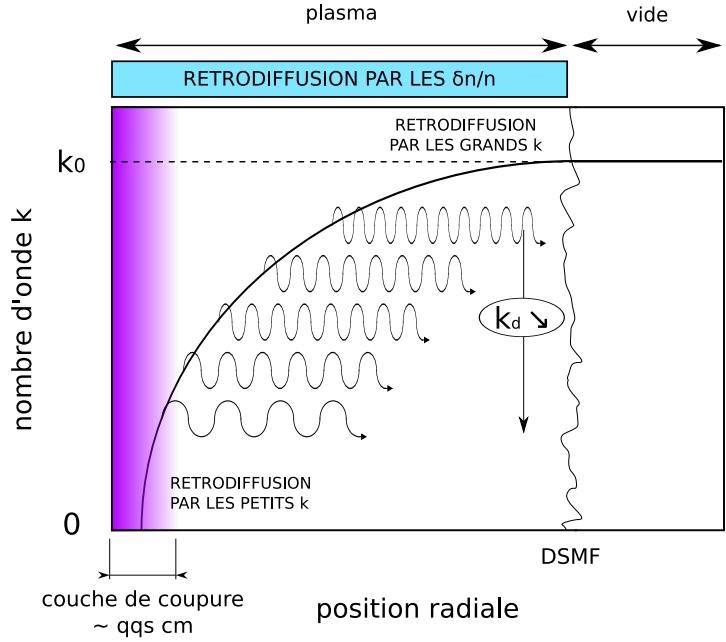


Fig. 4.13 – Rétrodiffusion de Bragg dans un plasma fluctuant. Le module du vecteur d'onde local, proportionnel à l'indice de réfraction N , évolue de $|k_0|$ lors de l'émission dans le vide, à 0 à la coupure. La décroissance est rapide.

On s'intéresse par la suite à une propagation de mode X, coté faible champ, fonctionnement habituel des réflectomètres utilisés. Il y a différentes étapes dans la propagation de l'onde du réflectomètre dans le plasma, cf Fig. 4.12 et Fig. 4.13 :

1 - Emission & propagation dans le vide :

L'antenne d'émission est située à 4 m de l'axe magnétique, et la dernière surface magnétique fermée (DSMF) est située habituellement vers 3.2 m. L'onde se propage dans le vide avant d'atteindre le plasma. Les premières couches de réflexion sont situées vers 3.4 m. On considère que ce plasma d'extrême bord ne perturbe pas le signal. La position du bord du plasma fait intervenir une notion de densité (de détection) limite, qui correspond à la densité nécessaire pour qu'une fréquence au voisinage de la fréquence cyclotronique électronique $\omega_{pe}/2\pi$ soit réfléchi presque totalement. Cette limite est complexe à déterminer car elle fait intervenir tous les processus d'atténuation de l'onde sonde et la transition entre branche basse et branche haute du mode X, où la distribution de vitesse a un rôle important. Cette problématique est un sujet de recherche en soi qui concerne la reconstruction de profil de densité. Il ne sera pas développé plus avant.

2 - Plasma de bord ($0.9 < r/a < 1.1$)

Les observations du plasma de bord montrent un plasma assez peu dense et très turbulent ($\delta n/n > 10\%$) [Liewer 85]. De fait, le processus de rétrodiffusion dans ce plasma de bord sort du cadre des faibles perturbations, et ainsi on s'attend à des effets fortement non-linéaires des δn sur les $\delta \phi$. Les ondes dont la zone de coupure se situe dans ce plasma de bord seront *a priori* difficilement exploitables ... De même, les ondes dont la zone de coupure est située au delà du plasma de bord sont rétrodiffusées selon un régime non-linéaire ; les signaux ré-

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

trodiffusés seront cependant à grands nombres d'ondes, de l'ordre de $2|\mathbf{k}_0|$.

3 - Zone de gradient, plasma de coeur ($r/a < 0.9$)

On s'attend à de faibles niveaux de turbulence pour les plasmas de la zone de gradient ($0.6 \lesssim r/a \lesssim 0.9$) et du coeur. Rien ne s'oppose à ce que la rétrodiffusion de Bragg se fasse selon les prédictions théoriques énoncées en 4.1.4. Les simulations numériques montrent que la zone de coupure a une taille d'environ 5 cm, et donc que le processus de rétrodiffusion qui est comme on l'a vu plus efficace au niveau de la coupure, y soit localisé.

Une évaluation des corrections non-linéaires a été effectuée et a permis de montrer que ces corrections peuvent être négligées dans la plupart des conditions de chocs de Tore Supra [Sabot 07].

4 - Trajet retour

Le processus de diffusion sur une perturbation stationnaire est symétrique pour des ondes se propageant en direction opposée : seules les modifications induites sur le champ sonde vont modifier l'amplitude diffusée. Ce sera le cas pour les fluctuations de forte amplitude où une partie de l'onde sonde est rétrodiffusée et ne pourra pas participer à la rétrodiffusion lors du retour. La propagation des ondes s'effectue avec une décroissance de l'amplitude lors de la propagation, ce qui introduit naturellement une asymétrie dans la réponse ; cela devrait se traduire par une asymétrie du spectre en nombre d'ondes si cet effet n'est pas pris en compte. L'utilisation d'un code *full-wave* pour le calcul de la fonction de transfert inclut tous ces effets. Nous allons revenir sur cette notion dans le paragraphe suivant

Les signaux rétrodiffusés lors du trajet retour ne sont plus reçus par le réflectomètre. La diffusion vers l'avant existe, mais les amplitudes sont faibles et l'effet est porté par les très faibles nombres d'onde, cf 4.1.4.

Une turbulence figée ? ...

Afin d'étudier une image de la turbulence à un temps donné, il est nécessaire d'effectuer la mesure en supposant que la turbulence est *figée*, c'est-à-dire que le plasma est immobile et qu'on néglige les effets Doppler affectant la phase.

Différents résultats expérimentaux fournissent des estimations du temps de cohérence de la turbulence. Dans le plasma de bord (SOL) des mesures par sondes sur Tore Supra [Nanobashvili 07], par imagerie BES sur DIII-D [McKee 01] et par émission H_α sur ASDEX [Endler 95] permettent d'observer des temps de cohérence des bouffées turbulentes de l'ordre de 5 à 10 μs . Des mesures plus centrales ont été récemment réalisées toujours par imagerie BES sur DIII-D, semblant donner les mêmes ordres de grandeurs [McKee 06] – à confirmer cependant. Nous retiendrons donc un temps de cohérence de la turbulence d'un plasma de fusion aux alentours de 10 μs ; il convient donc de balayer le plasma en un temps inférieur si on veut pouvoir considérer que le signal du réflectomètre fournit une image de la turbulence figée. Notons que les mesures par BES sont focalisées sur les faibles nombres d'ondes ($\equiv 1 - 2 \text{ cm}^{-1}$) et que les mesures de sondes ont une sensibilité incluant des nombres d'ondes plus élevés, $\gtrsim 50 \text{ cm}^{-1}$. Puisqu'en terme d'amplitude on s'attend à une nette prédominance des faibles nombres d'ondes, de l'ordre de 1 cm^{-1} , il n'est possible d'assurer que les plus grands nombres d'ondes ($\approx 10 \text{ cm}^{-1}$) présentent aussi des temps de corrélations de l'ordre de 10 μs .

Un paramètre spécifique à la réflectométrie doit être pris en compte, conduisant à une déformation du spectre des fluctuations. Ce paramètre est un temps, défini par la longueur de

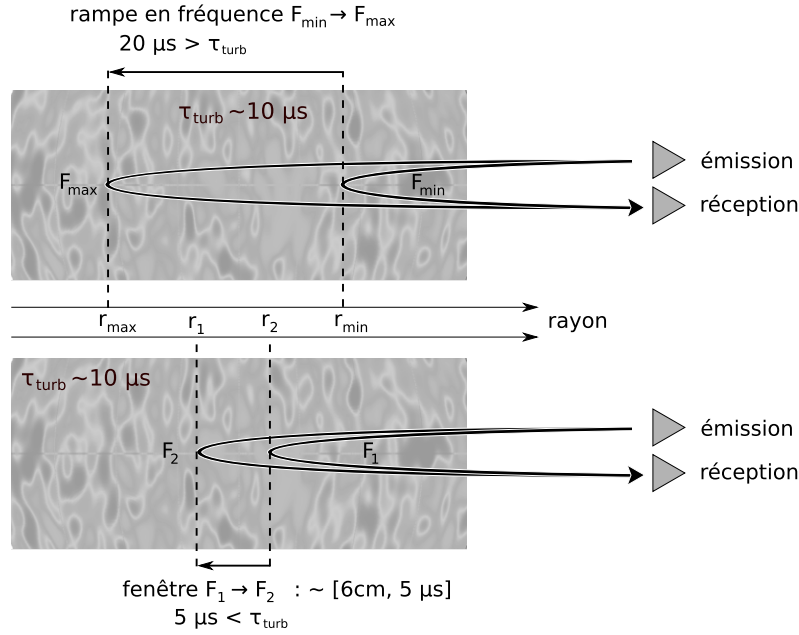


Fig. 4.14 – La turbulence a un temps de cohérence estimé à $10 \mu\text{s}$. Un balayage complet de la source de fréquence (50-75 GHz ou 75-110 GHz), dure $20 \mu\text{s}$: pour une analyse globale, la turbulence n'est pas figée. L'analyse par fenêtres glissantes, de $2\pi \text{ cm}$ implique une durée de balayage d'environ $5 \mu\text{s}$: la turbulence est *localement* figée.

corrélation radiale de la turbulence divisée par la vitesse de déplacement de la coupure lors du balayage en fréquence (de l'ordre de $1 \text{ cm}/\mu\text{s}$). Si ce temps est inférieur au temps de corrélation de la turbulence, la mesure du spectre est possible sans correction. La qualité des mesures dépend donc de la forme du profil et des propriétés du spectre en nombre d'ondes des fluctuations de densité. Estimer ce paramètre est loin d'être évident : les références citées précédemment rapportent que les échelles spatiales des structures turbulentes observées sont de l'ordre de quelques cm dans la SOL : le temps en question serait donc de l'ordre de 1-10 μs .

Que ce soit pour le réflectomètre bande V ou bande W, un balayage de la source de fréquences (50-75 GHz pour le bande V ou 75-110 GHz pour le bande W) ne peut être inférieur à $20 \mu\text{s}$; la limitation est d'origine technique. Ce qui signifie qu'une analyse globale du signal, autrement dit l'étude des caractéristiques de la turbulence à partir du signal $\delta\phi$ couvrant toute la bande de fréquence, ne peut être réalisée sous l'hypothèse d'une turbulence figée. Il est nécessaire de réduire le temps d'acquisition, afin de tomber nettement sous les $10 \mu\text{s}$. En effectuant une analyse locale de la turbulence par sélection de fenêtres de signal d'extension radiale limitée, il est possible de réduire ce temps de mesure ; en effet, la cohérence des signaux qui importe est réduite à la seule cohérence de la fenêtre, dont extension radiale est ainsi limitée (Fig. 4.14).

En réduisant donc l'analyse à des fenêtres radiales de $2\pi \text{ cm}$ – plus faible k mesuré à 1 cm^{-1} – on assure un temps de balayage local de l'ordre de $5 \mu\text{s}$, soit la moitié du temps estimé de cohérence de la turbulence. On est en présence d'une turbulence *localement* figée. L'analyse locale des signaux répond donc à une double nécessité : étudier les caractéristiques locales de

la turbulence (δn et $S_{\delta n}$ entre 1 et $\approx 20 \text{ cm}^{-1}$) et assurer l'étude de mesures expérimentales effectuées sous le temps de cohérence de la turbulence.

4.2 Méthode d'estimation des $\delta n(r)$

La méthode d'extraction des profils de fluctuations de densité $\delta n(r)$ à partir des signaux de réflectométrie à balayage est présentée dans cette section. Elle reprend et poursuit le travail de L. Vermare [Vermare 05].

4.2.1 Localisation des δn par rétrodiffusion de Bragg

On l'a vu, la rétrodiffusion des ondes dont la coupure est située dans le plasma de bord se fait sur les quelques cm de la zone de coupure, et l'effet est principalement porté par les faibles nombres d'onde. Les simulations numériques montrent que la majorité du signal fluctuant situé dans la bande $1 < k_d < 10 \text{ cm}^{-1}$ provient d'une zone d'extension $\approx 5 \text{ cm}$ localisée devant la coupure, Fig. 4.13. Cette localisation spatiale est au cœur de la méthode d'analyse des fluctuations de densité, cf Fig. 4.15. De plus, comme les $\delta\phi$ résultants de cette rétrodiffusion sont créés par des δn présents dans la zone de coupure, on dispose d'un outil d'étude locale des fluctuations de densité de nombres d'onde fluctuants $1 < k_f < 20 \text{ cm}^{-1}$.

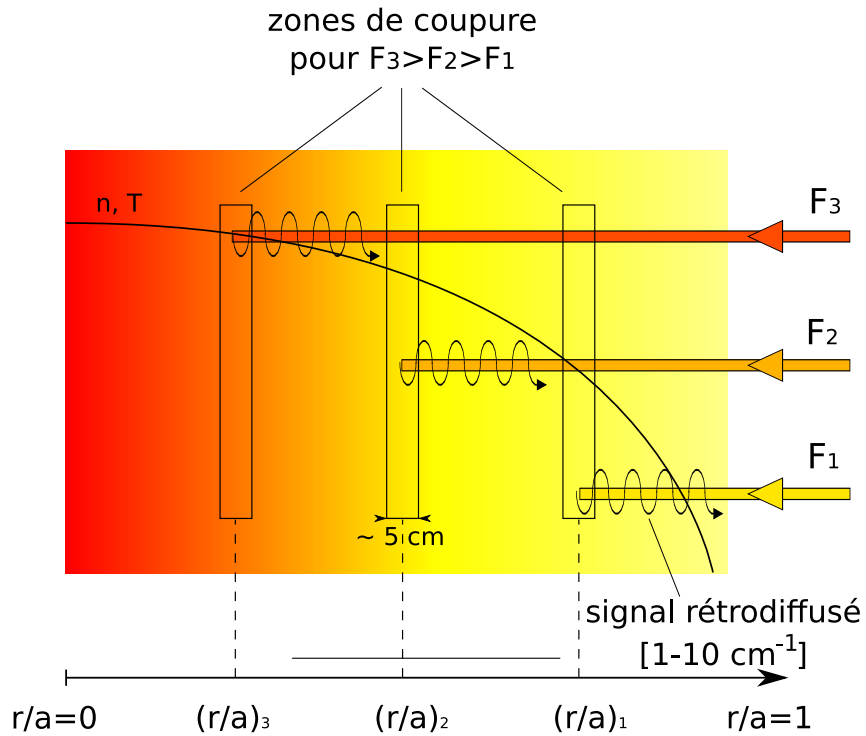


Fig. 4.15 – Localisation spatiale des signaux rétrodiffusés dans la zone $1 - 10 \text{ cm}^{-1}$. En augmentant la fréquence de l'onde sonde, on déplace la localisation de la coupure et on sonde un plasma plus proche du cœur. L'analyse des fluctuations de phase $\delta\phi$ de nombre d'onde $1 - 10 \text{ cm}^{-1}$ permet de s'assurer que les fluctuations de densité δn à l'origine de leur rétrodiffusion sont localisées dans une zone d'environ 5 cm à la coupure.

4.2.2 Définition de la fonction de transfert

La localisation spatiale des δn à l'origine des signaux rétrodiffusés de nombre d'onde $k \in [1 - 10 \text{ cm}^{-1}]$ fournit un moyen d'étude spectral de la turbulence à partir des signaux de réflectométrie. Cette relation peut se mettre sous la forme très générique traduisant les effets des perturbations δn sur la phase de l'onde $\delta\phi$:

$$S_{\delta n}(\mathbf{k}, r, t) = \mathcal{F}_t(\mathbf{k}, r, t) S_{\delta\phi}(\mathbf{k}, r, t) \quad (4.21)$$

où $S_{\delta n}$ et $S_{\delta\phi}$ représentent les puissances spectrales locales (ou spectres locaux), en nombre d'onde radiaux, des δn et des $\delta\phi$. L'expression précise de ces spectres sera détaillée aux paragraphes 4.2.6 et 4.2.6.

Cette relation est intrinsèquement locale, par définition même du processus de diffusion de Bragg qui effectue une sélection spectrale (cf 4.1.4) ; la sélection radiale est assurée par l'efficacité de la rétrodiffusion au niveau de la coupure. Il faut donc analyser les relations locales entre les différentes composantes spectrales des $\delta\phi$ et δn . Il est possible de préciser cette relation en mode O :

$$S_{\delta n}(\mathbf{k}, r, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}k_0} \frac{|\mathbf{k}|}{L_n} S_{\delta\phi}(\mathbf{k}, r, t) \quad (4.22)$$

où L_n est la longueur locale de gradient de densité.

En mode X, la difficulté consiste à estimer la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$, qui n'est pas exprimable analytiquement. Une méthode d'estimation est présentée dans cette partie.

4.2.3 Traitement du signal : extraction des $\delta\phi$

Toute l'analyse porte sur l'étude des fluctuations de phase issues du plasma, $\delta\phi$. L'extraction de ces $\delta\phi$ du signal expérimental brut provenant directement du réflectomètre se fait en deux étapes distinctes : le filtrage du signal plasma, et l'extraction proprement dite des fluctuations de phase.

Filtrage du signal plasma

Le signal de phase issu du réflectomètre est composé d'un signal plasma, de la réflexion sur le hublot du tokamak, et de manière générale des multi-réflexions associées. Seul le signal plasma nous intéresse ; c'est un retard de phase, ϕ , liée à la propagation de l'onde dans le plasma, retard qui est calculé par rapport au signal de référence se propageant dans la ligne à retard du réflectomètre. Un temps de vol est associé à cette propagation :

$$\tau_{vol} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dF} = F_b \frac{dF}{dt} \quad (4.23)$$

où F est la fréquence sonde, et F_b est la fréquence de battement du signal, obtenue par mélange de l'onde de référence et celle provenant du plasma. Le balayage en fréquence introduit une variation du retard de phase ; puisque le balayage est linéaire, la fréquence de battement s'exprime très simplement dans l'écriture du signal complexe issue du réflectomètre :

$$S(t) = A(t) e^{i\phi(F,t)} = A(t) e^{i2\pi F_b(t)t} \quad (4.24)$$

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

Les temps de vols typiques vont jusqu'à 20-25 ns, et les fréquences de battements correspondantes s'étendent entre 10 et 50 MHz. Extraire le signal plasma de la phase du réflectomètre revient à ne sélectionner que les signaux dont les temps de vols correspondent à une réflexion sur le plasma. Il suffit de calculer la fréquence de battement instantanée du signal, par FFT glissantes par exemple, et de réaliser un filtrage autour Fig. 4.16. A partir des fréquences F_b principales, on peut extraire un centre-guide, image fréquentielle (ou temporelle si on raisonne en τ_{vol}) du plasma sondé. La détermination de ce centre-guide doit être à la fois précise, car c'est lui qui sépare le signal venant du plasma des autres signaux considérés comme parasites, et robuste pour pouvoir être effectuée de manière automatique.

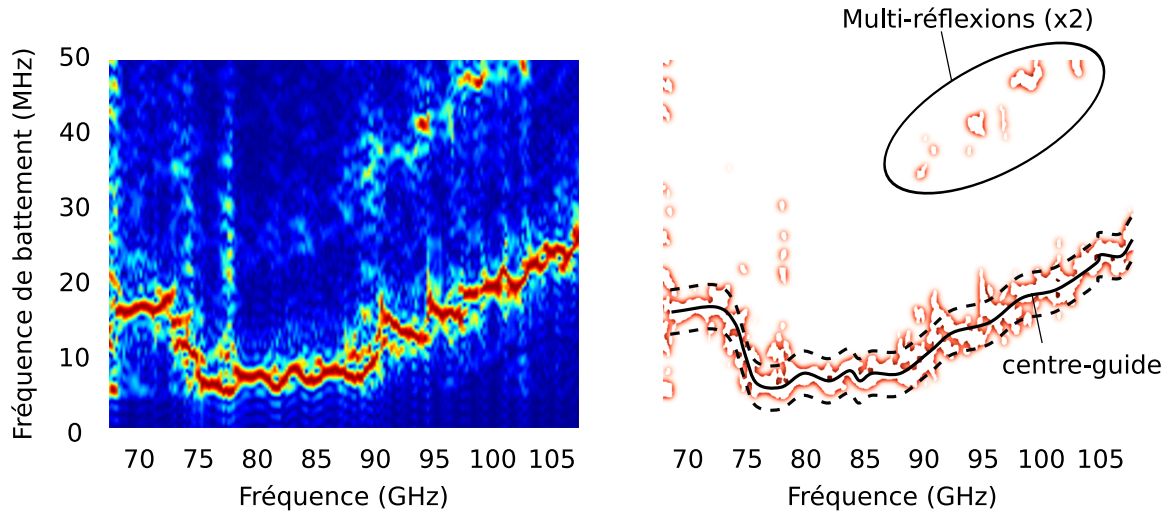


Fig. 4.16 – Signal d'un écho plasma typique. A chaque fréquence de sondage correspond une fréquence de battement. (gauche) : spectres fréquentiels normalisés, calculés par FFT glissantes pour chaque fréquence de sondage. (droite) : mise en évidence du centre-guide, et du filtrage d'une largeur de quelques MHz. Des multi-réflexions ($\times 2$) sont visibles.

La largeur du filtrage est choisie en réalisant un compromis entre la sélection du signal provenant uniquement du plasma (filtrage serré) et la volonté de préserver l'intégrité du signal plasma, qui présente de brusques variations fréquentielles (filtrage large). En effet, les fluctuations de densité ont pour effet d'ajouter des fluctuations de phase $\delta\phi(F, t)$ au signal réfléchi ; un filtrage trop strict supprimera tout ou partie de ces contributions que nous cherchons à analyser. Ces considérations nous ont amené à choisir une demi-largeur de filtrage de 5 MHz lors de l'extraction du signal plasma du signal brut. Dans la suite de ce manuscrit, on supposera qu'on est capable de localiser radialement la couche de coupure d'une onde sonde de fréquence donnée, F ; cette correspondance nécessite la connaissance du profil de densité électronique, du champ magnétique et de la température électronique.

Ce filtrage a été totalement ré-écrit en C, dans le but d'obtenir un traitement du signal rapide. Afin de suivre précisément l'évolution des F_b avec la fréquence sonde, il est nécessaire de réaliser un grand nombre de FFT, ce qui est gourmand en temps de calcul. Cette routine de filtrage est capable de traiter 5000 balayages en fréquences (acquisition typique en fonctionnement *rafales*) en environ 2 min, soit un profil en environ 30 ms sur un ordinateur personnel actuel. Il est donc d'ores et déjà possible de considérer que le cœur de la routine est capable de réaliser une implémentation type temps-réel [Clairet 07b].

4.2. MÉTHODE D'ESTIMATION DES $\delta N(R)$

Il pourrait être intéressant, en terme de précision et de rapidité d'exécution, d'utiliser un outil mathématique mieux adapté à la décomposition $F_b - F_{sonde}$ réalisée ici, similaire à une décomposition temps-fréquence. On pourra reprendre les idées développées au 4.2.6.

Séparation d'échelle temporelle - Extraction des $\delta\phi$

Après sélection du signal plasma, une phase moyenne $\langle\phi(r)\rangle_\tau$ est calculée afin d'extraire les fluctuations expérimentales $\delta\phi(r, t)$:

$$\delta\phi(r, t) = \phi(r, t) - \langle\phi(r)\rangle_\tau(t) \quad \langle\phi(r)\rangle_\tau(t) = \langle\{\phi(r, t'), |t' - t| < \frac{\tau}{2}\}\rangle \quad (4.25)$$

Chaque temps t correspond à un balayage en fréquence. La phase moyenne $\langle\phi(r)\rangle_\tau(t)$ est donc une moyenne glissante sur les phases d'un voisinage de t . Ce processus de moyenne est par définition un processus de filtrage temporel opérant une sélection sur la fréquence des modes composants la phase fluctuante $\delta\phi(r, t)$. $\langle\phi(r)\rangle_\tau(t)$ est calculée à partir des 100 balayages voisins du balayage correspondant au temps t , ce qui signifie une moyenne temporelle glissante sur 2.5 ms pour une acquisition en rafales toutes les 25 μ s. Les modes de fréquence inférieure à 400 Hz sont donc rejetés dans la moyenne, alors que les fréquences supérieures sont conservées dans les $\delta\phi$.

4.2.4 Code de propagation *full-wave*

En raison de l'expression complexe de la relation de dispersion en mode X (Eq. (4.11)), on ne dispose pas d'une expression analytique de $\mathcal{F}_t$. Son calcul doit donc être numérique. Afin de mener à bien cette estimation, il est nécessaire de disposer d'un moyen de simulation efficace de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma fluctuant – incluant le processus de rétrodiffusion de Bragg.

L'outil numérique en question est un code unidimensionnel résolvant l'équation de Helmholtz Eq. (4.13). Le champ électrique de l'onde est directement résolu : on parle de code *full-wave*, par opposition par exemple à une résolution sous les hypothèses WKB. On trouvera des renseignements supplémentaires sur ce code dans la thèse de L. Vermare [Vermare 05]. Ce code numérique permet de simuler la propagation d'une onde en mode X dans un plasma fluctuant. L'onde se propage dans une boîte plasma où sont injectés les profils expérimentaux de champ magnétique et de densité électronique correspondant au plasma étudié. Les différentes composantes du champ magnétique sont calculées à partir des expressions données dans le Wesson [Wesson 97], la température vient des mesures de l'ECE et la densité est issue de la réflectométrie. On utilise des profils moyennés sur les temps d'acquisition du réflectomètre.

Dans ce code la turbulence n'est portée que par la densité, ce qui est physiquement valable (cf 4.1.2). Cette turbulence $\delta n(r)$ est ajoutée au profil expérimental de densité. L'équation Eq. (4.13) est résolue en chaque point de la boîte plasma. Les effets de bord sont pris en compte, coté faible champ par l'introduction d'un tampon de vide, et coté fort champ par un calcul du champ électrique sur au moins quatre longueurs d'ondes supplémentaires après la coupure. Le principe de fonctionnement de ce code est schématisé Fig. 4.17. Un certain temps fut nécessaire pour

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

apprivoiser le fonctionnement de cet outil qui s'est vu, pour des raisons physiques, calculatoires¹ et d'efficacité, ré-écrit à hauteur de 75%, avec une réduction drastique du temps de calcul.

L'intérêt de cette modélisation réside, en dépit de son caractère stationnaire qui interdit toute analyse dynamique de la turbulence, dans le couplage entre les perturbations de densité (modes spatiaux) et le champ électrique de l'onde. Par construction, les effets des couplages linéaires et non-linéaires sont intégrés. Ce code de simulation est utilisé par la suite comme un moyen de calculer la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$.

$$\left[\underbrace{\frac{d^2}{dr^2} + k^2(r)N^2(r)}_{\substack{\text{Profil de densité} \\ \text{Profil de champ B} \\ + \\ \text{Profil de} \\ \text{fluctuations de densité}}} \right] E(r) = 0$$

$\searrow$
 $\delta\phi(r)$

Fig. 4.17 – Entrées / sorties du code *full-wave* 1D

Calcul direct

La méthode de calcul direct est explicitée dans [Vermare 06] dans le cadre de l'approximation de Born, avec un spectre des fluctuations initialement plat. Le critère d'applicabilité de cette méthode correspond à celui de l'approximation de Born décrit dans l'article d'Afeyan [Afeyan 95]. Notons que sans bouclage une seule correction non-linéaire correspondant à une évaluation de $\mathcal{F}_t$ est prise en compte. Nous allons détailler son fonctionnement.

On injecte un profil radial de fluctuations de densité $\delta n(r)$ dont l'intensité et la distribution spectrale sont connues. Le calcul du champ électrique $E(r)$, pour chaque fréquence sonde F , permet de calculer le profil radial de phase $\phi(r)$. Ce calcul est itéré N fois, à partir de N profils $\delta n(r)$ différents. Pour N assez grand, au moins de l'ordre de 100, il est possible de calculer pour chaque profil les fluctuations de phases $\delta\phi(r) = \phi(r) - \langle\phi(r)\rangle_N$. Chaque profil radial $\delta\phi(r)$ correspond aux effets créés par un profil radial $\delta n(r)$. L'analyse spectrale permet ainsi d'estimer la fonction de transfert $\mathcal{F}_t(\mathbf{k}, r)$ correspondante, incluant les effets non-linéaires des $\delta n(r)$ sur les $\delta\phi(r)$, cf Fig. 4.18. On peut donc appliquer cette fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ aux fluctuations de phases mesurées par le réflectomètre, et, ainsi, en déduire une estimation des spectres locaux des $\delta n(r)$ expérimentaux.

Limitations : nécessité du bouclage

La principale limitation de ce calcul tient au choix de la turbulence injectée initialement dans le code, $\delta n(r)$, dont l'intensité et la répartition modale sont uniformes. Si les niveaux moyens de fluctuations injectés peuvent avoir une origine physique, à partir d'autres mesures expérimentales par exemple, les spectres en nombre d'onde radiaux ne sont pas accessibles à la

¹Le programme initial restait enfermé de longues heures dans des boucles infinies, et n'en sortait – finalement – qu'après avoir épuisé toute la mémoire disponible.

4.2. MÉTHODE D'ESTIMATION DES $\delta N(\mathbf{R})$

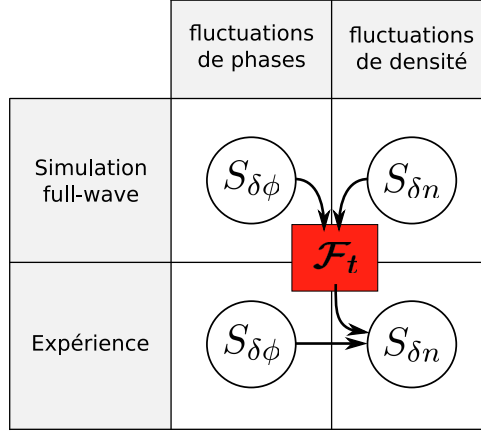


Fig. 4.18 – Méthode de calcul de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ par le code *full-wave* 1D

mesure : contrairement aux spectres en nombre d'onde poloïdaux (k_θ), les spectres en nombre d'onde radiaux (k_r) n'ont pas été mesurés.

Se restreindre à de faibles niveaux de turbulence peut par exemple masquer des phénomènes de couplage non-linéaires ne s'amorçant qu'à des niveaux plus élevés ; de manière opposée, de trop forts niveaux peuvent amener un processus de saturation de la réponse en phase, en perturbant trop fortement le profil de densité initial. Les niveaux de turbulence trop élevés prennent en défaut la limitation au premier terme dans le processus de résolution de l'équation (4.13) par approximation de Born ; on consultera sur ce point la seconde section de [Afeyan 95]. De fait, les hypothèses sur les niveaux d'énergie des fluctuations et sur leur répartition modale influencent directement le calcul de $\mathcal{F}_t$: rien ne garantit la validité de ce calcul en dehors du domaine spectral utilisé.

Le bouclage de la méthode présentée dans ce paragraphe représente une amélioration majeure, qui a été proposée et réalisée.

4.2.5 Calcul avec bouclage

Afin de s'affranchir de l'hypothèse initiale portant sur les $\delta n(r)$, un bouclage est réalisé : les $\delta n(r)$ calculés à l'aide de la fonction $\mathcal{F}_t$ à partir des $\delta\phi$ expérimentales sont passés en argument d'entrée du code *full-wave*, selon le principe du schéma 4.19. Ce bouclage permet d'effectuer des évaluations successives de $\mathcal{F}_t$ en utilisant à chaque itération une approximation des $\delta n(r)$ qu'on suppose être plus fidèle aux $\delta n(r)$ à l'origine des $\delta\phi(r)$ expérimentaux (4.20). La difficulté technique principale vient de l'aller-retour entre les représentations radiales ($\delta n(r)$) et spectrales ($S_{\delta n}(k_r, r)$). Ce point est traité au paragraphe suivant.

4.2.6 Représentations radiale et spectrale - choix de l'outil mathématique

La mise en œuvre du bouclage sur les $\delta n(r)$ suppose un aller-retour permanent entre différentes représentations des signaux :

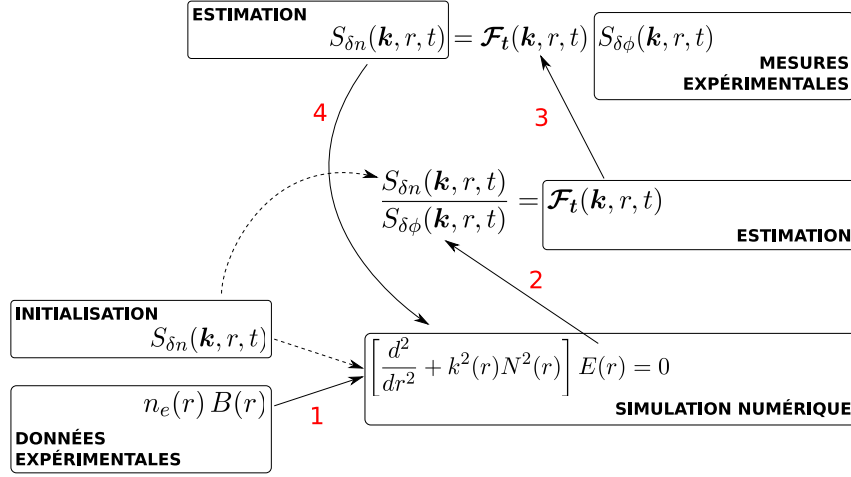


Fig. 4.19 – Organigramme du bouclage réalisé à partir du code de propagation *full-wave*. La fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ calculée à partir des $\delta\phi(r)$ simulées dans une boîte plasma en présence de $\delta n(r)$ permet d'estimer les $\delta n(r)$ expérimentales à partir des $\delta\phi(r)$ expérimentales. Cette estimation est ensuite utilisée comme argument d'entrée du code *full-wave*, permettant de calculer une meilleure estimation de $\mathcal{F}_t$, etc. L'initialisation de la méthode nécessite toutefois une hypothèse initial sur la turbulence injectée dans la boîte plasma.

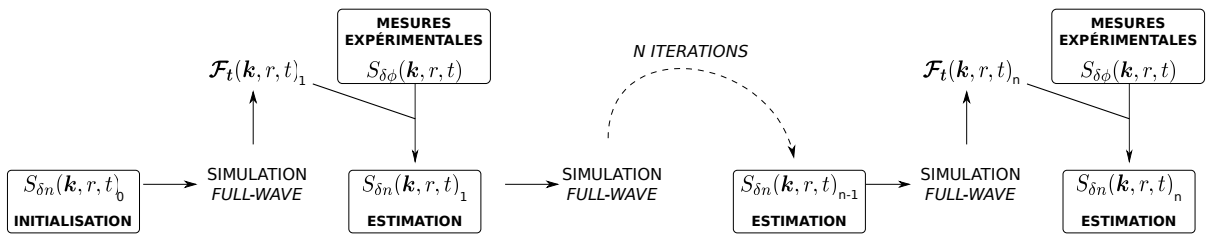


Fig. 4.20 – Estimations successives de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ et des $\delta n(r)$ expérimentaux.

4.2. MÉTHODE D'ESTIMATION DES $\delta N(\mathbf{R})$

- Le code *full-wave* résout l'équation (4.13) et calcule les variations $\delta\phi(r)$ de la phase du champ électrique, à partir de la représentation radiale $\delta n(r)$.
- La fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ est définie en (4.21) à partir des représentations spectrales des fluctuations de phase $S_{\delta\phi}(\mathbf{k}_r, r)$ et de densité $S_{\delta n}(\mathbf{k}_r, r)$.

Il est donc nécessaire de pouvoir passer d'une représentation à l'autre sans altérer les signaux.

Limites de l'analyse de Fourier

D'un point de vue mathématique, on recherche un outil opérant en bijection entre les représentations radiales et spectrales, tout en permettant de réaliser une analyse spectrale locale. L'analyse spectrale classique est l'analyse de Fourier, basée sur la décomposition en ondes planes, stationnaires et progressives, d'extension radiale infinie. Si l'analyse de Fourier discrète satisfait la première exigence, la seconde tombe par construction même. Un des principes implicites de cette approche est la non-localisation des modes : en effet, il n'est pas possible d'accéder à la répartition radiale des modes (Fig. 4.21). L'intérêt des ondelettes dans la description de la turbulence est un sujet relativement récent : on pourra consulter par exemple l'article de M. Farge [Farge 92] pour se convaincre du bien-fondé de cette approche.

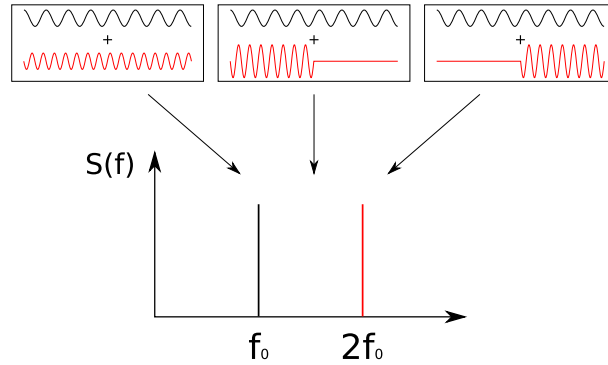


Fig. 4.21 – Non-localisation des composantes en analyse de Fourier : les trois signaux composés de deux fréquences pures f_1 et $2f_1$ ont le même spectre.

Il est toutefois possible de s'affranchir de ces limitations en découpant les signaux et en procédant à une analyse spectrale sur ces portions du signal : c'est le principe de l'analyse de Fourier glissante. Cette méthode est utilisée après convergence du calcul, afin de déterminer les spectres expérimentaux locaux $S_{\delta n}(k_r, r)$ au sens de Fourier, ainsi que le calcul des niveaux de fluctuations expérimentaux. Cependant, opérer les aller-retours entre les représentations spectrales et radiales à l'aide de cet outil s'est révélé numériquement périlleux, puisque les signaux étaient altérés à chaque itération.

Les ondelettes comme outil d'analyse

L'analyse en ondelettes est l'outil mathématique utilisé dans le cœur de la méthode de calcul de $\mathcal{F}_t$, permettant de réaliser une analyse à la fois spatiale et spectrale des $\delta\phi$ et δn . Les ondelettes permettent de s'affranchir de la limitation majeure inhérente à l'analyse de Fourier, à savoir la non localisation des fonctions sinusoïdales, remplacées par des fonctions localisées

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

Fig. 4.23. La décomposition sur une base d'ondelette permet de localiser l'amplitude des différentes composantes spectrales du signal, comme le montre le schéma Fig. 4.22. On consultera la référence de S. Mallat [Mallat 99] ainsi qu'un article sur l'application des ondelettes à l'étude de la turbulence d'un signal mesuré par sonde de Langmuir sur Tore Supra [Farge 06].

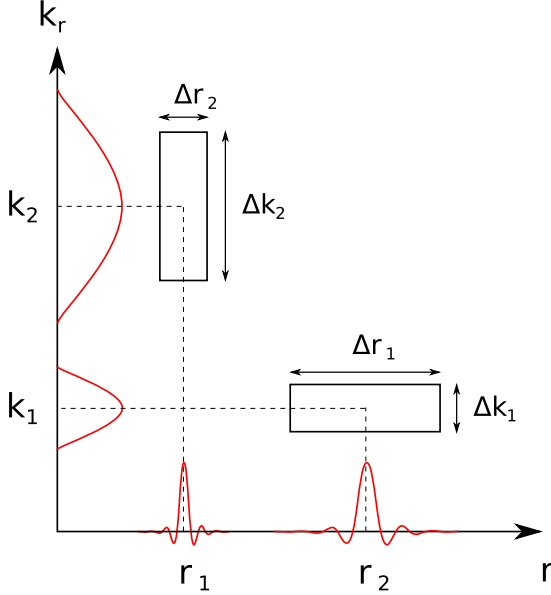


Fig. 4.22 – Décomposition en ondelette position/nombre d'onde, pour deux ondelettes ϕ_{r_1, k_1} et ϕ_{r_2, k_2} . Les extensions radiales et spectrales sont en rapport.

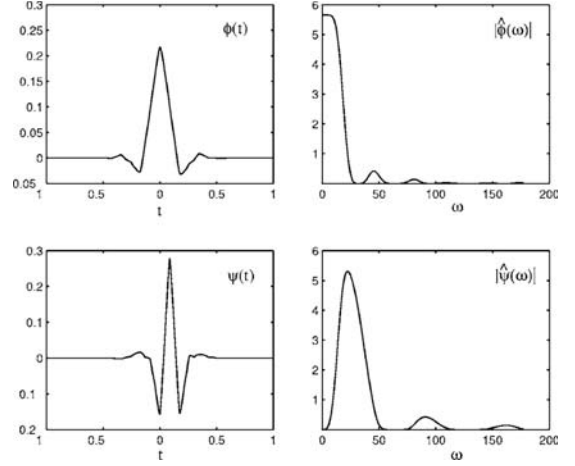


Fig. 4.23 – Ondelette utilisée : *coiflet 12*. La fonction d'échelle est tracée en haut, ainsi que le module de sa transformée de Fourier (haut, droite). L'ondelette est tracée en bas, ainsi que le module de sa transformée de Fourier (bas, droite). Graphique issu de [Farge 06]

Un signal $S(r)$, défini sur $N = 2^J$ points et d'extension L , se développe sur une base d'ondelettes orthogonales et dyadiques $\psi_{j,i}$ selon :

$$S(t) = \hat{S}_{0,0} \phi_{00} + \sum_{(j,i) \in \Lambda_J} \hat{S}_{j,i} \psi_{j,i}(t) \quad (4.26)$$

$$\hat{S}_{0,0} = \langle S, \phi_{00} \rangle, \quad \hat{S}_{j,i} = \langle S, \psi_{j,i} \rangle \quad (4.27)$$

$$\Lambda_J = \{(j, i), j = 0, \dots, J-1, i = 0, \dots, 2^j - 1\} \quad (4.28)$$

avec un produit scalaire classique, défini par :

$$\langle f, g \rangle = \int_0^\infty f(t)g(t)dt \quad (4.29)$$

La fonction ϕ_{00} est la fonction d'échelle (*scaling function*). L'ondelette choisie est l'ondelette de Coifman 12, qui agit comme un filtre passe bande (Fig. 4.23). Les $\hat{S}_{j,i}, (j, i) \in \Lambda_J$ forment les coefficients d'ondelettes du signal $S(r)$. La décomposition se fait selon les différentes échelles $\{L2^{-j}, j = 0, \dots, J-1\}$, les ondelettes agissant comme un microscope qui permet d'analyser la structure modale locale (Fig. 4.24). Les coefficients $\hat{S}_{j,i}$ portent donc l'information relative à l'échelle j , d'extension $L/2^j$. Puisque le signal doit être composé d'un nombre de points en

4.2. MÉTHODE D'ESTIMATION DES $\delta N(R)$

puissance de deux, des zéros surnuméraires sont ajoutés aux extrémités afin de le compléter (*zero-padding*).

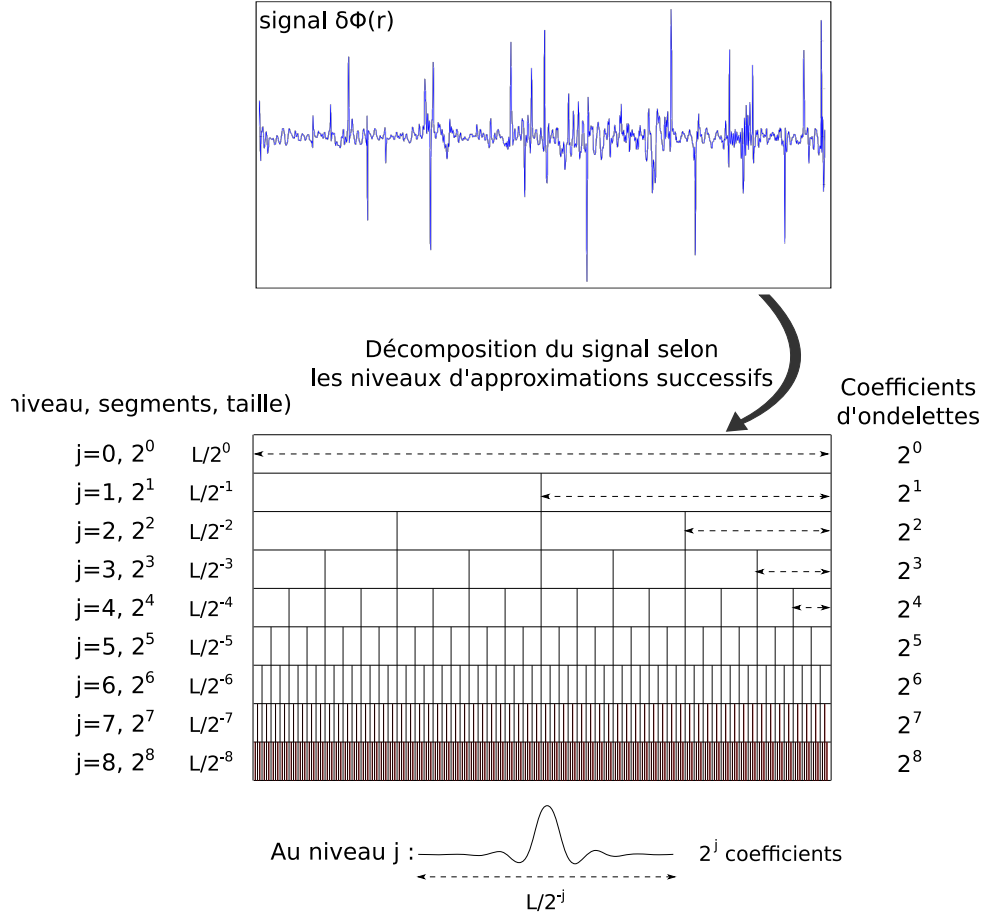


Fig. 4.24 – Décomposition du signal selon les différents rangs j , où niveaux de précision. Pour chaque niveau j , l'extension radiale de l'ondelette d'analyse est adaptée, jouant le rôle d'un microscope.

