

Table des matières

1	Contexte – transport dans un plasma de tokamak et mode géodésique acoustique	5
1.1	Généralités sur les tokamaks	5
1.1.1	La fusion nucléaire comme réponse à de nouveaux besoins en énergie	5
1.1.2	Principes de la fusion nucléaire	6
1.1.3	Technique de confinement magnétique	8
1.1.4	Équilibre d'un plasma de tokamak	10
1.1.5	Écoulements	14
1.2	Transport	14
1.2.1	Transport néoclassique	15
1.2.2	Transport turbulent	19
1.3	Mode Géodésique Acoustique - contexte théorique et expérimental	27
1.3.1	Observation et identification du GAM	27
1.3.2	Prédiction théorique de la fréquence GAM	30
1.3.3	Excitation du GAM et interaction de celui-ci avec les flots zonaux et la turbulence	34
1.3.4	Amortissement linéaire du GAM	38
1.3.5	Structure radiale du GAM	40
2	Mesure par réflectométrie Doppler	43
2.1	La réflectométrie Doppler	43
2.1.1	Principe	43
2.1.2	Principes de la diffusion collective	44
2.1.3	Système électronique à détection hétérodyne	46
2.1.4	Propriétés du faisceau sonde	47
2.1.5	Propagation du faisceau dans un plasma non turbulent	49
2.1.6	Pilotage	50
2.1.7	Localisation de la mesure et tracé de rayon	51
2.1.8	Forme des spectres en fréquence	52
2.2	Mesure du profil radial de la densité électronique	56
2.2.1	Détermination de la densité par interférométrie	56
2.2.2	Détermination de la densité par réflectométrie	57
2.2.3	Traitement et assemblage des mesures de densité	58
3	Asymétrie poloïdale de la vitesse perpendiculaire des fluctuations de densité	61
3.1	Comparaison de la vitesse perpendiculaire des fluctuations à deux angles poloïdaux	61
3.1.1	Sélection des décharges pour cette étude	61
3.1.2	Mesures de $V_{\perp}$	64
3.2	L'asymétrie de $V_{\perp}$ est-elle liée à une asymétrie du potentiel électrostatique ?	76
3.2.1	Reformulation des résultats en unités de champ électrique parallèle	76
3.2.2	Effets de courants sur le champ électrique parallèle	77
3.2.3	Étude de l'équilibre parallèle des forces	78
3.2.4	Symétrie poloïdale du champ électrique radial dans une simulation GYSELA avec ripple	82
3.2.5	Conclusion	84
3.3	L'asymétrie de $V_{\perp}$ est-elle liée au comportement des fluctuations ?	87
3.3.1	Des conséquences de l'orientation des fluctuations	87

3.3.2	Détection de fluctuations de vitesses de phase différentes	91
3.3.3	Conclusion	95
4	Détection et caractérisation du mode géodésique acoustique dans les signaux d'expérience et de simulation.	
	Application à un cas expérimental.	97
4.1	Détermination de l'évolution temporelle de la vitesse perpendiculaire des fluctuations de densité dans l'expérience	99
4.1.1	Stratégie d'analyse	99
4.1.2	Présentation de l'analyse par classification en signaux multiples	101
4.1.3	Implémentation de l'analyse par classification en signaux multiples	103
4.1.4	Cas de signaux contenant également des variations de basse fréquence	106
4.2	Caractérisation de la dynamique des oscillations de vitesse perpendiculaire	110
4.2.1	Stratégie d'analyse	110
4.2.2	Transformée de Hilbert-Huang	112
4.2.3	Applications de la transformée de Hilbert-Huang	118
4.3	Étude des propriétés du GAM lors d'un changement de point de contact du plasma	125
4.3.1	Contexte d'étude : couplage des flots dans la SOL et le plasma de bord	125
4.3.2	Modification de l'intensité des GAMs	128
5	Comparaison des propriétés du mode géodésique acoustique entre expériences sur Tore Supra et une simulation gyrocinétique	135
5.1	Observation expérimentale des GAMs	135
5.1.1	Cadre de l'étude : scan adimensionnel de la collisionnalité dans Tore Supra	135
5.1.2	Identification du GAM	139
5.1.3	Détermination des profils de fréquence GAM dans l'expérience	145
5.1.4	Présence de paliers dans le profil de fréquence GAM	150
5.2	Observation du GAM dans une simulation GYSELA du cas haute collisionnalité	152
5.2.1	Description de la simulation avec le code GYSELA	152
5.2.2	Paramètres plasma et protocole de normalisation des grandeurs de GYSELA	153
5.2.3	Mesures du profil de fréquence GAM	155
5.2.4	Identification du GAM et répartition de son énergie selon les modes poloïdaux	158
5.3	Discussion du désaccord entre expérience et prédiction théorique	161
5.3.1	Variance entre les prédictions théoriques	162
5.3.2	Effets géométriques	163
5.3.3	Effets des impuretés	163
5.3.4	Effets du nombre d'onde radial du GAM, k_r , lié à la propagation du mode	165
5.3.5	Effet de l'anisotropie en pression	166
5.3.6	Autres effets dont la contribution est faible	168
5.3.7	Synthèse	169
5.4	Propagation du GAM dans la simulation	170
5.4.1	Propagation de groupe	170
5.4.2	Synchronisation radiale de la phase du GAM	172
5.4.3	Discussion	177
5.5	Étude de l'intensité moyenne et de l'instationarité du GAM	181
5.5.1	Mesures expérimentales de l'intensité moyenne du GAM	181
5.5.2	Estimations de la source turbulente et de l'amortissement	183
5.5.3	Observations de l'intensité moyenne en simulation	185
5.5.4	Variations temporelles de l'intensité GAM	186
5.5.5	Temps d'autocorrélation des bouffées GAM	192
5.5.6	Signification du temps de bouffée GAM observé	195

Introduction

La recherche dans le domaine de la fusion nucléaire a pour objectif la mise au point un réacteur utilisant une source d'énergie primaire décarbonée et abondante, fondée sur la fusion de noyaux d'atomes légers, tels que l'hydrogène et ses isotopes, formant des noyaux plus lourds et dégageant une grande quantité d'énergie.

Les réactions de fusion ne peuvent être réalisées que dans un milieu aux conditions extrêmes de température, de l'ordre de dizaines à centaines de millions de degrés. Peu après la fin de la Seconde Guerre Mondiale, ces réactions ont pu être obtenues avec la bombe H, de façon explosive et incontrôlée. Plusieurs approches sont actuellement explorées pour utiliser cette énergie à des fins domestiques. D'une part, la fusion par confinement inertiel consiste à chauffer une microbille de mélange d'isotopes de l'Hydrogène par un ensemble de lasers, afin de la porter aux températures nécessaires à la combustion. Plusieurs installations expérimentent cette technique, comme le National Ignition Facility aux États-Unis et le Laser MégaJoule en France. D'autre part, la fusion par confinement magnétique consiste à confiner un mélange de Deutérium-Tritium dans un champ magnétique intense et à le chauffer, sous la forme d'un plasma entièrement ionisé, jusqu'à atteindre un taux de réaction suffisant. Placées dans un champ magnétique, les particules chargées effectuent un mouvement en hélice qui s'enroule autour des lignes de champ. Le rayon de giration (rayon de Larmor) est très petit pour les valeurs typiques des champs magnétiques utilisés, assurant le confinement du mouvement des particules le long des lignes de champ magnétique. Pour ne pas perdre ces particules par leur mouvement parallèle, il suffit d'enrouler les lignes de champ sur elles-mêmes, dans une configuration magnétique de topologie torique. C'est l'approche retenue par deux familles de machines : les *tokamaks*, tels JET (Grande-Bretagne), ASDEX Upgrade (Allemagne), DIII-D (États-Unis) et Tore Supra (France), et les *stellarators*, tels LHD (Japon), TJ-II (Espagne) et Wendelstein 7-X (Allemagne). Actuellement, la construction en France d'un nouveau tokamak, ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*), mutualise les efforts de nombreux pays.

Un plasma confiné magnétiquement doit être chauffé de l'extérieur tant que les réactions internes de fusion ne suffisent pas à maintenir sa température. Pour cela, on peut faire interagir des ondes radiofréquence ou encore y injecter des particules neutres à grande vitesse. Une des difficultés rencontrées est la dégradation du confinement lorsque l'on cherche à porter le plasma à de très hautes températures avec de fortes puissances de chauffage. Ce phénomène est dû au transport de la chaleur du cœur du plasma vers le bord. Il a été identifié que le transport est majoritairement dû à des phénomènes turbulents (*transport turbulent*) et que la contribution du transport dû aux collisions entre particules est faible (*transport néoclassique*). Les mécanismes du transport turbulent ne sont pas encore tous compris. Il est néanmoins clairement identifié que le transport turbulent est régulé par le cisaillement des écoulements dans la direction à la fois perpendiculaire au champ magnétique et au petit rayon du plasma (*direction perpendiculaire*). Par exemple, un mode de confinement amélioré du plasma, le mode H, a été observé dans plusieurs machines. Il est caractérisé par la présence d'une zone de fort cisaillement des écoulements du plasma près de son bord. Une famille d'écoulements

perpendiculaires cisailants, les flots zonaux, a pour particularité d'être excitée par la turbulence. Un des mécanismes souvent invoqués pour interpréter la régulation de la turbulence par ces écoulements cisailés est une interaction de type prédateur-proie entre l'intensité des flots zonaux, prédateurs, et l'intensité de la turbulence, proie.

Dans cette étude, on analyse la dynamique de la turbulence dans la machine Tore Supra à l'aide de diagnostics de rétrodiffusion Doppler (décrits en partie 2). Ce type de diagnostic emploie un faisceau micro-onde pour mesurer l'intensité et la vitesse des fluctuations de densité du plasma dues à la turbulence, dans une zone du plasma et à une échelle spatiale choisies par l'opérateur. Ces mesures renseignent sur la statistique de l'activité turbulente et permettent d'estimer la vitesse perpendiculaire du plasma convectant les fluctuations, dans la direction où le cisaillement importe. Lors de campagnes expérimentales sur Tore Supra, deux diagnostics de ce type ont pu sonder le plasma, l'un dans le plan équatorial et l'autre en haut de la machine, en visée verticale.

Sur Tore Supra, la vitesse perpendiculaire moyenne est dominée par les phénomènes liés au transport néoclassique. L'ondulation de la structure magnétique dans la direction toroïdale, appelée *ripple magnétique*, mène à un transport collisionnel plus important pour les ions que pour les électrons. Pour conserver le bilan de charge électrique au sein du plasma, un champ électrique radial orienté vers l'intérieur apparaît pour équilibrer les flux de charge. Ce champ électrique induit une dérive du plasma (et de ses fluctuations) dans la direction perpendiculaire, mesurable par rétrodiffusion Doppler. En partie 3, la vitesse perpendiculaire moyenne des fluctuations est mesurée dans deux zones du plasma. La comparaison des mesures montre des variations de cette vitesse en fonction du lieu de mesure, d'une façon qui n'est pas prédite par les modèles néoclassiques conventionnels. Ces observations pourraient illustrer des propriétés des fluctuations turbulentes dans le plasma.

La composante oscillante de la vitesse perpendiculaire est également accessible avec la technique de rétrodiffusion Doppler. Dans les régions du plasma de Tore Supra proches du bord, on observe une oscillation particulière du plasma due à un type particulier de flot zonal, appelé mode géodésique acoustique (GAM). En tant que flot zonal, le GAM est excité par la turbulence et peut modifier son intensité en retour, par un mécanisme complexe, qui pourrait impliquer l'interaction de trois quantités : turbulence, flots zonaux quasi-stationnaires et GAM. Le GAM, aux oscillations instationnaires, peut contenir des informations sur les mécanismes complexes du transport turbulent. Il est facilement mesurable expérimentalement. En partie 4, on décrit la méthode de détection du GAM pour l'analyse de deux ensembles de mesures expérimentales où le plasma est déplacé au sein de la chambre interne de Tore Supra. On en déduit des enseignements sur l'intensité de la turbulence qui varie d'une position à l'autre du plasma.

Par sa capacité d'interaction avec la turbulence, le GAM est un des phénomènes dont il est intéressant de confronter les propriétés entre les expériences et les simulations qui cherchent à reproduire par le calcul les propriétés réelles du transport et de la turbulence dans le plasma. En partie 5, on compare des mesures du GAM entre une série d'expériences de Tore Supra et les résultats d'une vaste simulation gyrocinétique avec le code GYSELA, dont les paramètres d'entrée sont réglés pour représenter au mieux un cas expérimental. Cette comparaison est la première à avoir été effectuée dans des plasmas de grande taille et avec un chauffage substantiel. On examine successivement le profil radial de fréquence du mode et de son intensité, puis on quantifie ses propriétés instationnaires. Cette étude, mise en perspective avec d'autres observations d'expérience et de simulation, permet de caractériser certains aspects de l'interaction du GAM avec la turbulence ambiante et d'identifier des limites des modèles théoriques actuels.



Tore Supra vu de l'extérieur...

...et de l'intérieur (crédits CEA).



Chapitre 1

Contexte – transport dans un plasma de tokamak et mode géodésique acoustique

Dans cette première partie, on présente le fonctionnement des tokamaks et la problématique du transport turbulent qui limite la performance de ces machines (§ 1.1). Les notions fondamentales de l'équilibre du plasma et du transport néoclassique servent à introduire le chapitre 3. On présente ensuite de façon plus détaillée les propriétés du *mode géodésique acoustique* (GAM), ayant un rôle dans le transport turbulent (§ 1.3). Ce complément permet d'appréhender les chapitres 4 et 5.

1.1 Généralités sur les tokamaks

1.1.1 La fusion nucléaire comme réponse à de nouveaux besoins en énergie

Les développements industriels et démographiques des sociétés humaines ont été accompagnés de besoins énergétiques croissant depuis plusieurs décennies. À plusieurs milliards d'individus sur Terre, il a été nécessaire de définir une politique énergétique afin de garantir l'approvisionnement et d'anticiper les conséquences de la consommation. À l'échelle de nations ou de regroupements de nations, les organisations politiques diversifient les sources d'énergie et recherchent le délicat équilibre entre celles-ci. Le concept de *bouquet énergétique* est né, cherchant à optimiser l'offre en tenant compte, par exemple, de la rareté et de la localisation des ressources, des contraintes et du coût de leur exploitation, de l'impact environnemental à différentes échelles de temps et d'espace, de l'opinion publique ainsi que de la qualité des relations internationales entre producteurs et consommateurs. Ainsi, les choix sont réalisés selon des facteurs techniques et humains. Le sol terrestre est un gisement considérable de matériaux utiles à la production d'énergie, mais certaines ressources sont consommées beaucoup plus rapidement que leur temps caractéristique de renouvellement, s'il peut être défini. On qualifie ces énergies de *non renouvelables*. On y compte les sources d'énergie majoritaires, de type fossile : pétrole, charbon, gaz naturel, gaz de schiste ou non fossile : uranium, thorium, etc., nécessaires à la fission nucléaire. Des efforts relativement récents cherchent à augmenter la part de la consommation énergétique liée aux énergies renouvelables, telles l'éolien, l'hydroélectrique, la biomasse, la géothermie, le solaire photovoltaïque et thermique, etc. Aucune solution universelle n'existe à ce jour : les énergies fossiles sont mises en cause pour leur contribution à la pollution atmosphérique et à l'effet de serre. Le gaz naturel, relativement prometteur, est mal réparti sur la planète et pose des problèmes géopolitiques. Dans le cas du gaz de schiste, les méthodes actuelles d'extraction du sous-sol sont contestées. La fission nucléaire résout en apparence les inconvénients des énergies fossiles

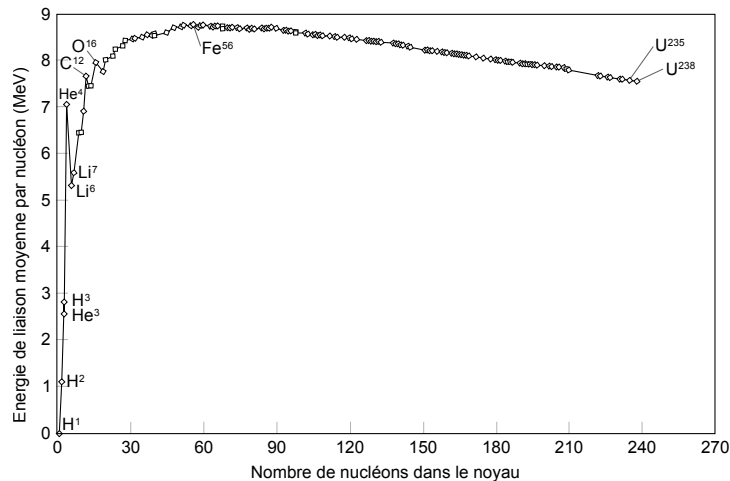


FIGURE 1.1 – Énergie de liaison au sein de noyaux conventionnels, montrant la possibilité de récupérer de l'énergie par fusion de noyaux légers, tel l'hydrogène, et fission de noyaux lourds, tel l'uranium (crédits Wikimedia, CC-BY-SA 3.0).

mais son exploitation, dangereuse, demande beaucoup de rigueur, tandis que le traitement des déchets de la filière pose des défis encore non résolus. Les énergies renouvelables sont séduisantes mais sont difficiles à mettre en œuvre à l'échelle de la demande mondiale. Dans ce contexte, la recherche pour la production d'énergie à partir de fusion nucléaire prend tout son sens. Cette technique promet une production d'énergie à grande échelle tout en estompant fortement les difficultés associées à la fission (risques de défaillance et défi du traitement des déchets). Par ailleurs, les combustibles sont accessibles en grandes quantités sur Terre.

1.1.2 Principes de la fusion nucléaire

La fusion nucléaire consiste à faire fusionner deux noyaux atomiques pour former un élément plus lourd. De façon simplifiée, lors de la fusion de deux noyaux, deux forces sont en compétition : la force électrostatique, répulsive et à longue portée, et l'interaction forte, attractive et à plus courte portée. Le bilan d'énergie lié à la réunion des noyaux change avec la masse de ceux-ci (cf. figure 1.1). Pour les espèces les plus légères (de l'hydrogène au fer), un excédent d'énergie apparaît, sous forme d'énergie cinétique des produits de réaction ou de rayonnement. La réaction dégage une grande quantité d'énergie par nucléon, ce qui en fait une des sources d'énergie les plus concentrées. Pour les espèces les plus lourdes, le bilan énergétique est négatif. Pour cette raison, les projets de fusion nucléaire se concentrent sur les éléments légers tels l'hydrogène et ses isotopes, alors que la fission nucléaire n'est opérée que sur des éléments lourds.

La réaction de fusion nucléaire la plus accessible est celle de la fusion entre le deutérium (*D*) et le tritium (*T*), isotopes de l'hydrogène formés d'un proton et de respectivement un et deux neutrons, comme illustré en figure 1.2. Le deutérium est présent dans les océans dans des quantités dépassant largement les besoins humains. Le tritium, plus rare, est obtenu à partir de lithium, élément assez

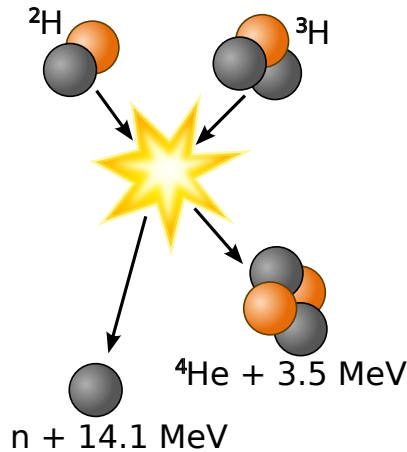


FIGURE 1.2 – Bilan énergétique d’une réaction de fusion entre des noyaux de deutérium et de tritium.

courant sur Terre. La réaction D-T libère une énergie de 17.6 MeV ¹ :



D’autre part, la réaction D-T a une relativement grande section efficace de collision (taille de la cible qu’une des particules doit atteindre pour réagir avec l’autre), dépassant $\sigma \approx 10^{-28} \text{ m}^2$ à une température optimale proche de $T \approx 100 \text{ keV}$, à laquelle toutes les particules sont ionisées et où le milieu est à l’état de *plasma*. Cette température optimale résulte d’un équilibre entre la présence de la barrière de potentiel, éliminant les trop faibles températures, et la faible probabilité de collision efficace des particules de vitesse élevée, éliminant les trop fortes températures. Le calcul des conditions optimales inclut le fait que des réactions peuvent avoir lieu à des énergies d’impact inférieures à la barrière électrostatique, par un effet quantique de type tunnel, augmentant les possibilités de réaliser la fusion sur Terre.

La fusion existe déjà dans la nature, par exemple au cœur du Soleil. De façon générale, les étoiles trouvent leur énergie dans la fusion thermonucléaire des protons qu’elles contiennent en leur cœur. L’ambition des programmes de recherche en fusion est de produire une réaction analogue sur Terre. Le principal obstacle à la réalisation de la fusion sur Terre est la barrière d’énergie électrostatique qu’il est nécessaire de franchir. Concrètement, cela signifie qu’il faut communiquer suffisamment d’énergie aux noyaux pour obtenir des réactions de fusion. Lors des impacts trop faibles, le choc entre noyaux est de type élastique, au bilan neutre en énergie. Dans le cœur du Soleil, le confinement est assuré par la gravité et les réactions de fusion ont lieu grâce à la très haute densité du milieu, environ cent cinquante fois plus grande que celle de l’eau sur Terre, associée à une température très élevée, de l’ordre de quinze millions de degrés. Sur Terre, l’Homme a d’abord pu produire de telles réactions de façon explosive et incontrôlée, à des fins militaires, en concevant la bombe H. La réalisation de la fusion à des fins domestiques est toujours à l’état de développement. Un des grands défis liés à la réalisation de cette réaction est le besoin de porter le cœur du plasma à une température extrême (plusieurs dizaines de millions de degrés) tout en évitant de faire fondre l’enceinte, avec un plasma suffisamment froid au bord. Un critère, dit de Lawson, permet d’exprimer que la puissance dégagée par les réactions de fusion (P_{fusion}) est supérieure à la puissance de chauffage qui a dû être consommée

1. L’unité d’énergie *électron-Volt*, notée *eV*, est utilisée par la suite pour quantifier la température, avec $1 \text{ eV} = 11605 \text{ K} = 11332^\circ\text{C}$. De façon conventionnelle en physique de plasmas, on sous-entend la présence de la constante de Boltzmann k_B dans les formules analytiques, si bien que les termes de température ont une dimension d’énergie.

pour porter le plasma à une température suffisante ($P_{chauffage}$). Ce critère montre que le produit entre la densité n , la température T et le temps de confinement τ_E doit être suffisamment élevé. Le temps de confinement désigne le temps caractéristique de refroidissement du plasma. Pour des températures typiques de 10 à 20 keV, ce critère s'exprime par :

$$n T \tau_E > 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s}$$

En définissant le facteur d'amplification $Q = P_{fusion}/P_{chauffage}$, le critère de Lawson correspond à $Q > 1$. Lorsque $Q = 1$, on parle de *break even*. Lorsque les réactions de fusion maintiennent le plasma à une température suffisamment élevée pour entretenir les conditions nécessaires sans l'aide d'un chauffage extérieur, soit $Q = \infty$, on parle alors d'*ignition*. Il n'est cependant pas nécessaire d'atteindre l'ignition et l'objectif d'une installation industrielle du futur est d'avoir $Q \gg 1$. Par exemple, le projet ITER est conçu pour opérer avec $Q \sim 10$.

Les installations actuelles permettent d'atteindre $Q \lesssim 1$. Par exemple, en 1997, la machine Joint European Torus, en Grande-Bretagne, a pu produire pendant quelques instants 16 MW de puissance de fusion en plus des 24 MW de chauffage, soit $Q = 0.66$. On note que de la puissance dégagée par les réactions de fusion, seule celle contenue dans les particules alpha (environ 20 %) est capable de chauffer le plasma. Les neutrons sortent de la zone de confinement sans interagir avec le plasma et leur énergie servira, à terme, à la production d'énergie électrique.

Parmi les plusieurs voies explorées, deux méthodes font l'objet de développements soutenus : la fusion par confinement inertiel, caractérisé par un n élevé mais un τ_E court, et la fusion par confinement magnétique, caractérisé par un τ_E plus long mais un n plus faible.

La fusion par confinement inertiel consiste, dans sa version la plus classique, à irradier une cible de combustible par une impulsion laser de très haute puissance. La cible, s'écrasant sur elle-même, fusionne et produit de l'énergie. Plusieurs installations dans le monde développent cette technique, comme le National Ignition Facility (Livermore, Californie, États-Unis) et le Laser Mégajoule (Le Barp, France), et stimulent le domaine de recherche sur les interactions entre laser et plasma. Certains résultats sont encourageants mais plusieurs défis technologiques restent aujourd'hui sans réponse. Par exemple, comment irradier plusieurs cibles à la suite alors que les dispositifs laser ont besoin de longuement refroidir pour être précis ? Comment produire des capsules de combustible aussi symétriques que possible pour bien imploder, à un prix suffisamment faible pour que le procédé soit viable économiquement ?

1.1.3 Technique de confinement magnétique

La fusion par confinement magnétique, non moins difficile à réaliser, consiste à créer une structure de champ magnétique dont la fonction est de confiner le plasma dans une région donnée, puis à chauffer cette région jusqu'à atteindre des températures suffisantes pour permettre des réactions. La propriété qu'a un champ magnétique de confiner des particules chargées tient aux orbites hélicoïdales de celles-ci dans l'axe du champ, comme présenté en figure 1.3. Les particules évoluent librement le long des lignes de champ, et, en l'absence de collisions, ont un mouvement de rotation dit de Larmor dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ. Ce mouvement de rotation a lieu à la fréquence caractéristique dite fréquence cyclotron, notée ω_c et définie par $\omega_c = eB/m$ où e est la charge de la particule, B est l'intensité du champ magnétique et m est la masse de la particule. Le rayon ρ_L de cette orbite varie avec la température T de la particule, par l'intermédiaire de la composante de sa vitesse perpendiculaire à la ligne de champ $v_\perp$. On a $\rho_L = v_\perp / \omega_c$ avec $v_\perp^2 = 2v_{th}^2$ et la vitesse thermique $v_{th} = \sqrt{T/m}$. Le coefficient 2 est justifié par la présence de deux degrés de liberté dans

le plan perpendiculaire au champ magnétique. On note que la température T est exprimée en eV . Finalement, $\rho_L = \frac{\sqrt{2mT}}{|e|B}$. Pour des valeurs typiques d'un plasma chaud de confinement magnétique ($T \sim 1 \text{ keV}$, $B \sim 1 \text{ T}$), on a ρ_L de l'ordre de quelques millimètres pour les ions et du dixième de millimètre pour les électrons.

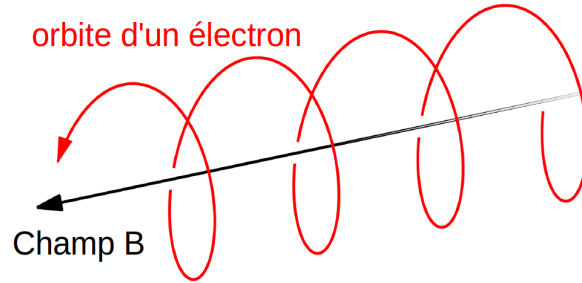


FIGURE 1.3 – Trajectoire hélicoïdale d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme et stationnaire.

Dans la mesure où les lignes de champ assurent un confinement transverse des particules chargées, il suffit, en première approximation, de créer des lignes de champ circulaires afin que ces particules soient piégées à proximité de celles-ci. On cherche ainsi à confiner un plasma dans une machine de géométrie torique. Toutefois, la dérive des particules liées à la courbure du champ magnétique, dérive dite de *gradient-courbure*, limite fortement le confinement. Cet effet est une des conséquences du mouvement de Larmor des particules chargées. Dans le cadre de l'approximation adiabatique qui considère que les variations du champ magnétique sont négligeables à l'échelle de la rotation de Larmor, et pour β suffisamment faible (voir § 1.1.4), la vitesse de cette dérive vaut $\mathbf{V}_{\nabla B} = \frac{v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}v_{\perp}^2}{\omega_c} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2}$. On remarque que $\mathbf{V}_{\nabla B}$ est à la fois perpendiculaire à la direction de courbure du champ magnétique (le grand rayon R du tore) et au champ magnétique lui-même. On a l'ordre de grandeur $V_{\nabla B} \sim \rho_L v_{th}/R \ll v_{th}$. Si le champ magnétique est dans la direction toroïdale, alors cette dérive est dans la direction verticale. On remarque que la présence du terme ω_c fait que le signe de cette dérive change avec le signe de la charge de la particule. Pour que la dérive des particules ait un effet nul en moyenne, il convient alors de créer une structure magnétique vrillée dans le sens toroïdal, avec des lignes de champ hélicoïdales, comme présenté en figure 1.4. Une telle configuration magnétique peut être créée par deux types de dispositifs, les *stellarators* et les *tokamaks*.

Dans les tokamaks, le champ poloïdal est généré par un fort courant toroïdal, dit *courant plasma*. Ce courant est induit dans le plasma par un solénoïde central, dont on fait varier le flux au cours des opérations (voir figure 1.4). Dans les stellarators, le champ magnétique poloïdal peut être généré par des bobines additionnelles, ou, dans des machines récentes, par un unique ensemble de bobines, de géométrie complexe, créant des structures magnétiques variées. Le tokamak a l'avantage sur les stellarators d'avoir une configuration magnétique flexible, propice à des expérimentations d'une plus grande variété. En revanche, les stellarators n'ont pas besoin de courant toroïdal pour fonctionner, ce qui est un atout significatif pour les longues opérations où la méthode classique de variation de flux du solénoïde central n'est pas viable.

De plus, le cœur du plasma est à plus haute température et à plus grande pression que le bord. Cet effet, conjugué à la courbure du plasma induisant une asymétrie de sa surface, exerce sur le plasma une force de pression nette vers l'extérieur. Dans le cas des tokamaks, on compense cette force par

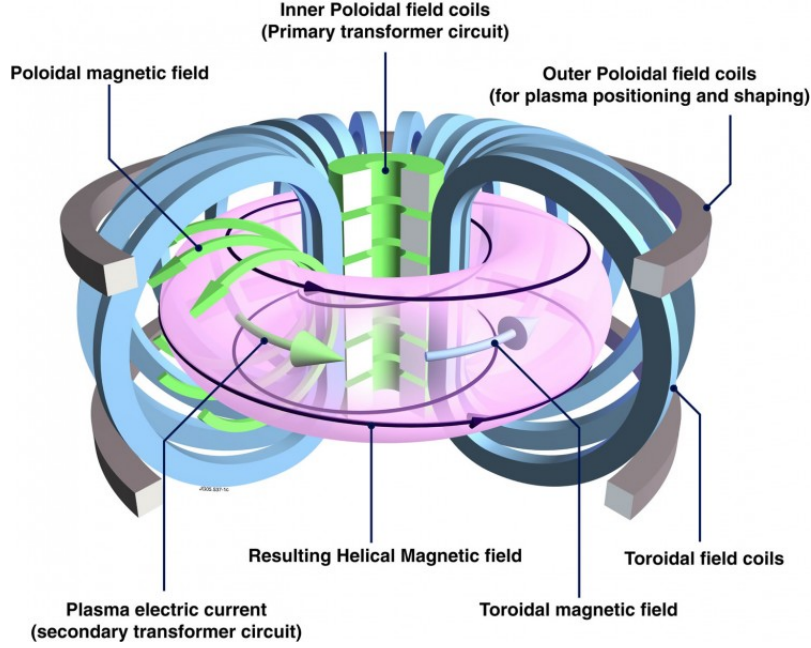


FIGURE 1.4 – Principaux éléments d'un tokamak (crédits eurofusion.org, CC-BY 4.0).

un champ magnétique vertical, interagissant avec le courant plasma par une force de Lorentz $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ orientée dans le sens opposé. Le champ est généré par les bobines externes de champ poloïdal (voir figure 1.4). Outre de stabiliser le plasma, ces bobines sont utiles pour modifier la forme du champ magnétique et la position du plasma dans la chambre de confinement. En résumé, un tokamak est composé de trois éléments essentiels à la production d'un plasma stable : des bobines générant le champ toroïdal, un système d'induction de courant toroïdal pour vriller les lignes de champ et un système de bobines générant un champ vertical pour positionner le plasma.

Par la suite, la configuration étudiée est de type tokamak, dans le cas particulier de la machine Tore Supra (CEA, Saint-Paul-Lez-Durance, France). Bien que les tokamaks et stellarators soient les configurations magnétiques les plus étudiées, d'autres configurations existent, telles par exemple les machines linéaires contenant un miroir magnétique (ou plusieurs en série) ou les dispositifs magnétiques à inversion de champ (*reversed field pinch*).

1.1.4 Équilibre d'un plasma de tokamak

Dans le formalisme magnétohydrodynamique (MHD, consistant à décrire le plasma comme un fluide unique), l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho_m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho_m \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

avec $\mathbf{v}$ la vitesse du plasma, ρ_m sa densité massique, $\mathbf{j}$ sa densité de courant et P sa pression. L'équilibre d'un plasma stationnaire et statique ($\partial/\partial t = 0$, $\mathbf{v} = 0$) impose que les forces de pression et de Lorentz se compensent :

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla P. \quad (1.1)$$

En rappelant l'expression de l'équation de Maxwell-Ampère dans un plasma stationnaire, $\nabla \times \mathbf{B} =$

$\mu_0 \mathbf{j}$, on peut réécrire l'équation 1.1 sous la forme

$$-\nabla \left(P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} = 0$$

mettant en évidence l'équilibre des contributions de la pression cinétique P , de la pression magnétique $B^2/2\mu_0$ et de la tension de courbure $\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}$. Dans une machine à confinement magnétique, pour obtenir un taux élevé de réactions, on cherche à maximiser P tout en minimisant le champ B nécessaire au confinement, cher à produire. Le critère $\beta = P/(B^2/2\mu_0)$ est une mesure de l'efficacité du confinement. Dans un tokamak, β est typiquement de l'ordre du pourcent.

De l'équation 1.1, on remarque que $\mathbf{B} \cdot \nabla P = 0$ et que $\mathbf{j} \cdot \nabla P = 0$. Ainsi, la pression P est constante le long des lignes de champ magnétique et de courant. On peut définir des surfaces imaginaires dans le plasma qui sont tangentes aux lignes de champ magnétique et au courant, dites *surfaces magnétiques*, et sur lesquelles la pression est uniforme. Les lignes de champ ne traversent pas ces surfaces, qui délimitent un flux magnétique constant. On appelle donc aussi ces surfaces, *surfaces de flux*.

On détermine la forme des surfaces magnétiques par la résolution de l'équation dite de *Grad-Shafranov*, décrite ci-après. On se place dans le système de coordonnées cylindriques (R, Z, φ) où R désigne le grand rayon, Z la coordonnée verticale et φ désigne l'angle toroïdal. On suppose le problème symétrique dans la direction toroïdale φ . On définit $\psi = RA_\varphi$ où $\mathbf{A}$ est le potentiel vecteur ($\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$) et f par $f = RB_\varphi/\mu_0$. La grandeur ψ représente le flux magnétique poloïdal contenu dans les cercles toroïdaux et la grandeur f représente le courant poloïdal contenu dans ceux-ci. On remarque que $\mathbf{B} \cdot \nabla \psi = 0$. De manière similaire, on peut montrer que $\mathbf{j} \cdot \nabla f = 0$. Donc ψ et f sont constants sur les surfaces magnétiques. On choisit ψ pour indexer les surfaces magnétiques. En particulier, $P = P(\psi)$ et $f = f(\psi)$. L'équation de Grad-Shafranov s'écrit :

$$\Delta^* \psi = -\mu_0 R^2 \frac{dP}{d\psi} - \mu_0^2 f \frac{df}{d\psi}$$

avec l'opérateur Δ^* défini par :

$$\Delta^* \psi = R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2}.$$

Cette équation n'admet pas de solution analytique dans le cas général. Elle est donc le plus souvent résolue numériquement. Les caractéristiques générales de l'équilibre magnétique sont illustrées en figure 1.5a. Un exemple typique d'équilibre magnétique sur Tore Supra est reproduit en figure 1.5b. On appelle *axe magnétique* la surface magnétique la plus interne, représentée en figure 1.5b par le signe + rouge. La surface magnétique la plus externe qui n'est pas coupée par un élément solide de la chambre plasma est appelée *séparatrice* ou *dernière surface magnétique fermée* (DSMF, LCFS en anglais). Elle sépare le plasma de cœur côté interne de la zone de son côté externe appelée *SOL* (*scrape-off layer*). Les plasmas de cœur et de SOL ont des propriétés physiques très différentes. En particulier, la pression est beaucoup plus faible dans la SOL que dans le cœur.

On remarque que les surfaces magnétiques ne sont pas concentriques. Le grand rayon R_c du centre des surfaces est plus grand pour les surfaces les plus internes. En particulier, l'axe magnétique est à un plus grand rayon que le centre de la séparatrice. Ce phénomène est une conséquence des propriétés de l'équilibre et s'appelle *décalage de Shafranov*. De plus, on peut montrer par l'application du théorème d'Ampère à un contour dans la direction toroïdale, que la grandeur BR est constante dans la chambre de confinement. Ainsi, le champ magnétique est plus intense aux petits R et plus faible aux grands R , définissant deux côtés haut et bas champ du plasma (voir figure 1.5a).

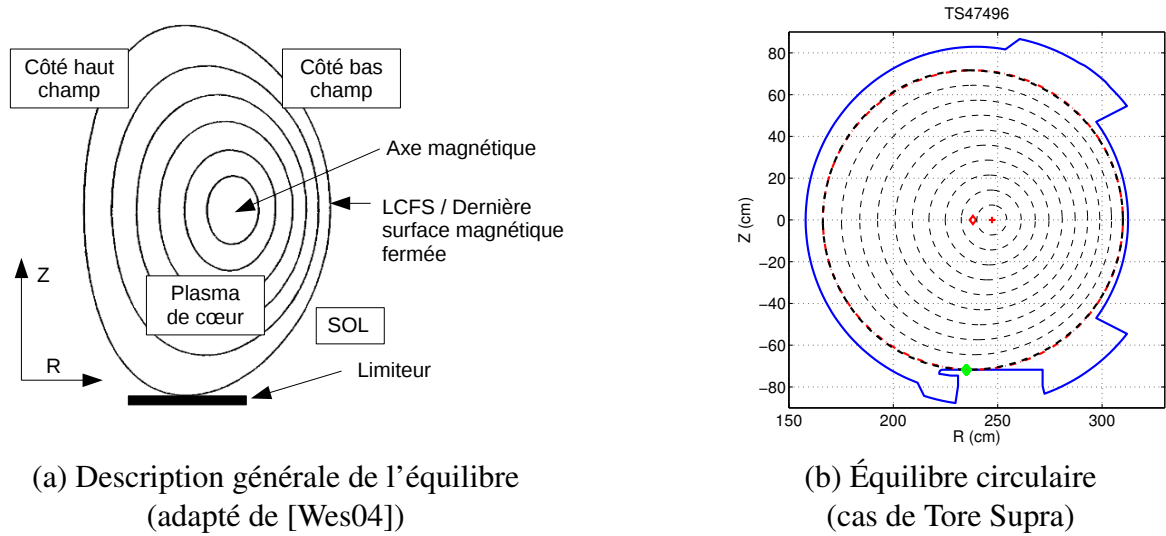


FIGURE 1.5 – Illustration d'équilibres magnétiques.

La forme de la séparatrice, dépendante de la configuration magnétique imposée par le jeu de bobines, est réglée selon le type de contact que l'on souhaite obtenir entre la séparatrice et la chambre de confinement. Dans les plasmas de type limiteur (par exemple, Tore Supra dans la configuration étudiée ici, avant les modifications du projet WEST), la séparatrice a une courbure régulière et est en contact avec une surface matérielle conçue pour supporter de hauts flux de chaleur, appelée *limiteur pompé toroïdal* (TPL) dans le cas de Tore Supra. Dans d'autres cas (par exemple, ASDEX Upgrade, JET et ITER), par l'emploi d'un système magnétique avancé appelé *divertor*, on cherche à faire apparaître un *point X*, assimilable à une plissure de la séparatrice et à une singularité de sa courbure. La présence d'un point X, de champ magnétique poloïdal nul, écarte le plasma de la paroi interne de la chambre et réduit les contraintes thermiques subies par celles-ci.

Dans les conditions de Tore Supra, les surfaces magnétiques (lignes en noir pointillées en figure 1.5b) ont la particularité d'être de section poloïdale circulaire. En posant le rayon normalisé $\rho = \sqrt{(\psi - \psi_a) / (\psi_0 - \psi_a)}$ avec ψ_a la valeur de ψ sur la séparatrice et ψ_0 celle sur l'axe magnétique, on peut écrire les coordonnées des surfaces magnétiques :

$$\begin{aligned} R &= R_c(\rho) + r(\rho) \cos \theta \\ Z &= r(\rho) \sin \theta \end{aligned}$$

avec (r, θ) les coordonnées polaires de la surface dans le plan poloïdal (voir figure 1.6). On convient que $\theta = 0$ dans le plan équatorial du tore, du côté externe, là où le champ magnétique est le plus bas. Ce côté est appelé *côté bas champ*, ou encore *low-field side* (LFS). On pose aussi $\theta = \pi/2$ en haut du plasma. r est appelé petit rayon. En notant a le petit rayon de la séparatrice, on peut écrire $r(\rho) = \rho a$. En convenant que R_0 est le grand rayon du centre de la séparatrice, on peut écrire $R_c(\rho) = R_0 + \Delta(\rho)$ avec $\Delta(\rho)$ le décalage de Shafranov. On peut faire l'approximation $\Delta(\rho) = \Delta_0(1 - \rho^\nu)$ où $\nu \approx 2$ (ν est le piquage du profil de courant) et Δ_0 le décalage vers l'extérieur de l'axe magnétique ($\rho = 0$) par rapport au centre de la séparatrice ($\rho = 1$). On a l'ordre de grandeur $\Delta_0/a = 0.1 \ll 1$. En notant B_0 le champ magnétique au centre de la séparatrice et en négligeant l'effet du décalage de Shafranov, on peut écrire l'amplitude du champ magnétique sur une surface magnétique :

$$B = B_0 R_0 / R = B_0 / (1 + \varepsilon \cos \theta)$$

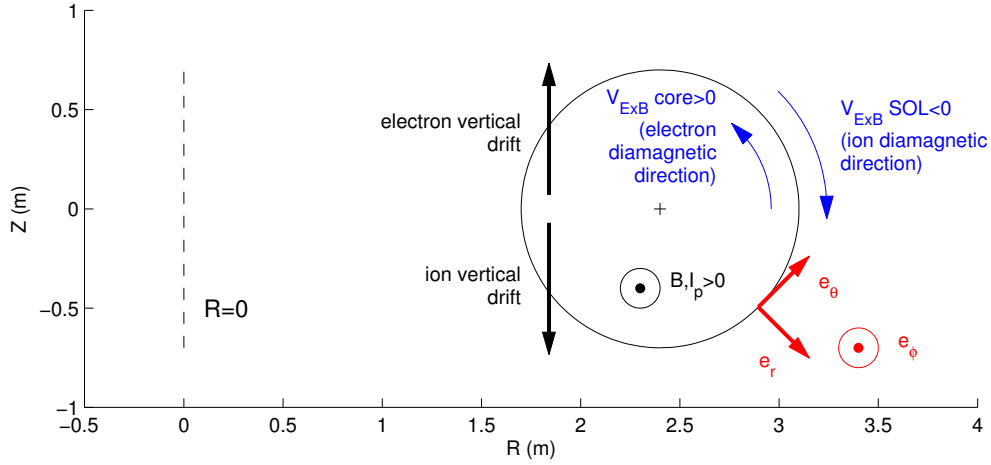


FIGURE 1.6 – Système de coordonnées et conventions de signe.

où l'on a défini le rapport d'aspect inverse $\varepsilon = r/R_0$, compris entre 0 et 0.3 dans la majorité des plasmas de Tore Supra.

L'enroulement des lignes de champ sur chacune des surfaces magnétiques est également une caractérisation de l'équilibre. Une grandeur mesurant le degré de cet enroulement est le *facteur de sécurité*, noté q . q désigne le nombre de tours que font les lignes de champ dans la direction toroïdale pour faire un tour dans la direction poloïdale. En géométrie circulaire, on définit q par

$$q = \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \varphi}{\mathbf{B} \cdot \nabla \theta} = \frac{r B_\varphi}{R_0 B_\theta}.$$

Dans l'approximation cylindrique, en considérant l'angle d'orientation typique des lignes de champ par rapport à la direction toroïdale, α , on remarque que l'on a par ailleurs $q \approx \varepsilon / \tan \alpha$. q peut être rationnel, ce qui signifie qu'une ligne de champ se reconnecte sur elle-même après un nombre suffisant de tours, ou irrationnel, ce qui veut dire qu'une ligne de champ décrit la surface magnétique entière. Le facteur de sécurité est une grandeur essentielle dans l'étude de la stabilité du plasma. Des instabilités MHD, de grande échelle, peuvent apparaître pour des valeurs rationnelles suffisamment faibles telles $q = 1, 2, 3/2$, etc. Les contraintes liées à ces instabilités définissent un domaine opérationnel pour les plasmas de tokamak, d'où l'appellation facteur de sécurité. Les nombres poloïdaux et toroïdaux, m et n , satisfaisant $q = m/n$, caractérisent ces instabilités. Par exemple, pour les surfaces vérifiant $q = m = n = 1$, l'instabilité de *dents de scie* apparaît. Elle est caractérisée par une modification périodique de la configuration magnétique interne à la surface $q = 1$ et dégrade le confinement à l'intérieur de cette surface. De manière générale, des hautes valeurs de q correspondent à une meilleure stabilité MHD. On note que pour des valeurs rationnelles m et n plus élevées, des micro-instabilités peuvent survenir. Celles-ci affectent moins la stabilité globale du plasma que les propriétés du transport turbulent, décrit au § 1.2.2.

Dans le cas standard des tokamaks, dont Tore Supra, la densité de courant plasma varie avec le petit rayon suivant la loi $j = j_0 (1 - r^2/a^2)^\nu$ où $\nu \approx 2$ est le coefficient de piquage déjà évoqué dans le contexte du décalage de Shafranov. La densité de courant plasma est plus intense au cœur qu'au bord, d'une façon qui vrille davantage les lignes de champ au cœur qu'au bord. Pour cette raison, le facteur de sécurité croît avec le petit rayon. D'une valeur proche de 1 près de l'axe magnétique, il atteint 3 à 7 à la séparatrice. Le facteur de sécurité au bord, q_a , est d'autant plus grand que le courant plasma est faible, et inversement. On définit enfin le taux de cisaillement magnétique $s = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$, positif

ici, caractérisant la différence d'orientation des lignes de champ entre une surface et une autre. Par exemple, cette grandeur joue un rôle particulier du comportement des fluctuations, abordé en partie 3.

1.1.5 Écoulements

Parmi les écoulements contribuant à $\mathbf{V}$, l'un des deux qui fait l'objet d'une attention particulière dans ce travail de thèse est l'écoulement dans la direction perpendiculaire, dit de dérive $E \times B$. Par la suite, le terme de *direction perpendiculaire*, sans davantage de précisions, désignera la direction tangente à la surface magnétique et perpendiculaire aux lignes de champ. Cette direction est la complémentaire de la direction parallèle, le long des lignes de champ, et de la direction suivant le petit rayon. Il est possible d'adopter deux bases orthonormées de coordonnées selon les besoins : (e_r, e_θ, e_ϕ) et $(e_r, e_\perp, e_\parallel)$. Dans le cas de cette dérive, un champ électrique $\mathbf{E}$, radial dans ce contexte, modifie l'orbite de Larmor des particules chargées et engendre une dérive perpendiculaire à la fois à $\mathbf{E}$ et au champ magnétique, soit dans la direction perpendiculaire. Cette dérive est identique pour les ions et les électrons et son expression est $\mathbf{V}_{E \times B} = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$. Si $\mathbf{E}$ est perpendiculaire à $\mathbf{B}$, la norme de cette vitesse est $V = E/B$, pouvant atteindre plusieurs kilomètres par secondes dans les conditions d'opération. Les phénomènes physiques pouvant générer $\mathbf{E}$ seront présentés plus tard.

Une autre type de dérive a un rôle important dans l'équilibre du plasma, la *dérive diamagnétique*. Cette dérive ne s'applique pas sur les centres-guide des particules mais résulte d'un mouvement collectif de celles-ci. En présence d'un gradient de densité, les orbites de Larmor des particules induisent un flux d'ions dans un sens et d'électrons dans l'autre, soit la présence d'un courant dans la direction perpendiculaire. On peut montrer que l'expression de la vitesse de cette dérive collective est $\mathbf{V}_{*e,i} = -\frac{\nabla P}{Ze n B} \mathbf{e}_\perp$ et qu'elle vérifie la condition d'équilibre du plasma $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla P$. $\mathbf{V}_{*e,i}$ vaut quelques centaines de mètres par seconde dans le plasma de cœur et davantage dans les zones à fort gradient. Elle permet de définir le *sens de rotation diamagnétique électronique* ($V > 0$, par convention de la figure 1.6) ou *ionique* ($V < 0$).

Dans la configuration magnétique axisymétrique de tokamak, en supposant les écoulements d'ensemble du plasma incompressibles, on peut exprimer le champ de vitesse $\mathbf{V}$ de façon générale par [HS98] :

$$\mathbf{V} = \omega(\psi) R \mathbf{e}_\phi + K(\psi) \mathbf{B}$$

avec $\omega(\psi)$ une vitesse de rotation angulaire, $\mathbf{e}_\phi$ le vecteur unitaire dans la direction toroïdale et $K(\psi)$ une constante. Le premier terme décrit la rotation solide du plasma dans la direction toroïdale, de vitesse proportionnelle à R . Le second terme décrit les flots parallèles, de vitesse inversement proportionnelle à R . On souligne que les vecteurs $\mathbf{e}_\phi$ et $\mathbf{B}$ ne sont pas perpendiculaires. Les flots poloidaux sont uniquement contenus dans le second terme, proportionnel à $\mathbf{B}$. Les flots perpendiculaires aux lignes de champ ne sont portés que par le premier terme et croissent linéairement avec R .

1.2 Transport

Dans les plasmas expérimentaux la présence d'un gradient de pression à travers les surfaces magnétiques, inhérent au principe de la fusion par confinement magnétique, induit un transport radial de la chaleur et des particules. Plusieurs contributions s'additionnent, d'origine collisionnelle ou turbulente.

1.2.1 Transport néoclassique

Sous l'effet des collisions, une particule se déplaçant à proximité d'une surface magnétique migre d'une surface magnétique à une autre, des régions de forte densité (forte pression) vers les régions moins denses. Dans la description *classique*, on peut modéliser simplement ce transport collisionnel par une marche aléatoire entre lignes de champ, avec un saut de longueur ρ_L à la fréquence de collision ν . Le coefficient de transport associé est de l'ordre de $D_c \sim \nu \rho_L^2$. Le transport classique pourrait par exemple décrire le transport dans une colonne cylindrique de plasma.

La courbure torique du plasma fait apparaître des trajectoires particulières de particules qui augmentent nettement le transport. Le modèle de transport collisionnel adapté à la géométrie torique du plasma est appelé modèle *néoclassique*. Les principaux résultats de ce modèle sont décrits dans cette section.

1.2.1.1 Classes de trajectoires de particules

Une particule en rotation de Larmor autour d'une ligne de champ magnétique peut être caractérisée par son moment magnétique $\mu = \frac{1}{2}mv_\perp^2/B$ où $v_\perp$ est la composante de rotation de la particule dans la direction perpendiculaire à la ligne de champ magnétique. En l'absence de collisions et considérant que la force de Lorentz ne travaille pas, μ est constant avec le temps. L'énergie de la particule est également conservée : $E = \frac{1}{2}mv^2 + e\phi = \frac{1}{2}mv_\parallel^2 + \mu B + e\phi$, avec ϕ le potentiel électrostatique supposé constant sur le long de la ligne de champ. Dans son mouvement le long de la ligne de champ, par exemple de l'extérieur du tore (LFS) vers l'intérieur, la particule voit une variation du champ magnétique, du fait de la variation de B en $1/R$ et subit une force $\mathbf{F} = -\mu \nabla_\parallel B$. La conservation de l'énergie indique que lorsque B augmente, $v_\parallel^2$ diminue, mais ne peut devenir négatif. Si l'énergie parallèle initiale au minimum de B est suffisante, $v_\parallel$ n'atteint jamais zéro, alors la particule a un mouvement libre le long de la ligne de champ. On dit que cette particule est *passante*. Dans le cas contraire, il existe des points dits points de *rebroussement*. La particule fait alors des allers et retours le long de la ligne de champ du côté externe du plasma où B est le plus faible. En raison de la dérive verticale qui s'applique à la particule (cf § 1.1.3), celle-ci s'écarte de sa surface magnétique, vers l'intérieur ou l'extérieur de la surface selon son sens de déplacement parallèle. La projection de la trajectoire du centre guide dans la plan poloidal a ainsi une forme caractéristique qui a conduit à l'appellation *orbite banane*. La fréquence de parcours de l'orbite banane, $\omega_b = \frac{v_\perp}{qR_0} \sqrt{\varepsilon/2}$ (radians par seconde), est $\sqrt{\varepsilon} < 1$ fois plus faible que celle du parcours de la trajectoire passante et est de l'ordre du kHz pour les ions et de plusieurs dizaines de kHz pour les électrons. Pour les particules banane, l'écart entre la particule et la surface de flux à laquelle elle appartient, appelé *largeur d'orbite*, vérifie $d \lesssim |mv_\phi/eB_\theta| = q\rho_L/\varepsilon$ (en supposant $v_\phi = v_\perp$), de l'ordre de quelques centimètres pour les ions thermiques et d'une fraction de millimètre pour les électrons. Pour les particules passantes, la largeur d'orbite est ε^{-1} fois plus faible. La projection poloidale des trajectoires de particules, l'une passante, l'autre piégée est représentée en figure 1.7. Le sens du décalage de la trajectoire dépend à la fois du sens de la vitesse parallèle et de celui de la dérive verticale.

Le statut de la particule, passant ou piégé, est déterminé par l'angle de son vecteur vitesse par rapport à la ligne de champ magnétique, calculé à $\theta = 0$ (*pitch angle*). On trouve en effet que la particule est passante pour $v_\parallel(\theta = 0)/v_\perp(\theta = 0) > \sqrt{2r/(R_0 - r)}$, et inversement. Pour une distribution isotrope des vitesses, la fraction des particules piégées est $f = \sqrt{2r/(R_0 + r)} \approx \sqrt{2\varepsilon}$. Dans le plasma de bord de Tore Supra ($R_0 = 2.4$ m et $r = a = 0.7$ m), environ deux tiers des particules sont piégées. Cette proportion est plus faible au cœur.

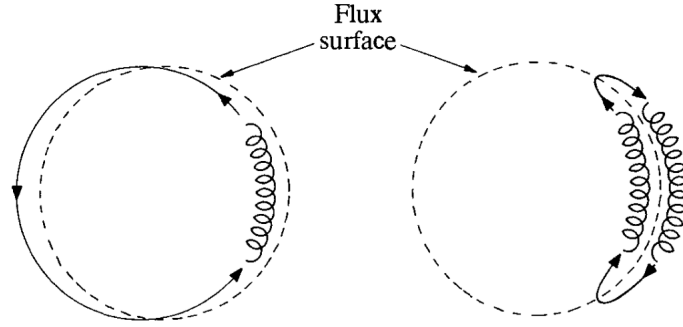


FIGURE 1.7 – Projection poloïdale des trajectoires d’une particule passante (à gauche) et d’une particule piégée (à droite). Dans les deux cas, l’axe principal du tore ($R = 0$) est à gauche [Wes04].

1.2.1.2 Régimes de transport néoclassique en configuration axisymétrique

Suivant les valeurs respectives du temps de collision et des temps qui caractérisent les trajectoires passantes ou les orbites bananes, l’effet des collisions donne lieu à différents régimes de transport ; le cadre théorique qui permet de les décrire est dit *néoclassique*. Pour caractériser ces régimes, on introduit un coefficient sans dimension, $\nu^* = \frac{\nu/\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon}v_{th}/qR} = \frac{\nu qR}{\varepsilon^{3/2}v_{th}}$, rapport entre fréquence de dépiégeage des particules ($\sim \nu/\varepsilon$) et fréquence des orbites banane ($\sim \sqrt{\varepsilon}v_{th}/qR$). Pour de faibles fréquences de collision, $\nu^* < 1$, les particules piégées décrivent en moyenne au moins une orbite entière avant de subir une collision. La déviation de vitesse sous l’effet des collisions induit ici aussi un déplacement du centre guide d’une longueur caractéristique de la largeur banane. Le coefficient de transport dû aux particules piégées devient $D_{ban} \sim \frac{q^2}{\varepsilon^{3/2}} \nu \rho_L^2$, plus élevé que le coefficient de diffusion classique D_c d’un facteur $q^2/\varepsilon^{3/2} \gg 1$, même si la fraction de particules piégées est minoritaire.

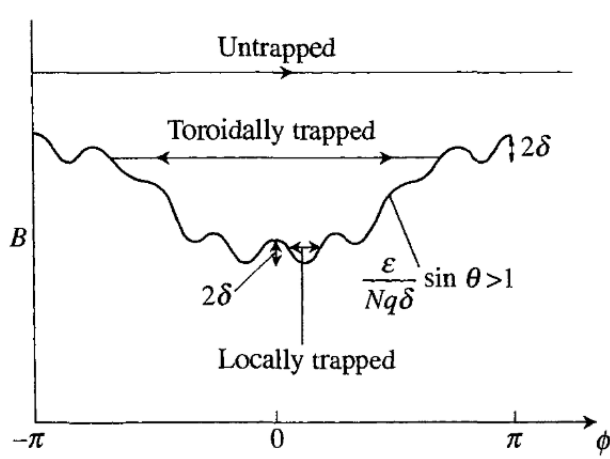
Lorsque la fréquence de collision est plus élevée, pour $1 < \nu^* < \varepsilon^{-3/2}$, les orbites banane sont interrompues avant leur première période et l’efficacité du transport banane diminue. Le régime de transport est dit régime *plateau* car le coefficient de diffusion associé est indépendant de la collisionnalité : $D_{pla} \sim (v_{th}q/R) \rho_L^2$. Ce transport est dominé par les collisions sur les particules marginalement passantes (proches du piégeage).

Lorsque la fréquence de collision est plus forte, pour $\varepsilon^{-3/2} < \nu^*$, les particules passantes ne parcourent plus les lignes de champ en orbite de révolution complète et leur dérive verticale n’est plus compensée. À chaque collision, la particule dévie d’un cercle de dérive à un autre et le pas de la marche aléatoire est cette fois-ci l’écart $q\rho_L$. Le coefficient de diffusion devient $D_{PS} \sim \nu q^2 \rho_L^2$, d’un facteur q^2 supérieur au transport classique. Le régime porte le nom de régime de Pfirsch-Schlüter, du nom du physicien qui a calculé les courants parallèles associés au flux de particules qui s’établissent dans ce régime du fait de la dérive verticale.

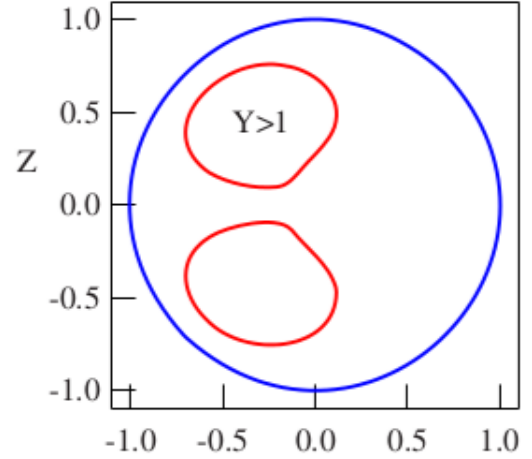
1.2.1.3 Régimes de transport néoclassique en configuration asymétrique

Les régimes de transport néoclassique décrits précédemment décrivent la physique du transport dans une configuration symétrique dans la direction toroïdale. En réalité, le champ magnétique des plasmas expérimentaux n’est jamais totalement symétrique. En particulier, dans Tore Supra, le coût des bobines supraconductrices et le besoin d’intercaler des diagnostics entre les bobines fait qu’un nombre relativement faible de bobines est employé pour générer le champ magnétique toroïdal : $N = 18$. Le champ magnétique est donc ondulé à cette échelle : $B_\varphi = B_0(1 - \varepsilon \cos \theta - \delta \cos N\varphi)$,

avec $\delta \ll \varepsilon \ll 1$ (voir figure 1.8a). On définit le taux de ripple δ par la variation du champ magnétique sur une même surface de flux, à θ fixé : $\delta = (B_{max} - B_{min}) / (B_{max} + B_{min})$. Dans Tore Supra, δ est une grandeur asymétrique poloïdalement qui atteint des valeurs relativement élevées par rapport à d'autres machines, jusqu'à plus de 5 % dans le plan équatorial côté bas champ (voir figure 1.9).



(a) Variation toroïdale du champ magnétique, montrant la différence entre particules passantes, piégées toroïdalement (particules banane) et piégées localement. Seules les zones avec $\varepsilon \sin(\theta) / Nq\delta < 1$ ont des puits ripple [Wes04].



(b) Illustration du domaine poloïdal dans lequel il existe ($Y < 1$) ou non ($Y > 1$) des puits ripple, susceptibles de piéger localement les particules (ici, $Y = \varepsilon \sin(\theta) / Nq\delta$) [GAT⁺10].

FIGURE 1.8 – Caractéristiques du piégeage local.

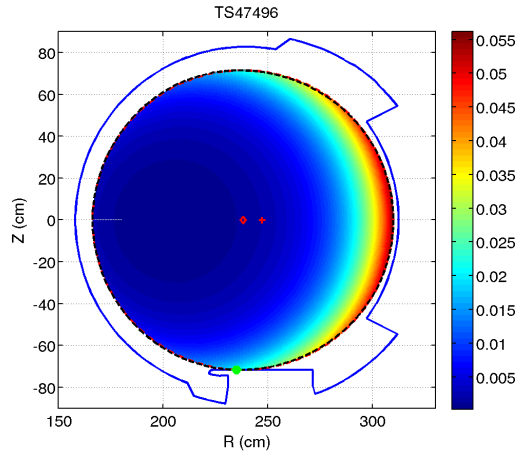


FIGURE 1.9 – Variation du taux de ripple dans l'enceinte de Tore Supra.

Il existe des minima locaux du champ magnétique lorsque $\frac{\varepsilon}{Nq\delta} |\sin \theta| < 1$, soit dans tout le plan poloïdal excepté dans deux zones côté haut champ, de part et d'autre du plan équatorial (voir figure 1.8b). En présence de minima locaux du champ magnétique (appelés *puits ripple*), les particules peuvent être piégées localement par le même mécanisme que celui causant le piégeage toroïdal des particules bananes, à la différence près que les particules *piégées ripple* sont confinées sur une faible

portion de ligne de champ magnétique entre deux bobines, généralement pas centrée sur le plan équatorial. De ce fait, leur dérive verticale n'est pas compensée et le flux d'ions qui en résulte peut augmenter significativement le transport des particules. En particulier, on peut montrer que la présence de puits ripple cause un net flux d'ions vers l'extérieur du plasma et que ce flux perturbe le bilan de charges. Les plasmas de tokamaks satisfont pourtant à la condition de quasi neutralité aux échelles supérieures à la longueur de Debye $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T / ne^2}$, inférieure à 0.1 mm dans des conditions typiques. À part dans un régime transitoire très court, il est impératif que le flux de charges positives (portées par les ions) soit égal au flux de charges négatives (portées par les électrons). Il s'agit de la condition d'*ambipolarité*. Pour équilibrer les flux, un champ électrique radial ambipolaire apparaît. L'expression de ce champ dépend du régime précis de transport ripple.

Des modèles théoriques ont pu être développés dans le cas d'un taux de ripple δ symétrique poloïdalement. Le régime de piégeage local, supposant l'existence de puits ripple sur toute la surface magnétique, correspond au phénomène de dérive des particules piégées localement décrit ci-dessus. Le régime ripple-plateau suppose que le ripple est trop faible pour former des puits ripple. Selon la collisionnalité, il décrit un transport dominé par les particules bananes dérivant verticalement à proximité de leur point de rebroussement (cas de la basse collisionnalité) ou un transport dominé par les particules marginalement passantes, dérivant verticalement dans la zone où leur vitesse parallèle est faible (cas de la forte collisionnalité). Dans chaque cas, de façon remarquable, le champ électrique radial ambipolaire est de la forme :

$$E_r = \frac{T_i}{e} \left(\frac{\nabla n}{n} + C \frac{\nabla T_i}{T_i} \right)$$

avec $C = 3/2$ ou $C = 3.37$ selon les cas [GAT⁺10]. En réalité, les surfaces magnétiques ont souvent des zones poloïdales avec puits ripple et des zones sans, si bien que les régimes de piégeage local et de ripple plateau coexistent. Des expériences menées sur Tore Supra ont pu montrer la validité de la prédiction de E_r et estimer une valeur intermédiaire de C , proche de 1.5 [TEH⁺08, Tri10, FGT⁺11]. Bien que la théorie néoclassique ne soit pas adaptée pour prédire des coefficients de transport réalistes, elle décrit avec succès la valeur du champ électrique radial ambipolaire. On note que dans le cas d'un plasma axisymétrique, les flux de particules sont automatiquement ambipolaires et que le champ électrique radial d'ambipolarité est nul [Rut70].

De façon générale, le champ électrique radial résulte de l'équation d'équilibre radial des forces. Il est ainsi couplé au gradient de pression et à la rotation du plasma :

$$E_r = \frac{\nabla p}{Zen} - v_\theta B_\phi + v_\phi B_\theta$$

Ce couplage avec la rotation permet de modifier fortement le profil de E_r avec une forte injection de moment par des faisceaux de neutres. Cet effet a par exemple été mis en évidence sur ASDEX Upgrade [CSK⁺04].

Dans Tore Supra, en raison du fort taux de ripple et de l'absence de faisceau de neutres de chauffage, E_r est quasiment toujours négatif dans le cœur et positif dans la SOL. La vitesse perpendiculaire $E_r \times B$ est ainsi dans le sens diamagnétique électronique dans le cœur et ionique dans la SOL. Un profil typique de la vitesse perpendiculaire des fluctuations turbulentes, proche de celle du plasma, est donné en figure 1.10. On note la présence d'un net cisaillement de la vitesse perpendiculaire à proximité de la séparatrice.

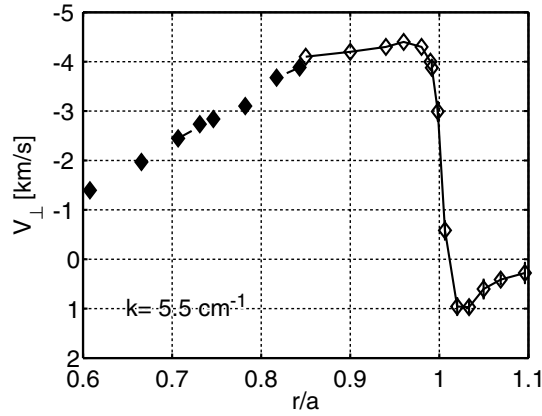


FIGURE 1.10 – Profil typique de la vitesse perpendiculaire des fluctuations turbulentes mesuré dans le plan équatorial. Ici, $V_{\perp} < 0$ correspond au sens diamagnétique électronique, contrairement aux conventions adoptées par ailleurs dans cette étude [HHT⁺06].

1.2.2 Transport turbulent

Le transport turbulent augmente très significativement le taux de transport par rapport aux valeurs néoclassiques attendues, de un à trois ordres de grandeur pour les flux de chaleur, et un peu moins d'un ordre de grandeur pour les flux de particules. Des valeurs expérimentales typiques du coefficient de transport électronique de la chaleur, χ_e , sont de l'ordre de $1 \text{ m}^2/\text{s}$, contre des prédictions néoclassiques plutôt de l'ordre de $\chi_e \sim 10^{-2}$. De nombreux travaux ont été consacrés à la compréhension des mécanismes turbulents à l'œuvre dans les plasmas magnétisés, fortement inhomogènes et anisotropes, constitués de particules de masses très différentes en interaction. Le paragraphe qui suit présente les principales propriétés du transport turbulent en milieu confiné.

1.2.2.1 Généralités

La turbulence en plasma magnétisé est significativement différente de la turbulence fluide observée dans d'autres contextes. En particulier, du fait de la forte intensité du champ magnétique induisant des mouvements d'échelle très différentes dans la direction parallèle et perpendiculaire, la turbulence de tokamak a un caractère quasi-bidimensionnel. Ainsi, les échelles de fluctuations dans les directions perpendiculaires au champ magnétique sont de nombres d'ondes beaucoup plus élevés que ceux des échelles parallèles aux lignes de champ : $k_{\perp}, k_r \gg k_{\parallel}$.