Application au calcul de $\mathcal{F}_t$

Lors de la définition de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$, Eq. (4.21), nous n'avons pas détaillé la méthode permettant d'obtenir les spectres locaux $S_{\delta\phi}$ et $S_{\delta n}$. Ce point va être abordé dans cette section. Le message physique mis en exergue par cette expression est une relation locale entre les modes radiaux portant les $\delta n(r)$ et leurs effets locaux sur les $\delta\phi$. La relation physique est respectée en ré-écrivant la relation pour les coefficients d'ondelettes des δn et $\delta\phi$:

$$\hat{\delta n}(j, i, t) = \widehat{\mathcal{F}}_t(j, i, t) \hat{\delta\phi}(j, i, t), \quad (j, i) \in \Lambda_J \quad (4.30)$$

C'est cette fonction de transfert relative à l'analyse en ondelettes, $\widehat{\mathcal{F}}_t$, qui est effectivement calculée pour réaliser le bouclage du code *full-wave*. A l'étape n , on introduit N profils $\delta n(r)|_n$ dans la boîte plasma, ce qui permet de calculer l'estimation moyennée sur N réalisations $\langle \widehat{\mathcal{F}}_t(j, i)|_n \rangle_N$, à toutes les échelles (j) et positions radiales (i). En calculant les coefficients d'ondelettes des

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

fluctuations de phase expérimentales $\widehat{\delta\phi}(j, i, t)$ on peut estimer les coefficients $\widehat{\delta n/n}(j, i, t)$ correspondants aux fluctuations de densité expérimentales. Ce qui signifie que pour chaque niveau d'approximation j une fonction de transfert moyenne $\langle \widehat{\mathcal{F}}_t(j, i) |_n \rangle_N$ est appliquée, pour chaque position radiale indiquée par i : les effets des $\delta n/n$ sur les phases $\delta\phi$ simulées sont donc prises en compte pour chaque échelle j de manière indépendante.

La décomposition en ondelettes permet de repasser aisément en représentation radiale, par transformée inverse, intégrant les effets locaux de $\widehat{\mathcal{F}}_t$ pour reconstruire un profil radial $\delta n(r)|_{n+1}$. Le bouclage est donc réalisé, en s'affranchissant de la limitation principale de l'analyse de Fourier.

4.3 Description de la méthode d'extraction des $\delta n(r)$

Nous avons présenté la méthode générale permettant d'estimer les spectres en k_r et les profils radiaux des fluctuations de densité du plasma. A chaque itération, les coefficients d'ondelettes des profils $\delta n/n(r)$ sont calculés par application de la fonction de transfert $\widehat{\mathcal{F}}_t$ aux coefficients d'ondelettes des fluctuations de phase expérimentales $\delta\phi(r)$. Cette section détaille la convergence des $\delta n/n(r)$.

4.3.1 Convergence du bouclage

La convergence du bouclage va être présentée en se focalisant sur les estimations successives des profils de fluctuations de densité injectés dans le code de simulation numérique *full-wave*, notés $\delta n/n(r)_{sim}$, exprimés en valeur absolue. Le profil de fluctuations de densité est le paramètre clé du bouclage, permettant de calculer la fonction de transfert $\widehat{\mathcal{F}}_t$ à partir des fluctuations de phases simulées – en représentation sur une base d'ondelette. La convergence finale sera observée sur les estimations des $\delta n/n$ expérimentaux, calculés par application de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ en représentation de Fourier, intégrés entre 1 et 10 cm⁻¹.

Nous avons choisi d'illustrer nos propos à partir des résultats obtenus sur le choc TS #38314, présentant une bonne accessibilité (de 3.2 à 2.6 m, soit $0.25 < r/a < 1.1$) et représentatif des conditions plasmas habituellement rencontrées sur Tore Supra. Le calcul est fait avec $N = 100$ balayages simulés et 1500 balayages expérimentaux. Les profils tracés dans cette section sont les moyennes des N $\delta n/n(r)_{sim}$.

Convergence des $\delta n/n(r)_{sim}$

Afin de limiter le nombre d'itérations, le profil de $\delta n/n(r)_{sim}$ initialement choisi pour cette simulation est un profil proche du résultat attendu : une turbulence dont l'intensité décroît du bord vers le cœur, avec des niveaux relativement faibles (de l'ordre de quelques dixièmes de %). La puissance spectrale en k_r choisie présente une décroissance en k_r^{-2} .

La Fig. 4.25 présente l'intensité des profils radiaux de fluctuations de densité injectés dans la simulation *full-wave* pour 10 itérations successives ; l'évolution des $\delta n/n(r)_{sim}$ est détaillée pour 5 rayons différents en Fig. 4.26. L'intensité du profil de $\delta n/n(r)_{sim}$ évolue rapidement à partir du profil injecté à la première itération : les itérations 3 et 5 utilisent des profils passablement semblables. On note que le niveau se stabilise globalement aux alentours de la 5^e et 6^e itération, avec toutefois une légère augmentation persistante.

4.3. DESCRIPTION DE LA MÉTHODE D'EXTRACTION DES $\delta N(R)$

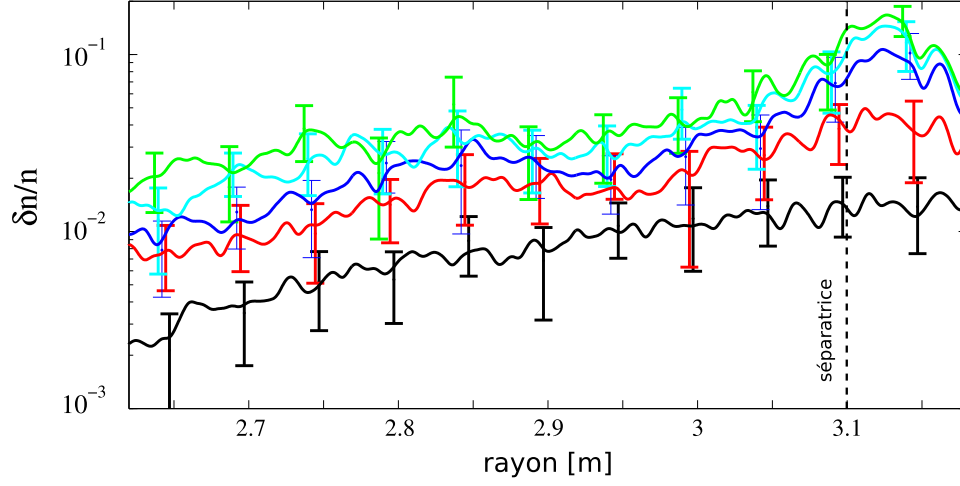


Fig. 4.25 – TS #38314 - Profils moyens des fluctuations de densité simulées $\delta n/n(r)_{sim}$ pour 10 itérations successives. Axe magnétique à 2.4 m. Seuls les profils utilisés pour les itérations 1 (noir), 3 (rouge), 5 (bleu), 7 (cyan) et 9 (vert) sont représentés ; les traits épais sont des lissages, et les barres d'erreurs sont les déviations standards.

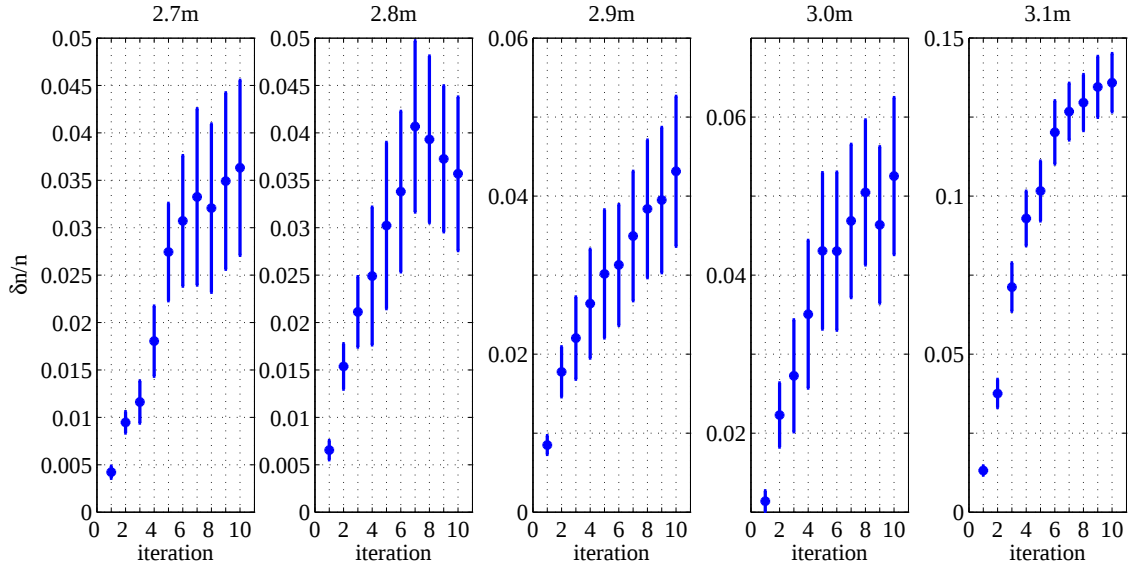


Fig. 4.26 – TS #38314 - Profils moyens des fluctuations de densité simulées $\delta n/n(r)_{sim}$ pour 10 itérations successives. Les valeurs moyennes et déviations standards de $\delta n/n(r)_{sim}$ calculées à différents rayons sont présentées.

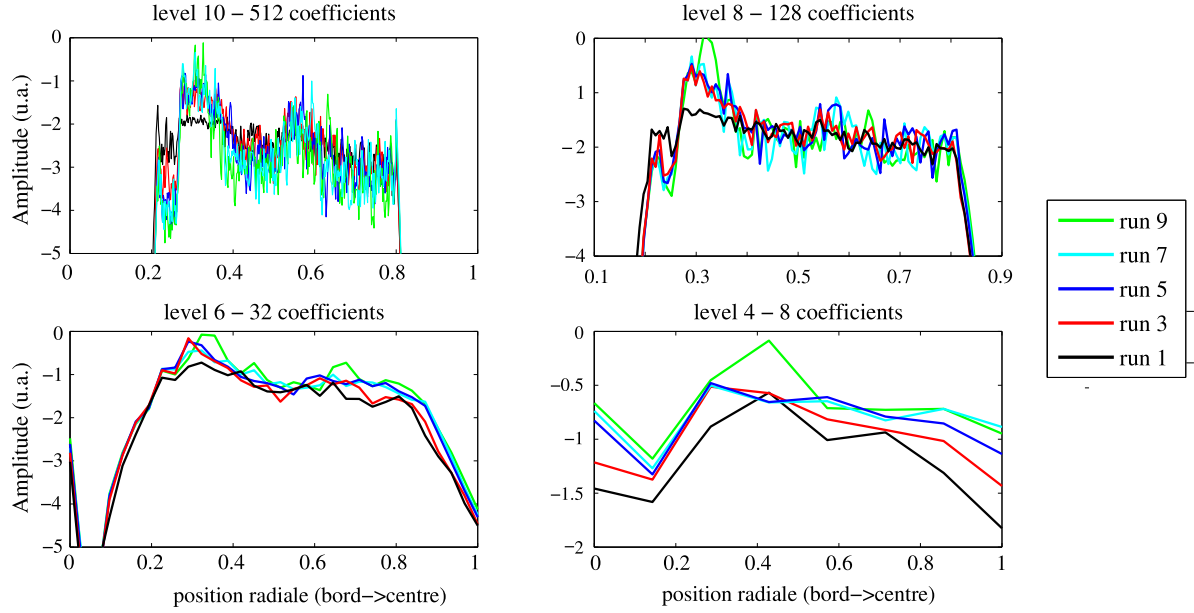


Fig. 4.27 – TS #38314 - Logarithmes des coefficients d'ondelettes de $\delta n/n(r)_{sim}$ calculées pour 10 itérations successives, pour quatre niveaux de détails (10, 8, 6, 4). Chaque niveau j possède 2^{j-1} coefficients. Les positions radiales sont normalisées : 0 correspond aux rayons maximaux, 1 aux rayons les plus centraux. Les coefficients sont normalisés de manière identique par la routine de calcul utilisée (*WAVELAB v802*)

Les coefficients d'ondelettes moyens $\langle \widehat{\delta n}(j, i) \rangle_N$, pour les profils simulés $\delta n/n(r)_{sim}$, permettent de détailler le processus de convergence en examinant les différentes échelles j . La Fig. 4.27 montre l'évolution de ces coefficients pour 4 échelles différentes, correspondant chacune à une division du signal total en 2^{j-1} parties. La convergence aux niveaux d'approximations supérieures à 4 est très rapide : les coefficients évoluent peu entre la 3^e et la 5^e itération. La convergence est toutefois plus longue aux grandes échelles ($j \leq 4$), ce qui permet de préciser l'augmentation continue observée aux Fig. 4.25 et Fig. 4.26 – point qui sera discuté par la suite. On peut s'interroger sur la raison de la convergence plus longue aux grandes échelles. La raison pourrait venir d'une mesure expérimentale peu sensible aux faibles nombres d'ondes – cf 4.4.2. On s'attend en effet à une mauvaise prise en compte des nombres d'ondes radiaux $> 1 \text{ cm}^{-1}$.

Cette tendance à une augmentation continue du niveau de fluctuations dans la simulation peut être causée par le processus de calcul de la fonction de transfert. En effet, les coefficients d'ondelettes ont une amplitude et un signe. $\langle \widehat{\mathcal{F}}_t \rangle$ est calculée en valeur absolue à partir des $\delta\phi$ et $\delta n/n$ simulés, ce qui signifie que seules les valeurs absolues des coefficients expérimentaux $\delta\hat{n}/n$ sont calculées. Par la suite on reporte les signes des coefficients $\delta\hat{\phi}$ expérimentaux. Cet arrangement numérique, nécessaire, peut donc être une source de bruit numérique additionnel.

Convergence des $S_{\delta n}$ et $\delta n/n$ expérimentaux

Dans ce paragraphe on détaille la convergence des spectres de puissance $S_{\delta n}(k_r, r)$ et des profils radiaux de fluctuations de densité expérimentaux $\delta n/n(r)$, intégrés entre 1 et 10 cm^{-1} .

4.3. DESCRIPTION DE LA MÉTHODE D'EXTRACTION DES $\delta N(R)$

Ces grandeurs sont les résultats de la méthode, conduisant à une information physique sur les fluctuations de densité expérimentales.

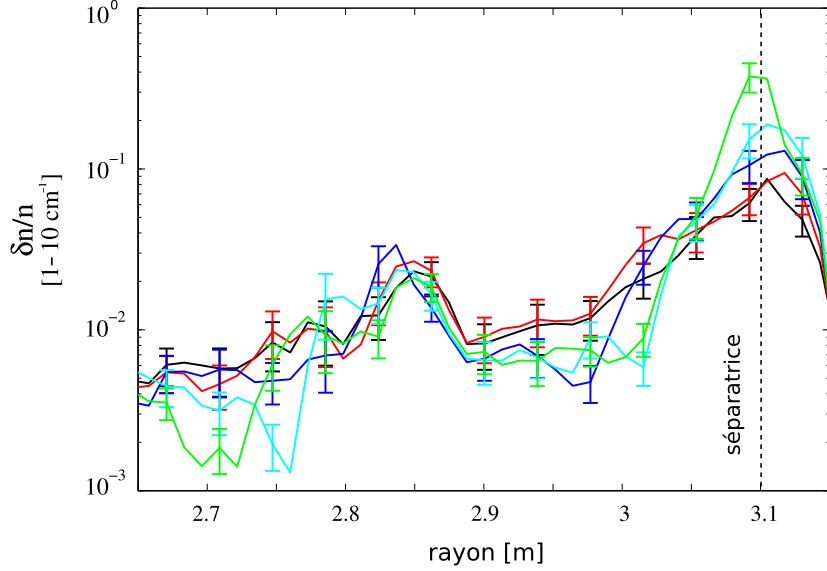


Fig. 4.28 – TS #38314 - Estimation des profils moyens des fluctuations de densité expérimentales $\delta n/n(r)$, intégrés entre 1 et 10 cm^{-1} pour 10 itérations successives. Axe magnétique à 2.4 m. Seuls les profils utilisés pour les 1^{re} (noir), 3^e (rouge), 5^e (bleu), 7^e (cyan) et 9^e (vert) itérations sont représentées ; les traits épais sont des lissages et les barres d'erreurs sont les déviations standards.

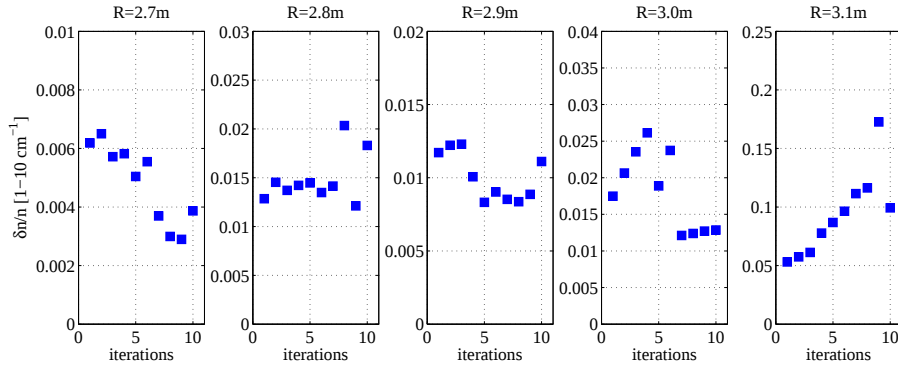


Fig. 4.29 – TS #38314 - Valeurs moyennes des fluctuations de densité expérimentales $\delta n/n(r)$, intégrés entre 1 et 10 cm^{-1} pour 10 itérations successives.

La convergence des profils de $\delta n/n(r)$ expérimentaux est illustrée Fig. 4.28 et Fig. 4.29. Hormis au bord du plasma ($R=3.1 \text{ m}$), la convergence est quasiment immédiate : les cinq premières estimations de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ conduisent aux mêmes résultats expérimentaux $\delta n/n(r)$. L'augmentation du niveau des $\delta n/n$ au bord du plasma vers de hautes valeurs ($\geq 10\%$) a des effets sur les résultats plus au centre (7^e et 9^e itérations). Les puissances spectrales expérimentales

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

tales sont représentées Fig. 4.30. La convergence vers le spectre final a globalement lieu entre la 3^e et la 5^e itération.

Notons que l'élévation locale de l'intensité des $\delta n/n$ aux alentours de $r = 2.85$ m sur la Fig. 4.28 est corrélée avec une surface rationnelle. On retrouve cet effet sur les figures Fig. 4.33 et Fig. 4.37. Ce point est détaillé plus généralement en section 4.4.3.

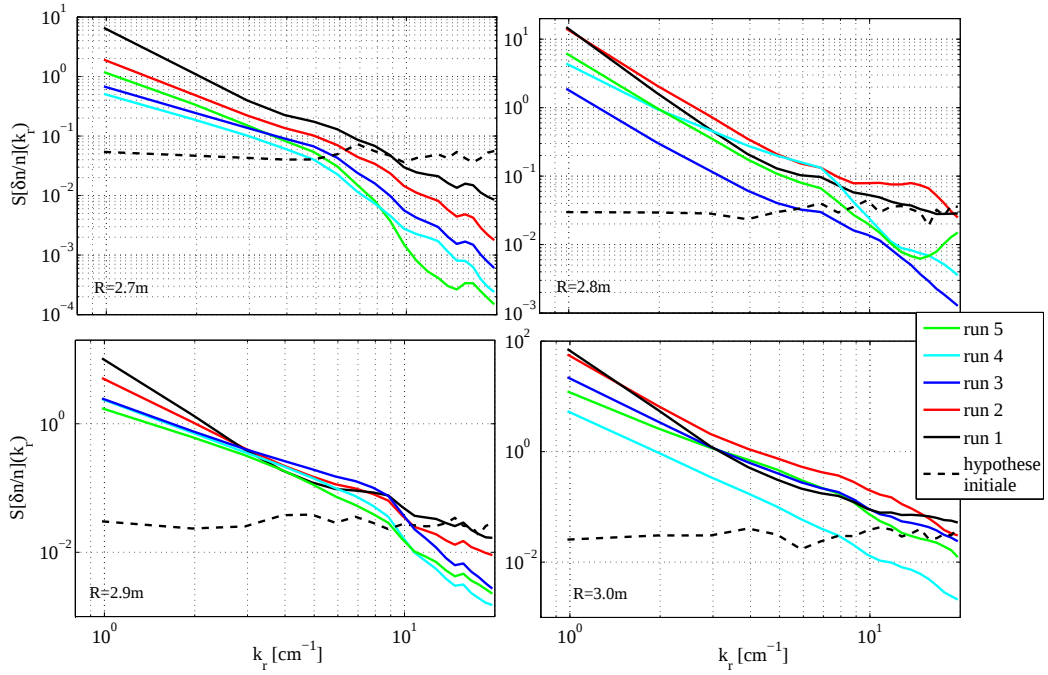


Fig. 4.30 – TS #38314 - Puissances spectrales $S_{\delta n}(k_r, r)$ des fluctuations de densité expérimentales entre 1 et 20 cm^{-1} pour quatre positions radiales. Les 1^{re} (noir), 2^e (rouge), 3^e (bleu), 4^e (cyan) et 5^e (vert) itérations sont représentées, ainsi que l'hypothèse de turbulence initiale (pointillés). Les spectres sont moyennés sur 1500 balayages.

Cas du plasma de bord

Au bord du plasma ($r/a \gtrsim 0.9$), l'intensité de la turbulence est élevée, de l'ordre de 10% (Fig. 4.25 et Fig. 4.27). Afin de garantir la stabilité de la méthode, un garde-fou impose pour chaque profil simulé $|\delta n/n(r)| < 30\%$, limitant de fait la turbulence de bord. La définition de la fonction de transfert générale $\mathcal{F}_t$ est limitée aux zones de faible turbulence ou de forts gradients (voir la discussion sur la légitimité de l'hypothèse de l'approximation de Born, Section 4.4.3). Le plasma situé aux alentours de $r/a \approx 1.1$ est en dehors de cette approximation. De plus, le code numérique *full-wave* unidimensionnel ne prétend pas simuler les phénomènes physiques spécifiques de cette zone. De fait les estimations des fluctuations de densité en bord de plasma peuvent être problématiques... Nous verrons cependant en 5.3 que de telles mesures au bord du plasma confiné et dans la proche SOL sont comparables avec des mesures réalisées conjointement avec des sondes.

4.3.2 Sensibilité aux hypothèses sur la turbulence initiale

Afin d'évaluer la sensibilité de la méthode à l'hypothèse faite sur le niveau de fluctuation initial, deux tests ont été réalisés : le premier sur l'intensité de cette turbulence initiale, et le second sur sa répartition spectrale.

Intensité de la turbulence

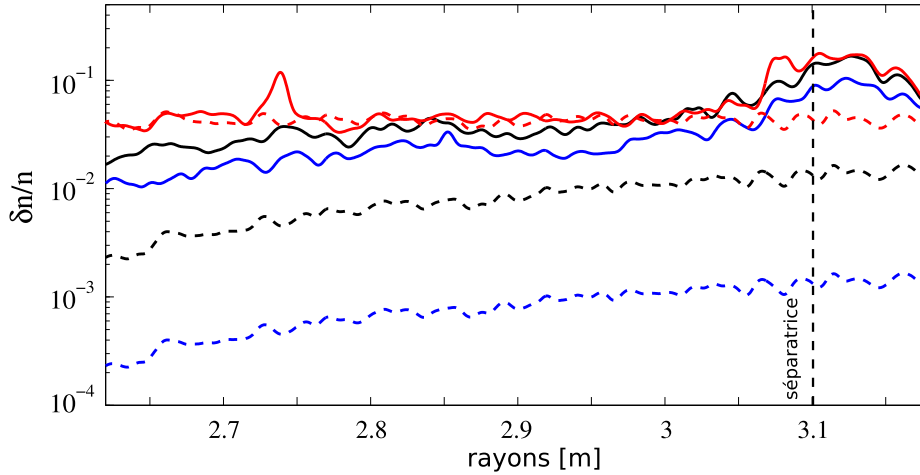


Fig. 4.31 – TS #38314 - Profils moyens des fluctuations de densité simulées $\delta n/n(r)_{sim}$. La 1^{re} itération (hypothèse initiale, pointillés épais) et la 5^e itération (résultat, traits épais) sont tracées pour trois hypothèses initiales sur l'intensité des $\delta n/n$: faible (bleu), moyenne (noir), forte (rouge).

La Fig. 4.31 montre l'évolution du profil de $\delta n/n$ pour trois intensités initiales de la turbulence, couvrant un ordre de grandeur et demi. La puissance spectrale est en k^{-2} . Les cas de faible (quelques 0.01%) et moyenne (quelques 0.1%) intensité convergent approximativement vers le même profil de $\delta n/n$, avec un écart inférieur à un facteur 2. Le cas à forte intensité (constante, de l'ordre de 4%) ne converge qu'en bord de plasma. De manière générale, la méthode semble incapable de réduire l'intensité des fluctuations de densité. La Fig. 4.32 montre que l'écart provient des grandes échelles.

Les estimations des $\delta n/n(r)$ expérimentaux (Fig. 4.33) sont très peu sensibles à l'hypothèse initiale sur l'intensité de la turbulence injectée dans la simulation, et ce malgré l'évolution très nette des profils de $\delta n/n(r)_{sim}$ simulés (Fig. 4.31). Ce point peut s'expliquer par une grande robustesse du calcul de la fonction de transfert $\langle \widehat{\mathcal{F}}_t \rangle$, au moins au niveau de l'intensité de l'énergie. Cette figure montre de plus que si on se limite à l'étude des $\delta n/n(r)$, il est inutile de réaliser un bouclage de la méthode.

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

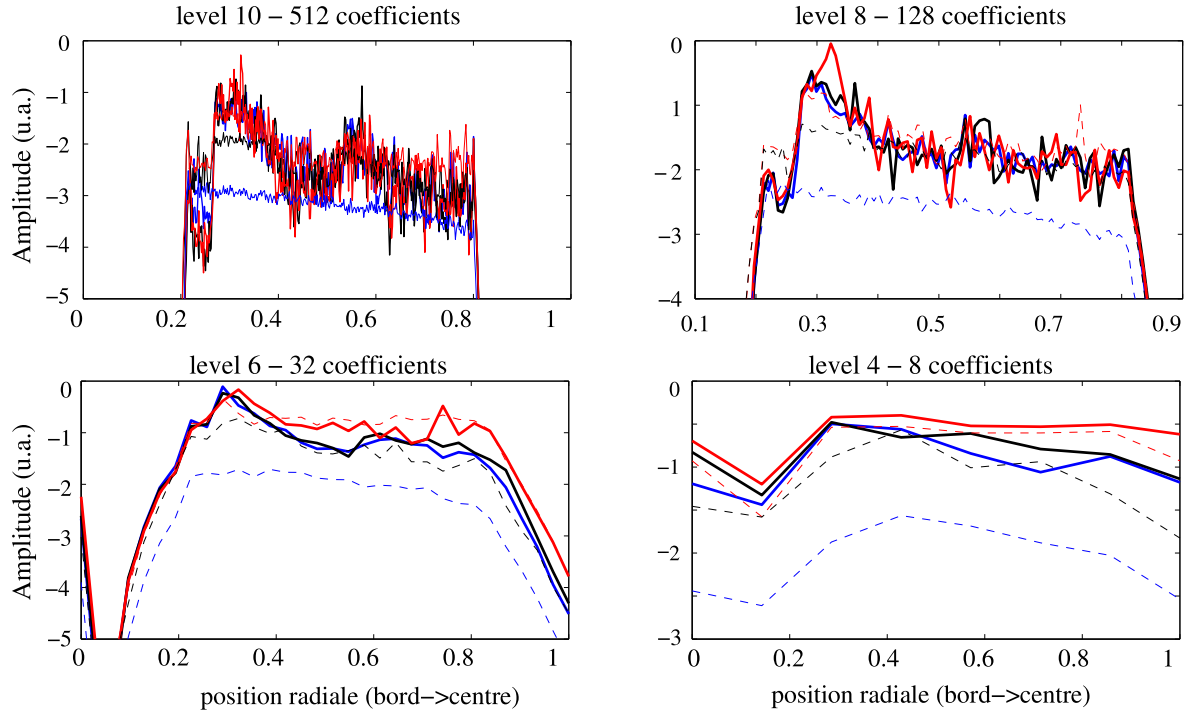


Fig. 4.32 – TS #38314 - Logarithmes des coefficients d'ondelettes correspondant à la Fig. 4.31. La 1^{re} itération (hypothèse initiale, pointillés épais) et la 5^e itération (résultat, traits épais) sont tracées pour trois hypothèses initiales sur l'intensité des $\delta n/n$: faible (bleu), moyenne (noir), forte (rouge).

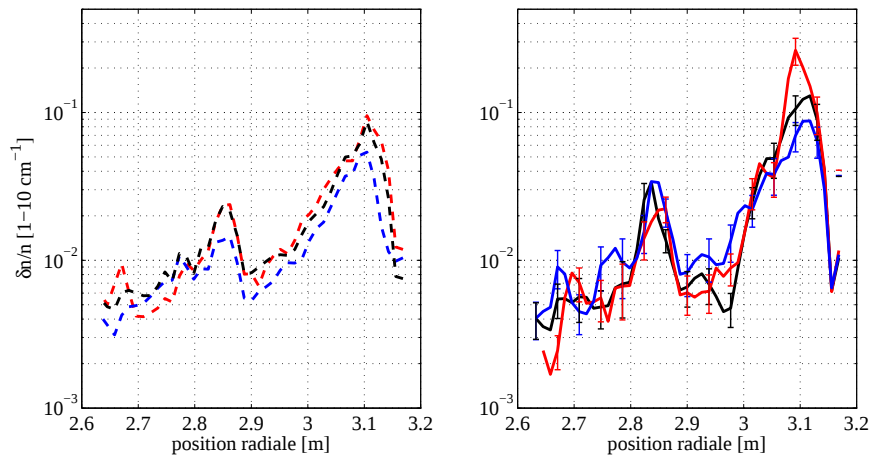


Fig. 4.33 – TS #38314 - Profils moyens des fluctuations de densité expérimentales, intégrés entre 1 et 10 cm^{-1} , correspondant à Fig. 4.31. Trois hypothèses initiales sur l'intensité des $\delta n/n$ sont testées : faible (bleu), moyenne (noir), forte (rouge). (gauche) : après une itération ; (droite) : après 5 itérations.

4.3. DESCRIPTION DE LA MÉTHODE D'EXTRACTION DES $\delta N(R)$

Répartition spectrale de la turbulence

La Fig. 4.34 montre l'évolution du profil de $\delta n/n$ final pour trois puissances spectrales k^0 , k^{-4} et k^{-6} , à intensité constante. Ces répartitions spectrales couvrent les pentes des spectres en k_θ observés sur Tore Supra (cf 5.2.3).

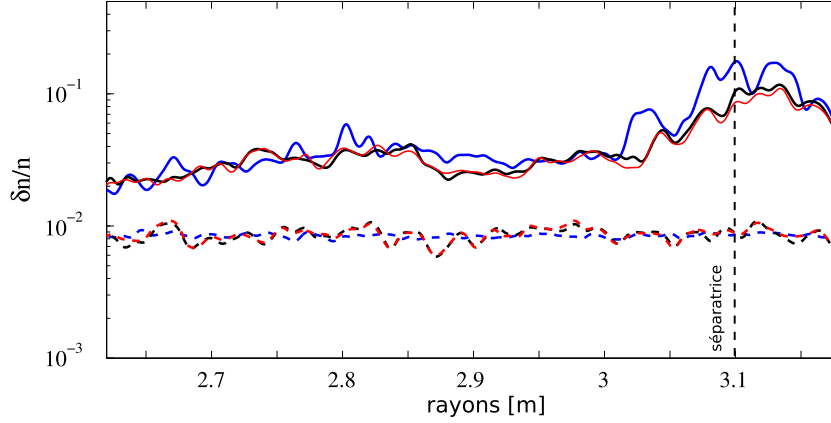


Fig. 4.34 – TS #38314 - Estimation des profils radiaux de fluctuations de densité simulées injectées dans la 1^{re} itération (hypothèse initiale, pointillés épais) et la 5^e itération (résultat, traits épais), pour trois hypothèses initiales sur les puissances spectrales de la turbulence : k^0 (bleu), k^{-2} (noir), k^{-6} (rouge).

La méthode semble insensible à la répartition spectrale des fluctuations de densité initiales. La Fig. 4.35 confirme ce résultat aux différentes échelles de l'analyse en ondelettes.

Puisque ce test porte sur la répartition spectrale de l'énergie de la turbulence injectée initialement dans le bouclage, la question de la dépendance *après convergence* de la puissance spectrale est posée : comment évoluent les $S_{\delta n}(k_r, r)$ expérimentaux ? La réponse est donnée par la Fig. 4.36, où les puissances spectrales sont représentées, pour un même rayon après 3 et 5 itérations. Si l'accord n'est globalement pas parfait, les puissances spectrales sont tout à fait comparables. Les deux hypothèses initiales, raisonnables, en k^0 et k^{-2} donnent des résultats très semblables après 5 itérations jusqu'à environ 10 cm^{-1} . Le cas de plus forte décroissance de la turbulence en k^{-6} donne des résultats différant de presque un ordre de grandeur à 10 cm^{-1} . Retenons que pour des nombres d'ondes $> 10 \text{ cm}^{-1}$, il convient de rester prudent.

Notons que l'intensité de la turbulence expérimentale $\delta n/n(r)$ est très peu affectée (Fig. 4.37).

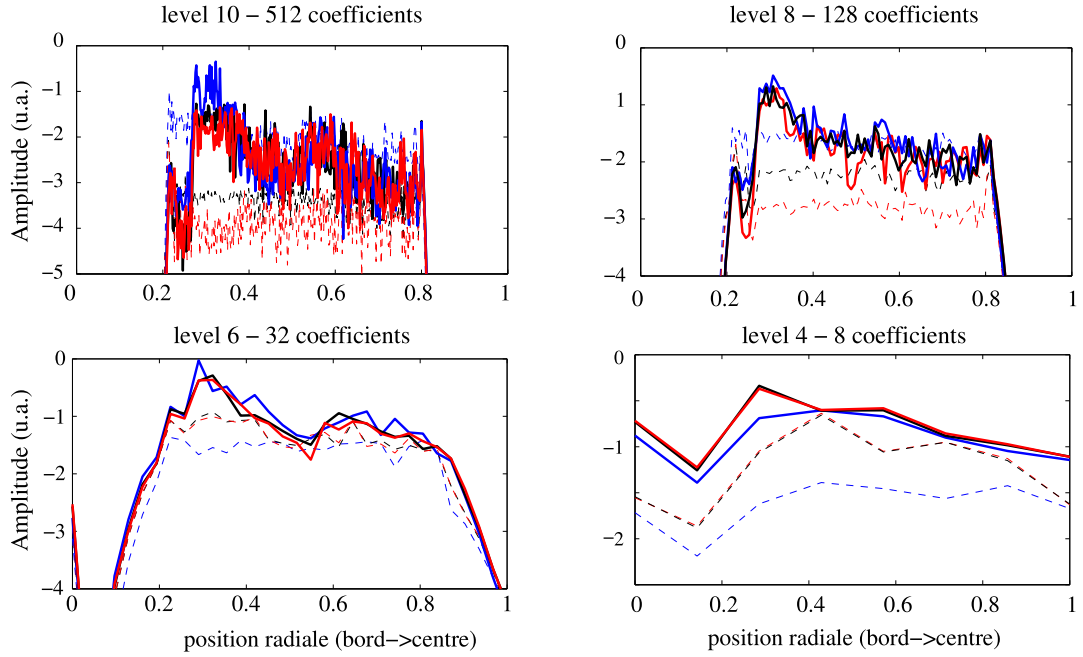


Fig. 4.35 – TS #38314 - Logarithmes des coefficients d'ondelettes correspondant à la Fig. 4.34. Les 1^{re} (hypothèse initiale, pointillés épais) et 5^e itérations (résultat, traits épais) sont tracées, pour trois hypothèses initiales sur les puissances spectrales de la turbulence : k^0 (bleu), k^{-2} (noir), k^{-6} (rouge).

4.3.3 Conclusion

Les corrections les plus importantes sur le profil $\delta n/n(r)_{sim}$, hors bord du plasma, ont lieu dans les premières itérations : en limitant à 5 le nombre d'itérations, on assure la prise en compte de la majorité des corrections non-linéaires, tout en contrôlant les effets dus à l'accroissement permanent de la turbulence de bord dans $\delta n/n(r)_{sim}$. Ce faible nombre d'itération n'affecte pas l'estimation des $\delta n/n(r)$ expérimentaux, dont la convergence est très rapide. La convergence des puissances spectrales $S_{\delta n}(k_r, r)$ nécessite entre 3 et 4 itérations. Le nombre d'itérations est donc fixé à 5.

4.3. DESCRIPTION DE LA MÉTHODE D'EXTRACTION DES $\delta N(R)$

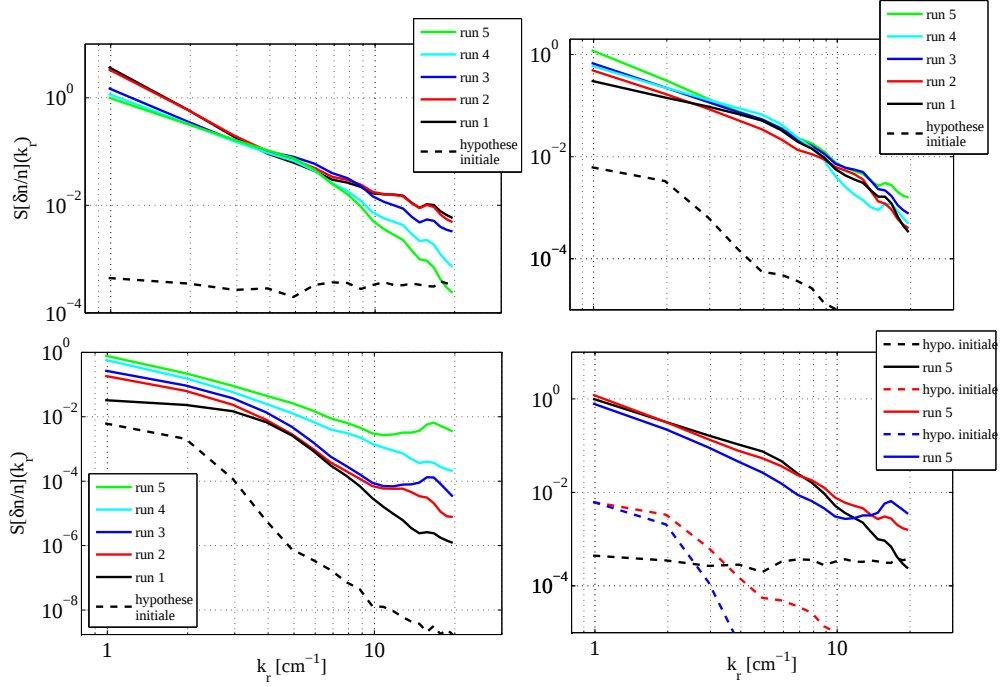


Fig. 4.36 – TS #38314 - Puissances spectrales $S_{\delta n}(k_r, r)$ des fluctuations de densité expérimentales entre 1 et 20 cm^{-1} à 2.7 m. La 1^{re} itération (hypothèse initiale, pointillés) et la 5^e itération (résultat, traits épais) sont représentées pour trois hypothèses initiales sur les puissances spectrales de la turbulence : k^0 (bleu), k^{-2} (noir), k^{-6} (rouge). Les spectres sont moyennés sur 1500 balayages.

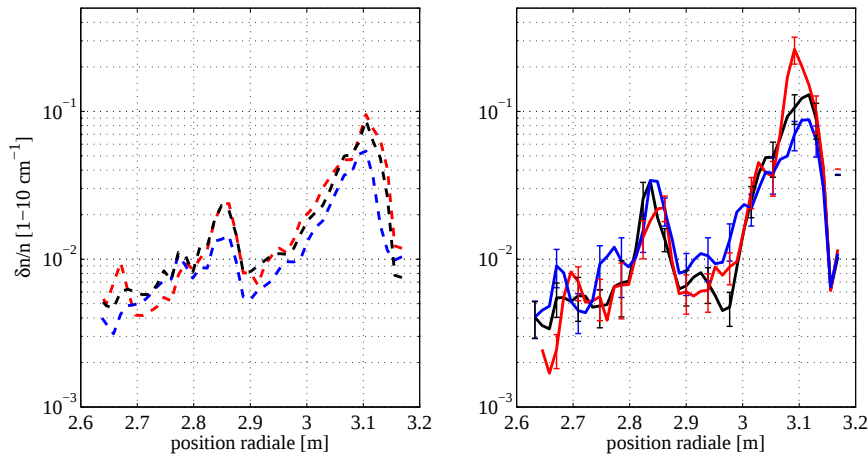


Fig. 4.37 – TS #38314 - Profils radiaux de fluctuations de densité expérimentaux, intégrés entre 1 et 10 cm^{-1} , correspondant à la Fig. 4.36. (gauche) : après une itération ; (droite) : après 5 itérations.

4.3.4 Calcul des profils de $\delta n(r)$

Afin d'éviter de possibles erreurs d'interprétations et de calibrage, la fonction de transfert propre à l'analyse de Fourier glissante, notée $\mathcal{F}_t$, est calculée à partir des dernières données simulées, après convergence. On obtient ainsi les spectres de Fourier locaux relatifs aux $\delta n(r)$ expérimentaux, $S_{\delta n}(\mathbf{k}_r, r, t)$, ce qui constitue le premier résultat de sortie de la routine : les spectres en nombre d'onde radiaux $\mathbf{k}_r$, locaux, des fluctuations de densité du plasma, entre 1 et 10 cm^{-1} . On estime, à partir de la taille du faisceau (10 cm) que la bande en k_θ est sensiblement identique, même si ces nombres d'onde poloïdaux n'ont que très peu d'effets sur la mesure [Hacquain 02].

On estime l'intensité des $\delta n/n(r)$ des fluctuations en calculant la valeur RMS (root mean square) du spectre $S_{\delta n}(k_r, r)$ correspondant :

$$\left| \frac{\delta n}{n}(r, t) \right| = \left[\frac{1}{10 - 1} \int_{1 \text{ cm}^{-1}}^{10 \text{ cm}^{-1}} S_{\delta n}(k_r, r, t) dk_r \right]^{1/2} = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{\delta n}(k_{r,i}, r, t) \right]^{1/2} \quad (4.31)$$

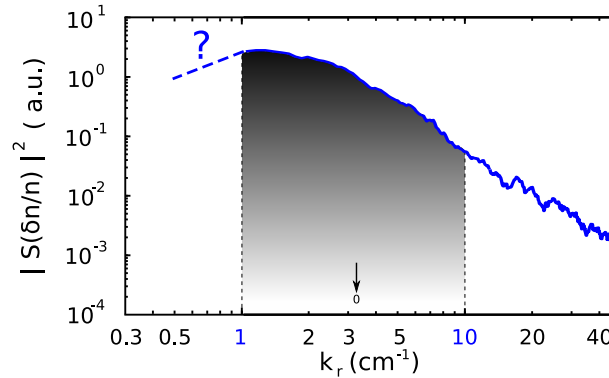


Fig. 4.38 – Spectre en k_r des δn expérimentales, à $r/a = 0.5$ (TS #39596). Le niveau de fluctuations $\delta n(r/a = 0.5)$ est obtenu par intégration du spectre mesuré entre 1 et 10 cm^{-1} .

En théorie il est donc possible d'obtenir à partir de cette analyse spectrale radiale un profil $\delta n(r)$ pour chaque balayage en fréquence du plasma, c'est à dire un profil toutes les $20 \mu\text{s}$. En pratique, les spectres $S_{\delta n}$ sont moyennés sur un certain nombre de balayages, au minimum 10, afin de lisser les fluctuations temporelles des niveaux des différentes composantes modales. On reviendra sur ce processus de moyenne temporelle lors de l'étude de la précision de la mesure, cf 4.4.1.

4.4 Résultats de la routine : spectres et profils

L'application de la routine aux données expérimentales de la réflectométrie à balayage en fréquence permet d'obtenir des profils radiaux de fluctuations de densité $\delta n(r)$ issus des spectres locaux en nombre d'onde radial k_r . La figure Fig. 4.39 présente des profils de $\delta n(r)$ pour le choc TS #38314 ; quelques spectres locaux $S_{\delta n}(\mathbf{k}_r, r)$ sont tracés Fig. 4.40. Tous les résultats présentés dans cette figure sont moyennés temporellement sur les 1500 acquisitions expérimentales.

4.4. RÉSULTATS DE LA ROUTINE : SPECTRES ET PROFILS

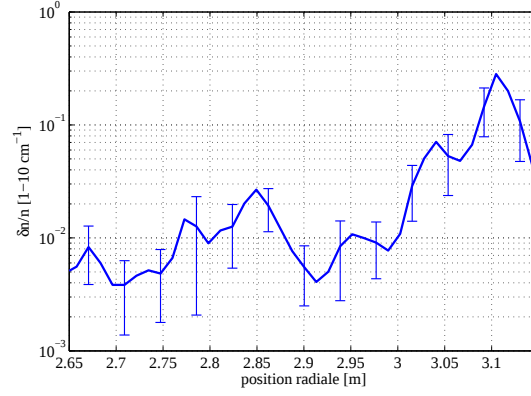


Fig. 4.39 – TS #38314 - Profils radiaux du niveau de fluctuations de densité. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard des mesures expérimentales.

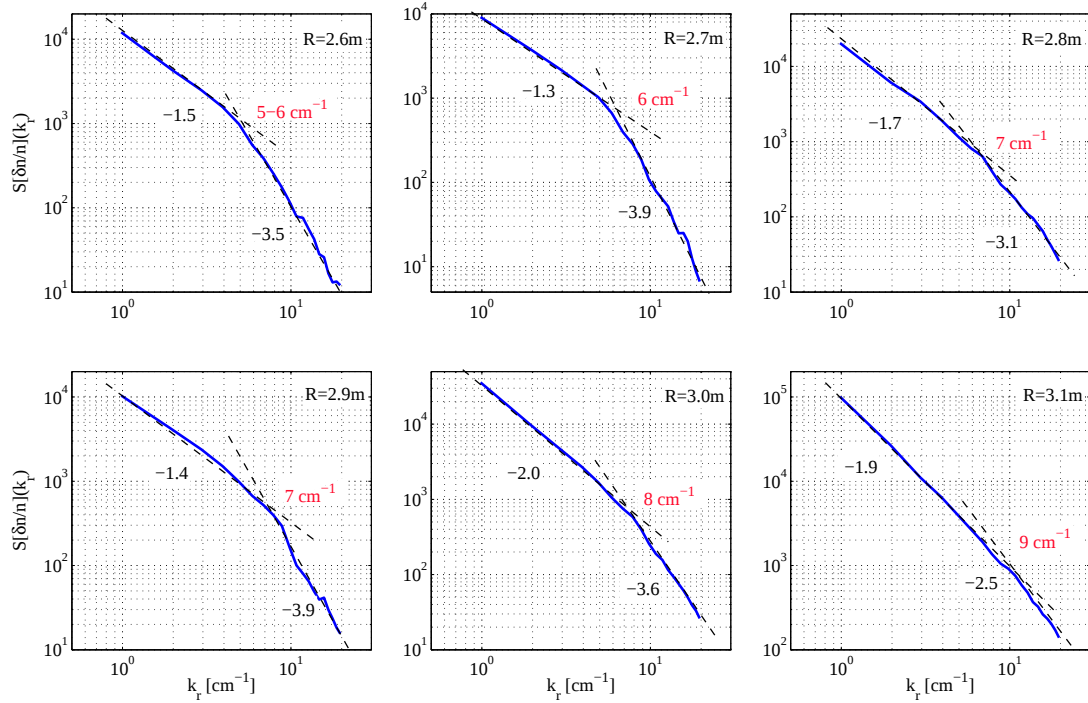


Fig. 4.40 – TS #38314 - Spectres de puissance en k_r correspondant à Fig. 4.39 pour différentes positions radiales. L'axe magnétique se situe à 2.4 m et la séparatrice à 3.1 m. Représentation log-log.