Cette propriété implique que la turbulence dans les plasmas de fusion s'apparente, a priori, à la turbulence fluide bidimensionnelle. Les spectres turbulents, représentant l'énergie contenue dans des structures de différentes échelles, peuvent alors être comparés aux spectres classiques de Kolmogorov. On rappelle que dans le cas d'une turbulence fluide tridimensionnelle, la conservation de l'énergie induit une cascade directe d'énergie des nombres d'onde d'injection vers les nombres d'onde plus grands (aux échelles plus petites), telle que $E(k) \propto k^{-5/3}$. Dans le cas d'une turbulence fluide 2D, la conservation de deux invariants, l'énergie et l'énstrophie, conduit à un spectre contenant une double cascade : cascade directe d'énstrophie telle que $E(k) \propto k^{-3}$, transférant de l'énergie vers les petites échelles (modèle de Kolmogorov-Kraichnan), et une cascade indirecte d'énergie telle que $E(k) \propto k^{-5/3}$, d'indice similaire à celle obtenue en turbulence fluide 3D, qui transfère l'énergie vers les plus grandes échelles. Ce comportement à deux lois d'échelle est bien retrouvé dans les mesures

de fluctuations de densité [HSH⁺04]. Toutefois, les taux de décroissance observés varient par rapport aux prédictions fluides. Dans le domaine de la cascade inverse d'énergie, les spectres expérimentaux, mesurant les fluctuations dans une seule des deux directions, montrent une décroissance consistante en $S_n(k) \propto k^{-3}$, alors que la cascade prédite par la loi de Kolmogorov prédit $S_n(k) \propto k^{-1} E(k) \propto k^{-8/3}$. Dans ce cas, la différence entre observation et prédiction n'est que légère. En revanche, aux échelles inférieures à l'échelle d'injection ($k\rho_s > 1$), le spectre mesuré décroît en $S_n(k) \propto k^{-7}$, beaucoup plus rapidement que la loi de Kolmogorov-Kraichnan, prédisant $S_n(k) \propto k^{-4}$. Finalement, la comparaison avec la turbulence fluide reste limitée. Dans le contexte de la turbulence des plasmas de fusion, l'existence d'une zone inertielle, sans production et sans dissipation n'est pas garantie. Plusieurs types d'instabilités peuvent injecter de l'énergie à différentes échelles et différents mécanismes de dissipation peuvent exister à ces mêmes échelles d'injection. De plus, la turbulence n'est généralement pas isotrope : les spectres en k_θ présentent un maximum vers $k\rho_s \sim 0.3$, alors que les spectres en k_r sont monotones et croissent jusqu'à vers les très petits k_r (cf. figure 1.11a, [MPW⁺01]).

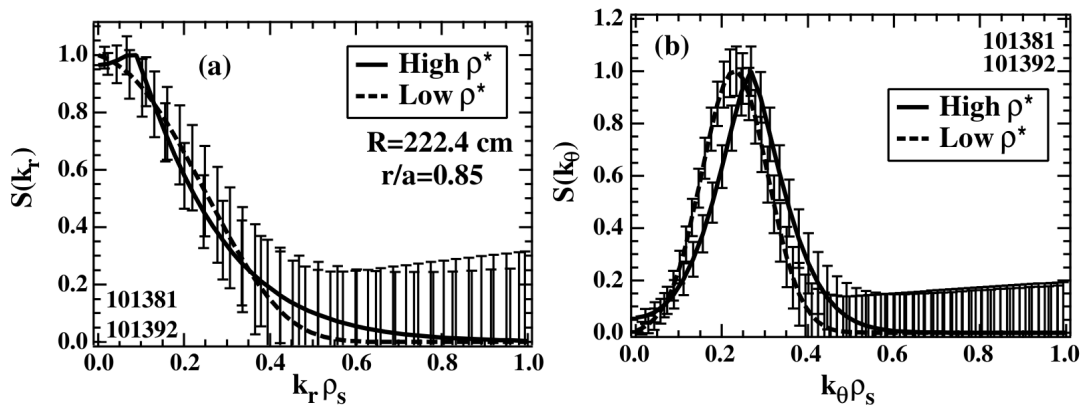
L'étude des spectres permet d'apporter un éclairage à la fois sur les différents mécanismes d'injection d'énergie et de dissipation, et sur les mécanismes non-linéaires d'interaction à différentes échelles. Les mesures réalisées par diffusion laser et par DBS (cf. figure 1.11b, [VGH⁺11]) peuvent être comparées à la prédiction d'un modèle en couches [GGH⁺09, GHV⁺10, BG11], dans lequel les interactions entre fluctuations et structures à grande échelles sont dominantes. Un tel modèle prédit $S_n(k) \propto (k\rho_s)^{-3} / \left(1 + (k\rho_s)^2\right)$ et reproduit les deux pentes de décroissance k^{-3} et k^{-7} . Ces résultats mettent en valeur l'importance des interactions non locales.

Dans les tokamaks, l'activité turbulente varie fortement entre le cœur et le bord du plasma. Le niveau de fluctuation dn/n augmente avec r (voir figure 1.12) et est le plus fort dans les zones externes du plasma, dans le plasma de bord et dans la SOL. La turbulence est par ailleurs majoritairement concentrée dans un secteur poloidal réduit, de quelques dizaines de degrés autour du plan équatorial, côté bas champ. Ce secteur est appelé *zone de ballonnement*.

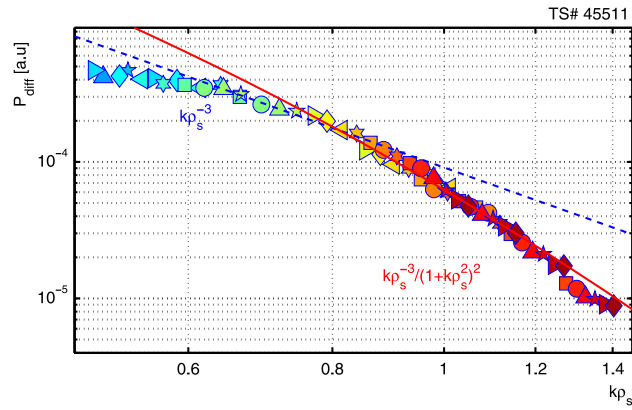
1.2.2.2 Instabilités à l'origine de la turbulence

On compte deux familles génériques d'instabilités à l'origine des fluctuations turbulentes : les ondes de dérive et les instabilités *interchange*. Le mécanisme d'onde de dérive électronique, fondé sur la présence d'un gradient de densité et d'un champ magnétique, peut être décrit de la façon suivante. On se place dans le repère local ($\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\perp$) de coordonnées (x, y) . Le champ magnétique est de la forme $\mathbf{B} = B_\parallel \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_\perp$ avec $B_\parallel > 0$. On suppose la présence d'un gradient radial de densité dirigé vers les r négatifs. Si l'on impose une fluctuation de densité $\delta n > 0$ centrée sur $y = 0$, une fluctuation $\delta\phi$ du potentiel électrostatique lui sera associée (on considère que les électrons, par leur faible masse, ont une réponse dite *adiabatique*, au sens où $\delta n/n = e\delta\phi/T$). $\delta\phi$ cause l'apparition d'un champ électrique perpendiculaire positif pour $y > 0$ et négatif pour $y < 0$. Une vitesse radiale de convection $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ apparaît, dans la direction $x > 0$ pour $y > 0$ et $x < 0$ pour $y < 0$, augmentant la densité du côté $y > 0$ de la perturbation et la diminuant de l'autre côté. Par ce mécanisme, la fluctuation dn se propage dans la direction y . On peut montrer que cette propagation a lieu à la vitesse diamagnétique électronique $V_\star = \frac{\omega_{\star e}}{k_\perp} = -\frac{T_e}{eBn} \nabla_r n = V_{th,e} \rho_{L,e} / L_n$, avec $\omega_{\star e}$ la fréquence de la perturbation, $k_\perp$ son nombre d'onde perpendiculaire, $V_{th,e} = \sqrt{T_e/m_e}$ la vitesse thermique électronique et $L_n = n/\nabla n$ la longueur de gradient de densité. Dans le plasma de cœur de Tore Supra, $V_\star$ vaut typiquement quelques centaines de mètres par seconde.

Dans ce modèle simple adiabatique, l'onde de dérive est purement oscillatoire et ne donne pas lieu à du transport, car seules contribuent au transport les fluctuations de potentiel et de densité qui sont



(a) Comparaison des spectres turbulents dans la direction radiale (gauche) et polôidale (droite), obtenus par mesures par spectroscopie d'émission de faisceau sur DIII-D [MPW⁺01].



(b) Spectre turbulent typique obtenu par rétrodiffusion Doppler et superposition de deux lois d'échelle de la puissance spectrale : loi puissance (bleu) et loi dérivée d'un modèle en couches (rouge) [VGH⁺11].

FIGURE 1.11 – Exemples typiques de spectres turbulents.

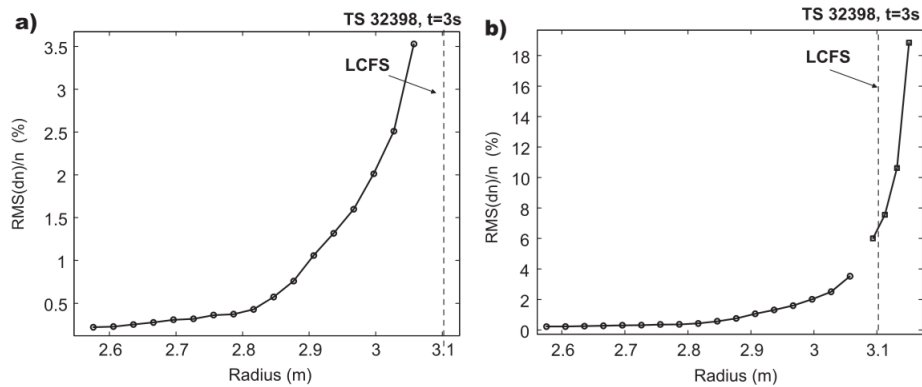


FIGURE 1.12 – Profil radial typique du niveau des fluctuations turbulentes [VHC⁺06].

en quadrature de phase ($\Gamma = \langle \tilde{n} \tilde{V}_r \rangle$). Le déphasage entre δn et $\delta \phi$ peut venir d'un effet collisionnel, qui retarde la réponse à la perturbation ou d'autres mécanismes d'interaction, qu'il faut traiter par une approche plus complète, en particulier par la prise en compte des effets de $k_{\parallel} \sim 1/qR$ fini.

Les instabilités interchange ont un mécanisme fondé sur des perturbations de potentiel, causant l'apparition de cellules convectives $E \times B$ qui transportent les ions et les électrons. En raison de la dérive verticale des particules (de signe opposé selon la charge) et de l'orientation des gradients de densité (dans le sens du gradient de champ magnétique, ou dans l'autre), il y a amplification des perturbations de potentiel côté bas champ.

Ces instabilités mènent à plusieurs régimes de turbulence, associés aux gradients de température ionique ou électronique, et donnent lieu à des fluctuations se propageant dans le sens diamagnétique ionique ou électronique. Les plus couramment citées sont ITG (Ion Temperature Gradient, décrit par Hazegawa et Mima [HM78] et Hasegawa Wakatani [HW83]), ETG (Electron Temperature Gradient) et TEM (Trapped Electron Mode). ITG et ETG se développent avec les particules passantes alors que TEM est porté par les électrons piégés. Ces instabilités donnent lieu à des fluctuations dans des domaines de fréquences et d'échelles variés. Pour ITG, le taux de croissance admet un maximum pour $k_{\perp} \rho_s \sim 0.3$. Pour TEM, $k_{\perp} \rho_s \sim 1$ tandis que pour ETG, $k_{\perp} \rho_s \sim 30$. En première approximation, ITG et TEM donnent lieu à des coefficients de transport plus élevés que pour ETG, du fait des échelles impliquées. Toutefois, il est suggéré que le régime ETG donne lieu à la formation non linéaire de structures allongées radialement avec $k_r \ll k_{\perp}$, appelées *streamers*, qui pourraient fortement augmenter le transport associé [JDKR00].

Les caractéristiques de la turbulence varient en fonction de nombreux paramètres. Dans le cas particulier de la collisionnalité, on peut mentionner que le mode TEM, porté par les particules piégées, devient marginal à haute collisionnalité. À l'inverse, une haute collisionnalité peut exciter d'autres modes, tels les *resistive ballooning modes* (RBMs). Dans Tore Supra, une étude de propriétés de la turbulence a été réalisée dans le cadre d'un scan adimensionnel en collisionnalité et a montré des modifications des spectres turbulents et de la relation de dispersion turbulente [VHG⁺11].

Si le gradient de température est une source d'énergie pour la turbulence, il peut aussi mener à des relaxations par l'émission de structures ballistiques dans le plasma, en amont et en aval du gradient de température. Un gradient critique de température apparaît et une analogie avec la mécanique granulaire (décrivant les tas de sable) est possible [BTW87]. La propagation a lieu à une vitesse de l'ordre de la vitesse diamagnétique, soit quelques centaines de mètres par seconde dans le cœur de Tore Supra (observation expérimentale sur DIII-D [Pol00] – modélisation [SGGB00, GSI⁺07]).

1.2.2.3 Régulation de la turbulence par les écoulements cisailés

Un des moyens génériques de stabiliser les instabilités turbulentes décrites ci-dessus est la génération d'un écoulement de vitesse perpendiculaire $E \times B$ cisailé. Ce phénomène, synthétisé dans plusieurs revues [DIIH05, IID⁺06a], a été découvert historiquement par l'observation sur ASDEX d'un mode de confinement amélioré [WBB⁺82], appelé mode H, en opposition au mode L, régime à plus bas confinement observé jusqu'alors. Un plasma en mode H est caractérisé par une zone de fort cisaillement, située près de la séparatrice, dans laquelle le niveau des fluctuations turbulentes et le transport turbulent sont très faibles. Un *piédestal* s'établit alors au bord du plasma, marqué par des profils de densité, température, etc. de fort gradient dans cette zone. On parle de barrière externe de transport. La transition du mode L au mode H, dite transition L-H, survient lorsque le chauffage du plasma dépasse un seuil. Ce seuil exact de transition, complexe à prédire théoriquement, est réduit par l'emploi d'un divertor. Sur Tore Supra, où les plasmas sont en contact avec un limiteur, la transition

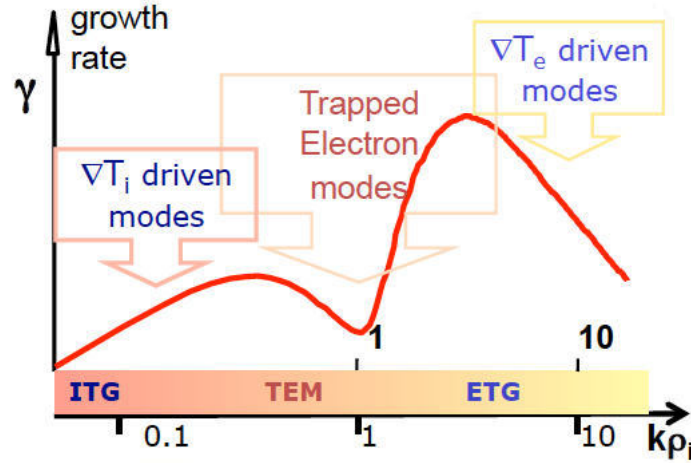


FIGURE 1.13 – Vue schématique du domaine d'échelles où les régimes de turbulence ITG, TEM et ETG sont les plus actifs.

L-H n'a jamais été observée. En complément du piédestal lié au mode H, on peut encore augmenter la qualité du confinement par la mise au point d'équilibres au cisaillement magnétique s faible ou même négatif, permettant de former des barrières internes de transport [BGH⁺02]. Ces barrières augmentent la performance des tokamaks en augmentant le temps de confinement.

L'efficacité du transport turbulent peut être reliée à la longueur de corrélation radiale des fluctuations de densité. Le phénomène est illustré en figure 1.14, à gauche. En l'absence de cisaillement, les fluctuations (structures bleue et verte) engendrent des écoulements de vitesse $E \times B$ (rouge) en vortex causant le mélange du plasma à l'échelle de cette longueur de corrélation. En présence d'écoulements $E \times B$ cisailés, il y a un étirement des fluctuations et une division des fluctuations en fluctuations de plus petites échelles et décorrélées entre elles, phénomène décrit par Biglari, Diamond et Terry [BDT90]. Le cisaillement réduit la longueur radiale de corrélation de la turbulence et diminue le transport. De plus, il force le transfert d'énergie turbulente des grandes aux petites échelles et force la dissipation de la turbulence. On note également en figure 1.14, à droite, que le cisaillement engendre une décorrélation entre fluctuations de densité et fluctuations de vitesse, réduisant de plus l'efficacité du transport. Qualitativement, la turbulence est complètement amortie si le taux de cisaillement est supérieur au taux de croissance de toutes les instabilités turbulentes.

Une famille d'écoulements du plasma joue un rôle important dans la régulation de la turbulence : les flots zonaux (ZF). Les ZF sont des écoulements géodésiques de structure $m = n = 0$. Ils ont la particularité d'être excités par la turbulence [DK91] et, une fois développés, de provoquer par cisaillement la réduction de l'activité turbulente puis de leur propre intensité (cf. figure 1.16). Des modèles théoriques considèrent que les ZF et la turbulence entretiennent une relation de prédateur (ZF) et de proie (la turbulence). Par exemple, dans un modèle décrivant la transition L-H [KD03], de claires oscillations du régime prédateur-proie sont observées (voir figure 1.15). Turbulence et flots zonaux étant fortement liés, on parle de paradigme *drift-wave-zonal-flow*. On présente en détail en section 1.3 la branche oscillante des ZF appelée *mode géodésique acoustique* (GAM).

1.2.2.4 Analyse numérique de la turbulence par les codes gyrocinétiques

L'étude de la turbulence par calcul numérique, en prenant en compte les effets cinétiques du plasma, est un problème complexe menant à des temps de calcul rapidement dissuasifs. De façon

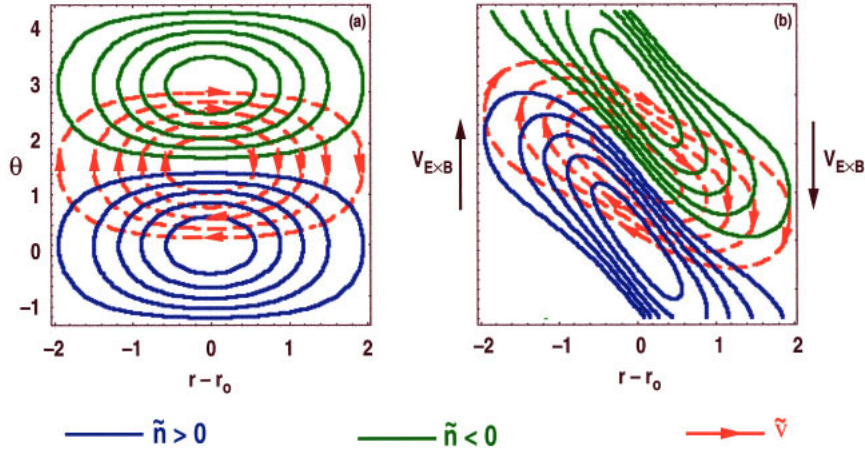


FIGURE 1.14 – Illustration de l’effet du cisaillement sur des fluctuations. Gauche : sans cisaillement. Droite : avec cisaillement [Bur97].

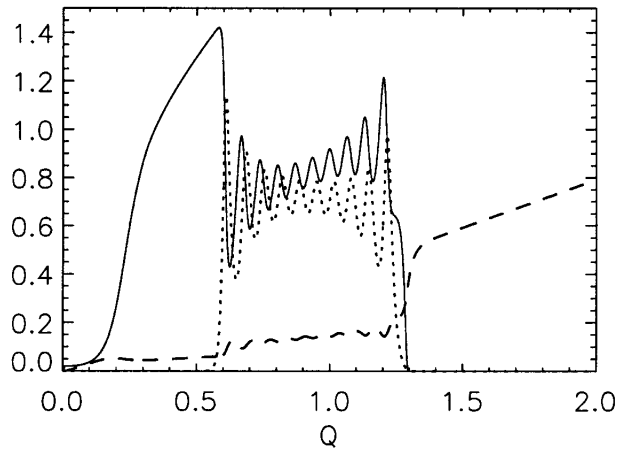


FIGURE 1.15 – Interaction prédateur-proie entre l’énergie turbulente (courbe pleine) et les flots zonaux (courbe en pointillés), avant la transition L-H marquée par l’augmentation brusque du gradient de pression (tirets) [KD03].

générale, la fonction de distribution $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ intervenant dans l'équation cinétique et l'équation de Vlasov est à six dimensions dans l'espace des phases (trois en position et trois en vitesse). Le modèle gyrocinétique permet de réduire le nombre de dimensions effectives en considérant que la phase du mouvement cyclotronique est très rapide devant les temps caractéristiques des fluctuations et qu'elle peut être moyennée. Ce modèle repose essentiellement sur les hypothèses d'un champ magnétique fort et d'un niveau de fluctuation faible comparativement aux grandeurs d'équilibre. La description gyrocinétique est ainsi bien adaptée pour les études de la microturbulence dans le coeur du plasma, où ces hypothèses sont valides. Dans ce modèle, la fonction de distribution des gyrocentres f n'a que cinq variables dans l'espace des phases : $f(r, \theta, \varphi, v_{\parallel}, \mu, t)$. Dans un cas non collisionnel, l'équation gyrocinétique, à laquelle satisfait f , s'écrit :

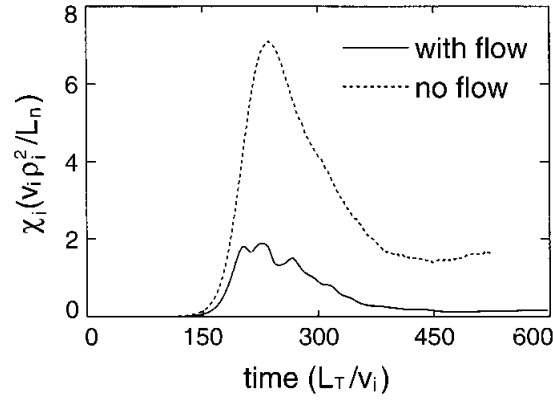
$$\partial_t f + (\mathbf{V}_E + \mathbf{V}_{\nabla B}) \cdot \nabla_{\perp} f + (v_{\parallel}/R) \partial_{\varphi} f + v_{\parallel} \cdot \partial_{v_{\parallel}} f = 0$$

avec $\nabla_{\perp} = (\partial_r, 1/r \partial_{\theta})$, $\mathbf{V}_E$ la dérive de champ électrique non plus égale à $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ mais à sa version gyro-moyennée : $\mathbf{V}_E = \mathbf{B} \times \nabla(\mathcal{J}\phi)/B^2$ et $\mathbf{V}_{\nabla B}$ la dérive de gradient-courbure.

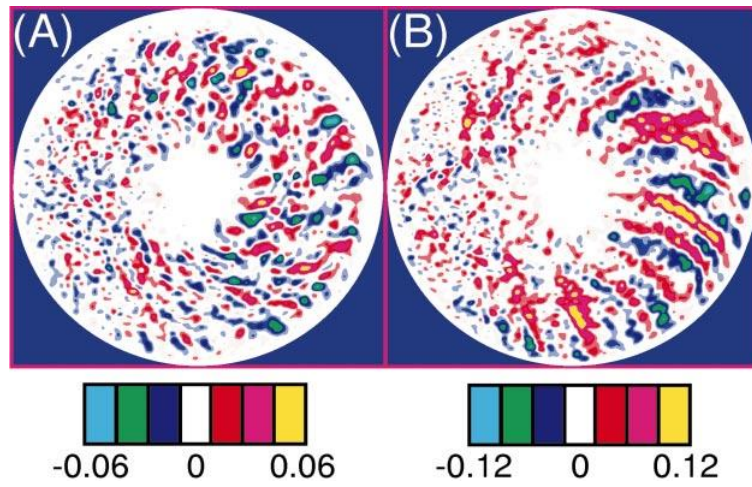
Des codes gyrocinétiques variés existent. Ces codes se différencient par les techniques numériques qu'ils utilisent, mais aussi par la géométrie qu'ils traitent et les hypothèses physiques sur lesquelles ils reposent. Par exemple, concernant la géométrie, un code peut être *global* et représenter un large volume de plasma, comme pour GTC, ORB5, GYRO, GENE (dans sa version globale), GYSELA, etc. ou être *local*, dit aussi *flux-tube*, et ne traiter qu'un volume limité autour d'une ligne de champ, comme dans les codes GS2, GENE, GKW, etc. Dans le cas d'un code global, le profil de température est libre d'évoluer. Ceci permet de construire un profil de température à partir d'un flux de chaleur imposé, similaire au chauffage expérimental. Cette approche est appelée *forçage par le flux*. Dans le cas d'un code local, le gradient de température est fixé comme paramètre d'entrée et ne peut évoluer. Historiquement, de nombreux codes gyrocinétiques séparent la fonction de distribution f en une partie d'équilibre f_{eq} et une partie perturbative notée δf . Cette méthode, appelée *méthode δf* , est couramment utilisée dans les codes à gradient fixe dans lesquels le transport n'a pas d'effet rétroactif sur le profil de température d'équilibre. À l'inverse, les codes dits *full- f* calculent les variations de f dans le cas général.

Concernant les hypothèses physiques, l'hypothèse *électrostatique* consiste à négliger les fluctuations du champ magnétique. Dans ce cadre, l'équilibre magnétique n'évolue pas pendant la simulation. Une autre caractéristique importante est la manière de traiter la dynamique des électrons. Ils peuvent être traités de façon totalement cinétique ou peuvent être considérés comme *adiabatiques*, c'est-à-dire répondant à toute variation de charge électrostatique $\delta\phi$ par une variation en densité δn , associée à un δf de type Boltzmann. Dans cette hypothèse, les électrons sont en équilibre thermodynamique instantané dans le potentiel fluctuant et ne peuvent générer une instabilité.

Enfin, les codes gyrocinétiques utilisent différentes techniques numériques. Une majorité des codes actuels utilisent une approche eulérienne dans laquelle les équations sont discrétisées sur une grille fixe dans l'espace des phases : cas des codes GENE, GYRO, GS2, GKW, etc. La présence d'une grille fixe a l'inconvénient d'induire une dissipation numérique. L'autre approche, la représentation Lagrangienne, est utilisée dans les codes appelés *particle in cell* (PIC), tels ORB5, GTC, etc. où l'évolution de la fonction de distribution est suivie dans l'espace continu des phases. À chaque pas de temps, les moments de la fonction de distribution sont évalués sur une grille fixe de l'espace réel. Dans ce cas, l'équation résolue est parfaitement conservative (au moins dans le cas sans collisions), mais le bruit numérique peut être important. Le code GYSELA (GYrokinetic SEmi-LAgrangian), développé au CEA Cadarache et utilisé dans ce travail, repose sur la représentation semi-Lagrangienne, un compromis entre les méthodes eulérienne et lagrangienne. Dans ce cas, comme pour la représenta-



(a) Réduction du coefficient de diffusion de la chaleur ionique par l'effet des ZF.



(b) Réduction de la longueur radiale de corrélation des fluctuations turbulentes par l'effet des ZF, observée dans des cartes du potentiel électrostatique.

FIGURE 1.16 – Exemple de simulation gyrocinétique avec le code GTC, mettant en évidence l'effet des écoulements zonaux sur le transport turbulent [LHL⁺98].

tion eulérienne, une grille fixe est utilisée pour l'espace des phases mais l'évolution temporelle de la fonction de distribution est calculée dans l'espace des phases de manière continue. À chaque pas de temps, la fonction de distribution est projetée sur la grille de l'espace des phases où sont également calculés les différents champs. Cette approche a l'avantage d'être généralement moins dissipative que la méthode lagrangienne et à la fois d'éviter les problèmes de bruit numérique des codes PIC.

À titre d'illustration des capacités des simulations gyrocinétiques, la figure 1.16, présente une simulation avec le code lagrangien GTC, mettant en évidence, pour la première fois, l'effet des flots zonaux sur le transport turbulent, discuté en partie § 1.2.2.3. La figure 1.16a montre l'évolution temporelle du coefficient de diffusion de la chaleur ionique, avec et sans écoulements zonaux. Une réduction nette du transport est visible en présence des écoulements zonaux. La figure 1.16b montre les cartes poloïdales des fluctuations du potentiel électrostatique où l'effet du cisaillement des écoulements se traduit par une réduction de l'extension radiale des structures turbulentes.

1.3 Mode Géodésique Acoustique - contexte théorique et expérimental

Le mode géodésique acoustique (GAM) fait partie de la famille des flots zonaux, écoulements de structure $m = n = 0$. Par l'appellation flots zonaux, on désigne le plus souvent les flots zonaux quasi-stationnaires, notés ZF. À la différence de ces derniers, les GAMs se manifestent par des oscillations de la vitesse perpendiculaire du plasma à une fréquence proche de $c_s/2\pi R$ où la vitesse du son, c_s , est déterminée dans l'expérience par $c_s = \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}$ et R est le grand rayon du plasma. Cette fréquence est de l'ordre de la dizaine de kiloHertz dans des conditions typiques d'opération. Cet écoulement oscillant est spécifique à la géométrie toroïdale du plasma. Il correspond à une perturbation du potentiel électrostatique $m = n = 0$ couplée linéairement par un effet de la géométrie toroïdale à un mode de pression $m = 1, n = 0$, d'où l'appellation *géodésique*.

Le mécanisme d'oscillation est le suivant. Supposons la présence d'un flot $E \times B$ dans le plasma. En raison de la divergence de ces flots liée à la géométrie torique des surfaces magnétiques et avec la variation de B avec R , un surplus de densité apparaît en haut ou en bas du plasma et un déficit de l'autre côté, soit une structure $m = 1$ alignée verticalement. Le gradient perpendiculaire de densité est compensé par une force de Lorentz $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, causée par un courant perturbant l'ambipolarité des flux de charges du plasma à travers les surfaces magnétiques. Un champ électrique radial apparaît pour compenser cette perturbation et cause une rotation $E \times B$ dans la direction opposée à celle du flot $E \times B$ initial.

La différence entre GAMs et ZF tient aux propriétés des écoulements parallèles. Pour les GAMs, les oscillations apparaissent car les écoulements parallèles ne sont pas en mesure d'équilibrer la densité entre le haut et le bas du plasma. Cette situation est typique de zones de plasma à relativement haut facteur de sécurité, telles le plasma de bord. Dans le cas des flots zonaux quasi-stationnaires, un écoulement de plasma parallèle aux lignes de champ permet, malgré le flot $E \times B$, de conserver une densité homogène sur la surface magnétique. Cette situation est favorisée par de faibles valeurs du facteur de sécurité, typiques du plasma de cœur.

Dans l'étude du transport turbulent, il est intéressant de prendre en compte les GAMs car ceux-ci interagissent avec la turbulence et les flots zonaux quasi-stationnaires qui ont un effet réducteur sur le transport. L'avantage des GAMs est que ses oscillations sont d'observation plus accessible dans l'expérience que les ZF, difficiles à détecter en raison de leur très basse fréquence. Les GAMs contribuent, de façon plus ou moins directe, aux mécanismes de régulation du transport turbulent.

Dans la suite de cette section, on présente comment le GAM a été identifié dans des mesures expérimentales. Puis on décrit différentes prédictions de sa fréquence, son interaction avec la turbulence, ses mécanismes d'amortissement et sa structure radiale.

1.3.1 Observation et identification du GAM

Le GAM est observé dans la majorité des machines au bord des plasmas en mode L. Les principaux diagnostics qui ont permis de le mettre en évidence dans l'expérience sont :

- la spectroscopie d'émission de faisceau (BES), mesurant la vitesse des fluctuations dans le plan poloïdal, comme sur DIII-D [MFJ⁺03],
- la rétrodiffusion Doppler (DBS), mesurant la vitesse perpendiculaire des fluctuations, comme sur ASDEX-Upgrade [CSS⁺05], DIII-D [SWH⁺08, HPC⁺12], Tore Supra [VHGtTST12] et FT2 [GGA⁺13],

- les mesures par ions lourds (HIBP), caractérisant les fluctuations de potentiel, sur CHS [FII⁺04], JIPP T-IIU [HNI⁺05], T10 [MVE⁺06] et JFT2-M [IMK⁺06],
- différents montages de sondes de Langmuir (LP), mesurant les fluctuations de potentiel, comme sur HT-7 [XWS02], JFT-2M [NHE⁺05], HL-2A [ZLD⁺06] et EAST [YNX⁺13].

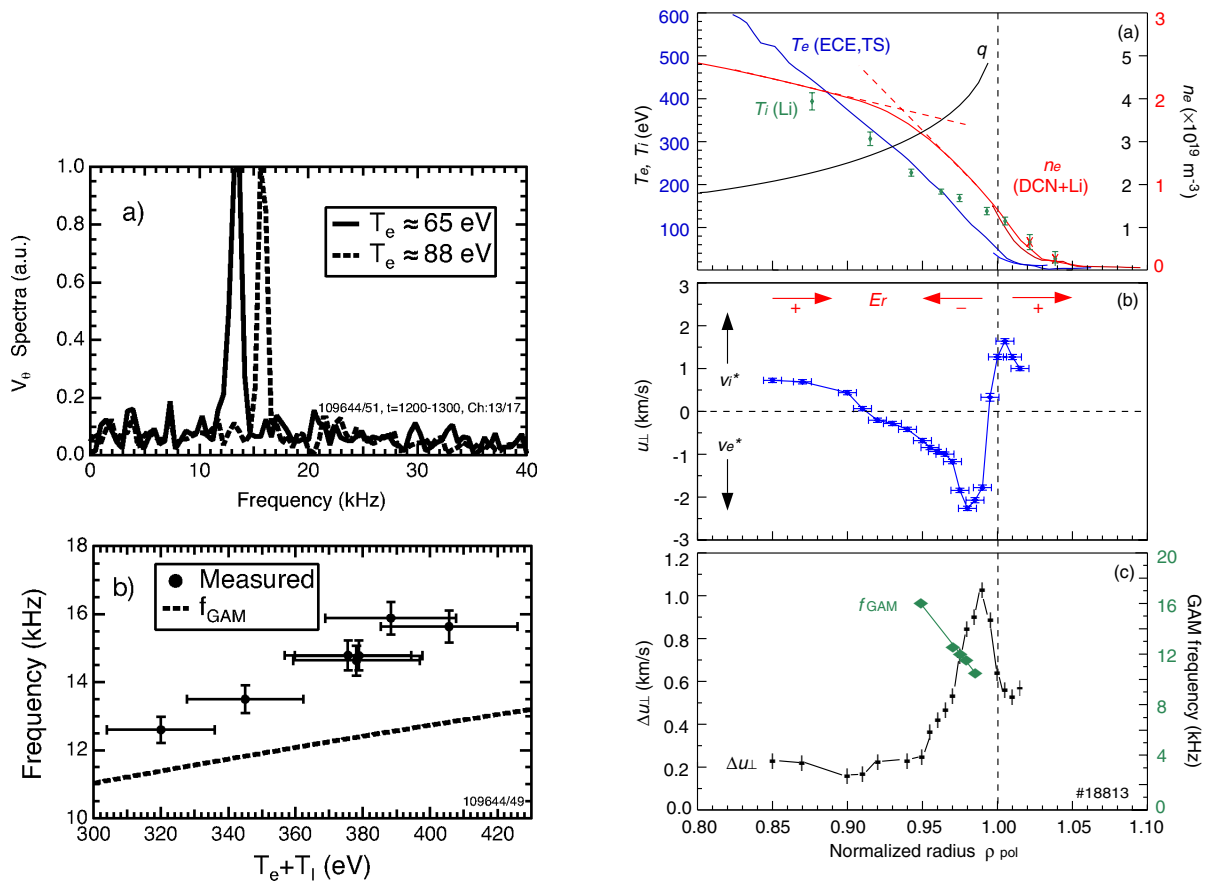
La figure 1.17 présente des mesures typiques du GAM obtenues dans les tokamaks DIII-D et ASDEX-Upgrade, respectivement par BES et DBS. Dans les deux cas, le GAM est détecté dans le spectre de la vitesse, polioïdale pour la mesure BES et perpendiculaire pour la mesure DBS, sous la forme d'un pic net à une fréquence de l'ordre de la dizaine de kHz (figure 1.17a, haut). Les spectres ne montrent de pic que dans le plasma de bord, pour $\rho > 0.9$. (Nota : les spectres de la figure 1.17a correspondent à des mesures à $\rho = 0.95$.) Dans DIII-D comme dans ASDEX-Upgrade, la fréquence de ce pic varie en fonction de la température locale. De façon générale, plus les mesures sont profondes, plus la fréquence du GAM est grande. La fréquence GAM suit également les évolutions temporelles de la température plasma.

Des lois empiriques de la fréquence GAM ont été employées par différents auteurs. Les plus fréquemment utilisées sont de la forme $f_{\text{GAM}} = A \sqrt{\frac{T_i + T_e}{m_i}} \frac{1}{2\pi R}$ avec $A = 1$ [MFJ⁺03, CSS⁺05, MVE⁺06] ou avec $A = \sqrt{2}$ [CtAUT08, HWN⁺11]. Cependant, il sera montré plus tard que dépendances ne sont pas tout à fait en accord avec la prédiction théorique de fréquence GAM.

La comparaison du profil de fréquence des oscillations de $V_\perp$ avec une des lois empiriques ci-dessus est utile pour interpréter les signaux et considérer qu'une oscillation peut ou ne peut être de type GAM. Si ce critère suffit généralement à attribuer les oscillations au GAM, il convient d'être prudent dans le cas général. En effet, le GAM n'est pas nécessairement la seule oscillation dans son domaine de fréquences. Une famille de modes est connue pour osciller à la même fréquence que le GAM : les modes propres de type beta-Alfvén (*Beta Alfvén eigenmodes*, BAE). Il a été montré théoriquement que les GAMs et les BAEs partagent la même relation de dispersion [NGS08]. Les BAE sont une sous-famille de la grande famille des modes MHD, non détaillée ici. À titre d'illustration, une situation prêtant à confusion a déjà été rencontrée sur Tore Supra, dans un cas de chauffage par résonance ionique et résonance hybride basse électronique [SCC⁺06] : en figure 1.18, le spectre des fluctuations en densité montre un pic à environ 50 kHz, d'une valeur compatible avec une fréquence GAM dans le cœur, où la température est plus élevée qu'au bord. L'étude de la structure des perturbations du mode permet de discerner sa nature [GFO⁺06]. La perturbation en densité pour le GAM est de type $m = 1$ (vertical) et est donc faible dans le plan équatorial, alors qu'elle est significative pour le BAE. Ce point permet de considérer que le pic de la figure 1.18 est probablement attribuable au BAE. Outre le critère sur la structure des perturbations en densité, les GAMs ont un nombre d'onde toroïdal $n = 0$ tandis que les BAE ont $n \geq 1$. Les GAMs sont peu excités par les particules rapides [ZCS96], tandis que les BAE y sont sensibles. Les BAE sont localisés radialement, alors que les GAMs se propagent radialement [NGS08].

On note également l'existence d'une variante des BAEs, les *beta-induced Alfvén-acoustic eigenmodes* (BAAEs), observés sur JET pour un faible β et sur NSTX pour un β plus grand [GBF⁺07, GVZB⁺09]. Les BAAEs se présentent comme des modes globaux dont la fréquence varie avec le temps dans un intervalle donné à l'échelle de quelques millisecondes. Le rapport entre la fréquence typique de BAAE et de GAM est de $1/\sqrt{2(q^2 + 1)}$, soit 32% de la fréquence GAM pour $q = 2$ et 22% pour $q = 3$. Pour des valeurs modestes de q , il pourrait être envisageable de confondre les BAAEs avec les GAMs.

La définition du GAM par une perturbation exclusivement $m = n = 0$ en vitesse et $m = 1, n = 0$ en densité est à nuancer. Des travaux théoriques récents décrivent en particulier des perturbations magnétiques de structure $m = 2$ du GAM, issues des courants de retour des fluctuations en densité



(a) Observation du GAM par spectroscopie d'émission de faisceau (BES) sur DIII-D. La fréquence du GAM croît avec la température et est légèrement supérieure au profil $f = \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}/2\pi R$ [MFJ⁺03].

(b) Observation du GAM sur ASDEX par rétrodiffusion Doppler. Le GAM est visible dans le plasma de bord, à proximité de la séparatrice. Sa fréquence augmente selon le profil de température [CSS⁺05].

FIGURE 1.17 – Observations expérimentales typiques dans les machines DIII-D (a) et ASDEX-Upgrade (b).

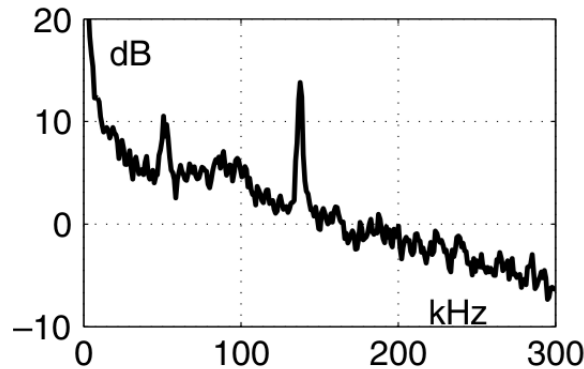


FIGURE 1.18 – Spectre de fluctuations en densité mesuré par réflectométrie dans le plan équatorial sur Tore Supra. Le pic de gauche, à environ 50 kHz, est potentiellement attribuable à un GAM mais a été identifié comme la manifestation d'un mode BAE [SSCG06].

[Zho07, Wah09, ESMG13, Ren14a]. Des effets de rayon de Larmor fini (FLR) pourraient aussi avoir un rôle [SIET08]. Ces modèles sont appuyés par des mesures expérimentales dans DIII-D [WPR⁺13] et TCV [dMCH⁺14].

En sus des BAE, les particules énergétiques peuvent exciter une forme particulière de GAM, l'EGAM. Ce mode a une fréquence inférieure à la fréquence GAM conventionnelle d'un facteur de l'ordre de deux. Il a pour la première fois été observé sur JET dans un plasma chauffé par ICRH (résonance ionique) par des mesures magnétiques [BBB⁺06], puis dans d'autres plasmas de DIII-D, soumis à une puissante injection de neutres [NFA⁺08]. Ces observations ont donné lieu à des modélisations théoriques cinétiques et à une reproduction du mode en simulation [Mar06, Fu08, QZC10b, ZGS⁺12, ZBB⁺14, GZD⁺14].

Dans la mesure où des modes particuliers ont des fréquences proches de celle du GAM, il est préférable de ne pas se contenter d'identifier le GAM que par sa fréquence.

1.3.2 Prédiction théorique de la fréquence GAM

On montre par la suite que les modèles théoriques prévoient une fréquence GAM de la forme $f_{\text{GAM}} \sim A \sqrt{\frac{\Gamma_i T_i + \Gamma_e T_e}{m_i}} \frac{1}{2\pi R}$ avec $A \approx \sqrt{2}$. On note la présence des coefficients adiabatiques Γ_i et Γ_e , égaux à 1, 5/3 ou 7/4 selon les modèles. Il apparaît alors que les prédictions théoriques sont systématiquement supérieures aux estimations des modèles empiriques. On présente dans un premier temps une dérivation détaillée de la fréquence GAM dans le modèle MHD.

1.3.2.1 Dérivation de la fréquence GAM dans le modèle MHD

Le premier travail théorique faisant apparaître la fréquence GAM dans un système toroïdal est dû à Winsor [WJD68]. Dans ce calcul dont les étapes sont transcrites ci-dessous, le GAM est mis en évidence en résolvant le système d'équations MHD perturbé en densité, vitesse et courant. Dans un plasma magnétostatique, le système d'équations MHD perturbé est composé de :

$$\rho \frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}}{\partial t} = \tilde{\mathbf{J}} \times \mathbf{B} - \nabla \tilde{p} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \tilde{\mathbf{v}} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \tilde{\phi} = \tilde{\mathbf{v}} \times \mathbf{B} \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}} = 0 \quad (1.5)$$

$$\rho^{-\Gamma} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} - \gamma p \rho^{-\Gamma-1} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{v}} \cdot \nabla (p \rho^{-\Gamma}) = 0. \quad (1.6)$$

Le coefficient adiabatique est estimé à 2 par Winsor, alors que, plus récemment, d'autres auteurs adoptent $\Gamma = 5/3$ en faisant référence à ce même modèle [SSEB13, Ren14b]. La valeur 5/3 semble en effet la plus adaptée et correspond à $\Gamma = (n+2)/n$ avec $n = 3$ degrés de liberté des particules monoatomiques du plasma. La perturbation en vitesse du système, projetée sur les composantes radiale, perpendiculaire et parallèle, est cherchée sous la forme

$$\tilde{\mathbf{v}} = \left(\tilde{v}_\psi \frac{\nabla \psi}{|\nabla \psi|^2} + \tilde{v}_\perp \frac{\mathbf{B} \times \nabla \psi}{B^2} + \tilde{v}_\parallel \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right) \exp(-i\omega t). \quad (1.7)$$

avec ψ le flux magnétique poloïdal introduit au § 1.1.4, indexant les surfaces magnétiques.

La composante parallèle de l'équation 1.4 donne $\nabla_{\parallel} \tilde{\phi} = 0$ et donc $\tilde{\phi}$ est constant sur une surface de flux : $\tilde{\phi} = \tilde{\phi}(\psi)$. On déduit alors de la composante perpendiculaire de l'équation 1.4 que $\nabla_{\perp} \tilde{\phi} = 0 = \tilde{\mathbf{v}}_{\psi} \times \mathbf{B}$ et ainsi $\tilde{v}_{\psi} = 0$. Les solutions de $\tilde{\mathbf{v}}$ de l'équation 1.7 se réduisent donc à :

$$\tilde{\mathbf{v}} = \left(\tilde{v}_{\perp} \frac{\mathbf{B} \times \nabla \psi}{B^2} + \tilde{v}_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B^2} \right) \exp(-i\omega t). \quad (1.8)$$

La densité ρ et la pression $p = (n_e + n_i)kT = 2\rho kT/m_i$ sont des variables constantes sur les surfaces de flux. On obtient que l'équation 1.6 se réduit à :

$$\tilde{p} = \frac{\Gamma p}{\rho} \tilde{\rho}. \quad (1.9)$$

Dans le système de coordonnées (ψ, ξ, ζ) où ξ est la coordonnée dans la direction perpendiculaire et ζ dans la direction parallèle, le volume élémentaire s'écrit $d\tau = \mathcal{J} d\psi dS$ avec $dS = d\xi d\zeta$ et $\mathcal{J}$ est le jacobien de ce système de coordonnées. Le théorème de la divergence appliqué à l'équation 1.5 sur chaque surface magnétique donne :

$$\int \tilde{J}_{\psi} \mathcal{J} dS = 0 \quad (1.10)$$

La projection de l'équation 1.2 suivant la direction perpendiculaire permet d'exprimer $\tilde{J}_{\psi}$. On injecte cette expression dans l'équation 1.10, en adoptant pour $\tilde{\mathbf{v}}$ l'expression de l'équation 1.8 et pour $\tilde{p}$ l'expression de l'équation 1.9. On obtient :

$$\tilde{v}_{\perp} = -\frac{i\Gamma p}{\omega \rho^2} \frac{\int \frac{\mathbf{B} \times \nabla \psi \cdot \nabla \tilde{\rho}}{B^2} \mathcal{J} dS}{\int \frac{|\nabla \psi|^2}{B^2} \mathcal{J} dS}.$$

La projection de l'équation 1.2 dans la direction parallèle permet, avec les équations 1.8 et 1.9, de trouver :

$$\tilde{v}_{\parallel} = -\frac{i\Gamma p}{\omega \rho^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \tilde{\rho}.$$

Le champ de vitesse perturbatif $\tilde{\mathbf{v}}$ est donc exprimé en fonction de la perturbation en densité. On multiplie l'équation 1.3 par $\tilde{\rho}^* \mathcal{J} dS$ puis on l'intègre sur une surface magnétique. Après quelques transformations (dont une intégration par parties), on obtient :

$$\omega^2 \int |\tilde{\rho}|^2 \mathcal{J} dS = \frac{\Gamma p}{\rho} \left(\left| \int \tilde{\rho} \frac{\mathbf{B} \times \nabla \psi \cdot \nabla B^2}{B^4} \mathcal{J} dS \right|^2 / \int \frac{|\nabla \psi|^2}{B^2} \mathcal{J} dS + \int \frac{|\mathbf{B} \cdot \nabla \tilde{\rho}|^2}{B^2} \mathcal{J} dS \right). \quad (1.11)$$

On compte deux termes dans le membre de droite. Le premier est dû au mouvement $E \times B$ dans la direction perpendiculaire et fait intervenir la courbure du champ magnétique par l'intermédiaire du terme ∇B^2 . Le second représente la propagation de l'onde sonore parallèlement aux lignes de champ. Tel quel, $\omega^2 \geq 0$ et le mode décrit est linéairement stable.

Dans une géométrie torique de grand rayon R et de système de coordonnées (r, θ, φ) , la métrique devient :

$$dl^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + \left(1 + \frac{r}{R} \cos \theta\right)^2 R^2 d\varphi^2$$

et le champ magnétique vaut :

$$\mathbf{B} = \frac{B_0}{1 + \frac{r}{R} \cos \theta} (\mathbf{e}_\varphi + f(r) \mathbf{e}_\theta)$$

avec $f = r/q\sqrt{R^2 - r^2}$ une mesure de la transformée rotationnelle. En posant $\psi = r$,

$$\mathcal{J} dS = r \left(1 + \frac{r}{R} \cos \theta \right) d\theta R d\varphi$$

et en développant les termes de l'équation 1.11 en série de Fourier en θ et φ , on obtient pour les modes symétriques en φ :

$$\omega^2 \int_0^{2\pi} |\tilde{\rho}|^2 d\theta = \frac{\Gamma p}{\rho r^2 (1 + f^2)} \left\{ 2r^2 \left| \int_0^{2\pi} \tilde{\rho} \left(\sin \theta + \frac{r}{2R} \sin 2\theta \right) d\theta \right|^2 / \pi R^2 \left(1 + \frac{3r^2}{2R^2} \right) + f^2 \int_0^{2\pi} \left| \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \theta} \right|^2 d\theta \right\}. \quad (1.12)$$

Le terme de gauche est absent pour les modes asymétriques en φ et pour les modes poloïdaux autres que $\sin \theta$ et $\sin 2\theta$. Cela signifie que la perturbation du GAM en densité est de type $n = 0$ et $m = 1, 2$. Dans la limite $r \ll R$, le terme en $\sin 2\theta$ disparaît et l'équation 1.12 s'écrit :

$$\omega^2 = \frac{\Gamma p}{\rho R^2} \left(2 + \frac{1}{q^2} \right).$$

En notant $c_s = \sqrt{\Gamma p / \rho} = \sqrt{\Gamma (T_e + T_i) / m_i}$ ($T_e = T_i$ dans ce modèle), on obtient finalement l'expression de la fréquence GAM :

$$\omega = \frac{c_s}{R} \sqrt{2 + \frac{1}{q^2}}.$$

1.3.2.2 Synthèse des prédictions théoriques

Modèle	Référence	Prédiction de la fréquence GAM
MHD	Winsor 1968 [WJD68]	$\omega_{W1968} = \sqrt{2 + \frac{1}{q^2}} \sqrt{\frac{(5/3)(T_i + T_e)}{m_i}} \frac{1}{R}$
Bi-fluide	Hallatschek 2001 [HB01]	$\omega_{H2001} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{(5/3)T_i + T_e}{m_i}} \frac{1}{R}$
Cinétique	Lebedev 1996 [LYD ⁺ 96]	$\omega_{LZ1996} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{(7/4)T_i + T_e}{m_i}} \frac{1}{R}$
	Watari 2005 [WHF ⁺ 05]	$\omega_{W2005} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{(7/4 + 1/2q^2)T_i + T_e}{m_i}} \frac{1}{R}$
	Sugama 2006 [SW06]	$\omega_{S2006} = \sqrt{2 + \frac{(23/4)T_i^2 + 4T_i T_e + T_e^2}{q^2 [(7/4)T_i + T_e]^2}} \sqrt{\frac{(7/4)T_i + T_e}{m_i}} \frac{1}{R}$
	Zarzoso 2012 [ZGS ⁺ 12]	$\omega_{Z2012} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{(7/4)T_i + (1 + 1/2q^2)T_e}{m_i}} \frac{1}{R}$

TABLE 1.1 – Synthèse des prédictions analytiques de la fréquence GAM dans les formalismes MHD, bi-fluide et cinétique.

En complément du modèle MHD de Winsor, d'autres modèles formulent des prédictions de fréquence GAM. Un inventaire des prédictions analytiques connues est proposé au tableau 1.1. Parmi les prédictions en modèle fluide, on compte le modèle de Winsor (MHD), décrit précédemment. Cette prédiction est retrouvée dans la dérivation de l'accélération de Stringer [HD93], sous la forme d'une oscillation des écoulements poloïdaux en plus de la mise en rotation. On note que le coefficient adiabatique $\Gamma = 5/3$ (dont la valeur est discutée au § 1.3.2.1) s'applique aux ions et aux électrons de façon équivalente, conformément au modèle MHD qui traite l'ensemble des espèces comme un fluide unique. Outre qu'il est préférable d'employer cette formule dans un plasma vérifiant $T_i = T_e$, certains auteurs suggèrent de choisir une valeur de γ alternative, intermédiaire entre les valeurs plausibles pour les ions (modèle adiabatique, $\gamma_i = 5/3$) et les électrons (modèle isotherme, $\Gamma_e = 1$), soit $\Gamma = \frac{\Gamma_i + \Gamma_e}{2} = 4/3$ [Hal07].

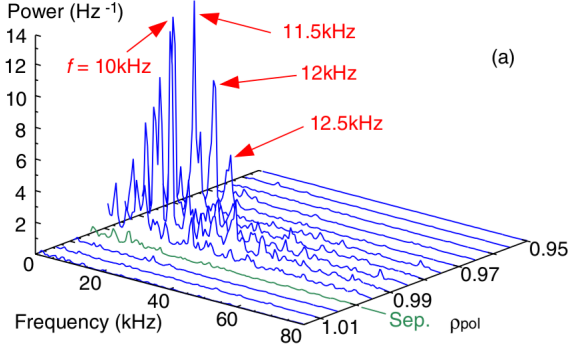
Le GAM a également été étudié dans le cadre du système d'équations de Braginskii, bi-fluide [HB01]. On note que l'hypothèse $q \gg 1$ y a été effectuée, si bien que les ondes sonores parallèles, responsables du terme en $1/q^2$ dans la formule de Winsor, n'y sont pas prises en compte. On remarque que la résolution bi-fluide différencie le coefficient adiabatique applicable aux températures des ions et des électrons. Dans l'article original, l'auteur formule cette fréquence d'une façon différente : $\omega = \sqrt{(6 + 10\tau)/(3 + 3\tau)} c_s / R$. Dans ce contexte, les normalisations qui s'appliquent sont $c_s = \sqrt{T_e(1 + \tau)/m_i}$ et $\tau = T_i/T_e$ [ZBDG96].

Plusieurs études prenant en compte les effets cinétiques proposent des prédictions de la fréquence GAM (voir tableau 1.1). Lebedev trouve cette formule en étudiant la relaxation de flots poloïdaux dans le régime plateau, mais ne mentionne pas explicitement qu'elle correspond au GAM. (On note que Zonca trouve indépendamment la même formule en s'intéressant aux modes d'Alfvén basse fréquence dans un cadre cinétique et en identifiant le BAE [ZCS96]). Le résultat de Watari est issu d'une étude dans le cas général des systèmes hélicoïdaux, appliqué au cas particulier des tokamaks à section circulaire. Le résultat de Sugama s'inscrit dans l'étude d'un amortissement non-collisionnel dû à la largeur d'orbite finie des ions et est la solution d'une équation non linéaire fondée sur la théorie gyrocinétique dans une limite dite *fluide* ($q\omega_{\text{GAM}}R \gg \sqrt{T_i/m_i}$). Le résultat de Zarzoso est analogue à celui de Sugama et introduit une étude de l'excitation d'un type de GAM par des particules rapides.

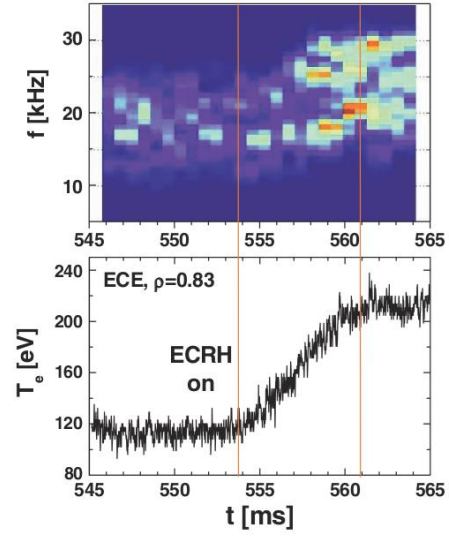
Les formules varient selon les détails des calculs, mais sont, dans leur limite fluide, toutes similaires aux formules en modèle fluide décrites précédemment. Une différence notable est la variation de la valeur du coefficient adiabatique, valant $\Gamma = 7/4$ avec les effets cinétiques et $\Gamma = 5/3$ sans. Cette variation est due au caractère anisotrope des perturbations en densité dues au GAM, décrites par le modèle cinétique et ignorées par les modèles fluides conventionnels. Un modèle fluide adapté, distinguant les pressions parallèle et perpendiculaire, a permis de retrouver le coefficient adiabatique $7/4$ [SSEB13]. En résumé, le coefficient adiabatique $7/4$ semble être le mieux justifié par la théorie.

Malgré la précision du calcul des prédictions théoriques de fréquence GAM, il est possible qu'il n'existe pas une mais plusieurs fréquences GAM. Un modèle théorique détaillant les effets des orbites des particules (dont la largeur d'orbite et la distinction particules passantes et piégées) a pu montrer la possibilité d'un dédoublement de la fréquence GAM [WHNT07]. Cette idée est soutenue par une autre étude théorique prenant en compte les effets de largeur d'orbite finie, mentionnant l'effet lorsque $T_e > 1.2 T_i$ [ESMG13]. Ces modèles pourraient faire écho à des observations expérimentales de multiples pics GAM (voir figure 1.19, [CSS⁺05, MVE⁺06]). Ces phénomènes ne sont pas encore totalement élucidés.

Les travaux mentionnés ci-dessus (dont les formules associées sont présentées dans le tableau 1.1) donnent une prédiction de la fréquence GAM dans le cas d'un plasma pur, de section circulaire et de grand rapport d'aspect ($\varepsilon \rightarrow 0$). Or, de nombreux effets agissant sur la fréquence GAM ont



(a) Observation de multiples pics GAM à proximité de la séparatrice dans ASDEX [CSS⁺05].



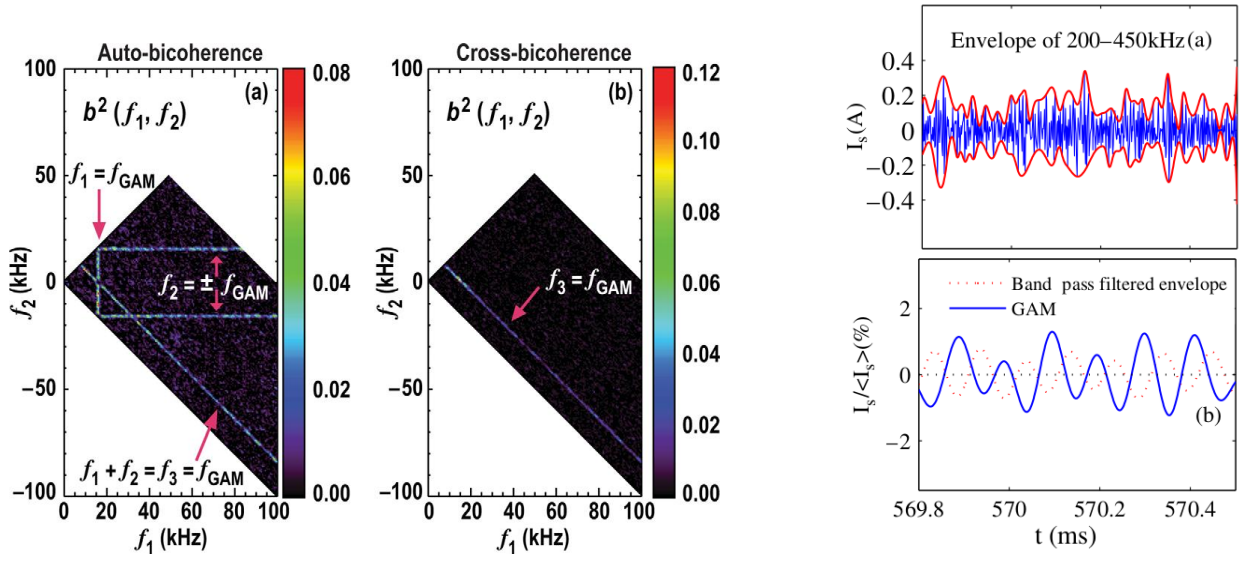
(b) Observation de multiples pics GAM lors de l'allumage du chauffage cyclotronique électronique (ECRH) sur T-10 [MVE⁺06].

FIGURE 1.19 – Preuves expérimentales que la fréquence GAM n'est pas nécessairement unique.

été modélisés. Par exemple, les effets de la rotation [Wah08, Zho10], de la géométrie du plasma [CTS⁺08, GWS08, Gao10], des impuretés [GWL10], de la propagation du GAM [SW06, ZC08], d'une forte collisionnalité [Gao13], d'une pression moyenne anisotrope [Ren14b, RC14] ou encore de la présence de particules rapides [ZBB⁺14] ont été étudiés théoriquement. Ces effets pourraient participer à la différence entre les prédictions théoriques et les lois empiriques de la fréquence GAM citées précédemment, avec $f_{GAM} \sim A \sqrt{\frac{T_i + T_e}{m_i}} \frac{1}{2\pi R}$ et $A \sim 1$ ou $A \sim \sqrt{2}$. Cette observation fera l'objet d'une discussion plus détaillée à l'occasion d'une comparaison des profils de fréquence GAM entre mesures expérimentales, résultats de simulation et modèles théoriques, au chapitre 5.

1.3.3 Excitation du GAM et interaction de celui-ci avec les flots zonaux et la turbulence

Comme mentionné dans la partie § 1.2.2.3, la présence d'un cisaillement en vitesse perpendiculaire tend à réduire localement le niveau de fluctuation en cisillant les structures turbulentes. Les flots zonaux ont cette même propriété intéressante de régulation de la turbulence (cf. figure 1.16 [LHL⁺98]). Les GAMs ont aussi un pouvoir de cisaillement mais leur caractère oscillant fait que leur taux de cisaillement n'est pas forcément aussi intense que celui causé par les ZF basse-fréquence. De plus, la période de cette oscillation (de l'ordre de 100 μs) étant grande devant le temps d'autocorrélation des fluctuations (quelques μs), la réduction du transport due au cisaillement des fluctuations par le GAM est probablement faible [HBL⁺99, Sco05]. En revanche, les GAMs sont stables linéairement, ils ont donc besoin d'une source d'énergie pour exister. La turbulence elle-même peut exciter, non-linéairement les GAMs. Dans ce cas, les échanges d'énergie entre la turbulence, les GAMs et les flots zonaux s'ajoutent aux effets régulateurs de cisaillement de la vitesse perpendiculaire générés par ces écoulements. Dans le cas des écoulements auto-générés par la turbulence, le schéma d'interaction se complexifie puisqu'en réduisant le niveau de fluctuation, ils diminuent leur propre source, ce qui



(a) Sur DIII-D, analyse par bicohérence des signaux de rétrodiffusion Doppler mettant en évidence des interactions en triades de type $f_1 \pm f_2 = f_{\text{GAM}}$ [HPC⁺12]

(b) Sur JFT-2M, par des mesures avec des sondes de Langmuir, mise en évidence d'une modulation à la fréquence GAM de l'enveloppe de la composante haute fréquence du courant de saturation [CYZ⁺09]

FIGURE 1.20 – Preuve expérimentale de l'influence du GAM sur le transport turbulent.

les affaiblit et tend à renforcer leur source, et ainsi de suite. Une façon de présenter l'excitation du GAMs est de considérer que le mode échange de l'énergie par la formation de triades de fréquence, reliant sa propre fréquence, celle de fluctuations de fréquences variées et possiblement les ZF basse fréquence [CSKG07, ZC08]. Faute de modèle d'excitation du GAM qui soit facilement exploitable, on peut se contenter de considérer que la source d'énergie du GAM est proportionnelle au carré du niveau de fluctuation, soit $(dn/n)^2$. Cette approximation sera utilisée au chapitre 5.

Dans l'expérience, l'interaction en triades du GAM avec la turbulence a pu être mise en évidence dans plusieurs machines avec la technique d'analyse par bicohérence (avec LP sur HT-7 [XWSL03], JFT-2M [NHE⁺05] et HL-2A [ZLD⁺06]; par BES sur DIII-D [HTF⁺07] et par DBS sur DIII-D [HPC⁺12] et FT-2 [GGA⁺13]). À titre d'exemple, on présente en figure 1.20a un résultat typique d'analyse par bicohérence d'un signal DBS, montrant dans le plan (f_1, f_2) des lignes claires correspondant à la fréquence GAM, prouvant son rôle dans les échanges d'énergie entre échelles turbulentes. Certains auteurs ont pu détecter une modulation de l'activité turbulente du plasma de bord à la fréquence GAM (figure 1.20b), mais ce type de résultat a moins souvent été mis en évidence que l'interaction en triades. Le fait que les oscillations du GAM soient irrégulières et qu'elles se présentent par bouffées (voir figure 1.21) pourrait être lié à l'interaction non linéaire du mode avec son environnement.

Par exemple, quand le plasma est proche de son gradient critique de température R/L_T , il a été suggéré que les GAMs participent au système prédateur-proie, mentionné dans la partie § 1.2.2.3, entre turbulence et ZF basse fréquence et GAM [KD03]. Ce type d'interaction est observée expérimentalement à l'approche de la transition L-H [CAR⁺11]. Une illustration des résultats obtenus sur ASDEX-Upgrade est présentée en figure 1.22. Dans la phase intermédiaire d'une transition L-H *ralen-*

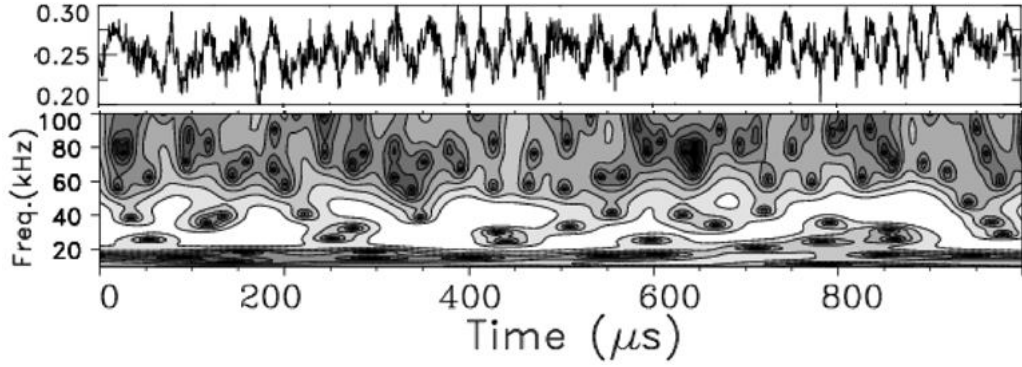


FIGURE 1.21 – Dans un plasma de JIPP T-IIU, illustration de l’instationarité en fréquence et en intensité des oscillations GAM par la mesure du potentiel à l’aide une sonde de Langmuir (haut) et spectrogramme issu de la transformée en ondelettes de ce signal [HWN⁺06].

tie, appelée *I-phase*, des oscillations en opposition de phase entre l’amplitude des GAMs (contenue dans E_r en vert) et l’intensité de la turbulence (représenté à travers l’amplitude du spectre Doppler noté SD en rouge) sont observées. Ce comportement suggère que les GAMs pourraient, soit par effet de cisaillement, soit par effet d’échange d’énergie avec la turbulence et les flots zonaux, jouer un rôle dans l’établissement d’une barrière de transport au bord et ainsi dans l’établissement du mode H.

Le système prédateur-proie impliquant le GAM pourrait aussi contribuer à l’évacuation de l’énergie libre et à la formation des flots zonaux [MKML07, MKLM08] et, par ce moyen, pourrait être un mécanisme de stabilisation non-linéaire des instabilités turbulentes au-delà du seuil linéaire, augmentant le gradient critique de température au-delà duquel le transport turbulent augmente fortement [DBB⁺00]. Le GAM serait aussi en mesure de redistribuer l’énergie turbulente au sein du spectre, entre zones stables et instables [IHI05, ZC08]. Les ZF basse-fréquence et les GAMs étant tous deux excités par la turbulence, un équilibre s’établit entre, d’une part, l’énergie turbulente et, d’autre part, l’énergie commune ZF basse fréquence et GAM.

On note enfin que la turbulence n’est pas la seule source d’excitation pour les GAMs. Il est intéressant d’identifier des phénomènes extérieurs capables d’exciter le GAM et d’agir sur la turbulence par l’intermédiaire du GAM. Par exemple, certains auteurs ont prédit qu’une saturation des modes toroïdaux d’Alfvén (TAE) menait à l’excitation du GAM [QCZ13]. L’application d’une perturbation magnétique de structure $m = 2$ dans le plasma a été envisagée pour exciter le GAM dans DIII-D [HM12]. Enfin, il a été identifié qu’une famille particulière de GAMs est excitée par les particules énergétiques : les EGAMs [NFA⁺08]. Malheureusement, l’excitation des EGAMs pourrait ne pas améliorer la qualité du confinement [ZSG⁺13].

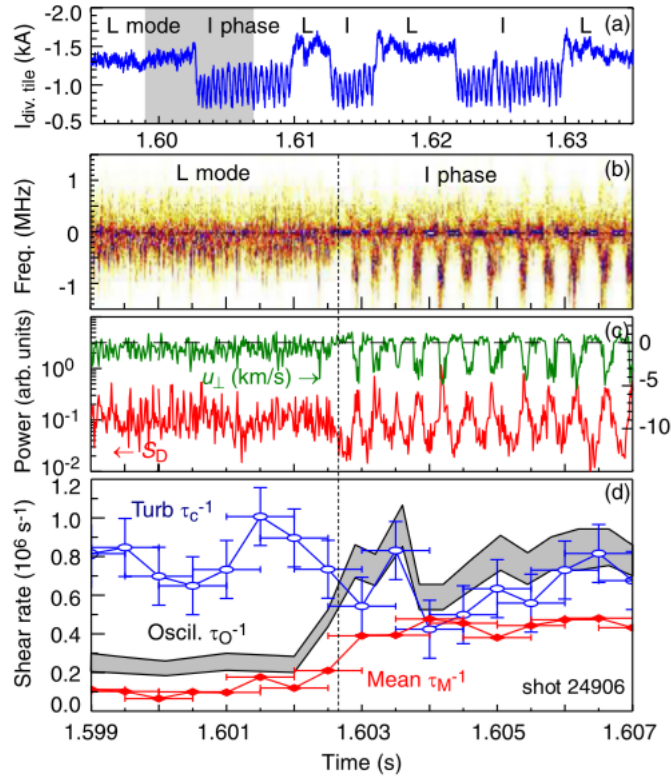


FIGURE 1.22 – Dans un plasma d’ASDEX-Upgrade dans la phase intermédiaire entre les modes de confinement L et H, illustration de l’interaction entre intensité turbulente (c, courbe rouge) et phase des oscillations GAM (c, courbe verte) [CAR⁺11].

1.3.4 Amortissement linéaire du GAM

Outre les échanges non linéaires d'énergie avec la turbulence décrits précédemment, deux principaux mécanismes d'amortissement linéaire du GAM ont été identifiés. D'une part, l'amortissement non collisionnel, appelé *amortissement Landau*, résulte d'un transfert d'énergie de la vitesse de phase des ondes parallèles de compression dues au GAM, de l'ordre de $\omega_{GAM}qR$, à des particules dont la vitesse parallèle est identique. Dans le cas d'un plasma de grand rapport d'aspect, soit $\varepsilon \ll 1$, le taux d'amortissement peut prendre la forme [GISD08] :

$$\gamma_{GAM} = -i \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{v_{ti}}{R} \frac{\left(\frac{\omega_{GAM}R}{v_{ti}}\right)^6}{\frac{7}{4} + \tau} q^5 \exp \left[- \left(\frac{\omega_{GAM}qR}{v_{ti}} \right)^2 \right].$$

On remarque une forte dépendance de γ_{GAM} avec q , de type $\gamma_{GAM} \propto q^5 \exp(-\alpha q^2)$. Sur un profil de facteur de sécurité classique, l'amortissement Landau est souvent très fort au cœur et très faible au bord. Il en résulte que les GAMs sont généralement complètement amortis dans le cœur et qu'ils ne sont visibles qu'au bord du plasma [MKL04].

Le second facteur causant l'amortissement du GAM est l'effet des collisions. Ce mécanisme semble prévaloir dans le plasma de bord, où l'amortissement Landau est souvent négligeable. Ce taux d'amortissement a premièrement été estimé à $-4v_{ii}/7q$ par Novakovkii [NLSR97], mais, d'après Gao et al. [Gao13], ce taux doit plutôt s'écrire :

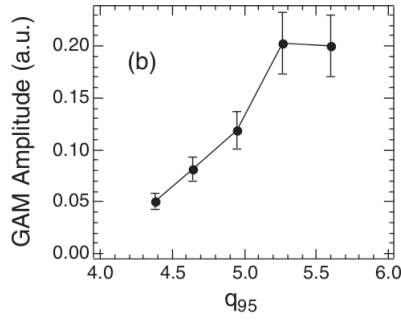
$$\gamma_{GAM,c} = \frac{-2v_{ii}}{7}$$

On note que Gao et al. [Gao13] calcule aussi la formule du taux d'amortissement en identifiant différents régimes de collisionnalité et trouve des valeurs de $\gamma_{GAM,c}$ légèrement différentes.

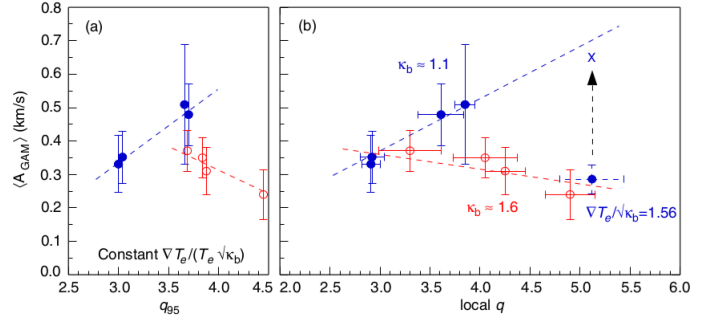
Un mécanisme particulier d'amortissement collisionnel, lié au gradient radial de fréquence GAM, a été décrit comme causant un mélange de phase du GAM d'une surface magnétique à l'autre [HH13]. Ce phénomène est abordé plus en détail au chapitre 5.

Une résonance est possible entre les orbites banane des électrons piégés et l'oscillation GAM, tous deux de fréquence de l'ordre de la dizaine de kHz. Un tel effet a été mis en évidence par des travaux de simulation [ZL10], montrant que cet effet augmente significativement la valeur de l'amortissement non-collisionnel dans le plasma de bord, où l'amortissement Landau classique est faible. Néanmoins, l'étude n'indique pas si cet amortissement peut être plus intense que celui dû aux collisions.

Expérimentalement, l'amortissement Landau a longtemps été considéré comme la contribution dominante de l'amortissement des GAMs. Des expériences ont cherché à mettre en évidence cet amortissement en regardant l'effet du facteur de sécurité q sur l'amplitude du mode. Les résultats de ces expériences menées sur DIII-D et ASDEX-Upgrade sont présentés en figure 1.23. Pour un plasma allongé ($\kappa \geq 1.6$), ces observations montrent des comportements en apparence contradictoires : l'amplitude des GAMs augmente avec q dans les plasmas de DIII-D, comme attendu par l'amortissement de Landau, alors qu'elle diminue (symboles rouges) dans le cas d'ASDEX-Upgrade. Ce résultat suggère que l'amortissement Landau n'est probablement pas le mécanisme principal d'amortissement du GAM à l'endroit où le GAM a été détecté. L'amortissement collisionnel pourrait dominer et son taux pourrait varier pour des plasmas à différents facteurs de sécurité, la collisionnalité du plasma dépendant notamment de la densité et de la température du plasma. Indépendamment de l'amortissement, le changement de q peut aussi affecter les propriétés de la turbulence et modifier le niveau d'excitation du GAM. Cet exemple illustre bien le fait que l'étude expérimentale des variations de l'intensité du



(a) Étude sur DIII-D, pour un plasma d'élongation $\kappa = 1.75$ [MGF⁺06]



(b) Étude sur ASDEX [CtAUT08]

FIGURE 1.23 – Effet ambigu de q sur l'amplitude du GAM dans des plasmas d'élongation $\kappa = 1.6$ ou $\kappa = 1.75$.

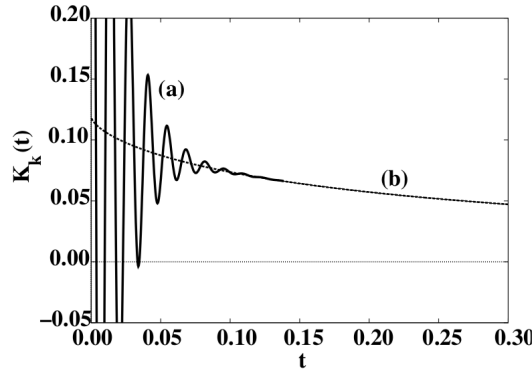


FIGURE 1.24 – Test de Hinton-Rosenbluth, mettant en évidence (a) l'amortissement Landau du GAM et (b) l'amortissement collisionnel du flot zonal basse fréquence. L'amortissement collisionnel du GAM n'est pas dominant ici [HR99].

GAM est délicate à mener avec rigueur et que la source et l'amortissement doivent être pris en compte simultanément.

L'effet de l'amortissement Landau s'applique au GAM, de $k_{\parallel}$ fini, mais pas aux ZF quasi-stationnaires, de $k_{\parallel} = 0$. Cet effet a été mis en évidence par le test de Rosenbluth-Hinton [RH98], montrant que toute rotation poléoïdale isolée à un temps initial, $u_p(0)$, relaxe en une composante quasi-stationnaire (ZF) et une composante oscillante (le GAM) dans des proportions connues. Le GAM est amorti par les effets non-collisionnels et, aux temps longs, seul le ZF stationnaire subsiste, avec une intensité $u_p(\infty) = u_p(0) / (1 + 1.6 \cdot q^2 / \varepsilon^{1/2})$. La valeur exacte du résidu $u_p(\infty)$ dépend de nombreux paramètres.

L'amortissement collisionnel affecte en revanche le GAM et les ZF quasi-stationnaires. En particulier, les flots zonaux quasi-stationnaires sont amortis par la friction qu'exercent les particules piégées, de vitesse parallèle nulle en moyenne, sur les particules marginalement passantes. Cette propriété a été mise en évidence par le test dit de *Hinton-Rosenbluth* [HR99], raffinant l'analyse de Rosenbluth-Hinton. En figure 1.24, on illustre l'évolution typique d'un tel test, caractérisé par un amortissement du GAM par les effets Landau et collisionnels et un amortissement ZF, plus lent, par les collisions seulement. Ce test contribue à la validation de la capacité des codes gyrocinétiques à simuler les flots zonaux (par exemple, [XXG⁺08, DPDG⁺11]).

1.3.5 Structure radiale du GAM

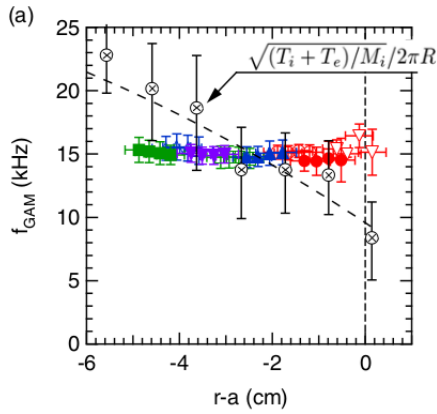
Le GAM peut présenter une structure radiale et ainsi former un mode qui ne répond pas qu'aux conditions locales du plasma. On distingue ainsi les GAMs locaux, ou continus (*continuum* GAM), des GAMs mode propres, ou globaux (*eigenmode* GAM). La formation d'un mode propre résulte d'un couplage entre oscillations du GAM à différents rayons. Pour cette raison, on peut associer aux modes propres le caractère de propagation radiale. Les mécanismes régissant les deux types de structures ne sont pas encore complètement élucidés. Quelques faits sont relatés dans cette partie.

Dans un plasma à gradient de température fini, les effets de rayon de Larmor fini (FLR) mènent à la formation de structures radiales d'échelle $\rho_i^{2/3} L_T^{1/3}$ [IID⁺06b], où ρ_i est le rayon de Larmor ionique et $L_T = -\left(\frac{\partial \ln T}{\partial r}\right)^{-1}$ est la longueur de gradient de température. La propagation du mode propre est dirigée vers les zones de température inférieure, soit vers l'extérieur du plasma. Aux rayons où la température est supérieure, le mode propre est évanescent. Des conclusions similaires sont trouvées dans [GISD08]. Zonca et al [ZC08] décrit que le GAM, résonant sur une surface donnée, est converti en un KGAM (GAM cinétique) dont la propagation est également orientée vers l'extérieur.

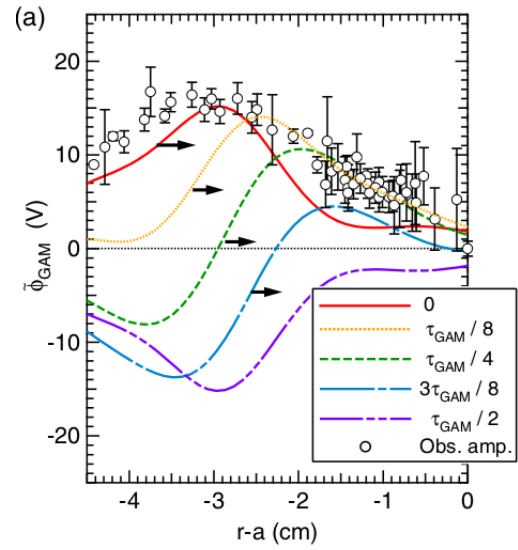
En simulation, des résultats viennent appuyer cette théorie. Des simulations de type Landau fluide ont montré un comportement non local du GAM et une organisation du profil de fréquence GAM en paliers d'échelle $\Delta r = \sqrt{\rho_i a}$, soit une l'échelle de longueur intermédiaire du plasma (on note que $\Delta \rho = \Delta r / a = \sqrt{\rho^*}$). Le mode propre est mis en évidence avec une intensité modulée avec $k_r \rho_i \sim 1$ [MKL06].

La vitesse de propagation du GAM a été estimée à partir de modèles fluides et cinétiques. En exploitant l'énergie libre radiale du GAM, Hager et al. ont trouvé que la vitesse de groupe en plasma circulaire vaut environ $k_r \rho_{se} V_{\nabla B}$ où $\rho_{se} = m_i c_{se} / eB$, $c_{se} = \sqrt{T_e / m_i}$ et $V_{\nabla B}$ est la dérive de gradient-courbure [HH09]. Dans un plasma asymétrique, tel un plasma avec divertor, une vitesse de groupe finie apparaît à $k_r = 0$ [HH10]. Lorsque le GAM interagit fortement avec la turbulence, sa vitesse de propagation radiale est augmentée et peut atteindre des valeurs proches de la vitesse diamagnétique [HH12]. Par ailleurs, selon les orientations respectives de $V_{\nabla B}$ et du point X, la turbulence et le GAM peuvent être plus ou moins intenses, en lien avec une propagation du GAM respectivement vers l'extérieur ou l'intérieur. Il a indépendamment été suggéré que les effets de largeur d'orbite finie (FOW) permettent une propagation radiale du GAM dans les deux sens [NGS08]. La propagation du GAM apparaît comme un ingrédient de l'apparition des flots zonaux [MKML07, MKLM08]. La propagation du GAM serait un ingrédient de la diffusion radiale de la turbulence [MD10].

Dans l'expérience, k_r a pu être mesuré dans plusieurs machines, aux conditions très différentes et avec des diagnostics variés. L'ordre de grandeur $k_r \sim 1$ à 2 cm^{-1} est assez fréquent. Il a été trouvé sur JFT-2M [IMK⁺06], HL-2A [ZLD⁺06, YCH⁺07, LLY⁺08, LLY⁺09, LLDZ10], sur T-10 [MVE⁺06], sur DIII-D [HPC⁺12] et sur TCV par TPCI [dMCH⁺14]. Connaissant la fréquence GAM et k_r , on peut en déduire la vitesse de phase radiale du GAM, $V_{r,\phi} = \omega_{\text{GAM}} / k_r$, vaut environ 600 m/s si on considère $f_{\text{GAM}} = 10 \text{ kHz}$ et $k_r = 1 \text{ cm}^{-1}$. Par exemple, la propagation de la phase du GAM vers l'extérieur a été constatée sur FT-2 avec $V_r \sim 1.2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [GGA⁺13]. Une illustration représentative des propriétés des modes propres propagatifs du GAM est donnée en figure 1.25.



(a) Profil de fréquence GAM en palier (symboles colorés) en intersection avec le profil de prédiction de fréquence GAM locale (symboles blancs)



(b) Illustration de la structure radiale des oscillations de potentiel, montrant la propagation de la phase du GAM vers l'extérieur. Les traits de couleur décrivent la variation de l'oscillation au cours d'une demi période GAM. Les points de mesure représentent les mesures d'amplitude des oscillations de potentiel.

FIGURE 1.25 – Illustration expérimentale de la formation d'un mode propre GAM par des mesures par faisceaux d'ions lourds (HIBP) sur JFT-2M [IMK⁺06].

Chapitre 2

Mesure de la vitesse des fluctuations de densité par réflectométrie Doppler

L'ensemble du travail présenté dans ce rapport de thèse repose sur la mesure de la vitesse des fluctuations de densité par réflectométrie Doppler dans les plasmas du tokamak Tore Supra. L'objectif de ce chapitre est de présenter le principe de cette mesure, puis d'en détailler les différents aspects, aussi bien techniques que physiques. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la mesure des profils de densité électronique qui est indispensable pour l'interprétation des mesures de réflectométrie Doppler et la détermination du profil radial de la vitesse des fluctuations de densité.

2.1 La réflectométrie Doppler

2.1.1 Principe

La réflectométrie Doppler, également appelée rétrodiffusion Doppler, est une technique micro-onde de détection des fluctuations de densité en mouvement dans le plasma. Cette technique combine les avantages de la réflectométrie classique, tels que la localisation de la mesure, et ceux de la diffusion collective, tels que la sélectivité en nombre d'onde. Dans le cas de la réflectométrie classique, le faisceau micro-onde, envoyé en incidence normale par rapport à la couche de coupure, sonde le plasma jusqu'à sa couche de coupure, où l'indice optique s'annule et où le faisceau est réfléchi. L'antenne réceptrice étant très proche de celle d'émission, le signal détecté est majoritairement le signal réfléchi. Dans le cas de la réflectométrie Doppler, le faisceau micro-onde est envoyé avec une incidence oblique par rapport à la normale de la couche de coupure (voir figure 2.1). L'onde réfléchie n'est alors pas détectée par l'antenne de réception située au même endroit que l'antenne d'émission et seul le signal rétro-diffusé par les fluctuations de densité à proximité de la couche de coupure sera collecté. Les processus de rétrodiffusion respectent la loi de Bragg stipulant que le vecteur d'onde diffusé $\mathbf{k}_d$ est lié aux vecteurs d'onde incident $\mathbf{k}_i$ et lié la fluctuation $\mathbf{k}_f$ par la relation $\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f$. Cette propriété permet une sélectivité en nombre d'onde $\mathbf{k}_f$ des fluctuations de densité détectées. Ce nombre d'onde peut être varié en changeant légèrement l'angle d'incidence de l'onde émise par l'antenne. La position radiale de la couche de coupure, et donc de la mesure, est modifiée en variant la fréquence de l'onde sonde. Plus la fréquence sonde est élevée, plus l'onde sonde se propage à des densités élevées, dans des régions plus profondes dans le plasma. Le signal collecté est proportionnel à l'intensité des fluctuations de densité au nombre d'onde $\mathbf{k}_f$ sélectionné. Le spectre en fréquence de ce signal est décalé par effet Doppler. Cette propriété permet d'accéder à la vitesse des fluctuations

de densité dans la zone proche de la couche de coupure.

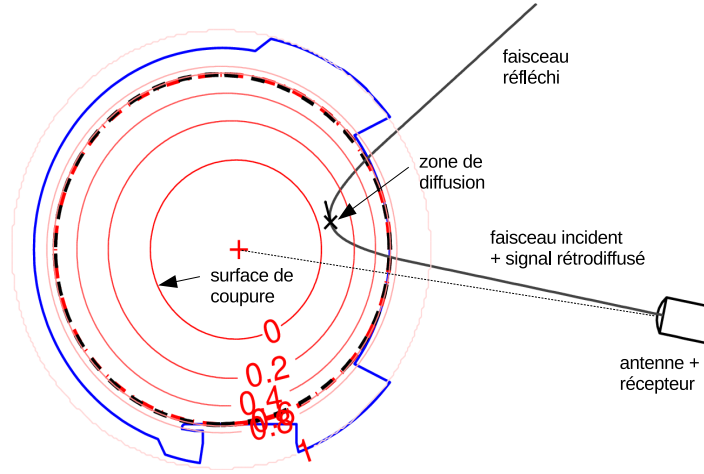


FIGURE 2.1 – Principe de la rétrodiffusion Doppler (coupe poloïdale).

Historiquement, ce type de diagnostic a été développé sur les machines Tore Supra [ZSP⁺99], Tunam-3M [BLLR00] et W7-AS [HHBK01]. Aujourd'hui, plusieurs machines en sont équipées, telles ASDEX [CSK⁺04], FT-2 [GGA⁺06b, GGA⁺06a] et DIII-D [HPR⁺10]. Sur le tokamak Tore Supra, deux systèmes de réflectomètres Doppler sont installés. Le premier, nommé DIFDOP [HHT⁺04], est situé du côté bas champ et permet une visée équatoriale. Il est composé de deux canaux, un utilisant la bande de fréquence V (50 – 75 GHz) en polarisation ordinaire (notée mode O) et un autre, travaillant avec la bande W (75 – 110 GHz) en polarisation extraordinaire (notée mode X). Un second système, installé en 2010 et nommé DREVE, est installé en haut de la machine avec une visée verticale et sonde le plasma avec la bande V en mode O. Les signaux des trois canaux peuvent être acquis simultanément.

On présente successivement le principe de la diffusion collective sur lequel la rétrodiffusion Doppler est fondée. Puis, on présente le système d'émission des signaux vers le plasma et de détection du contenu rétrodiffusé. On présente ensuite les caractéristiques du faisceau sonde et sa propagation dans le plasma. On décrit enfin la méthode de pilotage du diagnostic, le code de tracé de rayon permettant de localiser les mesures et l'interprétation faite des spectres du signal rétrodiffusé.

2.1.2 Principes de la diffusion collective

La réflectométrie Doppler repose sur le principe de la diffusion d'une onde électromagnétique par les fluctuations d'un milieu turbulent. On parle ici de diffusion collective, par opposition à la diffusion incohérente. Le champ diffusé est amplifié d'un facteur de forme $S(k)$ par l'existence de structures organisées, les fluctuations de vecteur d'onde $\mathbf{k}_f$, résultant du mouvement collectif d'un ensemble de particules.

Ce sont les électrons du milieu, dont l'inertie est plus faible, qui sont principalement responsables du rayonnement diffusé. Les électrons situés dans la zone d'éclairement, chargés, sont accélérés sous l'influence de l'onde incidente de champ électrique $\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{i0} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}))$, de vecteur d'onde $\mathbf{k}_i$ et de pulsation ω . Ceux-ci émettent un rayonnement électromagnétique dipolaire de même

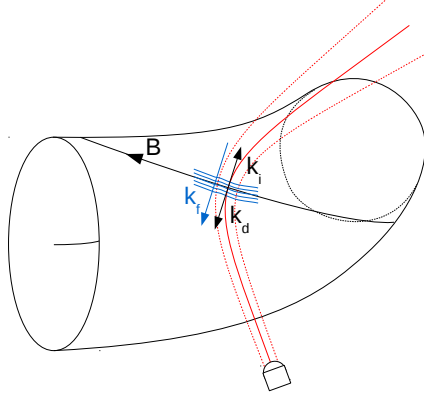


FIGURE 2.2 – Orientation du faisceau par rapport aux lignes de champ et sélection de l'échelle des fluctuations mesurées par la relation de Bragg.

fréquence dans toutes des directions, sous la forme d'une onde localement sphérique. Le détecteur voit la superposition des champs émis par chaque électron. Dans l'approximation du champ lointain, supposant que le détecteur est placé suffisamment loin par rapport à la taille de la zone de diffusion et à la longueur d'onde de l'onde incidente, le champ électrique rayonné par un ensemble d'électrons aux positions $\mathbf{r}_j$ s'écrit :

$$\mathbf{E}_{dif} = r_0 \frac{e^{ik_i R}}{R} e^{-i\omega t} (\mathbf{n} \times \mathbf{n} \times \mathbf{E}_{i0}) \sum_j e^{i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}_j} \quad (2.1)$$

où $r_0 = \mu_0 e^2 / 4\pi m_e \approx 2.82 \times 10^{-15} m$ est le rayon classique de l'électron et $\mathbf{n}$ est la direction de diffusion. Le vecteur d'onde d'analyse $\mathbf{k}_f$ qui intervient dans le terme de phase de l'équation 2.1 est lié aux vecteurs d'onde des faisceaux incident $\mathbf{k}_i$ et diffusé $\mathbf{k}_d$ par la relation $\mathbf{k}_d = \frac{\omega}{c} \mathbf{n} = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f$, similaire à la relation de Bragg de diffusion dans les cristaux. Ainsi, $\mathbf{E}_{dif} \propto \sum_j e^{i\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r}_j}$.

Dans l'approximation de milieu continu, où l'ensemble des particules peut-être représenté par la densité électronique $n(\mathbf{r}, t)$, le terme $\sum_j \exp(i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}_j)$ de l'équation 2.1 est remplacé par une intégrale faisant apparaître la transformée de Fourier de n (densité en électrons, tous diffuseurs) au vecteur d'onde d'analyse $\mathbf{k}_f$. Le champ diffusé dans la zone de diffusion V s'écrit :

$$\mathbf{E}_{dif} = r_0 \frac{e^{ik_i R}}{R} e^{-i\omega t} (\mathbf{n} \times \mathbf{n} \times \mathbf{E}_{i0}) \int_V n(\mathbf{r}, t) e^{i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r}$$

Ainsi, le champ diffusé et détecté par le système de réflectométrie Doppler correspond à une transformée de Fourier instantanée des fluctuations de densité du plasma au vecteur d'onde d'analyse $\mathbf{k}_f$ dont le module vaut simplement $k_f = 2k_i \sin(\theta/2)$, avec θ l'angle entre $\mathbf{k}_i$ et $\mathbf{k}_d$. Les diagnostics de rétrodiffusion Doppler installés sur Tore Supra ont un montage monostatique, utilisant la même antenne pour l'émission et la réception. Par conséquent, seul le signal émis dans la direction opposée au faisceau incident est détecté. On a ainsi $\theta = \pi$ et $|k_f| = 2|k_i|$ (cas de la figure 2.2).

En complément de l'information sur l'intensité des fluctuations à l'échelle $\mathbf{k}_f$, les mouvements des diffuseurs induisent des décalages en fréquence du signal mesuré, par effet Doppler. Dans le cas idéal d'un fluide en mouvement, en considérant le mouvement uniforme des diffuseurs tel que $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(t=0) + \mathbf{V}t$, le signal diffusé vaut alors :

$$Z(t) \propto \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}(t=0)).$$

Le signal rétrodiffusé apparaît sous la forme d'un signal complexe oscillant à la fréquence $\Delta\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}$. Les parties réelle et imaginaire de Z oscillent donc en quadrature. Le spectre fréquentiel de Z pique à cette même fréquence. Dans le cas réel des signaux turbulents, le signal a un caractère aléatoire et son contenu fréquentiel est riche. Il est formé de bouffées ayant une distribution de vitesse autour de la vitesse moyenne, et sa densité spectrale de puissance a une composante large, décalée d'une fréquence moyenne par rapport à $f = 0$ (des spectres typiques sont affichés en figure 2.10). La mesure de ce décalage Doppler permet, en connaissant $\mathbf{k}_f$, de retrouver la vitesse $V_\perp$ des fluctuations dans la direction de $\mathbf{k}_f$.

2.1.3 Système électronique à détection hétérodyne

Les trois canaux installés sur Tore Supra sont basés sur le même schéma électronique pour la génération et l'émission du faisceau micro-onde ainsi que pour la détection du signal diffusé.

Le faisceau sonde est généré par un système électronique dont le schéma simplifié est reproduit en figure 2.3. La source micro-onde est un synthétiseur qui produit des signaux très stables dont la fréquence est comprise entre $F = 12.5$ et $F = 19$ GHz, programmée par l'utilisateur. Le signal issu de la source est séparé en deux parties dont l'une constitue une référence et l'autre est destinée à sonder le plasma. Des multiplieurs de facteur 4 ou 6 sont utilisés pour atteindre la gamme de fréquence adaptée pour la propagation du faisceau selon les polarisations O (bande V) ou X (bande W), respectivement (cf § 2.1.5). Enfin, un coupleur directionnel est utilisé pour coupler le signal au cornet émetteur dans l'antenne. La polarisation de l'onde est sélectionnée par l'orientation du guide à l'entrée du cornet. Il est noté que dans le système DIFDOP, placé dans le plan équatorial, les signaux en polarisations O et X sont couplés dans la même antenne au moyen d'une grille polarisante.

Le signal issue de la diffusion par les fluctuations et mesuré par le diagnostic est de très faible puissance : $|\mathbf{E}_{dif}| \ll |\mathbf{E}_{i0}|$. Pour améliorer la détection des fluctuations, on utilise un système de détection hétérodyne, consistant à mélanger dans le détecteur (*quadratique*, soit sensible au carré du champ électrique) le champ diffusé E_{dif} avec un oscillateur local, servant de référence, et décalé en fréquence : $\mathbf{E}_{OL} = E_{OL} \exp(-2i\pi(F + F_m)t)$. Ce décalage en fréquence du signal du synthétiseur est réalisé par un modulateur à bande latérale unique (MBLU), qui produit le signal de fréquence $F + F_m$, avec $F_m = 100$ MHz étant la fréquence d'oscillation du quartz qui alimente le MBLU. Après rétrodiffusion dans le plasma, la puissance mesurée dans le détecteur s'écrit :

$$|\mathbf{E}_{dif} + \mathbf{E}_{OL}|^2 = |\mathbf{E}_{dif}|^2 + 2|\mathbf{E}_{dif} \cdot \mathbf{E}_{OL}^*| + |\mathbf{E}_{OL}|^2$$

La détection du terme de battement $2|\mathbf{E}_{dif} \cdot \mathbf{E}_{OL}^*| \propto E_i E_{OL} e^{-i2\pi F_m t} \int_V n(\mathbf{r}, t) e^{i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r}$, grand devant $|\mathbf{E}_{dif}|^2$, permet de gagner considérablement en sensibilité de la mesure et d'accéder directement au champ diffusé proportionnel à la transformée de Fourier des fluctuations de densité. De plus, le décalage en fréquence F_m , choisi à 100 MHz, a une valeur bien supérieure aux fréquences typiques du signal diffusé, de l'ordre de quelques centaines de kHz, et permet de conserver une information complète sur le contenu fréquentiel du signal diffusé, en particulier sur son sens relativement au signal de référence. Le fait d'utiliser un F_m grand devant le décalage Doppler typique augmente également la qualité des signaux par rapport à l'observation directe du contenu Doppler, car le bruit électronique du mélangeur diminue aux hautes fréquences. Le signal recueilli après démodulation est multiplié dans le détecteur I-Q par les deux signaux de référence $\cos(2\pi F_m t)$ et $\sin(2\pi F_m t)$ et forme directement le signal complexe $Z(t) \propto \int_V n(\mathbf{r}, t) e^{i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r}$.

Ces signaux sont acquis par un convertisseur analogique vers digital (ADC) échantillonnant le signal à une fréquence d'acquisition pouvant aller de 2 à 100 MHz. Cette valeur est généralement choisie

à 10 MHz et permet d'obtenir des spectres entre les fréquences de Nyquist ± 5 MHz, adaptés aux décalages Doppler des fluctuations qui sont en général inférieurs à 2 MHz. La mémoire du système d'acquisition atteint 4 millions d'échantillons par voie et peut être vidée plusieurs fois pendant durant une décharge. En pratique, les signaux en phase et en quadrature ne sont pas parfaitement alignés, à cause de limitations du détecteur I-Q ou de l'appariement inexact des filtres en aval du détecteur. $Z = (Xe^{i\delta\phi} + iaY)$ est donc reconstruit en tenant compte d'un décalage de phase $\delta\phi \ll 1$ et d'un ajustement d'amplitude $a \approx 1$, mesurés lors de tests adaptés à chaque début de campagne ou à chaque modification du montage électronique.

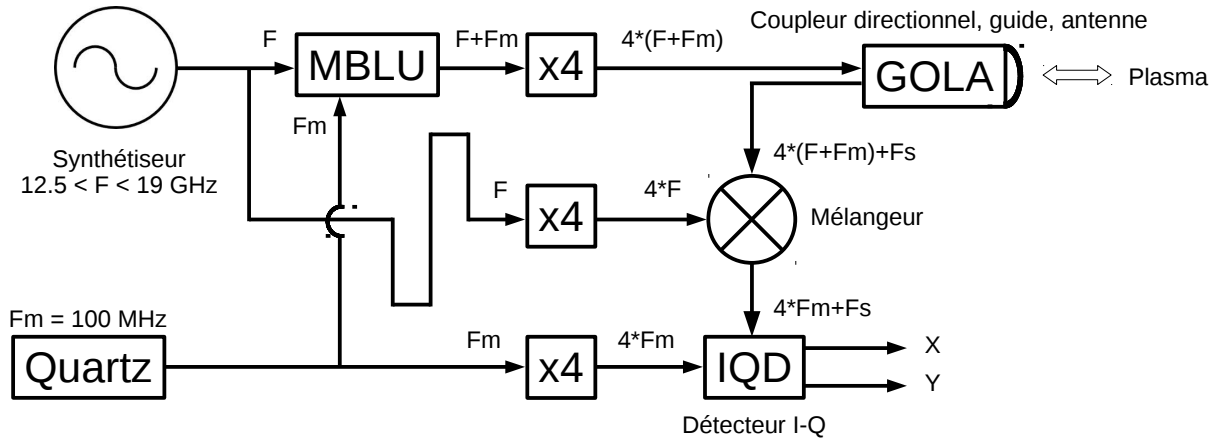


FIGURE 2.3 – Schéma du montage électronique simplifié de DIFDOP et DREVE pour le mode O. Pour DIFDOP en mode X, remplacer les facteurs 4 par 6.

2.1.4 Propriétés du faisceau sonde

Le signal de fréquence $4F + 4Fm$ est émis vers le plasma par l'ensemble GOLA (*gaussian optics lens antenna*) représenté sur la figure 2.3. Il est composé d'un ensemble cornet et lentille. Le cornet est corrugué et confère au champ électrique de l'onde une distribution quasi gaussienne, garantissant une bonne qualité du signal. La taille finie du cornet coupe les ailes de la distribution : l'onde a donc des lobes à environ -30 dB, ce qui définit une limite de résolution du diagnostic. La lentille convergente de focale $z_0 = 120$ mm adapte la taille du faisceau et rapproche du plasma le point de focalisation du faisceau.

Un faisceau gaussien conserve son caractère au cours de sa propagation. Le rayon du faisceau gaussien, w , nommé *waist*, vérifie $w = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2}$ où z est l'abscisse curviligne le long du faisceau, w_0 la largeur minimale du faisceau au point de focalisation (d'abscisse $z = 0$) et z_0 la longueur de Rayleigh définie par $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$, avec $\lambda = c/f$ la longueur d'onde du faisceau. La lentille convergente après le cornet permet de transformer le faisceau de faible taille en sortie du cornet (*waist* minimal du faisceau côté cornet $w^- = 4.7$ mm) en un faisceau de plus grand rayon, avec w^+ le *waist* minimal du faisceau côté plasma tel que $w^+ = f\lambda / \pi w^-$. Ainsi, au point de focalisation côté plasma

($w = w^+$) et pour $f_0 = 60 \text{ GHz}$ (cas typique de mode O) et $\lambda \approx 5 \text{ mm}$ on trouve $w^+ \approx 40 \text{ mm}$. Pour $f_0 = 100 \text{ GHz}$ (cas typique de mode X), $\lambda \approx 3 \text{ mm}$ et on trouve $w^+ \approx 24 \text{ mm}$. Pour $z \gg z_0$ (valable quand le faisceau atteint le plasma), le demi angle d'ouverture du faisceau est donné par $\theta_b \approx \tan \theta_b = \lambda / \pi w^+ \approx 2.2^\circ$. Le faisceau est plus fin aux hautes fréquences (cas du mode X), mais les angles d'ouverture ne dépendent pas de la fréquence. Un exemple de propagation est donné en figure 2.4.

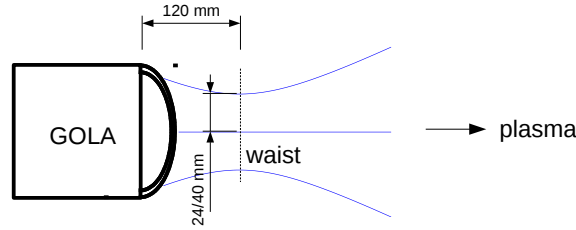


FIGURE 2.4 – Allure du faisceau gaussien en sortie du bloc GOLA. Le faisceau est représenté par son axe principal (ligne centrale) et par sa largeur représentative (le *waist*) au fil de sa propagation. Au waist minimal, marqué par les pointillés noirs, le faisceau a une largeur de 24 mm en bande W ($\sim 100 \text{ GHz}$) et de 40 mm en bande V ($\sim 60 \text{ GHz}$). La longueur de focale de la lentille du bloc GOLA est de 120 mm .

En pratique, les réflectomètres sont installés loin du plasma en raison des contraintes d'environnement (encombrement, contraintes thermiques liées à la longueur des décharges de Tore Supra, champ magnétique intense). Le système DIFDOP est situé à 1.90 m de l'axe magnétique et à environ 27 cm en dessous du plan équatorial. Le second système, DREVE, est également à environ 1.93 m de l'axe magnétique au dessus du plasma, en visée vers le bas ($R_{DREVE} \approx 2.53 \text{ m}$ pour $R_0 \approx 2.39 \text{ m}$). Afin de maximiser l'intensité du signal diffusé, les deux réflectomètres sont orientés dans la direction toroïdale de sorte que leur axe de visée soit approximativement perpendiculaire aux lignes de champ magnétiques sur la couche de coupure, elles-mêmes inclinées d'un angle $\alpha = \arctan(\varepsilon/q)$ par rapport à l'axe toroïdal, où $\varepsilon = r/a$ et q est le facteur de sécurité, dont des valeurs typiques sont données en figure 3.2a. Ainsi, comme ε et q dépendent du rayon, l'angle optimal d'inclinaison toroïdale du faisceau dépend du rayon de mesure. Faire varier l'orientation toroïdale du faisceau entre différentes mesures n'est pas faisable techniquement. En conséquence, les deux systèmes sont inclinés toroïdalement d'un angle moyen fixe de 2° assurant une bonne qualité de mesure dans la majorité des situations.

En revanche, les antennes des deux réflectomètres sont mobiles dans la direction poloïdale de manière à varier le nombre d'onde des fluctuations sondées. Celle du système DIFDOP peut être pilotée durant les décharges et explorer des angles poloïdaux de -1° et 10° . L'antenne du système DREVE ne peut être pilotée qu'entre les décharges, avec une excursion réduite en terme d'angle de -2° à $+6^\circ$. Les deux réflectomètres sont espacés d'un angle toroïdal de 210° .

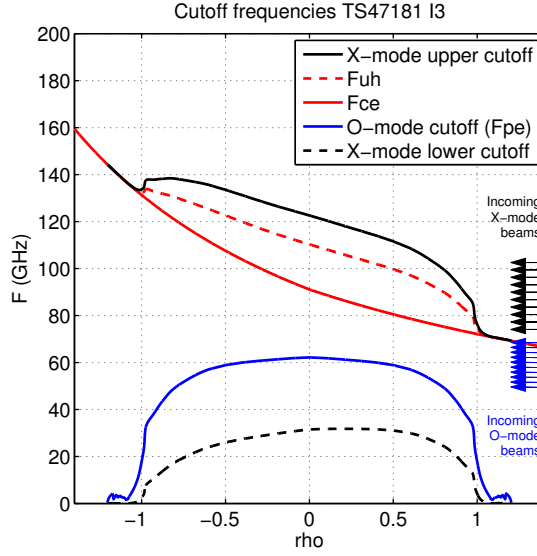


FIGURE 2.5 – Comparaison des fréquences des faisceau incidents et de coupure pour chaque polarisation (calcul dans le plan équatorial au cours du choc 47181)

2.1.5 Propagation du faisceau dans un plasma non turbulent

Les ondes électromagnétiques utilisées pour la réflectométrie sont des ondes transverses qui se propagent perpendiculairement au champ magnétique macroscopique du tokamak, soit vérifiant $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0$. Leur propagation dans le plasma dépend de leur polarisation. Pour la propagation dite *ordinaire*, ou encore *mode O*, le champ électrique de l'onde est parallèle au champ magnétique extérieur ($\mathbf{E}_i \wedge \mathbf{B}_0 = 0$). Le mouvement des charges induit n'est pas influencé par la présence du champ magnétique et la propagation de l'onde est similaire à celle dans un plasma sans champ magnétique. L'indice optique ne dépend que de la densité électronique du plasma et vaut :

$$N_O^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.2)$$

où $\omega_p = \sqrt{ne^2/m_e \epsilon_0}$ est la fréquence plasma.

Lorsque le champ électrique de l'onde est perpendiculaire au champ magnétique macroscopique (soit $\mathbf{E}_i \cdot \mathbf{B}_0 = 0$) et que son champ magnétique est parallèle au champ extérieur ($\mathbf{B}_i \wedge \mathbf{B}_0 = 0$), la propagation, en mode *extraordinaire* (ou *mode X*), est influencée par le champ magnétique extérieur et l'indice optique vaut :

$$N_X^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_h^2} = \frac{\omega^4 - \omega^2 (\omega_{ce}^2 + 2\omega_p^2) + \omega_p^4}{\omega^2 (\omega^2 - (\omega_{ce}^2 + \omega_p^2))} \quad (2.3)$$

où $\omega_{ce} = eB/m_e$ est la fréquence cyclotronique électronique et $\omega_h = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_p^2}$ est la fréquence de résonance hybride haute.

En mode O, l'indice optique n'étant que fonction de la densité du plasma, les surfaces magnétiques sont aussi des surfaces iso-indices (cf. 2.8). En mode X, la contribution de ω_{ce} ajoute une dépendance au grand rayon car $B \propto 1/R$. La propagation en mode X a deux fréquences de coupure $\omega_{cX} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} \pm \omega_{ce} \right)$. En pratique, compte tenu de la forme des profils de densité et de

champ magnétique dans un plasma de tokamak, les systèmes de réflectométrie utilisent généralement la coupure haute $\omega_{cX} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} + \omega_{ce} \right)$ et peuvent ainsi sonder des plasmas de faible densité. La figure 2.5 donne un ordre de grandeur des différentes fréquences de coupure dans le cas d'un choc ohmique standard, ainsi que les fréquences des faisceaux incidents. Les faisceaux n'étant pas perpendiculaires à la surface de flux, leur rayon de rebroussement est généralement légèrement plus élevé que ce rayon de coupure, comme présenté en section 2.1.7. À proximité de la couche de coupure, les fluctuations turbulentes causent la diffusion d'une partie du faisceau, comme détaillé par la suite.

2.1.6 Pilotage

Le pilotage du diagnostic est programmé par l'utilisateur avant la décharge. La durée usuelle des décharges de Tore Supra (plusieurs dizaines de secondes) ne permet pas d'envisager d'acquérir des signaux à haute cadence d'acquisition (plusieurs *MHz*) pendant toute la durée du choc. Suivant le programme physique, l'utilisateur choisit les temps des déclenches (triggers) qui vont démarrer les séquences de mesure, leur nombre, leur durée et leur espacement temporel. Pour chacune de ces déclenches, la façon de sonder le plasma est ensuite programmée par la définition du nombre et de la durée des paliers en fréquence, des valeurs des fréquences sonde et enfin du mouvement du vérin qui modifie l'angle de l'antenne. L'ensemble du système se déclenche à chaque temps d'acquisition prédéfini. Le synthétiseur commence alors son motif de paliers en fréquence et le répète le nombre de fois programmé. Au début de chaque palier en fréquence, après stabilisation du synthétiseur, il émet un signal qui déclenche le système d'acquisition qui enregistre les signaux X (en phase) et Y (en quadrature) pendant un temps programmé. En parallèle, à chaque début d'une phase de mesure, le vérin, modifiant l'angle de l'antenne, commence une course lente, généralement de plusieurs secondes, entre différentes valeurs consigne, séparées de quelques degrés. La durée d'un palier en fréquence est typiquement de l'ordre de quelques *ms* et les effets dus au mouvement de l'antenne sont considérés comme faibles pendant ce temps de mesure. Ainsi, l'acquisition est organisée en *déclenches*, chacune composée de *paliers* de fréquence. Par la suite, on désignera chaque segment d'acquisition par l'expression de type *45511 O I3F4* pour le palier n°4 de la déclenche 3, en acquisition DIFDOP mode O dans le choc 45511. On utilise le symbole X pour le mode X et VO pour l'acquisition par DREVE.

La figure 2.6 représente un exemple de programmation des réflectomètres dans un scénario typique de choc (45511). En partie haute, l'évolution temporelle des paramètres principaux du plasma est représentée : densité linéique en bleu marine, densité au centre déterminé par l'interférométrie en cyan, courant plasma en noir et puissance de chauffage ionique en rouge. En partie basse, la courbe noire représente l'instruction d'angle envoyée au vérin DIFDOP et en rouge l'angle d'antenne mesuré. L'angle d'antenne DREVE, fixe pendant le choc, est représenté en rose. Les dates de début de déclenche sont représentées par des marques verticales du bleu au vert clair pour DIFDOP et en violet pour DREVE. Dans ce cas, DIFDOP a été programmé pour acquérir deux séries de treize déclenches, chacune composée de quatre paliers à 49, 52, 55 et 58 *GHz* pour le mode O (+50 % pour le mode X). Chacun des 102 paliers correspond à une mesure de 66000 points, soit 6.6 *ms*. DREVE a acquis deux séries de deux déclenches, de quatre paliers chacun, aux fréquences identiques au mode O mais de façon asynchrone de DIFDOP. Chacun des 16 paliers correspond à une mesure de 33000 points, soit 3.3 *ms*.

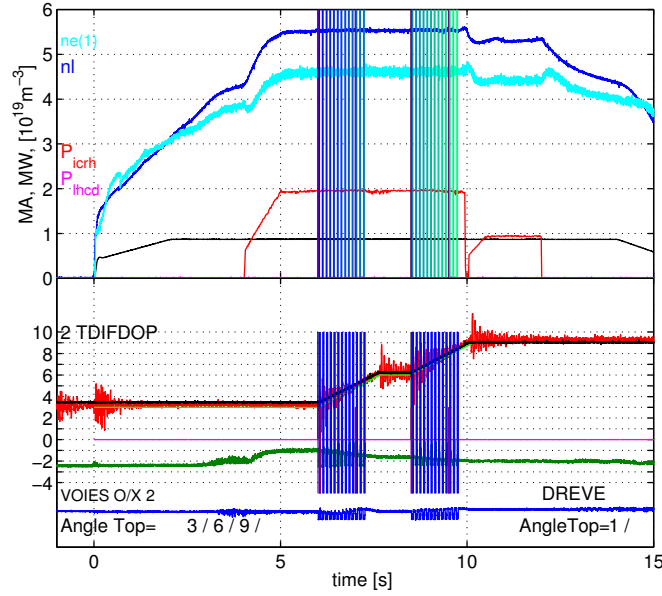


FIGURE 2.6 – Scénario typique d’un choc de Tore Supra (45511) et paramètres des réflectomètres Doppler.

2.1.7 Localisation de la mesure et tracé de rayon

La localisation de la mesure par réflectométrie Doppler correspond à la position (ρ, θ, φ) dans le plasma où l’onde est rétrodiffusée.

Comme il a été vu au § 2.1.2, les phénomènes de rétrodiffusion sont exacerbés à l’approche de la coupure grâce à l’augmentation très rapide du champ électrique de l’onde sonde à cet endroit. De ce fait, une bonne évaluation de la localisation de la mesure peut être obtenue en déterminant la position du point de rebroussement (ou du minimum de l’indice optique dans le cas du mode X) de l’onde sonde dans un plasma non perturbé à l’aide d’un code de tracé de rayon.

Le code utilisé [HHTQ06] est une version améliorée d’un code de tracé de rayon. Il permet de traiter la propagation d’un faisceau Gaussien dans la cadre de l’approximation WKB (valide tant que la longueur d’onde reste très inférieure aux longueurs de variation d’indice). Il prend en compte les indices optiques des équations 2.2 et 2.3 et introduit une équation supplémentaire sur la phase complexe du faisceau, l’équation de l’*eikonale*. Le faisceau gaussien, dont l’extension perpendiculaire est caractérisée par son waist w (cf. § 2.1.4), est simulé par un ensemble de rayons qui se propagent de façon interdépendante dans un plasma à trois dimensions, caractérisé par le profil radial de densité (cf. § 2.2) et l’équilibre magnétique de l’expérience considérée. Les figures 2.8 montrent des exemples de tracé du rayon central et de deux rayons au waist du faisceau pour le système DIFDOP en modes O et X et pour le système DREVE. La position radiale du point de rebroussement, notée ρ_{DBS} , et le nombre d’onde des fluctuations détectées $k_{\perp}$ sont définis par la propagation du rayon central. Ces valeurs sont reportées sur le diagramme (ρ, k) en figure 2.9 pour une décharge typique telle que décrite au § 2.1.6.

Une propriété de la réfraction est que le point de rebroussement n’atteint jamais la surface de coupure ($N = 0$) lorsque l’angle d’incidence est fini (phénomène illustré en figure 2.7). Le faisceau étant divergent et les surfaces magnétiques du plasma étant courbes, l’angle d’incidence des rayons varie au sein du faisceau. On aboutit à une distribution en position de rebroussement qui donne une

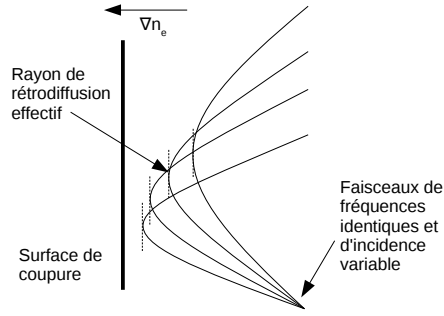


FIGURE 2.7 – Représentation schématique de l’effet de l’angle d’incidence sur le rayon de rétrodiffusion du faisceau (cas d’une propagation en polarisation O).

première évaluation de l’extension radiale de la mesure, et permet de définir une *résolution radiale minimale* notée $\Delta\rho$. Il en est de même pour les résolutions poloïdales et toroïdales. Dans le volume de mesure défini par la largeur du faisceau de l’onde sonde, les processus de rétrodiffusion ont lieu sur différents nombres d’onde en raison des angles d’incidence légèrement différents des différents rayons constituant le faisceau sonde. Un rayon quasi perpendiculaire à la surface iso-indice sélectionnera les fluctuations de faible $k_{\perp}$. Un rayon plus tangent sélectionne les plus grands $k_{\perp}$ (voir figure 2.8). L’extension transverse et angulaire du faisceau au cours de sa propagation détermine ainsi une *résolution en nombre d’onde* notée $\Delta k_{\perp}$.

En figure 2.9, des assemblages d’ellipses indiquent visuellement la résolution de certaines mesures. En mode O, le gradient d’indice est faible et la résolution radiale de la mesure est relativement faible : on a typiquement $\Delta\rho \sim 0.05$. En mode X, le gradient d’indice est augmenté par la contribution du champ magnétique et la résolution radiale est meilleure : $\Delta\rho \sim 0.02$. À proximité de la séparatrice, les résolutions sont augmentées en raison du gradient radial de densité. Lorsque l’incidence du faisceau sur le plasma est suffisamment tangente, on a $\Delta k_{\perp} \ll k_{\perp 0}$ et la résolution en nombre d’onde est bonne.

2.1.8 Forme des spectres en fréquence

Le signal complexe Z reconstruit à partir des signaux acquis $Z = X + iY$ peut être analysé par le calcul de son spectre moyen. L’observation des variations du spectre en fonction du temps ne sont pas abordées ici et sont détaillées en partie 4. L’analyse brute de Fourier permet de déterminer une densité spectrale de puissance (PSD) de haute résolution, avec $\delta f \sim 1/T$, mais d’une variance (se présentant sous la forme d’un bruit) préjudiciable à l’interprétation des spectres. On préfère l’emploi d’un estimateur spectral moyenné : l’estimateur de Welch. Il consiste à découper le signal en fenêtres d’un nombre n_{FFT} de points et se chevauchant de moitié, à leur appliquer une fonction d’apodisation (ici de type Hamming), à en calculer la densité spectrale puis à faire la moyenne des spectres obtenus. Le paramètre n_{FFT} est un compromis entre la résolution spectrale désirée de la PSD (les spectres ont n_{FFT} points et il faut que la partie utile du spectre soit suffisamment détaillée) et la variance des spectres (le “bruit” des spectres est inversement proportionnel au nombre de fenêtres employées). Pour une acquisition de moins de 100 000 points (10 ms), on prend $n_{FFT} = 1024$, soit $\delta f \sim 10$ kHz. Pour un nombre de points compris entre 100 001 et 200 000, on prend $n_{FFT} = 2048$ ($\delta f \sim 5$ kHz). Au-delà, on prend $n_{FFT} = 4096$ ($\delta f \sim 2.4$ kHz).

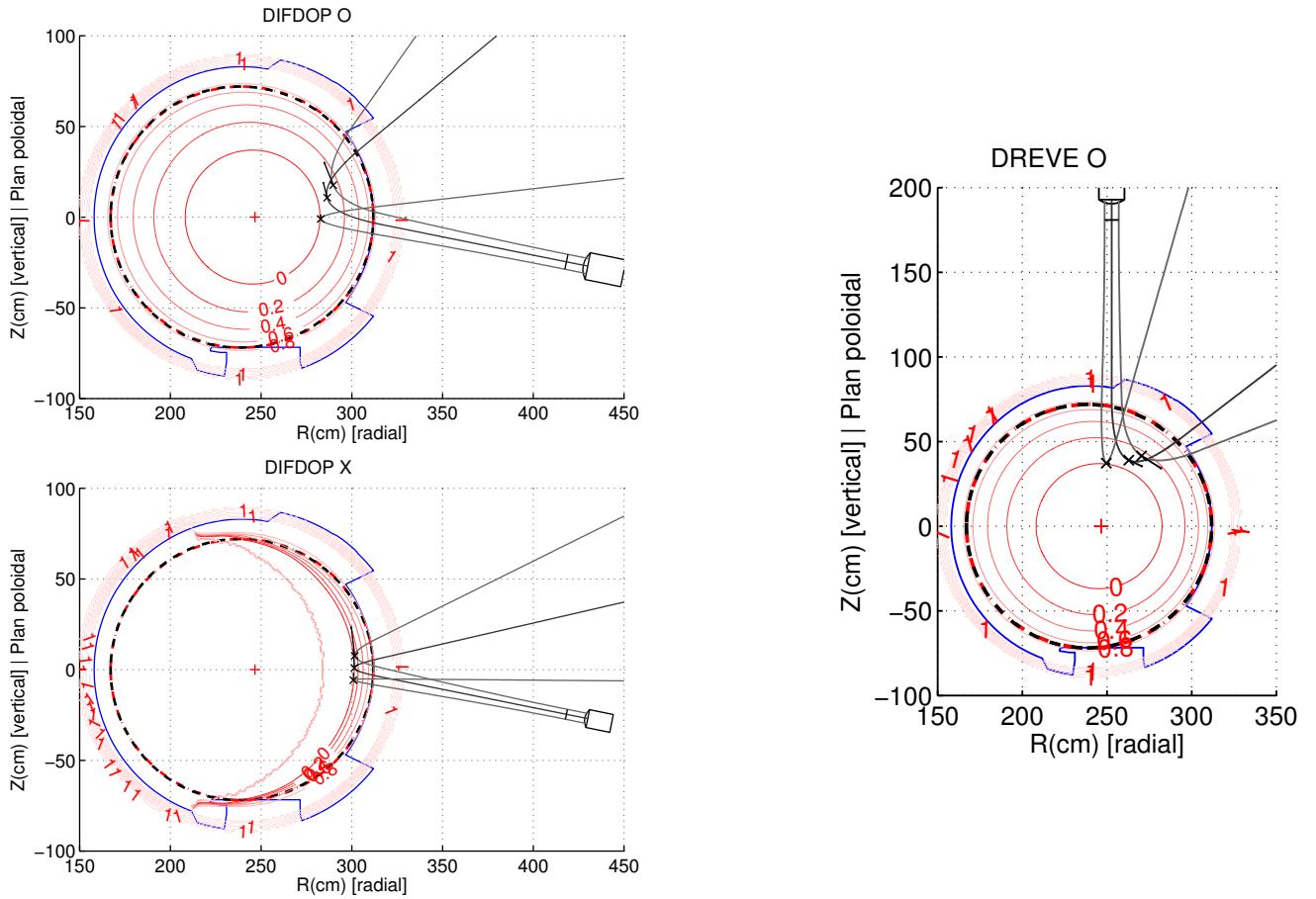


FIGURE 2.8 – Exemples de propagation de faisceaux pour chaque voie de mesure. Les cercles rouges sont les projections de surfaces iso-indices. La ligne bleue est la projection de tous les éléments limitant l’expansion du plasma (limiteur, protections d’antenne, etc.). Les traits noirs représentent le rayon central et deux rayons périphériques distants de la largeur w .

On présente en figure 2.10 des spectres typiques obtenus dans les plasmas de Tore Supra. Ces spectres en fréquence sont généralement la superposition de la composante Doppler centrée sur la fréquence Doppler f_D et de diverses autres composantes, principalement centrées autour de la fréquence nulle, de largeur de l’ordre de quelques kHz à quelques dizaines de kHz . Selon la configuration, on interprète ces composantes centrales comme le fruit d’une réflexion directe de l’onde sonde sur la couche de coupure, non filtrée par l’antenne (lobes), principalement lorsque l’angle de l’antenne est faible, d’une diffusion vers l’avant (associée aux structures de grande échelle) suivie ou précédée d’une réflexion sur des éléments de la machine ou sur la couche de coupure, ou enfin d’une diffusion vers l’arrière tout le long de la propagation du faisceau, associée aux structures de petite échelle (grand k_r). Le contenu à basse fréquence est difficile à exploiter et sa présence gêne l’analyse du pic Doppler. De façon générale, on n’exploite que des données dont les spectres ont une composante Doppler prépondérante.

La composante Doppler est une distribution centrée sur une fréquence Doppler f_D , négative dans les mesures au cœur, qui correspond à un mouvement de vitesse $V_\perp > 0$, dans le sens de la vitesse diamagnétique électronique (voir conventions en figure 1.6). $|f_D|$ peut atteindre plusieurs centaines de kHz suivant les conditions plasma et la valeur de $k_\perp$. La forme des composantes Doppler des spectres donne une indication sur la statistique de la vitesse des fluctuations détectées [GCV⁺92,

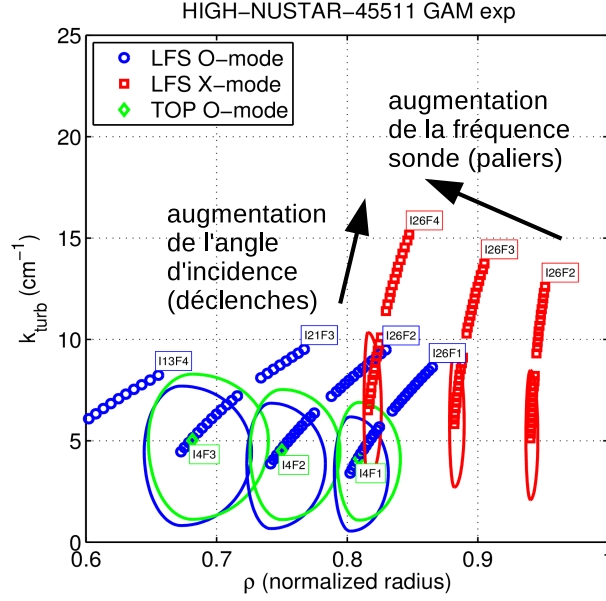


FIGURE 2.9 – Localisation et résolution des mesures en rayon et en nombre d'onde des fluctuations turbulentes, pour chaque voie d'acquisition dans le choc 45511. LFS = DIFDOP et TOP = DREVE.

HHQ⁺99]. En effet, en introduisant le déplacement $\mathbf{r}_j(t + \tau) = \mathbf{r}_j(t) + \Delta(\tau)$ et en écrivant la fonction de corrélation du champ diffusé

$$\begin{aligned}
 C(\tau) &\propto \left\langle \sum_{i,j} \exp(i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_j(t + \tau))) \right\rangle_t \\
 &\propto \left\langle \sum_{i,j} \exp(i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_j(t))) \exp(i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_j(t) - \mathbf{r}_j(t + \tau))) \right\rangle_t
 \end{aligned}$$

on peut faire apparaître un premier terme qui tient compte de l'arrangement des particules à un instant donné, le facteur de forme, et un second portant l'information sur le déplacement. Dans l'hypothèse où ces termes sont statistiquement séparables, le second terme $\langle \exp(i\mathbf{k} \cdot \Delta(\tau)) \rangle$ est la fonction caractéristique du déplacement. Celle-ci peut être modélisée à l'aide des résultats classiques de la statistique lagrangienne d'une particule, de vitesse v . L'écart type du déplacement de la particule $\langle \Delta^2 \rangle$ peut s'exprimer dans deux cas limites, pour des temps τ qui sont soit très faibles, soit très grands devant le temps d'autocorrélation du mouvement lagrangien $\tau_L = \int_0^\infty C_v(\tau) d\tau$, avec $C_v(\tau) = \langle v(0)v(\tau) \rangle / u^2$ et $u^2 = \langle v^2 \rangle$. Pour $\tau \gg \tau_L$, la statistique du mouvement est de type diffusif et $\langle \Delta^2 \rangle = 2u^2\tau_L\tau = 2D\tau$ où $D = u^2\tau_L$ est un coefficient de diffusion. Pour $\tau \ll \tau_L$, la statistique du mouvement a un caractère convectif avec $\langle \Delta^2 \rangle = u^2\tau^2$. Cette méthode d'analyse s'applique également aux mouvements turbulents macroscopiques. Pour étudier la transition $\tau \sim \tau_L$ entre les régimes convectif et diffusif de la turbulence, on peut utiliser une fonction de décorrélation exponentielle, $C_v = \exp(-\tau/\tau_L)$ [Tay21] qui mène à $\langle \Delta^2 \rangle = 2D\tau_L(\tau/\tau_L - 1 + \exp(-\tau/\tau_L))$. Cette formule recouvre les cas limites précédents : on vérifie que pour $\tau \ll \tau_L$, $\langle \Delta^2 \rangle \sim 2u^2\tau^2$ et que pour $\tau \gg \tau_L$, $\langle \Delta^2 \rangle \sim 2D\tau$. Les spectres de rétrodiffusion portent la signature de ces trois régimes, suivant l'échelle à laquelle on détecte le mouvement : la

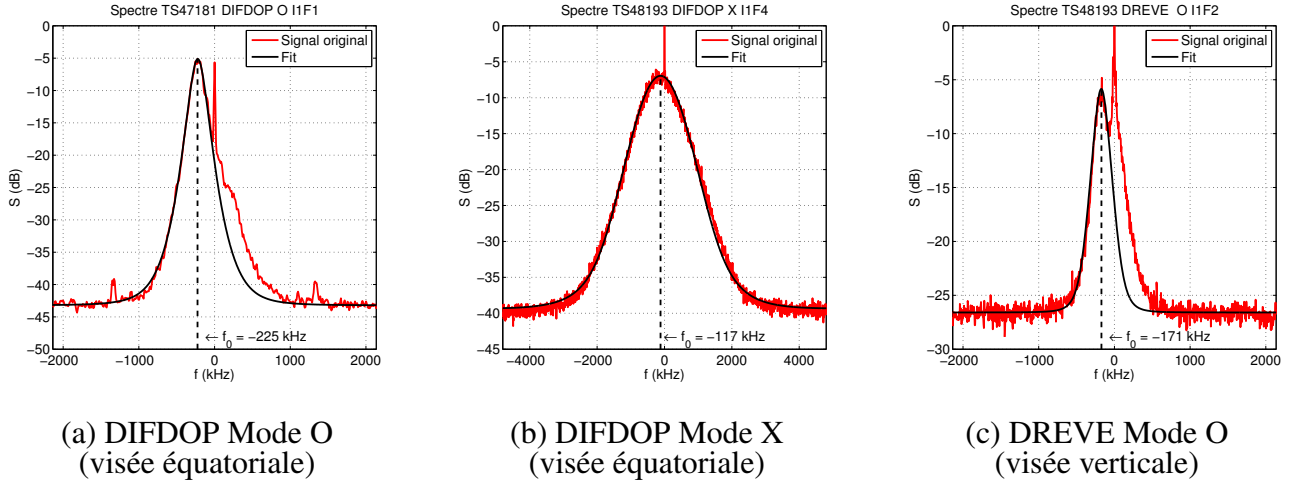


FIGURE 2.10 – Spectres de données expérimentales typiques pour chacun des canaux d’acquisition : modes O et X en visée équatoriale et mode O en visée verticale.

forme du spectre dépend du nombre d’onde d’analyse [HHQ⁺99]. Pour ajuster les profils, on utilise les trois types de fonctions pour chacun des régimes de mouvement détecté : une gaussienne $G(f)$, qui rend compte d’un transport diffusif, une lorentzienne $L(f)$, qui rend compte d’un mouvement ballistique, et une fonction test $T(f)$ représentative du régime intermédiaire. La gaussienne $G(f)$ a trois paramètres libres : A_G l’amplitude au pic, f_{cG} la fréquence du pic et Δf_G la largeur du spectre à mi-hauteur si bien que $G(f_{cG} \pm \Delta f_G) = A_G/2$. La formulation générale s’écrit :

$$G(f) = A_G \exp \left(-\frac{(f - f_{cG})^2 \log(2)}{\Delta f_G^2} \right)$$

L’ajustement par cette fonction se fait par minimisation non linéaire de l’écart type de $S(f) - G(f)$ par la méthode de Nelder-Mead proposée par Matlab (routine *fminsearch*). L’initialisation des paramètres A_G , f_{cG} et Δf_G est réalisée par observation directe du maximum du pic étudié sur le spectre et de sa mi-hauteur. Le résultat de l’ajustement de $G(f)$ sert d’initialisation à celui de $L(f)$. Cette dernière admet trois paramètres analogues à ceux de $G(f)$: A_L , f_{cL} et Δf_L et sa formulation est la suivante :

$$L(f) = \frac{A_L}{1 + \left(\frac{f - f_{cL}}{\Delta f_L} \right)^2}$$

L’ajustement de $L(f)$ est réalisé par le même procédé. L’observation des spectres et de leurs approximations G et L montre que la gaussienne sous-estime les ailes des spectres tandis que la lorentzienne les exagère. La troisième fonction d’ajustement $T(f)$ est la transformée de Fourier de la fonction d’autocorrélation des fluctuations turbulentes. Ses paramètres libres sont l’amplitude A_T , le temps de transport turbulent $k^2 D$, le temps de décorrélation des fluctuations τ_L et la fréquence centrale du pic f_{cT} . En notant $\mathcal{F}$ la transformée de Fourier temporelle, $T(f)$ s’écrit ainsi :

$$T(f) = \mathcal{F} \left\{ A_T \exp \left[-k^2 D \tau_L \left(\frac{t}{\tau_L} - 1 + \exp \left(-\frac{t}{\tau_L} \right) \right) + 2i\pi f_{cT} t \right] \right\}$$

L’initialisation de l’ajustement est hybride entre les résultats des précédents ajustements gaussien et lorentzien. L’ajustement consiste à minimiser l’intégrale des écarts-types de $S(f) - T(f)$ et de

$\ln[S(f) - T(f)]$, afin de représenter correctement à la fois le pic Doppler et les ailes de la distribution. La fonction $T(f)$ ajustée est superposée aux spectres de la figure 2.10. De manière générale, pour l’ajustement, seule la partie considérée comme la composante Doppler est utilisée (généralement la partie centrale est retirée). Dans les exemples présentés en figure 2.10, l’ajustement n’a été effectué que sur la partie $f < 0$ pour le cas du mode O en visée équatoriale (DIFDOP O), le fin pic central $f = 0 \pm 50 \text{ kHz}$ a été retiré pour le mode X en visée équatoriale (DIFDOP X) et, enfin, seul le domaine $f < -100 \text{ kHz}$ n’a été pris en compte pour le mode O en visée verticale (DREVE O). On remarque que le rapport signal sur bruit est plus favorable pour les mesures équatoriales que pour celles dans le plan vertical. Le niveau de signal des spectres dépend du vecteur d’onde mesuré. Même lorsque celui-ci est identique entre DIFDOP et DREVE, la comparaison précise de l’amplitude des signaux n’est pas pertinente car les deux systèmes n’ont pas la même réponse d’appareil (malgré un schéma identique, certains composants n’ont pas le même niveau de signal en sortie). Néanmoins, la forte variation d’amplitude notée entre les mesures équatoriales et verticales est bien supérieure aux effets de calibration et reflète bien le caractère *ballonné* de la turbulence (niveau de turbulence maximal côté bas champ, voir § 1.2.2.1).