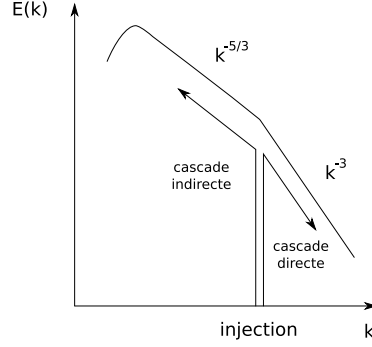


Fig. 4.41 – Double cascade dans une turbulence 2-D forcée. L'échelle d'injection de l'énergie définit deux zones, où le spectre de l'énergie $E(k)$ suit la similitude appropriée.

Les spectres en k_r obtenus dans ce travail de thèse sont habituellement de la forme présentée Fig. 4.40 : la pente constatée dans la zone $k_r \gtrsim 5 - 10 \text{ cm}^{-1}$ soit $k_r \rho^* \approx 1$ est d'environ $-3/-4$ pour tous les rayons (hors SOL), soit pour $r/a < 0.9$. Les spectres tracés Fig. 4.40 sont donc typiques des spectres locaux obtenus par cette méthode. Retenons de l'analyse de la convergence menée en 4.3.2, Fig. 4.36, qu'il convient de rester prudent sur l'interprétation des spectres locaux pour les nombres d'ondes $> 10 \text{ cm}^{-1}$. Des simulations non-linéaires présentées en 5.1 montrent cependant un bon accord sur le comportement des spectres en nombres d'onde radiaux pour $> 10 \text{ cm}^{-1}$.

Kraichnan a montré [Kraichnan 67] que pour une turbulence 2-D forcée autour d'un nombre d'onde moyen, un phénomène de double cascade est possible, pour peu que les zones inertielles correspondantes puissent se former : celle de type enstrophie vers les structures fines (cascade directe) et celle de type énergie cinétique vers les grandes structures (cascade indirecte), cf Fig. 4.41. Notons que les spectres en k_r (Fig. 4.40) semblent présenter assez clairement deux comportements de part et d'autre de $k_r \approx 5 - 10 \text{ cm}^{-1}$; les valeurs des pentes ne seraient donc peut-être pas très éloignée des valeurs attendues pour une turbulence 2-D forcée ($-5/3$ et -3). Il conviendrait cependant de vérifier et de valider plus précisément le comportement des spectres pour les nombres d'ondes $> 10 \text{ cm}^{-1}$ avant de conclure à un bon accord avec une turbulence 2-D forcée.

4.4.1 Précision des résultats

La précision des résultats est étudiée à travers la distribution temporelle des valeurs des $\delta n/n(r, t)$, pour une position radiale donnée. Les conditions plasmas sont stables. Sur une acquisition en rafales typique, on dispose de N mesures (ou réalisations) du profil $\delta n/n(r)$; supposons que N soit de l'ordre de 1000. On peut, pour chaque position radiale r_0 , tracer la répartition des valeurs $\delta n/n(r_0, t)$ (Fig. 4.42). On voit que la modélisation de la distribution par une gaussienne est convenable, bien qu'approximative sur les grandes valeurs (écart à la gaussienne d'environ 15%).

Retenons la modélisation de la répartition des $\delta n/n(r_0, t)$ par une gaussienne (on parle de loi normale), pour les valeurs qui ne sont pas extrêmes, c'est à dire $\{|\delta n/n - \langle \delta n/n \rangle| < 2\sigma\}$, où σ est l'écart type expérimental – soit la vaste majorité des valeurs. Cette modélisation en loi normale permet de préciser la convergence vers la valeur moyenne $\langle \delta n/n(r_0) \rangle$ ainsi que l'erreur

4.4. RÉSULTATS DE LA ROUTINE : SPECTRES ET PROFILS

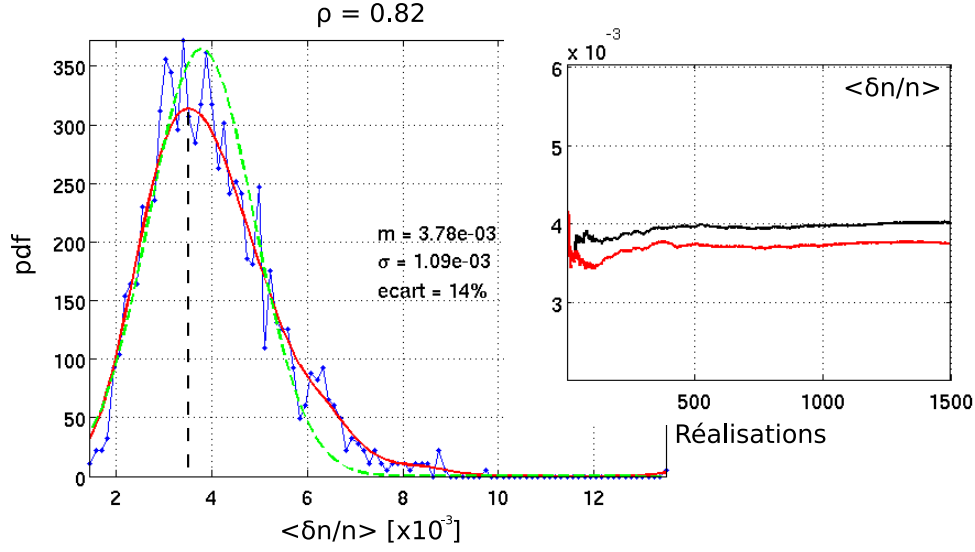


Fig. 4.42 – TS #39598 - Répartition des $\delta n/n(r)$, pour $r/a = 0.82$ et $N = 15000$. Les estimations expérimentales (points bleus, lissées en traits pleins rouges) sont rapprochées de la répartition gaussienne la plus proche (pointillés verts). (encart droite) : évolution de la valeur moyenne avec le nombre de réalisations. Les valeurs extrêmes (hors gaussienne principale) des $\delta n/n$ ont été prises en compte dans le tracé de la courbe noire, mais pas pour la courbe rouge.

faite sur sa détermination ; en effet, la probabilité P ci-dessous énonce que pour une distribution normale la convergence vers la moyenne est très rapide :

$$P(|\delta n/n - \langle \delta n/n \rangle| < 1.64 \frac{\sigma_N}{N^{1/2}}) < 5\% \quad (4.32)$$

où σ_N est l'écart-type pour N réalisations. Si $N = 1000$, on note que la probabilité d'obtenir une valeur $\delta n/n(r_0, t)$ différant de $\langle \delta n/n(r_0) \rangle$ de plus de $\sigma_N/N^{1/2} \approx 2\%$ est inférieure à 5%. Pour $N = 100$, pour une même probabilité de 5%, l'écart est proche de 10%.

La distribution de l'écart à la moyenne $\delta n/n - \langle \delta n/n \rangle$ a une fonction d'autocorrélation plate (Fig. 4.43), ne présente pas de fréquences caractéristiques (Fig. 4.44) et est de moyenne nulle : elle présente donc les caractéristiques d'un bruit blanc. Ce point est un indice donnant à penser qu'à partir des mesures actuelles et des temps d'acquisitions (balayage de la source de fréquence en 20 μ s), il nous est impossible d'étudier la dynamique de la turbulence.

Ceci étant posé, revenons sur la méthode de calcul des profils radiaux $\delta n/n(r, t)$ et des spectres $S_{\delta n}(k_r, r, t)$. Les profils radiaux sont issus directement de l'intégration partielle des spectres radiaux, sans effet de moyennage, cf paragraphe 4.3.4 : les valeurs moyennes des $\delta n/n(r)$, en conditions plasmas stables, sont donc précises à quelques % près. Concernant les spectres, ils doivent être moyennés sur au moins 10-20 réalisations (soit 250-500 μ s) afin d'éliminer le bruit ; la précision est de l'ordre de 10%. Enfin, le calcul de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ en représentation de Fourier passe par une moyenne sur $N = 100$ estimations de $\mathcal{F}_t$ (4.2.4), issue chacune d'un couple $(S_{\delta\phi}(k_r, r), S_{\delta n}(k_r, r))$, correspondant aux entrées/sorties du code de simulation *full-wave*.

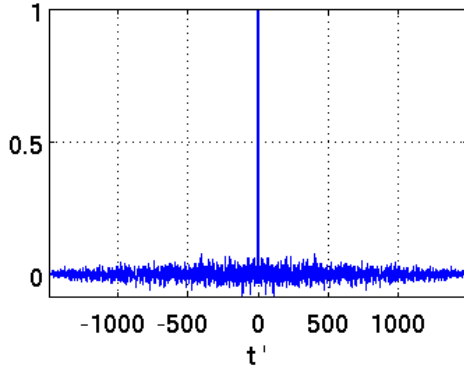


Fig. 4.43 – Fonction d'autocorrélation de l'écart à la moyenne $\delta n/n - \langle \delta n/n \rangle$

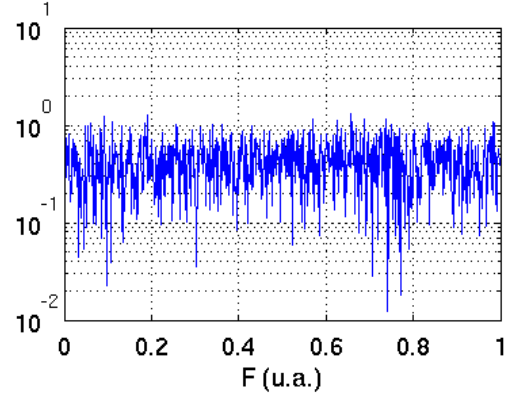


Fig. 4.44 – Puissance spectrale de l'écart à la moyenne $\delta n/n - \langle \delta n/n \rangle$, typique d'un bruit blanc.

Puisque les spectres locaux des $\delta n/n$ suivent aussi une répartition normale, on en déduit une incertitude proche de 10 % sur le calcul de $\mathcal{F}_t(k_r, r)$.

Par addition quadratique, on estime donc que les incertitudes dues à la méthode de calcul des $\delta n/n(r, t)$ et $S_{\delta n}(k_r, r, t)$ sont donc, respectivement, de 10% et 15%.

Une incertitude globale de 10% sur les profils expérimentaux en entrée de la méthode (profil de densité et profil de champ B) se traduit directement par une incertitude identique sur les $\delta n/n(r, t)$ et $S_{\delta n}(k_r, r, t)$, portant les incertitudes sur les résultats des $\delta n/n(r)$ et $S_{\delta n}(k_r, r)$ à respectivement 15% et 18%. Notons que cette sensibilité du code *full-wave* aux données d'entrées mériterait d'être évaluée de manière plus complète.

4.4.2 Sensibilité en nombre d'onde radial

L'utilisation d'un modèle 1-D pour le calcul des spectres expérimentaux peut mal prendre en compte les effets de diffusion du signal aux grands k . Une déformation à grande échelle du miroir local va entraîner une « mauvaise » réflexion du signal et donc une baisse de l'amplitude du signal capté par le réflectomètre, ce qui entrainera une perte de précision dans le calcul des $\delta n/n$. Si cette déformation est locale et de faible extension radiale, seuls les grands k seront affectés. Ce point de physique n'est pas pris en compte dans la simulation *full-wave* : on s'attend donc à ce que le traitement soit meilleur aux petits k ($k = 1 \text{ cm}^{-1}$) qu'aux plus grands $k > 10 \text{ cm}^{-1}$.

Les $\delta n/n$ obtenus à partir du diagnostic de réflectométrie à balayage sont le fruit d'une intégration en k_θ , difficile à quantifier. Nous estimons que le domaine d'intégration est du même ordre de grandeur que celui en k_r , à savoir $k_\theta = [1 - 20 \text{ cm}^{-1}]$.

4.4.3 Limitations des résultats

Les niveaux de $\delta n(r)$ habituellement mesurés sont de l'ordre de 10% près de la séparatrice et dans le début de la SOL, à quelques 0.1% vers le coeur du plasma (4.3.4). On verra aux sections 5.2.2 et 5.3 deux comparaisons de ces mesures de $\delta n/n$ de bord.

4.4. RÉSULTATS DE LA ROUTINE : SPECTRES ET PROFILS

La validité de l'hypothèse des faibles perturbations peut être remise en question pour les hauts niveaux de fluctuations : cependant les effets non-linéaires apparaissant avec des hauts $\delta n/n$ peuvent être pris en compte par l'approximation locale de la fonction de transfert. La limitation principale vient de la remise en cause de la validité et/ou de la prédominance de la rétrodiffusion de Bragg, c'est à dire la sélection des modes turbulents $\mathbf{k}_f = -2\mathbf{k}_i$, qui n'est *a priori* plus valable aux hauts niveaux de $\delta n/n$.

La condition sur la validité de l'approximation de Born, utilisée dans à la 4.1.4 pour établir l'existence de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$, peut être trouvée dans la thèse de C. Fanack [Fanack 97], (Eq. B26) :

$$\frac{\delta n}{n} \ll (k_0 L_n)^{-2/3} \quad (4.33)$$

où L_n est la longueur de gradient. Schématiquement, en bord de plasma, L_n est centimétrique, alors que $L_n \approx 20 - 40$ cm dans la zone de gradient et, au coeur du plasma, on atteint les 0.5-1 m. Les nombres d'ondes des bandes V & W s'étalent de 10.4 à 23 cm^{-1} , sachant que typiquement, avec les conditions des plasmas de Tore Supra, la bande V ne mesure que le bord du plasma. On peut donc vérifier le critère précédent selon les différentes zones du plasma.

	L_n	$\delta n/n$	$(k_0 L_n)^{-2/3}$
bord	1 cm	1 - 10%	12 - 21%
$(r/a = 0.9 - 1)$	3 cm	1 - 10%	6 - 10%
zone de gradient $(r/a = 0.5 - 0.8)$	20-40 cm	0.2 - 0.8%	1 - 2%
cœur	50 cm	0.1%	0.9 - 1.2%
$(r/a = 0 - 0.3)$	1 m	0.1%	0.5 - 0.7%

Le tableau suivant indique donc que la condition 4.33 est à peu près validée en bord de plasma et dans la zone de gradient. Le résultat est contre-intuitif en ce qui concerne le plasma de cœur. Il y a une compétition entre les forts niveaux de fluctuations et les longueurs de gradient. Au niveau du plasma de cœur, les longueurs de gradient trop importantes prennent l'hypothèse de faibles perturbations en défaut, alors qu'au bord les forts niveaux de $\delta n/n$ obtenus sont globalement compensés par les forts gradients.

Mise en évidence des effets des modes MHD

Le diagnostic de réflectométrie à balayage en fréquence est sensible aux effets des modes MHD, correspondant à des valeurs rationnelles du facteur de sécurité q . Ce sujet a été traité dans la thèse de L. Vermare [Vermare 05]. Les estimations expérimentales des $\delta n/n$ sont de même affectées par ces résonances : la modification locale du gradient de densité par le mode entraîne une modification sur la phase. L'effet sur les profils radiaux de $\delta n/n$ est représenté Fig. 4.45.

Lors d'une rampe de courant plasma (TS #32029), cinq groupes d'acquisitions en rafales (1000 balayages toutes les $25 \mu\text{s}$) permettent de mettre en évidence la localisation des modes $q = 1$ et $q = 2$. La signature est très nette sur la répartition des sauts de phases, dont la position radiale est reproduite par le code de simulation intégré *CRONOS*. Notons que la « disparition » du mode $q = 2$ pour les instants $t = 9 - 11$ s n'est pas expliquée. Les profils de fluctuations de densité correspondant aux trois temps $t = 3 - 5 - 7$ s permettent de localiser et de suivre

CHAPITRE 4. PROFILS DE FLUCTUATIONS DE DENSITÉ PAR RÉFLECTOMÉTRIE

le déplacement du mode $q = 2$. Remarquons le décalage de quelques cm sur la position du maximum ...

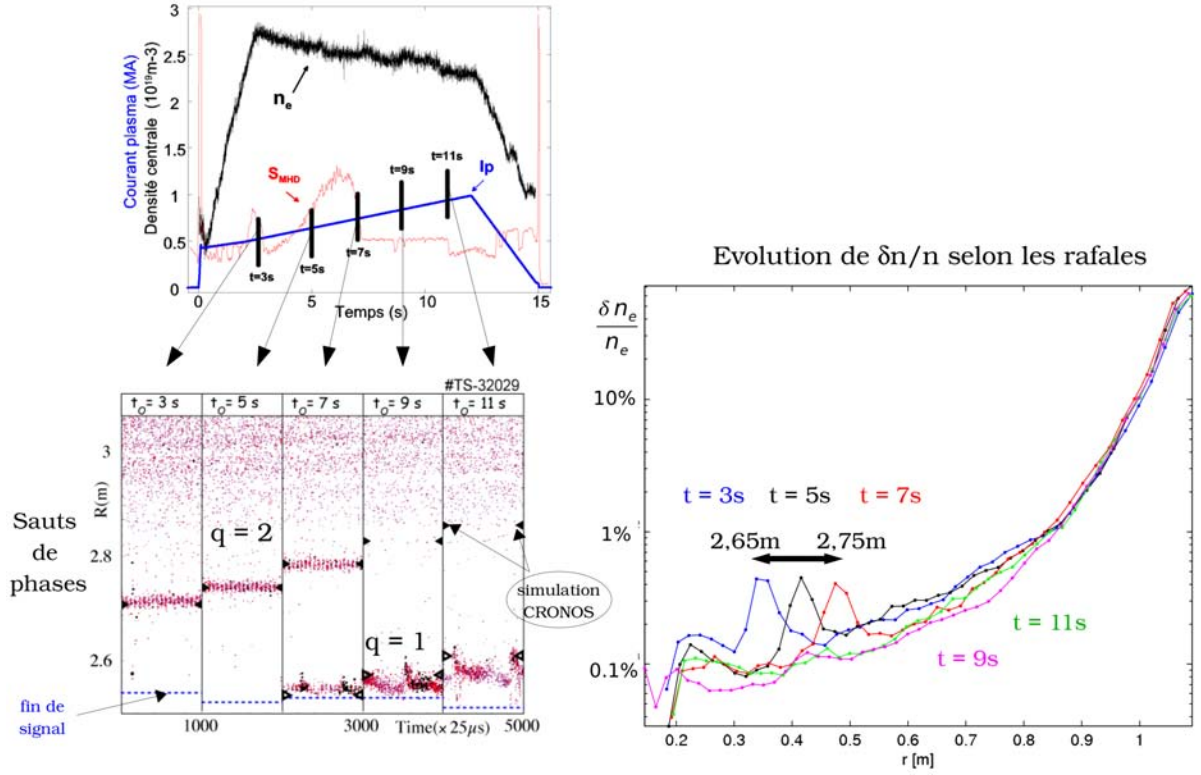


Fig. 4.45 – TS #32029 - Mise en évidence de l'effet des oscillations du mode $q = 2$ sur les valeurs locales de $\delta n/n$.

Comme on l'a précisé au paragraphe 4.2.3, les modes de fréquence supérieure à 400 Hz sont conservés dans la phase fluctuante $\delta\phi$. Cette modification locale des conditions plasmas n'est pas prise en compte dans la simulation *full-wave*, ce qui signifie que le calcul de la fonction de transfert n'intègre pas ces effets. Toutefois, la grande robustesse du calcul des $\delta n/n$ à partir de profils simulés $\delta n/n(r)_{sim}$ permet s'attendre à une évaluation correcte du niveau de fluctuations. Plus intéressant : il est possible de quantifier l'augmentation des $\delta n/n$ due à l'oscillation du mode, correspondant à une augmentation très nette de l'intensité de la turbulence (facteur $\approx 3 - 4$). Ces résultats demandent à être confirmés par des simulations prenant en compte la modification du gradient local.

5

Résultats expérimentaux

Disposant d'un nouvel outil de mesure et de caractérisation de la turbulence, notre première tâche est de comparer les résultats obtenus à d'autres résultats expérimentaux ou issus de simulations numériques, afin de s'assurer de leur pertinence et de leur validité. Deux approches différentes mais participant d'une démarche de validation identique, ont été menées dans ce Chapitre : d'une part, une comparaison avec les prédictions du code de simulation numérique *GYRO*; d'autre part, des comparaisons expérimentales avec d'autres mesures de turbulence provenant de diagnostics installés sur Tore Supra.

Les résultats de deux expériences sont rapportées dans ce Chapitre : l'étude de la transition SOC/LOC, re-visitée par la mesure des profils radiaux de $\delta n/n$; et la mise en évidence expérimentale des effets des gradients de densité sur la turbulence.

5.1 Comparaisons avec un code de simulation numérique : *GYRO*

Les estimations de la turbulence données par le bouclage du code de simulation *full-wave* (intensité $\delta n(r)$ et spectres $S_{\delta n} k_r, r$) ont été comparées aux grandeurs correspondantes prédites par le code non-linéaire gyrocinétique *GYRO*. Une description complète de ce code est donnée dans l'article fondateur [Candy 03]. Toutes les simulations de *GYRO* citées dans cette section (et dans la thèse) ont été réalisées par Alessandro Casati dans le cadre de sa thèse.

Le choc étudié fait partie du scan en ν^* (TS #39596) dont les résultats sont présentés de manière exhaustive au Chapitre 6. Les simulations réalisées par *GYRO* sont réduites à des régions locales (*flux-tube*) : les paramètres plasmas (gradients de densité et température, facteur de sécurité q , cisaillement magnétique s , rapport des températures électroniques et ioniques) sont donc réduits à une seule valeur. Le rapport T_e/T_i et la charge effective Z_{eff} ont été fixés à 1, même si expérimentalement les variations ne sont pas négligeables.

Deux simulations locales ont été réalisées, à $r/a = 0.5$ et à $r/a = 0.7$. Le but initial de ces expériences était de mettre en évidence l'effet du ν^* sur ces simulations non-linéaires. Précisons

CHAPITRE 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

que chaque simulation nécessite un temps de calcul CPU de l'ordre de 10000 heures monoprocesseur, soit quelques jours sur les calculateurs utilisés. Insistons sur ce point, qui est tout sauf anecdotique : afin d'obtenir une simulation réaliste de la turbulence, il est impératif de traiter le comportement du plasma aux petites échelles spatiales et temporelles, à partir de modèles très généraux. Cet état de fait rend les simulations numériques extrêmement coûteuses en temps de calcul.

A partir de ces simulations numériques, deux points précis ont pu être comparés : la répartition de l'énergie selon les différentes échelles spatiales ($S_{\delta n}(k_r, r)$) et l'intensité des fluctuations de densité mesurées ($\delta n/n(r)$). Ces résultats font l'objet d'une publication soumise à Physical Review Letters [Casati 08b].

5.1.1 Répartition de l'énergie : $S_{\delta n}(k_r, r)$

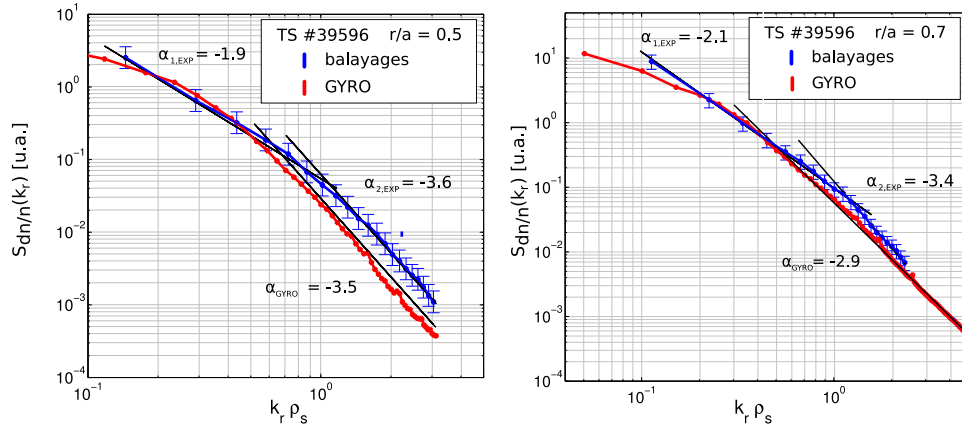


Fig. 5.1 – Spectres en k_r expérimentaux et simulés par *GYRO* pour $r/a = 0.5$ et $r/a = 0.7$

Les spectres $S_{\delta n}(k_r, r)$ font partie des grandeurs diagnostiquées dans *GYRO*. Les deux simulations permettent d'estimer les spectres en k_r à deux positions radiales différentes $r/a = 0.5$ et $r/a = 0.7$. La comparaison entre expérience et simulation est présentée Fig. 5.1. Il n'est pas évident d'estimer la précision obtenue sur les pentes des spectres : à partir des incertitudes expérimentales (cf 4.4.1) et numériques, on estime qu'une précision d'environ ± 0.3 sur les pentes expérimentales est atteinte. L'accord entre les pentes simulées par *GYRO* et mesurées par la réflectométrie à balayage est particulièrement bon à $r/a = 0.5$, et convenable à $r/a = 0.7$.

Si les spectres prédits par *GYRO* ne présentent pas de cassure aussi nettement que le montrent les spectres expérimentaux, on note toutefois une réduction de la pente. Cette différence de comportement pour les grandes échelles pourrait s'expliquer par la limitation intrinsèque à ces simulations, qui sont locales : les faibles nombres d'onde ne sont donc pas forcément bien simulés. Faut-il aussi y voir un effet des gradients de densité, de température ou de champ ? Ce lissage pourrait aussi s'expliquer par un effet de moyenne local ou de lissage sur les modes en k_r , atténuant l'effet d'une éventuelle cassure.

5.1. COMPARAISONS AVEC UN CODE DE SIMULATION NUMÉRIQUE : *GYRO*

Notons incidemment que la sensibilité à l'hypothèse initiale sur la répartition de l'énergie constatée en section 4.3.2 n'est pas visible : expérience et simulations sont en accord sur les pentes pour les $k > 10 \text{ cm}^{-1}$.

5.1.2 Intensité de la turbulence : $\delta n(r)$

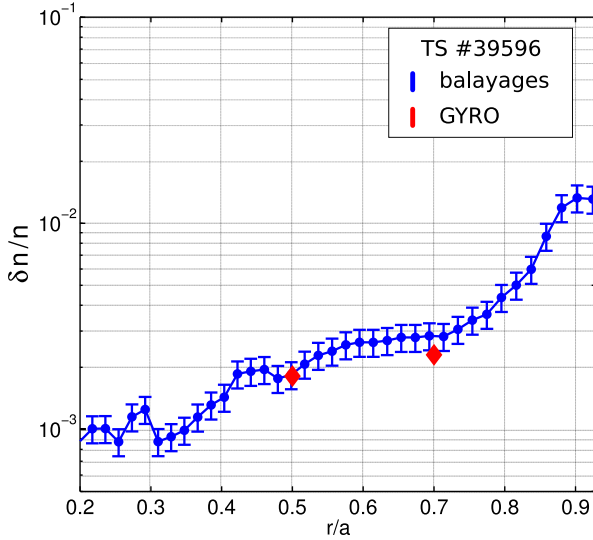


Fig. 5.2 – Intensité des $\delta n(r)$ expérimentaux (par réflectométrie à balayage mode X) et simulés (*GYRO*) calculés à partir l'intégration des modes $1 \text{ cm}^{-1} \leq k_r \leq 10 \text{ cm}^{-1}$.

Le calcul des niveaux de fluctuations par *GYRO* est identique au calcul expérimental : les spectres locaux $S_{\delta n}(k_r, r)$ sont intégrés sur la même bande de nombre d'ondes, $1 \text{ cm}^{-1} < k_r < 10 \text{ cm}^{-1}$, traduite en $k_r \rho_s$ où ρ_s est le rayon de Larmor ionique en supposant $T_i = T_e$. Ce calcul de l'intensité des fluctuations de densité, pour les positions radiales $r/a = 0.5$ et $r/a = 0.7$, peut être comparé aux estimations expérimentales (Fig. 5.2). Le coefficient de transport effectif de la chaleur χ_{eff} intégrant les flux de chaleurs ioniques et électroniques, $\chi_{\text{eff}} = (q_e + q_i)/(n_e \nabla T_e + n_i \nabla T_i)$, est estimé à partir des données expérimentales à l'aide de *CRONOS*. Les prédictions de *GYRO* sont reportées dans la Fig. 5.3.

L'accord, à la fois entre les $\delta n/n$ et les χ_{eff} , est très bon pour les deux positions radiales. La simulation numérique ne prend évidemment pas en compte tous les processus physiques pouvant générer de la turbulence : on s'attend à ce que la prédiction de *GYRO* soit inférieure à l'estimation expérimentale, ce qui est vérifié pour $r/a = 0.7$.

5.1.3 Conclusion

Le code gyrocinétique non-linéaire *GYRO* a permis de comparer nos observations expérimentales avec des simulations numériques locales. Toutes précautions prises, concernant d'une les limitations intrinsèque de la simulation numérique, et d'autre part les incertitudes expérimentales de rigueur, l'accord sur les niveaux de fluctuations locaux est bon. La similarité certaine des pentes des spectres en k_r nous indique que la distribution spectrale de l'énergie observée

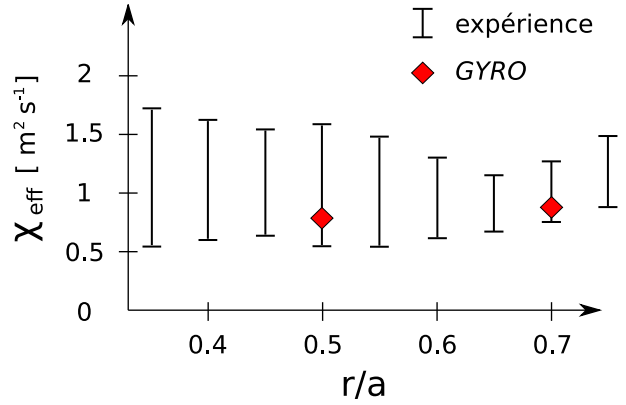


Fig. 5.3 – Valeur du coefficient de transport effectif de la chaleur χ_{eff}

CHAPITRE 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

par notre réflectomètre à balayage, via le calcul de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$, est reproduite par *GYRO*. Ces similitudes n'ont évidemment pas valeur de test définitif, qui ne pourra être qu'expérimental.

5.2 Comparaisons expérimentales

Afin de valider expérimentalement la routine d'extraction de profils radiaux de $\delta n/n$ par réflectométrie en mode X, différentes comparaisons ont été menées à partir de plasmas réalisés sur Tore Supra.

La première est une comparaison expérimentale avec un calcul des profils radiaux $\delta n/n$ à partir de données de réflectométrie en mode O, où une formule analytique est disponible pour $\mathcal{F}_t$ (5.2.1). Cette comparaison a valeur de validation pour le calcul de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$, en mode X. La seconde est une comparaison expérimentale portant sur les niveaux de fluctuations $\delta n/n$: les profils obtenus sont comparés aux estimations fournies par la réflectométrie à fréquences fixes (5.2.2). Une comparaison générale avec différentes mesures de turbulence dans d'autres tokamaks est réalisée. Les comparaisons des profils $\delta n/n$ obtenus par la réflectométrie à balayage, mode X, avec la réflectométrie à balayage mode O et la réflectométrie à fréquences fixes ont fait l'objet d'une publication à Review of Scientific Instruments [Gerbaud 06c].

Enfin, la troisième comparaison expérimentale porte sur les spectres $S_{\delta n}(\mathbf{k}_r, r)$, qui sont rapprochés des spectres $S_{\delta n}(\mathbf{k}_\theta, r)$ obtenus par réflectométrie Doppler (5.2.3).

5.2.1 Validation expérimentale du calcul de $\mathcal{F}_t$

Le dispositif expérimental utilisé pour comparer les deux méthodes est uniquement composé du réflectomètre à balayage *dreflec* : sa configuration permet de choisir très simplement entre une propagation mode O ou mode X, en modifiant l'orientation des guides d'ondes. Le réflectomètre bande V (50-75 GHz est ainsi en configuration mode X, alors que le réflectomètre bande W (75-110 GHz est en configuration mode O. Comme précisé en partie 4.1 les deux bandes en fréquence du réflectomètre sont quasiment identiques : les seules différences tiennent dans le décalage en fréquence (+400 MHz et -600 MHz) et les filtres fréquentiels.

Les données de chaque bande sont acquises lors d'un choc ohmique (TS #35093, $n_e = 9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B = 3.42 \text{ T}$, $I_p = 1.10 \text{ MA}$), aux mêmes instants. Les deux bandes de fréquences sont balayées en 20 μs avec 5 μs de pause entre deux balayages. La forte densité permet d'avoir un recouvrement des zones de mesures mode O / mode X, en bord de plasma.

Le traitement du signal nécessaire pour obtenir les spectres locaux de fluctuations de phases expérimentales $S_{\delta\phi}(\mathbf{k}_r, r)$ est identique dans les deux cas. Le calcul de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ est analytique dans le cas du mode O :

$$\mathcal{F}_t = \frac{c^2}{4\pi^3} \frac{k}{L_n F^2} \quad (5.1)$$

où L_n est la longueur de gradient de densité, k le nombre d'onde et F la fréquence de l'onde sonde. Dans le cas du mode X, le calcul de la fonction de transfert est réalisée par la routine de bouclage du code *full-wave* présentée au Chapitre 4.

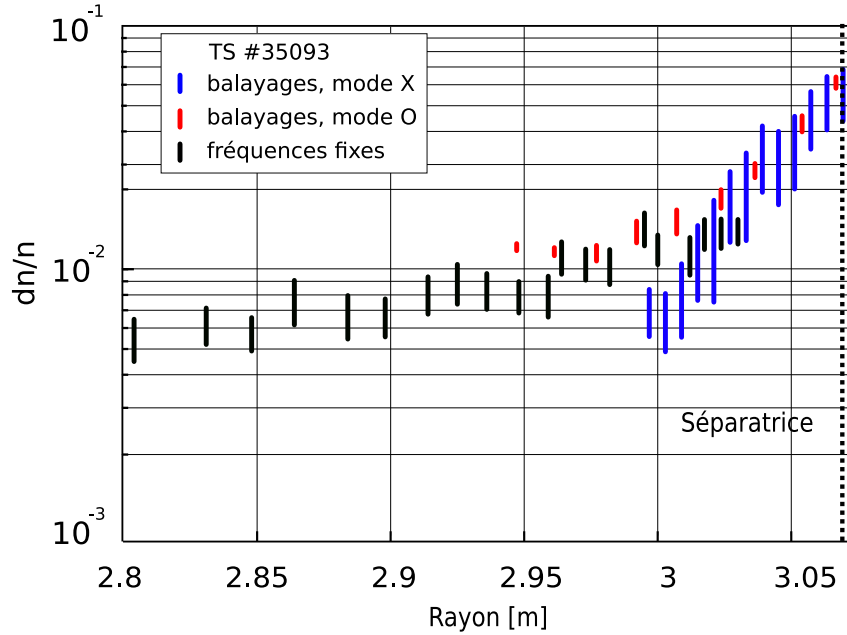


Fig. 5.4 – Profils radiaux du niveau de fluctuations de densité mesurés sur le même choc (TS #35093) aux mêmes instants, par réflectométrie à balayage mode O et X, et par réflectométrie à fréquences fixes.

Les résultats présentés Fig. 5.4 sont les profils de $\delta n/n(r)$ estimés par ces deux méthodes. La zone radiale de recouvrement des mesures mode O / mode X est limitée. L'accord est correct près de la séparatrice, et l'écart maximal constaté est de l'ordre du facteur 2. Les barres d'erreurs sont simplement les dispersions expérimentales des mesures autour de la valeur moyenne, que ce soit pour le mode O ou le mode X ; l'analyse réalisée pour le mode X en Section 4.4.1 est évidemment valable, ce qui signifie que les incertitudes reportées sur ce graphe sont surévaluées et sont causées par un bruit blanc autour de la valeur moyenne. Notons au passage l'accord global avec les mesures obtenues par réflectométrie à fréquences fixes, objet de la section suivante.

Les différences entre les mesures mode O et mode X ne sont pas expliquées. Les signaux mode O sont supposés être moins sensibles à la turbulence que ceux en mode X : hors c'est le comportement inverse qui est observé aux alentours de 3 m. Faut-il y voir une limitation du code de simulation *full-wave* 1-D ? En dépit des difficultés présentées ci-dessus, cette comparaison entre les estimations des niveaux de fluctuations obtenus par réflectométrie à balayage en mode O et mode X permet de valider le principe de la routine mode X. Les niveaux de $\delta n/n$ obtenus en mode O et mode X sont qualitativement semblables.

5.2.2 Comparaisons expérimentale des $\delta n(r)$

Après avoir validé le principe du calcul de la fonction de transfert $\mathcal{F}_t$ et obtenu un accord quantitatif partiel sur les $\delta n/n$, comparons nos résultats avec les estimations des profils de fluctuations de densité $\delta n/n(r)$ par réflectométrie à fréquences fixes, détaillées en partie B.2.4. Le réflectomètre à fréquences fixes utilisé dans cette comparaison couvre la bande D 110-150 GHz ; ce réflectomètre peut en outre fonctionner en balayage de fréquence, à l'instar de *dreflec*. Les acquisitions ont été réalisées à des instants proches lors des chocs ohmiques TS #32398 et

CHAPITRE 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

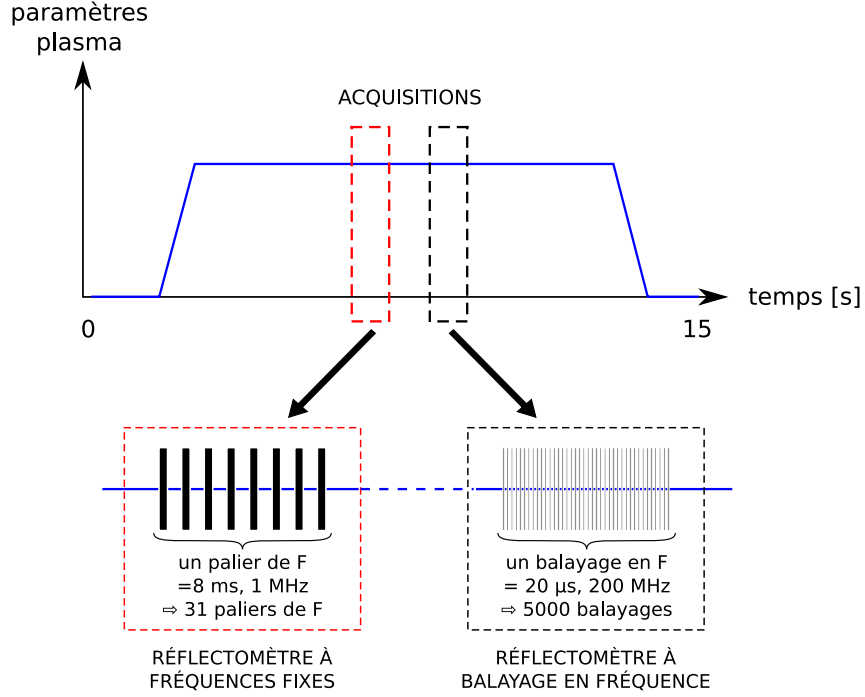


Fig. 5.5 – Acquisitions sur le choc TS #367703, par réflectométrie à balayage mode X, et par réflectométrie à fréquences fixes.

#36770, avec 31 paliers de fréquences fixes entre 110 et 150 GHz pour *drefluc* et 5000 balayages des bandes de fréquences V & W pour *dreflec*.

La mesure des $\delta n/n(r)$ par la réflectométrie à fréquences fixes fait partir du travail de thèse d'Antoine Sirinelli [Sirinelli 06a]. Elle est basée sur une hypothèse faite sur le nombre d'onde radial effectif k_{eff} portant la turbulence. Ce nombre d'onde effectif est supposé porter l'essentiel de l'énergie turbulente δn . La relation entre les $\delta\phi$ et δn est directe – elle ne nécessite pas une analyse spectrale :

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{1}{M\sqrt{\pi}k_0} \left(\frac{k_{\text{eff}}}{L_\epsilon} \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

où $k_0 = 2\pi F/c$ est le nombre d'onde de l'onde sonde dans le vide et $L_\epsilon = 1/\nabla N^2$. Le facteur de proportionnalité M vaut $n_e \partial N^2 / n_e$, calculé au niveau de la couche de coupure ; soit 1 en mode O et ≈ 2 en mode X. Au vu des spectres en k_r mesurés par la réflectométrie à balayage (cf 4.4), il semble acquis que $k_{\text{eff}} \leq 1 \text{ cm}^{-1}$. L'erreur maximale sur k_{eff} est d'un ordre de grandeur, soit $k_{\text{eff}} \leq 0.1 \text{ cm}^{-1}$, ce qui signifie $2\pi/k_{\text{eff}} = \lambda_{\text{eff}} \approx a$, soit une erreur d'un facteur ≈ 3 .

Ces points étant précisés, l'accord entre les mesures à fréquences fixes et celles obtenues par la routine de bouclage de la simulation *full-wave* est convenable, cf Fig. 5.4, Fig. 5.6 et Fig. 5.7 : les écarts maximaux constatés sont de l'ordre d'un facteur 2 à 3. Pour le choc TS #36770 (Fig. 5.4) le recouvrement des bandes de fréquences entre les deux réflectomètres permet de comparer directement les estimations des $\delta n/n$ qui, au vu des barres d'erreurs, sont assez semblables. Le choc TS #32398 (Fig. 5.6), par contre, ne propose pas de recouvrement : on voit cependant que les niveaux de fluctuations se situent dans la même continuité.

5.2. COMPARAISONS EXPÉRIMENTALES

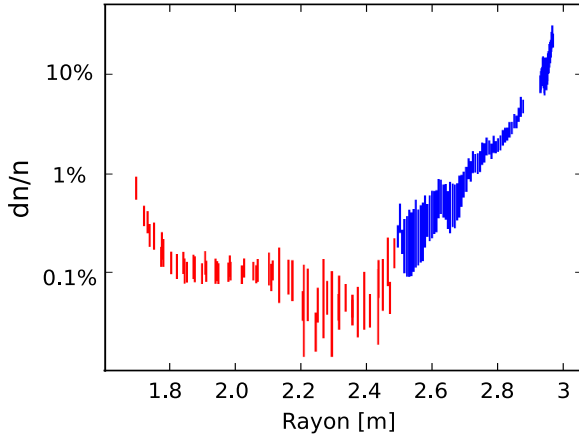


Fig. 5.6 – Profils radiaux du niveau de fluctuations de densité mesurés sur le même choc (TS #32398), par réflectométrie à balayage mode X (bleu), et par réflectométrie à fréquences fixes (rouge).

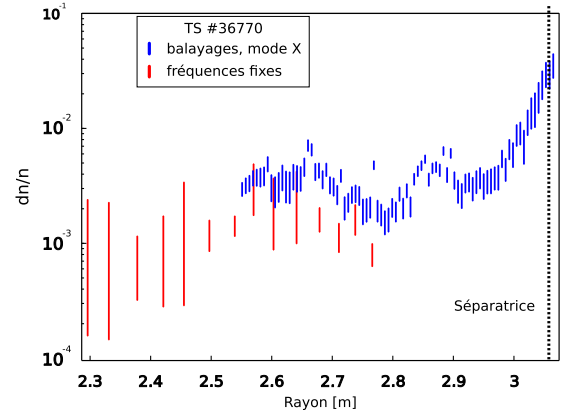


Fig. 5.7 – Profils radiaux du niveau de fluctuations de densité mesurés sur le même choc (TS #36770), par réflectométrie à balayage mode X, et par réflectométrie à fréquences fixes.

Si ces accords sont globalement bons, les fluctuations de densité ne sont pas mesurées de la même manière : la mesure en fréquences fixes est une intégration sur les modes de fréquences supérieures à 10 kHz, à une fréquence donnée ; alors que les mesures en balayages sont une valeur moyenne (rms) sur les nombres d'ondes k_r . Chaque diagnostic possède une fenêtre d'observation particulière, ce qui rend impossible toute validation expérimentale qualitative, puisqu'on ne mesure pas la turbulence de manière tout à fait comparable.

Mesures sur d'autres tokamaks

Les mesures de fluctuations de densité locales $\delta n/n$ sont assez rares. La revue de Liewer [Liewer 85] recense les mesures réalisées sur les différentes installations disponibles dans les années 1980, de dimensions modestes ($R \approx 1$ m, $a \approx 0.2 - 0.4$ m). Étant données les faibles résolutions spatiales des diagnostics reportés dans cette « ancienne » revue, les localisations radiales des résultats présentés peuvent être mise en doute. Peu de mesures directes récentes sont disponibles : on citera les mesures par BES sur DIII-D (B.1.2, [McKee 01]) se limitant aux faibles $k_\perp$ ($< 2 - 3$ cm⁻¹), ainsi que les mesures de fluctuations de bord, par sondes (B.1.3) et *gas puff imaging* (B.1.4, [Zweben 02]). Une technique de réflectométrie de corrélation sur TFTR a aussi fourni des mesures centrales des fluctuations de densité [Mazzucato 96] lors d'un scénario de cisaillement magnétique inversé. Ces résultats sont représentés sur la Fig. 5.8.

On note que les mesures de fluctuations réalisées par la méthode développée dans ce travail de thèse permettent de compléter ce tableau et s'inscrivent dans les intensités de $\delta n/n$ mesurées, entre autres, sur DIII-D. L'estimation des niveaux de $\delta n/n$ près de la séparatrice ($r/a \approx 1$) est de l'ordre de grandeurs des mesures réalisées sur DIII-D par BES, sur Alcator C-mod par différentes sondes. Les mesures effectuées sur les anciens tokamaks sont cependant plus élevées. Une explication possible réside dans l'effet d'échelle sur le confinement du plasma, étant données les faibles dimensions de ces machines par rapport aux machines actuelles.

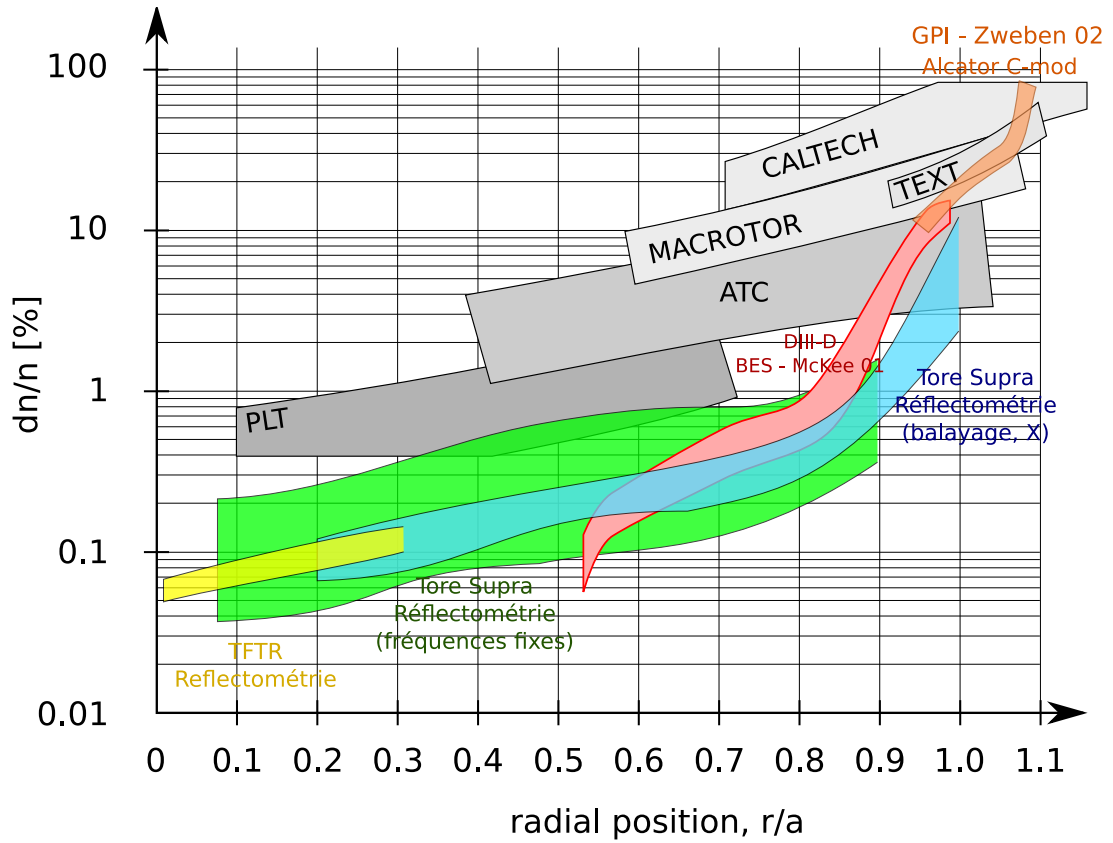


Fig. 5.8 – Profils de $\delta n/n(r)$ mesurés par différents diagnostics sur différents tokamaks. Les mesures sur les tokamaks TEXT, MACROTOR, PLT, CALTECH et ATC sont issues de [Liewer 85]. Les mesures réalisées par *gaz puff injection* ont été réalisées sur Alcator C-mod, [Zweben 02], celles sur DIII-D l'ont été par BES, [McKee 01], et celles de réflectométrie de corrélation sur TFTR, [Mazzucato 96]. Les mesures par bouclage de la simulation *full-wave* sont reportées, ainsi que que celles réalisées par réflectométrie à fréquences fixes [Sabot 06b].

5.2. COMPARAISONS EXPÉRIMENTALES

Cette comparaison multi-machines / multi-diagnostics ne permet ni de confirmer, ni d'infirmar les différentes méthodes de mesures ou d'estimation de la turbulence. Chaque diagnostic a sa sensibilité spectrale, temporelle, et les principes de mesures sont très différents. Toutefois, on observe que les ordres de grandeurs des fluctuations de densité mesurées sont globalement identiques pour la réflectométrie, la BES et les mesures par *gaz puff imaging*.

5.2.3 Comparaison des spectres locaux en k_r et k_θ .

Les spectres de puissance en nombres d'ondes radiaux k_r issus du bouclage de la fonction *full-wave* ne sont pas comparables directement avec d'autres mesures expérimentales. Il est seulement possible de les rapprocher des spectres en nombres d'ondes poloïdaux k_θ . La pente des spectres sera le point de comparaison principal de ces paragraphes : on caractérise de cette manière l'efficacité du transfert énergétique entre les différentes échelles spatiales. La valeur de cette pente est exprimée en représentation log-log, soit $S(k) \sim k^\alpha$. Cette pente, ainsi que la forme générale des spectres, peut aider à déterminer les processus physiques à l'œuvre. Notons que dans le Chapitre 6 les évolutions avec le ν^* des mesures de $\delta n/n$ issues de la réflectométrie mode X et de la réflectométrie Doppler seront comparées.

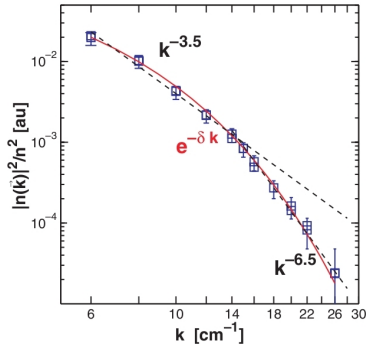


Fig. 5.9 – Spectres k_θ mesuré par le diagnostic de diffusion cohérente ALTAIR.

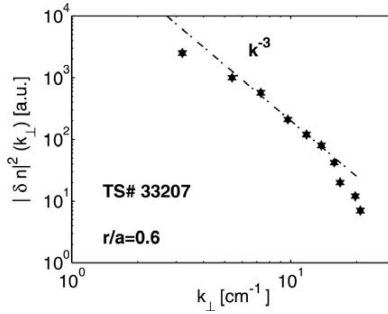


Fig. 5.10 – Spectres en k_θ mesurés par réflectométrie Doppler.

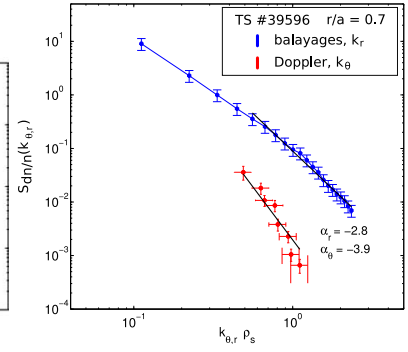


Fig. 5.11 – Spectres k_r par réflectométrie à balayage et k_θ par réflectométrie Doppler. Choc TS#39596, $r/a=0.7$.

Les spectres en k_r obtenus dans ce travail de thèse sont habituellement de la forme présentée Fig. 4.40, Section 4.4 : la pente constatée dans la zone $k_r \gtrsim 1 - 10 \text{ cm}^{-1}$ soit $k_r \rho^* \approx 1$ est d'environ -3 pour tous les rayons (hors SOL), soit $0 < r/a < 1$. On peut donc comparer les spectres en k_r aux spectres en k_θ obtenus sur Tore Supra pour des plasmas semblables par le diagnostic de diffusion cohérente ALTAIR (B.2.1) en Fig. 5.9 et confirmés par le diagnostic de réflectométrie Doppler (B.2.3) en Fig. 5.10. Il est de fait peu probable que la cassure en k_θ soit d'origine instrumentale. Ces deux types de spectres expérimentaux présentent des cassures, à des positions toutefois différentes : autour de $k_r \rho^* \approx 0.8 - 1$ et $k_\theta \rho^* \approx 1.0 - 1.5$. Les pentes des spectres passent de 2 à -3/-3.5 pour les spectres en k_r , alors qu'elles évoluent de -3.5 à -6/-6.5 pour les spectres en k_θ .

En dépit des différences sur la localisation de la brisure de pentes ainsi que sur leurs valeurs, il est intéressant de constater que cette brisure est observée expérimentalement par trois diagnostics différents, que ce soit sur les spectres en k_r ou en k_θ .

5.3 Transition SOC-LOC

L'expérience relatée dans cette section reprend et développe l'expérience mettant en évidence la transition dite SOC-LOC (Saturated / Linear Ohmic Confinement) dans Tore Supra, en 1992. On se référera au papier de X. Garbet [Garbet 92] pour de plus amples détails. Les conditions des plasmas réalisés à l'époque en D_2 étaient les suivantes : $\langle n_e \rangle = 0.9 - 4.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B = 4.0 \text{ T}$, $I_p = 1.65 \text{ MA}$. Une transition très nette entre deux régimes de confinement avait été observée à la fois sur le temps de confinement (Fig. 5.12), les diffusivités thermiques (Fig. 5.13) et les fluctuations de densité (Fig. 5.14). On voit sur ces trois figures une saturation très nette pour les densités moyennes $\langle n_e \rangle > 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$: d'où la dénomination de régime SOC, pour saturated ohmic confinement. L'évolution linéaire de τ_E pour les densité $\langle n_e \rangle < 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ justifie quant à elle la dénomination LOC, pour linear ohmic confinement.

Lors de ces expériences, les fluctuations de densité étaient estimées par le diagnostic de diffusion cohérente *ALTAIR* (cf B.2.1), qui avait permis une observation très claire de la diminution de la turbulence de bord ($r/a = 0.7 - 1$) pour des nombres d'ondes quasiment poloidaux $3 \text{ cm}^{-1} < k_\theta < 15 \text{ cm}^{-1}$.

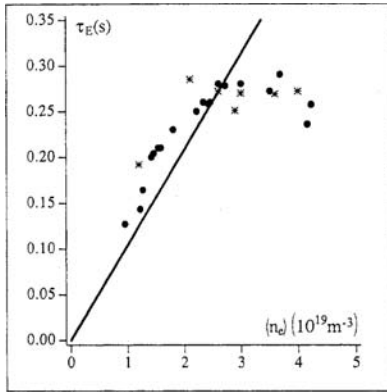


Fig. 5.12 – Evolution du temps de confinement avec la densité moyenne. Les trois figures sont issues de [Garbet 92]

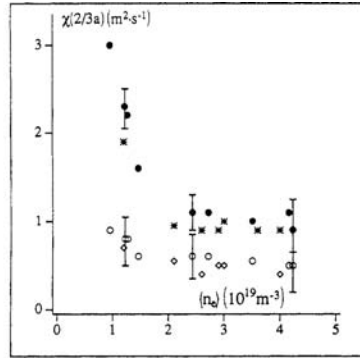


Fig. 5.13 – Evolution de la diffusivité thermique ionique (cercles creux) et électronique (cercles pleins) calculée à $r/a = 2/3$

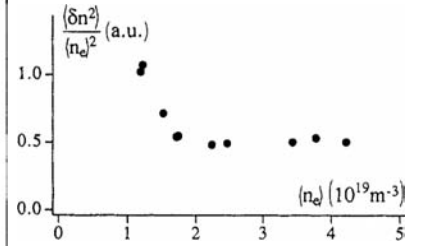


Fig. 5.14 – Mesures de $(\delta n/n)^2$ pour $r/a = 0.7 - 1$ par *ALTAIR*, fonction de la densité moyenne $\langle n_e \rangle$.

Disposant d'un nouvel outil de mesure des $\delta n(r)$, il est possible de reprendre cette étude sur la transition SOC/LOC. Une des caractéristiques intéressantes de la réflectométrie à balayage est la possibilité d'obtenir, d'une part, une meilleure localisation radiale que celle offerte par *ALTAIR*, et d'autre part, d'accéder à des mesures de $\delta n/n(r)$ dans la proche SOL. L'utilisation conjointe de sondes RFA (Retarding Field Analyzer, [Kočan 08a]) donne accès à la mesure simultanée de n_e , T_e et T_i dans la SOL ($1.0 < r/a < 1.1$), dans le but d'y estimer la diffusivité thermique électronique effective. Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus lors d'une collaboration avec Martin Kočan et font l'objet d'une publication dans Plasma Physics and Controlled Fusion (non encore soumis).

Les conditions plasmas des expériences récentes étudiant la transition SOC/LOC sont les suivantes : $\langle n_e \rangle = 0.7 - 4.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B = 3.8 \text{ T}$, $I_p = 0.5 \text{ MA}$. Notons la faible valeur du courant

5.3. TRANSITION SOC-LOC

plasma comparée à celle de l'expérience référence ($I_p = 1.5$ MA). Ce scan en densité est composé d'une dizaine de chocs en hélium avec un chauffage purement ohmique. Les acquisitions de $\delta n/n(r)$ sont faites par blocs de 1500 balayages avec une cadence de $20 \mu\text{s}$. L'accessibilité dépend de la densité centrale (Fig. 4.1). Les mesures de sonde RFA sont faites à des instants proches des mesures de réflectométrie, de manière à ce que les paramètres plasmas soient identiques, au niveau de la SOL ($r/a = 1$).

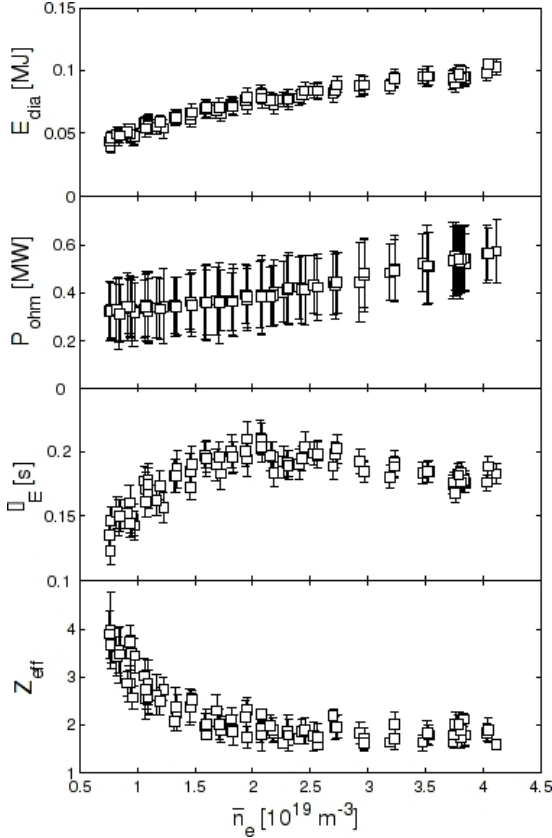


Fig. 5.15 – De bas en haut : E_{dia} , énergie stockée dans le plasma, issue des mesures diamagnétiques; P_{ohm} , puissance ohmique; τ_E , temps de confinement de l'énergie E_{dia}/P_{ohm} ; Z_{eff} , charge effective moyenne. Figure issue de [Kočan 08a].

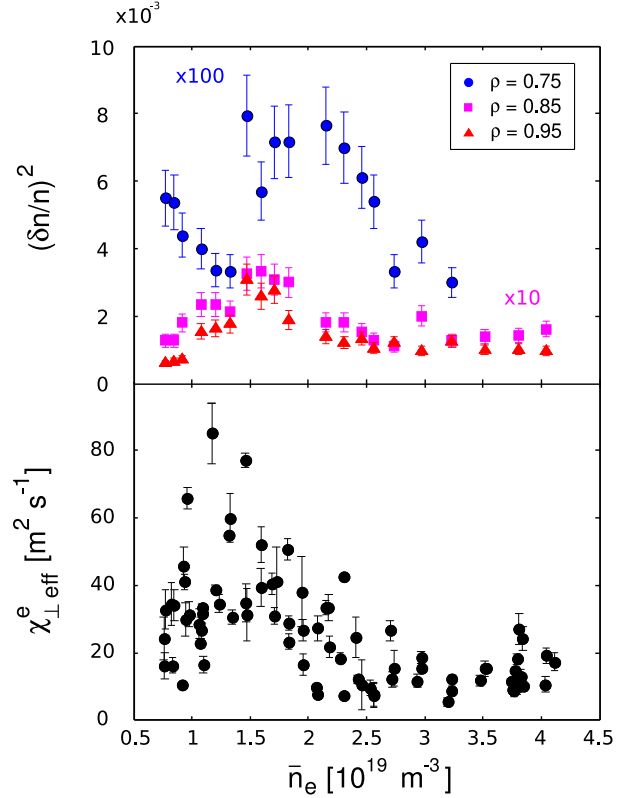


Fig. 5.16 – Comparaison entre les mesures de $(\delta n/n)^2$ par réflectométrie à balayage (haut) pour trois positions radiales différentes ($r/a = 0.75, 0.85, 0.95$), et les valeurs estimées des coefficients de transport effectif de la chaleur χ_e à partir des mesures des sondes RFA ($r/a \approx 1$). Les valeurs de $(\delta n/n)^2$ et χ_e sont tracées en fonction de la densité centrale moyenne $\bar{n}_e$.

L'évolution des paramètres plasmas est donnée Fig. 5.15. La saturation du temps de confinement τ_E est de nouveau observée, toujours pour une valeur approchant $\langle n_e \rangle = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Le coefficient de transport électronique effectif de la chaleur est défini ici par :

$$\chi_e \approx -\frac{q_e}{n_e \nabla T_e} \quad q_e \approx \frac{P_{ohm} - P_{rad}}{4\pi^2 a R} \quad (5.3)$$

q_e étant le flux de chaleur électronique estimé au niveau de la séparatrice, P_{ohm} et P_{rad} symbolisant respectivement la puissance ohmique injectée et la puissance rayonnée au niveau de

CHAPITRE 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

la séparatrice. Notons que cette formulation de χ_e ne prend pas en compte les contributions ioniques, puisque n_i n'est pas mesurée dans le plasma de bord. Densité et gradient de température sont calculés à partir des données de la sonde RFA. En effet, les mesures précises de la température et de son gradient ne peuvent être réalisées au niveau de la séparatrice ni par émission ECE, ni par diffusion Thomson.

La figure Fig. 5.16 présente la comparaison entre les $\delta n/n$ en bord de plasma et le χ_e estimé à la séparatrice. Une augmentation nette des $\delta n/n$ est observée pour $\langle n_e \rangle \approx 1.5 - 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Le phénomène est plus marqué pour les mesures de fluctuations au bord $r/a = 0.85$ et 0.95 : augmentation de $(\delta n/n)^2$ d'un facteur ~ 3 . Plus au centre ($r/a = 0.75$) la variation est beaucoup moins nette, même si elle n'est pas négligeable (facteur ~ 2). L'effet observé par les deux diagnostics est donc localisé au niveau du plasma de bord ($r/a > 0.8$).

Ces variations sont à mettre en rapport avec les mesures présentées en Fig. 5.14. Le comportement est sensiblement différent : la densité critique $\langle n_e \rangle = 1.7 - 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ joue toujours un rôle. La saturation (basse) pour les densités supérieures est toujours visible, mais la diminution de $\delta n/n$ pour les densités moyennes comprises entre 1 et $1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ n'est pas observée pour les mesures du bord $r/a \geq 0.85$, mais seulement pour celles plus intérieures $r/a = 0.65$ (non représentée) et 0.75 . Cette différence de comportement radial ne permet cependant pas de retrouver dans ces expériences la nette diminution (d'un facteur 2) présente en Fig. 5.14 : la turbulence est dominée en intensité par les positions radiales proches de la séparatrice (cf Fig. 5.16), et l'effet de moyenne entre $r/a = 0.7-1$ devrait être celui des positions radiales extérieures.

Concluons sur cette expérience. L'augmentation des fluctuations de densité pour $\langle n_e \rangle \approx 1.5 - 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ est nettement corrélée avec une augmentation du χ_e . Cette corrélation a une signification physique, même s'il n'est pas possible de relier directement le coefficient de transport thermique aux fluctuations de densité : en effet $\chi = \langle \delta \phi_E \delta n \rangle$, il manque donc une mesure des fluctuations du potentiel électrique $\delta \phi_E$. Les variations similaires observées entre χ_e et $(\delta n/n)^2$, jusqu'à $r/a = 1$, s'inscrivent donc dans le cadre classique d'un transport dominé par la turbulence.

Les conclusions de l'expérience de 1992 sont renforcées et précisées par l'expérience réalisée dans le cadre de cette thèse. Renforcées, car la saturation du temps de confinement de l'énergie τ_E va de pair avec une saturation des fluctuations de densité $\delta n/n$ et de la diffusivité thermique effective χ_e dans la SOL, pour une densité moyenne sensiblement identique $\langle n_e \rangle = 1.7 - 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Précisées, car si τ_E montre un comportement de type linéaire pour $\langle n_e \rangle < 1.7 - 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, on ne l'observe pas sur les mesures de $\delta n/n$ et χ_{eff} , qui présentent un maximum aux alentours de $\langle n_e \rangle = 1.0 - 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Si la décroissance de la turbulence de bord peut expliquer l'amélioration du confinement pour les densités $\langle n_e \rangle \gtrsim 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, elle ne peut l'expliquer pour les densités inférieures. Toutefois, nous notons Fig. 5.16 que les fluctuations de densité pour les régions plus centrales $r/a = 0.6 - 0.7$ présentent une décroissance très nette avec $\langle n_e \rangle$ pour $\langle n_e \rangle \lesssim 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Faut-il chercher l'explication de l'amélioration du confinement, pour ces faibles densités moyennes, par une décroissance de la turbulence dans la zone de gradient ?

5.4 Analyse paramétrique en L_n

Nota bene : Nous souhaiterions terminer ce chapitre avec un résultat, certes très partiel, mais cependant illustratif d'études pouvant être conduites de façon systématique à partir de la méthode d'extraction des fluctuations de densité par réflectométrie à balayage. Cette analyse traite de la dépendance paramétrique de la turbulence dans un plasma. L'exemple choisi est la mise en évidence d'une relation entre les fluctuations locales de densité $\delta n(r)$ et la longueur de gradient de densité L_n . Le choix s'est naturellement porté sur L_n de façon à obtenir la cohérence la plus importante avec les $\delta n/n(r)$: les profils de densité et de fluctuations de densité sont obtenus à partir des mêmes données expérimentales, comme on l'a vu (cf 4.1.2). Insistons d'emblée sur le fait que les effets de L_n sont difficilement séparables de ceux de L_T , qui ont été largement étudiés. Les contraintes temporelles liées au déroulement de la thèse n'ont malheureusement pas permis de finaliser cette étude. Il faut donc y voir une invitation à poursuivre les recherches sur le sujet.

Concluons cette partie de résultats expérimentaux par un retour à l'étude des relations entre les gradients de densité, de température et la turbulence, présentée en 2.4.3. Physiquement, le développement de la turbulence peut être causé par un déséquilibre local des grandeurs physiques : on s'attend donc à un lien assez net entre les gradients de densité ou de température et la turbulence. Différentes études [Ryter 05] [Hoang 01] ont mis en évidence la signature sur le coefficient de diffusion thermique d'un seuil en gradient de température, Fig. 5.17. Plus précisément, les expériences semblent montrer qu'au delà d'un seuil en R/L_{Te} , le transport de la chaleur électronique est gouverné par la turbulence. On se référera par exemple aux articles de G.T. Hoang [Hoang 01] et F. Ryter [Ryter 05] pour des références plus complètes.

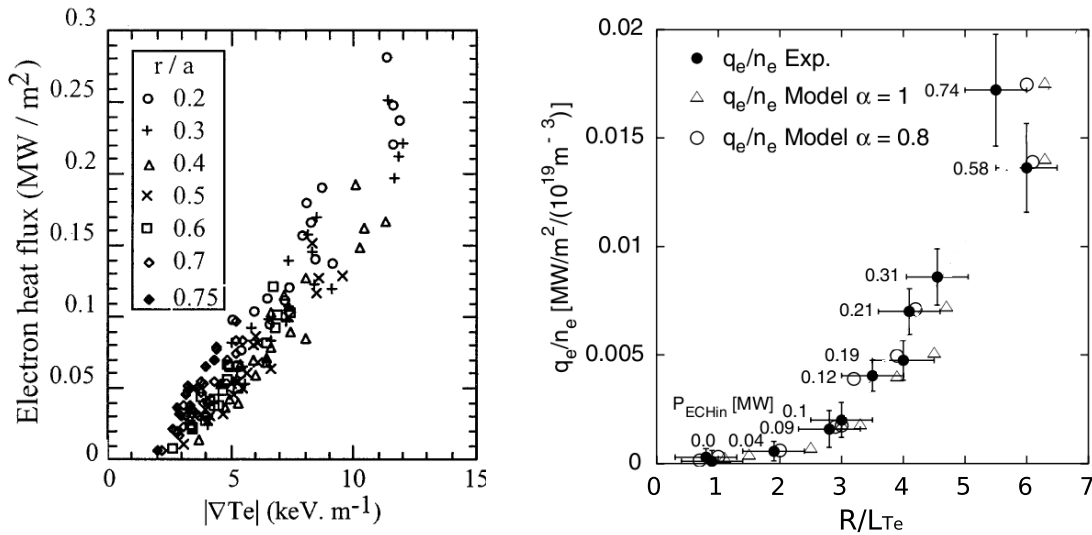


Fig. 5.17 – Mise en évidence expérimentale sur de l'existence d'un seuil sur le flux de chaleur électronique Q_e en fonction du gradient de température électronique. (*gauche*) : Q_e selon ∇T_e pour différentes positions radiales sur Tore Supra [Hoang 01]. (*droite*) ; Q_e/n_e selon la longueur de gradient de température électronique L_{Te} pour $r/a=0.45$ sur ASDEX-U, où R représente le grand rayon du tokamak et $L_{Te} = T_e/\nabla T_e$ [Ryter 05]. Les symboles pleins correspondent aux données expérimentales, les symboles creux à un modèle.

CHAPITRE 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A l'aide de la méthode d'extraction des fluctuations de densité mise au point lors de cette thèse, peut-on voir cet effet de seuil en R/L_{Te} sur les mesures expérimentales de la turbulence, sur Tore Supra ? Le comportement est-il identique selon R/L_n , où L_n est la longueur de gradient de densité électronique. Des mesures réalisées sur de petits tokamaks [Liewer 85] semblent indiquer une tendance générale de décroissance de $\delta n/n$ avec $1/L_n$, sans permettre toutefois d'être plus précis.

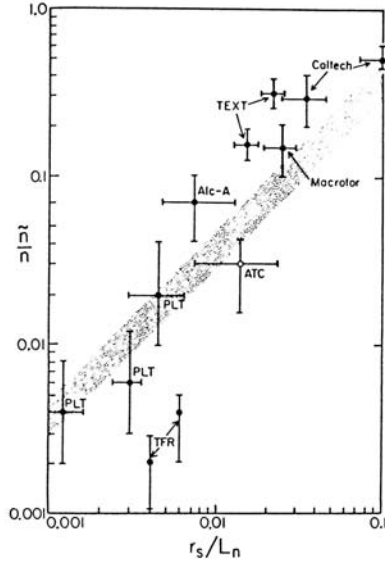


Fig. 5.18 – Évolution des fluctuations de densité $\delta n/n$ avec la longueur de gradient de densité locale L_{ne} , normalisée au rayon de Larmor ionique local, calculé pour $T_e = T_i$, sur différents tokamaks [Liewer 85].

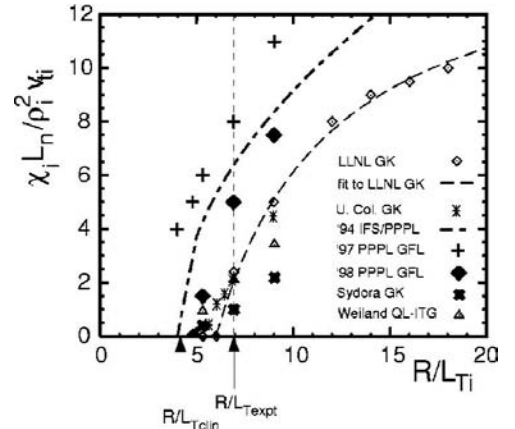


Fig. 5.19 – Mise en évidence numérique de seuils en L_{Ti} sur la diffusivité ionique pour des codes de simulation gyro-fluides et gyro-cinétiques, avec L_n fixés, [Dimitis 00].

Cette étude a été réalisée à partir d'une base de données composée de des plasmas ohmiques issus d'une journée expérimentale de Tore Supra, où la densité moyenne $\langle n_e \rangle$ avait été variée, de 0.7 à $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, avec un champ B de 3.8 T et un courant $I_p = 0.5 \text{ MA}$). Les acquisitions sont faites en rafales (4.1.1) par groupe d'au moins 1500 balayages en fréquence, toutes les $25 \mu\text{s}$. Pour chaque groupe d'acquisition, les profils de densité et de température électroniques ont été mesurés par la réflectométrie à balayage et par le radiomètre ECE. Précisons que les données conduisant aux profils de $n_e(r)$ et $\delta n/n(r)$ sont identiques. Dans la limite du domaine d'accessibilité du réflectomètre et pour des positions radiales $r/a < 0.8$ (zone où le plasma est optiquement épais, condition pour une mesure précise de T_e par le radiomètre), les profils radiaux des gradients de n_e et T_e ont été calculés.

Disposant d'une mesure simultanée de $\delta n/n$ et de la longueur de gradient de densité L_n , nous pouvons chercher une correspondance $\delta n/n = f(L_n)$ et $\delta n/n = f(L_{Te})$. Ce qui est fait Fig. 5.20 pour la relation en L_n . Précisons que dans ces chocs ohmiques, une très forte corrélation est constatée entre L_n et L_{Te} : le choix s'est porté sur la mise en évidence d'un effet des L_n sur les $\delta n/n$ afin de compléter les résultats présentés Fig. 5.18.

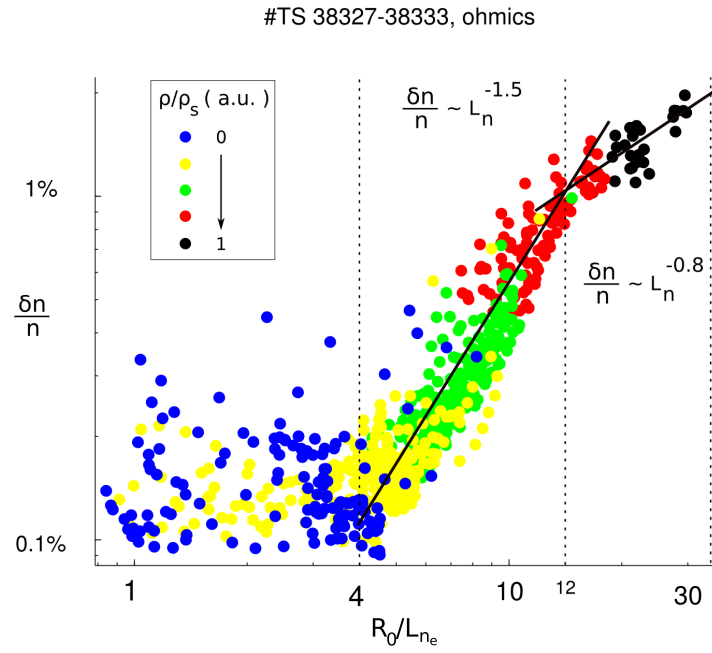


Fig. 5.20 – Évolution des fluctuations de densité $\delta n/n$ avec la longueur de gradient de densité locale L_{n_e} , pour des chocs ohmiques réalisés sur Tore Supra #38327-#38333. R_0 représente ici le grand rayon plasma. Les longueurs de gradients L_n et L_T sont en forte corrélation : $L_n \sim L_T$. Les classes de couleurs sont fonction du rapport $\rho/\rho_s \sim 1/\rho^*$, où $\rho = r/a$ et ρ_s est le rayon de Larmor électronique calculé pour $T_i = T_e$.

CHAPITRE 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

On observe donc que les $\delta n/n$ et L_n sont fortement corrélés et se répartissent selon trois classes :

- Forte turbulence et forts gradients ($\delta n/n > 1\%$, $R/L_n > 12$), ce qui correspond au plasma de bord, $r/a > 0.8$. On observe la relation $\delta n/n \sim L_n^{-0.8}$.
- Turbulence et gradients moyens à faible ($0.2\% < \delta n/n < 1\%$, $4 < R/L_n < 12$), ce qui correspond au plasma de la zone de gradients $0.5 < r/a < 0.7$. On observe la relation $\delta n/n \sim L_n^{-1.5}$, une dépendance en L_n deux fois plus forte que dans le plasma de bord.
- Turbulence et gradients faible ($\delta n/n < 0.2\%$, $R/L_n < 4$), ce qui correspond au plasma de la zone de cœur $r/a < 0.5$. Il faut noter que ces faibles valeurs de $\delta n/n$ sont à la limite de détection de la méthode (cf 4.4.3), ce qui signifie que la validité de la rupture de pente est à prendre avec précaution. Des expériences additionnelles avec des niveaux de $\delta n/n$ plus élevés dans le cœur du plasma sont donc nécessaires avant de conclure à la présence d'un seuil.

Pour $R/L_n > 4$ on observe un comportement des $\delta n/n$ selon une puissance de L_n – $\delta n/n \sim L_n^{-1.5}$ et $\delta n/n \sim L_n^{-0.8}$ – rappelant la loi de longueur de mélange (*mixing length rule*, [Liewer 85] par ex.) : $\delta n/n \sim 1/\langle k_r \rangle L_n$, avec un nombre d'onde moyen $\langle k_r \rangle$. La forme des spectres $S_{\delta n}$ ne varie pas clairement pour les différentes conditions plasmas, on estime donc que ce $\langle k_r \rangle$ ne change pas pour notre base de données de plasmas. Notons cependant la différence d'exposant entre la loi de longueur de mélange et la dépendance observée expérimentalement dans cette analyse. Les résultats de Fig. 5.20 se répartissent selon la valeur locale du rapport $\rho/\rho_s \sim 1/\rho^*$, formant les classes assez bien définies. L'explication de cette répartition n'a pas été expliquée.

Notons toutefois que si la limite de validité est atteinte pour ces faibles valeurs de $\delta n/n$, la modification nette du comportement de $\delta n/n$ avec L_n prend corps aux alentours de $R/L_n \approx 4$, valeur de seuil proche de celle constatée expérimentalement pour la diffusivité thermique avec L_{T_e} sur AUG [Ryter 05] (cf Fig. 5.17-droite). Toutes proportions gardées, notons la similitude des valeurs avec les simulations numériques gyro-fluides (Fig. 5.19, [Dimits 00]).

Afin d'être plus précis dans les conclusions tirées de cette étude, il est donc nécessaire de décorréler, dans la mesure du possible, les effets de L_{n_e} et de L_{T_e} – et L_{n_i} L_{T_i} pour être plus complet. Si les gradients ne peuvent être décorrélés, la constitution d'une nouvelle base de données sera nécessaire. Une possibilité pour obtenir une décorrélation L_n - L_T est d'utiliser un chauffage ECRH hors axe, modifiant localement la température et donc L_{T_e} , sans trop affecter le profil de densité.

6

Expérience de dépendance en collisionnalité sur Tore Supra

6.1 Principes de l'analyse adimensionnelle

L'analyse discutée dans ce chapitre est issue de deux principes fondamentaux en physique : le principe d'invariance et le principe de similitude [Buckingham 14]. Ces deux principes sont communs à tout problème physique.

Principe d'invariance :

Les prédictions issues d'un modèle physique doivent contenir a minima les propriétés d'invariance initialement présentes dans les équations fondamentales du modèle.

Principe de similitude – Théorème de Buckingham, dit théorème π :

Soit une équation physique de la forme :

$$f(q_1, q_2, \dots, q_n) = 0$$

où les q_i représentent n variables physiques exprimées à l'aide de k unités physiques indépendantes. Cette équation peut être ré-écrite sous la forme :

$$F(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_p) = 0$$

où les π_i sont des nombres sans dimension construits à partir des q_i par $p = n - k$ équations de la forme :

$$\pi_i = q_1^{m_1} q_2^{m_2} \dots q_n^{m_n}$$

CHAPITRE 6. EXPÉRIENCE DE DÉPENDANCE EN COLLISIONNALITÉ SUR TORE SUPRA

Le principe de similitude garantit l'existence d'un jeu de paramètres adimensionnels permettant de décrire parfaitement tout système d'équations. L'intérêt réside dans le choix de ce jeu de paramètres, qui n'a aucune raison d'être unique. Le principe d'invariance traduit la répercussion dans les conséquences d'un système d'équation de toute invariance d'échelle présente dans la modélisation.

L'analyse adimensionnelle est très utilisée en mécanique des fluides, par exemple. L'introduction de toute une batterie de nombres adimensionnels permet de garantir la similitude des phénomènes observés à travers les études expérimentales. S'il ne fallait retenir qu'un paramètre lié à la turbulence fluide, le nombre de Reynolds – traduisant l'impact de la cinétique par rapport aux forces de frottement visqueux – apparaît très naturellement dans l'équation de conservation du moment cinétique. Ainsi, en jouant sur la viscosité du fluide, on peut par exemple, à l'aide d'une maquette de taille réduite, observer simplement et aisément les écoulements se développant autour d'une aile d'avion.

6.1.1 Application au plasma - lois de confinement global

Le paramètre actuellement le plus critique est le temps de confinement de l'énergie, défini comme le rapport de l'énergie cinétique confinée dans le plasma sur la puissance perdue (voir le Chapitre 1 pour plus de détails sur τ_E) :

$$\tau_E = \frac{\mathcal{W}}{P_{\text{pertes}}}$$

Afin de dimensionner ITER, et bientôt DEMO, il est nécessaire de disposer d'un moyen d'estimer τ_E . La complexité des processus décrivant le transport thermique et particulaire dans un plasma de fusion est telle qu'il n'est pas encore possible d'établir une telle relation à partir d'une modélisation premiers principes. Il a donc fallu extrapoler les performances des futures machines à partir de celles des existantes. Les relations ainsi établies fournissent une expression simple et facilement utilisable du temps de confinement. Ces relations, dites lois de confinement global, sont exprimées à partir d'un jeu restreint de sept paramètres plasmas, dont la collisionnalité normalisée. Le détail de ces paramètres principaux, ainsi que quelques paramètres additionnels, est donné en Annexe A.

Ces lois sont établies de deux manières différentes : à partir de bases de données multi-machines ou à l'aide d'expériences dédiées. Retenons que la loi multi-machines utilisées pour dimensionner ITER est :

$$\omega_{ce}\tau_E \propto \rho^{*-2.69} \beta^{-0.90} \nu^{*0.08} M^{0.96} q^{-3.0} \epsilon^{0.73} \kappa^{3.2} \text{ (ITER98(y,2)-H)} \quad (6.1)$$

où ρ^* est le rayon de Larmor ionique, β le rapport des pressions cinétiques et magnétiques, ν^* la collisionnalité normalisée, M la masse moyenne des ions, normalisée à la masse du neutron, q le facteur de sécurité mesuré au bord du plasma, ϵ l'inverse du rapport d'aspect et κ l'ellipticité du plasma. Puisque $\omega_{ce} = q_e B / m_e$, on écrit souvent abusivement les lois de confinement globales en fonction de $B\tau_E$.

6.1.2 Application au plasma - expériences dédiées

La seconde méthode consiste à réaliser des expériences dédiées à l'étude des dépendances adimensionnelles du confinement du plasma : des décharges plasmas sont obtenues sur la même machine (ou plusieurs) où, idéalement, un seul paramètre adimensionnel est libre, les autres étant fixés. Ces expériences ont pour avantage d'être analysées bien plus précisément que les régressions linéaires multi-machines, puisque sur un faible nombre de chocs il est possible de mener des études locale sur le comportement des coefficients de transport, sur la turbulence, sur la rotation du plasma, etc ...

L'inconvénient principal est le manque de généralité des résultats, obtenus sur une seule machine – c'est d'ailleurs ce qui fait l'intérêt des lois obtenues en agrégeant les résultats de plusieurs machines ! Ainsi, pour qu'une extrapolation aux machines futures soit valable, il faut que les résultats des expériences dédiées ne soient pas spécifiques à une seule machine, et donc reproductibles et vérifiables sur les installations du même type. Une revue assez complète des résultats des études des dépendances adimensionnelles (ou *scaling*) des plasmas de fusion a été rédigée récemment par T. Luce [Luce 08].

6.1.3 Limitation des lois de confinement globales

Les lois de confinement globales sont un outil permettant de mettre en évidence les principales dépendances du temps de confinement avec différents paramètres plasmas. Le choix de ces paramètres est nécessairement limité, par construction même. Par exemple, les lois actuelles ne prennent pas en compte le rôle du rapport T_e/T_i , ni l'impact de la charge effective Z_{eff} sur le confinement ; des indices expérimentaux montrent cependant que leur rôle sur le confinement n'est pas négligeable (cf Annexe A).

Seconde pierre d'achoppement, on peut s'interroger sur la légitimité de décrire le temps de confinement (valeur scalaire) à l'aide de grandeurs présentant d'importantes variations radiales. L'approche choisie est d'estimer ces grandeurs à une position radiale donnée, de ne considérer que leur valeurs minimales, ou encore de prendre en compte leurs moyennes.

Malgré ces limitations, les lois de confinement adimensionnelles sont encore très utilisées, en particulier pour estimer la valeur de τ_E sur ITER, ou encore pour comparer les tokamaks entre eux. L'approche utilisée dans notre étude est de coupler cette analyse globale (classique) en terme de temps de confinement, à une analyse locale portant sur l'étude du coefficient de transport de la chaleur (χ_{eff}) et sur l'analyse de la turbulence locale.

6.2 Contexte de l'étude

On se focalisera ici sur les effets de la collisionnalité normalisée sur le confinement du plasma. Cette méthode est applicable aux autres expériences de dépendances adimensionnelles.

6.2.1 Pourquoi étudier la collisionnalité ?

On s'attend à ce que les propriétés du plasma de bord soient sensibles, en mode H, aux collisions dues aux modes MHD ; il est donc intéressant d'étudier des plasmas en mode de confinement L pour isoler les caractéristiques du transport du plasma de cœur, ainsi que l'effet des collisions. Théoriquement, les collisions sont supposées avoir un fort impact sur la turbulence,

CHAPITRE 6. EXPÉRIENCE DE DÉPENDANCE EN COLLISIONNALITÉ SUR TORE SUPRA

où, dans une description linéaire, on s'attend à un effet stabilisant sur les TEM lors de l'accroissement de la collisionnalité [Angioni 05]. Dans une description non-linéaire, l'effet contraire est attendu, via la déstabilisation des ITG consécutive à la stabilisation des flux zonaux (ZF), menant à un accroissement de la turbulence [Falchetto 04]. La collisionnalité a aussi un rôle sur le transport des particules, ce qui a été observé sur différents tokamaks.

6.2.2 Résultats obtenus précédemment

Différentes études similaires portant sur la dépendance en collisionnalité ont été faites sur différentes machines, [Luce 08]. Les conditions expérimentales et les résultats obtenus sont rapportés au fil des lignes suivantes.

Sur TFTR [Perkins 93], une variation du champ magnétique d'un facteur 2.5 a conduit à une variation de ν^* d'un facteur 5; le facteur de variation prévu initialement était de 38, mais les variations de ρ^* , β , T_e/T_i et Z_{eff} ne sont pas négligeables et doivent donc être prises en compte, ce qui limite fortement l'extension en collisionnalité. Le plasma était chauffé par injection de neutres (NBI). La définition du ν^* prend en compte le Z_{eff} , qui varie d'un facteur 2 dans le sens inverse au ν^* . Le résultat sur le temps de confinement est $B\tau_E \propto \nu^{*-0.1 \pm 0.25}$.

Sur DIII-D [Petty 99], une variation du ν^* d'un facteur 8 a été réalisée à l'aide de chauffage par NBI et utilisation de *fast-wave electron heating*. Les résultats est une dépendance en $B\tau_E \propto \nu^{*0 \pm 0.1}$ en prenant en compte les 50 % de variation sur le Z_{eff} , en sens inverse au ν^* .

Sur Tore Supra, une dépendance en $B\tau_E \propto \nu^{*0.1 \pm 0.2}$ a été observée [Zou 97], en utilisant un chauffage de type *fast-wave electron heating* puis à la fréquence hybride basse, en supposant un scaling intermédiaire entre Bohm et gyroBohm. En régime purement ohmique, une dépendance beaucoup plus forte – $B\tau_E \propto \nu^*$ – est constatée. En l'absence d'informations expérimentales et étant données les incertitudes sur ces analyses, il n'est cependant pas possible de confirmer ces résultats, sujets à caution.

Sur le torsatron ATF [Wilgen 93], des expériences de modulation par chauffage cyclotronique électronique ECRH ont montré un comportement $B\tau_E \propto \nu^{*-0.18}$ en supposant un scaling de type gyroBohm, communément observé sur les stellarators.

Sur RTP [Hogeweyj 00], différentes expériences de scaling en ν^* à l'aide de chauffage ECRH indiquent une faible dépendance du transport électronique avec ν^* , selon la loi $\chi_e/\chi_B \propto \nu^{*0.3 \pm 0.1}$ pour un transport de la chaleur gyroBohm.

Sur Alcator C-mod [Schachter 97], une comparaison de décharges avec *fast-wave electron heating* et ohmiques pour une variation de ν^* de plus d'un ordre de grandeur a montré le comportement $B\tau_E \propto \nu^{*-0.4 \pm 0.1}$.

L'ensemble de ces résultats est présenté sur la Fig. 6.1, où sont reportées l'extension du domaine de variation de la collisionnalité normalisée ν^* ainsi que l'exposant expérimental α_ν de la relation $B\tau_E \propto \nu^{*- \alpha_\nu}$. On note que les différentes expériences réalisées indiquent généralement un faible impact de la collisionnalité normalisée : $B\tau_E \propto \nu^{*\alpha}$, $|\alpha| < 0.5$.

6.3. EXPÉRIENCE MENÉE SUR TORE SUPRA

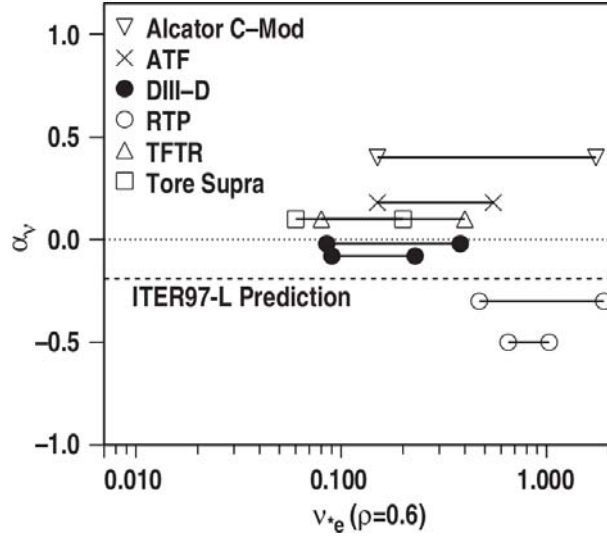


Fig. 6.1 – Dépendance du temps de confinement de l'énergie $B\tau_E$ avec ν^* devra être clarifié (calculé à $r/a = 0.6$) pour des plasmas en mode L. Pour chaque expérience menée sur une machine spécifique, l'extension du domaine de collisionnalité étudié est reportée, ainsi que l'exposant α_ν de la relation $B\tau_E \propto \nu^{*-\alpha_\nu}$. La prédiction de la loi de confinement globale ITER97-L est représentée en tirets. Figure issue de [Luce 08].