2.2 Mesure du profil radial de la densité électronique

Comme vu dans la partie précédente, le profil radial de la densité électronique est une donnée essentielle pour la calcul de la localisation et du nombre d’onde d’analyse des mesures de réflectométrie Doppler. Dans le cadre de cette étude, les mesures de deux types de diagnostic ont été utilisées : l’interférométrie et la réflectométrie “classique”. Ces deux techniques sont brièvement décrites ici, ainsi que le protocole d’emploi de leurs mesures.

2.2.1 Détermination de la densité par interférométrie

L’interférométrie est une technique qui utilise le déphasage d’un faisceau laser induit par la traversée du plasma afin d’en extraire la densité électronique intégrée sur une ligne de visée.

La variation de phase $\Delta\phi$ d’une onde de fréquence ω se propageant dans le plasma d’indice optique $N < 1$ par rapport au même parcours dans le vide vaut $\Delta\phi = \int \frac{\omega}{c} (N - 1) dl$, où l’indice optique N vaut $N^2 = 1 - n_e e^2 / m_e \epsilon_0 \omega^2$ (voir équation 2.2).

En pratique, un jeu de faisceaux laser est utilisé de manière à traverser le plasma à différentes positions radiales. L’interféromètre de Tore Supra [GDME⁺09] comporte 10 lignes de visées (cf. figure 2.11). Par besoin de robustesse dans le suivi de $\Delta\phi$, les faisceaux sont constitués de deux longueurs d’onde : $119 \mu\text{m}$ (H_2O) et $195 \mu\text{m}$ (DCN). Le montage est de type Mach-Zehnder. Un miroir semi-réfléchissant sépare le faisceau en deux parties qui traversent respectivement le plasma et une voie optique neutre, puis viennent interférer sur le détecteur. La détection hétérodyne permet d’obtenir directement les variations de phase, et ainsi une mesure intégrée de la densité par ligne de visée. Ensuite, une inversion d’Abel permet une évaluation du profil radial de densité.

Cette technique permet une bonne estimation du profil dans le cœur du plasma, traversé par la majorité des lignes de visée. En revanche, pour $\rho > 0.6$, l’estimation est moins fiable en raison du peu de voies optiques dans cet intervalle. De façon générale, la méthode d’interférométrie fournit une estimation très robuste de la densité intégrée. Toutefois, les hypothèses faites sur la forme des profils lors de l’inversion d’Abel ne permettent pas de reproduire les détails du profil de densité, notamment lors d’événements particuliers qui modifient localement la densité, tels des pertes du couplage du chauffage HF ou lors de l’injection de matière. Une des lignes de visée, la plus centrale, donne une

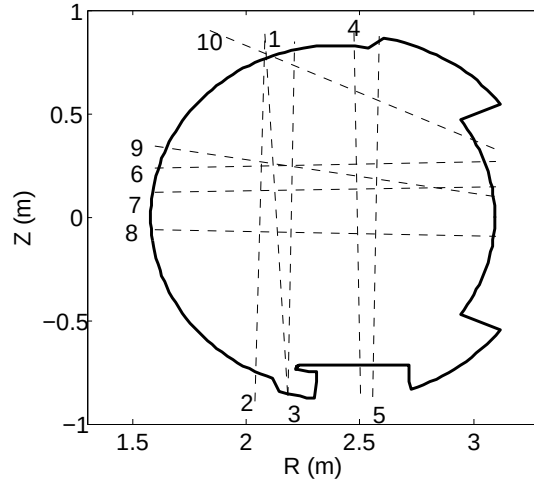


FIGURE 2.11 – Position des dix cordes d'interférométrie (documentation Tore Supra).

valeur intégrée de tout le profil de densité dans l'unité d'une densité linéique $n_L [m^{-2}]$. Cette grandeur est utilisée lors du pilotage de la décharge pour le contrôle du plasma en temps réel.

La résolution temporelle maximale de ce diagnostic est de $10 \mu s$ et en mode standard (celui utilisé dans les chocs étudiés ici), un profil de densité est sauvegardé toutes les $2 ms$.

2.2.2 Détermination de la densité par réflectométrie

Les diagnostics de réflectométrie *classique*, développés depuis plusieurs décennies, ont grandement inspiré le développement des diagnostics de réflectométrie Doppler. La réflectométrie consiste à émettre un signal micro-onde en direction du plasma, perpendiculairement aux lignes iso-indice, et à mesurer le temps de vol du paquet d'onde. En *balayant* rapidement la fréquence d'émission, il est possible d'accéder au profil radial de la densité du plasma.

Pour une fréquence sonde f donnée, la variation de la phase due au trajet aller-retour de l'onde entre l'antenne ($x = 0$) et la surface de réflexion ($x = r_{co}$) vaut

$$\phi_p = \frac{4\pi f}{c} \int_{x=0}^{x=r_{co}} N_X(r, f, t) dr - \frac{\pi}{2},$$

avec $N_X(r, f, t)$ l'indice optique de la propagation en mode X (coupure haute, voir équation 2.3) et $-\pi/2$ une correction due à la réflexion dans le plasma. Lorsque la fréquence sonde est augmentée rapidement, la mesure de la quantité $\partial\phi_p/\partial t$ donne accès au temps de vol $\tau(f)$. Ce temps de vol aller-retour entre l'antenne d'émission et la couche de coupure augmente lorsque la fréquence sonde augmente, car la couche de coupure se déplace de plus en plus profondément dans le plasma. À partir de ce temps de vol croissant, la reconstruction du profil est réalisée, de proche en proche, par la méthode de Bottolier-Curtet [BCI87].

Tore Supra dispose de deux réflectomètres à balayage, opérant en mode X. Comme pour le cas de la réflectométrie Doppler mentionnée précédemment, la coupure haute est utilisée afin de pouvoir mesurer le profil de densité aux très faibles densités dans la SOL et également dans le cœur, côté haut champ (voir figure 2.5). Le premier réflectomètre à balayage, nommé DREFRAP (anciennement DREFLEC), a deux sources balayant indépendamment les deux intervalles : 50-75 GHz (bande V) et 75-110 GHz (bande W). Ce réflectomètre permet de mesurer la densité dans la SOL et dans le plasma

de bord, côté bas champ. Le second réflectomètre, DREFLUC, émet dans la bande D (105-150 GHz) et mesure la densité dans le cœur du plasma et côté haut champ. Les plages de fréquence des deux réflectomètres se chevauchent afin de pouvoir connecter les résultats des deux sources de mesure.

La présence de fluctuations turbulentes de densité demande un balayage en fréquence suffisamment rapide par rapport au temps d'autocorrélation des fluctuations, afin que la turbulence soit figée à l'échelle du temps de balayage. Pour cette raison, le réflectomètre DREFLEC utilise depuis 2001, un balayage ultra-rapide de toute la bande (V ou W), en près de $20 \mu s$, qui apporte des résultats très satisfaisants. Ce système est d'ailleurs utilisé pour la mesure et la caractérisation des fluctuations de densité [VHC⁺06]. Cela a motivé de nouveaux efforts pour réduire, davantage encore, le temps de balayage. En 2010, DREFLEC est devenu DREFRAP avec un temps de balayage réduit à $2 \mu s$, et le temps minimal entre deux balayages a été réduit de $5 \mu s$ à $1 \mu s$ [CHB⁺10]. Cette mise à jour a notamment permis d'étudier les propriétés de corrélation radiale de la turbulence [HCF⁺13].

DREFRAP possède deux modes d'opération : un mode *profil*, déterminant un profil de densité à intervalles réguliers pendant toute la durée de la décharge plasma et un mode *rafale*, où quelques milliers de profils sont acquis en série, avec un temps minimum entre les balayages, à des temps choisis pendant la décharge.

Le second réflectomètre, DREFLUC, fonctionne depuis 2002 avec un balayage en $20 \mu s$ et opère avec les mêmes modes d'opération *profil* et *rafale*. Les mesures de DREFLUC commencent directement dans le cœur du plasma et une information sur la densité est nécessaire pour initialiser la reconstruction du profil. Celle-ci est donnée par les mesures d'interférométrie et/ou par l'autre réflectomètre DREFLEC/DREFRAP (cas retenu dans toute cette étude, notamment pour le choc 47496 sur la figure 2.12).

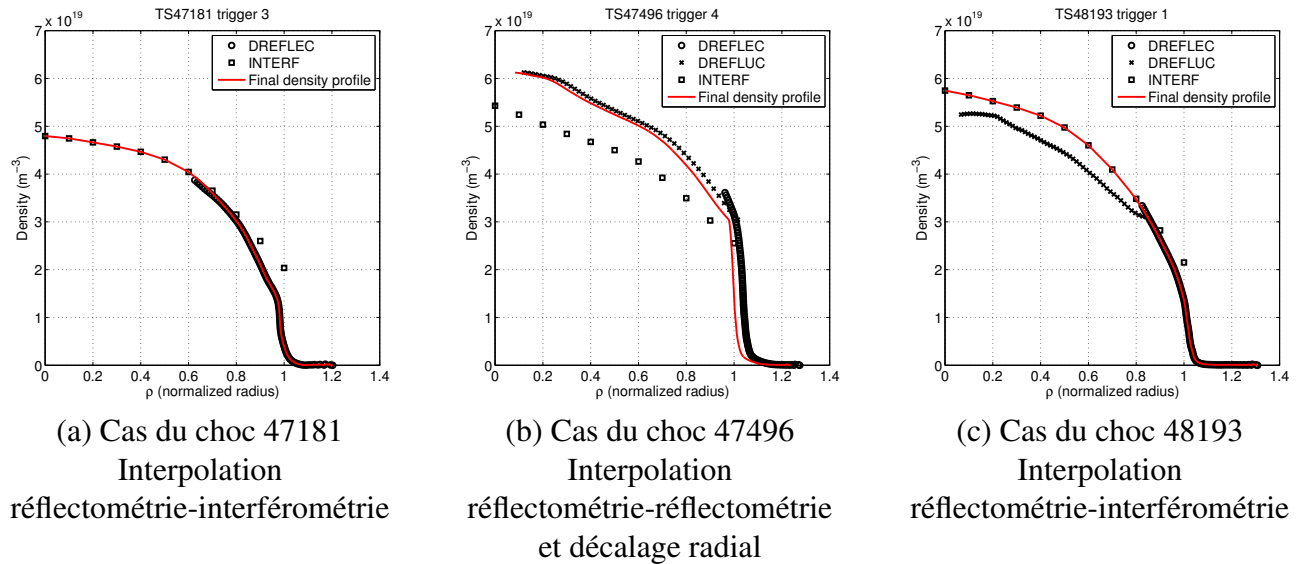


FIGURE 2.12 – Illustration de la construction d'un profil de densité d'après les mesures d'interférométrie et de réflectométrie.

2.2.3 Traitement et assemblage des mesures de densité

Les mesures de densité à l'aide des systèmes d'interférométrie et de réflectométrie décrits ci-dessus sont généralement disponibles pour la plupart des décharges de Tore Supra. Les mesures d'interférométrie, servant pour le pilotage des décharges, sont obligatoirement disponibles pour toutes les

décharges réussies. En revanche, l'extension radiale du profil obtenu par les systèmes DREFRAP et DREFLUC varie d'une décharge à l'autre avec la densité et le champ magnétique. Le bord du plasma est toujours sondé par DREFRAP, mais le rayon minimal (le plus à l'intérieur) sondé par ce système varie nettement (cf. figure 2.12). La réflectométrie en bande D (DREFLUC) prolonge le profil de DREFRAP et, quand les temps de mesures sont synchrones entre les systèmes, le calcul du profil de densité à partir des mesures de DREFLUC est initialisé par les dernières valeurs de DREFRAP. Dans les cas où les mesures des deux systèmes ne sont pas synchrones, ou que les mesures de DREFRAP ne sont pas disponibles à cause de rares problèmes d'acquisition, ce sont les mesures d'interférométrie qui sont utilisées pour initialiser DREFLUC.

Pour estimer la localisation de la zone de diffusion lors des mesures de réflectométrie Doppler, il est préférable d'utiliser un profil de densité moyenné dans le temps comme paramètre d'entrée du code de tracé de rayon (cf. § 2.1.7). En effet, la capture d'événements transitoires, tels des cassures ou irrégularités du profil, n'est pas souhaitable car le code de tracé de rayon n'est pas conçu pour traiter l'effet des fluctuations. Dans le travail présenté par la suite, les profils de densité utilisés sont construits à partir des mesures de DREFRAP au bord et de l'interférométrie ou de DREFLUC au cœur. La détermination de la densité issue de l'interférométrie est utilisée dès qu'elle semble raisonnable car elle est la plus robuste au cœur et car la non résolution des irrégularités du profil n'est pas un obstacle pour l'usage qui en est fait. DREFLUC est choisi en alternative, comme dans le cas particulier du choc 47496. Pour les acquisitions régulières (interférométrie et les rares cas de réflectométrie en mode profil), une moyenne des quelques mesures est faite sur la durée de l'acquisition de réflectométrie Doppler. Pour la réflectométrie en mode rafale, fréquente, la moyenne est réalisée sur l'ensemble de la rafale la plus proche temporellement, sauf en cas d'événement particulier du plasma, comme par exemple dans le choc 48193 lors d'une perte de couplage ICRH réduisant la puissance de chauffage. Le suivi de la densité linéique $n_L = \int n \cdot dl$, issue de l'interférométrie, permet d'estimer la barre d'erreur du profil de densité liée au décalage temporel des mesures.

La construction du profil de densité consiste d'abord à sélectionner les intervalles radiaux de confiance, disjoints, pour les mesures de DREFRAP et d'interférométrie ou de DREFLUC. Un écart de $\Delta\rho \approx 0.1$ entre les extrémités des intervalles est généralement adopté. Les mesures les plus internes ($\Delta\rho \sim 0.05$) de DREFRAP sont écartées par manque de fiabilité. Les profils sont alors connectés par une *spline cubique*, de sorte que la dérivée radiale du profil est continue (interpolation $\mathcal{C}^1$). À titre d'exemple, la construction du profil de densité du choc 48193 est présentée en figure 2.12.

Il a été constaté lors de la détermination du profil de densité du choc 47496 que la zone de gradient de densité ne coïncidait pas avec l'emplacement de la séparatrice à $\rho = 1$. Le profil d'origine étant peu vraisemblable, les profils de densité de ce choc ont été décalés radialement de sorte que le point d'inflexion du profil de densité coïncide avec $\rho = 1$ (figure 2.12b). Plusieurs profils de densité étaient disponibles dans ce choc. Le décalage radial adopté est constant et correspond à celui constaté pour le premier profil disponible.

Chapitre 3

Asymétrie poloïdale de la vitesse perpendiculaire des fluctuations de densité

Dans cette partie, on effectue des mesures de la vitesse perpendiculaire des fluctuations turbulentes dans le cœur de Tore Supra à différents angles poloïdaux du plasma. On observe une asymétrie des profils, en contradiction apparente avec la vision selon laquelle le potentiel est uniforme sur les surfaces magnétiques du cœur.

Dans un premier temps, l'analyse des mesures de DBS de différents chocs est présentée. Trois chocs sont sélectionnés et étudiés en détail. Il est montré que l'asymétrie mesurée dépasse les prédictions théoriques simples. Les résultats sont alors reformulés en unités de champ électrique parallèle et sont comparés à diverses estimations de ce champ dans le plasma. Enfin, on considère la contribution d'effets liés à la présence des fluctuations turbulentes dans le plasma.

3.1 Comparaison de la vitesse perpendiculaire des fluctuations à deux angles poloïdaux

3.1.1 Sélection des décharges pour cette étude

Les données analysées sont issues des campagnes de 2011 sur Tore Supra durant laquelle les systèmes DIFDOP et DREVE étaient tous deux opérationnels. Lors de la campagne de 2010, DREVE était déjà actif mais une incertitude importante sur l'angle d'inclinaison de son antenne rend les données non exploitables pour cette partie. La sélection des décharges pour cette étude a pour critères la qualité des signaux, la localisation radiale des mesures et le nombre d'onde des fluctuations qui doivent être les mêmes pour les deux systèmes. En pratique, l'antenne de DIFDOP est mobile tandis que celle de DREVE est fixe durant les chocs. Ainsi, on sélectionne la ou les déclenches de DIFDOP qui correspondent à des vecteurs d'onde comparables à ceux de DREVE.

La liste des chocs analysés est présentée dans les tableaux 3.1, 3.2 et 3.3.

Choc	Décl.	B_0 (T)	I_p (MA)	q_ψ	ICRH (MW)	n_l ($10^{19} m^{-2}$)	T_e à $\rho = 0.5$ (keV)
47175	7	3.41	1.20	3.48	0	5.7	0.9
47176	4	3.41	1.30	3.17	0	5.9	1.1
47177	4	3.41	1.29	3.20	0	6.9	1.0
47181	3-4	3.41	1.20	3.32	0	5.5	1.0
47202	4	3.87	1.00	4.78	2.0	5.7	1.1
47204	4	3.87	1.00	4.82	4.0	6.2	1.2
47205	5	3.87	0.90	5.36	4.0	5.8	1.1
47210	4,8	3.87	1.00	4.82	4.0	5.7	1.3
47220A	3	3.87	0.86	5.60	2.0	5.3	0.8
47220B	8		0.78	6.18		5.4	0.7
47221A	3	3.87	0.86	5.58	2.0	4.8	0.9
47221B	8		0.78	6.16		4.7	0.8
47222A	3	3.87	0.96	4.99	2.0	4.9	1.0
47222B	8		0.88	5.46		4.7	0.9
47223A	2	3.87	1.02	4.69	2.0	5.5	1.0
47223B	9		1.14	4.15		5.7	1.1
47224A	2	3.87	1.12	4.24	2.0	5.7	1.1
47224B	9		1.24	3.80		5.9	1.2
47225	1	3.87	1.00	4.80	2.0	5.4	1.0
47226	1	3.87	1.00	4.78	2.0	5.5	1.0

TABLE 3.1 – Liste des chocs analysés (1/3)

Choc	Décl.	B_0 (T)	I_p (MA)	q_ψ	ICRH (MW)	n_l ($10^{19} m^{-2}$)	T_e à $\rho = 0.5$ (keV)
47349	5 (VO 4)	3.86	1.00	4.80	4.0	6.4	1.1
47487	4	3.87	0.75	6.46	1.0	4.9	0.7
47488	4	3.87	0.75	6.54	1.5	5.8	0.7
47490	4	3.87	0.75	6.52	2.0	5.6	0.8
47491	3	3.87	0.75	6.54	2.3	6.0	0.8
47493	3	3.87	0.75	6.57	4.1	5.8	1.0
47494	2	3.87	0.75	6.57	4.2	5.9	1.0
47496	4-5	3.87	0.75	6.56	4.3	6.1	0.9
47500A	1	3.87	0.60	8.18	2.0	5.5	0.7
47500B	2		0.75	6.52	2.0	6.4	0.7
47500C	3		0.89	5.39	2.0	6.7	0.8
47500D	4		1.04	4.62	2.0	7.0	0.9
47504	3	3.87	0.60	8.28	1.9	5.5	0.6
47505	4	3.87	0.60	8.15	2.0	5.6	0.7

TABLE 3.2 – Liste des chocs analysés (2/3)

Choc	Décl.	B_0 (T)	I_p (MA)	q_ψ	ICRH (MW)	n_l ($10^{19} m^{-2}$)	T_e à $\rho = 0.5$ (keV)
48191	1-6	3.88	1.20	3.93	1.0	5.5	1.2
48192	5-6	3.88	1.20	3.95	2.0	5.5	1.4
48193A	1-2	3.88	1.20	3.97	3.9	6.5	1.6
48193B	4-6				2.0	5.5	1.4
48195	7	3.87	1.20	3.98	4.0	6.0	1.7
48197A	1-3	3.88	1.20	3.99	4.4	6.1	1.7
48197B	5-6				2.5	5.2	1.6
48198A	1-2	3.88	1.20	3.98	4.8	6.5	1.6
48198B	5-6				3.0	5.6	1.5
48199	3-5	3.88	1.20	4.00	5.0	6.6	1.6
48200	9-13 (VO 2-4)	3.88	1.20	4.00	5.0	6.2	1.6
48201	14-16 (VO 6-7)	3.88	1.20	4.00	5.0	6.0	1.7
48203	5-7 (VO 1-3)	3.88	1.20	3.99	5.0	5.8	1.7
48204	10-12 (VO 3-4)	3.88	1.20	3.99	5.0	5.7	1.7
48206	3-5	3.88	1.00	4.84	5.0	5.7	1.4
48209	13-15 (VO 5-6)	3.88	1.20	4.00	5.1 (+0.5 FCE)	5.9	1.8
48210	14-15 (VO 5-6)	3.88	1.20	3.99	5.0	5.7	1.9

TABLE 3.3 – Liste des chocs analysés (3/3)

3.1.2 Mesures de $V_{\perp}$

3.1.2.1 Sélection de trois chocs représentatifs

Dans toutes les mesures dans le plasma de cœur listées dans les tableaux 3.1, 3.2 et 3.3, la vitesse perpendiculaire $V_{\perp}$ est observée dans la direction diamagnétique électronique. Mais pour l'ensemble de ces décharges, aux conditions plasma variées (chauffage, courant plasma, champ magnétique, etc.), une asymétrie poloïdale de la vitesse perpendiculaire des fluctuations est relevée. Ainsi, $V_{\perp}$ est plus grand côté bas champ qu'en haut du plasma, à partir d'un rayon intérieur de la séparatrice, typiquement $\rho > 0.8$. Un tel résultat est visible en figure 3.1, où ont été superposés les profils de $V_{\perp}$ dans une série de chocs où le courant plasma varie.

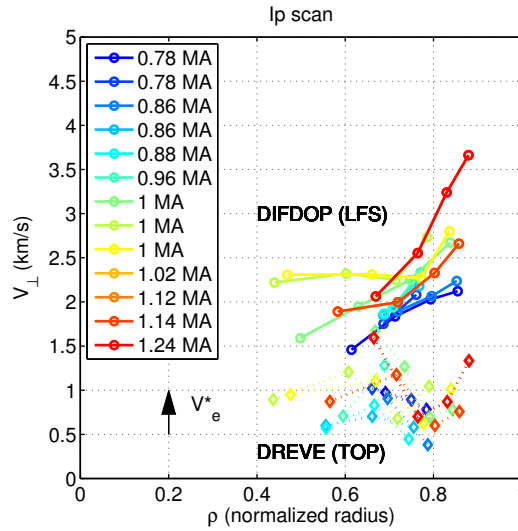


FIGURE 3.1 – Illustration du résultat principal pour la série de plasmas du tableau 3.1 à $B_0 = 3.87 \text{ T}$, et $P_{ICRH} = 2 \text{ MW}$, où I_p varie entre 0.78 et 1.24 MA : $V_{\perp}$ est plus intense côté bas champ qu'en haut de la machine. Dans les conventions adoptées, $V_{\perp} > 0$ correspond au sens diamagnétique électronique, soit vers le haut côté bas champ de la machine.

Cette observation générale est traitée plus en détail sur l'ensemble réduit des trois chocs 47181, 47496 et 48193A (cf. tableau 3.4). Ces chocs ont été choisis pour la qualité de leurs mesures et pour la représentativité de leurs paramètres parmi les autres chocs cités précédemment. Le choc 47181 est un choc ohmique, dans une configuration à fort courant plasma et faible facteur de sécurité. Lors de cette décharge, le plasma est déplacé lentement sur le limiteur à pompage toroïdal (TPL), en faisant varier son grand rayon à une vitesse négligeable devant la durée des mesures DBS. Le choc 47496 est un choc à chauffage ICRH, à faible courant plasma et à grand facteur de sécurité. Dans cette décharge, le plasma est en appui sur le TPL. Le choc 48193 est un autre choc à chauffage ICRH, à fort courant plasma et à faible facteur de sécurité. Les données exploitées sont acquises juste avant une perte de couplage ICRH (réduisant la puissance de chauffage ionique de 3.9 MW à 2.0 MW), mais ne sont pas affectées par cet événement. Pendant la mesure, le plasma est dans un appui mixte entre le TPL et un des limiteurs poloïdaux côté bas champ (MBL).

En figure 3.2, sont présentés (a) les profils de facteur de sécurité issus du code d'équilibre magnétique EFIT, (b) les profils de densité issus de l'assemblage de mesures décrit au § 2.2.3, ainsi que (c) les profils de la température électronique mesurés par les diagnostics ECE et Thomson et de la

température ionique mesurés par CXRS. Il est à noter que les mesures de CXRS du choc 48193 ont eu lieu après la perte de couplage ICRH, soit dans des conditions différentes de celles des mesures de rétrodiffusion Doppler. Dans l'ensemble, les mesures de température sont peu précises au bord du plasma. Pour $\rho > 0.8$, la barre d'erreur devient de l'ordre de la mesure elle-même.

Décharge	Déclenches	B_0 (T)	I_p (MA)	q_ψ	ICRH (MW)	n_l ($10^{19} m^{-2}$)	T_e à $\rho = 0.5$ (keV)	Point de contact
47181	3 et 4	3.41	1.20	3.47	0	5.5	1.0	TPL
47496	4 et 5	3.87	0.75	6.49	4.3	6.1	0.9	TPL
48193A	1 et 2	3.88	1.20	3.94	3.9	6.5	1.6	TPL+MBL

TABLE 3.4 – Sélection de trois chocs pour l'analyse détaillée

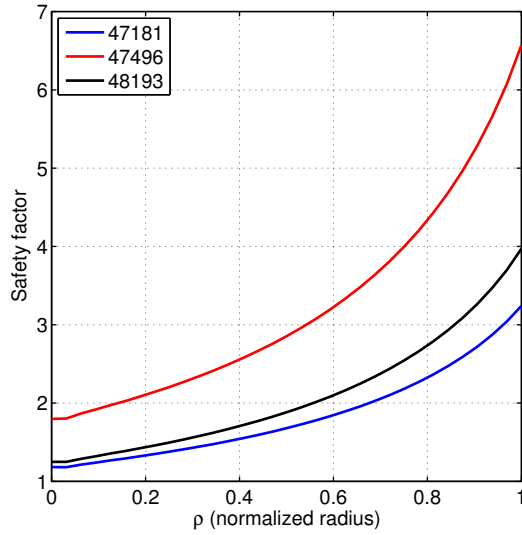
3.1.2.2 Mesure du profil radial de $V_\perp$

Les profils de vitesse perpendiculaire $V_\perp$ sont obtenus par le protocole décrit au chapitre 2. Pour rappel, on ajuste les spectres des mesures satisfaisantes avec la fonction de Taylor, donnant le décalage Doppler f_{cT} (cf § 2.1.8). La vitesse perpendiculaire est donnée par $V_\perp = 2\pi f_{cT}/k_{DBS}$, où k_{DBS} est donné par le code de tracé de rayon décrit au § 2.1.7.

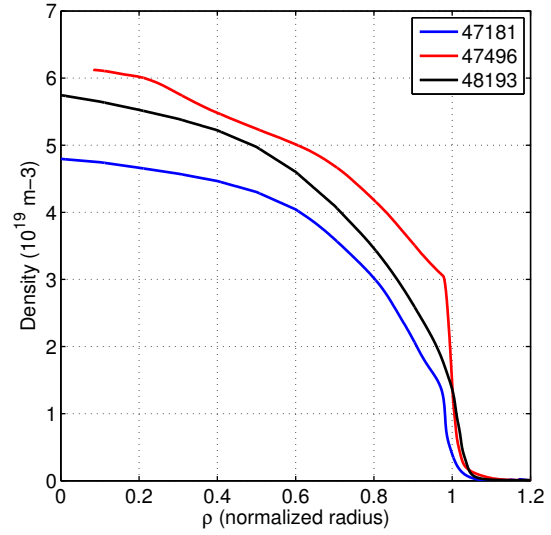
Les résultats sont présentés pour les chocs 47181, 47496 et 48193 dans les figures 3.3, 3.4 et 3.5. Chacune de ces figures montre (a) la localisation spatiale des mesures par une projection poloïdale et (b) le nombre d'onde des fluctuations détectées en fonction du rayon de mesure. Dans chaque cas, les mesures équatoriales (DIFDOP) sont représentées par des ronds bleus pour le mode O et par des carrés rouges pour le mode X. Celles des mesures verticales (DREVE), en mode O le sont par des losanges verts. En (a) on vérifie qu'à chaque fois les mesures équatoriales et verticales sont faites dans des zones poloïdales distinctes. Toutefois, plus la mesure est faite profondément, plus l'écart poloïdal $\Delta\theta$ séparant les mesures équatoriales et verticales est faible.

Chaque profil correspond aux mesures acquises pendant deux déclenches consécutives : n°3 et 4 pour le choc 47181, 4 et 5 pour le choc 47496 et 1 et 2 pour le choc 48193. Comme décrit au § 2.1.6, une déclenche désigne une série de mesures où l'angle d'antenne est constant et où la fréquence sonde décrit les différents paliers programmés. Comme déjà mentionné en section 2.1.7, il est visible en (b) des figures 3.3 à 3.5 que pour un angle d'antenne donné, le nombre d'onde des fluctuations mesurées varie avec la fréquence sonde et donc le rayon de mesure. Pour le mode O, l'échelle des fluctuations est comprise entre 4 et 11 cm^{-1} . Ainsi, les mesures équatoriales et verticales sélectionnées sont réalisées à un nombre d'onde des fluctuations k_{DBS} similaire, comme en atteste la bonne superposition des losanges verts et des ronds bleus.

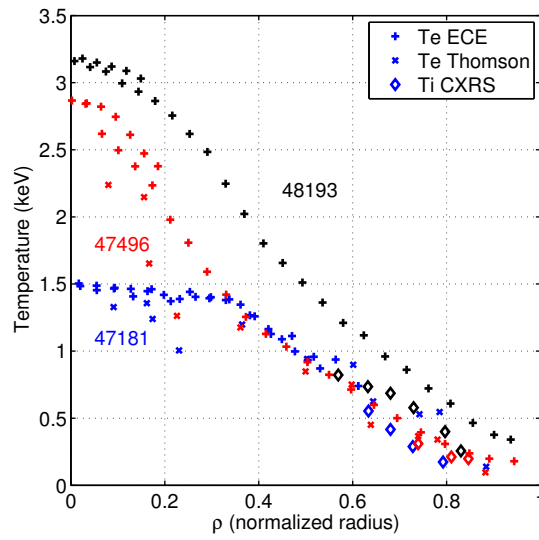
En (c) des figures 3.3 à 3.5, on a les profils de $V_\perp$ dans le plan équatorial, formé des mesures en modes O et X. Ceux-ci montrent des vitesses toujours négatives dans le cœur, soit dans le sens diamagnétique électronique. Ce résultat est conforme au modèle de transport ripple dont la prévalence a été montrée dans Tore Supra (voir § 1.2.1.3). On note une inversion du signe de $V_\perp$ au voisinage de la séparatrice, signe d'un changement de régime de transport entre le cœur et la SOL. Dans le choc 47181, pour $\rho \approx 0.8$, on dispose de déterminations à la fois en mode O et en mode X de $V_\perp$ dans le plan équatorial. On note que $V_{\perp,X} \approx V_{\perp,O} - 500 m/s$. Cette différence pourrait être due à une variation



(a) Facteur de sécurité.



(b) Densité électronique.



(c) Températures électronique et ionique.

FIGURE 3.2 – Profils radiaux de facteur de sécurité, de densité et de température.

de la vitesse de phase des fluctuations détectées. En effet, le nombre d'onde des fluctuations détectées dans chaque canal d'acquisition varie du simple au double ($k_{DBS,X} = 2k_{DBS,O}$), et on s'attend à ce que la variation de la vitesse de phase soit bornée par la vitesse diamagnétique, soit quelques centaines de mètres par seconde (voir § 1.2.2.2). Cette différence pourrait également être la conséquence d'un alignement inexact entre la surface de coupure du faisceau en mode X, portant k_{DBS} , et la surface magnétique, portant $V_{\perp}$, modifiant ainsi la mesure de la vitesse des fluctuations.

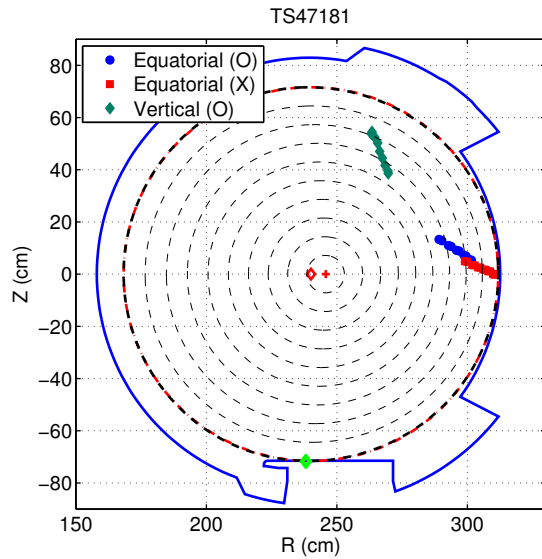
Le profil de $V_{\perp}$ associé aux mesures dans le plan vertical est également négatif, mais avec des valeurs de vitesse bien plus faibles. Un écart très net est observable entre le profil dans le plan équatorial et celui dans le plan vertical. L'écart en $V_{\perp}$ est systématiquement plus important au bord, où il peut atteindre jusqu'à 2 km/s , tandis qu'à de plus faibles rayons, il reste à des valeurs d'environ 1 km/s . Pour les rayons les plus externes où la comparaison a pu être faite, le rapport $V_{\perp,LFS}/V_{\perp,TOP}$ peut atteindre 3.

Une forte anisotropie en densité électronique pourrait causer cette différence de $V_{\perp}$, en décalant radialement certains points de données. Les mesures de densité par réflectométrie étant toutes effectuées dans le plan équatorial, cela signifierait que les mesures incorrectement localisées seraient celles de DREVE, en visée verticale. En négligeant tout effet de cette anisotropie sur le vecteur d'onde de rétrodiffusion, il faudrait pour rejoindre les profils de $V_{\perp}$ un décalage radial de $\Delta\rho \sim 0.15$. Un tel écart impliquerait que la densité soit environ 30 % plus faible en haut du plasma que dans le plan équatorial pour les chocs 47181 et 48193, et 30 % plus grande dans le choc 47496. Une telle anisotropie paraît improbable, d'autant que dans la majorité des cas les mesures d'interférométrie (réparties dans le plan poloïdal) et de réflectométrie sont en accord, à moins de $\sim 10 \%$ de différence. Ainsi, l'asymétrie des profils semble bien provenir de réels écarts en $V_{\perp}$. On vérifie par la suite que la différence est en dehors des barres d'erreur, dont on détaille la quantification.

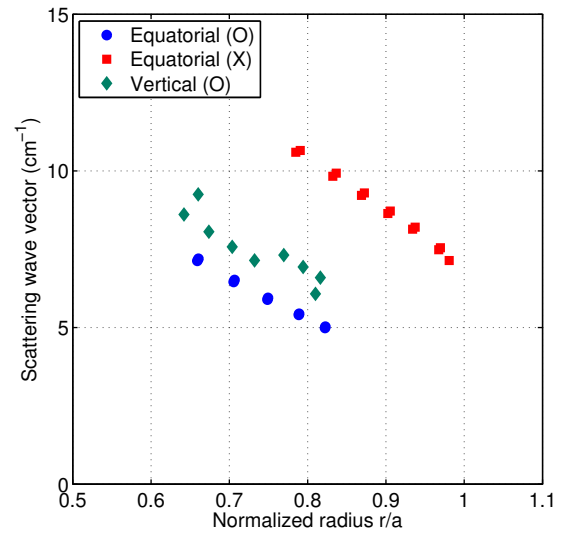
3.1.2.3 Incertitude des profils de vitesse perpendiculaire

L'incertitude sur la détermination de $V_{\perp}$ provient d'une part de la résolution intrinsèque du diagnostic DBS, qui mesure dans une zone spatiale finie et dans un intervalle d'échelles de fluctuations. Ce pouvoir de résolution est estimé par le code de tracé de rayon, comme détaillé au § 2.1.7. Des contraintes expérimentales contribuent également à l'incertitude sur le lieu de rétrodiffusion et sur les échelles mesurées, et sont détaillées ici :

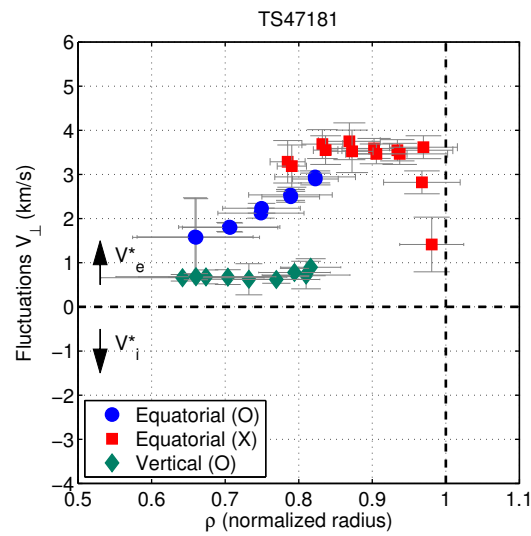
- D'une part, l'angle d'antenne n'est mesuré qu'à une précision de 0.1° près. Pour estimer l'effet sur le profil de $V_{\perp}$ d'une possible variation d'angle d'antenne entre l'angle mesuré et l'angle réel obtenu, on réalise des tracés de rayon pour localiser chaque mesure avec un angle d'antenne artificiellement modifié de $\pm 0.1^\circ$.
- D'autre part, on quantifie l'effet de l'incertitude en densité électronique dans le plasma de bord et dans la SOL. Pour cela, on compare les profils de densité dits combinés, comme décrit au § 2.2.3, et les profils déterminés par l'interférométrie seule dans le cœur, extrapolés dans la SOL avec un modèle de décroissance raisonnable (exponentielle avec $\lambda = 2 \text{ cm}$, cf [GBD⁺07]). À titre d'exemple, ces deux profils sont affichés en figure 3.6a pour le cas de la déclenche 4 du choc 47181. On compare les profils de $V_{\perp}$ obtenus avec chaque profil pour en déduire l'incertitude associée.
- Enfin, les mesures de réflectométrie (en rafales à des temps précis, permettant de déterminer la densité au bord) et les mesures de DBS sont rarement synchrones. Dans le laps de temps séparant les mesures, la densité du plasma peut varier et mener à une erreur sur le profil de $V_{\perp}$. Pour estimer cet effet, on suit l'évolution de la densité linéique $n_l = \int n_e dl$, déterminée régulièrement



(a) Localisation des mesures.

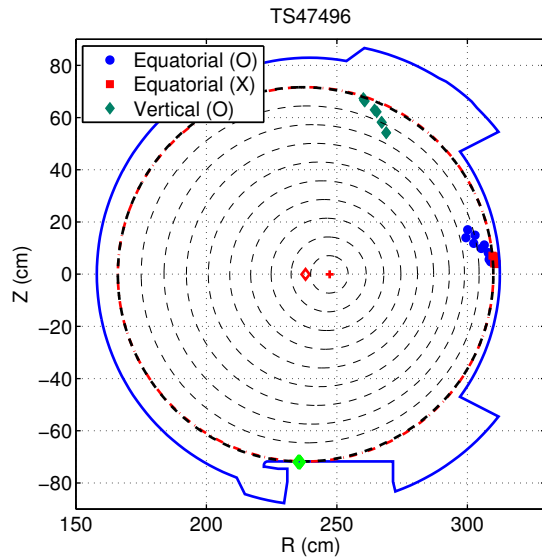


(b) Rayon et k_{DBS} de mesure.

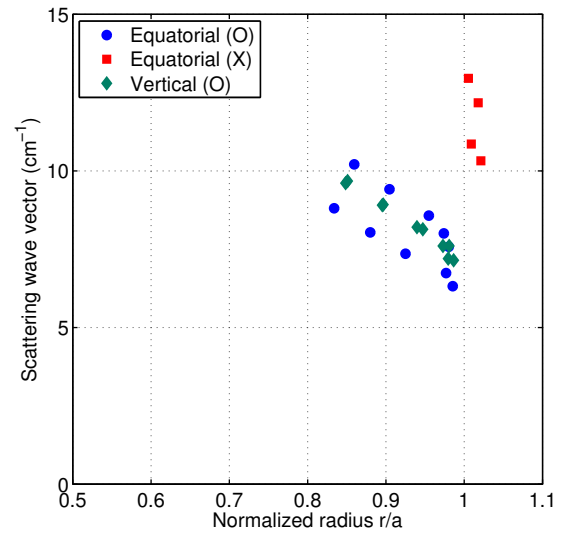


(c) Comparaison de $V_{\perp}$ entre les zones de mesure.

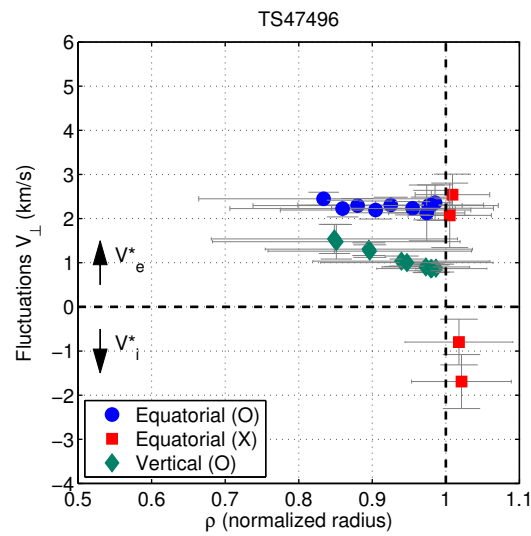
FIGURE 3.3 – Synthèse des mesures de réflectométrie du choc 47181.



(a) Localisation des mesures.



(b) Rayon et k_{DBS} de mesure.



(c) Comparaison de $V_{\perp}$ entre les zones de mesure.

FIGURE 3.4 – Synthèse des mesures de réflectométrie du choc 47496

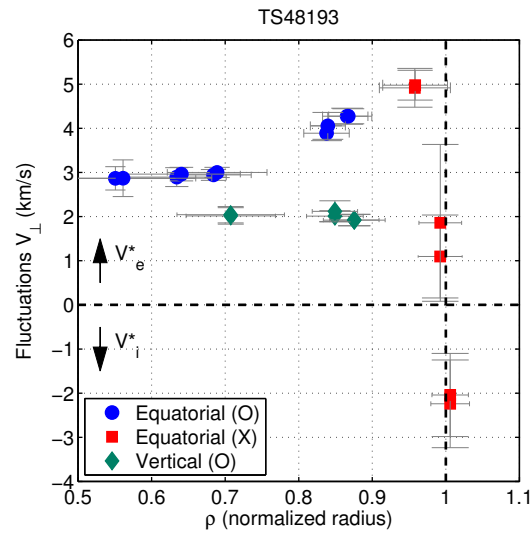
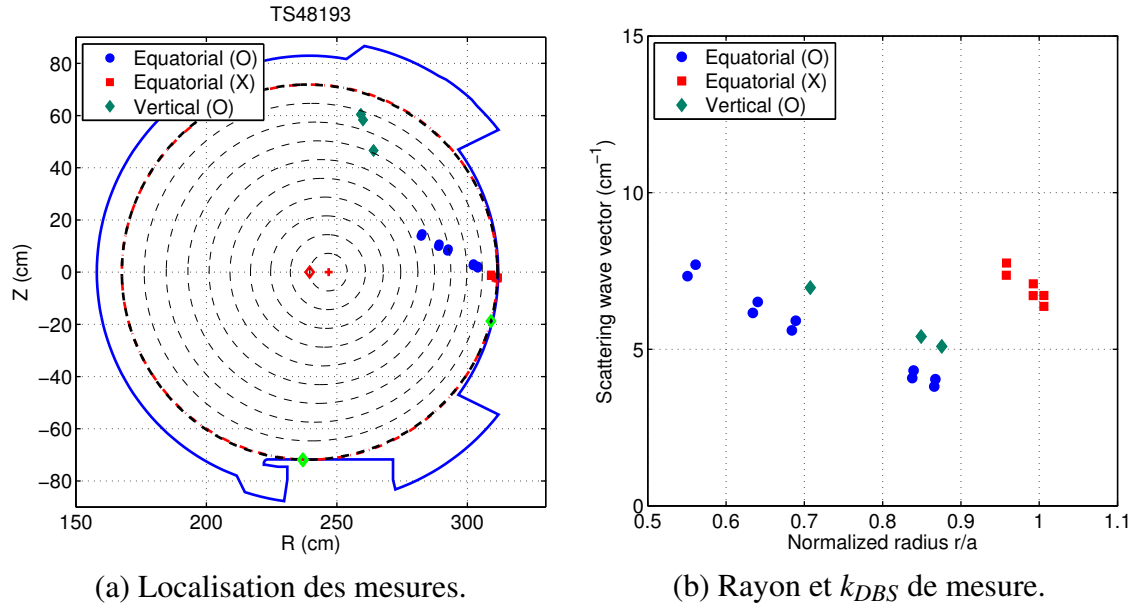
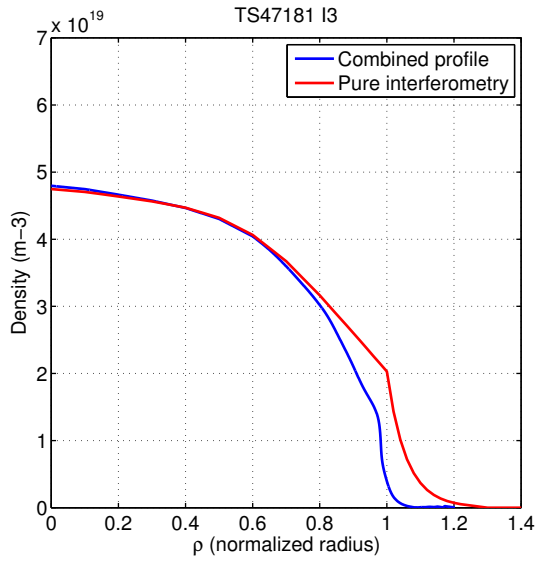
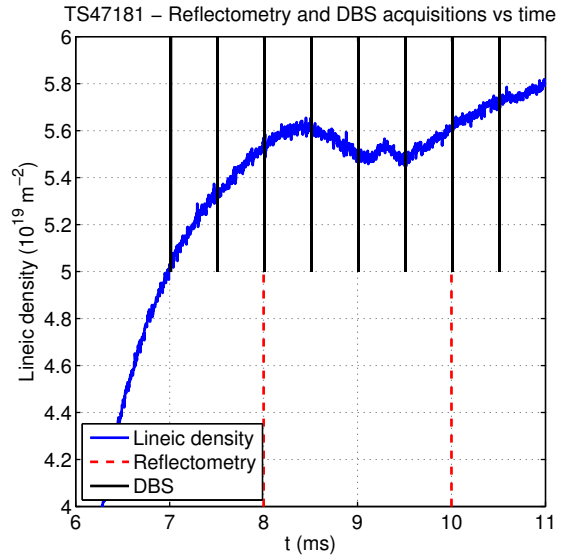


FIGURE 3.5 – Synthèse des mesures de réflectométrie du choc 48193.



(a) Comparaison des profils de densité combinés (bleu) et obtenus par les seules mesures d'interférométrie (rouge). Ces deux profils sont utilisés dans des tracés de rayon distincts permettant d'estimer les effets sur $V_{\perp}$ de l'erreur en densité au bord.



(b) Aperçu de la variation de la densité linéique n_l (bleu) entre les instants de mesure de la densité par réflectométrie (rouge pointillés) et des fluctuations par DBS (noir). La déclenche 3 est quasiment synchronisée avec une rafale de réflectométrie. La déclenche 4 a lieu 0.5 ms plus tard, et n_l a augmenté de 1.1 %.

FIGURE 3.6 – Estimation de l'incertitude de mesure du profil de $V_{\perp}$.

durant le choc par le système d'interférométrie (voir figure 3.6b). On effectue par ailleurs des tracés de rayon où le profil de densité est augmenté de 1 %, pour voir les variations marginales du profil de $V_{\perp}$. Ainsi, si par exemple n_l varie de ± 2 % entre les acquisitions de réflectométrie et de DBS, on multiplie par 2 les variations marginales du profil calculées précédemment.

Les barres d'erreur en rayon de rétrodiffusion $\delta\rho_{DBS}$ et en échelle de mesure δk_{DBS} combinent ainsi le pouvoir de résolution et les incertitudes décrites ci-dessus, ajoutées en valeur absolue. Finalement, on obtient l'incertitude en $V_{\perp}$ par

$$\delta V_{\perp} = \delta \left(\frac{\omega_{cT}}{k_{DBS}} \right) = \frac{\delta \omega_{cT}}{k_{DBS}} + \frac{\delta k_{DBS} \omega_{cT}}{k_{DBS}^2}$$

où $\delta \omega_{cT}$ est l'incertitude liée à l'opération d'ajustement des spectres de mesures Doppler. Les barres d'erreur des profils des figures 3.3, 3.4 et 3.5 sont plus petites que la différence entre les profils, montrant ainsi que les observations sont significatives. De plus, ces barres d'erreur donnent donc une estimation pessimiste de l'information réelle des mesures. En particulier, les barres d'erreur radiales sont partiellement corrélées si l'on suppose que la densité du plasma est symétrique poloïdalement. Une erreur dans le rayon de rétrodiffusion pour une mesure DIFDOP concerne aussi la mesure DREVE à même fréquence sonde, et les profils sont décalés radialement d'un même $\Delta\rho$. Une incertitude, telle celle illustrée en figure 3.6a, significative pour le choc 47496 où la comparaison des profils est faite près du bord, devient ainsi moins importante.

On cherche maintenant à analyser cette asymétrie de $V_{\perp}$. Comme mentionné précédemment, la vitesse des fluctuations $V_{\perp}$ mesurée correspond à la somme de la vitesse fluide de dérive $E \times B$ et de

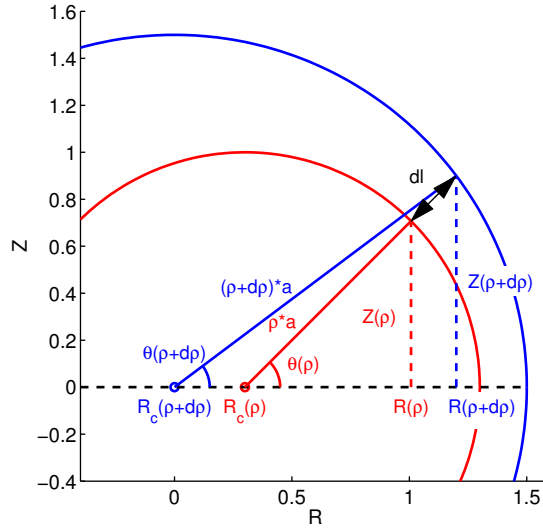


FIGURE 3.7 – Géométrie du calcul de l'effet du décalage de Shafranov (vue schématique en coupe poloïdale).

la vitesse de phase des fluctuations V_ϕ , soit $V_\perp = V_{E \times B} + V_\phi$. La vitesse de phase des fluctuations est supposée être de l'ordre de la vitesse diamagnétique, soit quelques centaines de m/s dans le cœur de Tore Supra alors que $V_\perp$ est mesuré à plusieurs km/s. Ainsi, dans un premier temps, nous supposons V_ϕ négligeable devant $V_{E \times B} = E_r/B$. Deux contributions simples à l'asymétrie de $V_\perp \approx V_{E \times B}$ sont alors identifiées : la dépendance de B en $1/R$ et le décalage de Shafranov.

3.1.2.4 Dépendance de B avec R et décalage de Shafranov

Le champ magnétique décroît quand le grand rayon augmente. En effet, le théorème d'Ampère implique $B = B_0 R_0 / R = B_0 / (1 + \varepsilon \cos \theta)$. Il est ainsi attendu que $V_{E \times B}$ soit plus grand du côté bas champ, ce qui est compatible avec les observations. On exprime les résultats précédents en unités de champ électrique radial, soit sous la forme de $V_\perp B$, afin d'éliminer toute contribution du champ magnétique. Dans cette nouvelle unité, l'incertitude s'écrit :

$$\delta E_r = \delta \left(\frac{V_\perp B_0 R_0}{R} \right) = B_0 R_0 \left(\frac{\delta V_\perp}{R} + V_\perp \frac{\delta R}{R^2} \right) = B_0 R_0 \left(\frac{\delta V_\perp}{R} + V_\perp a \cos \theta \frac{\delta \rho_{DBS}}{R^2} \right)$$

où $\delta V_\perp$ et $\delta \rho_{DBS}$ ont été calculés précédemment.

D'autre part, la résolution de l'équilibre magnétique de Grad-Shafranov donne des surfaces magnétiques de section poloïdale circulaire mais non concentriques. Il s'agit du décalage de Shafranov décrit au § 1.1.4. On cherche à quantifier l'effet du décalage de Shafranov sur le champ électrique radial :

$$E_r = -(\nabla \phi \cdot \mathbf{e}_r) \approx -\frac{d\phi}{dl}$$

avec dl la distance séparant deux surfaces magnétiques proches. On suppose que les surfaces magnétiques sont isopotentielles (cette hypothèse sera discutée dans la partie 3.2), si bien que $d\phi$ a la même valeur dans le plan équatorial et en haut de la machine. On montre par la suite que dl est en revanche une fonction de θ , à l'origine d'un effet sur E_r .

Dans le schéma 3.7, on définit dl comme la distance entre les deux surfaces magnétiques d'indices ρ (en rouge) et $\rho + d\rho$ (en bleu), matérialisée par une double flèche noire. Le segment dl est connecté en ses deux extrémités aux petits rayons de chaque surface. On suppose $d\rho \ll 1$. On peut ainsi supposer qu'au premier ordre, le segment dl est aligné avec le petit rayon de la surface ρ (en rouge). Les petits rayons rouge et bleu ont des angles θ différents, que l'on note $\theta(\rho)$ et $\theta(\rho + d\rho)$. Avec des relations élémentaires de trigonométrie, on écrit de deux manières différentes les quantités $R(\rho + d\rho)$ et $Z(\rho + d\rho)$:

$$R_c(\rho) + (\rho a + dl) \cos(\theta(\rho)) = R(\rho + d\rho) = R_c(\rho + d\rho) + (\rho + d\rho) a \cos(\theta(\rho + d\rho)) \quad (3.1)$$

$$(\rho a + dl) \sin(\theta(\rho)) = Z(\rho + d\rho) = (\rho + d\rho) a \sin(\theta(\rho + d\rho)) \quad (3.2)$$

Or au premier ordre

$$\rho a [\cos(\theta(\rho + d\rho)) - \cos(\theta(\rho))] \approx -d\rho [\rho a \theta'(\rho) \sin(\theta(\rho))] \quad (3.3)$$

$$\rho a [\sin(\theta(\rho + d\rho)) - \sin(\theta(\rho))] \approx d\rho [\rho a \theta'(\rho) \cos(\theta(\rho))] \quad (3.4)$$

De même, $R_c(\rho + d\rho) - R_c(\rho) \approx d\rho \Delta'(\rho)$. On isole $dl \cos(\theta(\rho))$ et $dl \sin(\theta(\rho))$ dans les équations 3.1 et 3.2, que l'on multiplie respectivement par $\cos(\theta)$ et $\sin(\theta)$. En injectant les équations 3.3 et 3.4, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{dl}{d\rho} \cos^2(\theta(\rho)) &= \Delta'(\rho) \cos(\theta(\rho)) - \rho a \theta'(\rho) \sin(\theta(\rho)) \cos(\theta(\rho)) + a \cos^2(\theta(\rho)) \\ \frac{dl}{d\rho} \sin^2(\theta(\rho)) &= \rho a \theta'(\rho) \cos(\theta(\rho)) \sin(\theta(\rho)) + a \sin^2(\theta(\rho)). \end{aligned}$$

En ajoutant ces deux dernières équations, on trouve le résultat

$$\frac{dl}{d\rho} = a + \Delta'(\rho) \cos(\theta(\rho)).$$

Le champ électrique radial est inversement proportionnel à $dl/d\rho$, ce qui permet de conclure ce calcul différentiel par la relation $E_r(\theta) \propto (a + \Delta' \cos \theta)^{-1}$ avec $\Delta' = -2\Delta_0 \rho$. Dans ce modèle, le champ électrique radial est modulé autour d'une valeur de référence d'un facteur proche de $(1 \pm 2\Delta_0 \rho/a)^{-1} \approx 1 \pm 0.2\rho$ (en effet $\Delta_0/a \approx 0.1$).

Afin de comparer les mesures équatoriales et verticales, on ajoute une correction aux mesures verticales pour se placer dans les conditions des mesures équatoriales. Les mesures verticales $E_{r,TOP}$ réalisées à l'angle θ_{TOP} sont corrigées pour obtenir $E_{r,TOP}^*$ correspondant à l'angle θ_{LFS} par :

$$E_{r,TOP}^* = E_{r,TOP} \frac{1 - 2\frac{\Delta_0}{a} \rho \cos \theta_{TOP}}{1 - 2\frac{\Delta_0}{a} \rho \cos \theta_{LFS}}$$

En pratique, les mesures équatoriales et verticales ne sont jamais réalisées exactement au même rayon. Il y a toujours un petit écart de l'ordre de $\delta\rho \sim 0.01$ à 0.03 . L'évaluation du θ_{LFS} correspondant à chaque θ_{TOP} est faite en chaque point de mesure verticale, en prenant le point de mesure équatoriale le plus proche. Le point le plus proche dans le plan (ρ, k) est identifié en minimisant le critère $S = (\rho_{LFS} - \rho_{TOP})^2 + \left(\frac{k_{LFS} - k_{TOP}}{40 \text{ cm}^{-1}}\right)^2$, signifiant qu'une erreur $\delta\rho = 0.01$ est considérée comme équivalente

d'une erreur $\delta k = 0.4 \text{ cm}^{-1}$. On note que $\pi/2 > \theta_{TOP} > \theta_{LFS} > 0$ si bien que $|E_{r,TOP}^*| > |E_{r,TOP}|$. L'effet du décalage de Shafranov tend à rapprocher les mesures verticales des mesures équatoriales et aide à expliquer une partie de l'asymétrie de vitesses décrite précédemment.

Les résultats précédents (§ 3.1.2.2) sont présentés sur la figure 3.8 en tenant compte de la correction de ces deux effets. Les vitesses mesurées sont ainsi exprimées en unités de champ électrique radial, avec l'hypothèse $V_\phi \ll V_{E \times B}$. L'effet du décalage de Shafranov est corrigé sur les mesures verticales pour les comparer aux mesures équatoriales. Les losanges verts sont les valeurs corrigées, tandis que les points verts à proximité, lorsqu'ils sont visibles, ne prennent pas en compte le décalage de Shafranov.

Bien que l'on observe que l'asymétrie est atténuée par rapport aux résultats présentés en unités de vitesse, une nette différence subsiste entre les mesures verticales et les mesures équatoriales, toujours supérieure aux barres d'erreur (voir § 3.1.2.3). On cherche donc par la suite à tester l'hypothèse selon laquelle le potentiel est uniforme sur les surfaces magnétiques.

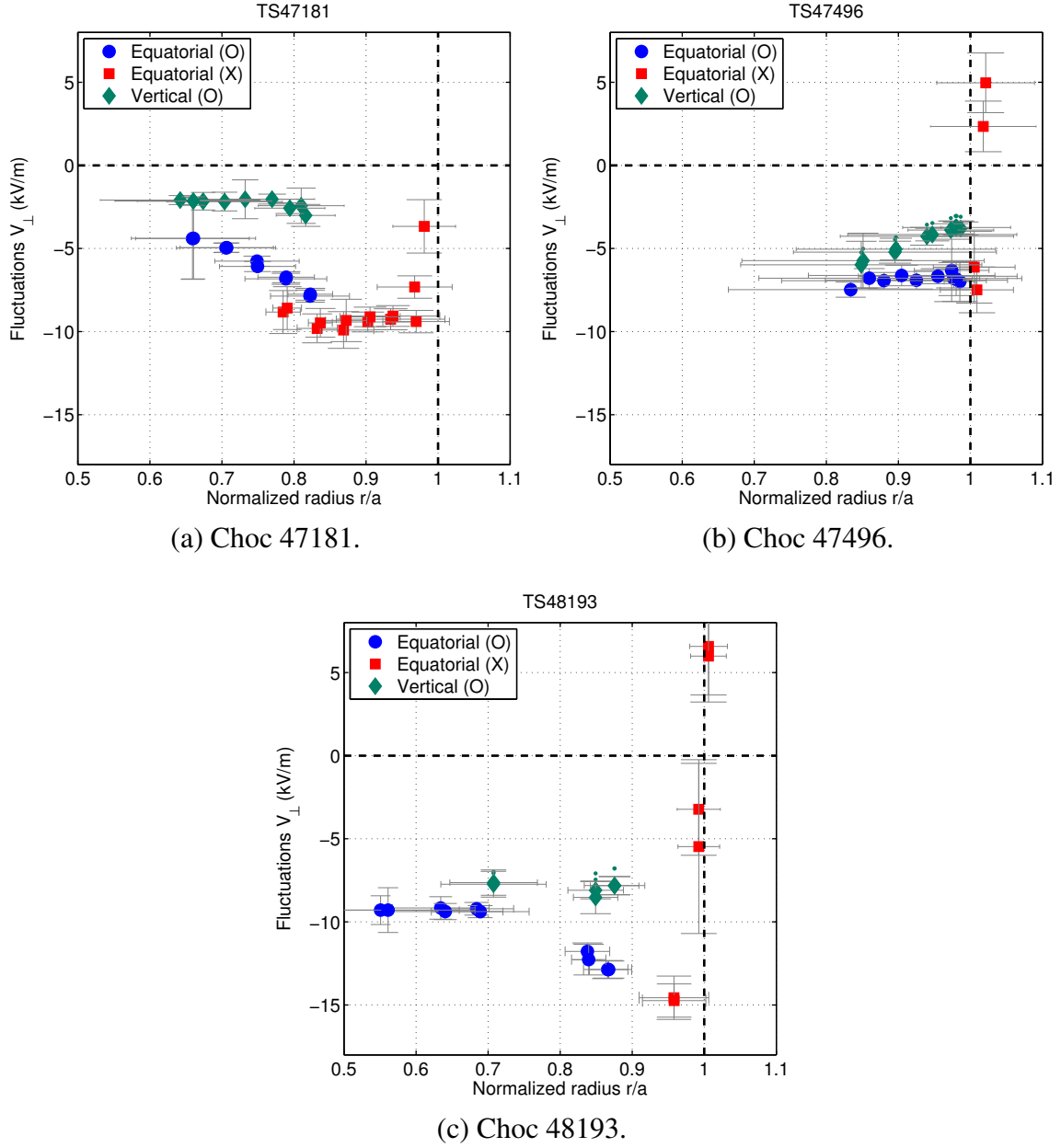


FIGURE 3.8 – Rotation perpendiculaire exprimée en unités de champ électrique radial. Les mesures verticales sont corrigées en tenant compte du décalage de Shafranov.

3.2 L'asymétrie de $V_{\perp}$ est-elle liée à une asymétrie du potentiel électrostatique ?

Dans cette partie, on estime l'asymétrie poloïdale de potentiel électrostatique dans le plasma. Une telle asymétrie peut être causée par un champ électrique parallèle $E_{\parallel} = -\nabla_{\parallel}\phi$, en particulier par l'effet de courants vérifiant la loi d'Ohm $j_{\parallel} = \sigma E_{\parallel}$. Généralement, d'après l'équilibre parallèle des forces, la variation poloïdale de ϕ peut aussi provenir d'une rotation toroïdale, d'une asymétrie en pression ou d'une friction parallèle [RHR⁺13] :

$$\frac{mn\omega^2}{2}\nabla_{\parallel}R^2 + ne\nabla_{\parallel}\phi + \nabla_{\parallel}(nT) = F_{\parallel} \quad (3.5)$$

Dans un premier temps, en section 3.2.1, on calcule une estimation de $E_{\parallel}$ qui permettrait de reproduire les profils expérimentaux de $V_{\perp}$, sous l'hypothèse que $V_{\perp} \approx V_{E \times B}$ (soit V_{ϕ} faible devant la vitesse $E \times B$). On compare ensuite cette estimation au $E_{\parallel}$ attendu dans le plasma (§ 3.2.2). Enfin, en section 3.2.3, on étudie d'autres termes de l'équation 3.5 qui pourraient causer l'asymétrie de $V_{\perp}$ observée.

3.2.1 Reformulation des résultats en unités de champ électrique parallèle

Un champ électrique parallèle permettrait de reproduire les précédents résultats d'asymétrie de $V_{\perp}$. En intégrant les profils de $V_{\perp}$ (en unités de champ électrique, voir figure 3.8) des rayons internes aux rayons externes, une différence de potentiel s'accumule entre les lieux de mesure dans le plan équatorial et en haut du plasma. Pour illustrer la démarche, on analyse les profils du choc 48193 (figure 3.9a), cas parmi ceux étudiés où les profils sont les plus différents : pour $0.7 \leq \rho \leq 0.85$, on a $E_{r,LFS} \approx -8 - \frac{\rho-0.7}{0.15} \times 5 \text{ kV/m}$, tandis que $E_{r,TOP} \approx -8 \text{ kV/m}$. Si on suppose que la différence de potentiel entre LFS et TOP à $\rho = 0.7$ est $\Delta\phi_0$ (pouvant être nulle, ou non), alors $\Delta\phi$ à $\rho = 0.85$ est donné par

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 - \int_{0.7}^{0.85} (E_{r,LFS} - E_{r,TOP}) d\rho = \Delta\phi_0 + 0.7 \text{ m} \times \frac{5 \text{ kV/m}}{2} \approx \Delta\phi_0 + 1.7 \text{ kV}.$$

Il est difficile d'estimer $\Delta\phi_0$, ce qui ne permet que de manipuler des ordres de grandeur de $\Delta\phi$. Par exemple, il serait possible que $\Delta\phi$ soit nul entre l'axe magnétique et $\rho = 0.7$, mais il serait aussi envisageable que la différence en potentiel soit plutôt issue d'asymétries en potentiel sur la séparatrice, se propageant dans le cœur. Il faudrait alors intégrer entre la séparatrice et $\rho = 0.7$. Finalement, on ne peut pas connaître le sens de la variation poloïdale du potentiel électrostatique sur chaque surface magnétique.

On peut simplement conjecturer que les mesures sont équivalentes à une variation poloïdale de l'ordre du kiloVolt entre les deux lieux de mesure DBS. Ainsi, on aurait $e\Delta\phi \sim T$. Sachant que l'angle poloïdal entre les mesures DBS est de l'ordre du radian (cf. 3.9b) et que la longueur de la ligne de champ reliant ces deux angles poloïdaux est de l'ordre de $qR \sim 10 \text{ m}$, on obtient que les mesures DBS sont équivalentes à la présence d'un champ électrique parallèle de l'ordre de 100 V/m . Cette valeur est très grande devant les prédictions raisonnables de champ électrique dans le plasma.

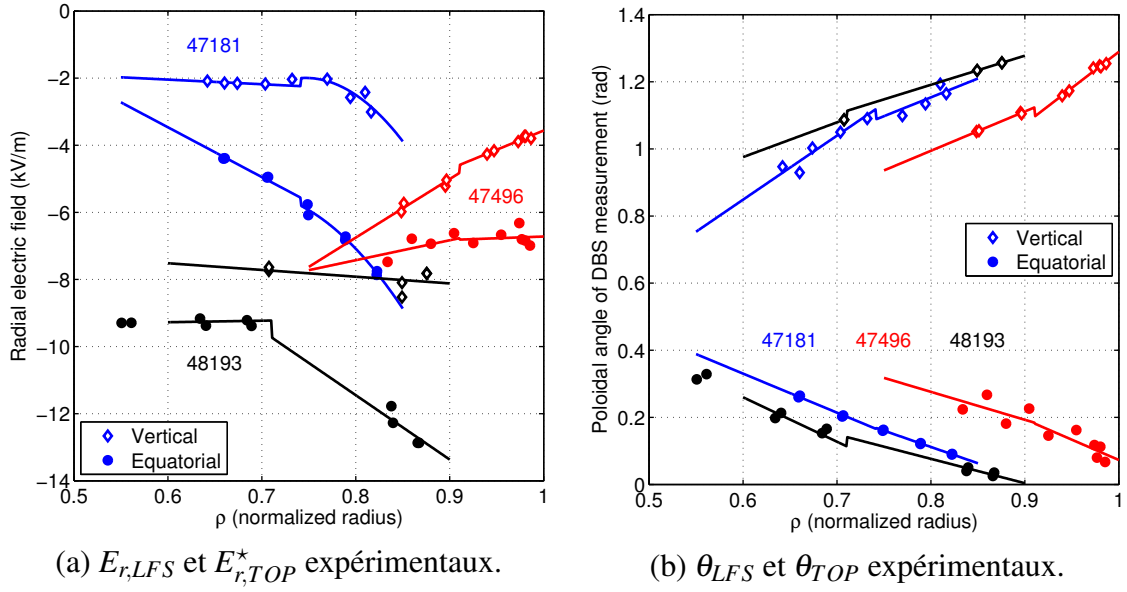


FIGURE 3.9 – Synthèse et interpolation des mesures expérimentales.