6.3 Expérience menée sur Tore Supra

6.3.1 La méthode

Le but de l'étude est d'observer l'effet d'une variation de la collisionnalité normalisée ν^* sur le temps de confinement normalisé $B\tau_E$, en gardant les autres paramètres adimensionnels constants (liste en Annexe A.1). Si certains paramètres sont assez faciles à conserver constants lors de la variation de ν^* , d'autres montrent beaucoup plus de réticence à se plier aux injonctions de l'expérimentateur. Suit une tentative de hiérarchisation des difficultés rencontrées :

- La conservation des paramètres géométriques ϵ et κ est acquise, car la forme du plasma, circulaire pour Tore Supra, dépend directement de la configuration magnétique.
- L'injection de matière se fait par injection de gaz *gas puff*, sans modification notable de la quantité ou de la distribution de la matière injectée. Notons que la densité doit être constante lors d'une expérience de scaling en ν^* ; ce point sera détaillé dans la suite du paragraphe.
- L'ajout de puissance additionnelle se fait à la fréquence cyclotronique ionique (ICRH), supposée sans effet sur le cisaillement de vitesse de rotation poloïdale. Le dépôt de puissance, calculé par *CRONOS* (cf 6.3.3), est central, $0 \leq r/a \leq 0.3$.
- Le facteur de sécurité q est accessible via les mesures des angles de rotation Faraday par polarimétrie ; sa valeur au niveau de la dernière surface magnétique fermée, notée q_ψ , est mesurée indépendamment. Une mesure du profil par MSE (*motional stark effect*) est aussi possible. Les dépendances radiales du profil de q sont reconstruites après expérience à l'aide

CHAPITRE 6. EXPÉRIENCE DE DÉPENDANCE EN COLLISIONNALITÉ SUR TORE SUPRA

d'un calcul de diffusion du courant plasma par *CRONOS*, et validées à l'aide des mesures expérimentales.

- La composition du plasma est mal connue. Si la quantité de gaz injectée (hydrogène, hélium...) est contrôlée, sa composition en impuretés l'est moins. Les concentrations en carbone et oxygène sont liées au dégazage de la paroi, sensible en particulier à l'ajout de puissance additionnelle par ICRH. Une mesure moyenne de la charge effective Z_{eff} par Brehmstrahlung est disponible et renseigne sur l'ionisation de la matière, mais son profil radial n'est pas disponible. La composition en matière du plasma – masse moyenne des ions M – qui impacte la charge effective Z_{eff} est mal connue sur Tore Supra.
- Le rapport des températures ioniques et électroniques T_e/T_i n'est pas fixé lors de l'expérience ; il est contrôlé lors des analyses. La composition du plasma ainsi que l'absorption préférentielle de l'énergie additionnelle par une classe de particule impactent grandement ce rapport.
- Les longueurs de gradient de densité, L_n , et de température, L_T , ne sont pas fixées lors de l'expérience, seulement contrôlées *a posteriori*. En l'absence d'une injection de puissance radialement localisée, on peut s'attendre à ce que la forme des profils change peu.
- Les paramètres normalisés β et ρ^* sont des grandeurs composées, construites à partir des paramètres plasmas : n_e , T_e , T_i , q . Une des difficultés des expériences de scaling consiste à s'assurer de la conservation de leurs profils radiaux.

Les profils de densité et de température sont fixés par l'évolution souhaitée des grandeurs normalisée β , ρ^* et ν^* . D'après les définitions de ces paramètres (partie A.1) on constate que :

$$\beta \propto n_e T_e B^{-2} \quad (6.2)$$

$$\rho^* \propto \sqrt{T_e} B^{-1} \quad (6.3)$$

$$\nu^* \propto q n_e T_e^{-2} \quad (6.4)$$

Les profils de q , β et ρ^* étant fixés, un seul paramètre reste libre :

$$n_e = cst \quad (6.5)$$

$$T_e \propto B^2 \quad (6.6)$$

$$\nu^* \propto B^{-4} \quad (6.7)$$

L'excursion possible en champ magnétique au centre du plasma est de 2.4 T à 3.87 T, soit 47 % ; la variation correspondante attendue en ν^* est de l'ordre d'un facteur 6-7. Les décharges à bas champ sont ohmiques, mais aux champs plus élevés, il est nécessaire de coupler de la puissance additionnelle pour accroître la température tout en gardant Z_{eff} , T_e/T_i et q fixés. Puisqu'on s'attend à une dépendance du temps de confinement en $B\tau_E \propto \nu^{*-\alpha}$, la puissance injectée doit varier selon $P \propto \nu^{*3-4\alpha}$. Un chauffage à la fréquence cyclotronique électronique en mode H minoritaire a été choisi. En variant la fréquence de l'antenne, il est possible de coupler la puissance à différents champs magnétiques : à 2.82 T avec 42 MHz, à 3.20 T avec 48 MHz et

6.3. EXPÉRIENCE MENÉE SUR TORE SUPRA

à 3.87 T avec 57 MHz. Afin de disposer de mesures de densité de fluctuations par réflectométrie Doppler, une forte densité a été retenue, avec une densité linéaire centrale $n_l > 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$, maximisant ainsi à bas champ et bas courant plasma la fraction de Greenwald.

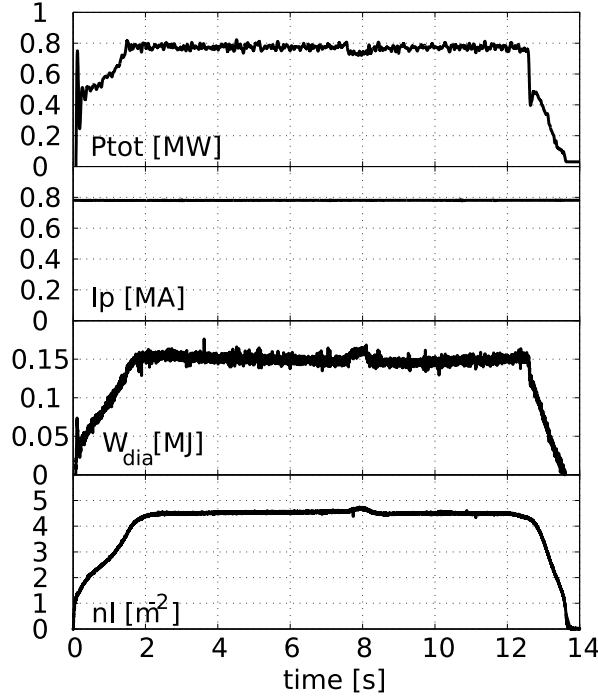


Fig. 6.2 – Traces temporelles pour le choc avec ICRH (# 39611), typique des chocs du scan. (de haut en bas) : puissance totale, courant plasma, énergie diamagnétique et densité linéique centrale.

Cette expérience est menée dans un régime à forte collisionnalité, puisque ν^* est supérieur à 0.1 à mi-rayon. La Fig. 6.2 montre les traces temporelles d'un choc avec chauffage additionnel. Les conditions plasmas sont très stables ; pour chaque choc, les mesures expérimentales retenues sont situées dans un intervalle temporel d'environ 1 s, en dehors du tir IDN nécessaire à la mesure de T_i , perturbant (légèrement) le plasma.

6.3.2 Diagnostics utilisés

Les diagnostics utilisés sont détaillés dans les Chapitres 3 et 4.

Les profils de densité électroniques sont mesurés par réflectométrie à balayage pour les champs $B \geq 2.82$ T, car l'accessibilité n'est pas suffisante pour le choc à bas champ. Le choc à 2.40 T est mesuré par interférométrie. Les profils de température électronique sont mesurés par la Thomson coté faible champ et le radiomètre ECE pour le coté fort champ, en raison de l'accessibilité réduite du radiomètre à bas champ. Pour les autres chocs, la mesure par ECE est disponible sur tout le plasma. Des mesures précises de densité et température électroniques sont donc disponibles pour 3 chocs sur 4, point qui sera très utile lors de l'analyse locale (6.5). Le profil de température ionique est calculé à partir du diagnostic d'échange de charge par spectroscopie.

6.3.3 Simulations *CRONOS* associées

De manière générale, le code numérique de simulation intégrée *CRONOS* [Basiuk 03] a été utilisé d'une part pour reproduire les grandeurs mesurées expérimentalement, et d'autre part pour fournir des estimations consistantes des grandeurs non mesurées.

La charge effective globale Z_{eff} est mesurée à partir du rayonnement Brehmstrahlung. La puissance radiative fournie par la mesure intégrée est en accord avec les mesures expérimentales par bolométrie. Le profil radial du facteur de sécurité utilisé est compatible avec la diffusion du courant nécessaire pour reproduire la consommation de flux calculée par le code de modélisation intégrée *CRONOS*. Par ailleurs, les mesures des angles de polarimétrie sont bien reproduites.

Les points suivants sont issus des simulations *CRONOS*. Le profil du facteur de sécurité q est estimé. La diffusion du courant reproduit la consommation de flux mesurée, ainsi que la mesure de l'inductance interne. Les simulations de dépôt d'énergie par ICRH menées sur cette expérience montrent qu'il varie peu.

6.4 Analyse du confinement global

Lors de ce scan en ν^* , le champ magnétique a été varié de 46 %, de 2.40 à 3.87 T, entraînant un scan d'un facteur 4.7 sur la collisionnalité à mi-rayon.

Quatre chocs (TS #39596, #39648, #39611, #39598) ont été choisis pour l'étude globale et locale. Leurs principaux paramètres ingénieurs et adimensionnels sont compilés dans le Tab. 6.1. Les paramètres adimensionnels dépendant du rayon sont estimés à leur valeur à mi-rayon. Les variations observées de ces paramètres sont reportées Tab. 6.2 : on note que les variations moyennes sont de 10 à 15% ; le défaut principal de ces expériences se situe au niveau du rapport des températures électroniques et ioniques (variation de 30% sur T_e/T_i) et sur la charge effective (Z_{eff} varie de 1.6 à 2.3, soit 35% de variation). On explique ces variations par la présence, dans le scan, de deux chocs ohmiques (TS #39596, #39648) et de deux chocs avec chauffage additionnel (TS #39611, #39598). En effet, on constate que le Z_{eff} augmente lorsqu'on ajoute de la puissance ICRH ($Z_{\text{eff}} = 1.6 - 1.8$ pour les chocs ohmiques, alors que $Z_{\text{eff}} = 2 - 2.2$ pour les chocs avec ICRH) ; de plus, ce chauffage modifie la répartition de l'énergie entre les ions et les électrons, ce qui explique la variation de la moyenne radiale $\langle T_e/T_i \rangle$, passant de 1 pour un chauffage ohmique à 1.3 avec l'ajout de puissance ICRH.

Neuf chocs additionnels, présentant des paramètres adimensionnels variant peu par rapport à ceux ciblés, ont été inclus dans cette analyse globale : ils confirment la tendance globale du comportement de $B\tau_E$ avec ν^* . Ces chocs sont présentés en Fig. 6.3. La puissance additionnelle ICRH ainsi que le Z_{eff} sont aussi reportés. Le temps de confinement de l'énergie τ_E est calculé à partir des mesures diamagnétiques.

Si on se limite aux quatre chocs spécifiques, on observe une dépendance en $B\tau_E \propto \nu^{*-0.29}$, avec une précision sur l'indice exponentiel de ± 0.15 . Les décharges additionnelles confirment ce scaling, ce qu'on observe nettement en Fig. 6.3. On note de plus, que l'application de puissance ICRH est liée à une décroissance nette du temps de confinement (20%).

6.4. ANALYSE DU CONFINEMENT GLOBAL

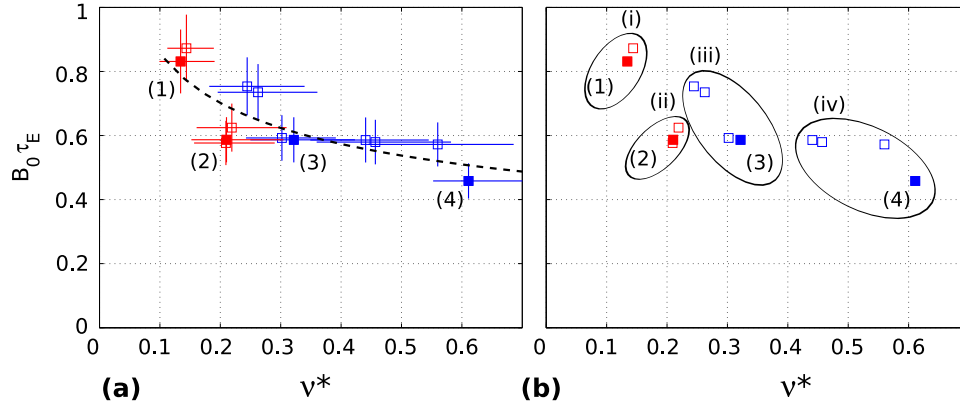


Fig. 6.3 – (a) Temps de confinement normalisé, fonction de la collisionnalité à mi-rayon. Les chocs en symboles pleins sont les quatre chocs du scan ; les chocs additionnels sont en symboles creux. Les chocs ohmiques sont en bleus, ceux avec de la puissance ICRH (exprimée en MW) en rouge. (b) Valeurs moyennes du Z_{eff} et de T_e/T_i à mi-rayon : (i) $Z_{\text{eff}} = 2.2$, $T_e/T_i = 1.3$; (ii) $Z_{\text{eff}} = 2.0$, $T_e/T_i = 1.2$; (iii) $Z_{\text{eff}} = 1.8$, $T_e/T_i = 1.0$; (iv) $Z_{\text{eff}} = 1.6$, $T_e/T_i = 0.9$

Choc	39596	39648	39611	39598
	(1) rouge	(2) magenta	(3) bleu	(4) noir
B (T)	2.40	2.82	3.20	3.87
R (m)	2.38	2.38	2.39	2.38
a (m)	0.72	0.72	0.72	0.72
I (MA)	0.78	0.92	1.04	1.25
P_{ohm} (MW)	0.78	0.84	0.85	0.95
P_{ICRH} (MW)	0	0	0.51	0.61
W_{dia} (kJ)	0.15	0.18	0.24	0.33
τ_E (s)	0.19	0.21	0.18	0.21
n_l (m^{-3})	2.80	2.77	2.65	2.88
T_e (keV)	0.41	0.50	0.71	0.86
T_i (keV)	0.46	0.56	0.63	0.77
T_e/T_i	0.9	1	1.25	1.3
l_i	1.22	1.29	1.25	1.25
q_ψ	3.96	3.98	3.89	3.96
Z_{eff}	1.6	1.6	2.0	2.3
$\beta(\%)$	0.15	0.15	0.14	0.13
ρ_i^*	3.6e-3	3.5e-3	3.5e-3	3e-3
ρ_e^*	4.8e-5	4.8e-5	4.7e-5	4.4e-5
ν^*	0.61	0.32	0.21	0.13
ν_{min}^*	0.53	0.23	0.14	8.7e-2
$B\tau_E$	0.46	0.59	0.57	0.81

Tab. 6.1 – Paramètres ingénieurs et adimensionnels pour les quatre chocs choisis pour l'analyse globale et locale. Les valeurs de β , ρ_e^* , ρ_i^* et ν^* sont prises à $r/a = 0.5$. T_e/T_i est moyenné à partir des profils de température. q_ψ est le facteur de sécurité mesuré au niveau de la DSMF. l_i est l'inductance interne calculée par CRONOS.

CHAPITRE 6. EXPÉRIENCE DE DÉPENDANCE EN COLLISIONNALITÉ SUR TORE SUPRA

	tous plasmas	plasmas ohmiques	avec puissance ICRH
β	10-15 %	10-15 %	10-15 %
ρ^*	10-15 %	10-15 %	10-15 %
q_ψ	$\leq 1\%$	$\leq 1\%$	$\leq 1\%$
M	0 %	0 %	0 %
ϵ	$\leq 1\%$	$\leq 1\%$	$\leq 1\%$
κ	$\leq 1\%$	$\leq 1\%$	$\leq 1\%$
Z_{eff}	35 %	$\leq 10\%$	15 %
T_e/T_i	35 %	10 %	$\leq 10\%$

Tab. 6.2 – Variations observées des paramètres adimensionnels (à mi-rayon) pris en compte dans les lois de confinement globales, pour $0 \leq r/a \leq 0.8$. (première colonne) entre les quatre chocs ; (seconde colonne) entre les deux chocs ohmiques : TS #39596, #39648 ; (troisième colonne) entre les deux chocs avec ICRH : TS #39611, #39598.

Un très bon accord sur les valeurs des paramètres adimensionnels est obtenu pour les chocs ohmiques spécifiques ($B = 2.40, 2.82$ T) ainsi que pour les décharges plasma additionnelles à 3.20 T). Si on se limite à ces plasmas, le temps de confinement normalisé varie selon $B\tau_E \propto \nu^{*-0.38 \pm 0.2}$, pour une excursion limitée en ν^* (facteur 2.5). En se restreignant de même aux chocs ICRH ($B = 3.20, 3.87$ T), qui présentent de profils radiaux de T_e/T_i similaires (cf Section 6.5 pour plus de détails), on observe une dépendance générale en $B\tau_E \propto \nu^{*-0.81 \pm 0.4}$, pour une excursion en ν^* d'un facteur 2.

Si les résultats incluant les chocs ohmiques et ICRH sont sensiblement identiques à ceux portant uniquement sur les chocs ohmiques (spécifiques + additionnels dans les deux cas), la plus forte dépendance en ν^* tirée de l'analyse des seuls chocs ICRH peut s'expliquer par les variations non négligeables de Z_{eff} et T_e/T_i . La question est de savoir si, de plus, les variations de l'ordre de 10% reportées Table. 6.2 ne pourraient pas avoir des conséquences sur la dépendances de $B\tau_E$ avec ν^* . A partir des lois d'échelles multi-machines (ITER89-L et ITER97-L définies en A.2) on peut estimer l'impact des variations de β et ρ^* sur $B\tau_E$: une forte dépendance avec ρ^* est observée à partir des bases de données de chocs ($B\tau_E \propto \rho^{*-2}$, suivant la loi d'échelle Bohm généralement constatée pour les plasma en mode L), alors qu'une très faible dépendance avec β est notée, confirmée par [Sirinelli 06b]. De fait, même une faible variation de ρ^* de 10-15% peut mener à des variations non négligeables, 20-30%, de $B\tau_E$.

La Fig. 6.4 présente le comportement du temps de confinement normalisé corrigé des variations de ρ^* ($B\tau_E \rho^{*2}$), en fonction de ν^* . Les dépendances observées sont ainsi, dans l'acceptation de Bohm : (i) $B\tau_E \rho^{*2} \propto \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$ pour l'ensemble des plasmas, (ii) $B\tau_E \rho^{*2} \propto \nu^{*-0.44 \pm 0.2}$ si on ne considère que les plasmas ohmiques (chocs spécifiques et additionnels), (iii) $B\tau_E \rho^{*2} \propto \nu^{*-0.47 \pm 0.4}$ pour les plasmas avec puissance ICRH.

La prise en compte de la correction en ρ^* confirme les résultats observés précédemment : on note une convergence de l'indice exponentiel vers -0.5 ± 0.15 , soit une dépendance globale $B\tau_E \propto \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$. L'erreur sur l'exposant est estimée manuellement à partir de Fig. 6.4.

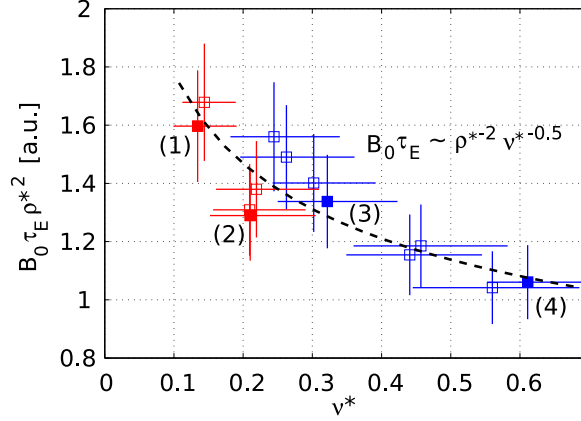


Fig. 6.4 – (a) Temps de confinement normalisé corrigés de la variation en ρ^* , fonction de la collisionnalité à mi-rayon. La symbolique de la représentation est identique à la Fig. 6.3. L'exponentielle $B\tau_E \rho^{*2} \propto \nu^{*-0.5}$ est tracée en pointillés.

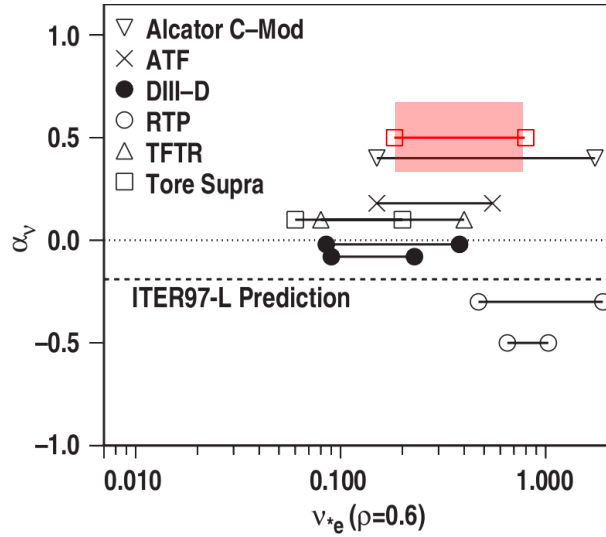


Fig. 6.5 – Dépendance du temps de confinement de l'énergie $B\tau_E$ avec ν^* devra être clarifié (calculé à $r/a = 0.6$) pour des plasmas en mode L. Pour chaque expérience menée sur une machine spécifique, l'extension du domaine de collisionnalité étudié est reportée, ainsi que l'exposant α_ν de la relation $B\tau_E \propto \nu^{*- \alpha_\nu}$. Les résultats relatifs à cette expérience ($B\tau_E \propto \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$) sont en rouge. La prédiction de la loi de confinement globale ITER97-L est représentée en tirets. Figure adaptée de [Luce 08].

6.5 Analyse locale du confinement

Se contenter d'une analyse globale de la dépendance du confinement avec la collisionnalité est largement insuffisant d'un point de vue physique. La majeure partie des grandeurs physiques d'un plasma de tokamak présentent des variations radiales, poloïdales, toroïdales et temporelles ! Dès lors, il semble au mieux discutable de les réduire à une seule valeur. Il faut garder à l'esprit que cette écriture en monômes vise à traduire les dépendances principales du confinement avec les paramètres plasmas choisis.

De façon plus spécifique à cette analyse de dépendance en ν^* , on rencontre différents régimes de collisionnalité depuis le bord, très collisionnel ($\nu^* \gg 1$), les régions centrales du plasma moins collisionnelles : rien ne permet de supposer que les effets de la collisionnalité y soient identiques. Il faut de plus s'assurer un bon accord des profil radiaux des différents paramètres adimensionnels listés dans le Tab. 6.1, afin de garantir que seul le paramètre étudié – ν^* – varie.

6.5.1 Profils expérimentaux

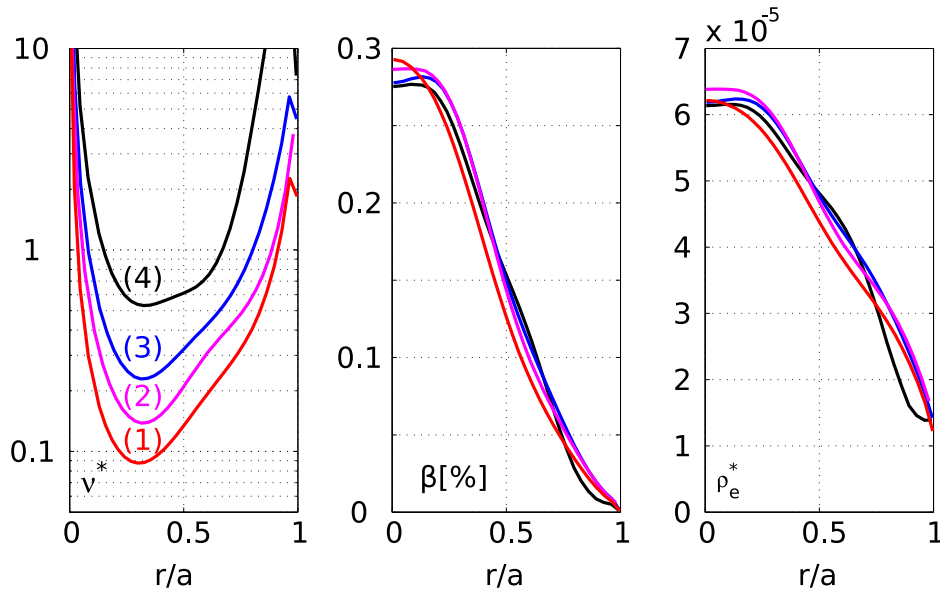


Fig. 6.6 – Profils expérimentaux des grandeurs adimensionnelles pour les chocs (1) #39598, (2) #39611, (3) #39648, (4) #39596 : (a) ν^* ; (b) β ; (c) ρ_e^* électronique

Les profils expérimentaux des plasmas étudiés pour les quatre chocs spécifiques du scan en ν^* sont tracés Fig. 6.6. Par la suite, seuls ces quatre chocs sont étudiés.

Températures et densité sont normalisées à leur valeur à mi-rayon (pour éviter les effets des dents de scie sur T_e) : on constate donc que les profils sont homothétiques au moins dans la zone radiale $0.2 < r/a < 0.8$. Cette normalisation permet de mettre en évidence la conservation des longueurs de gradients (aux incertitudes expérimentales près), lors de la variation en ν^* . Sur la Fig. 6.6, les profils radiaux des paramètres adimensionnels ν^* , ρ_e^* , β sont tracés. L'accord sur le β et ρ_e^* est obtenu avec 10-15% de variation, et avec 10% sur le profil du facteur de sécurité,

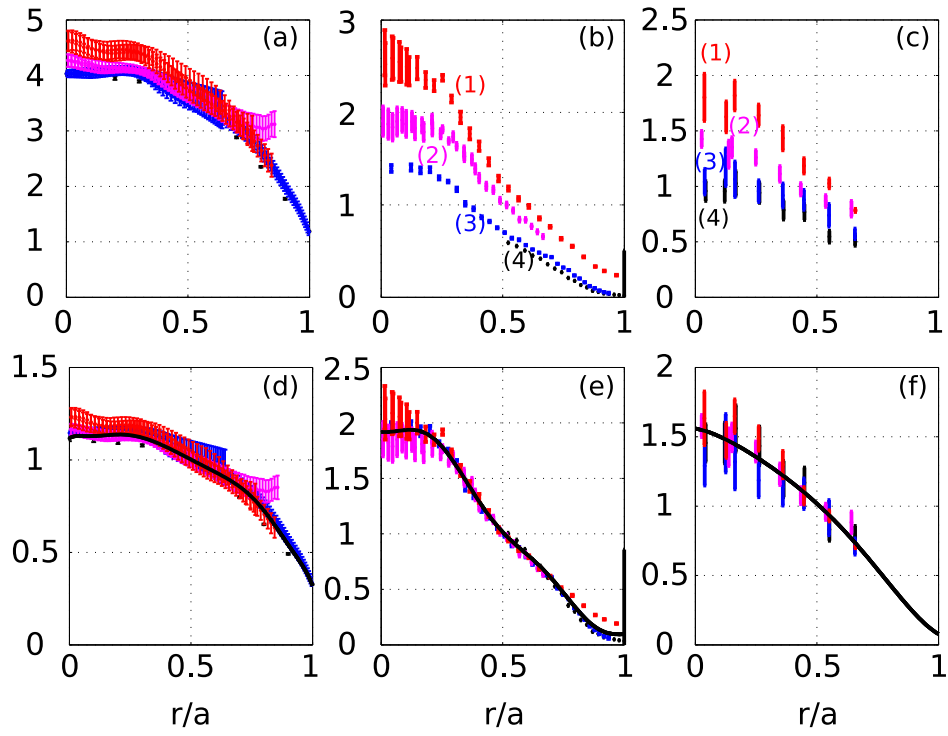


Fig. 6.7 – Profils expérimentaux (a,b,c) et normalisés à leur valeur à $r/a = 0.5$ (d,e,f) pour les chocs (1) #39598, (2) #39611, (3) #39648, (4) #39596. (a) Densité électronique, $\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$; (b) Température électronique, keV; (c) Température ionique, keV; (d) Densité électronique normalisée à $r/a = 0.5$; (e) Température électronique normalisée à $r/a = 0.5$; (f) Température ionique normalisée à $r/a = 0.5$; (d),(e),(f) : les profils moyens sont en noir.

CHAPITRE 6. EXPÉRIENCE DE DÉPENDANCE EN COLLISIONNALITÉ SUR TORE SUPRA

cf Fig. 6.8. Sur cette même figure Fig. 6.8 sont reporté les valeurs des rapports T_e/T_i , moins bien reproduits, cf Paragraphe 6.4. On constate en particulier que les profils radiaux de T_e/T_i se séparent assez distinctement en deux familles : les décharges ohmiques $0.8 < T_e/T_i < 1.2$ et les plasmas avec addition de chauffage ICRH, avec un rapport T_e/T_i légèrement supérieur : $1 < T_e/T_i < 1.6$.

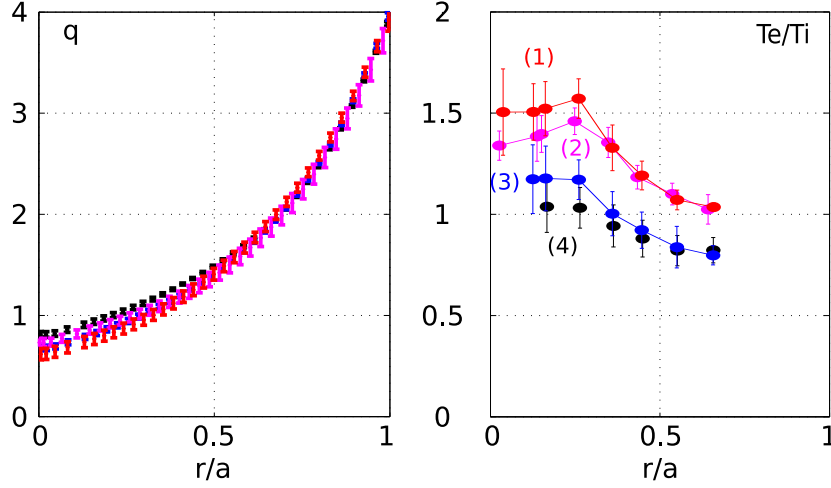


Fig. 6.8 – (gauche) : profil du facteur de sécurité, calculé par CRONOS. (droite) : Profil expérimental du rapport T_e/T_i .

On l'a vu (paragraphe 6.3.2) les diagnostics utilisés pour mesurer densité et température électronique sont différents pour le choc à bas champ, fort ν^* , (TS #39596) que pour les autres chocs, avec des incertitudes sur les mesures plus importantes ; de manière générale, estimer des gradient à partir des mesures expérimentales provenant de mesures de précisions différentes peut engendrer des variations locales qui ne sont pas dues à des effets physiques liées à l'évolution du ν^* , mais au processus de mesure. De manière à éviter ces variations potentiellement trompeuses, les gradients doivent être estimés de manière identiques – ces gradients seront utilisés par la suite, dans l'analyse locale du transport, ainsi que dans les simulations numériques, très sensibles à ces longueurs de gradients (L_n , L_{T_e} , L_{T_i}).

La résilience des profils radiaux constatées expérimentalement à la Fig. 6.7 accréditent l'hypothèse d'une homothétie des dits profils : on choisit donc d'utiliser par la suite, pour les quatre chocs, des profils homothétique de densité et de température. Les normalisations sont faites à $r/a = 0.5$, et présentées Fig. 6.7(d,e,f). La légitimité de l'hypothèse se base sur le fait que les profils homothétiques restent à l'intérieur des barres d'erreurs.

6.5.2 Analyse des coefficients de diffusivité thermique

Dans des conditions stationnaires et pour chaque espèce (électrons, ions), le flux de chaleur Q peut s'écrire comme étant proportionnel à une diffusivité thermique effective, χ :

$$\chi = -\frac{Q}{n\nabla T} \quad (6.8)$$

6.5. ANALYSE LOCALE DU CONFINEMENT

Dans notre ensemble de chocs à forte densité et faible puissance, le terme d'équipartition est le terme source dominant : il n'est donc pas possible d'isoler les termes sources électroniques et ioniques avec assez de précision pour séparer les diffusivité thermiques électroniques et ioniques. On est réduit à définir un coefficient de diffusivité thermique effectif *global*, χ_{eff} :

$$\chi_{\text{eff}} = -\frac{Q_e + Q_i}{n_e \nabla T_e + n_i \nabla T_i} \quad (6.9)$$

où le flux total $Q_e + Q_i$ (addition des flux ioniques et électroniques) est calculé par CRONOS.

Décrié au paragraphe 6.5, l'utilisation de profils homothétiques permet de prévenir les variations des ∇T qui ne sont pas dues à la variation du ν^* . L'estimation de la densité ionique est réalisée par CRONOS, en supposant une composition convenable du plasma (principalement ^2H et ^1H avec ^6C comme seule impureté). Les concentrations sont calculées à l'aide de l'électroneutralité du plasma et du Z_{eff} , ainsi qu'une hypothèse raisonnable sur le rapport $[n_H]/[n_D]$, fixé à 10%. Supposer que $n_e = n_i$ dans la définition du χ_{eff} mène à une sous-estimation d'environ 10% pour les quatre chocs ; cela ne change donc pas le comportement qualitatif de leur variation relative suivant l'évolution du ν^* . La mesure de T_i , limitée à 7 cordes, ne permet pas d'estimer ∇T_i précisément à partir de l'expérience. On préfère supposer $\nabla T_i \approx T_i/T_e \nabla T_e$, ce qui permet d'obtenir comme expression approchée de χ_{eff}

$$\chi_{\text{eff}} = -\frac{Q_e + Q_i}{n_e \nabla T_e (1 + T_i/T_e)} \quad (6.10)$$

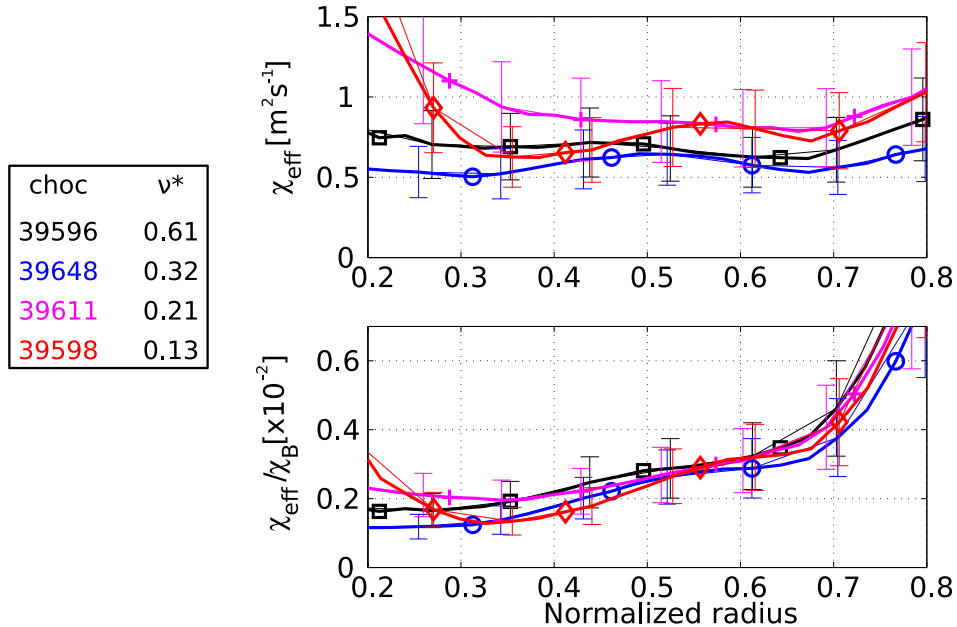


Fig. 6.9 – Calcul du coefficient effectif de conductivité thermique χ_{eff} par CRONOS : #39596 (noir), #39648 (bleu), #39611 (rose), #39598 (rouge). (a) χ_{eff} en m^2/s ; (b) χ_{eff} normalisé à la diffusivité thermique de Bohm.

CHAPITRE 6. EXPÉRIENCE DE DÉPENDANCE EN COLLISIONNALITÉ SUR TORE SUPRA

La précision de l'expression approchée de χ_{eff} est estimée à 30 %, par sommation quadratique à partir des incertitudes estimées lors du calcul des flux (20%), et sur les mesures expérimentales de la densité (<10%) et des températures électroniques (<10%) et ioniques (15%). Nous ne disposons pas d'une estimation raisonnable de χ_{eff} au centre du plasma à cause des effets des dents de scie modulant la température, et de la méconnaissance du dépôt de puissance ICRH ; ni en bord du plasma, où des informations manquent sur les sources, le Z_{eff} (on s'attend à une augmentation de la concentration d'impuretés au bord), la puissance rayonnée, les gradients de température ionique ... Le calcul du χ_{eff} proposé n'est donc valable que pour la région $0.3 < r/a < 0.7$, qui sera aussi le domaine de validité des analyses micro-stabilité qui suivront en Section 6.6.

Il est nécessaire de normaliser les valeurs de χ_{eff} au coefficient de diffusion thermique de Bohm, $\chi_B = kT/eB$, afin de comparer des grandeurs adimensionnelles. On constate que si les χ_{eff} ne présentent pas forcément les mêmes variations radiales, les χ_{eff} normalisés restent très proches pour les quatre chocs, avec des variations inférieures aux barres d'erreurs sur toute la région $r/a = [0.3 - 0.7]$. De fait, lors de la variation de ν^* , on ne constate aucune variation significatives dans les estimations des χ_{eff} normalisés à Bohm.

S'il n'est pas permis de relier une grandeur globale ($B\tau_E$) à une grandeur locale (χ_{eff}), on peut tout de même interpréter χ_{eff} dimensionnellement : $\chi_{\text{eff}} \sim a^2/\tau$ où a et τ représentent localement une longueur et un temps caractéristiques. Une baisse du temps de confinement doit cependant se traduire par une augmentation du transport de la matière et/ou de l'énergie.

Toutefois, la dépendance globale $B\tau_E \propto \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$ obtenue en 6.5.2 ne trouve pas de traduction dans l'évolution du χ_{eff} calculée par CRONOS dans la zone $r/a = [0.3 - 0.7]$: χ_{eff} ne varie pas en dehors des barres d'erreurs, et χ_{eff}/χ_B varie faiblement. Il n'y a toutefois pas de contradiction dans la reconstruction par CRONOS des temps de confinement et de la diffusivité thermique efficace.

6.5.3 Mesures des fluctuations de densité

La nouveauté de cette expérience de dépendance du confinement avec la collisionnalité tient à la mesure simultanée de la turbulence se développant dans les plasmas étudiés. Ce point la distingue des nombreuses autres études brièvement rapportées au paragraphe 6.2.2.

Les mesures de turbulence réalisées lors de cette expérience ont fait appel à deux diagnostics de réflectométrie : la réflectométrie à balayage en fréquence (objet du Chapitre 4) et la réflectométrie Doppler (B.2.3). Le but est d'estimer et de comparer les variations relatives des $\delta n/n$ fournies par ces deux diagnostics. Rappelons que ces deux techniques, si elles sont similaires dans la physique mise en jeu – à savoir la rétrodiffusion de Bragg largement détaillée Section 4.1.4 – diffèrent dans le domaine spectral de la mesure : nombres d'onde radiaux k_r pour la réflectométrie à balayage, nombres d'onde poloïdaux k_θ pour la réflectométrie Doppler.

La réflectométrie à balayage opérait dans les bandes V & W (50-110 GHz) en mode X et en mode d'acquisition *rafales*, avec un balayage en fréquence toutes les 25 μs ; les acquisitions pour chaque choc sont constituées de 2500 balayages, remplissant les conditions de statistiques relatives à la précision des estimations des profils radiaux de $\delta n/n$, cf Section 4.4.1. La localisation radiale des mesures varie avec le champ magnétique : à bas champ, le centre du plasma est atteint,

6.5. ANALYSE LOCALE DU CONFINEMENT

alors qu'à fort champ seul le bord sera accessible. La précision sur la mesure de $\delta n/n$ est de l'ordre de 15-20%, pour des incertitudes inférieures à 10% pour les profils expérimentaux de densité, température et champ.

Dans le cas de la réflectométrie Doppler, les fréquences balayées vont de 50 à 60 GHz, en polarisation ordinaire. La localisation des mesures est constante, aux alentours de $r/a = [0.75 - 0.85]$. Les incertitudes sur la mesure du $\delta n/n$ sont estimées à 10-15%, et proviennent de la déviation des résultats, du tracé de rayon permettant la localisation, ainsi que de la mesure du profil de densité. Il est difficile d'être plus précis sur la précision de ces mesures de $\delta n/n$; les incertitudes dues à la localisation spatiale peuvent être importantes, au vu par exemple de la forte évolution du profil radial de $\delta n/n$ dans la zone de mesure (Fig. 6.10, détaillée dans le paragraphe suivant).

Précisons les domaines spectraux sondés :

- pour la réflectométrie à balayage, $1 < k_r < 10 \text{ cm}^{-1}$ et on estime, à partir de la taille du faisceau (10 cm) que la bande en k_θ est sensiblement identique, même si ces nombres d'onde poloïdaux n'ont que très peu d'effets sur la mesure [Hacquín 02]. On pourra consulter 4.4.2.
- pour la réflectométrie Doppler, la sensibilité est maximale pour les nombres d'onde poloïdaux : la sélectivité en k_θ est de 1 à 3 cm^{-1} . En nombre d'onde radial, en dépit d'une optique gaussienne directive, l'intégration en k_r n'est pas nulle, mais limitée aux faibles k_r : $k_r < 1 \text{ cm}^{-1}$.

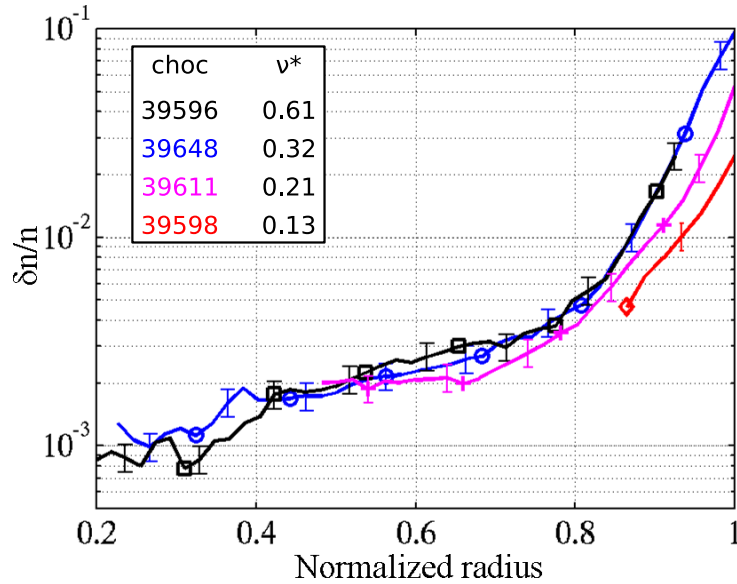


Fig. 6.10 – Tracé en échelle semi-logarithmique des profils radiaux de $\delta n/n$ mesurés par réflectométrie à balayage. diamants, rouges : #39598; plus, rose : #39611; cercles, bleus : #39648, carrés, noirs : #39596

Les profils radiaux de $\delta n/n$ mesurés par réflectométrie à balayage sont présentés Fig. 6.10. Les différentes accessibilités radiales sont très nettes : à fort champ, l'onde ne peut pénétrer

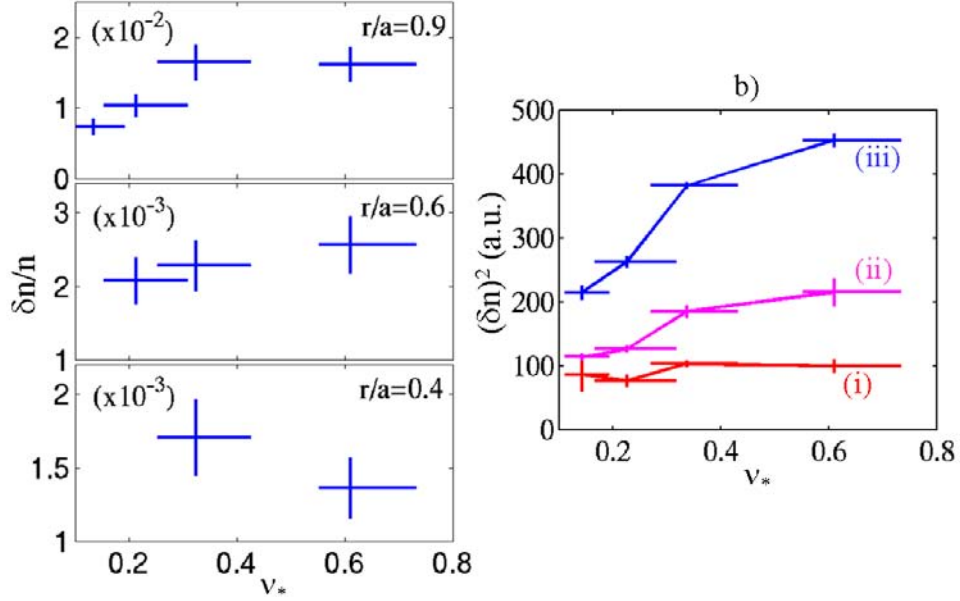


Fig. 6.11 – (gauche) Évolution avec ν^* des $\delta n/n(r)$ mesurés par réflectométrie à balayage, pour différents rayons. (droite) Estimation des δn^2 pour différents k_θ : $9 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ (i), $8 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ (ii), $7 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$ (iii), mesurés par réflectométrie Doppler pour $r/a = 0.8 \pm 0.05$. Les barres d'erreurs en $\delta n/n$ présentées ne prennent en compte que les incertitudes issues de la déviation standard des résultats. Elles sont nettement sous-estimées.

plus profondément que $r/a \approx 0.85$. Aucune dépendance claire n'est observable pour les régions centrales $r/a < 0.8$: soit les variations restent de l'ordre des barres d'erreurs, soit elles sont trop localisées radialement. En bord de plasma $0.85 - 0.9 < r/a < 1$ les niveaux de fluctuations restent cohérent avec l'hypothèse de validité énoncée au paragraphe 4.4.3. L'augmentation de la turbulence est d'un facteur 2 à 4 dans cette région du bord, pour une variation du ν^* à $r/a=0.5$ d'un facteur 4.7.

Conjointement, on observe Fig. 6.11 une augmentation sur les mesures de $\delta n/n$ par réflectométrie Doppler centrée sur différents k_θ , $9 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$, $8 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$, $7 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$, localisées à $r/a = 0.8 \pm 0.05$. L'augmentation est plus faible, de l'ordre d'un facteur 1.5 ($k_\theta = 7$), 1.3 ($k_\theta = 8$) et 1.1 ($k_\theta = 9$).

Une synthèse des résultats est présentée au Tab 6.3. Il n'est pas possible de prétendre à un accord quantitatif entre les $\delta n/n$ mesurés par les deux diagnostics de réflectométrie : les mesures n'étant pas directement comparables, puisque les domaines d'intégration en k_r et k_θ diffèrent sensiblement. Toutefois, on s'attend au minimum à un accord qualitatif entre les mesures de $\delta n/n$ d'une part, et d'autre part entre les mesures de $\delta n/n$ et l'évolution de $B\tau_E$.

- (1)-(2), [$\nu^* = 0.13 - 0.21$] :

La forte variation de temps de confinement se retrouve sur les mesures de $\delta n/n$ par réflectométrie à balayage. L'évolution sur la Doppler est moins nette, indiquant une augmentation pour 7 cm^{-1} et 8 cm^{-1} , augmentations restant cependant comprises ou de l'ordre des barres d'erreurs. L'incertitude est importante sur la valeur de $\delta n/n$ pour $k_\theta = 9 \text{ cm}^{-1}$, ce qui peut

6.5. ANALYSE LOCALE DU CONFINEMENT

Chocs $B\tau_E$	position radiale r/a	$\Delta(\delta n/n)$ – balayages $k_r = [1 - 10 \text{ cm}^{-1}]$	$\Delta(\delta n/n)$ – Doppler k_θ
(1)–(2) $\nu^* = 0.13 - 0.21$ $\Delta(B\tau_E) \sim 35\%$	0.4	$\sim 50\%$	$7 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$ 12% $8 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ < 10% $9 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ < erreurs
	0.6		
	0.8		
	0.9		
(2)–(3) $\nu^* = 0.21 - 0.32$ $\Delta(B\tau_E) \sim 0\%$	0.4	$< 15\%$ $< 15\%$ $\sim 45\%$	$7 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$ 15-20% $8 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ 20% $9 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ 15%
	0.6		
	0.8		
	0.9		
(3)–(4) $\nu^* = 0.32 - 0.61$ $\Delta(B\tau_E) \sim 25\%$	0.4	$< 15\%$ $< 15\%$ $< 15\%$ $< 15\%$	$7 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$ 10% $8 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ <10% $9 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ <10%
	0.6		
	0.8		
	0.9		

Tab. 6.3 – Résumé synthétique des observations expérimentales ($B\tau_E$ et $\delta n/n$) pour les chocs #39598 (1, rouge, $\nu^* = 0.13$), #39611 (2, rose, $\nu^* = 0.21$) #39648, (3, bleu, $\nu^* = 0.32$), #39596 (4, noir, $\nu^* = 0.61$). Les évolutions relatives ($\Delta X_{B-A} = 2(X_B - X_A)/(X_A + X_B)$) des différentes grandeurs sont calculées.

CHAPITRE 6. EXPÉRIENCE DE DÉPENDANCE EN COLLISIONNALITÉ SUR TORE SUPRA

ne permet pas de déduire une évolution pour ce nombre d'onde. Les régions plus centrales que $r/a=0.8$ ne sont pas accessibles.

- (2)-(3), $\nu^* = [0.21 - 0.32]$:

Le temps de confinement normalisé ne présente presque pas de variations entre ces deux chocs, dont l'un est ohmique et l'autre avec ajout de puissance ICRH. Les variations des mesures de fluctuations sont cependant nettes et cohérentes entre elles, indiquant une augmentation notable des $\delta n/n$ pour $r/a > 0.8$. La région 0.6-0.8 ne présente pas de tendance claire. Cette différence nette de comportement n'est pas expliquée.

- (3)-(4), $\nu^* = [0.32 - 0.61]$:

Entre ces deux chocs ohmiques, le temps de confinement normalisé varie légèrement ($\sim 25\%$). Les $\delta n/n$ ne présentent pratiquement pas de variations claires : les profils donnés par la réflectométrie à balayage sont presque identiques, et seul le nombre d'onde $k_\theta = 7 \text{ cm}^{-1}$ montre une variation (accroissement) à la limite des barres d'erreurs. Cette différence de comportement est inattendue, étant donné que pour ces deux chocs les variations des paramètres adimensionnels (dont Z_{eff} et T_e/T_i) sont relativement faibles.

A partir de deux mesures indépendantes et réalisées sur des domaines spectraux différents ($1 < k_r < 10 \text{ cm}^{-1}$ et $6 < k_\theta < 11 \text{ cm}^{-1}$), il est donc possible de conclure à un accroissement global assez net de la turbulence de bord ($0.8 < r/a < 1$) avec l'augmentation de ν^* . Dans les régions plus centrales ($r/a < 0.8$) aucune variation significative n'est constatée. Si la tendance générale sort nettement des barres d'erreurs, il est difficile de conclure à un accord convenable des variations des mesures expérimentales de $\delta n/n$ et de $B\tau_E$ entre chaque couple de chocs – (1)-(2), (2)-(3), (3)-(4).

6.6 Simulations

Après avoir décrit les observations expérimentales relatant l'évolution du transport et de la turbulence avec l'augmentation du ν^* , intéressons-nous aux comportements physiques prévus par des codes de simulations numérique. L'accroissement des fluctuations de densité (au bord) et la dégradation du temps de confinement avec ν^* pourraient être liés à un effet déstabilisant de la diminution des flux zonaux, [Lin 99] [Falchetto 04]

Comme précisé dans le paragraphe 6.2.1, le but de ces simulations est de déterminer les instabilités dominantes (ITG, TEM, cf 2.4.2) ainsi que le rôle des flux zonaux.

6.6.1 Analyse de micro-stabilité linéaire

La déstabilisation des modes ioniques ou électronique devrait avoir une signature sur valeur des coefficients de transport. Les ITG linéaires sont censés ne montrer qu'une faible dépendance au ν^* lorsqu'ils sont déstabilisés, alors qu'une forte collisionnalité devrait stabiliser les TEM, et donc accroître la turbulence [Angioni 05], [Romanelli 07], [Ernst 04].

L'analyse de stabilité linéaire est faite avec le code KineZero [Bourdelle 02]. Les taux de croissance et les flux de chaleur et de particules sont calculés. Différentes simulations ont été

conduites, chacune correspondant à différentes situations expérimentales. Elles sont résumées dans le Tab. 6.4 et Fig. 6.12.

Notons en premier lieu que les conditions plasmas mènent à une prédominance très nette des modes ITG, pour les quatre chocs étudiés. Ces instabilités sont identifiées par leur rotation, dans la direction diamagnétique ionique ; le seuil à partir duquel les modes instables sont dominés par les modes TEM (rotation dans la direction diamagnétique électronique) n'apparaît que pour des valeurs de ν^* au moins 40 fois plus faibles que la valeur minimale atteintes dans cette expérience (0.1), toutes autres conditions étant fixées par ailleurs.

Les résultats des simulations sont fortement sensibles aux gradients de température et de densité : le bon accord entre ces grandeurs 6.5.1 est d'une grande utilité pour ces analyse de stabilité (linéaire ou non, d'ailleurs). Ainsi, ces simulations ont été réalisées à partir des profils homothétiques de températures et de densité.

Étudions maintenant les difficultés expérimentales observées aux Sections 6.4 et 6.5 : les variations incontrôlées de Z_{eff} et T_e/T_i . Le facteur de sécurité q , qui présente des variations d'environ 10%, est inclus dans cette seconde partie de l'analyse. Différents cas ont été étudiés, cf Tab. 6.4. Si les variations non négligeables de ces trois paramètres sont conservées (cas **A**), les taux de croissance des ITG augmentent légèrement avec ν^* . Cependant, si les variations de Z_{eff} , T_e/T_i et q sont artificiellement supprimées, ν^* restant alors le seul paramètre variant (cas **B**), un comportement opposé est prédit : ces mêmes taux de croissances décroissent avec ν^* . Deux conclusions différentes peuvent être tirées des ces cas **A** et **B** :

- les paramètres Z_{eff} , T_e/T_i et q varient suffisamment pour modifier quantitativement le comportement des taux de croissance,
- puisque les variations de ν^* (les autres paramètres étant constants) ont un effet sensible sur les taux de croissance, on peut y voir une contribution active des TEM au sein de ces instabilités tournant globalement dans la direction diamagnétique ionique.

	Conditions expérimentales	Prédictions KineZero
A	paramètres exp. "réels"	mode ITG $\gamma \nearrow$ quand $\nu^* \nearrow$
B	paramètres exp. fixés sur ceux du plus faible ν^* + seul ν^* varie	modes ITG $\gamma \searrow$ quand $\nu^* \nearrow$
C	paramètres exp. fixés sur ceux du plus faible ν^* + seul T_e/T_i varie	modes ITG $\gamma \rightarrow$ quand $T_e/T_i \nearrow$
D	paramètres exp. fixés ceux du plus faible ν^* + seul Z_{eff} varie	modes ITG $\gamma \searrow$ quand $Z_{\text{eff}} \nearrow$

Tab. 6.4 – Résumé des simulations réalisées avec KineZero. Seuls les taux de croissance (γ) des modes dominants sont étudiés.

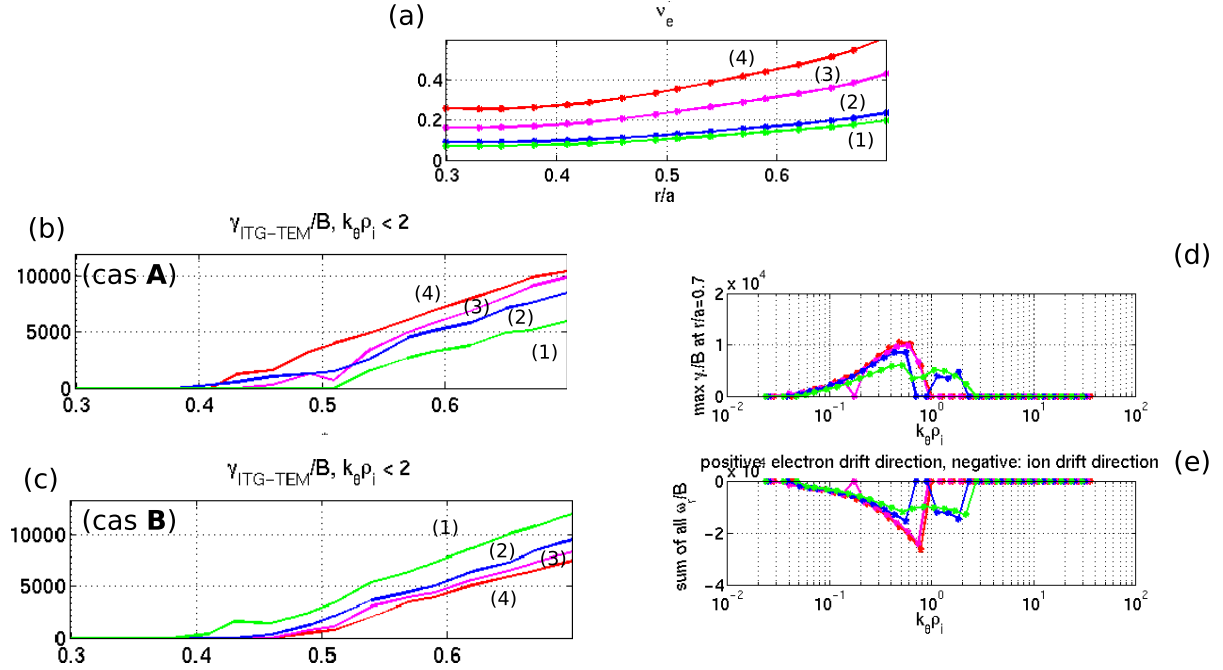


Fig. 6.12 – Simulations KineZero réalisées par C. Bourdelle pour les chocs (1) #39598, (2) #39611, (3) #39648, (4) #39596. (a) Profils radiaux de ν^* .
 (b) : (cas A) : paramètres expérimentaux réels ;
 (c) : (cas D) : seuls ν^* varie ;
 (d) : (cas A) amplitude normalisée du mode dominant pour $r/a=0.7$
 (e) : (cas A) fréquences correspondantes.

Pour identifier quelles variations (Z_{eff} , T_e/T_i or q) sont responsables de l'augmentation des taux de croissance avec l'augmentation de ν^* dans le (cas A), les trois paramètres ont été testés séparément. Une variation de q de 10% entraîne une variation du cisaillement magnétique s de 20% : aucun impact n'est cependant prédit sur les taux de croissance des modes dominants. De même, les variations de T_e/T_i sont trop faibles pour modifier les taux de croissances (cas C). Au contraire, l'augmentation du Z_{eff} avec l'augmentation de la puissance additionnelle (donc avec des ν^* plus faibles, cf Tab. 6.1), implique une diminution des taux de croissance si ν^* diminue (cas D). Visiblement, l'effet stabilisant d'une augmentation du Z_{eff} [Bourdelle 02] contrebalance l'effet déstabilisant d'une diminution du ν^* (cas B).

Concluons sur l'analyse linéaire : on constate un faible impact du ν^* sur les taux de croissance, nettement dominés par les modes ioniques. Expérimentalement, les variations négligeables des fluctuations de densité et du transport de la chaleur, dans les régions centrales, sont compatibles avec un rôle sous-dominant des instabilités TEM. L'analyse linéaire a aussi mis en évidence l'impact potentiellement important du Z_{eff} sur les taux de croissance de la turbulence.

6.6.2 Analyse non-linéaire

L'analyse non-linéaire peut apporter une confirmation des modes turbulents dominants prédits par l'analyse linéaire, et permet de mettre en évidence le rôle de flux zonaux.

Ces simulations ont été menées par le code *GYRO*, non-linéaire et électromagnétique [Candy 03], à partir de deux chocs de l'expérience : #39596 ($\nu^* = 0.61$, $B=2.40$ T) and #39611 ($\nu^* = 0.21$, $B=3.20$ T). Ces chocs ont été choisis pour le très bon accord entre les profils radiaux des paramètres adimensionnels ρ^* et β . L'excursion en ν^* est proche d'un facteur 3. Comme ces simulations sont très coûteuses en temps de calcul (≈ 10000 h l'une), il n'a pas été possible de traiter les quatre chocs. Les simulations ont été réalisées par A. Casati dans le cadre de sa thèse, sur le "Franklin" Cray XT4 de du Lawrence Berkeley National Laboratory (National Energy Research Scientific Computing Center).

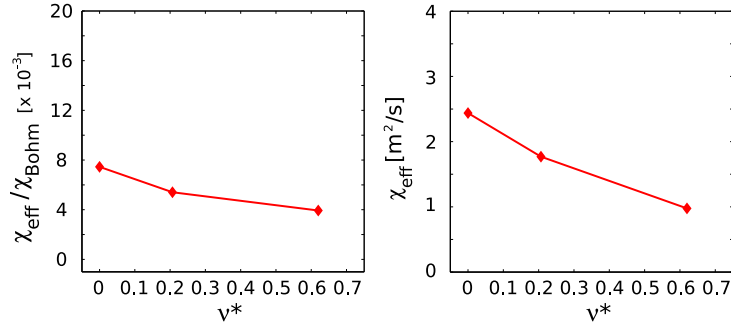


Fig. 6.13 – (gauche) Coefficient de diffusivité thermique effective normalisé au coefficient de Bohm. (droite) Coefficient de diffusivité thermique effective en m^2/s . Simulation *GYRO* pour Tore Supra, $r/a = 0.5$. Figure réalisée par A. Casati.

Les résultats présentés dans cette analyse sont locaux, centrés sur $r/a = 0.5$: les variations radiales des paramètres plasmas ne sont pas prises en compte. On utilise ainsi les valeurs expérimentales locales ρ^*/a , du facteur de sécurité q , du cisaillement magnétique s , des longueurs de gradient de températures et densité normalisées R/L_{T_e} , R/L_{T_i} and R/L_n ; afin de limiter l'étude aux variations de ν^* seul, le rapport T_e/T_i ainsi que le Z_{eff} sont fixés à 1. Une simulation dans la limite acollisionnelle ($\nu^* = 0$) a aussi été effectué.

La Fig. 6.13 résume l'évolution avec ν^* des diffusivités turbulentes prédites par *GYRO*, toujours selon l'Eq. 6.9. Notons que dans les deux cas expérimentaux les flux de particules sont proches de zéro, ce qui est consistant avec l'hypothèse d'état stationnaire. Les flux turbulents décroissent avec ν^* , d'environ 20% pour χ_{eff}/χ_B et 50% pour χ_{eff} . Cette décroissance n'est pas en accord avec les diffusivités thermiques effectives calculées par *CRONOS* à partir de l'expérience (Fig. 6.9), ni avec le scaling global $B\tau_E \propto \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$. Cependant, même si la tendance à une décroissance de χ_{eff}/χ_B semble nette, cette variation reste dans les importantes barres d'erreurs expérimentales (cf 6.5.2).

Ces simulations montrent de plus que la stabilisation par les collisions électroniques des TEM a un impact à la fois sur le transport électronique et sur le transport ionique ; même si les modes turbulents sont principalement dans la direction ionique, la dynamique entre les réponses ioniques et électroniques, non-adiabatiques, conduit à une réduction du transport (χ_{eff}) quand ν^* est augmenté.

CHAPITRE 6. EXPÉRIENCE DE DÉPENDANCE EN COLLISIONNALITÉ SUR TORE SUPRA

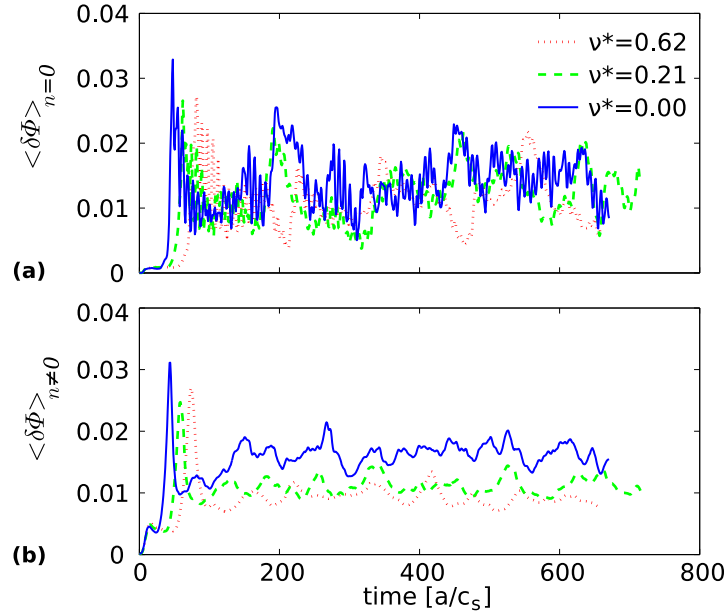


Fig. 6.14 – (a) Evolution temporelle des valeurs RMS de l'intensité des flux zonaux, pour différents niveaux de collisionnalité, pour les conditions plasmas des chocs #39596 et #39611, à $r/a = 0.5$; (b) Evolution temporelle des valeurs RMS de l'intensité des composantes à $n \neq 0$ du potentiel électrostatique pour les mêmes devra être clarifiéconditions. Figure réalisée par A. Casati.

D'un point de vue théorique, l'augmentation du ν^* pourrait entraîner une augmentation de la turbulence, et donc un accroissement de la diffusivité thermique, via le processus non-linéaire de réduction des flux zonaux, [Lin 99], [Falchetto 04]. Afin de mettre en évidence l'intensité de cet effet non-linéaire, la Fig. 6.14 a représente l'évolution temporelle des valeurs RMS de la composante zonale du potentiel électrostatique ϕ , à partir des prédictions de *GYRO*, pour trois différentes valeurs de la collisionnalité. La quantité calculée est $\langle \delta\phi(t) \rangle_{n=0} = (\langle |\delta\phi(t)_{n=0}|^2 \rangle_\theta)^{1/2}$, où n est le nombre d'onde toroïdal et $\langle \rangle_\theta$ l'opérateur de moyenne sur une surface de flux. On peut la comparer à l'évolution de la moyenne sur les composantes de nombre toroïdal non nul, définie par : $\langle \delta\phi(t) \rangle_{n \neq 0} = (\langle |\delta\phi(t)_{n \neq 0}|^2 \rangle_\theta)^{1/2}$, tracée Fig. 6.14 b. Les simulations montrent qu'accroître la collisionnalité a un faible effet sur l'amplitude des flux zonaux ($n = 0$), alors qu'une décroissance plus prononcée des composantes $n \neq 0$ est constatée. Ce qui signifie que pour ces conditions expérimentales et à la position radiale $r/a = 0.5$, les effets de la réduction non-linéaire des flux zonaux collisionnels semblent sous-dominants par rapport à la réduction linéaire des TEM.

6.7 Conclusions sur l'expérience de scaling en ν^*

Ces expérience de dépendance en collisionnalité des plasmas en mode-L de Tore Supra ont permis de mettre en évidence l'effet du ν^* sur la physique du plasma de cœur et de bord, d'abord par une étude globale portant sur le temps de confinement normalisé $B\tau_E$, puis par une étude locale à travers l'étude conjointe des fluctuations de densité expérimentale et de la diffusivité thermique.

6.7. CONCLUSIONS SUR L'EXPÉRIENCE DE SCALING EN ν^*

L'évolution du temps de confinement avec ν^* se fait selon $B\tau_E \propto \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$, les légères variations de ρ^* étant prises en compte. La dégradation du confinement avec ν^* va de pair avec une nette augmentation de la turbulence de bord ($0.8 < r/a < 1$) ; ce comportement est constaté par des mesures expérimentales de l'évolution des $\delta n/n$ portées par les nombres d'onde radiaux k_r et poloïdaux k_θ (cf 6.5.3). Les mesures de $\delta n/n$ plus au centre du plasma ne sont pas affectées par l'évolution du ν^* .

L'évolution du coefficient de diffusivité thermique χ_{eff} calculé par *CRONOS* dans la zone $0.3 < r/a < 0.7$ (cf 6.5.2) ne permet pas de conclure à une augmentation du transport dans cette région. Des simulations non-linéaires ont été menées, prédisant une diminution du χ_{eff} avec ν^* dans le cadre d'une dynamique couplée ITG/TEM, soit un comportement inverse à l'expérience (cf 6.6.2). Parallèlement, les taux de croissance linéaires des instabilités ITG/TEM ont montré une faible diminution avec ν^* , ce qui est cohérent avec une diminution du transport (cf 6.6.1). Les simulations numériques ne prédisent donc pas le comportement de χ_{eff} observé expérimentalement. Enfin, la simulation linéaire prédit un fort effet potentiel du Z_{eff} sur les taux de croissances ; l'impact des variations de ce paramètre, mal contrôlé dans l'expérience (35% de variations), n'est cependant pas à exclure et pourrait contrebalancer l'effet propre de ν^* .

La conclusion que nous tirons de ces expériences est un effet non négligeable de ν^* sur le confinement du plasma selon $B\tau_E \propto \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$, avec une forte localisation de l'effet sur le plasma de bord $r/a > 0.8$. Une diminution de Z_{eff} de 30% est cependant concomitante à l'augmentation de ν^* : ce point devra être clarifié par des expériences complémentaires où mettant en évidence le rôle de Z_{eff} sur le temps de confinement normalisé.

La validité de la dépendance en ν^* présentée ici ($\nu^* = [0.1 - 0.6]$) devrait être étendue à de plus faibles valeurs de ν^* , en accroissant la part du chauffage ICRH. On devrait ainsi être à même d'éviter les variations en T_e/T_i et Z_{eff} observées principalement lors de passage des chocs ohmiques aux chocs avec ajout de puissance ICRH. De plus, réduire ν^* pourrait permettre de dépasser le seuil de déstabilisation des TEM, ce qui permettrait de mettre en évidence le rôle de ces instabilités.

NB : Étude réalisée en collaboration avec Clarisse Bourdelle.

Conclusion & Perspectives

Estimation des profils et spectres radiaux de fluctuations de densité

La réflectométrie à balayage en fréquence en polarisation ordinaire et extraordinaire permet de mesurer des spectres locaux en nombre d'onde radiaux, $S_{\delta n}(k_r, r)$. L'usage du mode de polarisation X permet cependant de disposer d'une très bonne précision sur la mesure du profil de densité, point primordial dans notre quête d'une estimation expérimentale des fluctuations de densité du plasma.

De nombreux résultats expérimentaux ont été obtenus lors de ce travail, en repensant et améliorant grandement une méthode préexistante, basée uniquement sur une analyse linéaire des variations de phase, induites par une perturbation de densité de faible amplitude. Si le principe est resté le même – calcul d'une fonction de transfert reliant les fluctuations de phase du signal expérimental aux fluctuations de densité du plasma qui en sont la cause – la méthode de calcul a subi de nombreuses améliorations. Le bouclage du calcul a permis d'assurer son auto-consistance, puisqu'il n'y a plus de dépendance vis à vis de l'hypothèse sur la turbulence initiale ; la convergence des spectres et profils de fluctuations de densité, rapide (5 itérations suffisent), est obtenue à l'aide du code de propagation *full-wave* unidimensionnel. Deux points ont fait l'objet d'une analyse délicate ; par construction même du calcul itératif de la fonction de transfert, il est nécessaire de disposer d'un outil permettant de basculer entre les représentations radiales et spectrales des profils de fluctuations de densité expérimentales. Le second impératif est le respect de la localisation spatiale de la turbulence : les niveaux des fluctuations de densité entre le plasma de bord et le plasma de cœur diffèrent de deux ordres de grandeurs . . . La décomposition sur une base discrète d'ondelettes, outil mathématique d'analyse position-fréquence, a été choisi pour le respect de ces exigences, qui sont les limitations majeures de l'analyse de Fourier. Introduites il y a une trentaine d'années, les ondelettes ont permis de traiter efficacement les signaux turbulents. Au sortir de cette thèse, le diagnosticien dispose désormais d'un outil grandement amélioré pour étudier la turbulence d'un plasma de fusion, donnant à l'expérimentateur une fenêtre d'observation originale sur les phénomènes physiques en jeu.

Cette méthode permet donc de mesurer la turbulence à partir des signaux de réflectométrie à balayage, en prenant en compte les corrections des effets spectraux en nombre d'ondes et du profil de fluctuations de densité. La première tâche, primordiale, est de s'assurer de la validité de l'information fournie. La comparaison finale ne peut se faire qu'à partir de l'expérience. C'est pourquoi nous avons prêté une attention particulière à la confrontation avec d'autres méthodes expérimentales de mesure des fluctuations de densité. La méthode de bouclage permettant d'estimer la fonction de transfert à partir des signaux expérimentaux en polarisation extraordinaire a été validée à partir du calcul d'une fonction de transfert similaire, et analytique, appliquée à des signaux en polarisation ordinaire. Les niveaux de fluctuations produits ont été comparés avec les niveaux estimés à partir des mesures réalisées, sur les mêmes chocs, par la réflectométrie à fréquence fixe installée sur Tore Supra ; ces niveaux sont de plus cohérents avec des mesures

obtenues par d'autres diagnostics, sur des tokamaks différents. Enfin, les évolutions des niveaux de fluctuations de densité au bord du plasma ont été comparées aux évolutions déduites des signaux issus de sondes.

Les trois comparaisons expérimentales détaillées dans le corps du manuscrit sont des indices clairs arguant de la validité de l'estimation des $\delta n/n(r)$ à partir de la réflectométrie à balayage en mode X. Toutefois, les amplitudes de fluctuations de densité estimées ainsi restent en attente d'une confrontation expérimentale directe, c'est à dire aux mêmes instants, et avec une comparaison directe des valeurs mesurées, qu'on qualifiera de *quantitative*. Les comparaisons quantitatives menées lors de ce travail de thèse sont restées sujettes à une hypothèse forte sur la turbulence mesurée (comparaison avec la réflectométrie à fréquence fixe), ou alors partielles et limitées à quelques plasmas (comparaison avec le mode O). Des expériences prévues pour la campagne d'automne 2008 sur Tore Supra pourraient amener des comparaisons intéressantes à l'aide de mesures par sondes et par imagerie rapide – comparaisons limitées au plasma de bord.

La mesure expérimentale, par réflectométrie à balayage en fréquence, des spectres en nombres d'ondes radiaux entre 1 et 20 cm^{-1} n'a pas d'équivalent : il n'est donc pas possible d'effectuer une comparaison expérimentale centrée sur ces spectres. Une validation numérique a toutefois été menée : le code de simulation gyrocinétique *GYRO*, basé sur une description non-linéaire de la turbulence, a donné des résultats quantitatifs en très bon accord avec nos mesures, que ce soit sur l'intensité de la turbulence ($\delta n/n(r)$) et sur sa structure spectrale ($S_{\delta n}(k_r, r)$). Cet accord portant à la fois sur l'intensité et la répartition spectrale des $\delta n/n(r)$ est évidemment encourageant – et novateur !

La procédure numérique d'analyse a été écrite pour traiter rapidement l'important volume de données fourni par le réflectomètre, mettant en place une architecture d'analyse choc à choc. Nous avons bâti les outils permettant de prétendre à une utilisation systématique de l'extraction des fluctuations de densité ; prélude nécessaire à la constitution d'une base de données sur la turbulence, le but est d'effectuer à terme des analyses portant sur un grand nombre de chocs, et donc, sur un large éventail de conditions plasmas, afin de déterminer les dépendances paramétriques de la turbulence. Ce point a été abordé dans ce travail de thèse, et devra être approfondi.

Dépendance en collisionnalité normalisée (ν^*) du confinement et de la turbulence

L'étude abordée ici sur la collisionnalité comme application de notre méthode s'inscrit dans le cadre d'une étude plus générale sur les phénomènes de transport dans Tore Supra.

Les expériences de dépendances adimensionnelles sont particulièrement intéressantes, car elles permettent de comparer directement les plasmas réalisés dans les différents tokamaks, sans se préoccuper d'éventuels désaccords sur les grandeurs physiques non adimensionnées. Cependant, pour se placer dans ce cadre d'analyse, il est nécessaire de maîtriser finement, lors de la même expérience, un très grand nombre de paramètres plasma (dont le nombre a été estimé jusqu'à 17). L'expérience de dépendance en collisionnalité normalisée du confinement et de la turbulence décrite dans cette thèse a été réalisée en contrôlant six paramètres adimensionnels, avec une précision de 10 à 15%. Les paramètres géométriques, ainsi que certains autres, n'ont présenté

que de très faibles variations. Cependant, des variations non négligeables de deux paramètres (la charge effective et le rapport des températures ioniques et électroniques) ont été mises en évidence.

Le temps de confinement normalisé de l'énergie du plasma a nettement diminué avec l'augmentation de la collisionnalité normalisée, ou ν^* . La dépendance observée est $B\tau_E \propto \nu^{*-0.5 \pm 0.15}$, soit une dépendance légèrement plus forte que celle prévue par les lois d'échelles construites à partir de bases de données multi-machines, mais cependant cohérente avec les dépendances observées lors d'expériences dédiées, similaires, sur d'autres tokamaks. Toutefois, il n'est pas possible d'exclure que la variation constatée du temps de confinement n'est pas, en définitive, due aux variations du Z_{eff} , dont le fort impact sur les taux de croissance des modes instables dominants a été souligné par des simulations numériques, venues en complément de l'analyse purement expérimentale.

Point d'innovation par rapport aux autres expériences de dépendances adimensionnelles, différentes estimations de la turbulence ont permis de proposer une explication physique à la dégradation du confinement avec l'augmentation du ν^* . Les profils radiaux de fluctuation de densité mesurés par réflectométrie à balayage ont montré une forte augmentation de la turbulence de bord ($r/a > 0.8$) liée à l'augmentation du ν^* , augmentation aussi observée à l'aide de la réflectométrie Doppler. Les régions plus centrales n'ont présenté expérimentalement aucune variation notable, que ce soit sur les $\delta n/n$ mesurées ou le χ_{eff} calculé par *CRONOS*, en désaccord avec les simulations du code de stabilité linéaire KineZero et celles d'un code gyrocinétique non-linéaire *GYRO*, qui prédisent une diminution des taux de croissances (KineZero) et du transport (*GYRO*) avec ν^* .

Ces constatations permettent cependant d'expliquer la dégradation du confinement de l'énergie avec ν^* par une augmentation de la turbulence de bord.

La réflectométrie comme outil de mesure de la turbulence : perspectives

La réflectométrie à balayage en fréquence est un diagnostic qui offre encore de belles promesses dans le cadre de la mesure ou de la caractérisation de la turbulence des plasmas de fusion. Le principe de sondage progressif du plasma permet déjà reconstruire les profils de densité, puis les profils de fluctuations de densité portées par les nombres d'ondes radiaux. La prochaine étape est d'accéder à la dynamique radiale *et* temporelle de la turbulence, en abaissant encore la durée du balayage en fréquence : actuellement de 20 μs (auquel il faut ajouter un temps mort de 5 μs entre deux mesures, imputables aux composants), il est prévu d'être abaissé à 4 μs (+ 1 μs) en 2009. Le plasma accessible devrait donc être sondé en un temps au moins comparable au temps de cohérence de la turbulence, voire inférieur. L'observation de la propagation des *blobs* et autres structures turbulentes semble à portée d'antenne ... La réflectométrie à balayage en fréquence en polarisation ordinaire et extraordinaire permet de mesurer des spectres locaux en nombre d'onde radiaux. Une étude balistique de la turbulence pourra apporter beaucoup à la compréhension des phénomènes de transport, comme cela a déjà été le cas pour le transport des impuretés.

Ajoutons quelques mots sur les études envisageables à court terme à l'aide de la méthode d'extraction des spectres et profils de fluctuations de densité. Des résultats semblant indiquer la présence sur les mesures de fluctuations d'un seuil en longueur de gradient de densité (L_n) ont été présentés en Section 5.4 : il n'a pas été possible de le décorréler de la présence probable d'un seuil en gradient de température électronique (L_{Te}). L'existence de ce seuil a été expérimentalement mise en évidence indirectement lors de l'évaluation des coefficients de diffusivité thermique : on pourrait donc s'attendre à voir une signature sur la turbulence. Cette analyse devrait être entreprise car la présence de ce seuil pour les gradients de densité n'a été que très peu étudiée. L'étude de ces aspects devrait permettre d'apporter une pierre sur le chemin de la compréhension des mécanismes intervenant au sein d'une turbulence pleinement développée.

Enfin, le déploiement de la méthode visant à traiter les signaux mesurés du réflectomètre à balayage en bande D (110-150 GHz) est tout à fait envisageable, puisque les signaux sont obtenus de façon identique. Quelques précautions techniques seront à prendre, notamment au niveau du recouvrement des bandes de fréquences W et D. Il faut être toutefois prudent en ce qui concerne les possibilités et domaines d'applications de la réflectométrie, et ce en raison des accessibilités des diagnostics, fonctions directes des paramètres plasma ; ceci est particulièrement vrai pour ITER. Pour Tore Supra, la situation est plus favorable et peu de restrictions sont à noter : le cœur du plasma n'est accessible au réflectomètre bande V & W qu'aux bas champs magnétiques (2.4 T) ; le réflectomètre bande D atteint le cœur du plasma au champ nominal, ainsi qu'une partie du plasma coté fort champ. Cela permettrait d'accéder de manière systématique à la turbulence des régions les plus centrales du plasma.

La compréhension de la propagation des ondes électromagnétiques en plasma fluctuant progresse. A condition d'utiliser le type de réflectomètre le plus approprié, il devient envisageable de caractériser la turbulence dans des cas où les phénomènes de multi-diffusions sont non négligeables. Des progrès sont à attendre du côté de l'extraction des spectres en nombres d'ondes radiaux, par l'utilisation de la réflectométrie dite de corrélation [Gusakov 07]. Les améliorations des diagnostics de réflectométrie, programmées sur Tore Supra, devraient permettre à terme de fournir des caractéristiques de la turbulence de plus en plus précises.

Table des notations

Constantes physiques

- m_n : masse du neutron, $1,6749 \times 10^{-27}$ kg
- m_e : masse de l'électron, $9,109 \times 10^{-31}$ kg
- k_b : constante de Boltzmann, $1,381 \times 10^{-23}$ J/K
- μ_0 : perméabilité magnétique du vide, $1,257 \times 10^{-6}$ kg m/A² s²
- ϵ_0 : Permittivité diélectrique du vide, $8,854 \times 10^{-12}$ A²s⁴/kg m³
- q_e : charge élémentaire, $1,602 \times 10^{-19}$ A s

Notations utilisées

- a : petit rayon du tokamak, m
- R : grand rayon du tokamak, m
- r : position radiale, m
- λ_D , longueur de Debye, m
- r_L , rayon de Larmor, m
- δ , extension radiale d'une trajectoire banane pour une particule piégée, m
- v_T : vitesse thermique, ms⁻¹
- ω_{pe} , pulsation plasma, s⁻¹
- ω_{ce} , pulsation cyclotronique électronique, s⁻¹
- ω_{ci} , pulsation cyclotronique ionique, s⁻¹
- ω_b , pulsation de rebond des particules piégées, s⁻¹
- ν_{ei} , fréquence de collisions électrons-ions, s⁻¹
- τ_B , temps de confinement de Bohm, s
- D_B , coefficient de diffusion de Bohm, m²/s
- Q_e, Q_i : flux de chaleur électronique et ionique, W/m²
- ν^* , collisionnalité normalisée
- β , pression plasma normalisée
- ρ^* , rayon de Larmor normalisé
- Z_{eff} , charge effective du plasma
- τ_E , temps de confinement de l'énergie
- D , coefficient de diffusion des particules, m²/s
- χ , coefficient de diffusion thermique, ionique ou électronique, m²/s
- χ_{eff} , coefficient de diffusion thermique effectif, m²/s
- L_n, L_T , longueurs de gradients de densité, température
- $\mathcal{F}_t$, fonction de transfert



Lois de confinement globales

D'un point de vue purement théorique, jusqu'à 18 paramètres adimensionnels ont pu être identifiés ([Perkins 93]). Dans le but de déterminer les principales dépendances du temps de confinement avec les principaux paramètres adimensionnels, et, partant, avec les principaux paramètres plasmas dits *ingénieurs*, il est dans un premier temps judicieux de supposer une forme *a priori* pour le temps de confinement ; on parle alors de loi d'échelle (cf 6.1.1). La forme la plus simple traduisant ces variations est celle du monôme :

$$\tau_E = \pi_1^{m_1} \pi_2^{m_2} \dots \pi_{n-1}^{m_{n-1}} \quad (\text{A.1})$$

pour un jeu de n paramètres adimensionnels. Les inconnues sont donc les exposants m_i . Le principe d'invariance appliqué à différents modèles classiques d'obtenir des dépendances simples du temps de confinement [Connor 88], tout en se restreignant à un nombre limité de paramètres adimensionnels (typiquement trois ou quatre). Il ne faut pas perdre de vue que cette forme en loi puissance ne fait que représenter mathématiquement une approche empirique des dépendances du temps de confinement, à défaut de posséder des modèles généraux plus précis.

A.1 Paramètres adimensionnels retenus

Les huit principaux paramètres adimensionnels retenus par le groupe d'experts [Group 99] sont détaillés dans les paragraphes suivants. Les variations toroïdales et poloïdales des paramètres ne sont pas prises en compte. En remarquant que $\tau_B \propto \epsilon^2 R^2 B T^{-1}$, on peut réduire le nombre de paramètres à 7. Les paramètres (T_e/T_i , Z_{eff} , le nombre de Mach toroïdal) ne sont pas inclus dans l'analyse réduite.

A.1.1 Le facteur de sécurité, q

Le facteur de sécurité rend compte de l'enroulement des lignes de champ, principe de base de la configuration tokamak. Il est défini par le rapport entre le nombre de tour toroïdaux nécessaires pour réaliser un tour poloïdal. Généralement, de grandes valeurs de q sont associées à une meilleure stabilité du plasma ; c'est pourquoi on l'appelle *facteur de sécurité*. Il joue un rôle primordial en MHD, ainsi que dans le transport.

A.1.2 L'inverse du rapport d'aspect, ϵ

Ce facteur géométrique caractérise l'écart à la configuration cylindrique :

$$\epsilon = \frac{\text{petit rayon}}{\text{grand rayon}} = \frac{a}{R} \quad (\text{A.2})$$

pour $\epsilon \ll 1$ les lignes de champ toroïdales sont donc peu courbées.

A.1.3 L'ellipticité du plasma, κ

Ce facteur géométrique caractérise l'écart de la section poloïdale à la section circulaire :

$$\kappa = \frac{\text{diametre vertical}}{\text{diametre horizontal}} \quad (\text{A.3})$$

A.1.4 Le rapport des pressions cinétiques et magnétiques, β

Il est défini par :

$$\beta = \frac{\text{pression plasma}}{\text{pression magnétique}} = \frac{n_e T_e + n_i T_i}{B^2 / 2\mu_0} \sim \frac{nT}{B^2} \quad (\text{A.4})$$

et représente l'efficacité du confinement magnétique, auquel s'opposent les effets de la pression cinétique.

A.1.5 Le rayon de Larmor normalisé, ρ^*

Il est défini par :

$$\rho^* = \frac{\text{rayon de larmor ionique}}{\text{petit rayon plasma}} = \frac{\rho_i}{a} = \frac{\mathbf{v}_{\perp i}}{a\omega_{ci}} = \frac{1}{a} \left(\frac{2k_b T_i}{m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{m_i}{eB} \right) \sim \frac{\sqrt{T}}{B} \quad (\text{A.5})$$

où $\mathbf{v}_{\perp}$ est la vitesse perpendiculaire aux lignes de champ.

A.1.6 La collisionnalité normalisée, ν^*

Le paramètre ν^* est un indicateur adimensionnel de la collisionnalité du plasma, c'est à dire de l'importance de l'effet des collisions (entre espèces semblables et/ou différentes) sur le comportement physique du plasma. On définit ν^* comme le rapport entre la fréquence effective de collisions des électrons (resp. ions) et la fréquence de rebond des électrons piégés (resp. ions piégés) : la collisionnalité normalisée caractérise donc les effets du dépiégeage des électrons (resp. ions) piégés entre les miroirs magnétiques locaux, situés sur des trajectoires "bananes", ou encore, dit autrement, elle est un indicateur du rôle des électrons (resp. ions) piégés.

$$\nu^* = \frac{\text{fréquence effective de collisions}}{\text{fréquence de rebond des électrons piégés}} = \frac{\nu_{ei}}{\epsilon \omega_b} \quad (\text{A.6})$$

Dans cette formule le ϵ utilisé est local : $\epsilon = r/R$. La fréquence de collision $\nu_{ei} = 1/\tau_{ei}$ d'un électron plongé dans une assemblée d'ions est donnée par :

$$\tau_{ei} = 3(2\pi)^{3/2} \frac{\epsilon_0^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}}{n_e Z^2 e^4 \ln \Lambda} \quad (\text{A.7})$$

La fréquence de rebond des électrons piégés est définie par :

$$\omega_b = v_{\perp} \left(\frac{\epsilon}{2} \right)^{-1/2} \frac{1}{qR} = \left(\frac{eT_e}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{\epsilon}{2} \right)^{-1/2} \frac{1}{qR} \quad (\text{A.8})$$

La collisionnalité normalisée a pour principales dépendances : $\nu^* \sim q\epsilon^{-1/2}n_e/T^2$.

NB : Les ions pris en compte dans le calcul du ν_{ei} sont les ions majoritaires, et non pas les impuretés. On n'inclut donc pas l'effet du Z_{eff} dans la fréquence de collision électron/ion. Certains auteurs ne font pas ce choix et définissent ν_{ei} à l'aide de Z_{eff} , c'est à dire que le terme Z^2 est remplacé par la charge effective Z_{eff} , définie dans les paragraphes suivants.

A.1.7 La masse moyenne des ions normalisée, M

La normalisation est faite à la masse d'un neutron :

$$M = \frac{\langle m_i \rangle}{\text{masse du neutron}} \quad (\text{A.9})$$

A.1.8 Le rapport T_e/T_i

Les électrons et les ions ne sont pas sensibles aux mêmes techniques de chauffage : il peut en résulter une différence sensible de températures des deux populations, différence causée par une répartition asymétrique de l'énergie (ohmique ou additionnelle) et un temps d'équilibrage thermique électrons / ions de l'ordre du temps de confinement de l'énergie. Différentes études ont montré que le transport thermique et particulaire était réduit quand $T_i \gg T_e$. Citons de plus les cas expérimentaux de confinement amélioré où $T_i \geq 2T_e$: *hot ion mode, supershot, very high confinement* ...

Des expériences menées sur DIII-D [Wade 99] ont été dédiées à l'étude de la dépendance du confinement avec le rapport T_e/T_i . Une forte dépendance a été observée : $\tau_E \propto (T_e/T_i)^{-2}$. On peut donc s'attendre à un fort effet du rapport T_e/T_i sur le confinement.

A.1.9 La charge effective Z_{eff}

La charge atomique effective d'un plasma, vu comme une assemblée d'ions de charge Z_j et de densité n_j , est définie par :

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum n_j Z_j^2}{\sum n_j Z_j}$$

Un plasma de tokamak est essentiellement composé d'hydrogène (^1H), de deutérium (^2H), d'hélium (^4He) et parfois de tritium (^3H). Des impuretés peuvent provenir du dégazage de la paroi : carbone (^6C), oxygène (^8O) ... Ce paramètre peut avoir, par effet de dilution du plasma, des conséquences sur la stabilisation des modes turbulents.

A.1.10 Le nombre de Mach toroïdal

Le nombre de Mach toroïdal est un candidat sérieux au poste de « variable cachée » dans l'analyse réduite de τ . La rotation poloïdale peut être créée par application d'un chauffage par faisceau de neutres (NBI, *neutral beam injection*), qui est le moyen de chauffage additionnel le plus répandu dans les tokamaks. Des expériences d'analyse adimensionnelle en ρ^* menées sur DIII-D [Petty 02] ont montré que l'application de NBI dans le sens co-courant conduit à une

dépendance en ρ^* ionique plus faible que dans le cas d'une application dans le sens contraire au courant plasma : l'exposant α issu de $B\tau_E \propto \rho^{*\alpha}$ passe d'une valeur $-2 < \alpha_{\text{co-NBI}} < -1$ à une valeur $\alpha_{\text{counter-NBI}} < -2$.