3.2.2 Effets de courants sur le champ électrique parallèle

On s'intéresse ici aux courants asymétriques poloïdalement, de façon à créer un champ électrique en $m > 0$. Il est attendu que la contributions de ces courants ne peut pas provoquer de fortes asymétries sur la surface magnétique. En effet, à titre de comparaison, le courant plasma (de type $m = 0$), le plus intense dans le cœur, a une densité de courant de l'ordre du MA par m^2 et induit une tension de boucle (dans le sens toroïdal) de seulement un Volt environ. Pour avoir une influence sur les asymétries en $V_{\perp}$, les courants recherchés doivent être très intenses ou doivent répondre à une conductivité différente que celle s'appliquant au courant plasma.

Dans ce contexte, les courants de Pfirsch-Schlüter (PS) sont un exemple intéressant à analyser. Ils sont induits par les gradients radiaux de pression, et participent activement à l'équilibre du plasma par le biais de la force de Lorentz. Il a été montré qu'ils induisent des champs électriques significatifs dans les zones de fort gradient de densité (séparatrice) ou à proximité d'un piédestal de mode H [Ayd12]. Les courants de PS sont présents non seulement dans la direction perpendiculaire, mais aussi dans la direction parallèle afin de fermer les boucles de courant. Ils forment une structure $m = 1$, variant entre les côtés haut et bas champ. Côté bas champ, la composante parallèle est dans le même sens que le courant ohmique [HS98]. Mais les zones où sont mesurées les asymétries sont en dehors des zones de fort gradient de pression. La densité de courant est de l'ordre de [Wes04] :

$$j_{PS} \sim -2 \frac{1}{B_{\theta}} \frac{r}{R} \frac{dp}{dr} \cos \theta \sim \frac{-2q n_0 e T_0}{B} \cos \theta \sim \frac{3}{3} \frac{10^{19} 1.6 \cdot 10^{-19} 10^3}{0.7} \cos \theta \sim 2 \text{ kA} \cdot m^{-2} \cdot \cos \theta$$

Dans les conditions d'intérêt dans cette étude, soit en mode L et pour $0.6 < \rho < 0.95$, la contribution de ce courant est négligeable devant les valeurs recherchées.

La turbulence électromagnétique serait en mesure de générer des courants électriques dans le plasma [HWC04], sans que leur structure poloïdale ne soit clairement identifiée. Deux types de courants ont été identifiés dans ce cadre. Le premier est lié à la divergence du flux radial de quantité de mouvement des électrons dû aux fluctuations magnétiques. Ce courant parallèle est de moyenne nulle dans le plan poloïdal. Il est le plus intense aux abords des surfaces rationnelles. Dans un domaine de

quelques rayons de Larmor ioniques, il est alors d'intensité comparable à celle du courant ohmique, voire davantage dans des machines de type ITER. Ce courant est de signe opposé loin des surfaces rationnelles.

Le second courant parallèle est dû aux oscillations de champ électrique parallèle avec les fluctuations de densité électronique. Sa moyenne poloïdale est non nulle mais ne représente qu'une faible fraction du courant ohmique (1 % dans un cas appliqué à DIII-D). Ces prédictions ont été validées en simulation par le code GYRO.

En résumé, il apparaît que les courants liés à la turbulence ont généralement une contribution faible devant les valeurs recherchées d'asymétrie en potentiel, même s'ils peuvent être significatifs à certains rayons précis. Ils ne peuvent expliquer les mesures où l'asymétrie est observée sur de larges intervalles radiaux. La contribution de courants dans le plasma ne semble pas capable de produire des asymétries poloïdales de potentiel compatibles avec les mesures expérimentales par DBS.

3.2.3 Étude de l'équilibre parallèle des forces

L'asymétrie du profil de $V_\perp$ peut être traduite en unités de champ électrique parallèle. Si ce champ existe, on a vu qu'il ne provient manifestement pas de la circulation d'un courant. Il est toutefois envisageable qu'il soit lié à la présence d'asymétries en densité ou température, ou encore à cause d'une friction entre ions majoritaires et impuretés. On étudie cette éventualité à l'aide d'un bilan parallèle des forces.

3.2.3.1 Formalisme d'étude

On considère que le plasma est assimilable à un fluide (négligeant les effets cinétiques), sans source locale de particules, qu'il est stationnaire à l'échelle des mesures DBS ($\partial/\partial t = 0$), qu'il contient des impuretés (indices I), de nombre de charge Z , parmi ses ions majoritaires (indices i) avec $n_I \ll n_i$. On suppose de plus que $Zn_I \ll n_i$ et que le plasma est neutre, soit $n = n_i \approx n_e$. On écrit le système d'équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement parallèle de chaque population $j = i, I, e$ de particules [Rut74, RO98, RHR⁺13] :

$$\nabla \cdot (n_j \mathbf{V}_j) = 0 \quad (3.6)$$

$$m_i n (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \mathbf{V}_i = -\nabla_\parallel p_i - \nabla \cdot \boldsymbol{\pi}_i + ne \mathbf{E}_\parallel + \mathbf{R}_{ie} + \mathbf{R}_{iI} \quad (3.7)$$

$$m_I n_I (\mathbf{V}_I \cdot \nabla) \mathbf{V}_I = -\nabla_\parallel p_I - \nabla \cdot \boldsymbol{\pi}_I + Zn_I e \mathbf{E}_\parallel + \mathbf{R}_{Ie} + \mathbf{R}_{II} \quad (3.8)$$

$$0 = -\nabla_\parallel p_e + ne \mathbf{E}_\parallel + \mathbf{R}_{ei} + \mathbf{R}_{eI}. \quad (3.9)$$

Le transfert collisionnel de quantité de mouvement entre ions majoritaires et électrons est représenté par le terme $\mathbf{R}_{ei} = -\mathbf{R}_{ie} = ne\eta_\parallel \mathbf{J}_\parallel - 0.71n\nabla_\parallel T_e$, avec $J_\parallel = en(V_i - V_{\parallel e})$. Dans la partie précédente, on a montré que les effets des courants parallèles n'étaient pas en mesure de reproduire les asymétries de potentiel estimées par les mesures DBS. Ici, on néglige ces courants parallèles (premier terme de l'expression de $\mathbf{R}_{ei}$) afin d'évaluer les autres contributions. Dans la mesure où seuls des ordres de grandeur sont considérés dans cette partie, on néglige aussi la contribution de $0.71n\nabla_\parallel T_e$ devant $\nabla_\parallel p$. Ainsi, on pose $\mathbf{R}_{ei} = -\mathbf{R}_{ie} = 0$ et $\mathbf{R}_{eI} = -\mathbf{R}_{Ie} = 0$. Les termes de viscosité $\nabla \cdot \boldsymbol{\pi}$ sont supposés faibles devant la friction [Hel98, RHR⁺13] et sont également négligés. On simplifie les notations en posant d'après Rutherford :

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_{iI} = -\mathbf{R}_{Ii} = m_I v_{Ii} n_I (C_1 \mathbf{U}_\parallel + C_2 \mathbf{U}_\perp) + C_3 n \nabla_\parallel T_i, \quad (3.10)$$

avec $\mathbf{U} = \mathbf{V}_I - \mathbf{V}_i$, la différence entre les vitesses fluides des impuretés et des ions majoritaires, et ν_{Ii} la fréquence de collision entre ces deux populations. Dans ce modèle, on obtient :

$$m_i n (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) V_{\parallel i} + \nabla_{\parallel} p_i - n e \mathbf{E}_{\parallel} = \mathbf{R} \quad (3.11)$$

$$m_I n_I (\mathbf{V}_I \cdot \nabla) V_{\parallel I} + \nabla_{\parallel} p_I - Z n_I e \mathbf{E}_{\parallel} = -\mathbf{R} \quad (3.12)$$

$$\nabla p_e - n e \mathbf{E}_{\parallel} = 0 \quad (3.13)$$

Par la suite, on estime les poids des termes présents aux côtés du champ électrique parallèle, afin de déterminer s'il est envisageable qu'ils permettent la présence d'un champ électrique comparable à celui estimé à partir des mesures de DBS (§ 3.2.1). Dans un premier temps, on examine la contribution de la rotation toroïdale, contenu dans le terme inertiel $(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V}$. Puis, on étudie les possibles variations de la pression $p = nT$ et enfin le terme de friction ions-impuretés $\mathbf{R}$.

3.2.3.2 Contribution de la rotation

On évalue la contribution possible de la rotation toroïdale au champ électrique parallèle. Pour l'étudier séparément, on néglige la friction $\mathbf{R}$ et le gradient parallèle de pression. Les flots sont supposés incompressibles, et ont pour structure

$$n \mathbf{V} = \omega(\psi) n(\psi) R \mathbf{e}_{\phi} + K(\psi) \mathbf{B}$$

où ω est la vitesse angulaire de rotation toroïdale solide, n la densité, K une fonction de flux arbitraire et ψ l'indice des surfaces de flux. Dans ce cadre, d'après [RHR⁺13], les équations 3.11 et 3.12 deviennent :

$$\frac{m n \omega^2}{2} \nabla_{\parallel} R^2 = n Z e E_{\parallel} \quad (3.14)$$

En termes physiques, la rotation toroïdale, par effet centrifuge, tend à concentrer les ions côté bas champ, alors que les électrons, à l'inertie négligeable, ne sont pas affectés. Un champ électrostatique peut compenser cette force. Le signe de la perturbation en potentiel causée par la rotation est le même que celui estimé à partir des mesures DBS (potentiel supérieur côté bas champ qu'en haut du plasma). On intègre l'équation 3.14 le long d'une ligne de champ entre l'angle poloïdal de mesure DBS équatoriale et l'angle correspondant à la mesure DBS verticale. On obtient :

$$\frac{m \omega^2}{2} (R_{DBS, LFS}^2 - R_{DBS, TOP}^2) + Z e \Delta \phi = 0$$

Dans le cas d'un plasma de deutérium pur, avec $m = 2m_p$ et $Z = 1$, la rotation toroïdale du plasma de deutérium nécessaire pour reproduire les mesures expérimentales s'écrit :

$$\omega \approx \sqrt{\frac{Z e \Delta \phi}{m R_0 a \rho (\cos \theta_{LFS} - \cos \theta_{TOP})}}$$

On a de façon représentative $|\Delta \phi| = 300$ V (exemple de valeur issue de l'estimation faite au § 3.2.1). La rotation de deutérium pur, avec $m = 2m_p$ et $Z = 1$, donne :

$$\omega \approx \sqrt{\frac{1.6 \times 10^{-19} \times 300}{2 \times 1.67 \times 10^{-27} \times 2.4 \times 0.7 \times 0.8 \times 0.5}} \approx 10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}.$$

La rotation d'éventuelles impuretés, supposées de type carbone avec $m = 12m_p$ et $Z = 6$, est identique car $Z_D/m_D = Z_C/m_C$:

$$\omega \approx \sqrt{\frac{6 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 300}{12 \times 1.67 \times 10^{-27} \times 2.4 \times 0.7 \times 0.8 \times 0.5}} \approx 10^5 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}.$$

La vitesse toroïdale correspondante est de l'ordre de $V_\phi = \omega R = 2 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Or, la température locale est de l'ordre de 300 eV (figure 3.2c) si bien que la vitesse thermique vaut $V_{th} = \sqrt{\frac{T}{m_i}} \approx 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La rotation toroïdale reproduisant les mesures expérimentales de DBS est de l'ordre de la vitesse thermique du deutérium, et dépasse la vitesse thermique du carbone. En l'absence d'injection extérieure de moment angulaire, une telle rotation est peu plausible et l'effet de la rotation des ions de deutérium ne semble pas être un bon candidat pour expliquer les mesures de DBS. Les rotations couramment observées sont typiquement dix fois inférieures (20 km/s, cf. [FGT⁺11]), et ne peuvent occasionner qu'une variation de potentiel cent fois inférieure à celle estimée à partir des mesures de DBS.

3.2.3.3 Contribution du gradient de pression

Dans ce paragraphe, on isole le terme du gradient de pression et le champ électrique parallèle en négligeant l'inertie et la friction ions-impuretés. On obtient le système d'équations :

$$\nabla_{\parallel} p + ne \nabla_{\parallel} \phi = 0 \quad (3.15)$$

$$\nabla_{\parallel} p_I + Zn_I e \nabla_{\parallel} \phi = 0 \quad (3.16)$$

On considère que la variation de potentiel vaut par exemple $|\Delta\phi| = 300 \text{ V}$ et que la température locale est d'environ 300 eV (figure 3.2c). En intégrant l'équation 3.15, la variation de pression nécessaire pour reproduire une variation de potentiel $\Delta\phi$ est $|\Delta p| = |ne\Delta\phi| \sim p$. Il n'est pas raisonnable d'observer des variations de 100 % de la pression sur une même surface magnétique.

Par un autre raisonnement, on peut comparer la variation d'énergie cinétique des particules et celle de l'énergie potentielle électrostatique du plasma. On considère les invariants adiabatiques d'une particule évoluant sans collisions le long d'une ligne de champ. Les grandeurs $\mu = \frac{1}{2}mV_{\perp}^2/B$ et $E = \frac{1}{2}mV_{\parallel}^2 + \mu B + e\phi$ sont des constantes. Considérant que $V^2 = V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2$, on peut écrire $E = \frac{1}{2}mV^2 + e\phi$.

La variation de vitesse pour avoir $|\Delta\phi| = 300 \text{ V}$ vaut $\Delta V = \sqrt{\frac{2e\Delta\phi}{m}} \approx \sqrt{10^8 \times 300} \approx 2 \times 10^5 \text{ m/s}$, soit une vitesse de l'ordre de la vitesse thermique des ions majoritaires. En conclusion, une variation du potentiel électrostatique plasma de 300 V d'une particule à température de l'ordre 300 eV signifie que sa vitesse doit varier de l'ordre de sa propre vitesse thermique.

Une forte variation de p sur une même surface magnétique n'est pas réaliste dans le jeu d'hypothèses de l'équilibre de Grad-Shafranov, où p est une grandeur de flux, constante sur une surface magnétique. Des variantes de cet équilibre sont étudiées, où l'équilibre des forces tient compte de la rotation : $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ [MH10, GB12]. Mais il apparaît que dans de tels équilibres, le terme de rotation n'est visible que dans des plasmas en rotation transsonique. Comme vu précédemment, les plasmas de Tore Supra ne sont manifestement pas dans cette situation.

La densité en ions majoritaires n'est pas connue pour être asymétrique poloïdalement sur les grandes machines. En revanche, la pression en impuretés est connue pour être facilement asymétrique

dans le cœur du plasma. Ainsi, il a été observé des variations de l'ordre de $\Delta n_I / \langle n_I \rangle \sim 0.3$ sur Alcator C-Mod [MLC⁺10, RHR⁺13, MPR⁺14], sur TCV [CBK⁺14] et JET [ICHM00, JBB⁺14]. Deux effets semblent causer une asymétrie en densité d'impuretés. Les impuretés les plus massives sont concentrées côté bas champ par l'effet de la rotation toroïdale. En effet, la rotation toroïdale, même raisonnable, des ions majoritaires correspond souvent à la vitesse thermique des impuretés les plus massives. Un effet contraire apparaît lorsque le plasma est chauffé par ICRH. Par un effet d'anisotropie de température, l'ion minoritaire chauffé par ICRH est piégé magnétiquement et se concentre côté bas champ [KPFJ12], impliquant l'accumulation côté haut champ des impuretés. Les asymétries en densité d'impuretés n'impliquent pas forcément une forte asymétrie en potentiel. Il peut s'agir de variations dans les proportions respectives d'ions minoritaires, d'ions majoritaires et d'impuretés.

Dans le cadre de notre étude, il est envisageable que les impuretés puissent avoir un effet visible sur le potentiel, suffisamment intense pour modifier les profils de $V_\perp$. Dans l'équation 3.16, on a $p_I \ll p$ mais également $Zn_I \ll n$, et la contribution de $\nabla_\parallel p_I$ sur $\nabla_\parallel \phi$ pourrait être plus forte ou comparable à celle de $\nabla_\parallel p$ dans l'équation 3.15. Une telle contribution n'est néanmoins pas facile à justifier car il a été montré précédemment (§ 3.2.3.2) que la rotation toroïdale des impuretés n'a pas d'effet significatif sur la répartition du potentiel. Même si le chauffage ICRH perturbe la répartition des impuretés, l'asymétrie en $V_\perp$ est aussi observée en chocs en chauffage ohmique (cas du choc 47181). De plus amples recherches seraient utiles pour mieux comprendre la variation poloïdale en proportions d'ions majoritaires, minoritaires et d'impuretés et l'effet d'une telle variation sur la carte poloïdale de potentiel électrostatique.

3.2.3.4 Contribution de la friction ions-impuretés

La dernière contribution dans le système d'équations 3.11-3.12 est portée par le terme de friction entre ions et impuretés, noté $\mathbf{R}$:

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_{iI} = -\mathbf{R}_{Ii} = m_i v_{Ii} n_i (C_1 \mathbf{U}_\parallel + C_2 \mathbf{U}_\perp) + C_3 n_i \nabla_\parallel T_i \quad (3.17)$$

avec $\mathbf{U}$ la différence entre les vitesses moyennes des impuretés et des ions : $\mathbf{U} = \mathbf{V}_I - \mathbf{V}_i$. Les coefficients C_1 et C_2 , calculés par Rutherford [Rut74] sont d'ordre de l'unité (supposés égaux ici) et C_3 est d'ordre 10, variant avec $\alpha = n_I Z_I^2 / n_i$. Les deux termes de l'expression de $\mathbf{R}$ sont évalués séparément. Dans le premier terme, la fréquence de collision ions-impuretés v_{Ii} s'écrit :

$$v_{Ii} = \frac{n_I Z^2 e^4 \ln \Lambda}{12 \pi^{3/2} \epsilon_0^2 m_i^{1/2} T_i^{3/2}} \approx 400 \text{ Hz}$$

L'application numérique a été faite avec $n_I = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $Z = 6$, $\ln \Lambda = 17$ et $T_i = 300 \text{ eV}$. Par hypothèse de plasma modérément impur ($Zn_I \ll n$), la friction $\mathbf{R}$ a un effet dominant sur le $E_\parallel$ à travers l'équation 3.12. Cet effet, indépendant de n_I , est :

$$|E_\parallel| = \frac{m_i v_{Ii} n |\mathbf{V}_I - \mathbf{V}_i|}{Z n_I e} = \frac{n m_i^{1/2} Z e^3 (\ln \Lambda) |\mathbf{V}_I - \mathbf{V}_i|}{12 \pi^{3/2} \epsilon_0^2 T_i^{3/2}} \sim 10^{-4} |\mathbf{V}_I - \mathbf{V}_i|.$$

Il apparaît que $E_\parallel$ ne peut atteindre les valeurs estimées par les mesures DBS (environ 30 V/m) que pour $|\mathbf{V}_I - \mathbf{V}_i|$ proche de la vitesse thermique des ions majoritaires, soit nécessairement dans le cas d'une très forte rotation qui n'est pas présente dans Tore Supra. Ce premier terme de friction ion-impuretés n'est pas raisonnablement responsable des observations expérimentales.

Le terme en gradient de température est difficile à évaluer. Expérimentalement, aucune mesure connue n'a pu montrer un T_i asymétrique à l'équilibre (par exemple, [SFDF11, CBK⁺14]). Toutefois, en raison d'un coefficient multiplicateur n/n_I , il est envisageable que le gradient en température ait un effet significatif sur $E_{\parallel}$:

$$|E_{\parallel}| = \frac{C_3 n \nabla_{\parallel} T_i}{Z n_I e} \sim \frac{n}{n_I} \frac{\nabla_{\parallel} T_i}{e}.$$

En supposant $n_I/n = 1\%$ et $E_{\parallel} = 30\text{ V/m}$, il vient $\nabla_{\parallel} T_i = 0.3\text{ eV/m}$ et au sein d'une surface magnétique, $\Delta T_i/T_i \sim 1\%$. Une telle variation est probablement en dehors du pouvoir de résolution des techniques actuelles de mesure de T_i . Les modèles théoriques courants négligent toute variation de T_i sur une surface magnétique [Hel98, RRH⁺13], quoique certains modèles de transport néoclassique prévoient une variation stationnaire de la température vérifiant $\Delta T/T \sim \rho^*$, d'un ordre de grandeur proche du pourcent.

Le cas limite d'un plasma pur $n_I \rightarrow 0$ pose problème mathématiquement (augmentant fortement $|E_{\parallel}|$ ou annihilant $\nabla_{\parallel} T_i$), et signifie probablement que le modèle théorique considéré ici sort de son domaine de validité. Il convient d'être très prudent dans l'interprétation du rôle de $\nabla_{\parallel} T_i$. De plus amples recherches seront utiles pour clarifier ce point.

Ainsi, seul le terme en gradient de température serait capable de causer une variation poloïdale de potentiel, mais une telle variation, si elle existe effectivement, est difficile à estimer. En l'état, il n'est donc pas possible de conclure précisément quant à la contribution du terme de friction **R**.

3.2.3.5 Conclusion

En supposant que la vitesse observée, $V_{\perp}$, est égale à $V_{E \times B}$, on a pu calculer un ordre de grandeur de la variation poloïdale du potentiel $|\Delta\phi|$ reproduisant les mesures. Cette variation de potentiel est forte. On aurait typiquement $e|\Delta\phi| \sim T_e$. Il est peu plausible que le potentiel varie autant sur une surface magnétique. Toutefois, l'étude de l'équilibre parallèle des forces a permis d'identifier deux phénomènes qui pourraient causer une telle variation : des proportions entre les trois densités d'ions majoritaire, minoritaire et impuretés qui varient poloïdalement, ou encore la présence d'un gradient parallèle de température ionique, même relativement faible. De plus amples recherches sont nécessaires pour confirmer ou écarter ces contributions.

Pour compléter cette étude, on se propose maintenant d'observer la répartition du potentiel électrostatique dans une simulation gyrocinétique.

3.2.4 Symétrie poloïdale du champ électrique radial dans une simulation GYSELA avec ripple

On met en perspective les résultats précédents en analysant une simulation gyrocinétique avec le code GYSELA, décrit de façon plus détaillée au chapitre suivant (§ 5.2.1). Dans ce code gyrocinétique, le transport néoclassique et turbulent des ions est traité dans une géométrie de surfaces magnétiques concentriques, c'est-à-dire dans une configuration de décalage de Shafranov nul. Les paramètres de cette simulation ont été réglés pour représenter au mieux les conditions réelles d'un scénario expérimental détaillé au chapitre suivant (§ 5.1.1) avec $B_0 = 2.86\text{ T}$, $I_p = 0.87\text{ MA}$ et $P_{ICRH} = 2\text{ MW}$, ce qui donne une certaine valeur physique aux observations qui suivent. Le plasma considéré ici est composé uniquement d'hydrogène, sans impuretés. Cette simulation est donc capable de reproduire des effets cinétiques liés aux ions, mais, par exemple, ne peut pas prévoir les effets liés aux impuretés

discutés précédemment. Dans un premier temps, on rend compte d'une anisotropie en potentiel observée dans le plasma en lien avec une anisotropie de température. Dans un second temps, on examine l'influence du ripple, phénomène de modulations toroïdales du champ magnétique.

3.2.4.1 Effet de l'anisotropie en température sur le potentiel

Une asymétrie poloïdale de potentiel est observée en simulation, quoique faible devant les variations radiales de potentiel. En figure 3.10a, on a tracé la carte de potentiel $\phi - \langle \phi \rangle$, n'affichant que les variations poloïdales du potentiel. On observe une variation de type $m = 1$ du potentiel dans le cas présenté. Ainsi, le potentiel est plus grand côté bas champ que haut champ aux faibles rayons ($0.15 < \rho < 0.3$), et inversement pour $\rho > 0.3$. Ce degré d'asymétrie semble augmenter avec le temps, comme le tracé de $\langle \phi \cos \theta \rangle$ à trois instants de la simulation l'atteste en figure 3.10b (le temps est normalisé en $240 \omega_{ci}^{-1}$). On note par ailleurs l'amplitude de cette variation de potentiel, de l'ordre de quelques volts dans un sens ($\rho < 0.3$) comme dans l'autre ($\rho > 0.3$). Il est rappelé que les mesures expérimentales, rapportées précédemment, sont compatibles avec $|\langle \phi \cos \theta \rangle| \sim 10^3 \text{ V}$. L'asymétrie observée en simulation est donc faible en valeur absolue par rapport à celle qui permettrait de reproduire les mesures expérimentales.

L'asymétrie en potentiel semble corrélée à l'anisotropie de température, représentée par $\chi = T_{\perp}/T_{\parallel}$ et en lien avec les propriétés de la source de chaleur employée dans la simulation. En figure 3.10c, on trace χ aux trois instants de la simulation correspondant aux profils de $\langle \phi \cos \theta \rangle$ de la figure 3.10b. On observe que les zones radiales où $\chi > 1$ correspondent à celles où $\langle \phi \cos \theta \rangle > 0$, et inversement. De plus, $\langle \phi \cos \theta \rangle$ est d'autant plus grand que χ est éloigné de 1. Toutefois, la dépendance ne semble pas linéaire. En effet, pour $t = 4695$, à $\rho = 0.2$, $\langle \phi \cos \theta \rangle \sim 5 \text{ V}$ et $\chi \sim 1.45$ alors que pour $\rho = 0.6$, $\langle \phi \cos \theta \rangle \sim -8 \text{ V}$ et $\chi \sim 0.8$. Un lien entre anisotropie $\perp / \parallel$ de température et asymétrie poloïdale de potentiel est donc possible dans cette simulation. Cette observation fait écho à une prédiction de champ électrique poloïdal en présence de chauffage anisotrope [Tag93]. Dans les expériences, par exemple, le chauffage ICRH dépose préférentiellement l'énergie aux ions minoritaires dans la direction $\perp$, favorisant le cas $\chi > 1$ [KM85].

En résumé, on observe une faible asymétrie de potentiel dans la simulation. Cette asymétrie semble liée à l'anisotropie de la température.

3.2.4.2 Effet d'une rotation perpendiculaire réaliste sur le potentiel

La simulation GYSELA étudiée ici a une configuration magnétique axisymétrique. Or, dans l'expérience, les variations toroïdales du champ magnétiques sont à l'origine d'une famille de régimes de transport dits ripple. Dans Tore Supra, la vitesse $E \times B$ a une forte contribution liée au ripple dans les zones $\rho \gtrsim 0.7$ [Tri10, FGT⁺11]. La présence de ripple serait-elle à l'origine de variations poloïdales du potentiel dans GYSELA ?

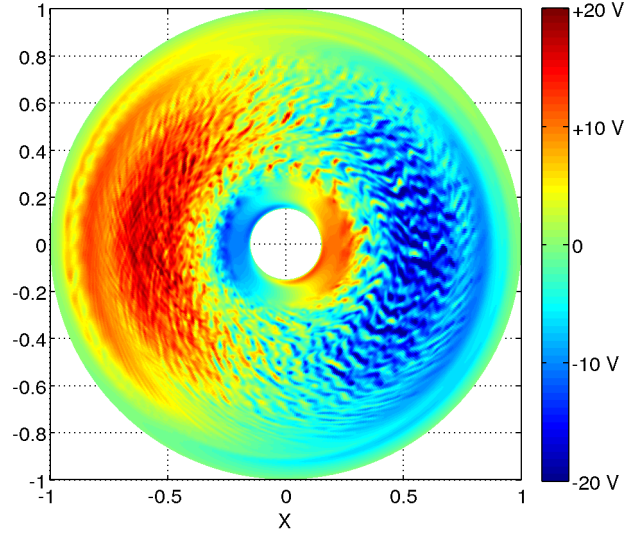
La simulation étudiée précédemment sert de point de départ pour une nouvelle simulation où le ripple est pris en compte par l'intermédiaire d'une variation de l'intensité du champ magnétique (dont la géométrie reste à symétrie toroïdale). Le nombre de modulations de B par tour toroïdal est de $N = 16$ (proche des $N = 18$ dans l'expérience). L'intensité de la modulation, symétrique poloïdalement, est tracée en rouge sur la figure 3.11a et montre un maximum au bord à environ 6 % correspondant aux valeurs expérimentales. En figure 3.11a sont présentés les profils du potentiel moyen sur les surfaces magnétiques aux conditions initiales d'une part (noir pointillés) et après un temps de 1.2 ms de simulation avec ripple (noir plein). Le profil avec ripple montre un champ électrique radial ($-\partial_r \langle \phi \rangle$) environ deux fois plus intense pour la zone d'intérêt $\rho > 0.6$, manifestement lié

au ripple, et une forte variation du potentiel pour $\rho < 0.3$ pour satisfaire les conditions aux limites $\phi = 0$ aux deux extrémités radiales. Le champ électrique radial est explicitement tracé en figure 3.11b, sans ripple (noir pointillés) puis avec ripple (noir plein). On observe que le profil de E_r avec ripple est qualitativement proche de la prédiction théorique néoclassique de E_r (§ 1.2.1.3), donnée par $E_r = \frac{T_i}{e} \left(\frac{\nabla n}{n} + C \frac{\nabla T_i}{T_i} \right)$, calculée avec les grandeurs de la simulation dans les deux cas $C = 3/2$ ou $C = 3.37$, tous deux tracés en vert. De plus, le profil de E_r mesuré en simulation avec ripple est également proche des mesures DBS en plan équatorial de $V_\perp$ dans ce choc-là (symboles rouges et bleus — les mesures verticales ne sont pas disponibles). On considère que pour $\rho = 0.85$ l'effet du ripple est correctement pris en compte dans la simulation et que la rotation $E \times B$ est d'un ordre de grandeur réaliste. On observe maintenant en figure 3.11c les profils de $E_r = -\partial_r \langle \phi \rangle$ à deux angles poloïdaux, $\theta = 0$ (LFS) et $\theta = \pi/2$ (TOP). Les profils de E_r avant la mise en place du ripple sont très proches, et pourraient n'être légèrement séparés que par l'effet de l'anisotropie en température décrit précédemment. Lors de la mise en rotation avec ripple, le champ électrique radial double d'intensité mais les E_r aux deux angles de mesure sont tout aussi proches. Ces courbes de E_r avec ripple contrastent avec les résultats expérimentaux typiques (figure 3.8) où, dans l'hypothèse $V_{E \times B} \approx V_\perp$, on a l'ordre de grandeur $E_r(\rho = 0.85, \theta = \pi/2) \approx (1/2) E_r(\rho = 0.85, \theta = 0)$.

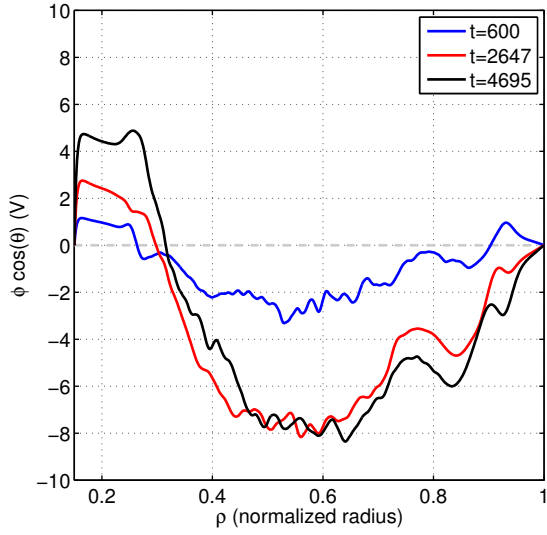
En conclusion, une rotation perpendiculaire réaliste n'a pas d'effet sur l'asymétrie en potentiel. De façon plus générale, cette simulation GYSELA ne montre pas d'asymétrie de potentiel suffisamment forte pour causer un écart des profils de E_r comme visible par l'expérience en supposant $V_\perp \approx V_{E \times B}$.

3.2.5 Conclusion

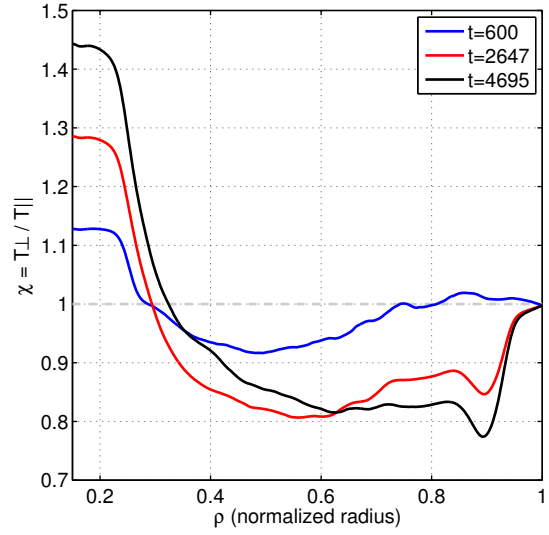
Cette partie a exploré dans quelle mesure la vitesse $E \times B$ pouvait varier poloïdalement, de façon plus importante que prévu par le décalage de Shafranov (modifiant E_r) et par la dépendance de B avec R . Une telle variation serait synonyme d'une variation poloïdale du potentiel électrostatique de l'ordre du kiloVolt. Un champ électrique parallèle compatible avec cette valeur serait de l'ordre de 100 V/m . On pu montrer qu'il est irréaliste qu'un tel champ électrique parallèle soit causé par la circulation d'un seul courant électrique. Le problème a alors été considéré de façon plus générale à l'aide d'un bilan parallèle de forces dans un modèle de plasma fluide, en présence d'impuretés. Les variations de potentiel susceptibles de reproduire les profils expérimentaux de $V_\perp$ mènent à des variations très fortes de la pression, ou ne pourraient être causées que par des rotations toroïdales transsoniques, ce qui n'est pas réaliste dans le cas de Tore Supra. Deux contributions méritent toutefois d'être étudiées plus précisément dans de futures recherches : la répartition variable des densités en ions majoritaires, minoritaires et d'impuretés, et d'autre part la présence d'un gradient parallèle de température ionique, même relativement faible. Finalement, une simulation GYSELA, aux paramètres d'entrée réglés pour représenter au mieux un cas expérimental de Tore Supra, n'a pas mis en évidence d'asymétrie de potentiel suffisante pour reproduire les mesures, même en prenant soin d'inclure les effets du ripple pour avoir un profil moyen de $V_\perp$ réaliste. Ainsi, l'asymétrie des profils tient d'un ingrédient physique non pris en compte dans GYSELA (tels les impuretés), ou alors l'hypothèse de $V_\perp \approx V_{E \times B}$ n'est pas adaptée pour expliquer les asymétries observées. On remet en cause cette hypothèse de travail dans la suite de ce chapitre, en prenant en compte plusieurs effets en lien avec la présence de fluctuations turbulentes, jusque-là écartées de la discussion.



(a) Carte poloïdale de $\phi - \langle \phi \rangle$ pour $t = 4695$.

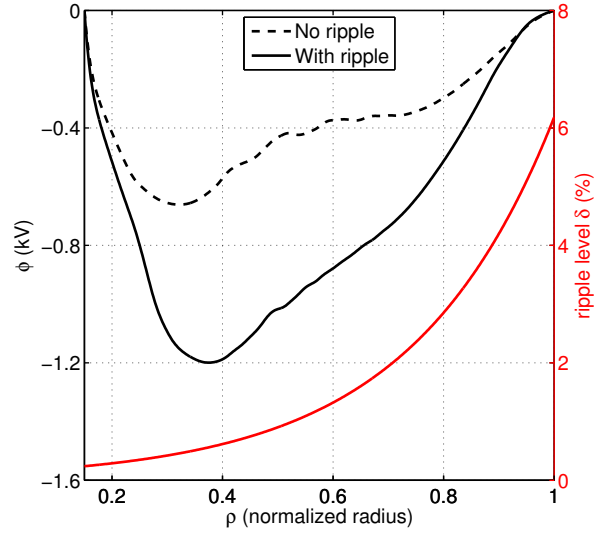


(b) Composante $\langle \phi \cos \theta \rangle$ à trois instants

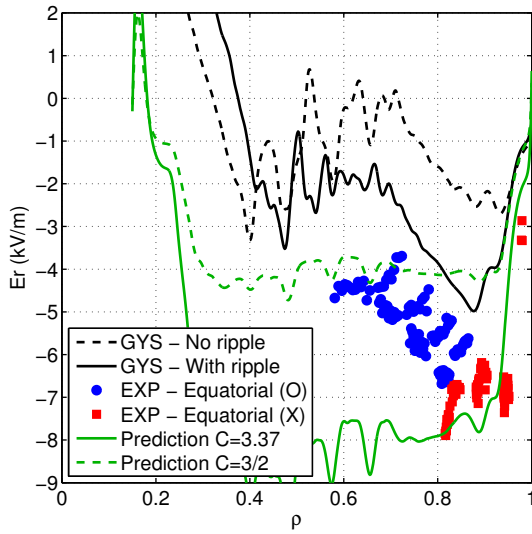


(c) Anisotropie en température $\chi = T_{\perp}/T_{\parallel}$

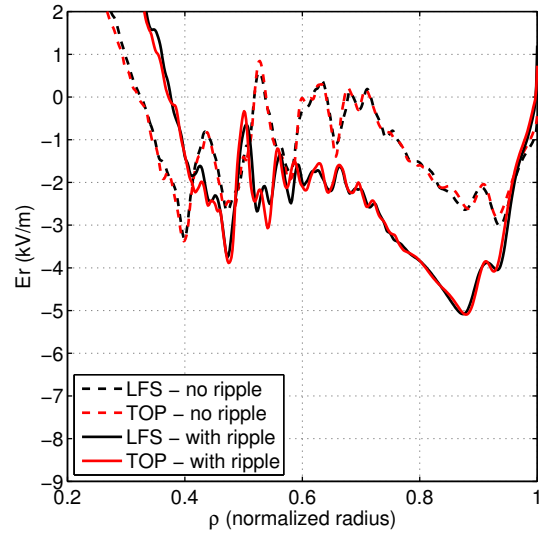
FIGURE 3.10 – Corrélation entre asymétrie en potentiel et anisotropie en température.



(a) Profils de $\langle \phi \rangle$ avec et sans ripple et taux de ripple appliqué



(b) $\langle E_r \rangle$ en simulation. En présence du ripple, il y a un accord raisonnable à $\rho = 0.9$ avec l'expérience et la théorie.



(c) Faible variation de E_r avec θ en simulation

FIGURE 3.11 – L'activation du ripple permet de reproduire un E_r raisonnable au bord.

3.3 L'asymétrie de $V_{\perp}$ est-elle liée au comportement des fluctuations ?

L'asymétrie des profils de $V_{\perp}$ vue en partie 3.1 n'est pas facilement explicable par une asymétrie du potentiel électrostatique affectant les flots $E \times B$ en régime stationnaire (partie 3.2). On s'intéresse maintenant à la contribution des fluctuations turbulentes à $V_{\perp}$. Dans un premier temps, on décrit le phénomène d'orientation des fluctuations et on voit dans quelle mesure une modification des profils de $V_{\perp}$ peut lui être attribuée. Puis, on discute de la possibilité de détecter des fluctuations turbulentes de vitesses de phase différentes entre les deux endroits de mesure.

3.3.1 Des conséquences de l'orientation des fluctuations

Dans cette section, le phénomène de l'orientation des fluctuations dû au cisaillement est présenté. Puis, deux mécanismes propres à ce phénomène sont envisagés.

L'orientation des fluctuations (*fluctuation tilting*) est un phénomène identifié dans la SOL, où des structures filamenteuses isolées sont émises à la séparatrice et se propagent radialement. On suppose que la structure est émise à un angle poloïdal θ_0 (usuellement à proximité du plan équatorial côté bas champ). La coupe poloïdale de la structure à cet endroit est cisailée au cours de son expansion le long des lignes de champ en raison du cisaillement magnétique et de la présence éventuelle d'un gradient radial de vitesse $E \times B$. Le cisaillement magnétique décrit le fait que les lignes de champ ne sont pas parallèles d'une surface magnétique à une autre, en raison de la variation radiale du facteur de sécurité, caractérisant le degré d'enroulement des lignes de champ autour de l'axe magnétique. Dans ce modèle, une composante de vitesse poloïdale $\tilde{v}_{\theta}$ apparaît pour toute vitesse radiale $\tilde{v}_r$ du filament, selon la loi [FGP⁺12] :

$$\tilde{v}_{\theta}(\theta) = [-\hat{s}(\theta - \theta_0) + V_E'] \tilde{v}_r(\theta) \quad (3.18)$$

où $\hat{s}$ est le taux de cisaillement magnétique avec $\hat{s} = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$ (voir figure 3.12), $V_E' = \partial_r V_{E \times B}$ et δt est le temps effectif d'exposition du filament au gradient de vitesse $E \times B$. On remarque que l'effet du cisaillement magnétique est d'autant plus fort que la différence $|\theta - \theta_0|$ est grande.

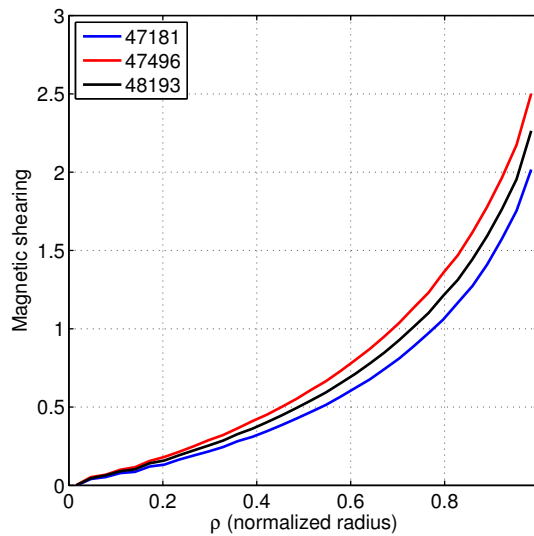


FIGURE 3.12 – Cisaillement magnétique $s = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}$.

Dans la suite de cette section, il est question d'adapter au plasma de cœur ce modèle développé pour un phénomène propre à la SOL. Deux pistes sont envisagées. D'une part, la présence d'une vitesse radiale moyenne $\langle \tilde{v}_r \rangle_t$ impliquerait la présence de $\langle \tilde{v}_\theta \rangle_t \neq 0$ pour $\theta \neq \theta_0$. D'autre part, l'orientation des fluctuations pourrait exciter un écoulement par l'intermédiaire du tenseur de Reynolds.

3.3.1.1 Asymétrie de mesure de vitesse de phase due à un effet conjoint de l'orientation des fluctuations et de leur propagation radiale

On suppose que le modèle décrit ci-dessus est valable dans le cœur, bien que les fluctuations ne soient pas isolées comme dans la SOL, mais en interaction permanente avec d'autres fluctuations. On cherche à comparer les poids respectifs des termes en $\hat{s}$ et V'_E dans l'équation 3.18.

Comme montré en figure 3.12, $\hat{s}$ est de l'ordre de 1 dans les zones d'intérêt. Par ailleurs, l'observation des figures 3.3, 3.4 et 3.5 montre que dans les régions où l'asymétrie est observée, $-10^4 s^{-1} < V'_E < 0$. Le temps δt d'interaction entre la fluctuation et le gradient de vitesse $E \times B$ est difficile à estimer. On suppose qu'il est de l'ordre du temps d'autocorrélation des fluctuations, mesuré dans un autre contexte de l'ordre de quelques micro-secondes [HSH⁺04]. Ainsi, $V'_E \delta t \ll \hat{s}(\theta - \theta_0)$ et il sera raisonnable de négliger l'effet de V'_E . De surcroît, on observe l'asymétrie de $V_\perp$ même dans le choc 47496 où V'_E est quasiment nul, ce qui confirme que la contribution de V'_E n'est pas essentielle pour expliquer le phénomène. Il ne reste donc que la contribution du cisaillement magnétique $\hat{s}$ (figure 3.12). $\hat{s}$ croît fortement vers le bord, ce qui est compatible avec le fait expérimental que l'asymétrie est de plus en plus importante en s'approchant du bord (voir figure 3.8). On considère un effet de $\langle \tilde{v}_r \rangle_t \neq 0$ à $\rho = 0.85$, où l'asymétrie est observée dans les trois chocs 47181, 47496 et 48193, où $\hat{s} \approx 1.5$ et où $\theta_{TOP} - \theta_{LFS} \approx 1 \text{ rad}$ (voir figure 3.9b). On suppose de plus que $\tilde{v}_r$ ne dépend pas de θ . On obtient :

$$\langle \tilde{v}_{\theta, TOP}(\theta) \rangle_t - \langle \tilde{v}_{\theta, LFS}(\theta) \rangle_t = -\hat{s}(\theta_{TOP} - \theta_{LFS}) \langle \tilde{v}_r \rangle_t \sim -1.5 \langle \tilde{v}_r \rangle_t.$$

On obtient que pour reproduire le résultat expérimental avec $\langle \tilde{v}_{\theta, LFS}(\theta) \rangle_t - \langle \tilde{v}_{\theta, TOP}(\theta) \rangle_t$ de l'ordre de -1.5 km/s , il faut nécessairement $\langle \tilde{v}_r \rangle_t \sim 1 \text{ km/s}$. Cela signifie que la phase des fluctuations doit se propager vers l'extérieur à une vitesse de l'ordre du km/s pour reproduire les mesures expérimentales de DBS. La phase des fluctuations étant impliquée dans le transport, il n'est pas évident qu'une telle propagation soit compatible avec le maintien du confinement du plasma. On estime donc le temps de confinement τ_c associé à un transport radial à 1 km/s dans une section poloidale de 45° correspondant à la zone de ballonnement. Dans de telles conditions, on aurait $\tau_c = a / (\langle \tilde{v}_r \rangle_t \frac{45}{360}) \sim 6 \text{ ms}$, ce qui est nettement inférieur aux valeurs constatées, de l'ordre de 50 à 100 ms . À l'inverse, pour reproduire un bon τ_c , il faudrait avoir $\langle \tilde{v}_r \rangle_t < a / (\tau_c \frac{45}{360}) \sim 50 \text{ m/s}$, ce qui est faible devant l'écart entre les profils de $V_\perp$. Ce modèle n'est pas en mesure d'expliquer les asymétries de $V_\perp$. On étudie par la suite un autre modèle construit sur la description de l'orientation des fluctuations.

3.3.1.2 Formation d'une cellule convective due à une asymétrie du tenseur de Reynolds liée à l'orientation des fluctuations

On suppose qu'un écoulement poloidal $v_\theta(\theta)$ (une cellule convective) se forme en raison de l'asymétrie du tenseur de Reynolds $\langle \tilde{v}_r \tilde{v}_\theta \rangle$, où on note $\langle . \rangle$ une moyenne temporelle en se plaçant à une échelle de temps intermédiaire entre celle de la corrélation des fluctuations et celle des modes MHD. On décompose les vitesses en partie quasi-stationnaire et en partie fluctuante : $v_\theta = \bar{v}_\theta + \tilde{v}_\theta$ et

$v_r = \tilde{v}_r$ avec $\langle \tilde{x} \rangle = 0$ et $\langle \tilde{x} \rangle = \bar{x}$. On écrit l'équation de l'énergie d'un tel écoulement v_θ , excité par le tenseur de Reynolds et amorti avec un taux γ_G dont la définition précise sera discutée plus tard :

$$\partial_t \langle v_\theta(t, r, \theta) \rangle + \langle v_r(t, r, \theta) \partial_r v_\theta(t, r, \theta) \rangle + \gamma_G \langle v_\theta(t, r, \theta) \rangle = 0$$

On se place en régime stationnaire en posant $\partial_t = 0$. En développant on trouve :

$$\langle \tilde{v}_r(r, \theta) \partial_r (\bar{v}_\theta(r, \theta) + \tilde{v}_\theta(r, \theta)) \rangle + \gamma_G \langle \bar{v}_\theta(r, \theta) + \tilde{v}_\theta(r, \theta) \rangle = 0$$

$$\langle \tilde{v}_r(r, \theta) \partial_r \tilde{v}_\theta(r, \theta) \rangle + \gamma_G \bar{v}_\theta(r, \theta) = 0$$

On injecte $\tilde{v}_\theta(r, \theta) = [V'_E \delta t - \hat{s}(\theta - \theta_0)] \tilde{v}_r(r, \theta)$ dans le tenseur de Reynolds et on considère que les opérateurs $\langle . \rangle$ et ∂_r sont indépendants. On a

$$\begin{aligned} \langle \tilde{v}_r(r, \theta) \partial_r \tilde{v}_\theta(r, \theta) \rangle &= [V'_E \delta t - \hat{s}(\theta - \theta_0)] \langle \tilde{v}_r(r, \theta) \partial_r \tilde{v}_r(r, \theta) \rangle \\ &= [V'_E \delta t - \hat{s}(\theta - \theta_0)] \left\langle \partial_r \left(\frac{\tilde{v}_r^2(r, \theta)}{2} \right) \right\rangle \\ &= \frac{1}{2} [V'_E \delta t - \hat{s}(\theta - \theta_0)] \partial_r \langle \tilde{v}_r^2(r, \theta) \rangle \end{aligned}$$

et ainsi :

$$\bar{v}_\theta(r, \theta) = -\frac{[V'_E \delta t - \hat{s}(\theta - \theta_0)]}{2\gamma_G} \partial_r \langle \tilde{v}_r^2(r, \theta) \rangle. \quad (3.19)$$

On cherche maintenant à exprimer $\langle \tilde{v}_r^2(r, \theta) \rangle$ à partir de grandeurs connues : la vitesse diamagnétique et le niveau de fluctuation dn/n . On assimile les fluctuations $\tilde{v}_r$ à des fluctuations de vitesse $-\tilde{E}_\perp \times B$, d'échelle perpendiculaire $k_\perp$. Cela permet d'écrire $\tilde{E}_\perp = -k_\perp \tilde{\phi}$ où $\tilde{\phi}$ est une fluctuation en potentiel électrostatique. Ainsi :

$$\tilde{v}_r \approx -\frac{\tilde{E}_\perp}{B_0} \approx \frac{k_\perp \tilde{\phi}}{B_0} \quad (3.20)$$

On introduit le rayon de Larmor sonique $\rho_s = \sqrt{mT}/eB_0$ et la vitesse sonique $c_s = \sqrt{T/m}$. On peut réécrire l'équation 3.20 comme :

$$\frac{\tilde{v}_r}{c_s} \approx (k_\perp \rho_s) \frac{e\tilde{\phi}}{T} \quad (3.21)$$

On fait l'estimation de la longueur de mélange :

$$\left\langle \left(\frac{e\tilde{\phi}}{T} \right)^2 \right\rangle = \frac{\rho_s^2}{L_n^2} = \frac{V_\star^2}{c_s^2}$$

où $L_n = -n/\nabla_r n$ est la longueur de gradient de densité et $V_\star = \frac{T_e}{enB} \nabla_r n$ est la vitesse diamagnétique. On en déduit :

$$\langle \tilde{v}_r^2 \rangle \approx (k_\perp \rho_s)^2 V_\star^2$$

et, en considérant que $k_\perp \rho_s$ ne varie pas avec le rayon, on obtient le résultat :

$$\bar{v}_\theta(r, \theta) = -\frac{[V'_E \delta t - \hat{s}(\theta - \theta_0)] (k_\perp \rho_s)^2}{2\gamma_G} \partial_r (V_\star^2). \quad (3.22)$$

D'une autre manière, on peut considérer une réponse adiabatique des électrons, liant fluctuations du potentiel et fluctuation de la densité électronique :

$$\frac{e\tilde{\phi}}{T} = \frac{dn}{n}$$

si bien que l'équation 3.21 devient :

$$\frac{\tilde{v}_r}{c_s} = (k_{\perp}\rho_s) \frac{dn}{n}.$$

On obtient une seconde expression de $\bar{v}_{\theta}$:

$$\bar{v}_{\theta}(r, \theta) = -\frac{[V'_E \delta t - \hat{s}(\theta - \theta_0)](k_{\perp}\rho_s)^2}{2\gamma_G} \partial_r \left(c_s^2 \frac{dn^2}{n^2} \right). \quad (3.23)$$

L'équation 3.22 exprime $\bar{v}_{\theta}$ en fonction de la vitesse diamagnétique $V_{\star}$, dont on a estimé des profils en figure 3.13. L'équation 3.23 exprime $\bar{v}_{\theta}$ en fonction du niveau de fluctuation dn/n , connu pour fortement varier radialement dans le plasma de bord jusqu'à la SOL. Des valeurs représentatives du niveau de fluctuation, mesurées par réflectométrie dans un choc d'une campagne expérimentale précédente, sont présentées en figure 1.12.

On considère que l'échelle $k_{\perp}$ contribuant le plus à l'alimentation de la cellule convective est dans le domaine de la turbulence ionique, si bien que $k_{\perp}\rho_s \sim 0.3$. Par analogie avec les flots zonaux, on peut considérer que γ_G est similaire au taux d'amortissement collisionnel du mode géodésique acoustique (GAM), soit $\gamma_G \approx 2\nu_{ii}/7 \approx 200 \text{ s}^{-1}$.

Il n'est pas facile d'estimer le coefficient $\partial_r \left(c_s^2 \frac{dn^2}{n^2} \right)$, car les variations radiales de c_s et dn/n sont de sens opposés et les barres d'erreur concernant le produit sont trop grandes pour en calculer la dérivée radiale. On estime plutôt $\bar{v}_{\theta}$ à l'aide de l'équation impliquant $V_{\star}$, plus fiable avec les données disponibles. La figure 3.13 indique que pour les chocs 47181 et 48193, $\partial_r(V_{\star}^2) \approx 2 \times 400 \text{ m/s} \times \frac{200 \text{ m/s}}{0.4 \times 0.7 \text{ m}} \approx 6 \times 10^6 \text{ m/s}^2$. Cette valeur semble pratiquement constante pour $0.4 < \rho < 0.8$.

Il semble raisonnable de négliger le terme $V'_E \delta t$, comme expliqué au § 3.3.1.1. Si ce terme n'était pas négligeable (cas d'un δt plus grand que le temps de corrélation des fluctuations), il mènerait par l'équation 3.22 à une contribution uniforme pour tous θ , impropre à générer une asymétrie. Par l'équation 3.23, en considérant le ballonnement des fluctuations, soit $\partial_r(dn^2/n^2)|_{\theta=0} \gg \partial_r(dn^2/n^2)|_{\theta=\pi/2}$, et en remarquant que V'_E est le plus souvent positif dans le cœur de Tore Supra ($\rho < 0.9$), on aurait une asymétrie dans le sens inverse que celui observé dans l'expérience. En recherches futures, des expériences employant une injection de neutres (NBI) pour faire varier le profil de V'_E pourraient mettre en évidence un éventuel effet de V'_E , que l'on suppose nul dans la suite de cette étude.

Pour $\rho = 0.8$, on considère que $\hat{s}(\theta - \theta_0) = 1$ et on trouve alors : $\bar{v}_{\theta} = \frac{1 \times 0.1}{2 \times 200} \times 6 \times 10^6 \sim 1.5 \text{ km/s}$. L'écoulement v_{θ} estimé en haut du plasma (TOP) est d'une intensité d'un ordre de grandeur très similaire à la différence entre les profils de $V_{\perp}$, ce qui indique que cet effet est prometteur pour interpréter les asymétries de profils de $V_{\perp}$. Mais on remarque que pour ces chocs, l'écoulement a un signe opposé à celui permettant de réconcilier les profils : $\bar{v}_{\theta} > 0$ alors que $V_{\perp, \text{TOP}} - V_{\perp, \text{LFS}} < 0$. Pour le choc 47496, $\partial_r V_{\star}$ est faible et de signe inconnu vu l'incertitude du profil de $V_{\star}$. On ne s'attend pas à ce que cette contribution soit significative dans ce choc.

En résumé, un écoulement poloïdal pourrait être excité par le tenseur de Reynolds dans une turbulence aux fluctuations orientées. L'écoulement pourrait devenir macroscopique en cas de net gradient radial de vitesse diamagnétique, mais celui-ci serait dans le mauvais sens pour expliquer les

asymétries de $V_{\perp}$ si ce gradient est positif, comme observé dans deux des trois cas expérimentaux représentatifs.

Cette contribution significative demanderait de plus amples recherches pour valider les hypothèses de travail (dont l'hypothèse de longueur de mélange) et pour en décrire les propriétés de façon plus précise. Un tel écoulement d'origine turbulente pourrait être perçu comme un flot $E \times B$ asymétrique poloïdalement et devrait être associé à une modification du profil poloïdal de potentiel électrostatique. Y aurait-il un couplage entre cet écoulement et le bilan des forces parallèles étudié dans la partie précédente ? Le cas échéant, quelles seraient les conséquences sur cet écoulement ?

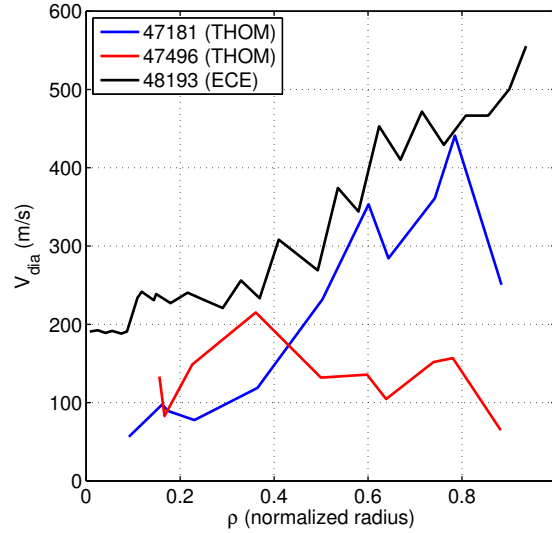


FIGURE 3.13 – Vitesse diamagnétique estimée dans les chocs 47181, 47496 et 48193.

3.3.2 Détection de fluctuations de vitesses de phase différentes

Dans cette section, on étudie l'hypothèse selon laquelle on détecte des fluctuations issues de modes turbulents différents, et dont la vitesse de phase varie entre les deux lieux de mesures. La vitesse de phase des fluctuations est une grandeur inconnue a priori, qui de surcroît varie avec l'échelle des fluctuations. Toutefois, il est couramment admis que cette vitesse est bornée par la vitesse diamagnétique, ionique ou électronique, selon le régime turbulent dominant. On a donné une estimation de la vitesse diamagnétique ($|V_{\star}| = -\frac{T_e}{eBn} \frac{dn}{dr}$) pour les trois chocs étudiés 47181, 47496 et 48193 en figure 3.13. Pour $\rho \sim 0.8$, $V_{\star}$ vaut quelques centaines de mètres par seconde (un peu moins dans le cas du choc 47496 où le profil de densité est plus plat). Cet ordre de grandeur est très courant dans le plasma de bord, en dehors des barrières de transport telles la séparatrice ou un piédestal de mode H, où $V_{\star}$ est bien plus grand. Ainsi, à ce rayon, on peut obtenir un $\Delta V_{\perp}$ jusqu'à $2V_{\star}$, soit environ 800 m/s .

3.3.2.1 Détection de fluctuations issues d'instabilités turbulentes différentes

En régime turbulent de type ionique (par exemple, ITG), la vitesse de phase des fluctuations est orientée dans le sens diamagnétique ionique, soit dans le sens opposé de la rotation $V_{E \times B}$ dans le cœur, diminuant le module de $V_{\perp}$. À l'inverse, en régime électronique (par exemple, TEM et ETG), la vitesse de phase est orientée dans le même sens que $V_{E \times B}$ et augmente le module de $V_{\perp}$. De façon hypothétique, ne détecter que des fluctuations de turbulence électronique dans le plan équatorial et des

fluctuations de turbulence ionique en visée verticale aiderait à expliquer les asymétries des profils de $V_{\perp}$. Mais le fait de mesurer à une même échelle $k_{\perp}$, proche des échelles de turbulence ionique, réduit les chances d'obtenir une telle configuration. Il n'est pas courant que le régime turbulent, aux échelles mesurées, soit hybride — actif dans les deux sens, ionique et électronique. Par exemple, une simulation linéaire de stabilité avec le code GENE a montré que le choc 45494, étudié au regard des GAMs au chapitre 5, est dans un régime mixte, probablement ITG/TEM, alors que le choc 45511 n'a dans les mêmes échelles qu'une instabilité ionique, manifestement ITG. Dans le choc 45494, pour obtenir un $\Delta V_{\perp}$, il faudrait que les localisations poloïdales des instabilités turbulentes soient différentes entre ITG et TEM. Par exemple, pour expliquer une partie des résultats expérimentaux, il faudrait que la zone de ballonnement de la turbulence TEM soit proche de la zone de mesure équatoriale et celle de ITG relativement plus proche de la zone de mesure verticale, sans trop de recouvrement entre les zones de ballonnement. Cela se traduirait par $\theta_{0,TEM} < \theta_{0,ITG}$ avec $\Delta\theta_{TEM}, \Delta\theta_{ITG} \lesssim |\theta_{0,TEM} - \theta_{0,ITG}|$ avec θ_0 l'angle central de la zone de ballonnement et $\Delta\theta$ son ouverture angulaire. Le fait que le choc 45511, aux conditions expérimentales classiques, ne soit pas dans un régime turbulent hybride montre qu'un tel agencement des zones de ballonnement n'est pas réalisé dans toutes les conditions expérimentales testées, alors que l'asymétrie est visible dans tous les cas. On écarte l'idée d'une contribution de la vitesse de phase de fluctuations issues de régimes turbulents différents entre les canaux d'acquisition DBS.

3.3.2.2 Variation poloïdale de la vitesse de phase des fluctuations d'un régime turbulent donné

On s'intéresse maintenant à la possibilité de mesurer une vitesse de phase de fluctuations d'un même régime turbulent à des valeurs différentes. On considère dans un premier temps un modèle de mode propre linéaire, qui montre que la mesure DBS pourrait sélectionner des modes propres différents selon le lieu de mesure. On observe par la suite une simulation gyrocinétique dans laquelle la turbulence ionique est développée non linéairement pour estimer la pertinence du modèle linéaire développé précédemment.

Modèle linéaire de mode propre En régime linéaire, l'instabilité turbulente peut être réduite à une série de modes propres aux taux de croissance variés. Chaque mode propre a des nombres poloïdal m et toroïdal n donnés. Pour pouvoir résonner efficacement, le mode propre doit être localisé sur une surface magnétique dont le facteur de sécurité est rationnel et vérifie $q = m/n$. Ainsi, le long du profil de q , on note la présence de résonances sur les surfaces rationnelles, qui sont d'autant plus fortes que les nombres m et n sont faibles (par exemple, $q = 3/2$ et $q = 2$). Le caractère discret des nombres m et n implique un agencement particulier des résonances en fonction du rayon.

Chaque mode propre a une relation de dispersion particulière. Usuellement, la fréquence du mode propre (proportionnelle à sa vitesse de rotation poloïdale) dépend du mode toroïdal n mais pas du nombre poloïdal m . Pour étudier la rotation poloïdale des modes propres, on peut donc considérer l'ensemble des modes propres d'un même mode toroïdal n , en rotation solide autour de l'axe magnétique. Cet ensemble a pour fonction propre :

$$\Phi_0(\rho, t) = \exp(-i\Omega_n t) \sum_m \exp\left(-im\theta - \frac{(\rho - \rho_{mn})^2}{2w^2}\right) \quad (3.24)$$

où Ω_n est la pulsation de la rotation poloïdale, dépendant de n , $\rho_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m}{q_0 n} - 1\right)}/b$ est le rayon de chaque résonance m/n dans un profil de facteur de sécurité $q(\rho) = q_0(1 + b\rho^2)$ et w est la largeur

radiale de chaque résonance, définie ici arbitrairement à $w = 0.04$. Une carte du mode est représentée en figure 3.14a. On observe une zone de ballonnement côté bas champ, où les résonances m sont en interférence constructive, alors que côté haut champ elles sont en interférences destructives, réduisant la valeur totale de Φ_0 .

Dans certains travaux théoriques [DRSW13, ADRW14], un nombre d'onde radial $k_{r,\Phi}$ peut être associé à l'ensemble des résonances m dans Φ_0 . Dans un tel cas, Φ_0 devient

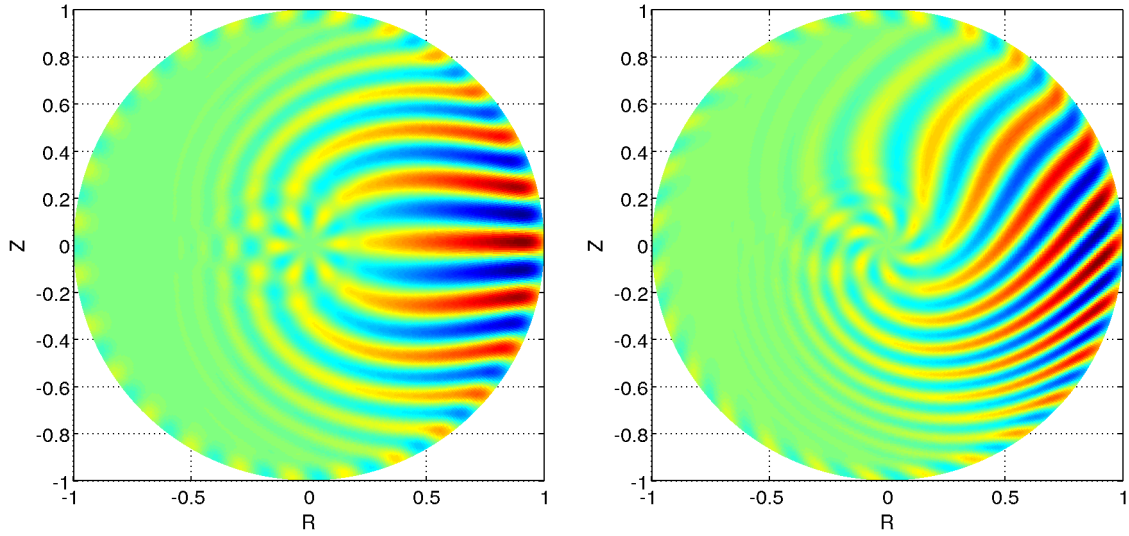
$$\Phi(\rho, t) = \exp(-i\Omega_{n,k_r}t) \sum_m \exp\left(-im\theta - \frac{(\rho - \rho_{mn})^2}{2w^2} - i(k_{r,\Phi}a)\rho\right). \quad (3.25)$$

Une illustration d'un mode propre avec $k_r < 0$ est représenté en figure 3.14b. On observe que la zone de ballonnement du mode est toujours centrée côté bas champ mais que les fluctuations ont une orientation différente que dans le cas $k_r = 0$. La particularité de cette situation est que la rotation poloïdale Ω est alors fonction de n et de $k_{r,\Phi}$. En effet, dans un modèle très simple, on a la relation : $\Omega \propto f(n) \times \left[k_{\perp} \rho_i / \left(1 + (k_{\perp} \rho_i)^2 + (k_{r,\Phi} \rho_i)^2 \right) \right]$ où $f(n)$ est une fonction arbitraire de n . Une variation de $k_{r,\Phi}$ modifie ainsi Ω .

Cet effet de $k_{r,\Phi}$ sur la rotation poloïdale du mode propre est à relier aux propriétés de la mesure DBS, qui ne détecte que les fluctuations de nombre d'onde radial $k_{r,DBS}$ localement nul. Les mesures DIFDOP sont effectuées dans le plan équatorial, et observent donc préférentiellement les fluctuations issues de modes $k_{r,\Phi} = k_{r,DBS} = 0$ (cas de la figure 3.14a). Les mesures DREVE, situées près du haut du plasma, mesurent aussi à $k_{r,DBS} = 0$. Cela implique que $k_{r,\Phi} < 0$ (cas de la figure 3.14b, avec $k_{r,DBS} = 0$ pour $\theta \sim +45^\circ$). DIFDOP et DREVE pourraient ainsi détecter des modes propres de même échelle $k_{\perp}$ ($\propto 1/m$, constant sur une même surface magnétique), mais dont la rotation poloïdale est différente à cause de l'effet en $k_{r,\Phi}$ décrit dans ce paragraphe.

En résumé, on a considéré le cas idéal d'une décomposition du champ turbulent en une série de modes propres linéaires. On a pu voir que les mesures DBS dans le plan équatorial et dans le plan vertical sélectionnent des modes fluctuants de même $k_{\perp}$, mais dont le nombre d'onde radial $k_{r,\Phi}$ dans le plan équatorial varie. Or la rotation perpendiculaire des modes dépend de $k_{r,\Phi}$. Ainsi, même si DIFDOP et DREVE mesurent des fluctuations d'un même régime turbulent et d'une même échelle $k_{\perp}$, la sélection $k_{r,DBS} = 0$ au lieu de rétrodiffusion peut sélectionner des fluctuations de vitesses de phase différentes. On s'attend à ce que la variation de vitesse de phase d'une zone de mesure à l'autre soit bornée par une fraction de la vitesse diamagnétique, soit au plus quelques centaines de mètres par seconde. Il n'est pas garanti que cette vision développée en régime linéaire soit toujours valide lors des évolutions non linéaires de la turbulence. On observe par la suite une simulation gyrocinétique en régime turbulent.

Observation de la turbulence dans une simulation non linéaire On cherche ici à déterminer si la vitesse de phase des fluctuations varie entre le côté bas champ et le haut du plasma de la simulation gyrocinétique avec le code GYSELA, déjà observée au § 3.2.4. On se munit pour cela d'un outil numérique en cours de développement au sein de l'équipe du LPP, un *diagnostic synthétique*. L'objet de cet outil est de reproduire numériquement le procédé de mesure DBS physique aussi fidèlement que possible. À partir d'une suite de cartes poloïdales du potentiel électrostatique, il permet d'identifier la vitesse de la phase des fluctuations de différentes échelles dans le repère du laboratoire. La sélection d'une échelle permet de retrouver la vitesse moyenne comme si elle avait été mesurée avec un réflectomètre Doppler, aux limites de modélisation près.