A.1.11 Conclusion

Comme noté précédemment, les variations radiales des profils de température, de densité, de Z_{eff} , du nombre de Mach toroïdal etc, ne sont pas prises en compte dans l'écriture du temps de confinement en monômes.

On sait de plus que les gradients de température et de densité jouent un rôle très important dans le déclenchement de la turbulence, comme le montre par exemple l'existence de seuils sur les modes d'instabilités ITG/TEM (Fig. 2.10). Par ailleurs, le gradient de la vitesse poloidale joue un rôle stabilisant à travers le cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B} \dots$

Ne pas prendre en compte la forme des profils peut conduire à des erreurs d'interprétations dans l'analyse des dépendances de τ .

A.2 Paramètres adimensionnels retenus

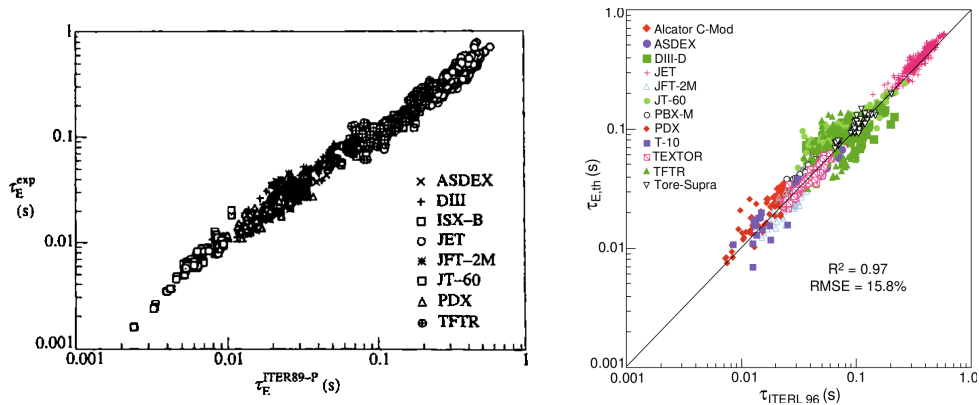


Fig. A.1 – Comparaison des temps de confinement expérimentaux par rapport à la loi d'échelle ITER89-L (gauche) [Yushmanov 90], issue de [Kaye 97] et ITER97-L (droite) [Group 99]

Il est possible d'estimer les exposants m_i de l'équation (A.1)) en effectuant des régressions linéaires sur les paramètres de décharges plasmas soigneusement sélectionnées. Historiquement, la constitution de telles bases de données débuta au début des années 1980, avec pour but l'obtention d'une estimation de τ_E utile dans le cadre de travail du dimensionnement d'ITER [Yushmanov 90], appelée (ITER89-L). La base de données a été régulièrement mise à jour, si bien qu'à la fin des années 1990, une révision de la loi de confinement globale en mode L a été réalisée; c'est actuellement la loi en mode L la plus récente, appelée ITER97-L. Cette loi est construite à partir de 2938 décharges, ohmiques ou avec puissance additionnelle, issues de 14 tokamaks (Tab. A.2).

$$\tau_E \propto \rho^{*-2.05} \beta^{-0.53} \nu^{*-0.23} M^{1.03} q^{-1.7} \epsilon^{-0.05} \kappa^{1.20} \quad (\text{ITER89-L}) \quad (\text{A.10})$$

$$\tau_E \propto \rho^{*-1.85} \beta^{-1.41} \nu^{*0.21} M^{0.67} q^{-3.56} \epsilon^{-0.37} \kappa^{2.58} \quad (\text{ITER97-L}) \quad (\text{A.11})$$

L'accord entre les prédictions de la loi ITER89-P et les temps de confinement expérimentaux est tracé Fig. A.1-gauche pour la loi (ITER89-L), et Fig. A.1-droite pour la loi (ITER97-L); l'écart quadratique moyen est d'environ 15-20 % pour les deux lois.

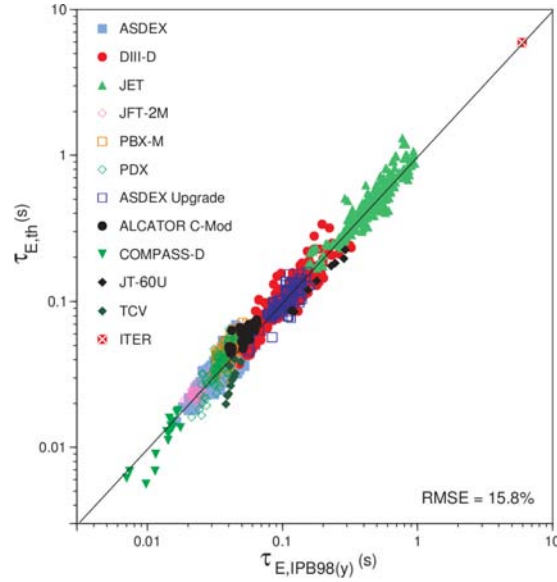


Fig. A.2 – Comparaison des temps de confinement expérimentaux par rapport à la loi d'échelle (ITER98(y,2)-H) [Group 99]

Les lois de confinement actuelles utilisées pour dimensionner ITER utilisent des plasmas en mode de confinement amélioré (mode H). La loi de référence est :

$$\tau_E \propto \rho^{*-2.69} \beta^{-0.90} \nu^{*0.08} M^{0.96} q^{-3.0} \epsilon^{0.73} \kappa^{3.2} \text{ (ITER98(y,2)-H)} \quad (\text{A.12})$$

L'accord avec les plasmas provenant des tokamaks utilisés pour établir la loi est représenté Fig. A.2. Les dépendances en paramètres adimensionnels sont différentes en mode L et H : ces différences portent sur l'impact du rayon de Larmor normalisé, qui dénote un transport de type Bohm pour le mode L et plus proche d'un transport de type gyroBohm pour le mode H, ainsi qu'une plus forte sensibilité à la géométrie du plasma (ϵ, κ). On observe aussi de fortes différences entre les deux lois de confinement en mode L, principalement au niveau de la sensibilité à l'efficacité du confinement magnétique (β) et de l'enroulement des lignes de champ (q).

Machines	Décharges	Ohmic	mode L
Alcator C-Mod	190	135	55
ASDEX	98	26	72
DIII	210	0	210
DIII-D	161	0	161
FTU	255	255	0
JET	433	108	325
JFT-2M	137	0	137
JT-60	622	190	432
PBX-M	31	0	31
PDX	51	11	40
T-10	40	20	20
TEXTOR	260	85	175
TFTR	189	0	189
Tore Supra	261	92	169
Total	2938	922	2016

Tab. A.1 – Détails des décharges utilisées pour établir la loi de confinement en mode L, ITER97-L
[\[Kaye 97\]](#)

B

Diagnostics de mesure de la turbulence

B.1 Diagnostics de mesure de la turbulence

B.1.1 Sondage par faisceau d'ions lourds, (*Heavy ion probe beam*)

Développé initialement pour déterminer le potentiel électrique à l'intérieur du plasma, ce diagnostic envoie un faisceau d'ions lourds (fort Z : thallium ou césium), d'énergie E et simplement chargés ($+e$) dans le plasma. Suite aux collisions avec les électrons, des niveaux d'ionisations plus élevés sont atteints, Fig. B.1. Si le rayon de Larmor initial r_{Li} de ces ions est de l'ordre du petit rayon plasma a , les ions de charge $+ne$ auront un rayon de Larmor r_{Li}/n . Ainsi les faisceaux ionisés divergent par niveau d'ionisation, et sont récupérés par un analyseur d'énergie électrostatique.

On mesure de cette manière le potentiel électrique ϕ_E , ainsi que ses fluctuations $\tilde{\phi}_E$, pour peu que l'énergie initiale E ne soit pas trop grande devant $e\phi_E$ et $e\tilde{\phi}_E$. D'autres grandeurs sont accessibles : par exemple, l'intensité du second faisceau est proportionnelle à la densité électronique du volume d'interaction, et ses fluctuations traduisent les fluctuations de densité du plasma, Fig. B.1, [Forster 94].

En dépit de son intérêt, le diagnostic HIPB n'a toutefois pas été installé sur les grands tokamaks, à cause des trop grandes énergies mises en jeu, de l'ordre de 100 keV – 1 MeV.

- *Type de turbulence mesurée* : $\tilde{\phi}_E$ et δn locaux
- *Résolution spatiale, temporelle* : 1 cm, 1 μ s
- *Paramètres externes nécessaires* : ??

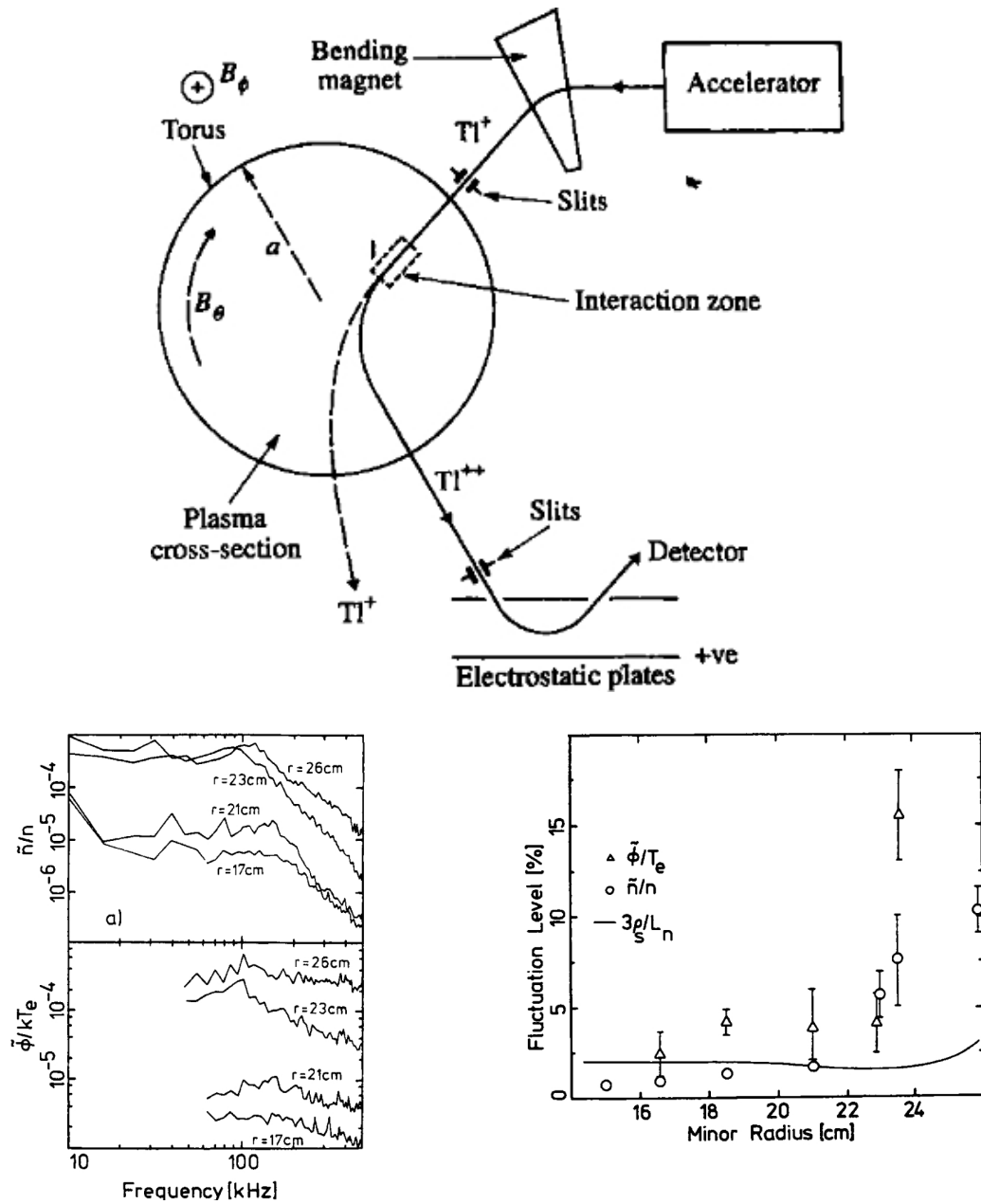


Fig. B.1 – (haut) : Schéma de fonctionnement d'un diagnostic HIPB au thallium. Les ions sont accélérés et sélectionnés selon leur énergie ; ils pénètrent le plasma où ils interagissent avec les électrons, modifiant leur charge et ainsi leur trajectoire. Ils atteignent l'analyseur d'énergie électrostatique et le détecteur, où ont lieu les mesures. [Wesson 97]

(bas) : Résultats issus du diagnostic HIPB installé sur TEXT.

(bas, gauche) : Densité de puissance des fluctuations de densité et de potentiel pour quatre positions radiales. Le spectre en potentiel n'est pas corrélé au spectre en $\tilde{n}_e$ pour les fréquences < 50 kHz. [Forster 94]

(bas, droite) : Niveaux relatifs des fluctuations de densité et de potentiel, fonction de la position radiale. Une estimation à l'aide d'un modèle de longueur de mélange est ajoutée. [Wesson 97].

B.1.2 Spectroscopie par émission de faisceau, (*Beam emission spectroscopy*)

Le diagnostic de Beam Emission Spectroscopy (BES) est utilisé pour caractériser les propriétés de la turbulence des plasmas de tokamaks. Il permet de mesurer des fluctuations de densité de grande longueur d'onde ($k_{\perp} < 2.5 \text{ cm}^{-1}$), localisées radialement avec une précision de l'ordre de $\Delta r \approx 1 \text{ cm}$, en observant la fluorescence D_{α} ($n = 3$ to $n = 2$ at $\lambda \approx 653 \text{ nm}$), excitée par collisionnalité, du chauffage par faisceau de neutres (NBI). Ce faisceau est composé typiquement de deutérium à 70-80 keV sur DIII-D. Le faisceau émis est isolé et mesuré par des spectromètres distants.

Les fluctuations de l'intensité du signal mesuré, I , sont en relation directe avec les fluctuations de densité du plasma, $\delta n/n = C \delta I/I$. La constante de proportionnalité dépend de la densité du plasma, de sa température, de l'énergie du faisceau et de la charge effective Z_{eff} . Sur DIII-D, on obtient généralement $C \approx 2 - 3$, [McKee 03]. Le diagnostic de BES qui y est installé permet des mesures simultanées à des positions radiales et poloïdales différentes, Fig. B.2. Chacune des 32 voies a une résolution spatiale de l'ordre de 1 cm. Des fluctuations de faible amplitude peuvent être mesurées, jusqu'à environ $\delta n/n \approx 0.1\%$, Fig. B.3.

Enfin, toujours sur DIII-D, un système composé de 16 voies de BES a été configuré en une grille de 4×4 , d'extension radiale 3.2 cm (radial) $\times$ 5 cm (poloïdal). Sous certaines conditions plasmas, il permet de réaliser de l'imagerie à bonne sensibilité radiale et temporelle, donnant accès aux longueurs et aux temps de corrélation radiaux, Fig. B.4.

- *Type de turbulence mesurée* : $\delta n(t)$ local, jusqu'à 450 kHz, $0 < k_{\text{perp}} < 3 \text{ cm}^{-1}$
- *Résolution spatiale, temporelle* : 1 cm, 1 μs
- *Paramètres externes nécessaires* : n_e , T_e

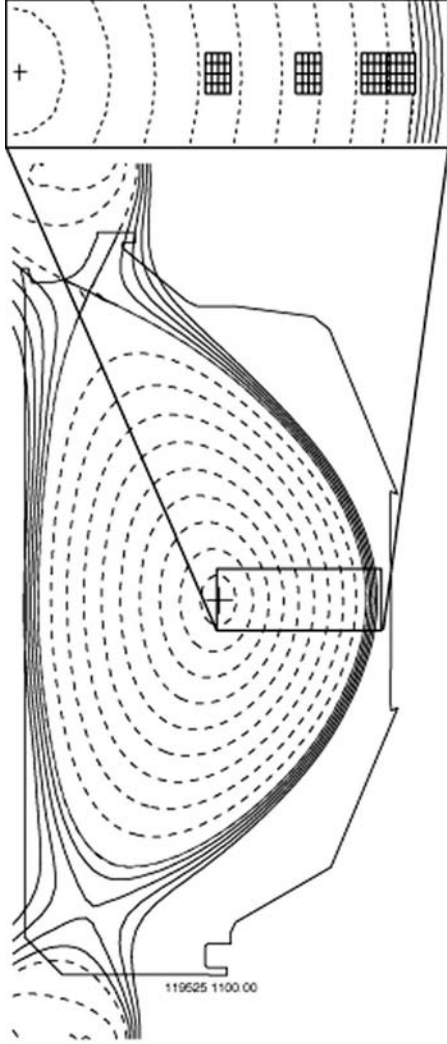


Fig. B.2 – Reconstruction de l'équilibre magnétique par EFIT montrant la position des 32 voies spatiales de la BES sur DIII-D : un réseau radial de 14 voies, et deux réseaux poloïdaux de 8 voies chacune. Il est possible de modifier cette configuration entre deux décharges, permettant de mesurer les variations radiales sur tout le profil. [McKee 06]

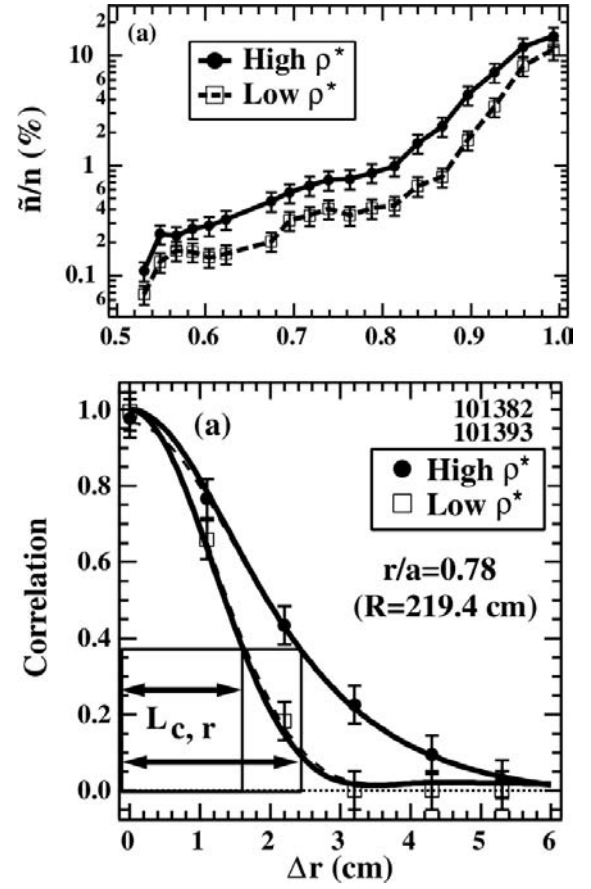


Fig. B.3 – Profil des fluctuations de densité relative (haut), $\delta n/n(r)$, et des fonctions de corrélation radiale à $r/a = 0.78$ (bas) pour deux décharges plasmas différentes lors d'un scan du rayon de Larmor normalisé, ρ^* . [McKee 01]

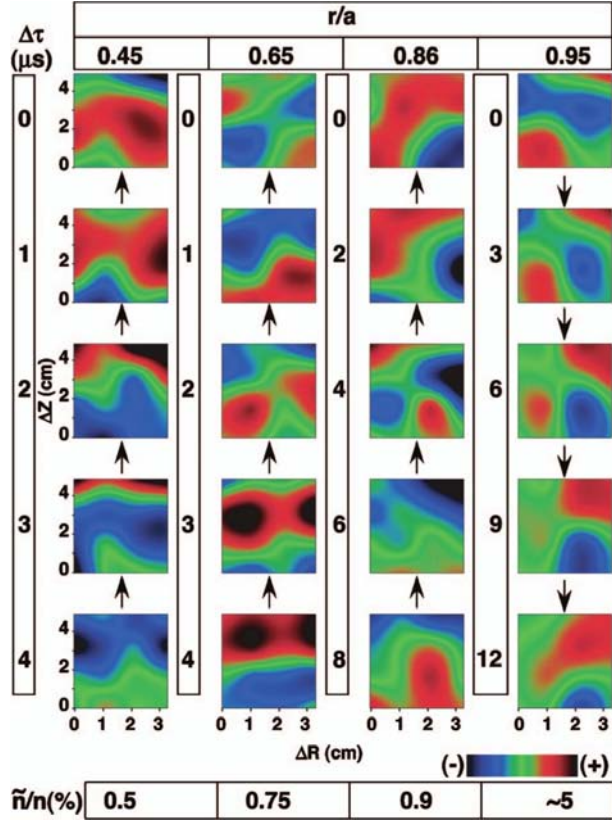


Fig. B.4 – Imagerie de turbulence plasma pour quatre décharges différentes : chaque décharge correspond à une colonne, pour une position radiale moyenne différente. Sur chaque image sont reportées en couleurs les écarts au niveau de turbulence moyen, indiqué en bas. Les flèches indiquent la direction principale des écoulements turbulents, [McKee 06].

B.1.3 Sondes de Langmuir

La turbulence de bord peut jouer un rôle important dans la physique du confinement, comme c'est par exemple le cas pour le mode H, où de forts gradients de température et de densité se forment (piédestal) dans la région bordant la séparatrice. La sonde de Langmuir est le diagnostic le plus ancien et le plus simple pour mesurer la température et la densité électronique, le potentiel électrique flottant et le nombre de Mach. Beaucoup de détails sont précisés dans la revue de Matthews, [Matthews 94].

Dans sa forme la plus simple, une sonde de Langmuir est un conducteur de petite dimension qui collecte un courant de saturation ionique ou électronique, en provenance du plasma, suivant sa polarisation par rapport au potentiel plasma. La sonde tolère des flux énergétiques de l'ordre de 100 W/cm^2 . Dans un plasma de tokamak, un tel instrument a un domaine de mesure limité au plasma de bord, où la température électronique est de l'ordre de quelques eV à quelques dizaines d'eV. À partir des caractéristiques mesurées (I,V), on peut déterminer la densité et la température du plasma de bord ; il est aussi possible d'avoir accès à la mesure des fluctuations de densité à partir des fluctuations du courant de saturation mesurées par la sonde. Pour un tel système de mesure, la résolution spatiale est excellente (quelques mm) au détriment d'une résolution en nombre d'onde limitée par la taille même du cylindre collecteur. La dynamique temporelle est très élevée, de l'ordre de la μs . Toutefois, la sonde perturbe le plasma, ce qui peut donc rendre délicate l'interprétation des mesures.

- *Type de turbulence mesurée* : δn , δT , $\tilde{\phi}_E$ au niveau de la DSMF, $\pm$ quelques cm
- *Résolution spatiale, temporelle* : 1 mm, 1 μs

- Paramètres externes nécessaires :

B.1.4 Imagerie par injection de gaz, (Gaz puff imaging)

Installée sur NSTX (National Spherical Torus Experiment) et sur Alcator C-Mod, la technique d'imagerie par injection de gaz (*gas puff imaging*, *GPI*) vise à imager la turbulence dans le plasma de bord, au niveau de la séparatrice, [Zweben 02], [Terry 03], [Maqueda 03]. Une injection contrôlée de gaz neutre est réalisée (^4He ou ^2H pendant 0.5 à 1.0 s avec un débit de 10^{19} - 10^{20} atomes/s), du bord du tore Fig. B.5, et l'émission de lumière visible provenant du nuage de gaz est observée – typiquement la raie HeI à 587.6 nm ou D_α à 656.2 nm. En limitant le temps d'exposition à une durée plus faible que le temps d'autocorrélation de la turbulence, de l'ordre de 10 μs , on obtient des images reflétant la structure instantanée de la turbulence.

Points importants, cette technique ne semble ni perturber la turbulence de bord, ni induire de fluctuations parasites [Maqueda 03]. Ces diagnostics couvrent une zone de 6 cm $\times$ 6 cm dans un plan radial et poloïdal avec une résolution optique de 2 – 3 mm, de part et d'autre de la séparatrice, Fig. B.6-gauche. A l'aide de caméras ultra-rapides, on accède à la dynamique de la turbulence de bord, Fig. B.6-droite. De plus, il est possible d'obtenir une estimation du profil radial des fluctuations de densité [Zweben 02], Fig. B.7.

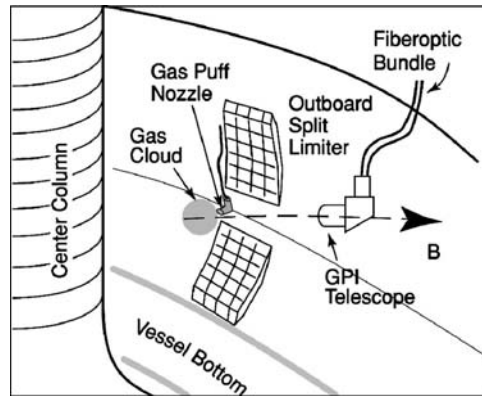


Fig. B.5 – Schéma de principe du diagnostic GPI sur Alcator C-Mod. Le gaz de ^2H pénètre dans la chambre par un bec d'injection, et son émission D_α est réceptionnée le long d'un ligne magnétique par le télescope GPI, sur le mur externe à 50 cm. L'image 2D de l'émission lumineuse est transférée par fibre optique au système d'acquisition située sur le haut de la machine, [Zweben 02]

- Type de turbulence mesurée : δn , δT , $\tilde{\phi}_E$ au niveau de la DSMF, $\pm$ quelques cm
- Résolution spatiale, temporelle : 2-3 mm, 1 μs
- Paramètres externes nécessaires : n_e , T_e , B

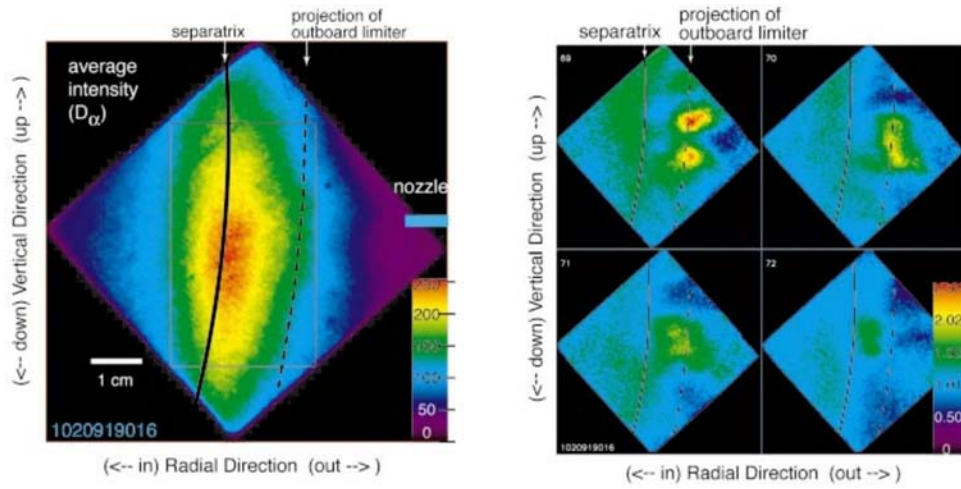


Fig. B.6 – (gauche :) Image moyennée temporellement de la raie D_α émise par le nuage de gaz injecté, sur un plan perpendiculaire au champ local. La variation poloïdale de l'image moyenne est due à la distribution du gaz sortant de l'injecteur.

(droite :) Quatre images de $2\ \mu\text{s}$, consécutives, représentant les variations par rapport à la moyenne temporelle obtenue à partir des quatre images. Deux fluctuations de grande amplitude (appelées communément *blob*) sont visibles sur la première images ; les trois autres montrent des fluctuations de plus faible amplitude situées initialement au delà de la séparatrice. L'échelle de couleur est calculée par rapport à la moyenne temporelle.

Figures issues de [Terry 03].

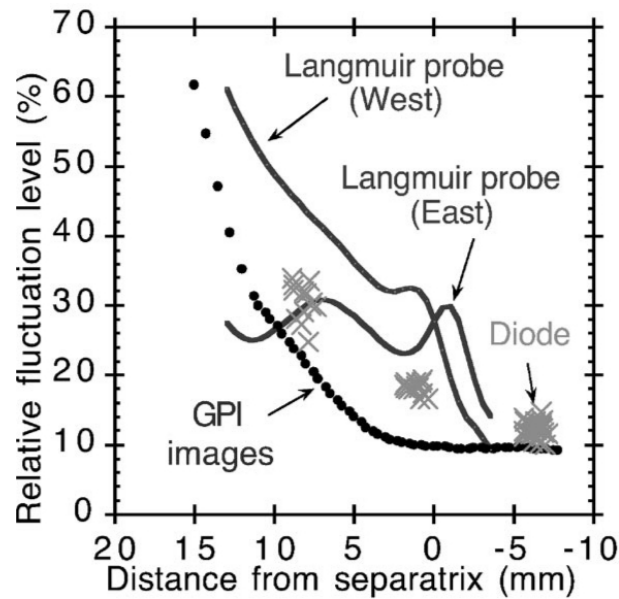


Fig. B.7 – Sur le même choc, valeurs moyennes rms des fluctuations de densité à partir de sondes de Langmuir, de diodes rapides et par le diagnostic de GPI, [Zweben 02]

B.1.5 Diffusion cohérente, (*Far Infrared scattering*)

Différents diagnostics de diffusion cohérente, appelé *Far-Infra Red* (FIR) sont installés dans les tokamaks actuels Fig. B.8-(gauche). Que la diffusion soit vers l'avant (*forward-scattering*) ou vers l'arrière (*back-scattering*), le principe reste le même : au cours de sa propagation dans le plasma, l'onde émise va être diffusée et l'intensité au niveau du récepteur sera :

$$I(\mathbf{k}, t) = \int v(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}, t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r}$$

pour le nombre d'onde $\mathbf{k}$ où, selon la loi de Bragg, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$, avec $\mathbf{k}_i$ le nombre d'onde incident et $\mathbf{k}_s$ le nombre d'onde diffusé. v correspond au volume créé par l'intersection entre les faisceaux incidents et diffusés. I est donc directement proportionnelle à la transformée de Fourier de la densité locale ; en étudiant ses fluctuations, on peut donc étudier les fluctuations de densité à différents nombres d'ondes, cfFig. B.8, [Rhodes 07b], [Rhodes 07a], et donc la répartition spectrale de l'énergie. Sur les machines actuelles, la gamme en nombre d'onde accessible par cette technique est approximativement $0 - 40 \text{ cm}^{-1}$ en nombre d'onde radial.

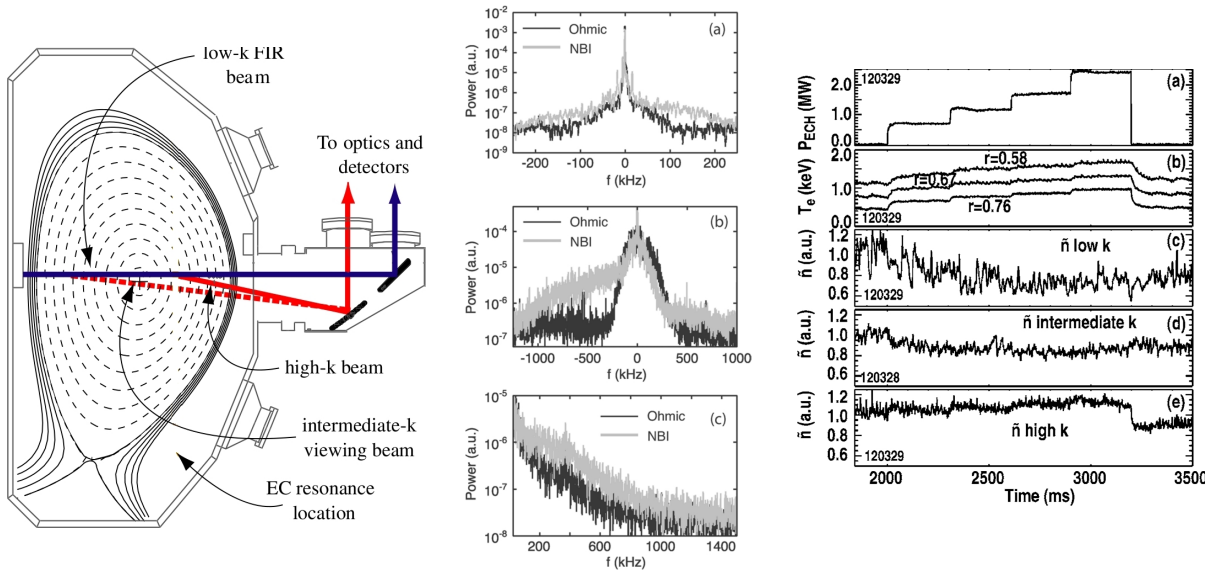


Fig. B.8 – (gauche) : Géométrie du diagnostic de diffusion installé sur DIII-D. La diffusion vers l'avant permet d'étudier les nombres d'ondes entre 0 et 11 cm^{-1} , alors que la diffusion vers l'arrière donne accès à la région 35 et 40 cm^{-1} . Les surfaces de flux sont tracées. [Rhodes 07b]
(centre) : Spectre de puissance pour les petits ($0-2 \text{ cm}^{-1}$), moyens ($7-11 \text{ cm}^{-1}$) et grands nombres d'ondes ($35-40 \text{ cm}^{-1}$), à partir du diagnostic FIR de DIII-D. Sont représentés les spectres lors d'une phase ohmique (noir) et avec injection de puissance par NBI (gris). [Rhodes 07b]
(droite) : Réponse du plasma et niveaux de turbulence lors de couplage d'énergie par ECRH (a). T_e est représenté pour 3 rayons différents (b). Les niveaux RMS de la turbulence δn mesurée sont tracés pour les trois bandes de nombre d'ondes : (c) pour $0-2 \text{ cm}^{-1}$, (d) pour $7-11 \text{ cm}^{-1}$, (e) pour $35-40 \text{ cm}^{-1}$. [Rhodes 07a]

- Type de turbulence mesurée : δn local, $0 < k_{\text{perp}} < 40 \text{ cm}^{-1}$
- Résolution spatiale, temporelle : quelques cm
- Paramètres externes nécessaires : n_e , B , T_e

B.2 Mesure de la turbulence sur Tore Supra

Dans cette partie sont détaillés les diagnostics de mesure de la turbulence spécifiques à Tore Supra.

B.2.1 Diffusion cohérente : ALTAIR

Ce diagnostic de diffusion cohérente installé sur Tore Supra, ALTAIR (Analyse Locale du Transport Anormal par Infra-Rouge) est proche des techniques de FIR présentées précédemment ; un schéma technique de l'installation du diagnostic est présenté Fig. B.9. Il permet de mesurer les fluctuations de densité du plasma dans la bande de nombres d'onde poloïdaux $3 - 15 \text{ cm}^{-1}$. La dynamique temporelle est de 10 ms pour un nombre d'onde seul et de 200 ms pour un spectre complet.

L'intensité du signal reçu pour le vecteur d'onde turbulent $\mathbf{k}$ est telle que :

$$I(\mathbf{k}, \omega, \alpha) = \int S(\mathbf{k}, \omega, y) \exp - \left(\frac{\alpha - \xi(y)}{\delta \alpha_k} \right)^2 dy \quad (\text{B.1})$$

pour une fréquence ω où $S(\mathbf{k}, \omega, y)$ est la densité spectrale locale, xi l'inclinaison des lignes de champ magnétique et y la position radiale normalisée. L'angle α est l'angle entre $\mathbf{k}$ et le plan poloïdal : la localisation spatiale de la mesure est donc liée à la valeur de $\mathbf{k}$ mesurée. En modifiant α , on peut de plus sélectionner un signal venant principalement du centre ou du bord du plasma, Fig. B.10. Il faut noter que pour les faibles nombres d'onde la région observée est plus étendue que pour les grands nombres d'onde. On consultera [Truc 92] et [Devynck 93] pour plus de renseignements.

Il est ainsi possible d'observer des spectres en nombre d'onde poloïdal, montrant une dépendance en k^{-3} pour les $k > 6 \text{ cm}^{-1}$, Fig. B.12, et, par déconvolution, des profils radiaux de fluctuations de densité, Fig. B.11.

- *Type de turbulence mesurée* : δn pour $3 < k_{\perp} < 26 \text{ cm}^{-1}$
- *Résolution spatiale, temporelle* : $\approx 10 \text{ cm}, 1 \mu\text{s}$
- *Paramètres externes nécessaires* : n_e, T_e, B

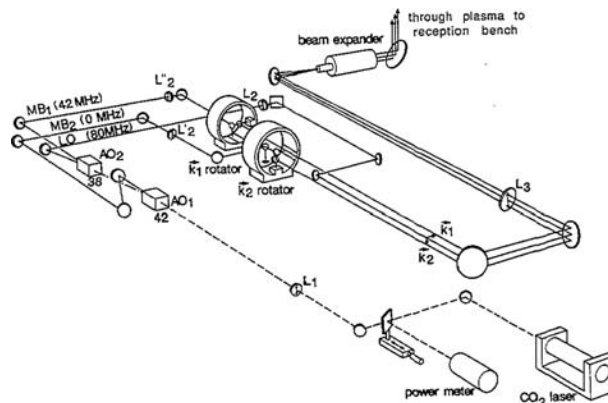


Fig. B.9 – Schéma de principe du diagnostic ALTAIR installé sur Tore Supra, [Truc 92]

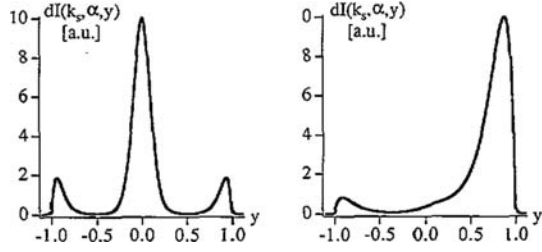


Fig. B.10 – Localisation de l'énergie du signal diffusé pour différents nombre d'onde : $k = 15 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha = 0^\circ$ à gauche, $k = 6 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha = 5^\circ$ à droite. y correspond à la position radiale normalisée au petit rayon a . [Devynck 93]

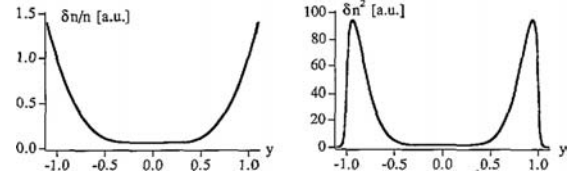


Fig. B.11 – Profils radiaux de fluctuations de densité. [Devynck 93]

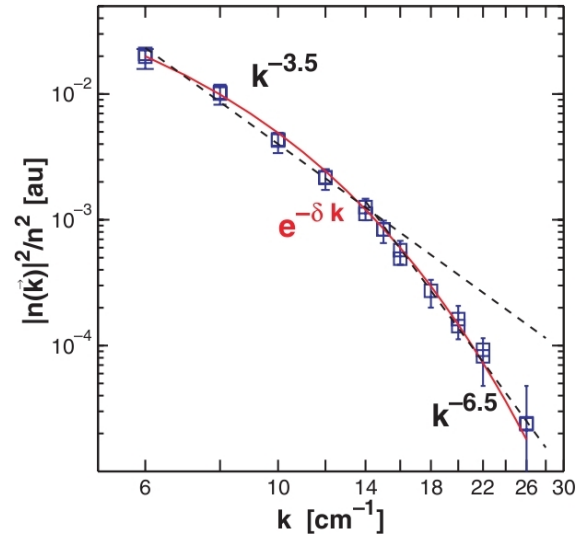


Fig. B.12 – Spectre en k des densité de fluctuations $|n(k)|^2$. Les modélisations en lois puissance (pointillés) sont faites avant et après la transition, aux alentours de 12 cm^{-1} . La ligne pleine correspond à une modélisation en loi exponentielle $e^{-\alpha k}$, [Hennequin 04b]

B.2.2 Réflectométrie à balayage

La méthode de mesure fluctuations de densité par réflectométrie à balayage est décrite au Chapitre 4 en section 4.2. Nous ne donnerons ici que ses caractéristiques techniques.

- *Type de turbulence mesurée* : profils radiaux $\delta n(r, t)$ pour $1 < k_r < 10 \text{ cm}^{-1}$
- *Résolution spatiale, temporelle* : 1 cm, 25 μs
- *Paramètres externes nécessaires* : n_e , B , T_e

B.2.3 Réflectométrie Doppler

La réflectométrie Doppler est un diagnostic microonde à mi-chemin entre la réflectométrie et les techniques de diffusion. Comme la réflectométrie classique, elle présente une bonnes résolution temporelle et radiale, donnant accès aux fluctuations de densité liées à une échelle spatiale déterminée, ainsi qu'à leur vitesse de rotation. Le signal émis, de nombre d'onde $\mathbf{k}_i$ et d'incidence oblique par rapport aux lignes de champ (Fig. B.13-gauche), est réceptionné par une antenne mobile; la sélection du nombre d'onde fluctuant diffusé, $\mathbf{k}_f$ obéit à la règle de Bragg $\mathbf{k}_f = -2\mathbf{k}_i$. Nombre d'onde fluctuant et localisation radiale dépendent de l'angle d'incidence et de la fréquence émise (Fig. B.13-centre, Fig. B.13-droite).

Le spectre fréquentiel du signal présente un décalage Doppler : on peut en déduire la vitesse de rotation de la turbulence à $\mathbf{k}$ fixé (Fig. B.14), ainsi que le champ électrique radial.

L'intensité du signal mesuré est donnée directement par :

$$I(\mathbf{k}, t) \int_{\mathcal{V}} n(\mathbf{r}, t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r}$$

où $\mathcal{V}$ est le volume sondé et n la densité électronique. On obtient donc une mesure directe de la transformée de Fourier des fluctuations de densité de nombre d'onde k (Fig. B.15). Au vu de la géométrie du diagnostic, on mesure généralement les nombre d'ondes poloïdaux k_θ . Le niveau du signal renseigne ainsi sur l'énergie de la turbulence autour du nombre d'onde considéré : $I(\mathbf{k}, t) \sim |\delta n(\mathbf{k}, t)|^2$. On consultera [Hennequin 06] et [Hennequin 04a].

- *Type de turbulence mesurée* : δn locaux pour $4 < k_\perp < 15 \text{ cm}^{-1}$
- *Résolution spatiale, temporelle* : 1 cm, 1 μs
- *Paramètres externes nécessaires* : n_e , T_e , B

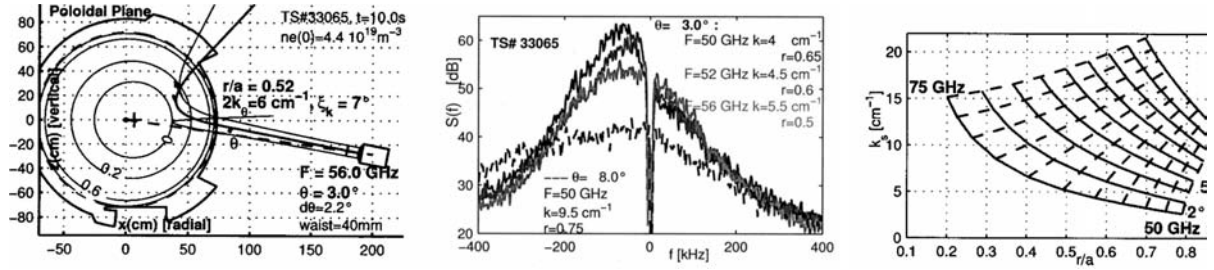


Fig. B.13 – (gauche) : Géométrie et tracé de rayon pour les faisceaux incidents et diffusés, servant à évaluer la localisation radiale (r/a) et le nombre d'onde sélectionné k_θ au niveau de la zone de réflexion. Les courbes iso-indices sont tracées, ainsi que les éléments de parois de Tore-Supra .
 (centre) : Spectres en fréquence du signal diffusé, pour un angle de 3° et pour trois fréquences sondes différentes ($k \sim 5 \text{ cm}^{-1}$, $r/a \approx 0.5$), ainsi que pour un angle de 8° ($F_{\text{sonde}} = 50 \text{ GHz}$, $k = 9.5 \text{ cm}^{-1}$, $r/a = 0.75$).
 (droite) : Carte de correspondance entre la localisation radiale (r/a) et le nombre d'onde diffusé k_s au niveau de la couche de réflexion. Cette carte est obtenue par en faisant varier la fréquence sonde et l'angle d'incidence, pour une décharge plasma typique de Tore-Supra.
 Figures issues de [Hennequin 04a].

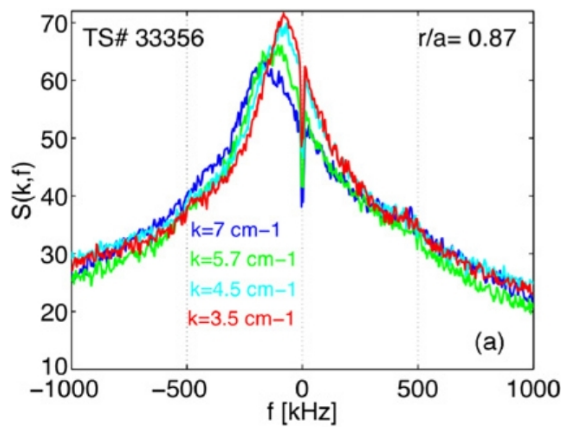


Fig. B.14 – Spectres en fréquence obtenus à r/a fixé, pour différents nombres d'onde k_θ . [Hennequin 06]

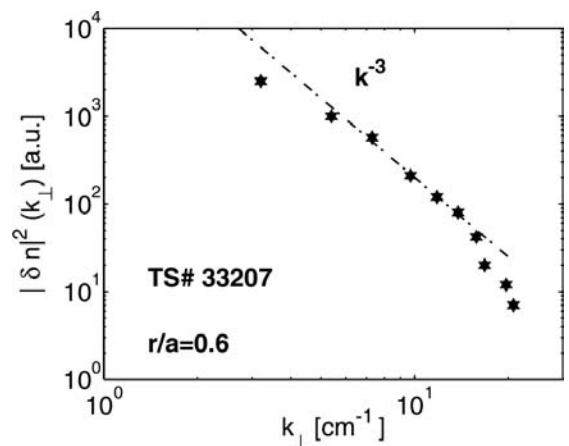


Fig. B.15 – Spectre en nombre d'onde k_θ pour $r/a \approx 0.6$. [Hennequin 06]

B.2.4 Réflectométrie à fréquences fixes

La réflectométrie à fréquences fixes (*fast-hopping reflectometry*) est très proche de la réflectométrie à balayage dont le fonctionnement est détaillé au chapitre 4 : on se borne ici à décrire les spécificités de la méthode de mesure de fluctuations de densité $\delta n/n$. Pour plus de détails sur la méthode, le lecteur pourra se référer à [Sirinelli 06a] et [Sabot 06b], ainsi qu'au Chapitre 4 pour une explication plus détaillée sur la propagation d'une onde dans un plasma.

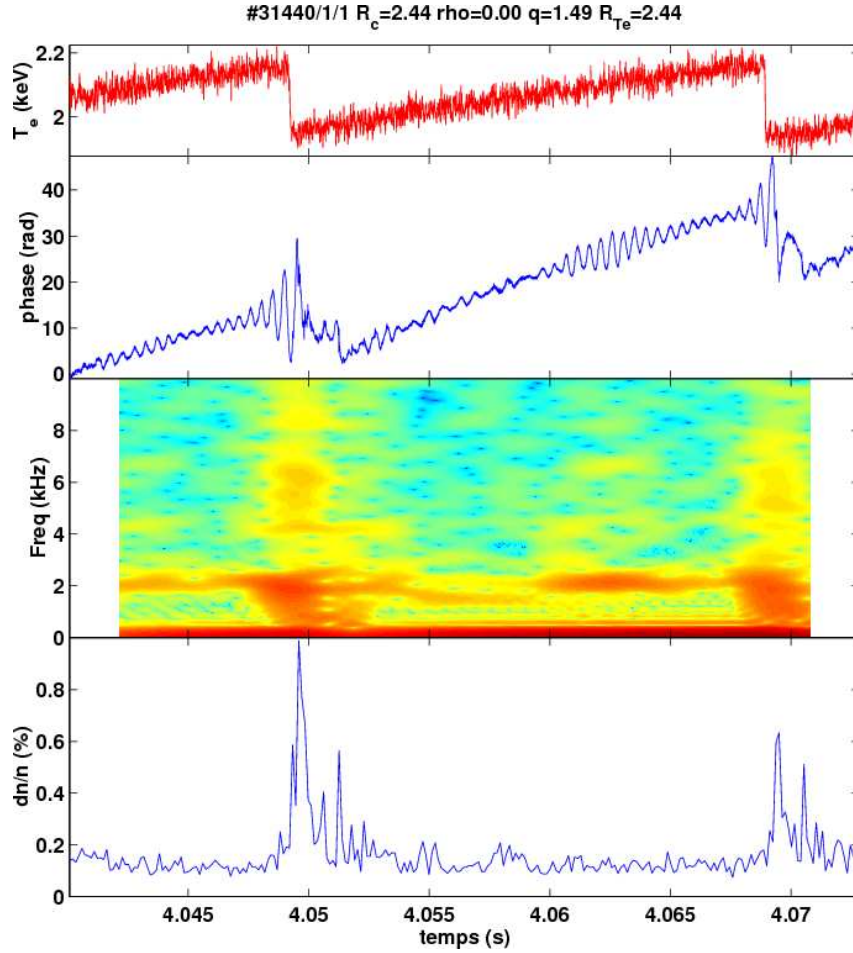


Fig. B.16 – Évolution du niveau de fluctuation de densité au centre du plasma durant une période de dent de scie, [Sirinelli 06a]. De haut en bas sont représentés :

- la température au centre du plasma,
- l'évolution de la phase mesurée ϕ par le réflectomètre à fréquences fixes,
- l'évolution des spectres fréquentiels de ϕ ,
- le profil des fluctuations de densité, pour les fréquences > 10 kHz.

Écrivons les variations temporelle de la phase mesurée par un diagnostic de réflectométrie. De manière générale :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[F \int_{r_a}^{r_c} N(F, r) dr \right]$$

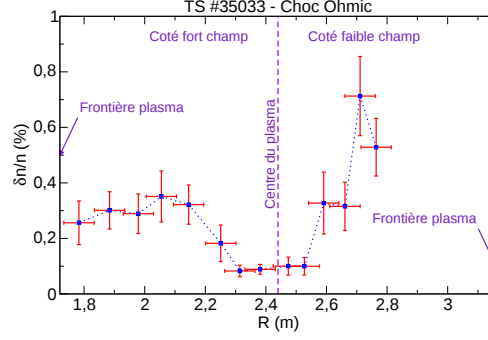


Fig. B.17 – Profil de fluctuations de densités obtenus par le diagnostic de réflectométrie à fréquences fixes sur Tore Supra, [Sirinelli 06a]

où ϕ est la phase mesurée par le réflectomètre, et $\delta\phi$ ses variations. Le terme entre crochets peut varier temporellement suivant les variations de la fréquence sonde (terme en $\partial F/\partial t$) ou les variations de l'indice N (terme en $\partial [\int \dots] \partial t$) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[F \int_{r_a}^{r_c} N(F, r) dr \right] = \underbrace{\frac{\partial F}{\partial t} \int_{r_a}^{r_c} N(F, r) dr}_{\text{Fluctuations mesurées lors d'un balayage en fréquence}} + \underbrace{F \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{r_a}^{r_c} N(F, r) dr \right]}_{\text{Fluctuations mesurées en acquisition à } F \text{ fixes}}$$

Dans le cas de la réflectométrie à fréquences fixes, on procède par des paliers d'acquisitions où la fréquence sonde F est fixe : le terme en $\partial F/\partial t$ s'annule *ipso facto*. Suivant Mazzucato [Mazzucato 98], on établit une relation entre les fluctuations de phase mesurées et les fluctuations locales de densité en supposant que la turbulence est portée par un mode représentatif de la turbulence, k_r :

$$\delta\phi = M\sqrt{\pi}k_0 \left(\frac{L_\epsilon}{k_{\text{eff}}} \right)^{1/2} \frac{\delta n}{n} \quad (\text{B.2})$$

où $k_0 = 2\pi F/c$ est le nombre d'onde de l'onde sonde dans le vide et $L_\epsilon = 1/\nabla N^2$. Le facteur de proportionnalité M vaut $n_e \partial N^2 / n_e$, calculé au niveau de la couche de coupure ; soit 1 en mode O et ≈ 2 en mode X. L'estimation de k_{eff} est délicate ; on suppose avec [Sabot 06b] que k_{eff} , correspondant au mode dominant, est de l'ordre de 1 cm^{-1} . Ce choix a été confirmé par des simulations intégrant les profils expérimentaux ($n_e(r)$, $B(r)$, $\delta n(r)$) [S. Heuraux, communication privée]. Des études effectuées récemment [Schubert 08] montrent qu'il est possible d'améliorer la reconstruction du profil des fluctuations de densité qui sont basés sur des travaux théoriques développés au Ioffe institute dont le formalisme est décrit dans [Gusakov 02]. Les composantes de faibles fréquences et liées à la MHD sont éliminées des $\delta\phi$ par un filtrage fréquentiel passe-haut à 10 kHz, [Sabot 06b].

- *Type de turbulence mesurée* : $\delta n(t)$ locaux
- *Résolution spatiale, temporelle* : 1 cm, 1 μs
- *Paramètres externes nécessaires* : n_e , B , T_e

Liste de publications

- T. Gerbaud, C. Bourdelle, L. Vermare, P. Hennequin, F. Imbeaux, J. Candy T. Aniel, A. Casati, F. Clairet, G. Falchetto, C. Fenzi-Bonizec, S. Heuraux, R. Waltz, and the Tore Supra Team. Collisionality scaling of confinement and turbulence in tore supra. *Nuclear Fusion (to be submitted)*, 2008.
- T. Gerbaud, C. Bourdelle, L. Vermare, P. Hennequin, F. Imbeaux, J. Candy T. Aniel, A. Casati, F. Clairet, G. Falchetto, C. Fenzi-Bonizec, S. Heuraux, R. Waltz, and the Tore Supra Team. Collisionality scaling of confinement and turbulence in tore supra. In *35th EPS Conference on Plasma Physics*, 2008.
- T. Gerbaud, F. Clairet, , R. Sabot, A. Sirinelli, and S. Heuraux. Density fluctuation measurements with fast sweep x-mode reflectometry. In *IRW8 reflectometry for fusion plasma, St Petersburg*, 2007.
- T. Gerbaud, F. Clairet, S. Heuraux, and R. Sabot. Density fluctuations measurements on tore supra tokamak plasma : radial profiles and spectra. In *Names 2007, 3rd France-Russia Seminar*, pages 129–132. EPD Sciences, 2007.
- T. Gerbaud, F. Clairet, R. Sabot, A. Sirinelli, S. Heuraux, G. Leclert, and L. Vermare. Comparison of density fluctuation measurements between o-mode and x-mode reflectometry on tore supra. *Review of Scientific Instruments*, 77(10) :10E928, 2006.
- T. Gerbaud, F. Clairet, S. Heuraux, L. Vermare, and A. Sirinelli. Comparaison des mesures de profils de fluctuations de densité. In *9^e Congrès de la Division Plasma, Soc. Française de Physique*, 2006.
- T. Gerbaud, F. Clairet, and S. Heuraux. Mesure de profil de fluctuation de densité par réflectométrie à balayage en fréquence. In *Workshop ITER - Physique des Plasma de Fusion, France*, 2006.
- A. Casati, T. Gerbaud, P. Hennequin, C. Bourdelle, J. Candy, F. Clairet, G. Falchetto, F. Imbeaux, X. Garbet, S. Heuraux, G. T. Hoang, L. Vermare2, and R. E. Waltz. Experimental turbulence measurements versus nonlinear gyrokinetic simulations in the tore supra tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 2008.
- M. Kočan, J. P. Gunn, T. Gerbaud, J.-Y. Pascal, G. Bonhomme, C. Fenzi, E. Gauthier, and J.-L. Segui. Edge ion-to-electron temperature ratio in tore supra tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008. submitted.
- M. Kočan, J. P. Gunn, T. Gerbaud, J.-Y. Pascal, G. Bonhomme, C. Fenzi, E. Gauthier, and J.-L. Segui. Measurements of ion temperature in the sol of tore supra. In *35th EPS Conference on Plasma Physics*, 2008.
- A. Casati, C. Bourdelle, X. Garbet, F. Imbeaux J. Candy, F. Clairet, G. Dif-Pradalier, G. Falchetto, T. Gerbaud, V. Grandgirard, P. Hennequin, R. Sabot, Y. Sarazin, L. Vermare, and R. Waltz. Towards an improved first principle based transport model. In *35th EPS Conference on Plasma Physics*, 2008.

- M. Schubert, S. Heuraux, T. Gerbaud, F. Clairet, R. Sabot, and M. Hirsch. On the absolute value of the density fluctuation determined by fluctuation reflectometry : role of the wavenumber spectrum of the density fluctuation. In *35th EPS Conference on Plasma Physics*, 2008.
- M. Schubert, S. Heuraux, T. Gerbaud, F. Clairet, R. Sabot, and M. Hirsch. On the absolute value of the density fluctuation determined by fluctuation reflectometry : role of the wavenumber spectrum of the density fluctuation. In *34th EPS Conference on Plasma Physics, Greece*, 2007.
- M. Schubert, S. Heuraux, T. Gerbaud, and F. da Silva. On the absolute value of the density fluctuation from reflectometry. In *Names 2007, 3rd France-Russia Seminar*, pages 141–144. EPD Sciences, 2007.
- F. Clairet, F. Leroux, D. Molina, and T. Gerbaud. Toward real time density profile calculation on tore supra. In *IRW8 reflectometry for fusion plasma, St Petersburg*, 2007.
- S. Heuraux, C. Bottureau, F. Clairet, J.C. Giacalone, T. Gerbaud, R. Sabot, and F. da Silva. On the turbulence dynamics using ultra fast sweep reflectometry measurements. In *IRW8 reflectometry for fusion plasma, St Petersburg*, 2007.
- S. Heuraux, E. Gusakov, A. Popov, M. Schubert, F. Da Silva, and T. Gerbaud. The reflectometry as a multi-function diagnostic to characterize turbulence of fusion plasmas. In *Names 2007, 3rd France-Russia Seminar*, pages 137–140, 2007.
- S. Heuraux, F. Clairet, T. Gerbaud, P. Hennequin, C. Honoré, R. Sabot, F. da Silva, A. Sirinelli, and L. Vermare. The reflectometry for measuring density fluctuations in magnetized plasma. In *22nd ICPP Proceeding*. AIP, 2006.
- R Sabot, F Clairet, G D Conway, L Cupido, X Garbet, G Falchetto, T Gerbaud, S Hacquin, P Hennequin, S Heuraux, C Honoré, G Leclert, L Meneses, A Sirinelli, L Vermare, and A Truc. Recent results on turbulence and mhd activity achieved by reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(12B) :B421–B432, 2006.
- S. Heuraux, E. Faudot, L. Colas, T. Gerbaud, F. da Silva, F. Clairet, R. Sabot, A. Sirinelli, and L. Vermare. Interactions onde-plasma : diagnostics et énergisation. In *Workshop ITER - Physique des Plasma de Fusion, France*, 2006.
- S. Heuraux, L. Vermare, F. da Silva, F. Clairet, T. Gerbaud, P. Hennequin, G. Leclert, R. Sabot, and A. Sirinelli. Mesures des paramètres plasma par injection d’ondes électromagnétique : des grandeurs moyennes à la turbulence. In *9^e Congrès de la Division Plasma, Soc. Française de Physique*, 2006.

Bibliographie

- [Afeyan 95] B B Afeyan, A E Chou & B I Cohen. *The scattering phase shift due to Bragg resonance in one-dimensional fluctuation reflectometry*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 37, n° 3, pages 315–327, 1995. <http://stacks.iop.org/0741-3335/37/315>.
- [Angioni 05] C. Angioni, A. G. Peeters, F. Jenko & T. Dannert. *Collisionality dependence of density peaking in quasilinear gyrokinetic calculations*. Physics of Plasmas, vol. 12, n° 11, page 112310, 2005. <http://link.aip.org/link/?PHP/12/112310/1>.
- [Basiuk 03] V. Basiuk, J.F. Artaud, F. Imbeaux, X. Litaudon, A. Bécoulet, L.-G. Eriksson, G.T. Hoang, G. Huysmans, D. Mazon, D. Moreau & Y. Peysson. *Simulations of steady-state scenarios for Tore Supra using the CRONOS code*. Nuclear Fusion, vol. 43, n° 9, pages 822–830, 2003. <http://stacks.iop.org/0029-5515/43/822>.
- [Bindslev 91] H. Bindslev. *Dielectric effects on Thomson scattering in a relativistic magnetized plasma*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 33, pages 1775–1804, November 1991.
- [Bourdelle 02] C. Bourdelle, X. Garbet, G.T. Hoang, J. Ongena & R.V. Budny. *Stability analysis of improved confinement discharges : internal transport barriers in Tore Supra and radiative improved mode in TEXTOR*. Nuclear Fusion, vol. 42, n° 7, pages 892–902, 2002. <http://stacks.iop.org/0029-5515/42/892>.
- [Braams 02] C M Braams & P E Stott. Nuclear fusion : half a century of magnetic confinement fusion research. IOP, 2002.
- [Braginskii 65] S.I. Braginskii. Transport processes in plasma, volume 1 of *Review of Plasma Physics*. Consultants Bureau, New York, U.S.A., 1965.
- [Bretz 92] N. Bretz. *One-dimensional modeling of the wavelength sensitivity, localization, and correlation in reflectometry measurements of plasma fluctuations*. Physics of Fluids B : Plasma Physics, vol. 4, n° 8, pages 2414–2422, 1992. <http://link.aip.org/link/?PFB/4/2414/1>.
- [Bruneau 89] J.L. Bruneau & C. Gil. *Submillimetric interferometry of Tore Supra plasma*. In 14th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Wuzburg, RFA, 1989.
- [Buckingham 14] E. Buckingham. *On Physically Similar Systems ; Illustrations of the Use of Dimensional Equations*. Phys. Rev., vol. 4, n° 4, pages 345–376, Oct 1914.
- [Candy 03] J. Candy & R. E. Waltz. *Anomalous Transport Scaling in the DIII-D Tokamak Matched by Supercomputer Simulation*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, n° 4, page 045001, Jul 2003.
- [Casati 08b] A. Casati, T. Gerbaud, P. Hennequin, C. Bourdelle, J. Candy, F. Clairet, G. Falchetto, F. Imbeaux, X. Garbet, S. Heuraux, G. T. Hoang, L. Vermare & R. E. Waltz. *Experimental turbulence measurements versus nonlinear gyrokinetic simulations in the Tore Supra tokamak* E. Phys. Rev. Lett., 2008. to be submitted.

- [Clairet 01] F. Clairet, C. Bottereau, J. M. Chareau, M. Paume & R. Sabot. *Edge density profile measurements by X-mode reflectometry on Tore Supra*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 43, n° 4, pages 429–441, 2001. <http://stacks.iop.org/0741-3335/43/429>.
- [Clairet 03] F. Clairet, C. Bottereau, J. M. Chareau & R. Sabot. *Advances of the density profile reflectometry on TORE SUPRA*. volume 74, pages 1481–1484. AIP, 2003. <http://link.aip.org/link/?RSI/74/1481/1>.
- [Clairet 07a] F. Clairet. *Réflexométrie de balayage en fréquence sur le tokamak Tore Supra*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille I, 2007.
- [Clairet 07b] F. Clairet, F. Leroux, D. Molina & T. Gerbaud. *Toward real time density profile calculation on TORE SUPRA*. In IRW8 reflectometry for fusion plasma meeting St Petersburg, 2007. <http://plasma.ioffe.ru/irw8/proceedings.html>.
- [Colin 01] M. Colin. *Modélisations d'un réflectomètre mode X en vue de caractériser les fluctuations de densité et de champ magnétique : Applications aux signaux de Tore Supra*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, 2001.
- [Connor 88] J. W. Connor. *Invariance principles and plasma confinement*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 30, n° 6, pages 619–650, 1988. <http://stacks.iop.org/0741-3335/30/619>.
- [da Silva 03] F. da Silva, S. Heuraux, S. Hacquin & M. Manso. *Simulation of amplitude and phase variations induced by magnetic islands with turbulence on reflectometry signals*. volume 74, pages 1497–1500. AIP, 2003. <http://link.aip.org/link/?RSI/74/1497/1>.
- [da Silva 07] F. da Silva, S. Heuraux, E. Gusakov, M. Manso & A. Surkov. *Evaluation of the forward scattering contribution to the Doppler signal using a FDTD code*. In IRW8 reflectometry for fusion plasma meeting St Petersburg, 2007. <http://plasma.ioffe.ru/irw8/proceedings.html>.
- [Devynck 93] P. Devynck, X. Garbet, C. Laviron, J. Payan, S.K. Saha, F. Gervais, P. Hennequin, A. Qéméneur & A. Truc. *Localized measurements of turbulence in the TORE SUPRA tokamak*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 35, pages 63–75, 1993.
- [Dimits 00] A. M. Dimits, G. Bateman, M. A. Beer, B. I. Cohen, W. Dorland, G. W. Hammett, C. Kim, J. E. Kinsey, M. Kotschenreuther, A. H. Kritz, L. L. Lao, J. Mandrekas, W. M. Nevins, S. E. Parker, A. J. Redd, D. E. Shumaker, R. Sydora & J. Weiland. *Comparisons and physics basis of tokamak transport models and turbulence simulations*. Physics of Plasmas, vol. 7, n° 3, pages 969–983, 2000. <http://link.aip.org/link/?PHP/7/969/1>.
- [Dinklage 05] Andreas Dinklage, Thomas Klinger, Lutz Schweikhard & Gerrit Marx, éditeurs. *Plasma physics : Confinement, transport and collective effects*. Springer, 2005.
- [Doyle 96] E.J. Doyle, K.W. Kim, J.H. Lee, W.A. Peebles, C.L. Rettig, T.L. Rhodes & R.T. Snider. *Reflectometry applications to iter*. In International School of Plasma Physics. Varenna - Lausanne International Workshop, 1996.
- [Endler 95] M. Endler, H. Niedermeyer, L. Giannone, E. Kolzhauer, A. Rudyj, G. Theimer & N. Tsois. *Measurements and modelling of electrostatic fluctuations in the scrape-off layer of ASDEX*. Nuclear Fusion, vol. 35, n° 11, pages 1307–39, 1995. <http://stacks.iop.org/0029-5515/35/1307>.

- [Eriksson 01] L-G Eriksson & F Porcelli. *Dynamics of energetic ion orbits in magnetically confined plasmas*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 43, n° 4, pages R145–R182, 2001. <http://stacks.iop.org/0741-3335/43/R145>.
- [Ernst 04] D. R. Ernst, P. T. Bonoli, P. J. Catto, W. Dorland, C. L. Fiore, R. S. Granetz, M. Greenwald, A. E. Hubbard, M. Porkolab, M. H. Redi, J. E. Rice, K. Zhuravich & Alcator C-Mod Group. *Role of trapped electron mode turbulence in internal transport barrier control in the Alcator C-Mod Tokamak*. volume 11, pages 2637–2648. AIP, 2004. <http://link.aip.org/link/?PHP/11/2637/1>.
- [Falchetto 04] G. L. Falchetto & M. Ottaviani. *Effect of Collisional Zonal-Flow Damping on Flux-Driven Turbulent Transport*. Physical Review Letters, vol. 92, n° 2, page 025002, 2004. <http://link.aps.org/abstract/PRL/v92/e025002>.
- [Fanack 97] C. Fanack. *Etude analytique et numérique de la réflectométrie dans un plasma fluctuant : modèles à une et deux dimensions*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, 1997.
- [Farge 92] M Farge. *Wavelet Transforms and their Applications to Turbulence*. Annual Review of Fluid Mechanics, vol. 24, n° 1, pages 395–458, 1992. <http://arjournals.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.fl.24.010192.002143>.
- [Farge 06] Marie Farge, Kai Schneider & Pascal Devynck. *Extraction of coherent bursts from turbulent edge plasma in magnetic fusion devices using orthogonal wavelets*. Physics of Plasmas, vol. 13, n° 4, page 042304, 2006. <http://link.aip.org/link/?PHP/13/042304/1>.
- [Fitzpatrick 06] R. Fitzpatrick, R.D. Hazeltine & F.L. Waelbroeck. *Introduction to plasma physics : A graduate level course*. 2006.
- [Forster 94] J. C. Forster, P. M. Schoch, R. L. Hickok & W. C. Jennings. *Study of Density and Potential Fluctuations in the TEXT Tokamak With a Heavy Ion Beam Probe*. IEEE transactions on plasma science, vol. 22, n° 4, 1994.
- [Freidberg 07] J. Freidberg. *Plasma physics and fusion energy*. Cambridge university press, 2007.
- [Garbet 92] X. Garbet, J. Payan, C. Laviron, P. Devynck, S.K. Saha, H. Capes, X.P. Chen, J.P. Coulon, C. Gil, G.R. Harris, T. Hutter, A.-L. Pecquet, A. Truc, P. Hennequin, F. Gervais & A. Quemeneur. *Turbulence and energy confinement in TORE SUPRA Ohmic discharges*. Nuclear Fusion, vol. 32, n° 12, pages 2147–55, 1992. <http://stacks.iop.org/0029-5515/32/2147>.
- [Garbet 01] X. Garbet. *Turbulence in fusion plasmas : key issues and impact on transport modelling*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 43, pages A251–A266, 2001.
- [Garbet 04] X. Garbet. *Physics of transport in tokamaks*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 46, pages B557–B574, 2004.
- [Garbet 08] X. Garbet. *Turbulence Theory and Gyrokinetic Codes*. In 22nd IAEA Fusion Energy Conference, 2008.
- [Gerbaud 06c] T. Gerbaud, F. Clairet, R. Sabot, A. Sirinelli, S. Heuraux, G. Leclert & L. Vermare. *Comparison of density fluctuation measurements between O-mode and X-mode reflectometry on Tore Supra*. Review of Scientific Instruments, vol. 77, n° 10, page 10E928, 2006. <http://link.aip.org/link/?RSI/77/10E928/1>.

- [Gil 07] C. Gil, D. Elbeze, A. Beraud, B. Echard, J.C Patterlini, J. Philip, L. Toulouse, M. Lipa & A. Litnovsky. *Retro-reflected channels of the Tore Supra FIR interfero-polarimeter for long pulse plasma operation*. In Proceedings of the 24th Symposium on Fusion Technology - SOFT-24, numéro Issues 5-14, pages 1238–1244, 2007.
- [Ginzburg 70] V L Ginzburg. *Propagation of electromagnetic waves in plasma*. Pergamon Press, 1970.
- [Group 99] ITER Physics Expert Group. *ITER Physics Basis*. Nuclear Fusion, vol. 39, 1999.
- [Group 07] ITER Physics Expert Group. *Progress in the ITER Physics Basis*. Nuclear Fusion, vol. 47, 2007.
- [Gusakov 02] E Z Gusakov & A Yu Popov. *Non-linear theory of fluctuation reflectometry*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 44, n° 11, pages 2327–2337, 2002. <http://stacks.iop.org/0741-3335/44/2327>.
- [Gusakov 05] E Z Gusakov, A V Surkov & A Yu Popov. *Multiple scattering effect in Doppler reflectometry*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 47, n° 7, pages 959–974, 2005. <http://stacks.iop.org/0741-3335/47/959>.
- [Gusakov 07] E Gusakov, S Heuraux, N V Kosolapova & A Popov. *Turbulence characterisation in tokamak using radial correlation reflectometry data*. In New Achievements in Materials and Environmental Sciences, ARCUS 3rd Russia-France. EPD Sciences, 2007.
- [Hacquin 01] S. Hacquin. *1D and 2D Full-Wave Simulations of O-Mode Reflectometry Experiments in the Presence of Non-Coherent Fluctuations*. In 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Portugal, 2001.
- [Hacquin 02] S. Hacquin. *Effect of the k-spectrum and the poloidal rotation of turbulence in reflectometry measurements*. In 29th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Montreux, 2002.
- [Hennequin 04a] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc, A. Quéméneur, N. Lemoine, J.-M. Chareau & R. Sabot. *Doppler backscattering system for measuring fluctuations and their perpendicular velocity on Tore Supra*. Review of Scientific Instruments, vol. 75, n° 10, pages 3881–3883, 2004. <http://link.aip.org/link/?RSI/75/3881/1>.
- [Hennequin 04b] P Hennequin, R Sabot, C Honoré, G T Hoang, X Garbet, A Truc, C Fenzi & A Quéméneur. *Scaling laws of density fluctuations at high-k on Tore Supra*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 46, n° 12B, pages B121–B133, 2004. <http://stacks.iop.org/0741-3335/46/B121>.
- [Hennequin 06] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc, A. Quéméneur, C. Fenzi-Bonizet, C. Bourdelle, X. Garbet, G.T. Hoang & the Tore Supra team. *Fluctuation spectra and velocity profile from Doppler backscattering on Tore Supra*. Nuclear Fusion, vol. 46, n° 9, pages S771–S779, 2006. <http://stacks.iop.org/0029-5515/46/S771>.
- [Hess 02] W. R. Hess, J. L. Farjon, R. Guirlet & M. Druetta. *Impurity density profile measurements with a fast filter spectrometer and a modulated diagnostic beam on Tore Supra by charge exchange recombination spectroscopy*. Review of Scientific Instruments, vol. 73, n° 4, pages 1775–1778, 2002. <http://link.aip.org/link/?RSI/73/1775/1>.

- [Heuraux 03] S. Heuraux, S. Hacquin, F. da Silva, F. Clairet, R. Sabot & G. Leclert. *Radial wave number spectrum of density fluctuations deduced from reflectometry phase signals*. volume 74, pages 1501–1505. AIP, 2003. <http://link.aip.org/link/?RSI/74/1501/1>.
- [Hoang 01] G.T. Hoang, C. Bourdelle, X. Garbet, G. Giruzzi, T. Aniel & M. Ottaviani. *Experimental Determination of Critical Threshold in Electron Transport on Tore Supra*. Phys. Rev. Lett., vol. 87, n° 12, 2001.
- [Hogeweyj 00] G M D Hogeweyj, N J Lopes Cardozo, M R de Baar & the RTP Team. *Dependence of electron thermal transport on ν_e^** . In 27th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, Hungary, 2000.
- [Horton 99] W. Horton. *Drift waves and transport*. Rev. Mod. Phys., vol. 71, n° 3, pages 735–778, Apr 1999.
- [Hutchinson 02] I H Hutchinson. Principles of plasma diagnostics. Cambridge university press, 2002.
- [Itoh 99] K Itoh, S I Itoh & A Fukuyama. Transport and structural formation in plasmas. IOP, 1999.
- [Ju 02] M. Ju, Y. Peysson & V. Basiuk. *Collisionless fast electron losses in magnetic toroidal ripples during lower hybrid current drive in Tore Supra*. Physics of Plasmas, vol. 9, n° 11, pages 4615–4622, 2002. <http://link.aip.org/link/?PHP/9/4615/1>.
- [Kaye 97] S.M. Kaye & ITER Confinement Database working Group. *ITER L mode confinement database*. Nuclear Fusion, vol. 37, n° 9, pages 1303–1328, 1997.
- [Kočan 08a] M. Kočan, J. P. Gunn, T. Gerbaud, J.-Y. Pascal, G. Bonhomme, C. Fenzi, E. Gauthier & J.-L. Segui. *Edge ion-to-electron temperature ratio in Tore Supra tokamak*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2008. submitted.
- [Kraichnan 67] Robert H. Kraichnan. *Inertial Ranges in Two-Dimensional Turbulence*. Physics of Fluids, vol. 10, n° 7, pages 1417–1423, 1967. <http://link.aip.org/link/?PFL/10/1417/1>.
- [Landau 84] L.D. Landau & E.M. Lifshitz. Electrodynamics of continuous media. Pergamon Press, 1984.
- [Liewer 85] P.C. Liewer. *measurements of microturbulence in tokamaks and comparisons with theories of turbulence and anomalous transport*. Nuclear Fusion, vol. 25, pages 543–621, 1985.
- [Lin 99] Z. Lin, T. S. Hahm, W. W. Lee, W. M. Tang & P. H. Diamond. *Effects of Collisional Zonal Flow Damping on Turbulent Transport*. Phys. Rev. Lett., vol. 83, n° 18, pages 3645–3648, Nov 1999.
- [Luce 08] T C Luce, C C Petty & J G Cordey. *Application of dimensionless parameter scaling techniques to the design and interpretation of magnetic fusion experiments*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 50, n° 4, page 043001 (87pp), 2008. <http://stacks.iop.org/0741-3335/50/043001>.
- [Mallat 99] Stéphane Mallat. A wavelet tour of signal processing, second edition (wavelet analysis & its applications). Academic Press, September 1999.
- [Maqueda 03] R. J. Maqueda, G. A. Wurden, D. P. Stotler, S. J. Zweben, B. LaBombard, J. L. Terry, J. L. Lowrance, V. J. Mastrocola, G. F. Renda, D. A. D'Ippolito, J. R.

- Myra & N. Nishino. *Gas puff imaging of edge turbulence (invited)*. volume 74, pages 2020–2026. AIP, 2003. <http://link.aip.org/link/?RSI/74/2020/1>.
- [Matthews 94] G F Matthews. *Tokamak plasma diagnosis by electrical probes*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 36, n° 10, pages 1595–1628, 1994. <http://stacks.iop.org/0741-3335/36/1595>.
- [Mazzucato 92] E. Mazzucato. *Relativistic effects on microwave reflectometry*. Physics of Fluids B, vol. 4, pages 3460–3461, October 1992.
- [Mazzucato 96] E. Mazzucato, S H Batha, M Beer, M Bell, R E Bell, R V Budny, C Bush, T S Hahm, G W Hammet, F M Levinton, R Nazikian, H Park, G Rewoldt, G L Schmidt, E J Synakowski, W M Tang, G Taylor & M C Zarnstorff. *Turbulent fluctuations in TFTR configurations with reversed magnetic shear*. Phys. Rev. Lett., vol. 77, pages 3145–3148, October 1996.
- [Mazzucato 98] E. Mazzucato. *Microwave reflectometry for magnetically confined plasmas*. Review of Scientific Instruments, vol. 69, n° 6, pages 2201–2217, 1998. <http://link.aip.org/link/?RSI/69/2201/1>.
- [McKee 01] G.R. McKee, C.C. Petty, R.E. Waltz, C. Fenzi, R.J. Fonck, J.E. Kinsey, T.C. Luce, K.H. Burrell, D.R. Baker, E.J. Doyle, X. Garbet, R.A. Moyer, C.L. Rettig, T.L. Rhodes, D.W. Ross, G.M. Staebler, R. Sydora & M.R. Wade. *Non-dimensional scaling of turbulence characteristics and turbulent diffusivity*. Nuclear Fusion, vol. 41, n° 9, 2001.
- [McKee 03] G.R. McKee, C. Fenzi, R.J. Fonck & M. Jakubowski. *Turbulence imaging and applications using beam emission spectroscopy on DIII-D*. review of scientific instruments, vol. 74, n° 3, 2003.
- [McKee 06] G. R. McKee, R. J. Fonck, D. K. Gupta, D. J. Schlossberg, M. W. Shafer & R. L. Boivin. *High sensitivity beam emission spectroscopy for core plasma turbulence imaging*. review of scientific instruments, vol. 77, page 10F104, 2006.
- [Miyamoto 00] K Miyamoto. Fundamentals of plasma physics and controlled fusion. NIFS-PROC, 2000.
- [Moreau 97] P. Moreau. *Développement d'un réflectomètre micro-onde hétérodyne à balayage ultra rapide. Etude de l'influence de la turbulence du plasma sur la mesure des profils de densité électronique*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille I, 1997.
- [Moreau 00] Ph. Moreau, F. Clairet, J. M. Chareau, M. Paume & C. Laviron. *Ultrafast frequency sweep heterodyne reflectometer on the Tore Supra tokamak*. Review of Scientific Instruments, vol. 71, n° 1, pages 74–81, 2000. <http://link.aip.org/link/?RSI/71/74/1>.
- [Nanobashvili 07] I. Nanobashvili, J.P. Gunn & P. Devynck. *Radial profiles of plasma turbulent fluctuations in the scrape-off layer of the Tore Supra tokamak*. Journal of Nuclear Materials, vol. 363-365, pages 622–627, 2007.
- [Perkins 93] F. W. Perkins, Cris W. Barnes, D. W. Johnson, S. D. Scott, M. C. Zarnstorff, M. G. Bell, R. E. Bell, C. E. Bush, B. Grek, K. W. Hill, D. K. Mansfield, H. Park, A. T. Ramsey, J. Schivell, B. C. Stratton & E. Synakowski. *Nondimensional transport scaling in the Tokamak Fusion Test Reactor : Is tokamak transport Bohm or gyro-Bohm ?* Physics of Fluids B : Plasma Physics, vol. 5, n° 2, pages 477–498, 1993. <http://link.aip.org/link/?PFB/5/477/1>.

- [Petty 99] C. C. Petty & T. C. Luce. *Scaling of heat transport with collisionality*. Physics of Plasmas, vol. 6, n° 3, pages 909–921, 1999. <http://link.aip.org/link/?PHP/6/909/1>.
- [Petty 02] C C Petty. Physics of Plasmas, vol. 9, page 128, 2002.
- [Platz 99] P. Platz, Y. Margerit, J.-F. Artaud, M. Mattioli & B. Moulin. *X-ray line diagnostics on the Tore Supra tokamak*. volume 70, pages 308–311. AIP, 1999. <http://link.aip.org/link/?RSI/70/308/1>.
- [Rhodes 07a] T. L. Rhodes, W. A. Peebles, M. A. Van Zeeland, J. S. deGrassie, R. V. Bravenec, K. H. Burrell, J. C. DeBoo, J. Lohr, C. C. Petty, X. V. Nguyen, E. J. Doyle, C. M. Greenfield, L. Zeng & G. Wang. *Response of multiscale turbulence to electron cyclotron heating in the DIII-D tokamak*. Physics of plasmas, vol. 14, page 056117, 2007.
- [Rhodes 07b] T.L. Rhodes, W.A. Peebles, M.A. Van Zeeland, J.S. deGrassie, G.R. McKee, G.M. Staebler, J.C. DeBoo, E.J. Doyle, M. Gilmore, P. Gohil, C.M. Greenfield, R.J. Groebner, X.V. Nguyen G. Wang & L. Zeng. *Broad wavenumber turbulence measurements during neutral beam injection on the DIII-D Tokamak*. Nuclear Fusion, vol. 47, pages 936–942, 2007.
- [Ritz 89] Ch. P. Ritz, R. V. Bravenec, P. M. Schoch, R. D. Bengtson, J. A. Boedo, J. C. Forster, K. W. Gentle, Y. He, R. L. Hickok, Y. J. Kim, H. Lin, P. E. Phillips, T. L. Rhodes, W. L. Rowan, P. M. Valanju & A. J. Wootton. *Fluctuation-Induced Energy Flux in the Tokamak Edge*. Phys. Rev. Lett., vol. 62, n° 16, pages 1844–1847, Apr 1989.
- [Romanelli 07] M Romanelli, G T Hoang, C Bourdelle, C Gormezano, E Giovannozzi, M Leigh, M Marinucci, D Marocco, C Mazzotta, L Panaccione, V Pericoli, G Regnoli, O Tudisco & the FTU Team. *Parametric dependence of turbulent particle transport in high density electron heated FTU plasmas*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 49, n° 6, pages 935–946, 2007. <http://stacks.iop.org/0741-3335/49/935>.
- [Rosenbluth 72] M. N. Rosenbluth, R. D. Hazeltine & F. L. Hinton. *Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems*. Physics of Fluids, vol. 15, n° 1, pages 116–140, 1972. <http://link.aip.org/link/?PFL/15/116/1>.
- [Ryter 05] F. Ryter, C. Angioni, A. G. Peeters, F. Leuterer, H.-U. Fahrbach, W. Suttrop & ASDEX Upgrade Team. *Experimental Study of Trapped-Electron-Mode Properties in Tokamaks : Threshold and Stabilization by Collisions*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, 2005.
- [Sabot 04] R. Sabot, C. Bottereau, J.-M. Chareau, F. Clairet, F. Gabillet, P. Hennequin, S. Heuraux, C. Honoré & G. Leclert. *Advances of reflectometry on Tore-Supra : from edge density profile to core density fluctuations*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 25, n° 2, pages 229–246, 2004.
- [Sabot 06b] R. Sabot, A. Sirinelli, J.-M. Chareau & J.-C. Giacalone. *A dual source D-band reflectometer for density profile and fluctuations measurements in Tore-Supra*. Nuclear Fusion, vol. 46, n° 9, pages S685–S692, 2006. <http://stacks.iop.org/0029-5515/46/S685>.
- [Sabot 07] R Sabot, E Gusakov, P Hennequin & S Heuraux. *Reply to the comment on ‘Recent results on turbulence and MHD activity achieved by reflectome-*

- try&rsquo* : Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 49, n° 4, pages 561–562, 2007. <http://stacks.iop.org/0741-3335/49/561>.
- [Schachter 97] J M Schachter. *Local transport analysis for the Alcator C-Mod Tokamak*. Thèse de doctorat, Cambridge, MA : Plasma Science and Fusion Center, 1997.
- [Schubert 08] M. Schubert, S. Heuraux, T. Gerbaud, F. Clairet, R. Sabot & M. Hirsch. *On the absolute value of the density fluctuation determined by fluctuation reflectometry : role of the wavenumber spectrum of the density fluctuation*. In 35th EPS Conference on Plasma Physics, 2008.
- [Sirinelli 06a] A. Sirinelli. *Etude du transport et de la turbulence par réflectométrie dans un plasma de fusion*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2006.
- [Sirinelli 06b] A Sirinelli, R Sabot, P Hennequin, T Aniel, D Elbeze, X Garbet, C Bourdelle, F Clairet, G Falchetto, C Fenzi, J-C Giacalone, C Gil, G T Hoang & J-L Segui. *Turbulence measurements and local transport analysis in dedicated β scan in Tore Supra L-mode discharges*. In 33rd EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Rome, Italia, 2006.
- [Swanson 03] D. G. Swanson. Plasma waves. IOP, 2003.
- [Ségui 05] J. L. Ségui, D. Molina, G. Giruzzi, M. Goniche, G. Huysmans, P. Maget & M. Ottaviani Tore Supra Team. *An upgraded 32-channel heterodyne electron cyclotron emission radiometer on Tore Supra*. Review of Scientific Instruments, vol. 76, n° 12, page 123501, 2005. <http://link.aip.org/link/?RSI/76/123501/1>.
- [Terry 03] J. L. Terry, S. J. Zweben, K. Hallatschek, B. LaBombard, R. J. Maqueda, B. Bai, C. J. Boswell, M. Greenwald, D. Kopon, W. M. Nevins, C. S. Pitcher, B. N. Rogers, D. P. Stotler & X. Q. Xu. *Observations of the turbulence in the scrape-off-layer of Alcator C-Mod and comparisons with simulation*. Physics of Plasmas, vol. 10, n° 5, pages 1739–1747, 2003. <http://link.aip.org/link/?PHP/10/1739/1>.
- [Truc 92] A. Truc, A. Quéméneur, P. Hennequin, D. Grésillon, F. Gervais, C. Laviron, J. Olivain, S. K. Saha & P. Devynck. *ALTAIR : An infrared laser scattering diagnostic on the TORE SUPRA tokamak*. Review of Scientific Instruments, vol. 63, n° 7, pages 3716–3724, 1992. <http://link.aip.org/link/?RSI/63/3716/1>.
- [Valeo 02] E J Valeo, G J Kramer & R Nazikian. *Two-dimensional simulations of correlation reflectometry in fusion plasmas*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 44, n° 2, pages L1–L10, 2002. <http://stacks.iop.org/0741-3335/44/L1>.
- [Vermare 05] L. Vermare. *Mesures de l'activité magnétohydrodynamique et de la micro-turbulence par réflectométrie à balayage*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille I, 2005.
- [Vermare 06] L. Vermare, S. Heuraux, F. Clairet, G. Leclert & F. da Silva. *Density fluctuation measurements using X-mode fast sweep reflectometry on Tore Supra*. Nuclear Fusion, vol. 46, n° 9, pages S743–S759, 2006. <http://stacks.iop.org/0029-5515/46/S743>.
- [Wade 99] C. C. Petty M. R. Wade, J. E. Kinsey, R. J. Groebner, T. C. Luce, & G. M. Staebler. *Dependence of Heat and Particle Transport on the Ratio of the Ion and Electron Temperatures*. Phys. Rev. Lett., vol. 83, n° 18, 1999.
- [Wagner 93] F Wagner & U Stroth. *Transport in toroidal devices : the experimentalist's view*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 35, n° 10, pages 1321–1371, 1993. <http://stacks.iop.org/0741-3335/35/1321>.

- [Wesson 97] J. Wesson. Tokamaks. Clarendon press - Oxford, 1997.
- [Wilgen 93] J. B. Wilgen, M. Murakami, J. H. Harris, T. S. Bigelow, R. A. Dory, B. A. Carreras, S. C. Aceto, D. B. Batchelor, L. R. Baylor, G. L. Bell, J. D. Bell, R. J. Colchin, E. C. Crume, N. Dominguez, J. L. Dunlap, G. R. Dyer, A. C. England, R. F. Gandy, J. C. Glowienka, R. C. Goldfinger, R. H. Goulding, G. R. Hanson, C. Hidalgo, S. Hiroe, S. P. Hirshman, L. D. Horton, H. C. Howe, D. P. Hutchinson, R. C. Isler, T. C. Jernigan, H. Ji, H. Kaneko, L. M. Kovrizhnykh, M. Kwon, R. A. Langley, D. K. Lee, K. M. Likin, J. F. Lyon, C. H. Ma, M. M. Menon, P. K. Mioduszewski, O. Motojima, H. Okada, S. Paul, A. L. Qualls, D. A. Rasmussen, R. K. Richards, J. A. Rome, M. J. Saltmarsh, K. A. Sarkisyan, M. Sato, J. G. Schwelberger, K. C. Shaing, M. G. Shats, T. D. Shepard, J. E. Simpkins, C. E. Thomas, T. Uckan, K. L. Vander Sluis, M. R. Wade, W. R. Wing, H. Yamada & J. J. Zielinski. *Fluctuation and modulation transport studies in the Advanced Toroidal Facility (ATF) torsatron@fj*. Physics of Fluids B : Plasma Physics, vol. 5, n° 7, pages 2513–2518, 1993. <http://link.aip.org/link/?PFB/5/2513/1>.
- [Wootton 90] A. J. Wootton, B. A. Carreras, H. Matsumoto, K. McGuire, W. A. Peebles, Ch. P. Ritz, P. W. Terry & S. J. Zweben. *Fluctuations and anomalous transport in tokamaks*. Physics of Fluids B : Plasma Physics, vol. 2, n° 12, pages 2879–2903, 1990. <http://link.aip.org/link/?PFB/2/2879/1>.
- [Yoshizawa 03] A Yoshizawa, S I Itoh & K Itoh. Plasma and fluid turbulence : Theory and modelling. IOP, 2003.
- [Yushmanov 90] P. N. Yushmanov, T. Takizuka, K. S. Riedel, J. G. Cordey O. J. W. F. Kardaun, S. M. Kaye & D. E. Post. *Scalings for tokamak energy confinement*. Nuclear Fusion, vol. 30, page 8, 1990.
- [Zou 91] X L Zou, L Laurent & J M Rax. *Scattering of an electromagnetic wave in a plasma close to a cut-off layer. Application to fluctuation measurements*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 33, n° 8, pages 903–918, 1991. <http://stacks.iop.org/0741-3335/33/903>.
- [Zou 95] X. L. Zou, L. Colas, M. Paume, J. M. Chareau, L. Laurent, P. Devynck & D. Gresillon. *Internal Magnetic Turbulence Measurement in Plasma by Cross Polarization Scattering*. Phys. Rev. Lett., vol. 75, n° 6, pages 1090–1093, Aug 1995.
- [Zou 97] X L Zou, F Clairet, P Devynck, C Fenzi, X Garbet, C Laviron, G Leclert, J Misguich, P Moreau, M Paume, T F Seak & L Voitsekhovitch. *Dimensional analysis of transport and turbulence in Tore Supra*. In 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, Germany, 1997.
- [Zweben 02] S. J. Zweben, D. P. Stotler, J. L. Terry, B. LaBombard, M. Greenwald, M. Muterspaugh, C. S. Pitcher Alcator C-Mod Group, K. Hallatschek, R. J. Maqueda, B. Rogers, J. L. Lowrance, V. J. Mastrocola & G. F. Renda. *Edge turbulence imaging in the Alcator C-Mod tokamak*. volume 9, pages 1981–1989. AIP, 2002. <http://link.aip.org/link/?PHP/9/1981/1>.

« There is a theory which states that if anybody ever discovers exactly what the Universe is for and why it is here, it will instantly disappear and be replaced by something even more bizarre and inexplicable.

There is another theory which states that this has already happened. »

Douglas Adams