(a) Ensemble des modes propres $n = 6$ pour $k_r = 0$ dans le plan équatorial. (b) Ensemble des modes propres $n = 6$ pour un $k_r < 0$ dans le plan équatorial.

FIGURE 3.14 – Partie réelle de la fonction mode propre des résonances $n = 4$ pour un profil de q compris entre 1.4 et 7, montrant des résonances pour $6 \leq m \leq 27$.

Le diagnostic synthétique procède comme suit. Un masque gaussien en rayon ρ et en angle θ est appliqué sur la carte $\phi(r, \theta, t)$: $\phi_m = \exp \left[-\frac{(\rho - \rho_0)^2}{2\Delta\rho_0^2} - \frac{(\theta - \theta_0)^2}{2\Delta\theta_0^2} \right] \phi$. Les masques sont caractérisés par des valeurs centrales ρ_0 et θ_0 et par des largeurs $\Delta\rho_0$ et $\Delta\theta_0$, censées être représentatives de la taille de la zone de mesure DBS. Ensuite, une transformée de Fourier est opérée dans la direction θ et les spectres sont moyennés selon l'axe radial : $\phi(k_\theta, t) = \int_r \mathcal{F}_\theta(\phi_m(r, \theta, t)) dr$. Pour chaque k_θ , la phase du signal $\phi(k_\theta, t)$ dérive avec le temps à une vitesse caractéristique de la vitesse de la fluctuation dans le plasma. On analyse fréquemment $\phi(k_\theta, t)$ pour obtenir la vitesse de phase $\omega(k_\theta)$, à l'aide de trois protocoles d'analyse complémentaires : transformée de Fourier, densité spectrale de puissance moyennée (méthode de Welch, fenêtres de 256 points pour un signal de 512 points) et MUSIC (avec une seule fréquence recherchée, voir § 4.1.2). La vitesse des fluctuations est alors obtenue par $V_\perp(k_\theta) = \omega(k_\theta)/k_\theta$. Pour identifier les échelles où les fluctuations sont les plus actives, on calcule la densité spectrale par $S(k_\theta) = \langle |\phi(k_\theta, t)|^2 \rangle_t$.

On applique le diagnostic synthétique à deux endroits du plasma de simulation, dans une zone où la turbulence est largement développée. Cela implique de se placer à $\rho < 0.7$, car dans les données disponibles la turbulence n'a pas saturé au-delà (ce fait est illustré par la figure 5.30b au dernier chapitre, où les données de cette même simulation sont analysées au regard du mode géodésique acoustique). On choisit d'observer la turbulence à $\rho_0 = 0.67$ avec $\Delta\rho_0 = 0.03$. On considère deux zones poloïdales de mesure, à $\theta_0 = 0$ (coté bas champ) et à $\theta_0 = 90^\circ$ (haut du plasma), avec une largeur de masque à chaque fois égale à $\Delta\theta_0 = 10^\circ$. Les données analysées sont affichées en figures 3.15a-c.

Les résultats de l'analyse sont présentés en figures 3.15b-d pour chaque angle θ_0 d'observation : la vitesse des fluctuations (noir) et la densité spectrale (rouge) en fonction de l'échelle k_θ d'analyse. Des deux déterminations de vitesse affichées, la courbe noire pleine correspond à la méthode d'analyse MUSIC et celle en noir pointillés correspond à la densité spectrale de puissance (Welch). On note que $V_\perp \sim 1 \text{ km/s}$ à toutes les échelles affichées ($|k_\theta \rho_i| < 1$), sauf aux très faibles k_θ ne pouvant être résolus

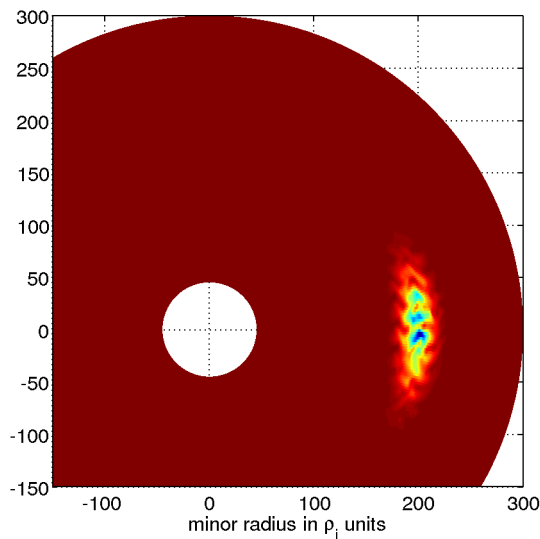
avec la taille finie du fenêtrage en θ . Le pic en densité spectrale correspond à l'asymétrie poloïdale de potentiel corrélée au chauffage anisotropique (§ 3.2.4.1), et n'est pas d'intérêt ici. On remarque la présence de pics secondaires de $S(k_\theta)$ à $k_\theta \rho_i = \pm 0.3$, ce qui est représentatif d'une turbulence ionique typique. Le signal peut être considéré comme représentatif pour $k_\theta \rho_i = \pm 0.3$, car suffisamment de fluctuations sont observées à cette échelle-là et la vitesse $V_\perp$ ne souffre pas trop d'incertitude due à un faible k_θ dans le calcul $V_\perp = \omega/k_\theta$. À $k_\theta \rho_i = 0.3$, on a $V_{\perp, LFS} = 1.3 \pm 0.2 \text{ km/s}$ tandis que $V_{\perp, TOP} = 0.9 \pm 0.1 \text{ km/s}$, et on observe une asymétrie en $V_\perp$ de l'ordre de 400 m/s dans le même sens que dans l'expérience.

L'effet de la dépendance du champ magnétique en $1/R$ doit être éliminé pour détecter une éventuelle asymétrie résiduelle. On a $R_{TOP} = R_0 = 2.39 \text{ m}$ alors que $R_{LFS} = R_0 + \rho_0 a = 2.87 \text{ m}$. Ainsi, on s'attend à une différence de $R_{LFS}/R_{TOP} - 1 = +20 \%$ entre les deux $V_\perp$, soit environ 200 m/s . Il reste une asymétrie résiduelle d'environ 200 m/s , non imputable au champ magnétique. Cette différence n'est pas forcément significative en raison des barres d'erreur sur la détermination de $V_\perp$ dans la simulation. Il est donc suggéré qu'il n'y a pas d'asymétrie claire de mesure de $V_\perp$ dans la simulation et que la forte asymétrie de $V_\perp$ observée expérimentalement n'est pas reproduite dans GYSELA.

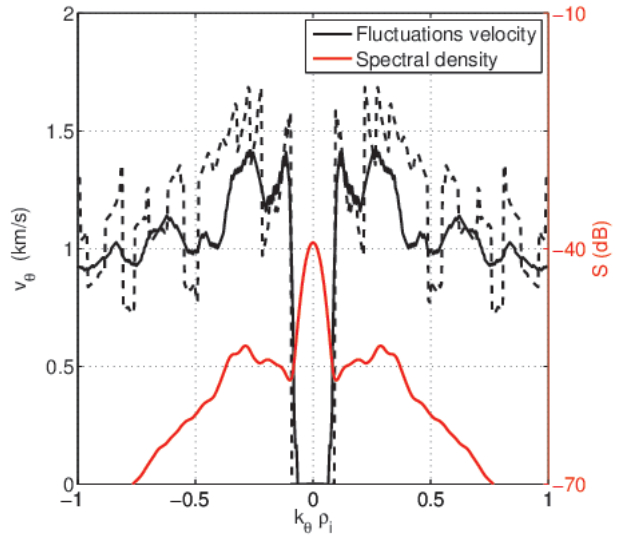
3.3.3 Conclusion

On a développé un modèle fondé sur le phénomène d'orientation des fluctuations. Celui-ci suggère la présence d'un écoulement poloïdal asymétrique significatif. Puis, un modèle linéaire a été vu où la vitesse de phase des fluctuations de même échelle perpendiculaire varie avec l'angle de mesure par rétrodiffusion Doppler. Enfin, on a observé la vitesse des fluctuations dans une simulation gyrocinétique en turbulence établie (non linéaire) à l'aide d'un diagnostic synthétique. Aucune asymétrie significative n'est apparue.

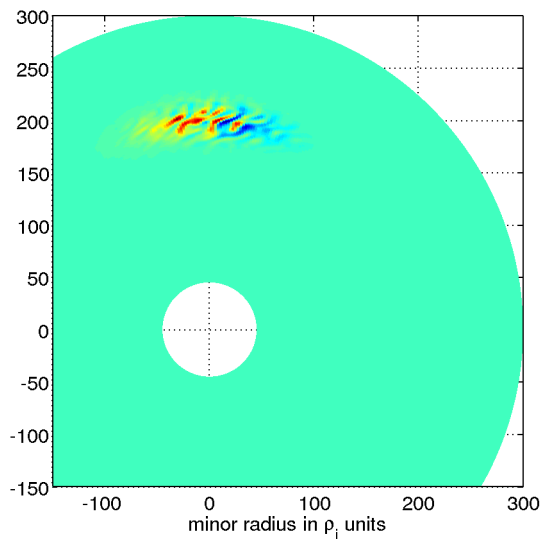
Si le modèle linéaire de mode propres avec k_r reste valide en régime non linéaire, on en déduit que l'effet de k_r n'est pas suffisamment intense pour causer une nette asymétrie en $V_\perp$, comme son estimation à une fraction de vitesse diamagnétique le présageait. L'écoulement poloïdal dû au tenseur de Reynolds n'est peut être pas suffisamment intense pour être observé. Alternativement, cette symétrie des écoulements observée dans GYSELA pourrait signifier que le mécanisme physique causant les asymétries de $V_\perp$ dans l'expérience n'est pas présent dans GYSELA. En particulier, on rappelle que GYSELA ne simule que la turbulence ionique dans une plasma à la structure magnétique figée. Ainsi, la turbulence aux échelles électroniques et/ou de type électromagnétique pourrait être une piste intéressante de recherche future pour expliquer les mesures.



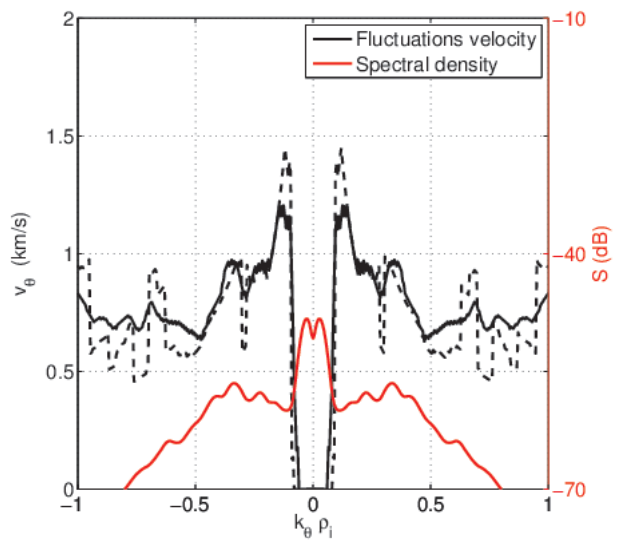
(a) Carte poloïdale de $\phi - \langle \phi \rangle$ pour $t = 4640$ dans la zone de mesure LFS.



(b) Vitesse des fluctuations et énergie spectrale dans la zone LFS.



(c) Carte poloïdale de $\phi - \langle \phi \rangle$ pour $t = 4640$ dans la zone de mesure TOP.



(d) Vitesse des fluctuations et énergie spectrale dans la zone TOP.

FIGURE 3.15 – Vitesse des fluctuations à $\rho \sim 0.67 (\pm 0.03)$ pour deux zones de mesure, $\theta = 0 \pm 10^\circ$ (LFS) et $\theta = 90^\circ \pm 10^\circ$ (TOP) dans un intervalle de temps commun $4182 < t < 4695$ ($\Delta t \sim 1.1$ ms).

Chapitre 4

Détection et caractérisation du mode géodésique acoustique dans les signaux d'expérience et de simulation. Application à un cas expérimental.

Contrairement à la partie 3 où seule la valeur moyenne de $V_{\perp}$ était relevée, on s'intéresse ici aux variations temporelles de $V_{\perp}$. Des outils d'analyse temps-fréquence spécifiques sont employés pour détecter les oscillations du mode géodésique acoustique (GAM) avec la meilleure résolution possible. Pour comparer le plus efficacement l'expérience et la simulation en partie 5, on adopte des étapes d'analyse dès que possible identiques entre chaque jeu de données.

L'analyse se décompose en deux grandes étapes. D'une part, on cherche à déterminer la vitesse perpendiculaire du plasma en fonction du temps. Puis, on caractérise les variations de cette vitesse en fonction du temps. Les étapes successives de l'analyse sont synthétisées dans la figure 4.1.

La détermination de $V_{\perp}$ en simulation est triviale car on a accès au potentiel de chaque surface de flux en fonction du temps. Par une dérivée radiale, on obtient le champ électrique radial, auquel on peut associer une vitesse perpendiculaire de rotation $E \times B$. En revanche, dans l'expérience, l'accès à la vitesse perpendiculaire demande un traitement particulier des signaux de rétrodiffusion, détaillé en section 4.1, fondé sur la *classification en signaux multiples*.

On analyse ensuite les signaux $V_{\perp}$ de l'expérience et de la simulation avec les mêmes outils numériques. Une estimation de la densité spectrale de puissance permet de déterminer la fréquence GAM moyenne. Un filtrage passe-bande autour de cette fréquence moyenne isole les oscillations GAM du reste du signal $V_{\perp}$ et permet de calculer le temps d'autocorrélation des bouffées d'oscillations. On décrit en section 4.2 le traitement temps-fréquence à partir de la *transformée de Hilbert-Huang*, qui permet de détecter les éventuelles variations en fréquence et en intensité des oscillations GAM.

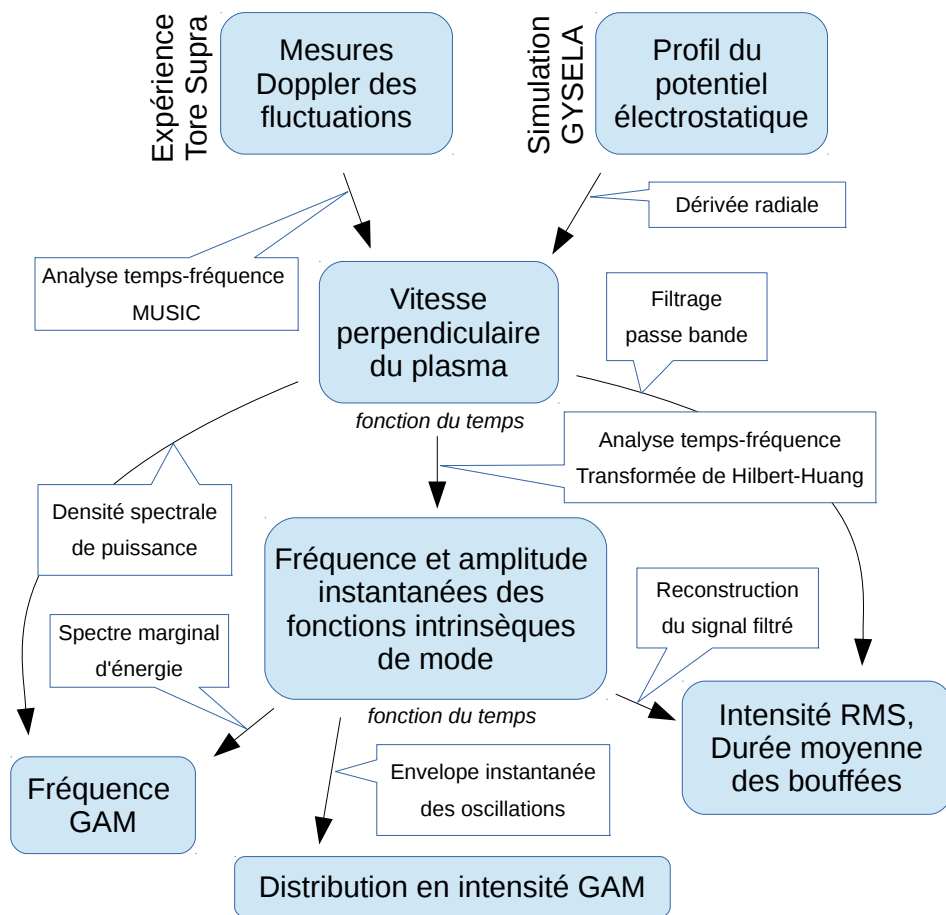


FIGURE 4.1 – Synthèse des traitements effectués sur les données de réflectométrie Doppler et de simulation.

4.1 Détermination de l'évolution temporelle de la vitesse perpendiculaire des fluctuations de densité dans l'expérience

4.1.1 Stratégie d'analyse

Comme présenté au chapitre 2, le système de détection des fluctuations produit un signal complexe (composantes I et Q) dont la fréquence d'oscillation est proportionnelle à la vitesse des fluctuations portées par le plasma. Des échantillons typiques de tels signaux sont reproduits en figure 4.2 pour chaque voie d'acquisition : DIFDOP O (a) et X (b), DREVE O (c). On y observe les caractéristiques typiques de ces signaux : des oscillations des composantes I et Q en quadrature, se présentant en bouffées de quelques microsecondes. On note que les échantillons en polarisation O, affichés en (a) et (c), correspondent à des acquisitions synchrones.

Il est possible d'accéder à l'évolution temporelle de cette fréquence d'oscillation par différentes méthodes d'analyse, plus ou moins adaptées à l'étude des GAMs (voir synthèse au tableau 4.1). D'une part, on peut utiliser des transformées de Fourier glissantes qui consistent à décomposer le signal en segments temporels et à calculer la transformée de Fourier sur chacun de ceux-ci. Un compromis apparaît entre la résolution spectrale – permettant de déterminer le décalage Doppler avec une précision suffisante pour résoudre les variations recherchées – et la résolution temporelle – permettant d'observer les variations temporelles de ce décalage dans le domaine de fréquences du GAM. En effet, la résolution spectrale δf est fixée par T , la durée du segment analysé, telle que $\delta f = 1/T$. Par exemple, pour un signal acquis à 10 MHz, un bon compromis est d'utiliser des fenêtres d'analyse de 512 points, se chevauchant de moitié, qui donne une résolution spectrale de $\delta f \sim (512 \times 10^{-7})^{-1} \sim 20 \text{ kHz}$ et une résolution temporelle de $\delta t = \frac{512}{2} \times 10^{-7} \sim 25 \mu\text{s}$. Le décalage Doppler typique est de l'ordre de quelques centaines de kHz. La présence du GAM le fait varier de quelques dizaines à quelques centaines de kHz autour de sa valeur d'équilibre, à une fréquence d'oscillation GAM de l'ordre de quelques dizaines de kHz. Avec la méthode de transformée de Fourier glissante et le choix de fenêtres à 512 points, la résolution temporelle est trop faible pour identifier clairement des oscillations du pic Doppler et la résolution spectrale ne permet pas de déceler une variation du décalage Doppler due au GAM d'amplitude inférieure à typiquement 100 kHz.

Méthode	Avantages	Inconvénients
Transformée de Fourier	Robuste	Trop faible résolution pour l'étude des GAMs
Dérivée de la phase	Bonne résolution	Trop instable en l'absence de fluctuation détectée
Classification en signaux multiples	Bonne résolution	Fondé sur des hypothèses non nécessairement vérifiées

TABLE 4.1 – Avantages et inconvénients des méthodes d'analyse du signal complexe de rétrodiffusion Doppler.

Alternativement, on peut examiner la phase (l'argument) du signal complexe et en calculer la dérivée temporelle. Une telle méthode a l'avantage de déterminer la fréquence à un échantillonnage identique à celui du signal I-Q d'origine. Malheureusement, elle ne fonctionne pas correctement lorsque l'amplitude du signal subit de fortes variations, passant rapidement d'un niveau important à presque zéro, phénomène pourtant typique des bouffées de fluctuations observées. La détermination de la

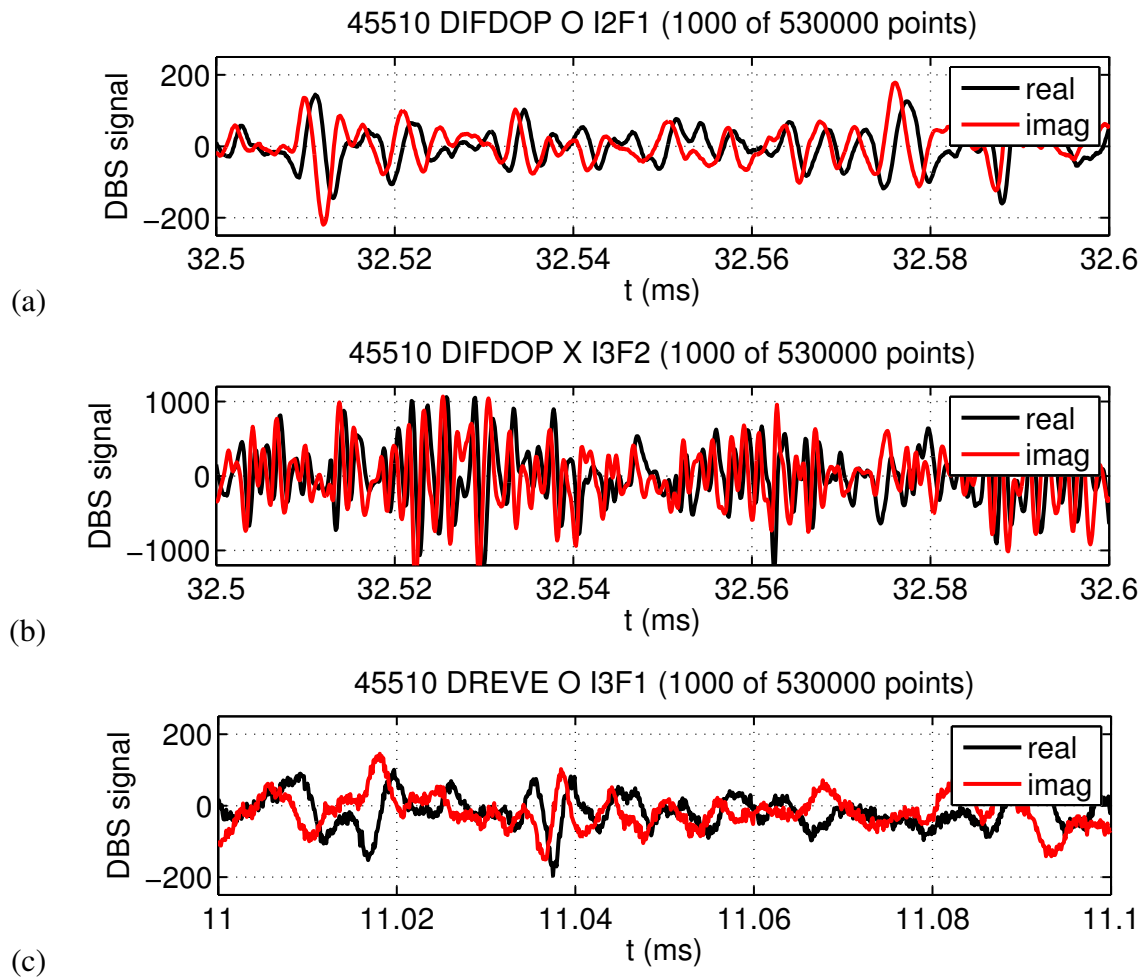


FIGURE 4.2 – Signaux d’acquisition typiques pour chacun des canaux d’acquisition. Les échantillons (a) et (c) sont synchrones.

phase est donc difficile dans le cas général. Dans le cas d'un signal DBS (exemple en figure 4.2a), la phase est bien déterminée quand une fluctuation est clairement détectée, comme par exemple à $t = 32.51 \text{ ms}$, mais varie de façon très erratique quand le signal ne met pas en évidence de fluctuation nette à l'échelle sélectionnée (cas de $t = 32.53 \text{ ms}$). Même si la fréquence est bien déterminée durant certains intervalles de temps, de façon continue, elle ne l'est pas quand le signal de rétrodiffusion n'est pas assez fort. Pour obtenir un décalage Doppler en fonction du temps qui soit pertinent, il est possible de définir un seuil d'intensité de signal en dessous duquel les données sont ignorées, mais le réglage de celui-ci n'est pas trivial et, de plus, il n'est pas pratique pour les traitements ultérieurs de manipuler un signal d'échantillonnage irrégulier. Quand le seuil d'intensité n'est pas atteint, quelle valeur attribuer au décalage Doppler ? D'une autre manière, il est envisageable de stabiliser le calcul de la phase en appliquant au signal complexe d'origine un algorithme de décomposition empirique de mode (EMD – voir description au § 4.2.2), produisant une somme de signaux complexes centrés autour de zéro et dont la phase a davantage de signification que celle du signal d'origine. Une telle méthode pourrait améliorer la détermination de la phase quand le signal oscille clairement. Mais elle ne pourrait donner du sens au signal quand aucune fluctuation n'est détectée.

Quelle que soit la fréquence d'acquisition, le signal a une résolution intrinsèque correspondant au temps caractéristique des bouffées de fluctuations ou au temps qui les sépare. Une méthode d'analyse temps-fréquence compatible avec cette propriété apparaît naturellement : la classification en signaux multiples (*MUSIC*, *MUltiple Signal Classification* [Sch86]). Cette méthode a été développée pour l'analyse de signaux vocaux bruités, présentant à la fois une modulation de la fréquence et de l'amplitude du signal. Elle suppose que le signal étudié est composé d'un nombre fini de signaux harmoniques et d'un bruit blanc. L'algorithme MUSIC décompose en vecteurs propres la matrice d'autocorrélation du signal afin de séparer la partie utile du signal du bruit et permet d'estimer la fréquence de ces signaux avec une grande résolution temporelle. Cette méthode a été choisie pour le calcul du décalage Doppler en fonction du temps. On présente d'abord le fondement mathématique de la méthode. Les paramètres d'analyse, choisis avec précaution, font l'objet d'un développement au paragraphe suivant (§ 4.1.3).

4.1.2 Présentation de l'analyse par classification en signaux multiples

L'analyse par classification en signaux multiples est fondée sur l'hypothèse que le signal étudié peut s'écrire sous la forme d'une somme de N_f fonctions sinusoïdales de fréquences f_n et d'amplitudes P_n , auxquelles est ajouté un bruit blanc de variance σ^2 . Étant donné N_f , l'objectif ici est de trouver les f_n . On considère un signal composé de N points.

En résumé, on calcule d'abord la séquence d'autocorrélation du signal, r_{xx} , puis on forme la matrice d'autocorrélation $\mathbf{R}_p$, que l'on décompose en la somme des autocorrélations des sinusoïdes d'une part et du bruit d'autre part. La matrice d'autocorrélation liée aux oscillateurs a un rang N_f inférieur à celui du signal complet (rang N), si bien que, lors de la diagonalisation de $\mathbf{R}_p$, deux sous-espaces propres orthogonaux apparaissent : celui lié au signal (correspondant aux N_f plus grandes valeurs propres) et celui lié exclusivement au bruit (correspondant aux autres dimensions). Ayant calculé cette décomposition, il suffit alors de projeter, dans l'espace lié au bruit seul, un vecteur contenant la séquence d'autocorrélation d'un oscillateur de fréquence arbitraire. En balayant le domaine des fréquences, la norme du vecteur projeté admet un minimum lorsque la fréquence correspond à celle d'une des sinusoïdes contenues dans le signal. La détection de ce minimum permet de déterminer les f_n .

En pratique, il est trop coûteux de diagonaliser la matrice d'autocorrélation $\mathbf{R}_p$ du signal entier,

de taille $N \times N$. Pour alléger les calculs, on forme une matrice $\mathbf{R}_p$ de taille inférieure en faisant une moyenne avant/arrière de matrices d'autocorrélations d'une longueur N_w inférieure à la taille du signal mais supérieure à N_f . La diagonalisation de $\mathbf{R}_p$ donne la même décomposition des sous-espaces propres liés au signal et réduit le nombre d'espaces propres liés au bruit.

Dans la suite, on détaille les étapes de calcul de la méthode MUSIC. Pour calculer la séquence d'autocorrélation r_{xx} , on applique l'hypothèse de stationnarité au sens large qui suppose que r_{xx} ne dépend que du délai temporel, noté k . On écrit alors :

$$r_{xx}(k) = \sum_{n=1}^{N_f} P_n \exp(2i\pi f_n k T) + \sigma^2 \delta(k) \quad (4.1)$$

avec T le temps d'échantillonnage du signal, $i^2 = -1$ et δ défini par $\delta(k) = 1$ pour $k = 0$ et 0 dans les autres cas. On forme à partir des $r_{xx}(k)$, $k \in [0, N_w - 1]$ la matrice d'autocorrélation

$$\mathbf{R}_p = \begin{pmatrix} r_{xx}(0) & \cdots & r_{xx}^*(N_w - 1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{xx}(N_w - 1) & \cdots & r_{xx}(0) \end{pmatrix}.$$

On constate que $\mathbf{R}_p^H = \mathbf{R}_p$ donc $\mathbf{R}_p$ est une matrice hermitienne et admet donc une décomposition en valeurs propres λ_i réelles (dans une base orthonormée $\mathbf{s}_i$, avec $(\mathbf{s}_n)_k = \exp(2i\pi f_n k T)$). On note de plus que $\mathbf{R}_p(i, j) = \mathbf{R}_p(j, i)$, si bien que les valeurs propres de $\mathbf{R}_p$ sont positives. $\mathbf{R}_p$ peut être exprimée comme somme de $\mathbf{S}_p$, la matrice d'autocorrélation du signal non bruité, et de $\mathbf{W}_p$, celle du bruit :

$$\mathbf{R}_p = \mathbf{S}_p + \mathbf{W}_p$$

avec

$$\mathbf{S}_p = \sum_{n=1}^{N_w} P_n \mathbf{s}_n \mathbf{s}_n^H$$

et

$$\mathbf{W}_p = \sigma^2 \mathbf{I}.$$

On décompose maintenant $\mathbf{S}_p$ en valeurs propres et on ordonne les valeurs propres de façon décroissante : $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_{N_w}$. On remarque que $\mathbf{S}_p$ est d'ordre N_f et que par conséquent ses $N_w - N_f$ dernières valeurs propres sont nulles :

$$\mathbf{S}_p = \sum_{n=1}^{N_w} \lambda_n \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n^H = \sum_{n=1}^{N_f} \lambda_n \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n^H.$$

Par ailleurs, on peut montrer que lorsque $N_f = 1$, $\lambda_1 = (N_w - 1) P_1$, avec P_1 défini dans l'équation 4.1.

La diagonalisation de $\mathbf{R}_p$ fait apparaître deux sous-espaces propres. Le premier, $\mathbf{V}_s$, est de base $(\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_{N_f})$ correspondant aux valeurs propres respectives $(\lambda_1 + \sigma^2, \dots, \lambda_{N_f} + \sigma^2)$ et le second, $\mathbf{V}_w$, de base $(\mathbf{v}_{N_f+1}, \dots, \mathbf{v}_{N_w})$ correspondant aux valeurs propres identiques σ^2 .

On construit maintenant le vecteur $\mathbf{e}(f)$, fonction d'une fréquence f , de la façon suivante :

$$\mathbf{e}(f) = \begin{pmatrix} 1 \\ \exp(2i\pi fT) \\ \vdots \\ \exp(2i\pi fN_w T) \end{pmatrix}.$$

Ce vecteur $\mathbf{e}(f)$ correspond à la fois à la séquence d'autocorrélation d'un oscillateur de fréquence f et à cet oscillateur lui-même. La norme de la projection de $\mathbf{e}(f)$ dans le sous-espace $\mathbf{V}_w$ s'écrit

$$\sum_{n=N_f+1}^{N_w} |\mathbf{e}^H(f) \mathbf{v}_n|^2 = \mathbf{e}^H(f) \left(\sum_{n=N_f+1}^{N_w} \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n^H \right) \mathbf{e}(f).$$

On définit alors $P_{MUSIC}(f)$ par

$$P_{MUSIC}(f) = \frac{1}{\mathbf{e}^H(f) \left(\sum_{n=N_f+1}^{N_w} \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n^H \right) \mathbf{e}(f)}.$$

P_{MUSIC} a un pic quand f vaut un des f_n . Ce pic est d'autant plus grand que les sinusoides du signal d'origine ont un rapport signal sur bruit significatif ($\lambda_i \gtrsim \sigma^2$). P_{MUSIC} est un pseudo-spectre du signal, calculable pour des valeurs arbitraires de f . La résolution spectrale de cette méthode est donc infinie. La vraie limitation vient de la qualité de la décomposition des sous-espaces signal et bruit.

4.1.3 Implémentation de l'analyse par classification en signaux multiples

On présente maintenant l'implémentation de la méthode d'analyse temps-fréquence MUSIC sur un signal mettant clairement en évidence une variation de décalage Doppler typique d'un GAM. Le signal choisi est un extrait de 0.1 ms (1000 points) d'une acquisition en mode X d'un choc à chauffage ohmique, le choc 45323, au rayon $\rho = 0.92$ pour $k_{\perp,DBS} = 13 \text{ cm}^{-1}$. Il est reproduit en figure 4.3a. On cherche d'abord à diviser le signal en fenêtres pour y appliquer la méthode MUSIC sur chacune d'entre elles. On adopte des fenêtres de longueur 128 points, avec un recouvrement de 64 points, correspondant à des intervalles temporels de respectivement $\Delta T = 12.8 \mu s$ et $6.4 \mu s$ (voir barres en figure 4.3b – les courbes des résultats sont alignées sur les centres de ces barres). Avec ces réglages, on obtient un signal échantillonné à $1/6.4 \mu s = 156 \text{ kHz}$. Ce choix tient aux propriétés du signal : dans le signal de la figure 4.3a comme dans ceux de la figure 4.2, on observe des bouffées d'oscillations de quelques micro-secondes (valeurs compatibles avec des mesures antérieures [HSH⁺04]), espacées de quelques dizaines de micro-secondes typiquement. Une fenêtre de 128 points est un bon compromis pour avoir un échantillonnage temporel raisonnable du décalage Doppler (l'échantillonnage étant meilleur pour de petites fenêtres) et, de façon statistique, pour correctement détecter les bouffées de fluctuations. La taille des fenêtres englobant juste le temps d'autocorrélation des fluctuations, on peut considérer que le signal DBS oscille de façon cohérente au sein de chaque fenêtre. On choisit donc le paramètre MUSIC du nombre de fréquences à détecter, N_f , égal à 1. Une telle longueur de fenêtre permet également d'obtenir un minimum de statistique pour la partie du signal considérée comme du bruit. On choisit une taille de matrice d'autocorrélation N_w égale à 8. Choisir N_w légèrement supérieur à $N_f + 1$ (la limite basse) améliore la stabilité de la décomposition. Avoir N_w nettement inférieur à la longueur de fenêtre permet d'estimer l'autocorrélation en faisant une moyenne sur un nombre d'échantillons suffisant et renforce l'hypothèse de *stationnarité au sens large* requise par MUSIC.

Pour le signal analysé, le décalage Doppler obtenu par cette analyse est affiché en bleu sur la figure 4.3b. Dans ce cas remarquable, on observe à l'œil nu une variation du décalage Doppler entre -500 et -1000 kHz , avec une période d'environ 0.08 ms , soit $f \sim 12$ kHz , fréquence typique d'un GAM dans Tore Supra. Pour information, de telles valeurs du décalage Doppler correspondent à des vitesses de fluctuations comprises entre 2.4 et 4.8 km/s et à la présence d'un GAM de forte amplitude. La valeur propre principale λ_1 issue de l'analyse de chaque fenêtre indique pour chaque fenêtre l'intensité des oscillations détectées. En figure 4.3c, λ_1^2 est affiché (c'est une donnée de sortie de la routine *pmusic* dans MATLAB). On observe que $\lambda_1 \sim 130$ correspond qualitativement à l'amplitude des oscillations de la figure 4.3a, de l'ordre de quelques dizaines, avec la relation $\lambda_1 = (N_w - 1) P_1$ (voir § 4.1.2). L'ensemble des $N_w = 8$ valeurs propres est affiché en figure 4.3d pour chaque fenêtre d'analyse (échelle logarithmique) et en moyenne temporelle en figure 4.4. En figure 4.3d, λ_1^2 est affiché en rouge, λ_2^2 en bleu et les suivants en noir. On vérifie que le signal est bien dominé par un seul oscillateur, justifiant le choix de $N_f = 1$, car en général $\lambda_1 \gg \lambda_i$ pour $i \geq 2$. Toutefois, on note que pour certaines fenêtres dans l'échantillon affiché, on a $\lambda_2 > 0.1\lambda_1$ (seuil arbitraire – ronds rouges sur la figure 4.3d). Cette phase correspond à une période où le signal rétrodiffusé est faible et où il n'est plus parfaitement représenté par un unique oscillateur. Cependant, la série des décalages Doppler (figure 4.3b), relativement continue, montre que l'analyse MUSIC se comporte correctement. On vérifie par ailleurs en figure 4.5 que l'histogramme des pics Doppler (cyan) est raisonnablement aligné avec la densité spectrale de puissance du signal d'origine (rouge, densité spectrale moyennée sur un ensemble de fenêtres de 4096 points), preuve du bon fonctionnement de la méthode. Cette situation est représentative de l'analyse des signaux de bonne qualité dans lesquels une oscillation nette est présente. Un travail de validation et de comparaison a pu montrer que la méthode MUSIC produit des résultats fiables avec de tels signaux DBS [VHGtTST12]. Lors de l'analyse de signaux moins favorables, d'intensité et/ou de décalage Doppler plus faibles, il est nécessaire d'adapter le protocole de détection, comme montré au § 4.1.4.

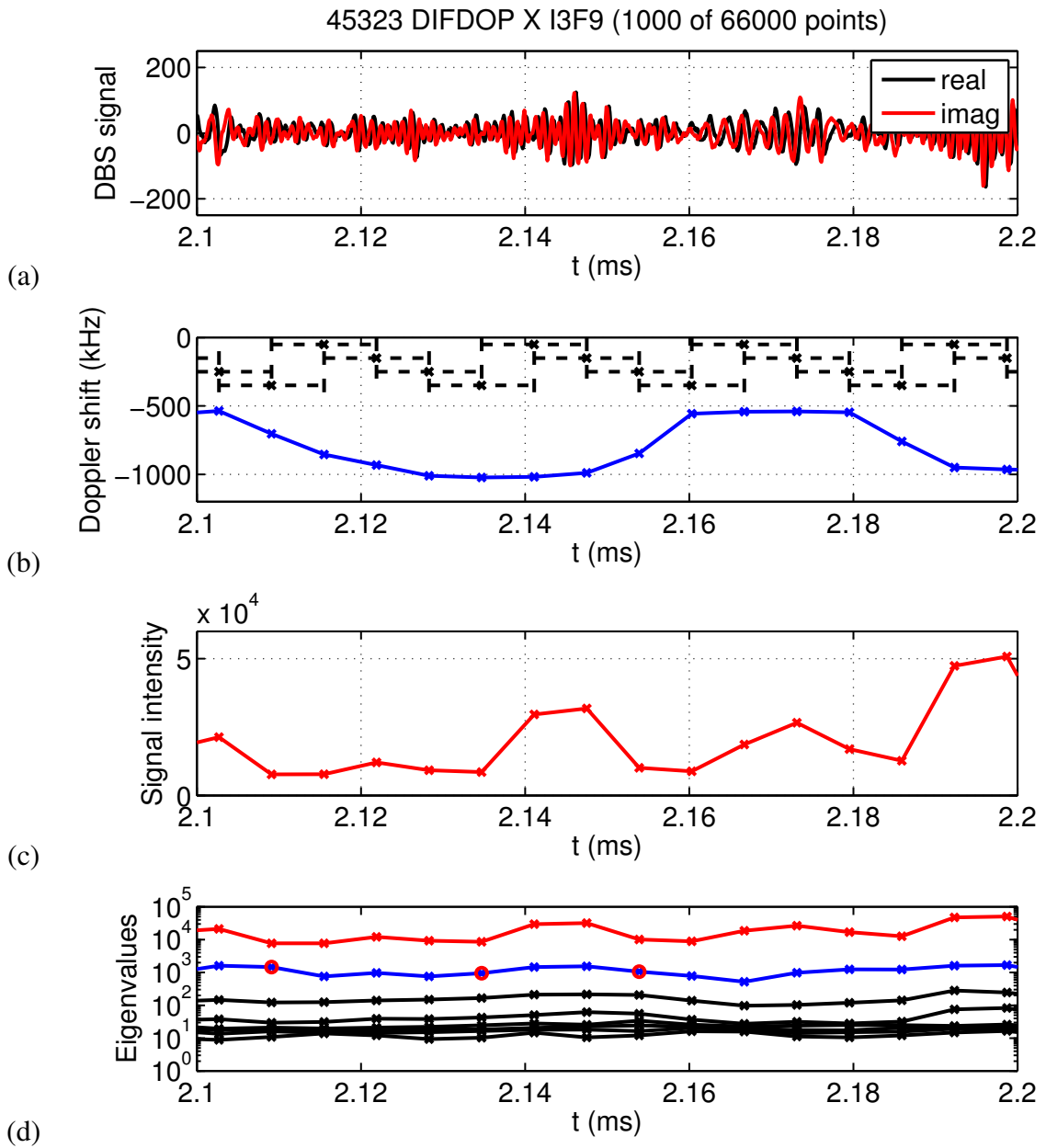


FIGURE 4.3 – Détermination typique du décalage Doppler à partir de signaux de rétrodiffusion de bonne qualité.

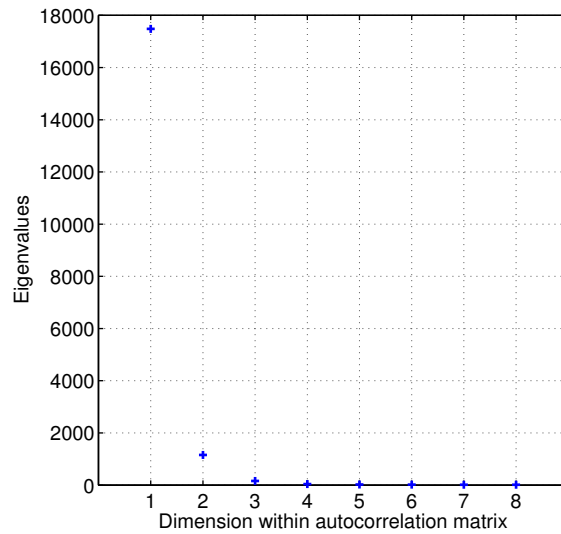


FIGURE 4.4 – Moyenne temporelle des valeurs propres du signal présenté en figure 4.3. La première valeur propre correspond au sous-espace lié aux oscillations GAM. Les autres valeurs propres représentent le bruit du signal.

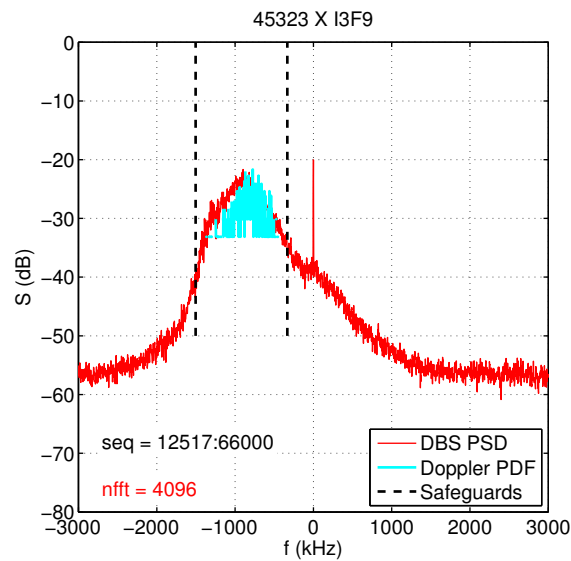


FIGURE 4.5 – Alignement de la densité spectrale de puissance (PSD) du signal d’acquisition avec la distribution (PDF) de la série de décalages Doppler obtenue avec la méthode MUSIC.

4.1.4 Cas de signaux contenant également des variations de basse fréquence

En cherchant à élargir la base des données exploitables, il arrive d’avoir à travailler avec des signaux beaucoup plus difficiles à analyser. C’est par exemple le cas pour des signaux dans lesquels le signal rétrodiffusé est faible par rapport au bruit. Plus souvent, les difficultés proviennent de la présence d’un pic central dans le spectre du signal d’acquisition (voir § 2.1.8), qui perturbe souvent la détection de la fréquence Doppler. On présente ici des efforts réalisés pour améliorer la détection du pic Doppler en présence d’un pic parasite.

On montre en figure 4.6 la distribution du décalage Doppler obtenue par un traitement MUSIC avec $N_f = 1$. Celle-ci n'est clairement pas alignée avec le pic Doppler (environ -400 kHz contre -500 kHz), signe que le décalage Doppler est sur-estimé d'environ 20 % en moyenne et que la méthode d'analyse n'est pas adaptée à cette situation. On remarque par ailleurs que les ailes de la distribution sont plus serrées que celles du pic Doppler. Cette différence n'est pas liée à l'utilisation de MUSIC mais vient du fait que les signaux contribuant aux ailes, rares par définition, sont dominés par les contributions majoritaires dans les fenêtres de 128 points. Réduire la taille de la fenêtre élargit les ailes, et inversement. On peut retrouver une largeur d'ailes réaliste en choisissant une taille de fenêtres pour MUSIC égale au temps d'autocorrélation des fluctuations, soit typiquement de 16 points. Dans des travaux précédents, une superposition des ailes de la distribution a été obtenue avec celles de la densité spectrale, en analysant la phase instantanée du signal d'acquisition [HHT⁺06].

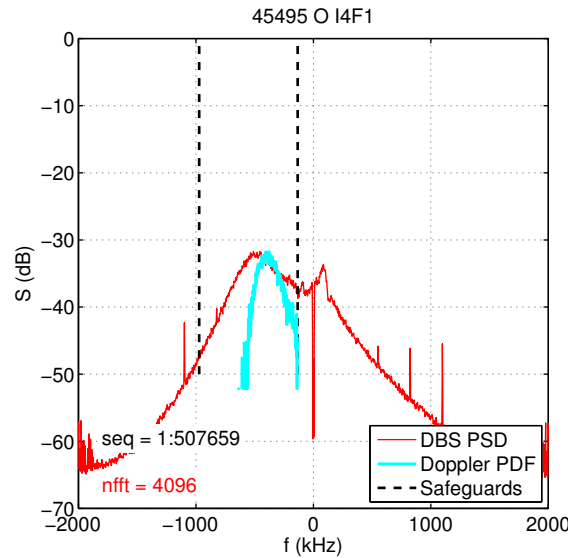


FIGURE 4.6 – Dans le cas d'un spectre à double pic, exemple de mauvais alignement de la densité spectrale de puissance (PSD) du signal d'acquisition avec la distribution (PDF) de la série de décalages Doppler obtenue avec la méthode MUSIC avec $N_f = 1$.

Pour prendre en compte l'effet du pic parasite à $f \sim 50 \text{ kHz}$, on adopte $N_f = 2$ dans la décomposition MUSIC. Ainsi, dans chaque pseudo-spectre, on s'attend à obtenir un pic correspondant au pic Doppler, et l'autre correspondant au pic parasite. Il suffit alors de sélectionner le pic d'intérêt pour obtenir le décalage temporel en fonction du temps. Une série de pseudo-spectres a été tracée en figure 4.7. On remarque la présence de deux groupes de pics, signe que MUSIC semble bien distinguer les deux contributions. Pour assister la détection, on définit manuellement deux bornes délimitant le pic Doppler (noir pointillés des figures 4.6 et 4.7). Cela permet de sélectionner dans chaque pseudo-spectre le pic qui est le plus plausiblement lié au pic Doppler, même lorsque la détection est instable. Dans la majorité des cas, cette opération est triviale car il n'y a qu'un seul pic dans l'intervalle (cas de la figure 4.7). Parfois, plusieurs pics sont présents et on choisit celui qui est le plus proche du milieu de l'intervalle, car il est le plus représentatif du décalage Doppler. On rappelle que la hauteur des pics du pseudo-spectre n'a pas de signification utile ici et ne peut servir de critère de sélection. Parfois, tous les pics sont en dehors de l'intervalle et aucune valeur satisfaisante du décalage Doppler n'est accessible. Ce cas n'est pas spécifique au réglage $N_f = 2$ et peut survenir avec $N_f = 1$. Il n'est pas envisageable de ne pas définir le pic Doppler car cela engendrerait un échantillonnage irrégulier du

signal Doppler, compliquant fortement l'analyse de celui-ci par la suite. Par défaut, on définit le pic Doppler égal à celui de la dernière fenêtre d'analyse où un pic a été détecté dans l'intervalle. À défaut de valeur précédente, on choisit le milieu de l'intervalle en fréquence. Dans certains signaux, on obtient donc un signal de fréquence Doppler artificiellement constant pendant deux (ou plus) temps d'échantillonnage. Conscient de la distorsion du signal Doppler engendrée par la définition arbitraire de points, on ne prend en compte pour la suite que les signaux où le taux d'échec de détection (aucun pic dans l'intervalle) est inférieur à 2 %.

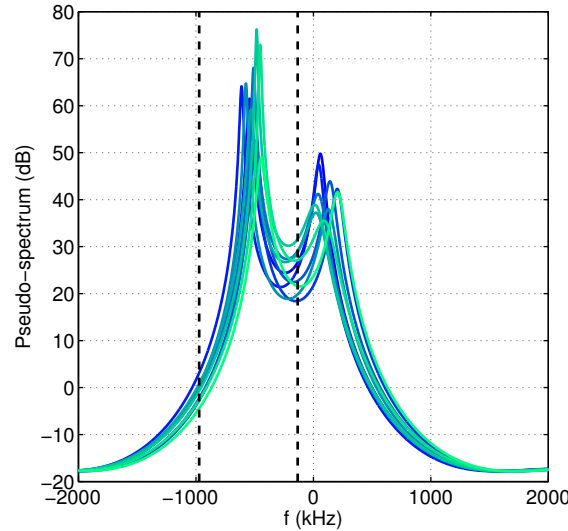
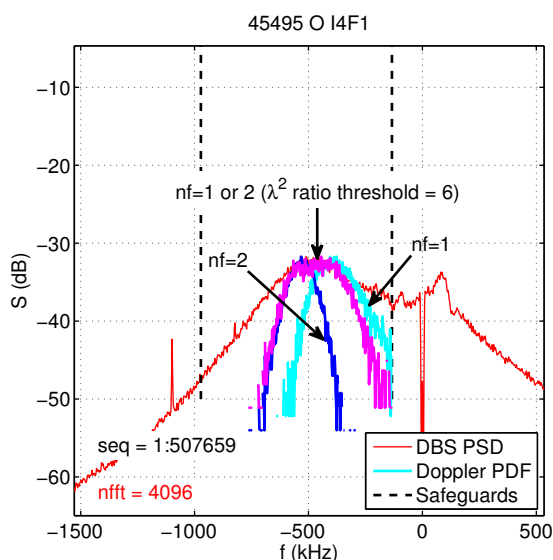
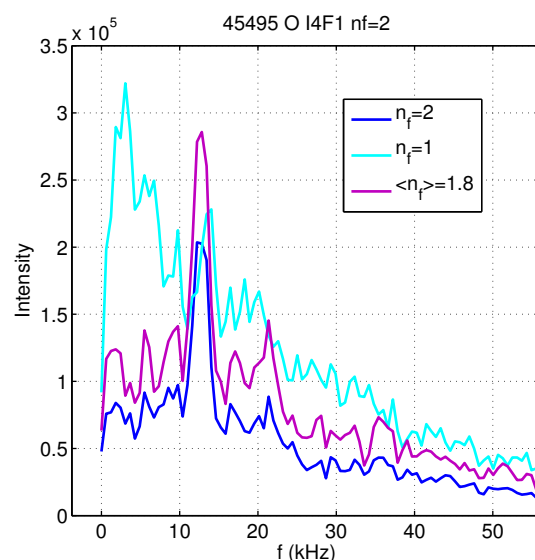


FIGURE 4.7 – Pseudo-spectres MUSIC après analyse de dix fenêtres de points du signal d'origine, avec $N_f = 2$. La définition manuelle de bornes (noir pointillés) de part et d'autre du pic Doppler permet de choisir le bon pic du pseudo-spectre.

On représente en figure 4.8 la distribution de la fréquence Doppler obtenue avec $N_f = 2$ (bleu marine), en plus de la distribution avec $N_f = 1$ de la figure 4.6 (cyan) et de la densité spectrale de puissance. On observe cette fois-ci que la distribution $N_f = 2$ est centrée sur une fréquence inférieure à celle du pic Doppler de la densité spectrale de puissance, signe que le décalage Doppler est sous-estimé d'environ 50 kHz en moyenne. Ainsi, choisir $N_f = 1$ sur-estime le décalage Doppler, tandis que $N_f = 2$ le sous-estime. À l'échelle des fenêtres d'analyse, choisir $N_f = 1$ alors que les deux pics contribuent au signal mène à la formation d'un pic de fréquence intermédiaire, au-dessus du pic Doppler vrai. À l'inverse, choisir $N_f = 2$, alors que le signal n'est pratiquement représenté que par un unique oscillateur bruité, mène à l'apparition de pics factices dans le pseudo-spectre. Ce phénomène pourrait, dans les conditions du signal analysé, décaler le pic Doppler moyen vers les fréquences négatives. Le choix d'un N_f adapté pour chaque fenêtre semble donc judicieux pour augmenter la robustesse du traitement. On observe les séries des deux premières valeurs propres pour chaque fenêtre, comme représenté précédemment en figure 4.3d par les courbes rouge et bleue. Ces séries de valeurs propres représentent les propriétés du signal analysé et sont indépendantes du nombre de fréquences N_f choisi. On peut choisir un seuil S et adopter $N_f = 1$ si $\lambda_1^2/\lambda_2^2 \geq S$ et $N_f = 2$ si $\lambda_1^2/\lambda_2^2 < S$. Un tel traitement, avec N_f hybride et $S = 6$ mène à une distribution reproduisant fidèlement le pic Doppler de la densité spectrale de puissance (figure 4.8a, en violet). Avec ce traitement, le signal de la fréquence Doppler semble beaucoup plus représentatif du comportement des fluctuations.



(a) Comparaison des distributions de fréquence Doppler obtenues avec trois réglages de N_f pour l'analyse MUSIC d'un signal à double pic.



(b) Superposition des densité spectrales de puissance du signal Doppler pour chaque réglage de N_f .

FIGURE 4.8 – Comparaison des performances d'analyse de MUSIC avec différents réglages du nombre de fréquences recherchées : $N_f = 1$, $N_f = 2$ ou un réglage hybride de N_f , valant 1 ou 2 selon le rapport λ_1/λ_2 .

Malheureusement, des effets parasites peuvent toujours dégrader la qualité des résultats. Dans le cas d'un N_f adaptatif, la transition entre $N_f = 1$ et $N_f = 2$ engendre des sauts artificiels de décalage Doppler, entre sur-estimation et sous-estimation de la valeur réelle. En particulier, si le pic central est présent de façon intermittente (causant de multiples transitions), alors le pic Doppler déterminé par MUSIC oscille en fonction. De plus, même lorsque N_f est fixe, il est toujours possible qu'un pic d'intensité variable influe sur la détection de l'autre pic. En particulier, dans une série de spectres des chocs 45494 et 45495, il est possible que ce phénomène ait causé la présence d'une trace de fréquence constante qui ne soit pas le reflet de la réalité du mouvement local des fluctuations (voir figure 5.10 au § 5.1.3). En figure 4.8b, on compare la densité spectrale de puissance du signal Doppler obtenue pour chaque réglage de N_f . On observe une oscillation à 12 kHz pour les réglages à $N_f = 2$ et N_f hybride, alors que d'autres mesures (figures 5.7 et 5.8) suggèrent que le vrai pic GAM est plutôt à 21 kHz. L'ampleur de la pollution d'un pic sur l'autre est un problème numérique difficile à quantifier, faute de comparaison des résultats avec une méthode alternative. De plus amples recherches seront utiles pour clarifier ce point et mettre au point une méthode d'analyse robuste même en présence d'un pic secondaire. Il serait envisageable de filtrer le signal en ne conservant que les fréquences proches de celle du pic Doppler, et appliquer l'analyse MUSIC avec $N_f = 1$. Il serait par ailleurs possible de

calculer la décomposition empirique de mode bivariable [RFGL07], amélioration de la décomposition empirique de mode simple décrite au § 4.2.2, pour déterminer avec plus de robustesse la phase des oscillations du signal.

Dans l'étude des GAMs lors d'un changement d'appui plasma (§ 4.3), les méthodes $N_f > 1$ ont occasionnellement été utilisées pour améliorer la qualité des signaux, qui était déjà satisfaisante avec le traitement $N_f = 1$.

Dans l'étude des GAMs lors du scan en collisionnalité (partie 5), seuls les signaux dont le pic central est négligeable ont été retenus pour les différentes caractérisations du GAM. Dans le cas haut v^* , la méthode $N_f = 2$ n'a été utilisée que de façon anecdotique pour des mesures profondes en mode X ($\rho < 0.75$), pour améliorer la détection qui était quand même satisfaisante à $N_f = 1$. Dans le cas bas v^* , les mesures à $\rho < 0.85$ souffrent de la présence d'un pic secondaire qui perturbe la détection. Dans la majorité des mesures de cette zone, les méthodes $N_f = 2$ ou N_f hybride sont utilisées et les spectres du § 5.1.3 sont affichés à titre indicatif seulement. N'étant pas fiables, ils ne sont pas utilisés par ailleurs.

4.2 Caractérisation de la dynamique des oscillations de vitesse perpendiculaire

4.2.1 Stratégie d'analyse

On détecte les oscillations du mode géodésique acoustique par l'étude des variations temporelles de la vitesse perpendiculaire $V_\perp$ dans le plasma. Dans l'expérience, la vitesse perpendiculaire est déterminée par la détection des fluctuations turbulentes, comme décrit au § 4.1. Dans le cas de l'étude de la simulation GYSELA (cf § 5.2.1), on analyse directement la vitesse $E \times B$ déterminée par le champ électrique radial.

L'opération la plus naturelle est le calcul du spectre de $V_\perp$ par une analyse de Fourier. On emploie pour cela un estimateur moyenné de la densité spectrale de puissance (méthode de Welch). Un tel outil permet de détecter l'existence d'éventuels pics et de déterminer leur fréquence. Si le spectre montre un pic assimilable à un GAM, on peut isoler les oscillations dues au GAM en filtrant les oscillations à l'aide d'un filtre passe-bande. On utilise alors un filtre non déphasant, de type *direct form II transposed*, d'ordre 34 dont les deux bornes sont définies manuellement. Les bornes ne sont ni trop éloignées, afin d'éliminer le bruit, ni trop proches, afin de permettre aux oscillations d'être instationnaires. En effet, un filtrage par une bande trop étroite donne des oscillations artificiellement harmoniques. Ces deux opérations sont présentées pour un signal du choc 45492, mode X, dont le spectre a un pic Doppler dominant, largement négatif et pour lequel la détection avec MUSIC est satisfaisante ($N_f = 1$). En figure 4.9, on présente $V_\perp$ en fonction du temps (en noir). Le spectre de $V_\perp$ est présenté en figure 4.10 (en noir). Un pic net apparaît vers $f \sim 12 \text{ kHz}$, que l'on considère comme lié aux oscillations GAM. On place manuellement deux bornes à 7 et 17 kHz et on construit un filtre passe-bande dont la réponse fréquentielle $G(\omega)$ est tracée en bleu. On filtre alors le signal $V_\perp$ et on obtient le signal en rouge sur la figure 4.9.

Le signal Doppler semble contenir des bouffées de quelques oscillations, comme par exemple entre 1.3 et 1.8 ms. Parfois, la fréquence d'oscillation locale est très faible (exemple de $t = 1.15 \text{ ms}$) ou très forte (cas de $t = 1.8 \text{ ms}$). Enfin, les oscillations ne sont pas toujours symétriques entre les parties concaves et convexes et ont parfois une forme de feston (dans une certaine mesure, cas de $t = 0.15 \text{ ms}$, où la partie convexe a une plus basse fréquence instantanée que la partie concave). Ces

instationarités de l'oscillation pourraient provenir du type de détection, de fluctuation à fluctuation, ne donnant d'information valide sur $V_{\perp}$ que de façon intermittente. Elles peuvent aussi et surtout être la signature d'irrégularités réelles des oscillations du GAM. Il est en effet connu que le mode interagit non-linéairement avec la turbulence ambiante.

Pour caractériser plus précisément la dynamique de ces oscillations, on écarte donc les méthodes fondées sur la transformée de Fourier, davantage adaptées pour les signaux harmoniques. Une option serait d'utiliser la méthode MUSIC décrite précédemment pour calculer la fréquence du GAM, en fonction du temps. Mais, de même, MUSIC n'est performant que dans le traitement de signaux harmoniques, même bruités. Le caractère non-harmonique des oscillations rend le choix de N_f délicat et les résultats peu fiables. L'outil numérique le plus prometteur est la transformée dite de *Hilbert-Huang*, que l'on décrit au § 4.2.2.

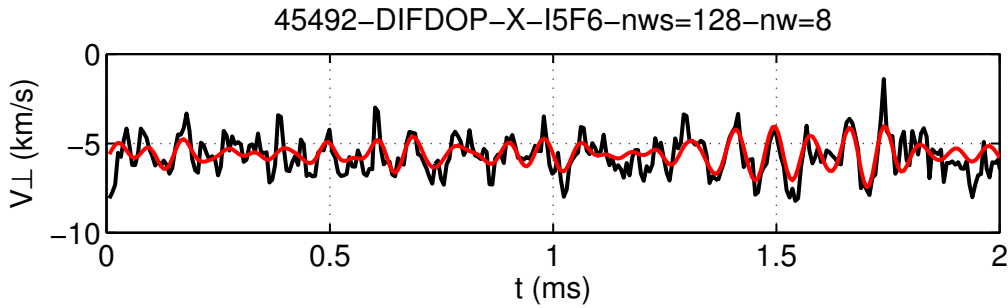


FIGURE 4.9 – Extrait d'un signal $V_{\perp}(t)$ brut (noir) et filtrage passe-bande (rouge) autour du pic du spectre identifié en figure 4.10.

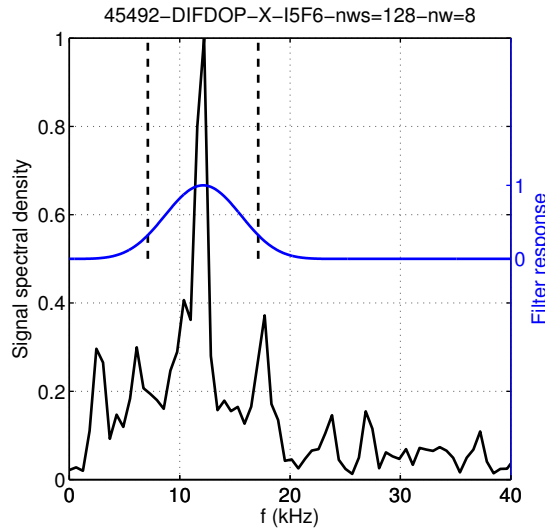


FIGURE 4.10 – Densité spectrale de puissance.

4.2.2 Transformée de Hilbert-Huang

4.2.2.1 Limites d'application de la transformée de Hilbert classique

La transformée de Hilbert-Huang est une évolution de la transformée de Hilbert classique, que l'on introduit dans un premier temps. La transformée de Hilbert est utilisée pour analyser de signaux réels oscillants et obtenir un signal complexe en déphasage de $\pi/2$ par rapport au signal réel. Cet outil mathématique est très utilisé pour calculer la phase et l'enveloppe de signaux oscillants réels. Ainsi, la transformée de Hilbert de la fonction sinus est la fonction cosinus. On remarque toutefois que la transformée de Hilbert ne peut pas déterminer le sens de la variation de la phase d'un signal réel. Elle ne peut aider qu'à déterminer la valeur absolue de cette variation. En particulier, elle ne pourrait pas reproduire à partir d'un signal réel toute l'information donnée par la détection I-Q employée dans le diagnostic de rétrodiffusion. Formellement, la transformée de Hilbert $\mathcal{H}$ est définie par

$$\mathcal{H}\{s\}(t) = (h \star s)(t) = v.p. \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau) h(t - \tau) d\tau \right\}$$

où $\star$ désigne le produit de convolution, *v.p.* désigne la valeur principale de Cauchy (opérateur retirant de l'intégrale les valeurs singulières) et $h(t) = \frac{1}{\pi t}$. Il s'agit ainsi des valeurs principales du produit de convolution entre la fonction analysée et $h(t) = 1/\pi t$. D'un point de vue pratique, on peut considérer que la transformée de Hilbert donne la meilleure approximation d'un signal avec une fonction sinusoïdale en pondérant les points de données par l'inverse du décalage temporel ($1/\Delta t$). En résumé, la transformée de Hilbert aide à déterminer la phase d'un signal réel, au même échantillonnage que celui du signal d'origine.

La transformée pourrait être directement utilisée sur $V_{\perp}(t)$ pour obtenir un signal en quadrature et calculer la fréquence instantanée d'oscillation. Mais apparaissent les mêmes obstacles à la détermination précise de la phase que dans la partie 4.1. Lorsque le signal est faible, la phase est mal définie et varie fortement d'un instant à l'autre. La dérivée de la phase, synonyme de fréquence instantanée, est alors très instable. Par exemple, en figure 4.11, on montre la transformée de Hilbert du signal $V_{\perp}$ de la figure 4.9. À $t = 1.6 \text{ ms}$, le signal brut oscille autour d'une moyenne locale nulle alors que la transformée de Hilbert locale est décalée dans les valeurs négatives. La phase de l'oscillation subit une forte distorsion. Même lorsque les oscillations sont fortes (cas de $t = 1.5 \text{ ms}$), le signal de la transformée de Hilbert n'est pas toujours aligné en ordonnée sur le signal d'origine. Les difficultés rencontrées dans le calcul de la phase locale viennent principalement du fait que la moyenne locale du signal n'est pas centrée sur l'axe des abscisses. La transformée de Hilbert-Huang propose une solution à ce problème en effectuant un traitement préliminaire au calcul de la transformée de Hilbert, nommé *décomposition empirique de mode* (EMD, cf [HSL⁺98]). L'EMD a pour fonction de présenter les signaux d'une façon propice à l'application de la transformée de Hilbert. La transformée de Hilbert-Huang désigne les deux étapes enchaînées : EMD, puis transformée de Hilbert.

4.2.2.2 Décomposition empirique de mode

La décomposition empirique de mode (EMD) consiste à exprimer un signal en une somme de fonctions, dites *fonctions intrinsèques de mode* (IMF) et d'un résidu. Contrairement à la transformée de Hilbert qui est un objet mathématique bien défini, l'EMD a une définition algorithmique. Des variations de cet algorithme font qu'il existe plusieurs manières d'effectuer l'EMD. On présente ici les étapes indispensables de l'EMD.

Les IMFs ont pour propriété d'avoir une transformée de Hilbert propice au calcul de la phase et de l'amplitude des oscillations. D'après la définition de Huang [HSL⁺98], les IMFs vérifient deux

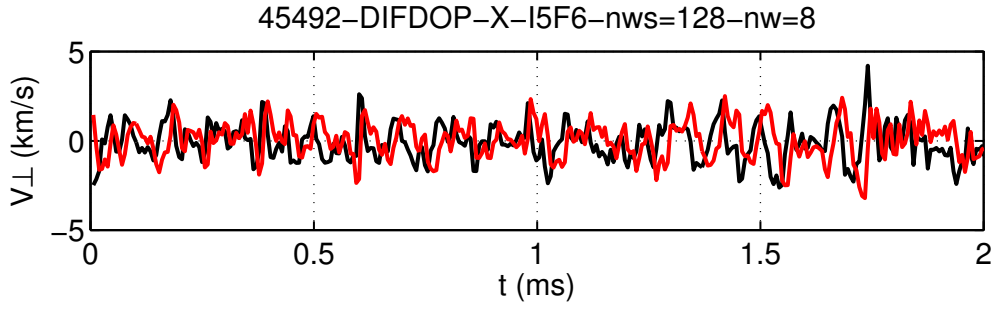


FIGURE 4.11 – Exemple d’un signal brut $V_{\perp}(t) - \overline{V_{\perp}(t)}$ (noir) et de sa transformée de Hilbert inexploitable (rouge).

conditions : d’une part, les nombres d’extrema et de croisements avec l’axe des abscisses doivent être égaux ou différents de un tout au plus ; d’autre part, la valeur moyenne entre les enveloppes supérieure et inférieure doit être nulle. D’autres auteurs ont reformulé cette définition. Par exemple, d’après Rilling [RF08], les IMFs sont des fonctions dont les maxima locaux sont tous positifs, dont les minima locaux sont tous négatifs et dont l’enveloppe (définie par l’algorithme de tamisage) est symétrique par rapport à l’axe des abscisses. Les IMF sont en général non stationnaires. Leur enveloppe n’a pas de raison particulière d’être constante.

La détermination des IMFs se fait de façon progressive et itérative, par un procédé dit de *tamisage* (en anglais, *sifting*). La convergence de l’algorithme de tamisage donne une IMF et permet de débiter le tamisage menant à l’IMF suivante. Les premières IMFs contiennent les oscillations les plus rapides, et les dernières les plus lentes. En fin de traitement, on obtient un résidu, fonction monotone apparentée à la moyenne affine du signal. Le nombre d’IMFs n’est pas connu a priori, mais son nombre augmente avec la largeur spectrale du signal. Une étape de tamisage d’un signal $x(t)$ est décrite par les étapes suivantes :

1. On identifie les extrema $e_{min,i}$ et $e_{max,i}$ du signal $x(t)$.
2. On interpole à l’aide de splines cubiques entre les minima $e_{min,i}$ d’une part, entre les maxima $e_{max,i}$ d’autre part, afin d’obtenir une enveloppe continue du signal, composée des signaux $e_{min}(t)$ et $e_{max}(t)$ du signal.
3. On calcule la moyenne de cette enveloppe : $m(t) = (e_{min}(t) + e_{max}(t)) / 2$.
4. On soustrait la moyenne de cette enveloppe au signal $S[x](t) = x(t) - m(t)$.

L’EMD consiste dans un premier temps à appliquer plusieurs fois l’opération de tamisage sur le signal, jusqu’à ce que deux valeurs successives $S^k[x](t)$ et $S^{k+1}[x](t)$ aient un écart-type normalisé inférieur à 0.2 ou 0.3. Après convergence en n étapes de tamisage, on a distingué la partie rapide du signal la première IMF définie par $I_1(t) \equiv S^n[x](t)$ et la partie plus lente, $R_1(t) \equiv x(t) - I_1(t)$. On reproduit des séries de tamisages sur les différents R_k , d’oscillations de plus en plus lentes, jusqu’à ce que R_k soit une fonction monotone ou de norme négligeable. Le dernier R_k est appelé résidu et est noté $r(t)$. Finalement, le signal d’origine $V_{\perp}(t)$ est décomposé en une somme d’IMFs et d’un résidu :

$$V_{\perp}(t) = \sum_j I_j(t) + r(t).$$

Un exemple de décomposition est fourni en figure 4.12. En (a), on a tracé la série d’IMFs (en bleu) correspondant au signal d’origine (en noir). Le résidu correspond pratiquement à la moyenne du signal noir et n’a pas été tracé. Pour chaque IMF, on a tracé sa transformée de Hilbert (en rouge). On

peut vérifier que dans chaque cas la phase et l'amplitude des oscillations est facilement identifiable, quelle que soit l'amplitude de l'IMF. Le signal que l'on peut attribuer au GAM est principalement contenu dans les IMFs n°3 et 4 (en partant du plus rapide). Même si les IMFs séparent les fréquences éloignées (l'EMD peut être décrite comme une série de *filtres dyadiques*, cf. [FRG04]), les oscillations d'une fréquence donnée ne sont pas forcément représentées par une seule IMF. En (b), on additionne progressivement les IMFs des dernières jusqu'aux premières, soit des plus lentes jusqu'aux plus rapides. On vérifie visuellement que la somme des IMFs reconstitue bien le contenu oscillant du signal d'origine.

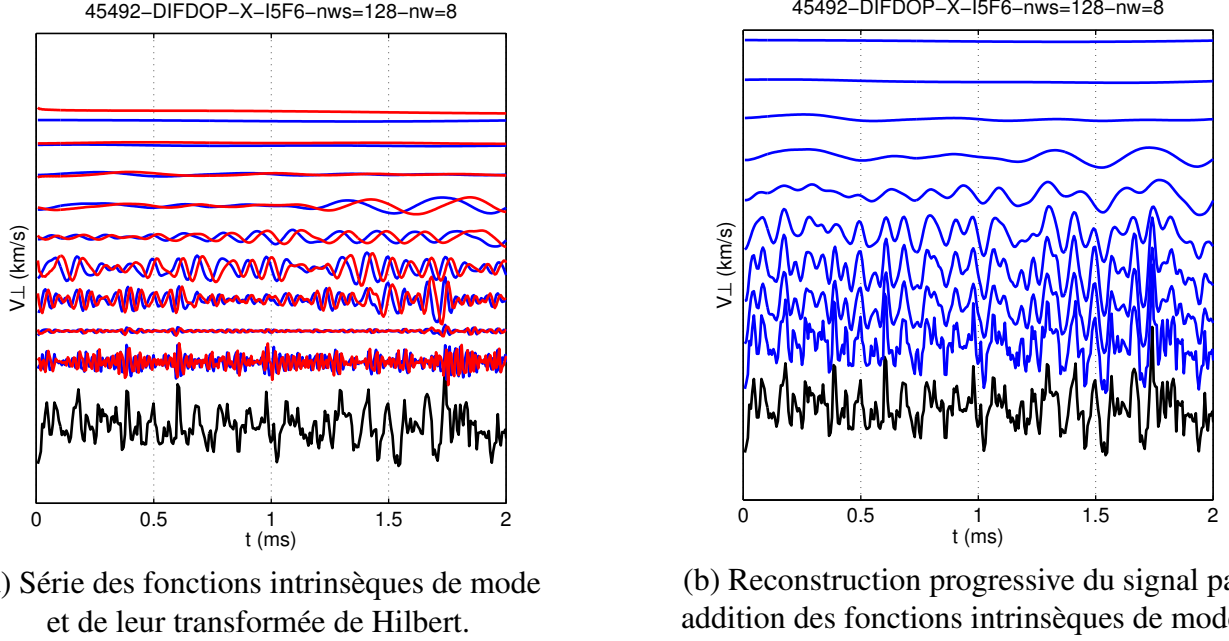


FIGURE 4.12 – Fonctions intrinsèques de mode issues de l'EMD pour un signal expérimental.

À partir du signal réel $x(t)$, l'EMD permet de construire le signal complexe $X(t) = \sum_k [I_k(t) + i\mathcal{H}\{I_k\}(t)]$. En notation polaire, X s'écrit

$$X(t) = \sum_j A_j(t) \exp\left(i \int \omega_j(t) dt\right)$$

avec

$$A_j = \sqrt{(I_j(t))^2 + (\mathcal{H}\{I_j\}(t))^2}$$

et

$$\omega_j(t) = \partial_t \arctan \frac{\mathcal{H}\{I_j\}(t)}{I_j(t)}$$

Les signaux $A_j(t)$ et $\omega_j(t)$ peuvent être représentés dans une carte temps-fréquence appelée *spectre de Hilbert*, que l'on peut considérer comme le résultat de la transformée de Hilbert-Huang. On peut construire deux versions du spectre de Hilbert, utiles l'une ou l'autre selon l'emploi qui en est fait par la suite. Le spectre d'amplitude de Hilbert $H_1(\omega, t)$ est l'amplitude A_j à une fréquence et un temps donnés. Le spectre d'énergie de Hilbert $H_2(\omega, t)$ contient les carrés de A_j . Si on convient que $\delta(x, y) = 1$ pour $x = y$ et 0 dans les autres cas, alors ces grandeurs s'écrivent :

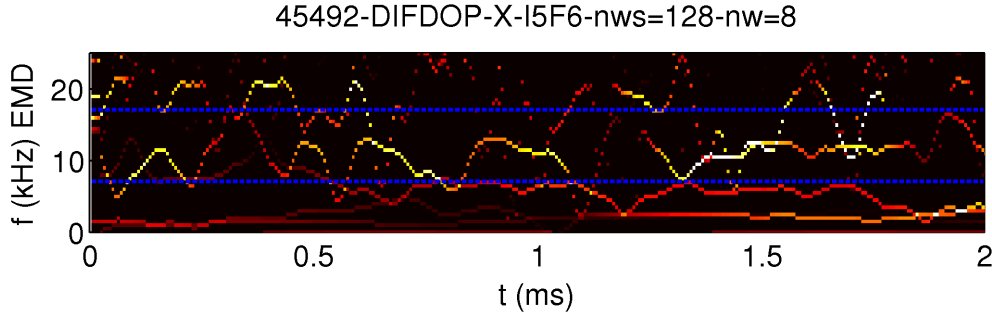


FIGURE 4.13 – Illustration d’un spectre d’amplitude de Hilbert pour un signal expérimental.

$$H_1(\omega, t) = \sum_j \delta(\omega, \omega_j(t)) A_j(t)$$

$$H_2(\omega, t) = \sum_j \delta(\omega, \omega_j(t)) A_j^2(t).$$

On remarque que l’on a l’égalité $H_2(\omega, t) = [H_1(\omega, t)]^2$ sauf en une liste finie de points où les IMFs se croisent ($\omega_i = \omega_j$ à un $t_i = t_j$ donné). En ces points-là, $H_2 \leq H_1^2$. Le spectre de Hilbert H_1 correspondant à la décomposition de la figure 4.12 est reproduit en figure 4.13. Les IMFs apparaissent sous la forme de lignes d’intensité variable, les couleurs claires des lignes représentant des amplitudes A_j élevées. La fréquence et l’amplitude des IMF varient parfois à l’échelle temporelle $\tau \sim 0.1 \text{ ms}$ de leur propre période d’oscillation $2\pi/\omega \sim 1/10 \text{ kHz}$, soit $\tau = 2\pi/\omega_j$.

D’autres auteurs [ROB08] proposent une alternative à l’emploi de la transformée de Hilbert pour déterminer les fréquence et amplitude instantanées des IMFs. Une critique de la transformée de Hilbert est que l’intégralité du signal entre en compte dans le calcul de grandeurs décrivant le comportement instantané des oscillations. L’amplitude instantanée de chaque IMF est donnée par les enveloppes $e_{\min}(t)$ et $e_{\max}(t)$ calculées à la dernière étape de tamisage ayant permis de définir l’IMF. La détermination alternative de la fréquence instantanée est basée sur une méthode auto-régressive basée sur le signal divisé par son amplitude instantanée, de type modulation de fréquence.

L’auteur original de la méthode recommande de faire une moyenne mobile de la dérivée de la phase ω_j afin de la stabiliser [HSL⁺98]. Dans le cas d’étude expérimental, l’échantillonnage de $V_\perp$ est à $dt = 6.4 \mu s$ (correspondant à une fenêtre de 128 points avec recouvrement de 64 points) alors que l’on cherche à caractériser des oscillations à environ 15 kHz . On adopte pour les signaux expérimentaux un support de moyenne mobile de cinq points, correspondant à une demi-période GAM typique. De façon similaire, dans le cas de la simulation, on a un échantillonnage de l’ordre de $dt = 2.2 \mu s$ pour des oscillations à environ 25 kHz . On adopte un support de onze points.

L’erreur introduite par la discrétisation du signal sur les résultats de l’EMD par rapport au cas d’un signal continu a été estimée [RFG03, RF09]. L’erreur typique $\bar{e}_x$ de la détermination de la fréquence d’un signal harmonique, moyennée sur la phase des oscillations est majorée par

$$\bar{e}_x(f_s) \leq \frac{\pi^3}{8f_s^2}$$

avec la fréquence adimensionnée $1/f_s = f_{GAM}dt$. Dans la simulation, l'erreur due à la discrétisation est majorée par 1 à 2 %. Dans l'expérience, cette erreur est inférieure à 6 % dans le cœur (cas le plus défavorable) et à 1.5% au bord (cas le plus favorable).

Dans le cas d'un signal au contenu fréquentiel plus complexe, l'erreur de la détermination de fréquence peut être plus significative. Un signal battant composé de la superposition de deux sinusoïdes stationnaires et de fréquences adjacentes est interprété par l'EMD comme un signal instationnaire [HSL⁺98]. La séparation des fréquences est médiocre pour les fréquences supérieures au quart de la fréquence Nyquist et pour les paires de fréquences quand l'oscillateur de haute fréquence a une amplitude plus faible que celui de plus basse fréquence [RFG03]. Pour des signaux de la forme $x(t) = \cos 2\pi t + a \cos(2\pi ft + \phi)$, la détection n'est satisfaisante que lorsque $f \lesssim 0.6$ et $af \sin\left(\frac{3\pi f}{2}\right) \leq 1$ [RF08]. Le GAM, dans les cas où il est le plus visible, est un signal dominant tous les autres dans son domaine de fréquence. De telles erreurs liées à la piètres séparation des fréquences ne devraient pas concerner les signaux étudiés ici.

4.2.2.3 Variations algorithmiques et analyse assistée par le bruit

Selon les propriétés des signaux, certaines implémentations de l'EMD sont plus performantes que d'autres pour analyser les oscillations. On distingue d'une part les signaux de simulation, non bruités, dont les oscillations imputables au GAM sont les variations les plus rapides du signal. Celles-ci sont majoritairement représentées par la première IMF de l'EMD. Les signaux expérimentaux, d'autre part, sont bruités et le contenu lié au GAM n'est présent que dans les IMFs plus lentes que celles représentant le bruit (comme par exemple en figure 4.12).

Par l'absence de bruit, les signaux de simulation sont les plus faciles à traiter, et on utilise l'EMD surtout pour enlever la moyenne mobile du signal à celui-ci. L'implémentation de l'EMD utilisée est celle de Rilling [RFG03], proposant une amélioration de l'algorithme de tamisage par rapport à la version de Huang. Selon les auteurs, un critère trop rigide pour interrompre la construction de l'IMF mène soit à un IMF vérifiant mal les propriétés demandées (enveloppe moyenne non nulle), soit à une décomposition du signal en un nombre d'IMFs trop important. Pour éviter ces écueils, un double critère de convergence du tamisage est défini. En notant $m(t)$ la moyenne de l'IMF en cours de calcul et $a(t)$ son amplitude, il est demandé que la fonction d'évaluation $\sigma(t) = \left| \frac{m(t)}{a(t)} \right|$ satisfasse $\sigma(t) < \theta_1$ pour une fraction importante du signal (95%) et $\sigma(t) < \theta_2$ pour le reste du signal, avec $\theta_2 \approx 10 \theta_1$. Souvent, la convergence de la série de tamisages est lente à cause de portions délimitées du signal. Pour accélérer le procédé, seules les portions ne satisfaisant pas le critère sont tamisées de nouveau et le résultat est injecté avec une fonction de poids à transition douce. En pratique, la convergence de chaque IMF est très rapide, en quelques dizaines d'étapes tout au plus. Un exemple de décomposition du champ électrique radial de simulation, à $\rho = 0.91$, est présenté en figure 4.14. On vérifie que les oscillations rapides de la première IMF correspondent au GAM.

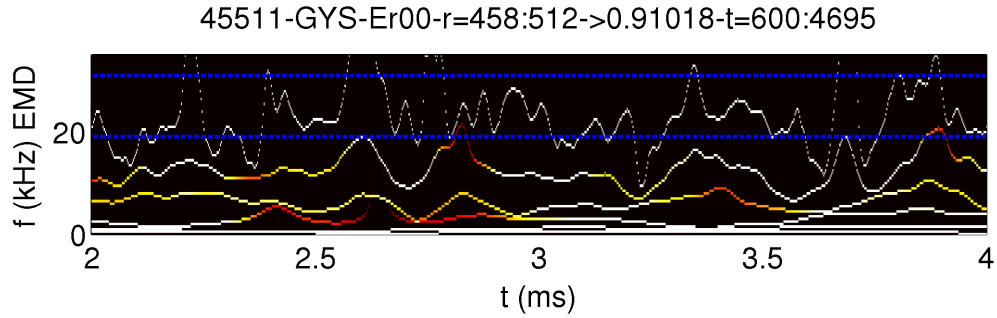


FIGURE 4.15 – Illustration d’un spectre d’amplitude de Hilbert pour un signal de simulation.

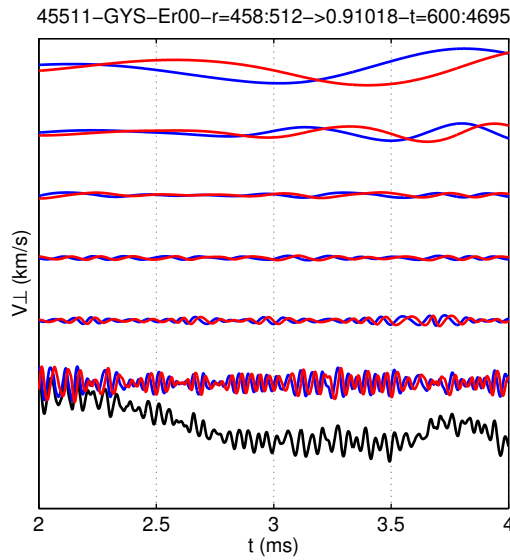


FIGURE 4.14 – Fonctions intrinsèques de mode issues de l’EMD pour un signal de simulation (bleu) et transformée de Hilbert de celles-ci (rouge).

Dans l’expérience, la présence de bruit à haute fréquence demande de prendre des précautions. La position des oscillations GAM dans la liste d’IMFs change selon que les propriétés locales du bruit varient : large bande ou bande étroite, intense ou peu intense, etc. La somme des IMFs est toujours égale au signal d’origine, mais le *saut* du contenu de même fréquence d’une IMF à l’autre engendre des effets de bord dégradant les spectres de Hilbert. Ce phénomène est appelé *mélange de modes* et fait partie des limitations de l’EMD. Dans ce contexte, une approche pour améliorer les performances de l’EMD consiste à ajouter un bruit blanc au signal pour forcer les IMFs à contenir les oscillations d’une bande de fréquence constante avec le temps (on rappelle que l’EMD est assimilable à un ensemble de filtres dyadiques). On parle alors d’*analyse de données assistée par le bruit*. Le bruit ne doit pas pour autant dégrader le contenu utile du signal. L’analyse est donc moyennée sur un grand nombre de signaux bruités. On parle d’*ensemble EMD* (EEMD). Finalement, la moyenne du bruit est négligeable devant le signal et les IMFs sont mieux formées.

Plusieurs travaux ont traité de ce type d’analyse pour l’EMD [DK05, WH09]. Une implémentation récente a été choisie : *Complete EEMD with Adaptive Noise*, notée *CEEMDAN* [TCSF11]. Elle suit

les étapes de calcul suivantes :

1. On ajoute un bruit blanc, de variance normalisée 0.4, au signal à analyser.
2. On calcule le premier IMF avec l'algorithme de Rilling décrit précédemment.
3. On répète les étapes 1 et 2 un grand nombre de fois (300), en changeant le bruit à chaque fois.
4. On fait la moyenne des IMFs trouvées, notée $\tilde{I}_1$ que l'on définit comme première *vraie* IMF.
5. On continue l'EMD en répétant les étapes 1 à 4 en prenant comme IMFs successifs les $\tilde{I}_i$.

Naturellement, cet algorithme demande un temps de calcul beaucoup plus long que celui de Rilling. En figure 4.16, on montre un exemple de décomposition de signal expérimental avec les algorithmes de Rilling (a) et CEEMDAN (b). On constate que certains mélanges de modes disparaissent d'une méthode à l'autre. Par exemple, à $t = 0.7 \text{ ms}$, l'oscillation dans la bande de fréquence GAM a pu être représentée par un seul IMF avec la méthode CEEMDAN alors qu'elle était répartie en deux IMFs avec la méthode de Rilling. Un phénomène similaire est observable à $t = 1.45 \text{ ms}$.

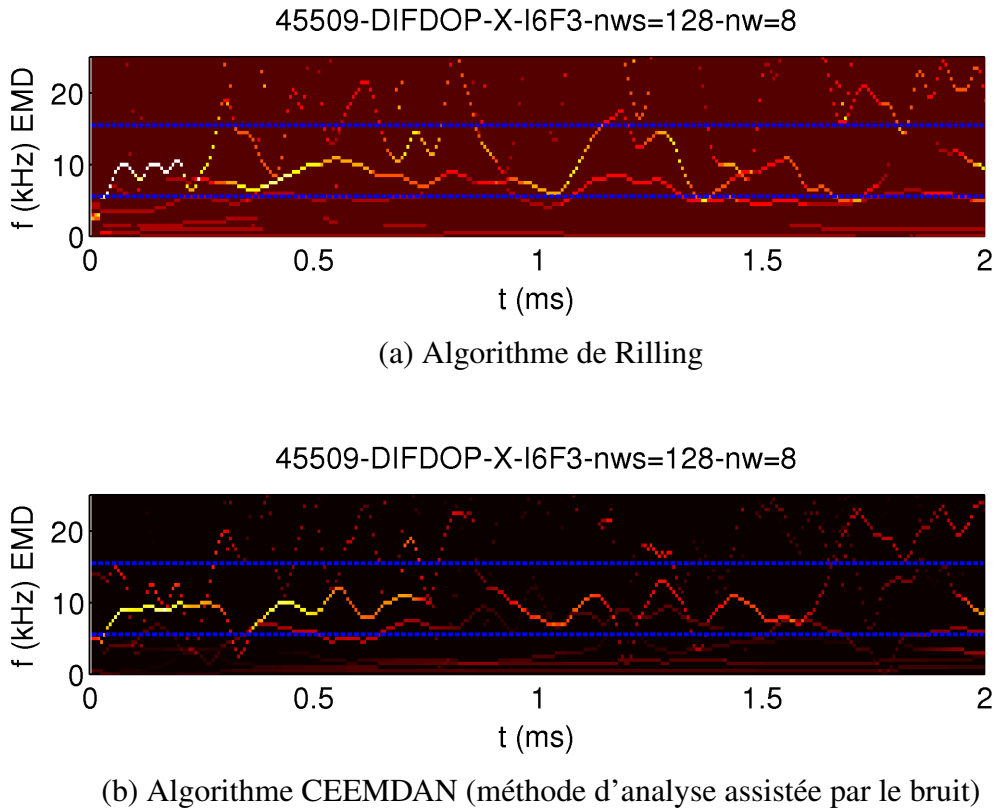


FIGURE 4.16 – Illustration d'un spectre d'amplitude de Hilbert pour un signal expérimental.

4.2.3 Applications de la transformée de Hilbert-Huang

En plus de mettre en évidence l'évolution temps-fréquence de $V_{\perp}$, la transformée de Hilbert-Huang (HHT) fournit une alternative aux caractérisations mentionnées au § 4.2.1. Elle permet d'une part de construire un spectre moyen, complémentaire de la densité spectrale de puissance obtenue par la transformée de Fourier. Elle permet également de reconstituer les oscillations GAM filtrées,

de façon comparable au filtre passe-bande décrit précédemment. Enfin, la HHT permet d'accéder à l'enveloppe instantanée des oscillations GAM. Ces grandeurs seront le support de résultats physiques présentés au chapitre suivant.

4.2.3.1 Spectre marginal

Plusieurs définitions de spectres moyens sont possibles à partir de la HHT. Ces spectres sont construits à partir des spectres de Hilbert H_1 et H_2 par une moyenne dans le temps. Certains auteurs les appellent *spectres marginaux*. Une définition simple de spectre marginal $h_n(\omega)$ ($n = 1, 2$) d'un signal de durée T est

$$h_n(\omega) = \int_0^T H_n(\omega, t) dt.$$

h_2 , contenant le carré des amplitudes des IMFs, est un analogue de la densité spectrale de puissance dans le contexte de la transformée de Fourier. On rappelle néanmoins que les spectres marginaux ne sont pas aussi bien décrits mathématiquement que les densités spectrales de Fourier et qu'ils sont donc moins facilement interprétables. Pour mettre en valeur les parties à haute fréquence des spectres, on choisit d'analyser les signaux par un spectre marginal modifié, le *spectre marginal d'énergie* :

$$h_E(\omega) = \omega^2 h_2(\omega) = \omega^2 \int_0^T H_2(\omega, t) dt \quad (4.2)$$

On observe en figure 4.17 que h_E est un indicateur de la puissance spectrale capable de mettre en évidence les pics liés au GAM. Dans les figures 4.17a-b-d, correspondant à des signaux de plusieurs milli-secondes, il y a quasi superposition des densités spectrales classiques et des spectres marginaux h_E (en ordonnées normalisées). Dans le cas particulier de la figure 4.17c, on observe le spectre d'une brève séquence d'oscillations en simulation, constituée de 66 points et d'une durée d'environ 0.15 ms (voir figure 5.20). La densité spectrale classique a une résolution très médiocre, de l'ordre de plusieurs kHz. À l'inverse, le spectre marginal n'est pas limité par cette résolution et permet de déterminer précisément la fréquence des oscillations. En conclusion, on observe que le spectre marginal h_E détermine au moins aussi efficacement la position du pic GAM dans les signaux. Dans le cas particulier de signaux courts, il a un net avantage en termes de résolution sur les méthodes fondées sur la transformée de Fourier.

Le spectre marginal sera utilisé pour présenter le profil de fréquence dans la simulation (§ 5.2.3).

4.2.3.2 Filtrage et enveloppe instantanée

La HHT permet également de filtrer les signaux et d'isoler les oscillations GAM de façon similaire à un filtre passe-bande fondé sur la transformée de Fourier. On utilise pour cela le même filtre que pour le filtrage classique, de même réponse fréquentielle $G(\omega)$. Le signal filtré $V_{\perp, GAM}^{HHT}$ est obtenu par somme pondérée des IMFs $I_j(t)$ de fréquences instantanées $\omega_j(t)$:

$$V_{\perp, GAM}^{HHT}(t) = \sum_j [G(\omega_j(t)) I_j(t)].$$

Par la même occasion, on peut définir l'enveloppe instantanée des oscillations GAM par :

$$V_{\perp, GAM}^{\pm}(t) = \pm \sum_j [G(\omega_j(t)) A_j(t)].$$

Des exemples de filtrage sont proposés en figure 4.18, pour des signaux expérimentaux (a-b) et un signal de simulation (c). On observe que le filtrage par HHT donne un signal plus chaotique, moins harmonique et plus représentatif de la complexité des oscillations du signal brut que celui issu du filtrage par transformée de Fourier. Les deux méthodes de filtrage sont donc complémentaires. La méthode de filtrage par HHT permet en sus de calculer l'enveloppe instantanée, dont l'estimation par un autre moyen que la HHT n'est pas triviale. L'enveloppe instantanée sera utilisée pour calculer la distribution en intensité du GAM (§ 5.5.4). On note que les extrema de $V_{\perp,GAM}^{HHT}$ ne sont pas nécessairement collés à l'enveloppe $V_{\perp,GAM}^{\pm}$. Cela est dû au fait qu'à un instant donné, les IMFs $I_j(t)$ ne sont pas tous en phase.

En complément de l'enveloppe instantanée des oscillations GAM, on peut aussi définir une énergie instantanée de ces oscillations dans une version analogue au spectre marginal d'énergie $h_E(\omega)$, $IE_{GAM}(t)$, :

$$IE_{GAM}(t) = \int_{\omega} \omega^2 G(\omega) H_2(\omega, t) d\omega = \sum_j G(\omega_j) (\omega_j A_j)^2(t). \quad (4.3)$$

L'énergie instantanée est utilisée pour caractériser l'évolution temporelle des bouffées d'oscillations GAM en simulation, au § 5.4.1.

4.2.3.3 Estimation du temps d'autocorrélation

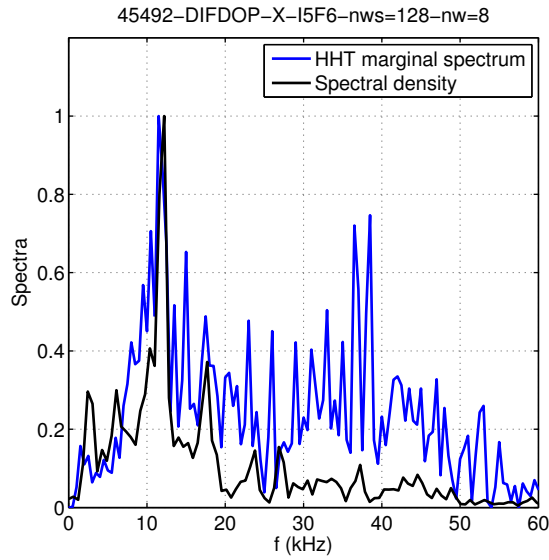
Il est possible de calculer le temps d'autocorrélation des bouffées d'oscillations GAM de plusieurs manières. On présente ici trois méthodes de calcul de l'autocorrélation :

- l'autocorrélation du signal $V_{\perp}$ tronqué de sa moyenne affine,
- l'autocorrélation de $V_{\perp,GAM}^{FFT}$, signal filtré par un filtre passe-bande issu de la théorie de Fourier,
- l'autocorrélation de $V_{\perp,GAM}^{HHT}$, signal filtré par un filtre passe-bande construit avec le formalisme de la transformée de Hilbert-Huang.

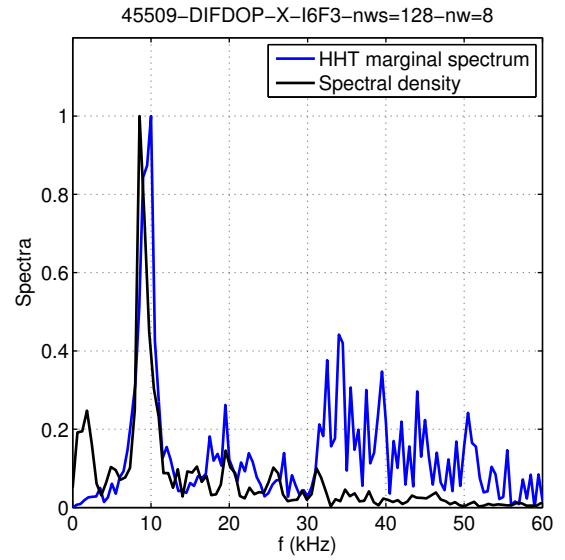
Le profil d'autocorrélation obtenu avec chaque méthode est présenté en figure 4.19, pour les mêmes trois signaux qu'en figure 4.18, avec un code couleur identique. La première méthode s'adapte mal au signaux qui ont des évolutions basse fréquence, comme pour ceux de simulation, et produit un profil d'autocorrélation non représentatif du phénomène étudié. Pour les signaux expérimentaux, la décorrélation semble être beaucoup plus rapide que le *vrai* temps de bouffée, observé à l'œil. Le bruit du signal pourrait réduire le niveau de corrélation de façon indésirable. Les méthodes de filtrage du signal avant calcul de l'autocorrélation remédient à ces problèmes en éliminant les contributions basses et hautes fréquences. On ne considère que les deux dernières méthodes par la suite, filtrant de deux manières différentes.

Ainsi, il apparaît que diverses échelles de temps semblent coexister dans les profils d'autocorrélation. D'une part, la corrélation diminue rapidement aux instants initiaux ($\Delta t < 0.2$ ms) de 1 à environ 0.2. Puis, le profil d'autocorrélation suit un profil complexe qui varie d'un signal $V_{\perp}$ à l'autre. Le plus souvent, l'enveloppe du profil d'autocorrélation est non monotone, au sens où le niveau de corrélation augmente et diminue avec le décalage Δt . Ce type de profil est différent de celui observé dans une étude sur DIII-D [HPC⁺12] où il est plus clairement exponentiel. Cette observation s'explique d'un point de vue numérique, en notant que la pertinence du profil diminue lorsque l'intervalle Δt augmente, jusqu'à être comparable à la longueur totale T du signal, ne pouvant moyenner d'information que sur un temps $T - \Delta t$. La majorité des signaux analysés dans cette étude durent 3 ou 6 ms. On écarte ainsi l'information contenue dans les profils pour $\Delta t > 1$ ms et on se concentre sur

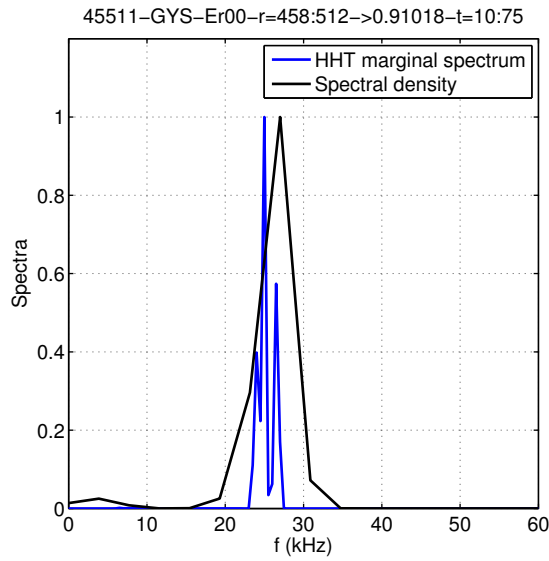
la décorrélation rapide des oscillations GAM, que l'on caractérise par un temps τ . Pour cela, les enveloppes des profils d'autocorrélation de ces deux dernières méthodes sont ajustées par la fonction $f(\Delta t) = Ae^{-\Delta t/\tau} + (1 - A)$ pour $0 < \Delta t < 1 \text{ ms}$ et $0 \leq A \leq 1$ (voir courbes en tirets de la figure 4.19). τ est ainsi le temps de décroissance exponentielle de la corrélation des oscillations GAM (matérialisé par des segments de droite tangents aux enveloppes de chaque profil d'autocorrélation). Selon la méthode de filtrage utilisée initialement (*FFT* ou *HHT*), des déterminations différentes de τ sont obtenues : τ_{FFT} et τ_{HHT} . Le filtrage par la transformée de Hilbert-Huang préserve les non-linéarités des oscillations, tandis que le filtrage classique par FFT a tendance à surestimer les oscillations. Ainsi, il est généralement observé que $\tau_{HHT} < \tau_{FFT}$.



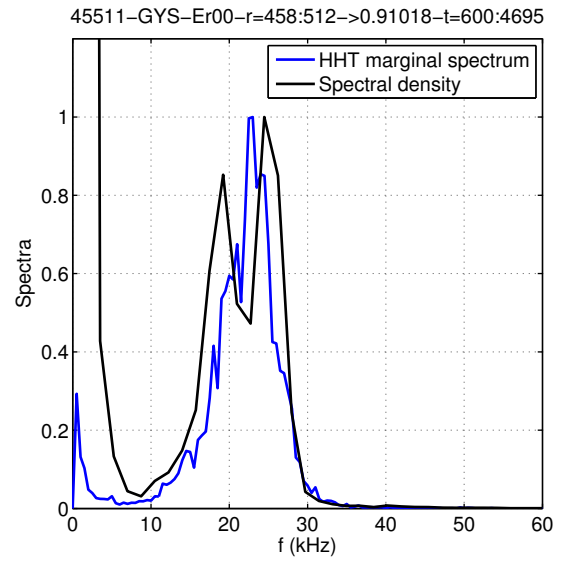
(a) Cas expérimental (choc 45492)



(b) Cas expérimental (choc 45509)

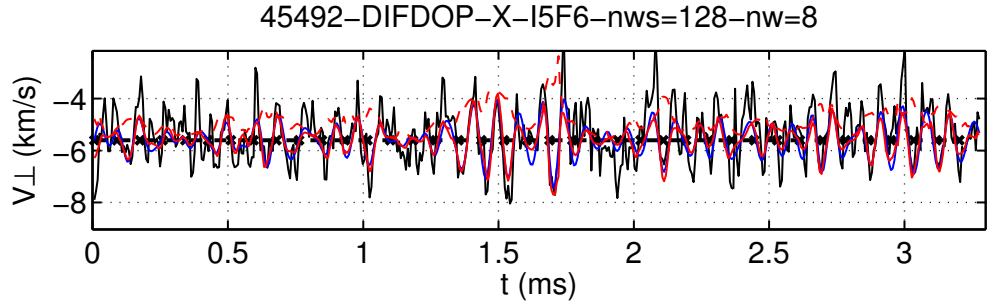


(c) Oscillations initiales du GAM en simulation (court intervalle d'analyse)

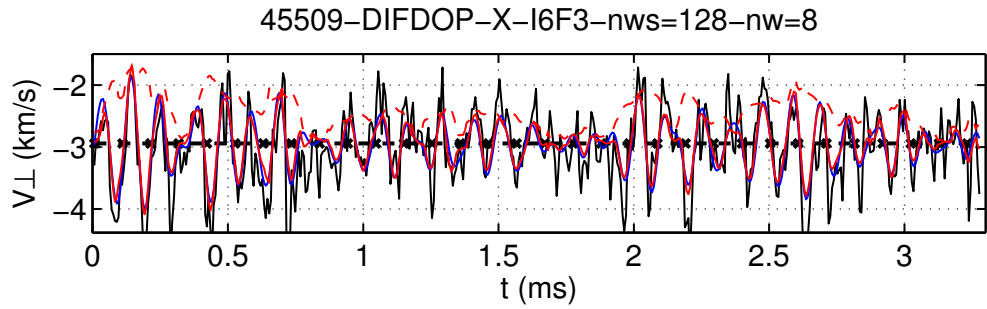


(d) Oscillations du GAM en simulation en turbulence établie (long intervalle d'analyse)

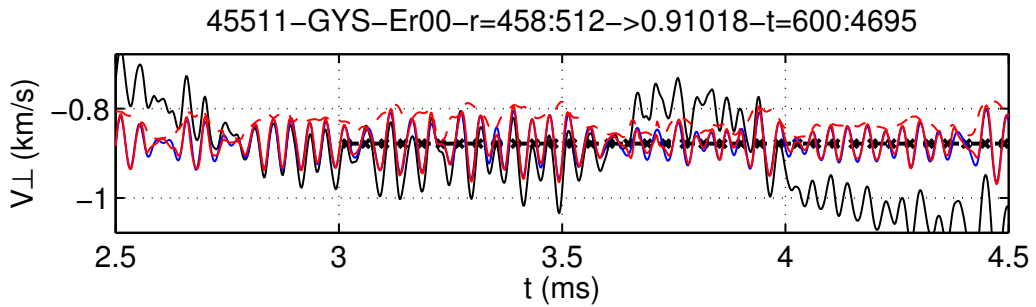
FIGURE 4.17 – Comparaison du spectre marginal issu de la HHT et de la densité spectrale de puissance pour des signaux issus de l'expérience ou de la simulation.



(a) Cas expérimental (choc 45492)

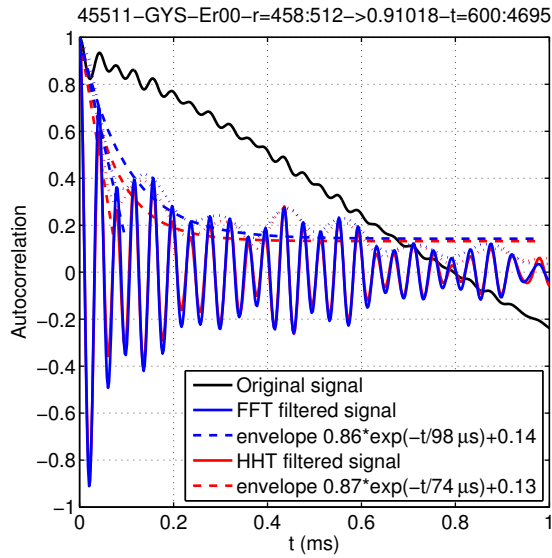


(b) Cas expérimental (choc 45509)

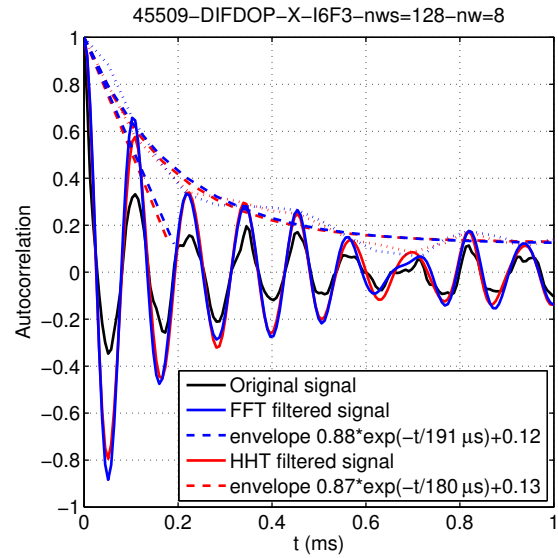


(c) Oscillations du GAM en simulation en turbulence établie.

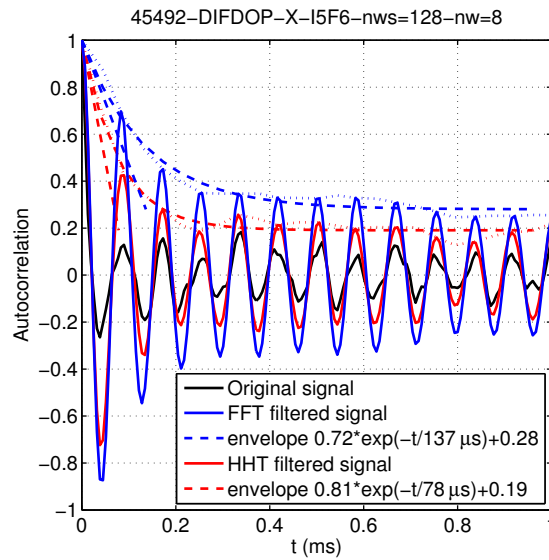
FIGURE 4.18 – Comparaison des méthodes de filtrage passe-bande des signaux d'expérience ou de simulation (noir) : filtrage classique (bleu), filtrage par HHT (rouge) et enveloppe instantanée (rouge pointillés).



(a) Simulation GYSELA (régime turbulent)



(b) Cas expérimental haut v^*



(c) Cas expérimental bas v^*

FIGURE 4.19 – Illustration de l'autocorrélation de $V_{\perp}$ par trois méthodes de calcul.

4.3 Étude des propriétés du GAM lors d'un changement de point de contact du plasma

Dans cette partie, on utilise les méthodes d'analyse décrites précédemment (§ 4.1 et § 4.2) pour caractériser l'évolution des propriétés des GAMs détectés dans deux chocs similaires, pour lesquels seule la position du point de contact diffère (appui haut ou bas, cf. figure 4.21).

4.3.1 Contexte d'étude : couplage des flots dans la SOL et le plasma de bord

La zone située à la frontière entre le plasma confiné du tokamak (de part et d'autre de la séparatrice) et les parois est très importante pour les réacteurs à fusion. Elle détermine leur capacité à extraire la chaleur et les particules arrivant du coeur du plasma [LLK⁺07], ainsi que le comportement des matériaux de la paroi dans leur interaction avec ces flux, et influence également les propriétés du plasma de coeur et l'accès aux modes de confinement amélioré (mode H). Cette zone est fortement turbulente ($dn/n > 10\%$) [RPB89] et le siège d'une physique complexe où intervient également la physique atomique et la chimie. Dans la SOL, où les lignes de champ sont ouvertes et interceptent le limiteur (ou le divertor), le transport est essentiellement parallèle et il s'établit des gaines de charge d'espace à l'approche des éléments. La modélisation du plasma doit donc prendre en compte en même temps les dynamiques parallèle et perpendiculaire du plasma (notamment les flux de particules et d'énergie arrivant du coeur) et les effets 3D [TGT⁺09].

Les écoulements parallèles qui s'établissent sont soniques, sont connus pour être asymétriques et dépendent fortement de la configuration magnétique du plasma. Parmi divers facteurs d'une telle asymétrie, il a été montré que le plus important semble être le transport ballonné de particules dans la région équatoriale bas-champ ([LRH⁺04, GBD⁺07], voir figure 4.20). Ces flots dans la SOL imposent une condition aux limites pour la rotation toroïdale sur la dernière surface magnétique fermée et leur effet est perceptible jusque dans le coeur. Le caractère asymétrique des écoulements et structures turbulents pourrait aussi influencer les écoulements perpendiculaires au bord du plasma. La modification de la position du point X, haute ou basse ($\mathbf{B} \times \nabla B$ pointant vers ou de façon opposée au point X), change fortement le seuil de puissance de transition L-H [LRH⁺05]. Cette observation n'est toujours pas complètement comprise. Un modèle récent suggère le rôle du cisaillement des fluctuations (déjà discuté au chapitre 3), induisant un effet asymétrique des directions de cisaillement [FMT⁺13]. L'étude des couplages entre SOL et plasma de bord est donc un sujet essentiel à la bonne compréhension du transport.

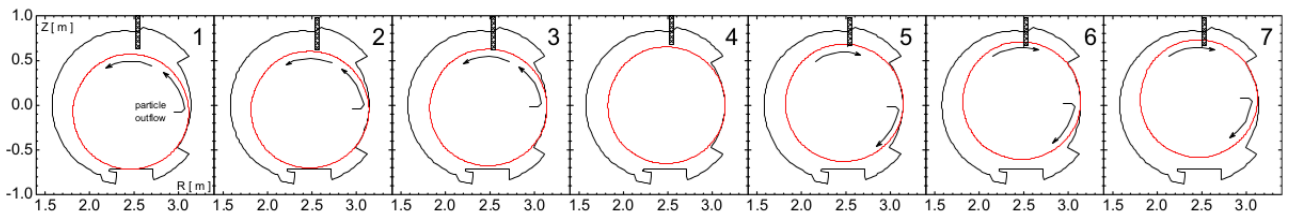


FIGURE 4.20 – Illustration de la direction des flots parallèles mesurés par la sonde de Mach dans la SOL de Tore Supra, quand le point de contact du plasma varie [GBD⁺07].

Dans Tore Supra, l'asymétrie des écoulements dans la SOL et le plasma de bord a été étudiée en jouant sur les positions d'appui du plasma, utilisant toute la panoplie des limiteurs de Tore Supra

(voir figure 4.20 [GBD⁺07]). Des mesures combinées des écoulements parallèles et perpendiculaires depuis la SOL jusqu'au plasma de coeur ont pu être obtenues dans des plasmas ohmiques identiques en tous aspects, sauf pour la position du point de contact, haute ou basse, entre le plasma et un limiteur modulaire côté bas champ (voir figures 4.21 et 4.22 [HVF⁺10]). La vitesse perpendiculaire du bord et de la SOL est déterminée par la rétrodiffusion Doppler (DBS) dans le plan équatorial (cf figure 4.23a) et la vitesse toroïdale dans le plasma confiné est mesurée par la spectroscopie de recombinaison et d'échange de charges (CXRS) (figure 4.23b). Des différences des profils de $V_{\perp}$ et de V_{ϕ} sont visibles entre les chocs 45322 et 45323, en dehors des barres d'erreur, spécialement pour $\rho > 0.90$ (cas de $V_{\perp}$) et pour $\rho > 0.80$ (cas de V_{ϕ}). Ces variations de profil pourraient être liées au phénomène d'orientation des fluctuations [FGH⁺13].

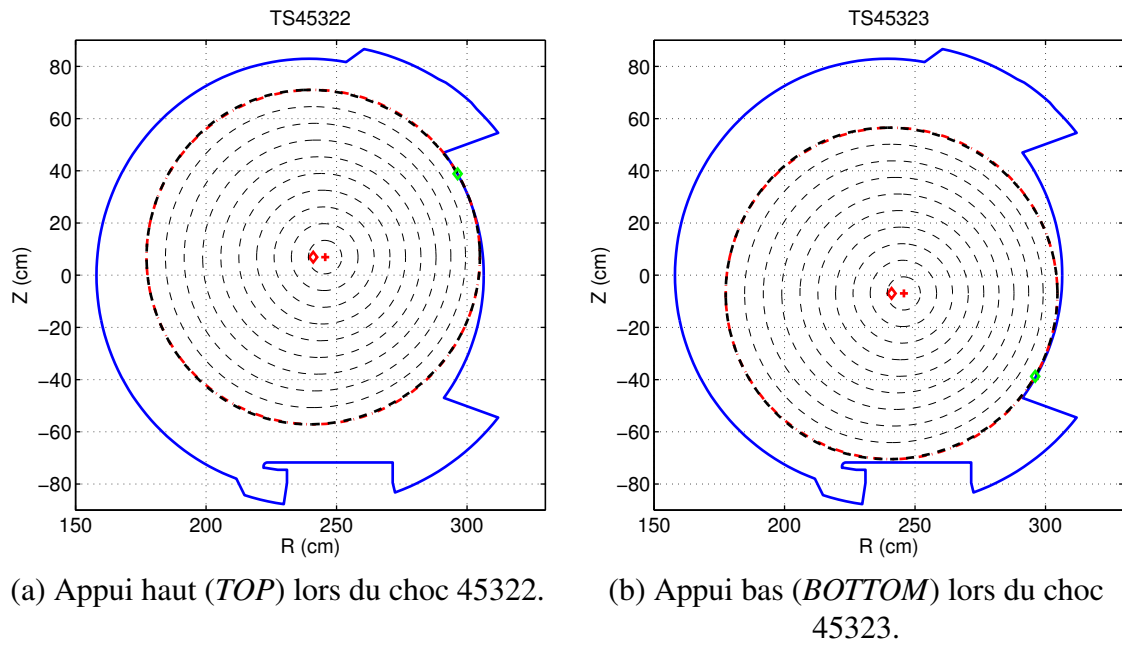
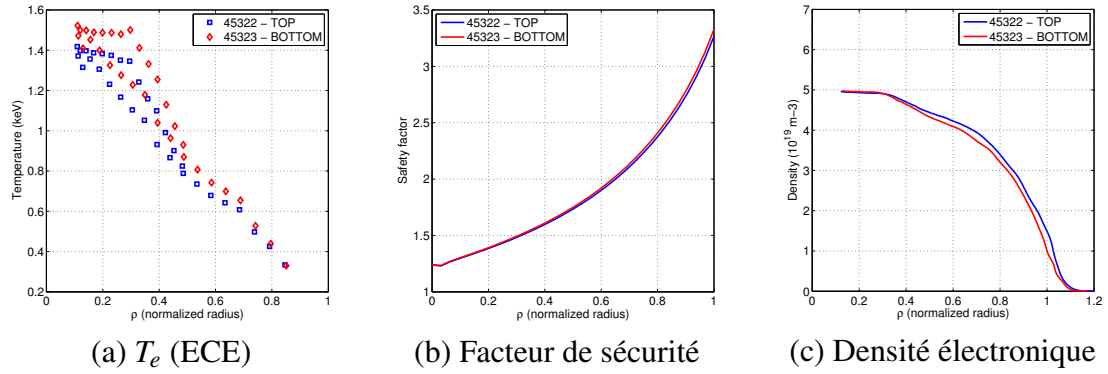


FIGURE 4.21 – Équilibres magnétiques étudiés. Le losange vert indique le point de contact.



Champ magnétique toroïdal	B_0	3.6 T
Courant toroïdal	I_p	1.0 MA
Facteur de sécurité au bord	q_a	3.3
Puissance de chauffage ICRH	ICRH	0 W
Grand rayon du plasma	R_0	2.41 m
Position verticale du plasma	Z_0	± 7 cm
Petit rayon du plasma	a	0.64 m

(d) Paramètres principaux des chocs.

FIGURE 4.22 – Paramètres expérimentaux

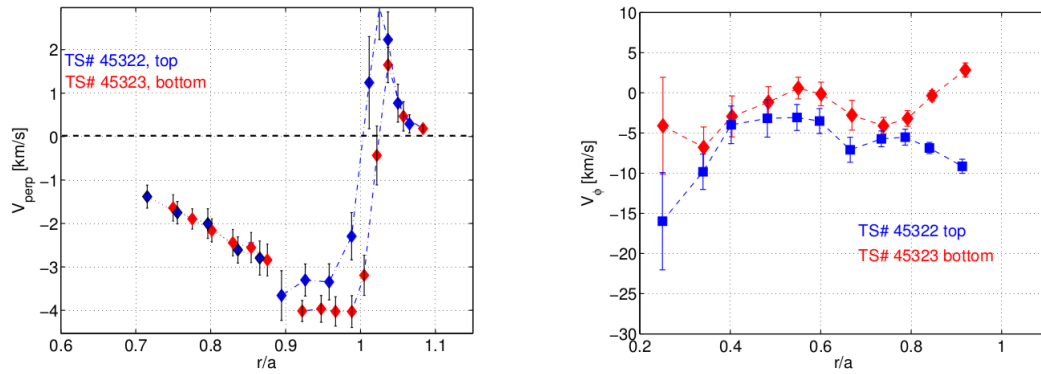


FIGURE 4.23 – Profils de vitesse perpendiculaire (a) et toroïdale (b) obtenus respectivement par DBS et CXRS [HVF⁺ 10].

4.3.2 Modification de l'intensité des GAMs

On caractérise les GAMs dans les chocs de la figure 4.21 et on cherche à voir si la modification des flots de SOL change leurs propriétés, par une modification des flots dans le cœur ou de la turbulence. Pour cela, on sélectionne pour chaque choc les acquisitions DBS dont le spectre a une composante Doppler majoritaire et pour lequel la décomposition MUSIC est satisfaisante. L'ensemble des signaux retenus est présenté dans les figures 4.26a-c, où sont indiqués les rayons de mesure et les échelles turbulentes mesurées. Les mesures pour $\rho < 0.90$ sont effectuées en mode O et celles à $\rho > 0.90$ le sont en mode X. Pour chaque signal retenu, on calcule l'évolution de la vitesse perpendiculaire des fluctuations turbulentes, $V_{\perp}(t)$, par l'algorithme MUSIC (cf. section 4.1) avec comme paramètres : fenêtres de 128 points (chevauchement de 64 points), nombre de fréquences dans le signal $N_f = 1$, taille de la matrice d'autocorrélation $N_w = 8$. On présente en figure 4.24 (courbes noires) le résultat de cette analyse pour deux extraits de signaux issus d'acquisitions en mode X, l'un en appui haut (45322) pour $\rho = 0.94$ et $k_{\perp} = 12.8 \text{ cm}^{-1}$ et l'autre en appui bas (45323) pour $\rho = 0.95$ et $k_{\perp} = 12.2 \text{ cm}^{-1}$.

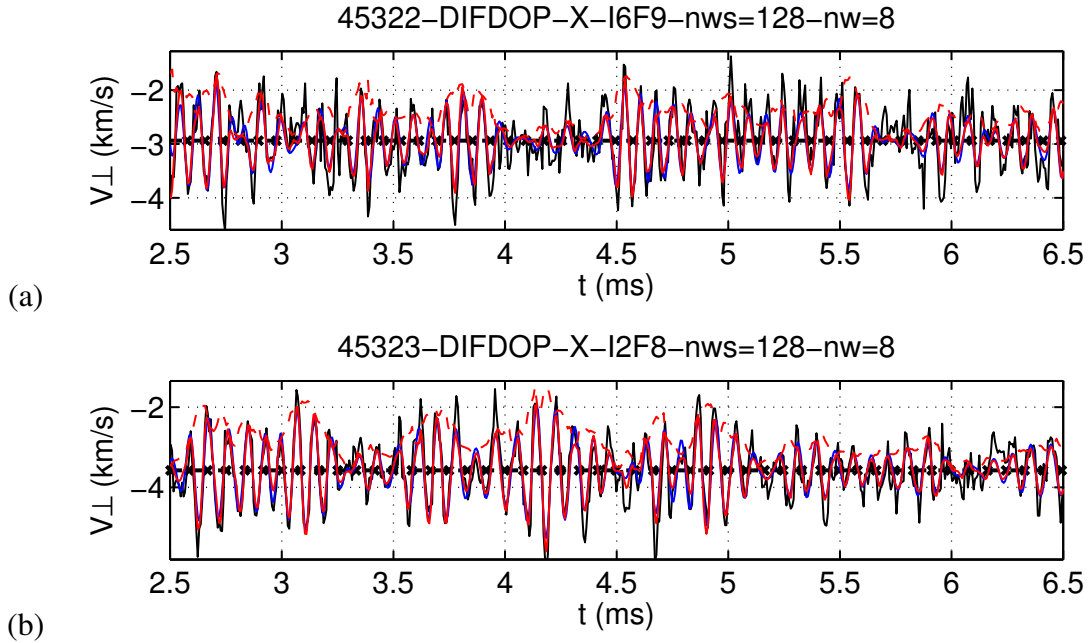


FIGURE 4.24 – Vitesse perpendiculaire des fluctuations ($V_{\perp}(t)$) dans le cas de l'appui haut (a) et bas (b). Sont superposés le signal brut (noir), les signaux filtrés avec filtres de type Fourier (bleu) et de type transformée de Hilbert-Huang (rouge) et l'enveloppe instantanée des oscillations (tirets rouge).

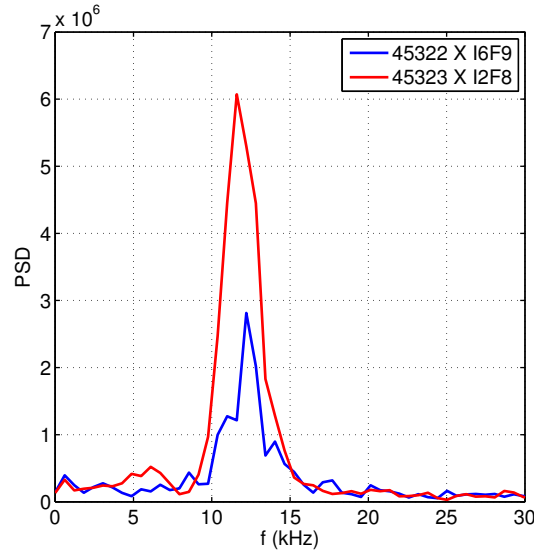
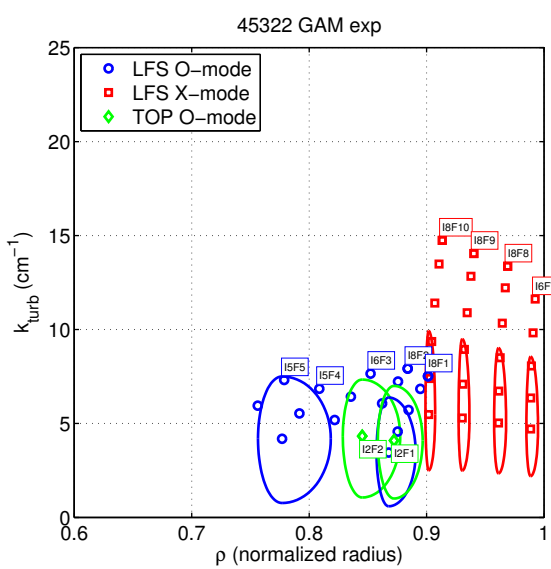


FIGURE 4.25 – Comparaison des densités spectrales de puissance pour les signaux de la figure 4.24.

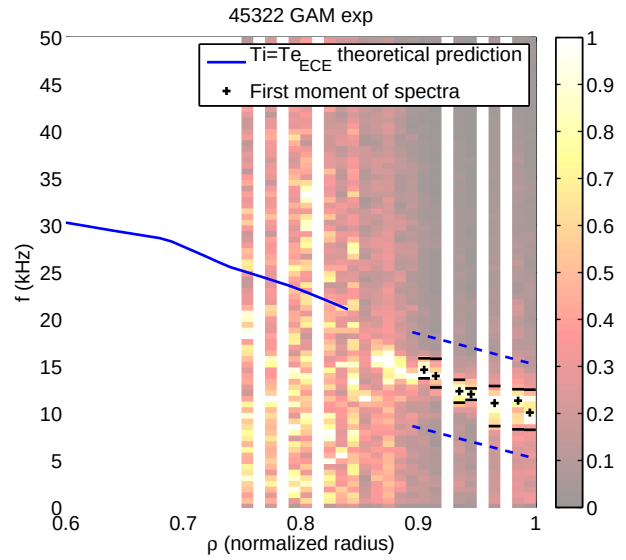
On présente dans un premier temps des caractéristiques des GAMs calculées avec la théorie de Fourier. Des caractérisations issues de la transformée de Hilbert-Huang seront présentées plus tard dans cette partie. On présente d’abord la densité spectrale de puissance (Welch) des séries temporelles $V_{\perp}(t)$, qui permet d’identifier clairement les pics GAM (figure 4.25). On dispose d’un ensemble de mesures recouvrant une zone radiale assez large, à différents nombres d’onde : on peut obtenir une cartographie de la fréquence GAM en traçant les contours de la densité spectrale en fonction de (f_{GAM}, ρ) , regroupant les mesures effectuées à des rayons proches, par intervalles de rayon $\delta\rho = 0.01$. Dans chaque intervalle, on fait la moyenne des densités spectrales, pondérée au pro rata de la durée de chaque signal. À fins de lisibilité, les spectres sont normalisés à leur maximum. Les mesures sont présentées en figure 4.26. En figures 4.26b-d, le GAM apparaît très clairement dans les mesures en mode X ($\rho > 0.9$) dans le domaine de 10 – 15 kHz. En comparaison, la prédiction théorique de fréquence GAM est tracée en bleu. Toutefois, il s’agit d’une estimation relativement grossière, car seule la température électronique est connue dans ces chocs et que pour $\rho < 0.85$. La prédiction affichée est celle de Sugama (cf § 1.3.2) où T_i est défini comme étant égal à T_e . On constate une bonne continuité entre le profil de prédiction et le profil expérimental. Cet accord relatif pourrait être moins bon dans le plasma de bord, où $T_e < T_i$ [KGP⁺08].

La fréquence GAM expérimentale des mesures mode X est calculée par la moyenne pondérée de la densité spectrale dans l’intervalle entre f_1 et f_2 délimité par les tirets bleus en figures 4.26b-d. Les valeurs de f_{GAM} sont affichées en figures 4.26b-d sous la forme de symboles “+” noirs. On associe à ces valeurs des barres d’erreur, déterminées manuellement par l’observation de la largeur du pic. Les profils de fréquence, représentés séparément en figure 4.27a, sont superposables dans les barres d’erreur. Le changement d’appui ne modifie pas la fréquence GAM de façon visible.

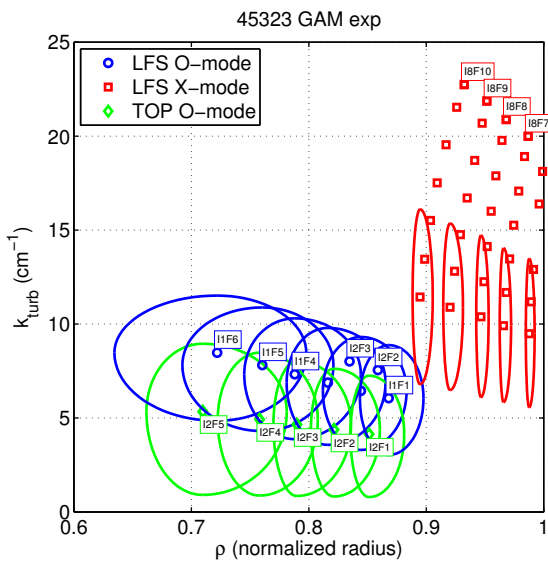
Pour quantifier l’intensité du GAM, on sélectionne les acquisitions en mode X pour les nombres d’onde des fluctuations compris entre 10 et 15 cm^{-1} (choc 45322 : déclenches 5-6-7, fréquences 7 à 10, quand disponibles ; choc 45323 : déclenches 1-2-3, fréquences 6 à 10, quand disponibles). Cet intervalle en nombre d’onde correspond à l’intersection des domaines balayés par les ensembles des mesures disponibles. Écarter les mesures à trop faible $k_{\perp}$ permet de réduire l’effet de la résolution en $k_{\perp}$ sur l’incertitude de l’amplitude des oscillations GAM observées. On définit l’intensité des oscillations en $V_{\perp}$ par la valeur RMS (*root mean square*) de celles-ci : $A_{GAM} = RMS(V_{\perp, GAM}^{FFT})$, où



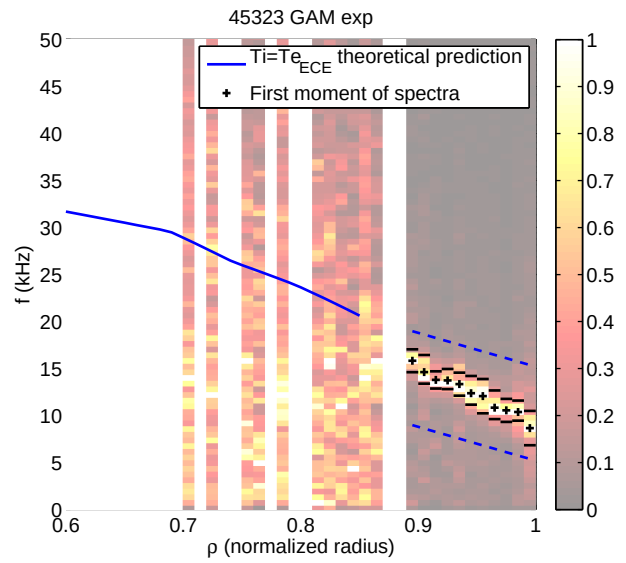
(a) 45322 / TOP : localisation des mesures



(b) 45322 / TOP : profils par spectres moyennés



(c) 45323 / BOTTOM ; localisation des mesures



(d) 45323 / BOTTOM : profils par spectres moyennés

FIGURE 4.26 – Observation de profils de fréquence GAM dans les chocs 45322/45323.

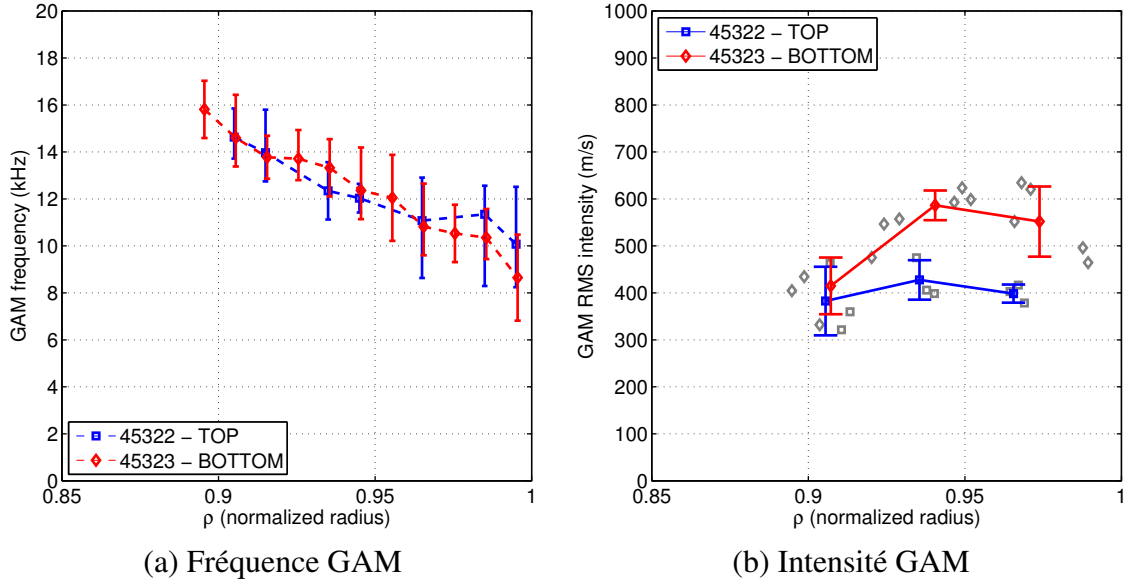


FIGURE 4.27 – Comparaison des profils de fréquence et d'intensité du GAM des mesures mode X dans les chocs 45322/45323.

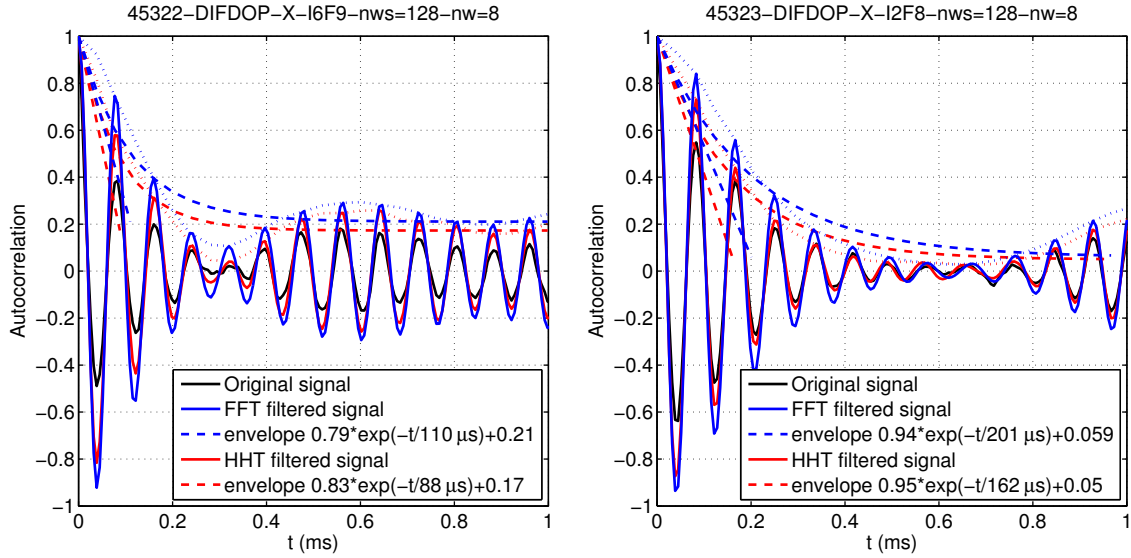
$V_{\perp, \text{GAM}}^{\text{FFT}}$ est la composante oscillante de $V_{\perp}$, isolée par un filtre passe-bande (cf. description au § 4.2.1) dont les bornes en fréquence sont les f_1 et f_2 ont été introduites précédemment (figure 4.26). Seules les données d'acquisition expérimentales en mode X sont exploitées ici, car le GAM n'est significatif que pour $\rho > 0.9$. Les résultats sont présentés en figure 4.27b, pour chaque point de mesure (symboles gris) et sous forme synthétique en regroupant radialement les données par groupes de trois à cinq points de mesure, la barre d'erreur représentant la variance entre les mesures (profils de couleur). Les résultats montrent que le GAM du choc en appui bas est plus intense pour $\rho > 0.95$. Son amplitude RMS est de l'ordre de 550 m/s alors que dans le cas de l'appui haut elle n'est que de 400 m/s, à $\pm 10\%$. Le changement d'appui a donc un effet significatif sur l'intensité du GAM au bord.

On ajuste la fonction d'autocorrélation présentée en figures 4.28a-b avec la méthode détaillée au § 4.2.3.3, employant les filtrages basées sur la théorie de Fourier et sur la transformée de Hilbert-Huang. Puis, les données de mesures sont regroupées trois par trois et l'on obtient les profils radiaux de τ dans chaque scénario. On observe que les mesures sont comparables pour $\rho = 0.9$ mais que, pour $\rho = 0.97$, τ est nettement supérieur dans le cas de l'appui bas (environ trois périodes GAM) que dans l'appui haut (environ deux périodes GAM).

Ce contraste en intensité et en temps d'autocorrélation du GAM peut être lié à une variation de l'état turbulent. En figure 4.29 sont tracées les densités spectrales de puissance de signaux représentant les fluctuations d'une même échelle $k_{\perp} \approx 12.5 \text{ cm}^{-1}$ sondées à un rayon très proche d'environ $\rho \approx 0.94$. Le spectre acquis dans le cas de l'appui bas a une puissance (intégrale de la densité spectrale) environ sept fois supérieure au cas de l'appui haut. Même si l'analyse des spectres DBS ne renseigne sur les propriétés turbulentes qu'à une seule échelle, cette constatation suggère que l'intensité turbulente est plus importante dans le cas de l'appui bas, ce qui serait cohérent avec une excitation GAM plus intense.

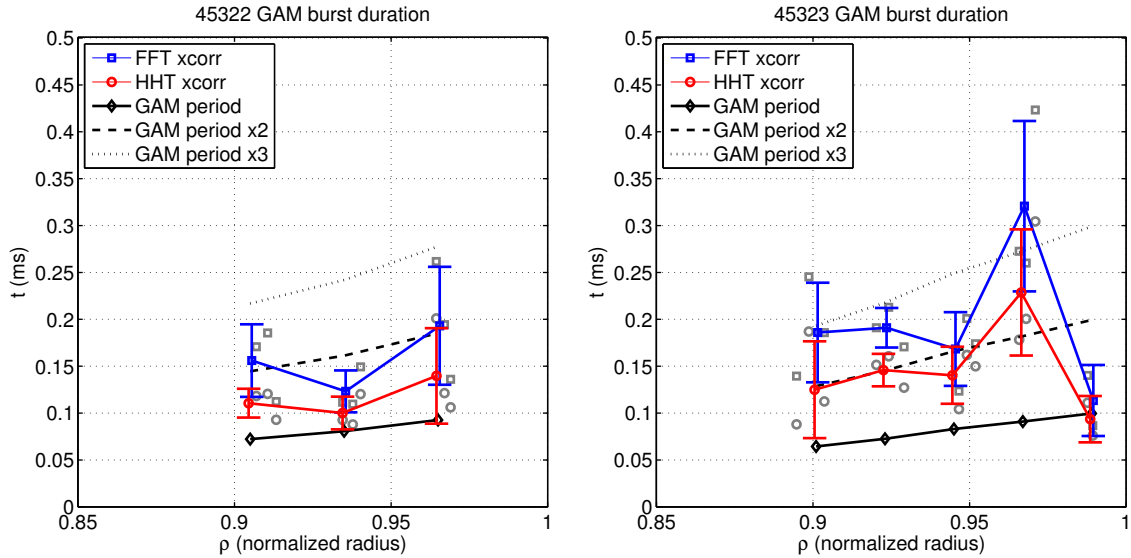
En conclusion, on a montré que la modification du point de contact affecte les GAMs dans le plasma de bord. En particulier, même si les profils de fréquence GAM sont superposables d'un cas à l'autre, le GAM est significativement plus intense dans le cas de l'appui bas et son temps d'autocorrélation est supérieur. Une modification des spectres de rétrodiffusion Doppler est également constatée.

Ces observations suggèrent que les flots externes à la séparatrice affectent la turbulence dans une zone étendue du bord du plasma.



(a) Illustration de l'autocorrélation de $V_{\perp}$ dans le cas du choc 45322

(b) Illustration de l'autocorrélation de $V_{\perp}$ dans le cas du choc 45323



(c) Temps d'autocorrélation du GAM dans le choc 45322

(d) Temps d'autocorrélation du GAM dans le choc 45323

FIGURE 4.28 – Temps d'autocorrélation des bouffées GAM entre les scénarii d'appuis haut et bas.

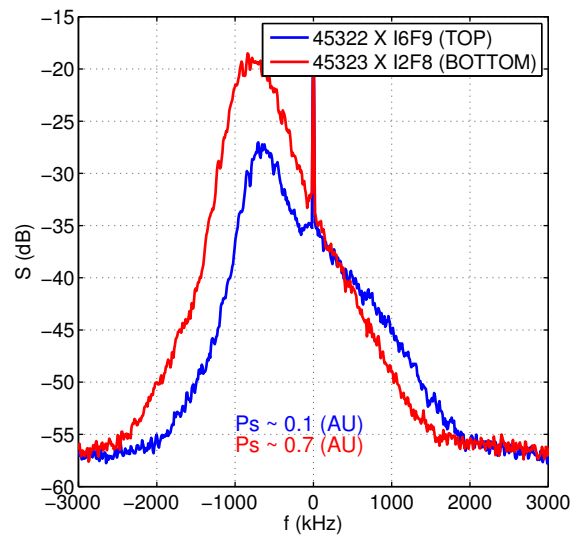


FIGURE 4.29 – Comparaison des spectres DBS pour des mesures à $\rho \sim 0.94$ et $k_{\perp} \sim 12.5 \text{ cm}^{-1}$.

Chapitre 5

Comparaison des propriétés du mode géodésique acoustique entre expériences sur Tore Supra et une simulation gyrocinétique

Dans cette partie, on présente l'analyse du GAM dans une série d'expériences sur Tore Supra, caractérisée par une variation de la collisionnalité tandis que les paramètres plasma $\rho^* = \rho_s/a$ et β sont maintenus constants. On confronte ces mesures aux prédictions d'une simulation gyrocinétique avec le code GYSELA, aux paramètres d'entrée réalistes. Dans un premier temps, on mesure le profil radial de fréquence GAM dans les mesures expérimentales (§ 5.1) et dans la simulation (§ 5.2), puis on compare ces résultats aux prédictions théoriques (§ 5.3). Ensuite, on met en évidence un comportement propagatif du GAM dans la simulation (§ 5.4). Ces résultats introduisent l'étude du § 5.5 sur l'intensité du GAM en valeur moyenne, sur ses variations temporelles d'intensité et enfin sur le temps caractéristique d'autocorrélation de ses bouffées d'oscillations.

Dès que possible, les résultats sont comparés entre expérience et simulation. Ce travail poursuit de précédents travaux, par exemple la comparaison entre les simulations avec GTC et les plasmas de HL-2A [LLY⁺09, LLDZ10] et celle entre les résultats du code ELMFIRE et les plasmas de FT-2 [LBG⁺12, GAB⁺13]. Cette étude est la première à comparer les propriétés du GAM dans un plasma de grande taille ($R_0 = 2.4\text{ m}$, $a = 0.72\text{ m}$) et avec un chauffage significatif (2 à 5 MW de puissance ICRH injectés).

5.1 Observation expérimentale des GAMs

5.1.1 Cadre de l'étude : scan adimensionnel de la collisionnalité dans Tore Supra

Dans une série d'expériences de la campagne expérimentale de Tore Supra de 2010, l'effet de la collisionnalité sur le transport et la turbulence a fait l'objet d'une étude paramétrique adimensionnelle (appelée par la suite *scan adimensionnel*), dans laquelle un paramètre sans dimension est varié d'une décharge à une autre [VHG⁺11]. Ce type d'expérience est fondé sur le fait que la dynamique du plasma peut être décrite à partir d'un ensemble réduit de paramètres sans dimension tels que le rayon de Larmor normalisé $\rho^* = \frac{\rho_i}{a}$, le rapport entre pression thermique et pression magnétique $\beta = \frac{nT}{B^2/2\mu_0}$, le rapport entre fréquence des collisions ioniques et fréquence d'orbite banane $\nu^* = \frac{\nu_{ii}qR}{\varepsilon^{3/2}V_{t,i}}$, le facteur de sécurité q ou encore le rapport d'aspect ε . Le principe d'un tel scan est de réaliser des expériences

dédiées dans lesquelles un seul de ces paramètres sans dimension est varié et les autres maintenus constants. Dans les expériences analysées lors de ce travail de thèse, seule la collisionnalité normalisée ν^* a été changée entre deux décharges, en gardant, autant que possible, les paramètres $\rho^* = \frac{\rho_i}{a}$, $\beta = \frac{nT}{B^2/2\mu_0}$, ainsi que la géométrie du plasma (q , R_0 et a), identiques. À géométrie constante, ne varier que ν^* implique une variation coordonnée de la température, de la densité plasma ainsi que du champ magnétique. En effet, on a $\rho^* \sim T^{1/2}/B$, $\nu^* \sim 1/T^2$ et $\beta \sim nT/B^2$. Pour ne changer que ν^* , il faut varier T en gardant n et T/B^2 constants.

Dans ce scan, l'augmentation de T est donc compensée par une baisse de B . Pour faire varier T , le chauffage additionnel ICRH change entre les deux décharges : sa puissance est supérieure dans le cas bas ν^* . Le profil de densité est maintenu constant, en particulier dans la zone de mesure $\rho > 0.6$. Pour maintenir le facteur de sécurité constant lors de la variation du champ B , le courant plasma I_p est adapté. Les points communs et différences entre les deux scénarii sont reportés au tableau 5.1.

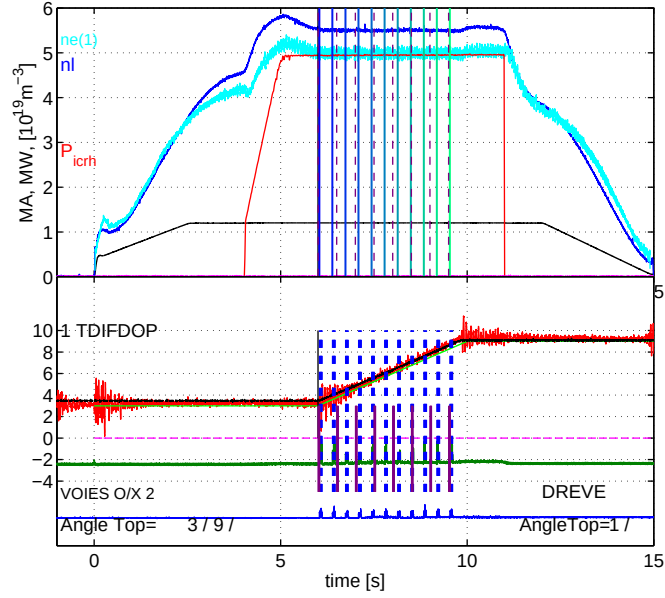
Ces expériences ont été spécialement optimisées pour la mesure de la turbulence par rétrodiffusion Doppler. Ainsi, les deux décharges du scan (bas ν^* et haut ν^*) ont été répétées avec plusieurs configurations du diagnostic en termes de fréquence sonde, d'angle d'antenne et de durée d'acquisition. Au cas bas ν^* , correspondent les chocs 45492 et 45493 (acquisitions courtes), 45494 (acquisitions intermédiaires) et 45495 (acquisitions longues). Les chocs correspondant au cas haut ν^* sont les 45508 et 45509 (acquisitions courtes), 45510 (acquisitions longues), 45511 (acquisitions intermédiaires) et 45512 (acquisitions courtes). La figure 5.1 présente le déroulement temporel de deux de ces décharges, 45493 et 45509, dont les temps d'acquisition et angles d'antenne correspondent à une configuration d'acquisition courte.

Les profils radiaux des principaux paramètres plasmas sont présentés sur la figure 5.2. Pour ces expériences, les mesures par diffusion Thomson (THOM) et par émission cyclotronique électronique (ECE) sont utilisées conjointement pour la détermination du profil radial de la température électronique. Le profil de température ionique est obtenu par spectroscopie de recombinaison d'échange de charges (CXRS) et le profil de densité est issu des mesures de réflectométrie à balayage (§ 2.2.2). En revanche, les mesures du système d'interférométrie sont utilisées en complément de celles de la réflectométrie pour la localisation des mesures Doppler avec le code de tracé de rayon (§ 2.2.3). L'équilibre magnétique de ces décharges est calculé à l'aide du code CRONOS à partir des profils de température et de densité lissés, présentés dans la figure 5.2.

Caractéristiques communes		Scénario	Bas ν^*	Haut ν^*
q_a	4	B	3.87 T	2.86 T
R_0	2.39 m	I_p	1.2 MA	0.87 MA
a	0.72 m	Chauffage ICRH	5 MW	2 MW
n_e au cœur	$5 \times 10^{19} m^{-3}$	T_i au cœur	2.4 keV	1.4 keV
ρ^* à $\rho = 0.8$	2×10^{-3}	T_i au bord	0.6 keV	0.2 keV
β à $\rho = 0.8$	5×10^{-4}	ν^* à $\rho = 0.8$	0.4	2
section	circulaire	Point de contact	Toroïdal	Toroïdal + bas champ

TABLE 5.1 – Comparaison des caractéristiques des scénarii bas et haut ν^*

(a) Choc 45493 (bas v^*)



(b) Choc 45509 (haut v^*)

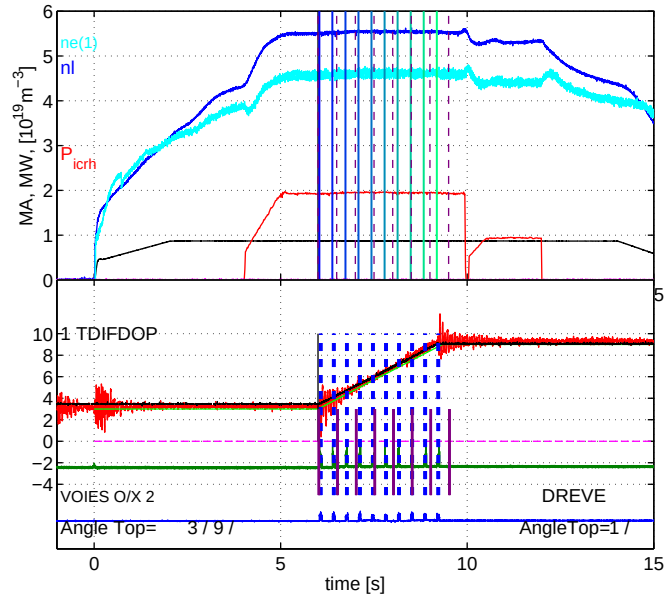
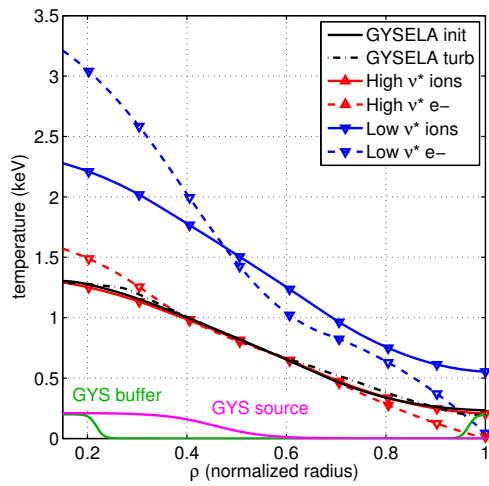
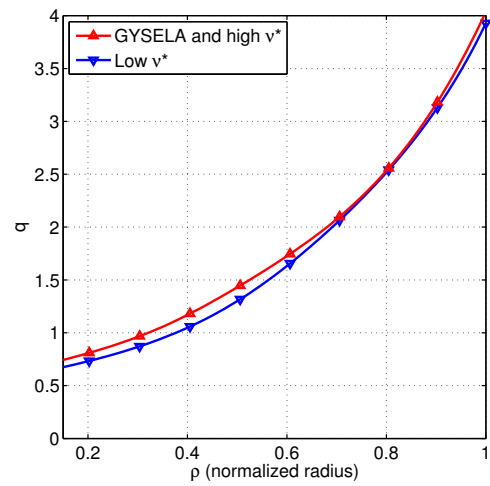


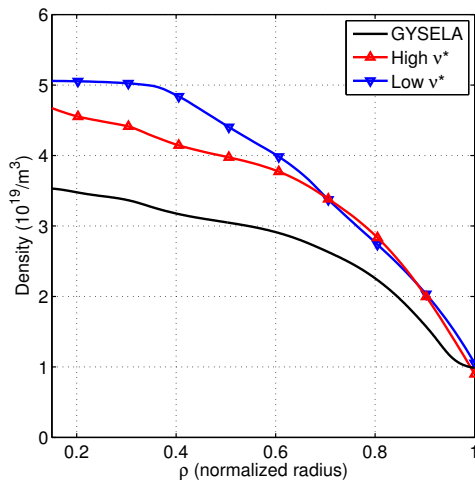
FIGURE 5.1 – Scénarii des deux chocs du scan en v^* (haut – courant plasma en noir, puissance ICRH en rouge, densité au cœur en cyan, densité linéique en bleu marine) et exemple de réglages du diagnostic de rétrodiffusion Doppler (bas – consigne d'angle d'antenne DIFDOP en noir, angle d'antenne DIFDOP mesuré en rouge, déclenches d'acquisition DIFDOP en tirets bleus, déclenches d'acquisition DREVE en tirets magenta).



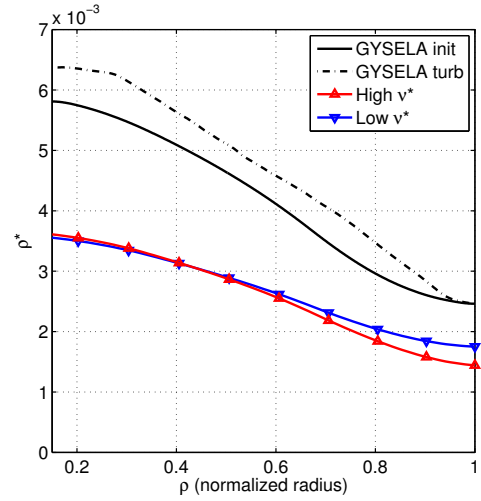
(a) Température.



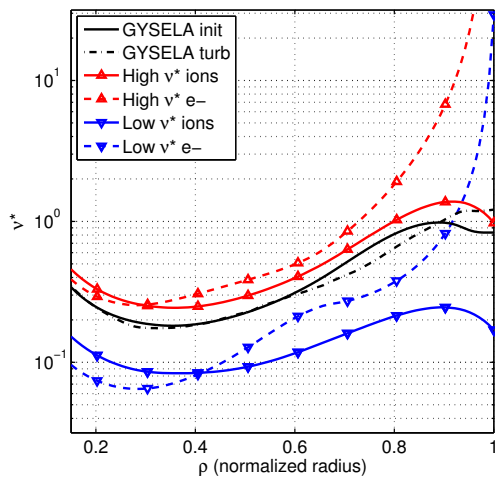
(b) Facteur de sécurité q .



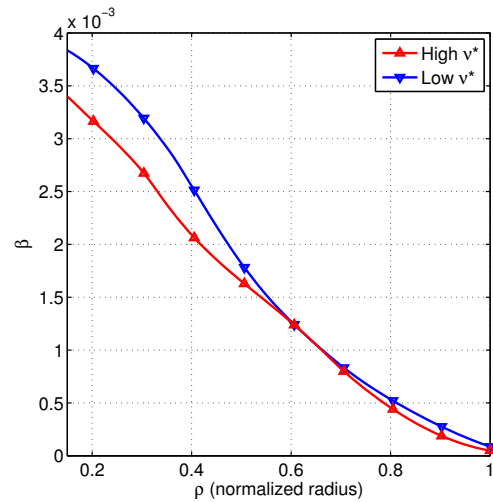
(c) Densité électronique.



(d) Profils de ρ^* .



(e) Profils de ν^* .



(f) Profils de β .

FIGURE 5.2 – Comparaison des profils radiaux expérimentaux (issus de la modélisation par CRO-NOS) et ceux de simulation avec GYSELA (voir § 5.2.2 – la densité et la température sont présentés sous forme dimensionnée).

5.1.2 Identification du GAM

Dans un travail précédent [VHGtTST12], comme dans beaucoup de travaux sur ce thème (cf. § 1.3.1), l'hypothèse qu'une oscillation de la vitesse perpendiculaire mesurée au bord du plasma à une fréquence de l'ordre de quelques kHz (qui croît avec la température du plasma et qui est très comparable à la prédiction théorique de fréquence GAM) correspond à un GAM a été faite sans validation de la structure poloïdale du mode. En réalité, pour être complète, l'identification du GAM nécessite une connaissance de la structure poloïdale du mode afin de le distinguer du mode Beta Alven Eigenmode (BAE cf. § 1.3.1).

Pour cette raison, on s'intéresse aux nombres de mode poloïdal (m) et toroïdal (n) des perturbations. En effet, on rappelle que le champ de vitesse oscillant associé au GAM est de type $m = n = 0$, soit en phase sur toute une surface magnétique, et que la densité est perturbée avec une structure de type $m = 1$, oscillant en opposition de phase entre le haut et le bas du plasma.

On commence par montrer le caractère $m = n = 0$ de l'oscillation de vitesse observée. Pour cela, on sélectionne le choc 45510 (haut v^*) où des acquisitions simultanées dans le plan équatorial (DIFDOP mode O I2F1) et le haut de la machine (DREVE mode O I3F1) sont exploitables. On rappelle que DIFDOP et DREVE mesurent à des angles toroïdaux différents avec $\Delta\phi = 210^\circ$. Les deux mesures sélectionnées ont été effectuées à $\rho \approx 0.82$ et $k_\perp \approx 5 \text{ cm}^{-1}$ (cf. figure 5.13a). On superpose en figure 5.3a les spectres de $V_\perp$ dans chaque signal et on constate la présence d'un pic commun, à environ 15 kHz . Le calcul de la densité interspectrale de puissance confirme cette observation (figure 5.3b, en noir). Ensuite, on examine l'interphase entre les deux signaux en figure 5.3b, en rouge. On observe que la phase est distribuée de façon apparemment aléatoire sur tout le spectre, sauf pour le pic supposé GAM, où la phase est proche de zéro. De façon équivalente, on peut vérifier la corrélation des signaux dans le domaine temporel : pour cela il est plus aisé de filtrer les signaux $V_\perp$ par un filtre passe-bande autour de la fréquence du GAM (les bornes et la réponse fréquentielle sont reportées en figure 5.3a). L'intercorrélation des signaux est tracée en figure 5.3c. Une forte corrélation est trouvée pour un décalage temporel nul, d'un maximum local proche de $C = 0.5$, quoique l'enveloppe des oscillations du profil d'autocorrélation semble décalée d'une demi-période. Ce degré de corrélation significatif, largement supérieur au degré de corrélation observé aux temps longs ($C \sim 0.1$ pour $|dt|$ entre 1 et 4 ms), conforte l'idée que le champ de vitesse observé satisfait bien $m = n = 0$.

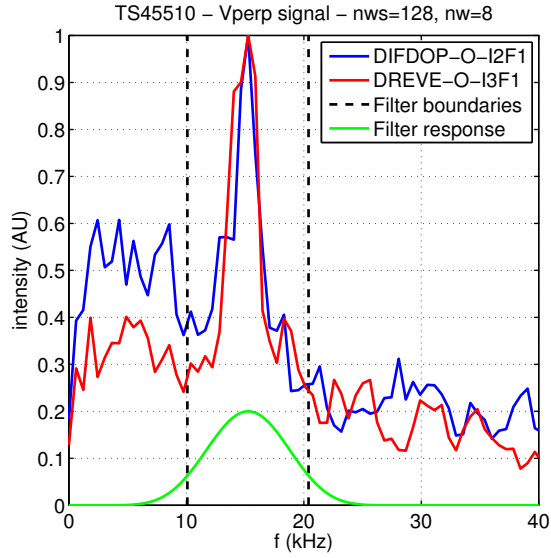
Afin de tester le caractère $m = 1$ des perturbations en densité, on analyse l'évolution de l'intensité des fluctuations de densité oscillant à la fréquence GAM aux deux angles poloïdaux ($\theta \approx 0$ et $\theta \approx 90^\circ$), dans ces mêmes mesures DBS. La variation de l'intensité des fluctuations de densité peut être déduite de l'intensité du signal rétrodiffusé qui correspond à la transformée de Fourier des fluctuations de densité à une échelle de mesure donnée (cf. section § 2.1.2).

Une perturbation $m = 1$ haut/bas en densité fait osciller verticalement les couches de coupure (voir figure 5.4) et engendre une modulation de la position de la zone de rétrodiffusion des faisceaux DBS qui sondent le plasma par le haut (DREVE). Ce déplacement de la couche de coupure peut induire dans le signal une modulation du niveau de fluctuation mesuré, du fait de la variation du niveau des fluctuations en fonction du rayon (cf. figure 1.12) et/ou du gradient poloïdal de dn/n dû au ballonnement des fluctuations turbulentes. Pour les mesures verticales, on s'attend donc à observer une modulation de l'intensité du signal DBS à la fréquence GAM. À l'inverse, on s'attend à ne pas observer de telle modulation pour les signaux acquis dans le plan équatorial. On remarque qu'en toute rigueur, une telle méthode de détection ne permet pas de discerner les perturbations $m = 1$ de perturbations de m supérieur, présentant un nœud dans le plan équatorial. Elle reste néanmoins un indice fort que la perturbation est de type $m = 1$ haut/bas.

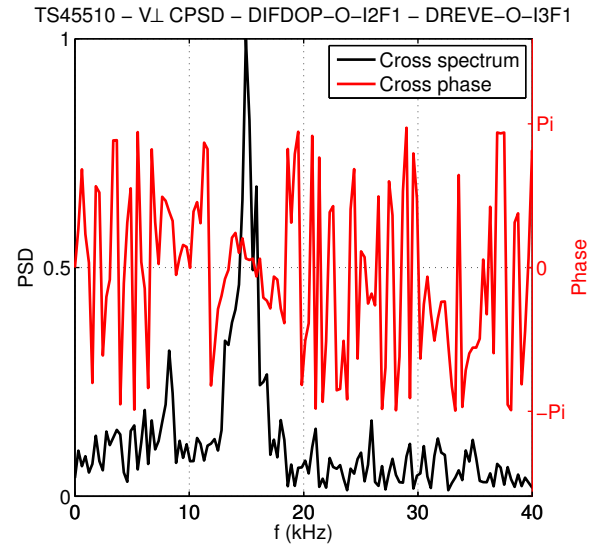
Pour comparer les mouvements du plasma et l'intensité du niveau de fluctuation, on analyse l'in-

tensité du signal à travers la valeur propre principale, λ_1 , issue de la décomposition MUSIC (voir § 4.1.3, un exemple de λ_1 est donné par la courbe rouge en figure 4.3d). L'observation de λ_1 est préférée à l'analyse directe de l'enveloppe du signal DBS car λ_1 est déterminé par le même traitement MUSIC que celui permettant d'obtenir $V_\perp$ et car il a le même échantillonnage temporel. La figure 5.5 montre la densité spectrale de puissance de λ_1 et de $V_\perp$ pour chacune des trois voies d'acquisition (mode O et mode X du plan équatorial et mode O du plan vertical). Une modulation de λ_1 à la fréquence GAM n'est visible que pour les mesures effectuées par DREVE dans le plan vertical ($\theta \approx 90^\circ$, figure 5.5c) ; cette observation est compatible avec une structure des oscillations en densité de type $m = 1$. En conclusion, on a une structure du champ de vitesse $m = n = 0$ et des perturbations en densité $m = 1$, indiquant que le mode détecté est de type GAM. Dans une étude future, il serait opportun de calculer l'interphase entre les oscillations de $V_\perp$ et de λ_1 . Si le modèle de la figure 5.4 est représentatif de la réalité, on pourrait s'attendre à observer un décalage de phase de $\pm\pi/2$ entre les deux quantités.

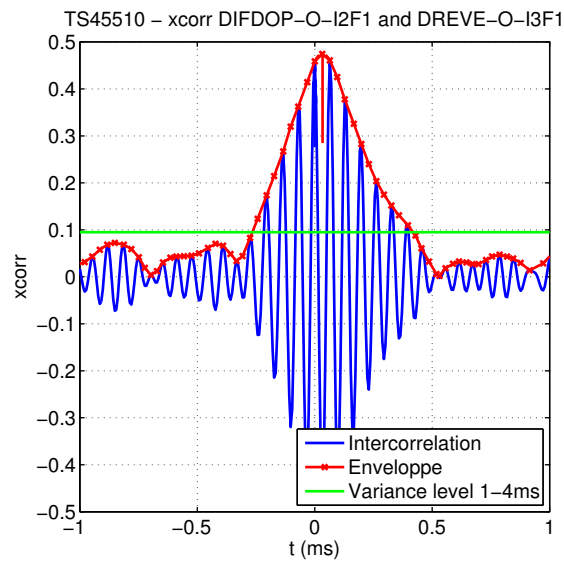
Dans le cas bas v^* , le supposé GAM est observé là où seules les mesures en mode X sont disponibles, alors que la comparaison de $V_\perp$ entre le plan équatorial et le haut de la machine n'est possible qu'à partir des mesures en mode O. Ainsi, il n'est pas possible de prouver la structure du mode comme dans le cas haut v^* . On se contente de comparer les spectres de dn dans le plan équatorial avec les spectres de $V_\perp$ dans le cas du choc 45493. En figure 5.6, on superpose les spectres de dn et de $V_\perp$ moyennés entre les onze déclenches de trois fréquences d'acquisition successives (F6, F7 et F8). Dans aucun cas n'est observée de superposition du pic GAM de $V_\perp$ avec un pic de dn . Il est ainsi plausible que le mode observé dans le cas bas v^* soit un GAM.



(a) Intercorrélation des signaux $V_{\perp}$.



(b) Densité interspectrale de puissance, interphase.



(c) Intercorrélation entre les signaux issus du plan équatorial et du haut de la machine.

FIGURE 5.3 – Intercorrélation de signaux synchrones du choc 45510 à deux angles toroïdaux distincts : I2F1 équatorial et I3F1 vertical.

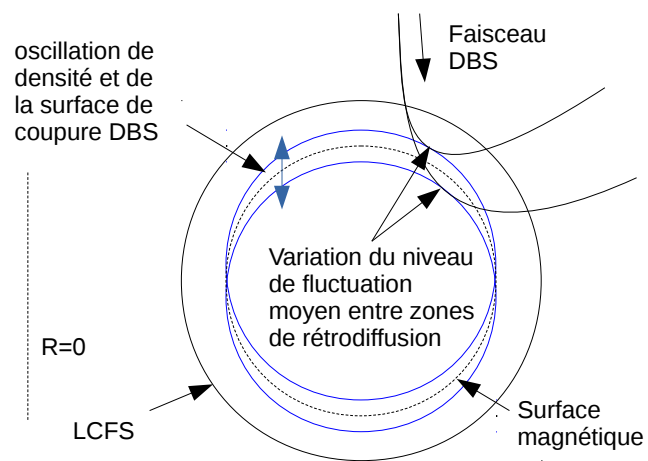
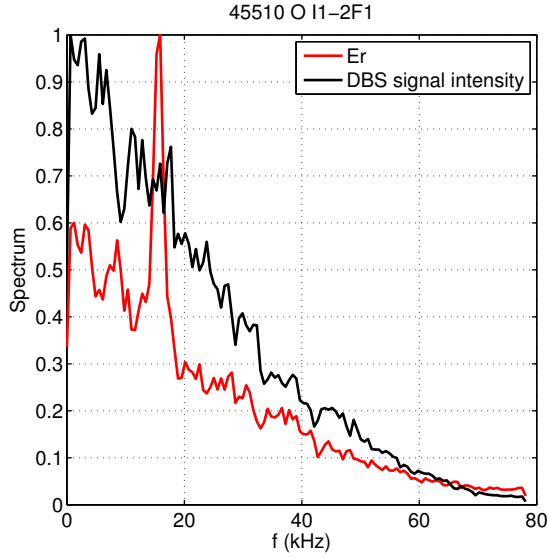
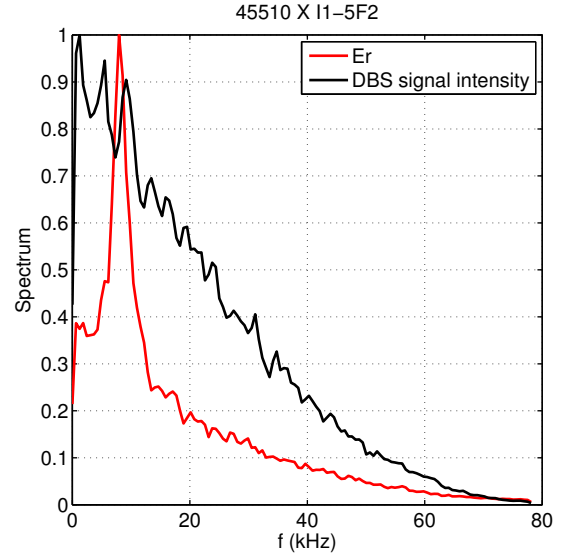


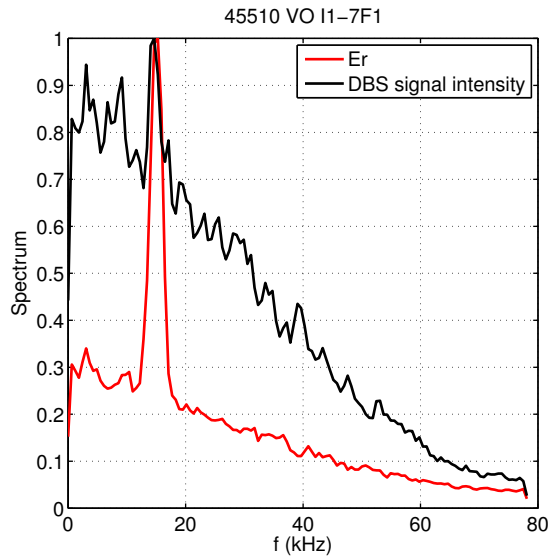
FIGURE 5.4 – Principe de l'identification des perturbations $m = 1$ en densité dans les signaux DBS.



(a) Visée équatoriale mode O à $\rho \sim 0.82$
moyenne entre les déclenches 1 et 2

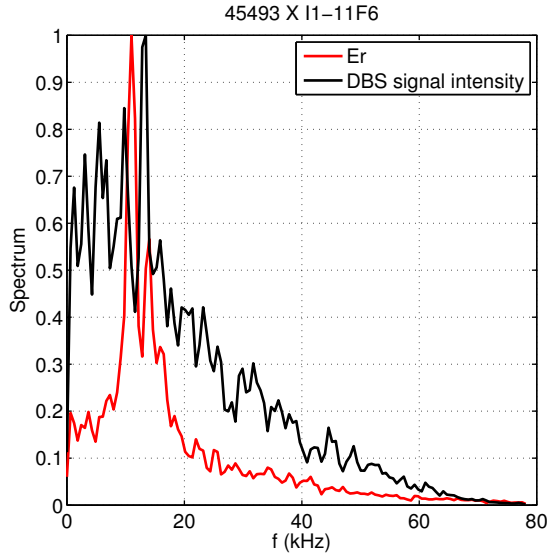


(b) Visée équatoriale mode X à $\rho \sim 0.94$
moyenne entre les déclenches 1 à 5

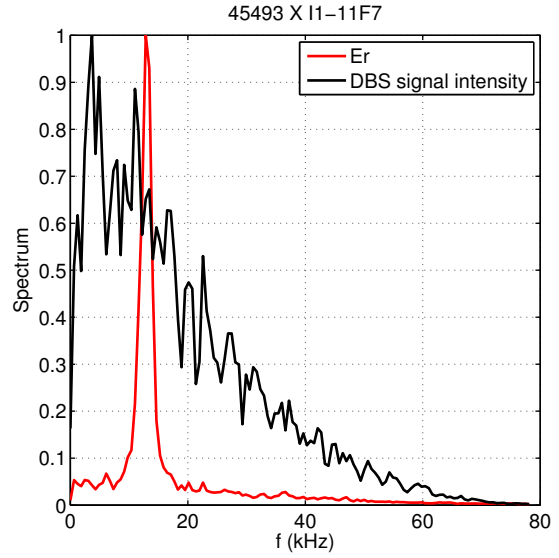


(c) Visée verticale mode O à $\rho \sim 0.82$
moyenne entre les déclenches 1 à 7

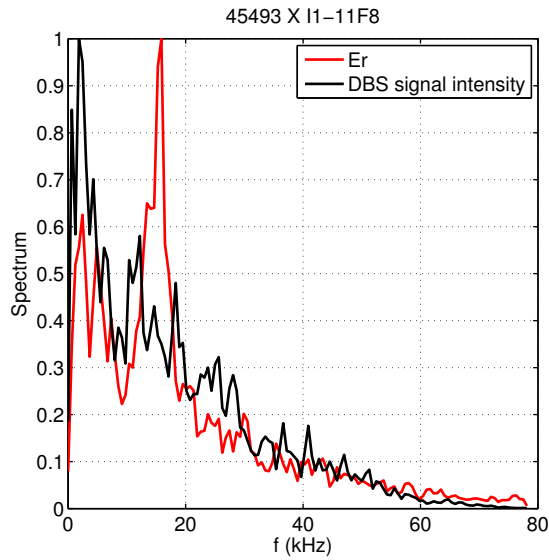
FIGURE 5.5 – Pour chaque canal d’acquisition du choc 45510 (haut v^*), superposition du spectre de $V_{\perp}$ (rouge) et du spectre de la valeurs propre représentative de dn (noir).



(a) Visée équatoriale mode X à $\rho \sim 0.96$
moyenne entre les déclenches 1 et 11



(b) Visée équatoriale mode X à $\rho \sim 0.93$
moyenne entre les déclenches 1 à 11



(c) Visée équatoriale mode X à $\rho \sim 0.88$
moyenne entre les déclenches 1 à 11

FIGURE 5.6 – Superposition de spectres de $V_{\perp}$ (rouge) et de valeurs propres représentatives de dn (noir) pour chaque canal d'acquisition du choc 45493 (bas v^*).

5.1.3 Détermination des profils de fréquence GAM dans l'expérience

Lors du scan en collisionnalité, de nombreuses mesures ont été réalisées, réparties entre plusieurs décharges identiques. On peut ainsi regrouper les données de toutes les séquences temporelles (d'une même décharge et/ou d'un groupe de décharges identiques) pour augmenter la statistique ou la couverture spatiale des mesures. Après avoir déterminé la localisation de chaque mesure dans le plan $(\rho, k_\perp)$ avec le code de tracé de rayon (§ 2.1.7), les spectres de puissance sont regroupés par localisation radiale dans des fenêtres radiales d'une largeur $\delta\rho = 0.01$ de façon à obtenir une carte de l'intensité spectrale en fonction du rayon et de la fréquence $S(\rho, f)$. Les spectres de mesures dans une même fenêtre radiale $(\rho \pm \delta\rho/2)$ sont moyennés au pro rata de la durée de chaque séquence temporelle. Pour chaque mesure, on calcule la densité spectrale avec l'estimateur spectral moyenné *Welch* et des fenêtres de 256 points ($\delta f \sim 0.6 \text{ kHz}$). Le regroupement des mesures consiste à moyenner une fois de plus les estimations entre elles.

Les résultats sont présentés dans les figures 5.7 à 5.15, avec à gauche la position de la mesure DBS dans le plan $(\rho, k_\perp)$, indiquant la localisation du faisceau près de la coupure (estimant le volume de mesure) et la résolution en nombre d'onde des fluctuations sondées. À droite, les cartes spectrales (ρ, f) sont reproduites. On y observe des oscillations dans le domaine de 10 à 15 kHz. À titre indicatif, la prédiction de fréquence GAM de Sugama (cf. § 1.3.2) est superposée aux spectres. L'écart entre contenu spectral et prédiction est discuté plus loin. À fins de lisibilité des cartes spectrales, pour chaque rayon, le spectre est normalisé à 1. Sans normalisation, on observe de façon générale des oscillations GAM plus fortes au bord. Cet aspect sera décrit lorsque l'intensité du GAM sera quantifiée.

Dans le cas bas v^* (figures 5.7 à 5.10), les mesures mode O et mode X sont effectuées sur des intervalles radiaux disjoints. Le GAM est principalement observé sur les mesures mode X, les plus proches du bord du plasma, soit pour $0.86 < \rho < 0.97$. Pour les mesures du cas haut v^* (figures 5.11 à 5.15), le GAM apparaît pour $0.75 < \rho < 0.98$. Il existe un intervalle radial dans lequel des mesures des deux modes O et X sont exploitables. Les mesures pour le cas haut v^* sont plus abondantes, spécialement pour $\rho > 0.85$. Les résultats sont synthétisés dans la figure 5.16.

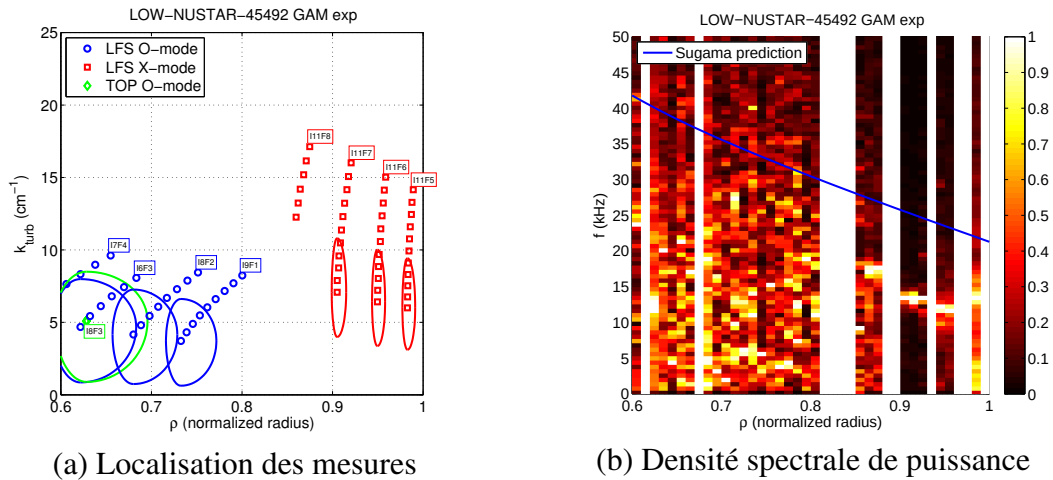
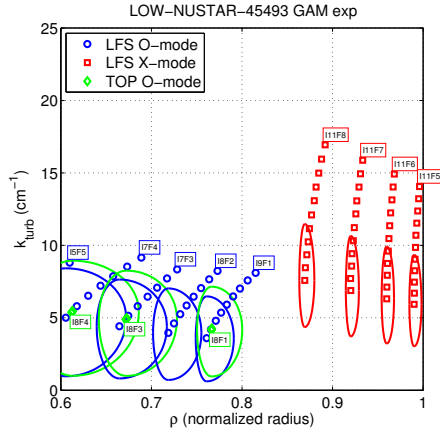
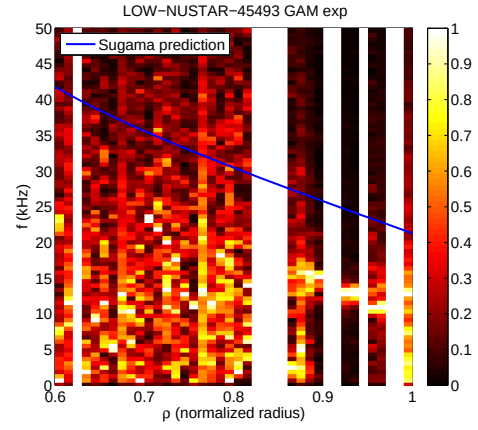


FIGURE 5.7 – Choc 45492 (bas v^* , 33000 points par acquisition)

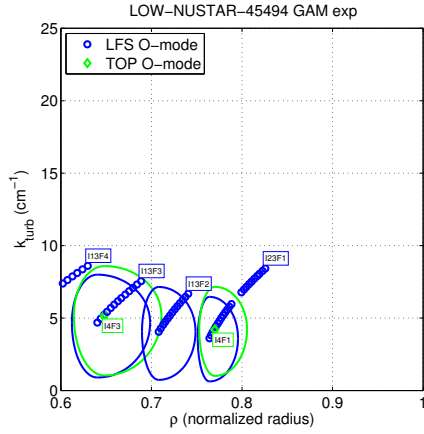


(a) Localisation des mesures

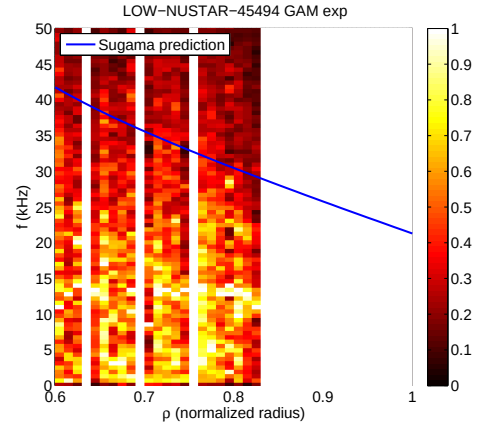


(b) Densité spectrale de puissance

FIGURE 5.8 – Choc 45493 (bas v^* , 33000 points par acquisition)

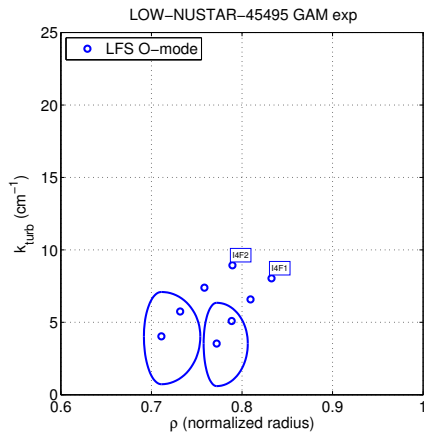


(a) Localisation des mesures

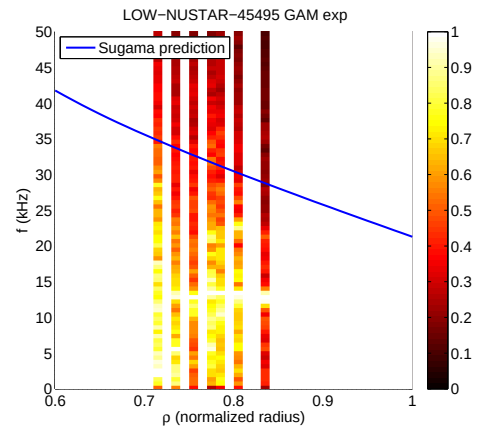


(b) Densité spectrale de puissance

FIGURE 5.9 – Choc 45494 (bas v^* , 66000 points par acquisition)

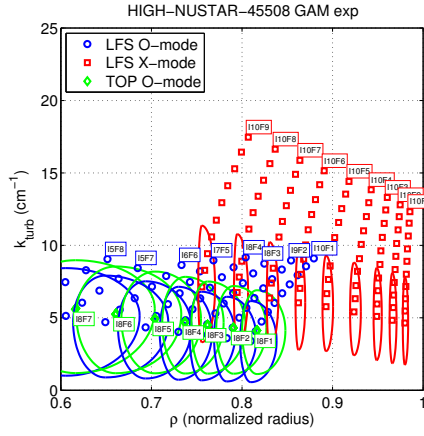


(a) Localisation des mesures

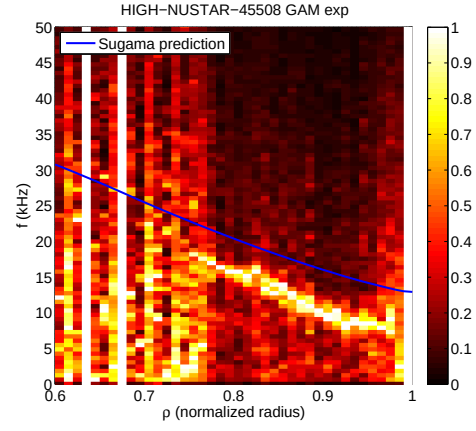


(b) Densité spectrale de puissance

FIGURE 5.10 – Choc 45495 (bas v^* , 530000 points par acquisition)

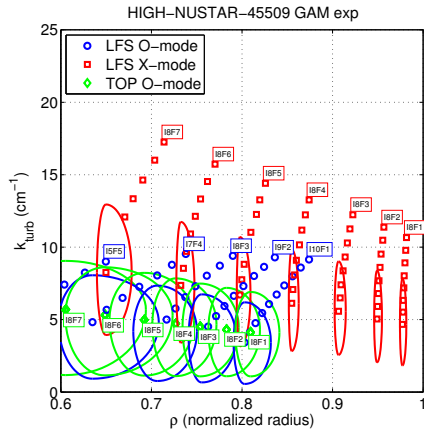


(a) Localisation des mesures

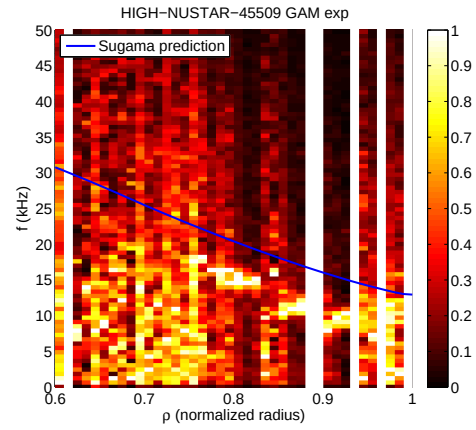


(b) Densité spectrale de puissance

FIGURE 5.11 – Choc 45508 (haut v^* , 33000 points par acquisition)

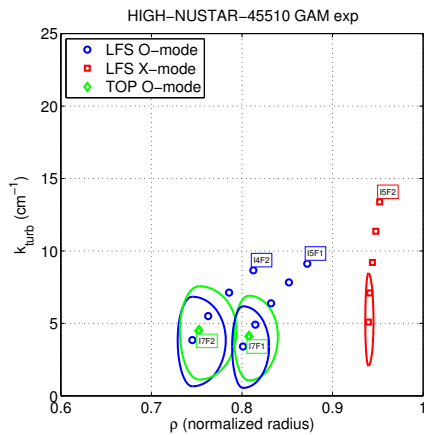


(a) Localisation des mesures

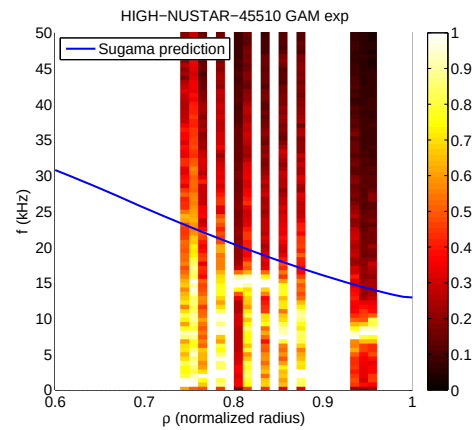


(b) Densité spectrale de puissance

FIGURE 5.12 – Choc 45509 (haut v^* , 33000 points par acquisition)

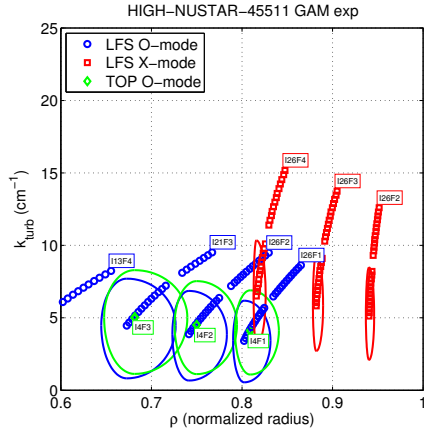


(a) Localisation des mesures

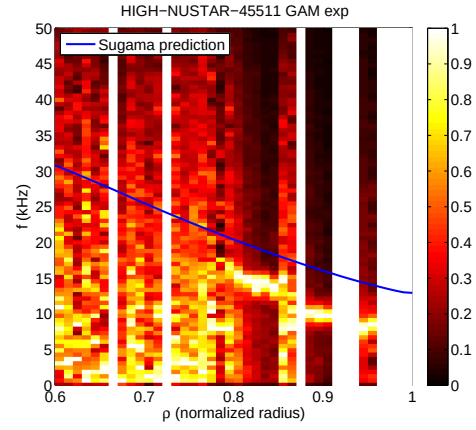


(b) Densité spectrale de puissance

FIGURE 5.13 – Choc 45510 (haut v^* , 530000 points par acquisition)

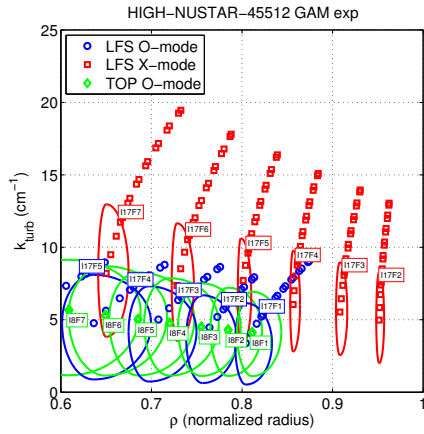


(a) Localisation des mesures

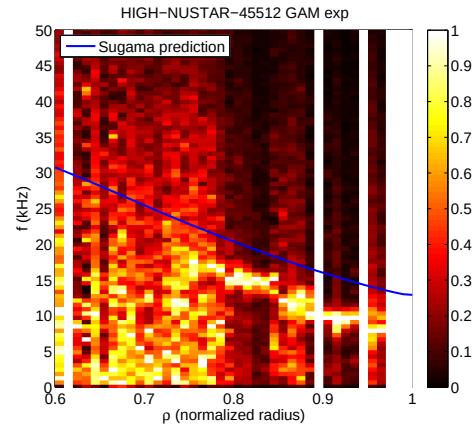


(b) Densité spectrale de puissance

FIGURE 5.14 – Choc 45511 (haut v^* , 66000 points par acquisition)

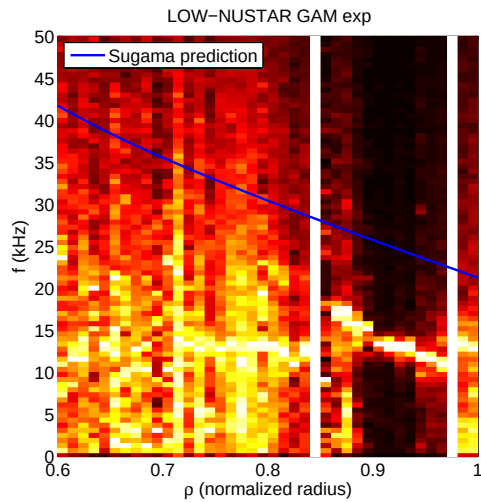


(a) Localisation des mesures

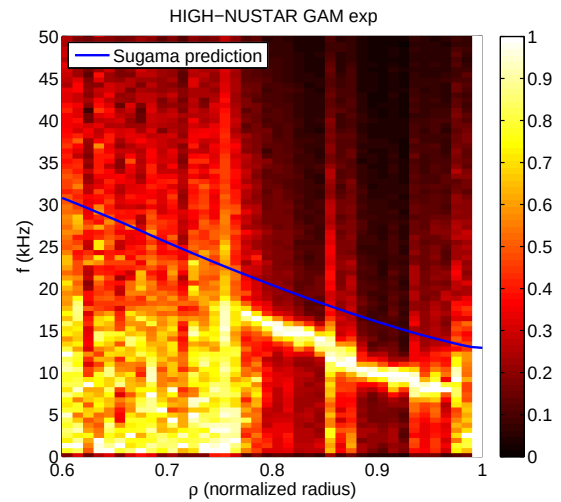


(b) Densité spectrale de puissance

FIGURE 5.15 – Choc 45512 (haut v^* , 33000 points par acquisition)



(a) Cas bas v^* .



(b) Cas haut v^* .

FIGURE 5.16 – Synthèse des observations expérimentales.

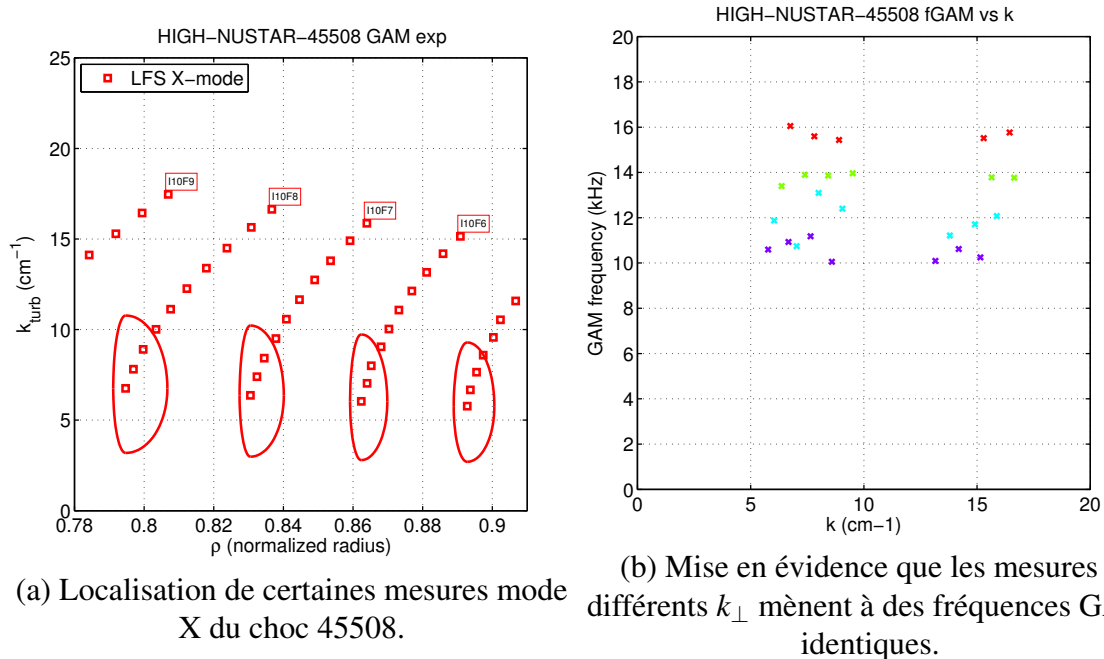


FIGURE 5.17 – Validation du calcul du rayon de rétrodiffusion par la comparaison de la fréquence GAM dans des mesures de couples différents de fréquence sonde et d’angle d’incidence de faisceau, dans le choc 45508.

La couverture continue en ρ dans la carte (ρ, f) est obtenue en partie avec des mesures à fréquence sonde donnée, pour lesquelles la variation de la localisation radiale est due à la variation de l’angle de l’antenne, qui modifie en même temps le vecteur d’onde observé (phénomène illustré au § 2.1.7 par la figure 2.7). Pour valider le bien-fondé de la superposition de ces mesures, on peut vérifier que des mesures de la fréquence GAM à un même rayon, effectuées à des couples différents de fréquence sonde et d’angle d’antenne, donnent des résultats identiques. Une telle observation s’appuie sur le fait que le GAM induit une perturbation de vitesse $E \times B$ de fréquence identique quel que soit le nombre d’onde $k_{\perp}$ de mesure DBS.

On s’intéresse ainsi au choc 45508, dont le profil de fréquence GAM varie continûment avec le rayon. Pour les quatre intervalles radiaux $0.79 < \rho < 0.80$, $0.83 < \rho < 0.84$, $0.85 < \rho < 0.87$ et $0.88 < \rho < 0.90$, on dispose de mesures pour $5 < k_{\perp} < 17 \text{ cm}^{-1}$ (figure 5.17a). On détermine la fréquence GAM de chacune de ces mesures en moyenne pondérée sur l’intervalle de la fréquence du GAM $f_{\text{GAM}} = \int_{f_1}^{f_2} P(f) f df$ avec $f_2 - f_1 = 10 \text{ kHz}$. On trouve ainsi que pour chaque groupe de mesures à rayon quasiment constant et $k_{\perp}$ variable, la fréquence GAM est constante (figure 5.17b). Ce résultat est cohérent avec la vision d’une fréquence GAM indépendante de $k_{\perp}$, confirme la consistance des données utilisées en entrée du code de tracé de rayon pour déterminer le rayon de rétrodiffusion précis de faisceaux d’incidences différentes (profil de densité, angle d’incidence des faisceaux, etc.) et, enfin, donne du crédit à la mesure de la taille des paliers observés sur les profils, objet du paragraphe suivant (§ 5.1.4).

5.1.4 Présence de paliers dans le profil de fréquence GAM

Les profils de fréquence GAM visibles en figure 5.16 semblent présenter des paliers à certaines localisations spatiales : $\rho \sim 0.92$ pour le cas bas v^* et $\rho \sim 0.82$ et $\rho \sim 0.90$ pour le cas haut v^* . On cherche ici à confirmer cette observation et à mesurer la taille de ces paliers. Pour cela, on affiche en figure 5.18 les profils de fréquence GAM fournis par les mesures en mode X, avec un regroupement des mesures dans des fenêtres radiales plus fines que précédemment ($\delta\rho = 0.005$ au lieu de 0.01).

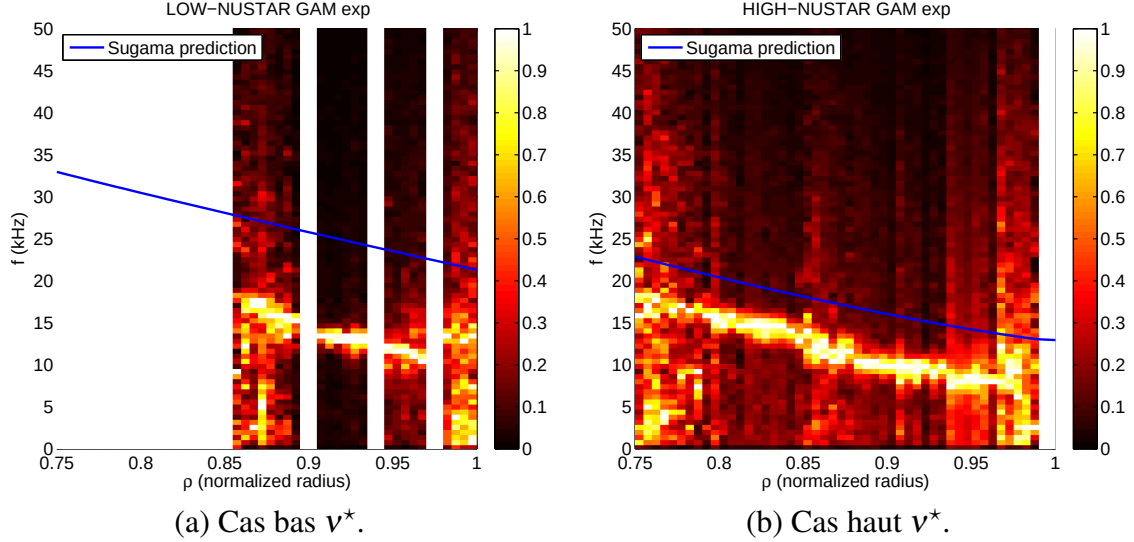


FIGURE 5.18 – Détail des profils de fréquence GAM issus des mesures en mode X.

Dans le cas bas v^* , le supposé palier à $\rho = 0.92$ et à une fréquence de 14 kHz est entouré de zones radiales où aucune donnée n'est disponible ($\rho = 0.9$ et $\rho = 0.94$). Selon l'allure du profil de fréquence GAM dans ces zones d'ombre, la largeur radiale du plateau est ainsi comprise entre $\Delta\rho = 0.03$ et 0.05. La taille du plateau de fréquence pourrait néanmoins être plus faible, car le profil de fréquences pour $0.905 \leq \rho \leq 0.935$ est issu des données de deux chocs (45492 et 45493), réparties en deux zones radiales quasiment disjointes. Les réglages de fréquence et d'angle du diagnostic sont identiques entre ces deux chocs, mais une légère variation de la densité décale de $\Delta\rho = 0.015$ les deux profils de fréquence. La taille minimale du plateau observée dans chacun des chocs 45492 et 45493 est légèrement supérieure à la résolution radiale des mesures en mode X, $\delta_{w,X} \sim 0.014$. En conclusion, la présence d'un palier est très probable, d'une taille comprise entre $\Delta\rho = 0.015$ (limite basse pour les chocs isolés) et $\Delta\rho = 0.05$ (limite supérieure des données assemblées, incluant les zones d'ombre).

Dans le cas haut v^* , les données en mode X sont plus nombreuses et mieux réparties radialement. On observe deux plateaux de fréquence, l'un pour $0.88 \leq \rho \leq 0.935$ ($\Delta\rho = 0.055$) à une fréquence GAM de 10 kHz et l'autre pour $0.795 \leq \rho \leq 0.84$ ($\Delta\rho = 0.045$) à une fréquence de 15 kHz. Pour le cas du palier à 10 kHz, par exemple, les données qui permettent d'aboutir à une telle observation proviennent principalement des chocs 45509, 45511 et 45512. Curieusement, le choc 45508 a des données dans cet intervalle radial et ne met pas en évidence la zone de fréquence constante décrite. Les paliers de fréquence obtenus sont quasiment quatre fois plus grands que la résolution radiale de mesure DBS en mode X : pour $\rho \sim 0.90$ on a $\delta_{w,X} \sim 0.013$.

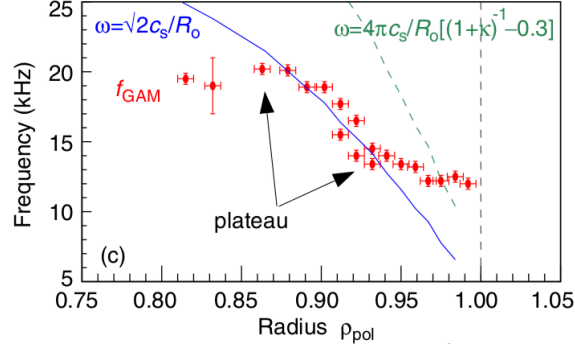


FIGURE 5.19 – Observation de paliers de fréquence GAM sur ASDEX (petit rayon $a = 0.5\text{ m}$, grand rayon $R_0 = 1.65\text{ m}$, vitesse du son $c_s = \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}$, facteur de sécurité $q_{95} = 3.66$ et élongation $\kappa_b = 1.09$) (adapté de [CTS⁺08]).

Une telle observation de palier de fréquence est compatible avec d'autres observations expérimentales [CTS⁺08] sur ASDEX-Upgrade où des paliers en fréquence d'une largeur similaire sont observés (figure 5.19). Par ailleurs, des simulations de type Landau fluide avec turbulence ITG [MKL06] ont montré la présence d'une structure radiale de l'ordre du rayon de Larmor ionique et un palier de fréquence d'amplitude d'échelle supérieure, de type $\Delta\rho \sim \sqrt{\rho_i a}/a = \sqrt{\rho_i/a} = \sqrt{\rho_\star}$. Cette échelle correspond aux présentes observations expérimentales sur Tore Supra. En effet, d'après la figure 5.2, on a $\sqrt{\rho_\star} \sim 0.04$. On note que ce type d'échelle intermédiaire est également celui des structures non linéaires allongées radialement (streamers), évoquées au § 1.2.2.2. Enfin, certains auteurs prédisent la formation de paliers de fréquence GAM lorsque celui-ci interagit avec la turbulence [HH12]. En conclusion, le GAM semble structuré par endroits en paliers de fréquence, alors qu'il est attendu que la température varie continûment avec le rayon. La fréquence GAM a ainsi un caractère non local.

5.2 Observation du GAM dans une simulation GYSELA du cas haute collisionnalité

5.2.1 Description de la simulation avec le code GYSELA

La comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation a été réalisée à l'aide du code GYSELA (*Gyrokinetic SEmi-LAgrangian*), développé au CEA Cadarache [GSA⁺07, SGA⁺10]. GYSELA est un code *premier principe*, ne s'appuyant que sur des équations fondamentales, dont l'équation gyrocinétique décrite au § 1.2.2.4. Ce code est *global*, au sens où les profils radiaux de densité, température, potentiel, etc. sont libres d'évoluer dans l'intervalle $0.15 < \rho < 1$. Ces profils ne sont contraints qu'aux bords de la boîte radiale de simulation où le potentiel est fixé à $\phi = 0$ et la température est fixée au rayon extérieur par un puits de chaleur de température constante. Ce code est aussi *full-f*, au sens où il calcule complètement la fonction de distribution des particules, contrairement aux codes perturbatifs qui ne calculent qu'une fluctuation autour de la distribution d'équilibre. Cette fonction de distribution est libre d'évolution dans un espace à cinq dimensions : trois en position dans l'espace (discretisation de l'espace $N_r \times N_\theta \times N_\phi = 512 \times 512 \times 128$) et deux en vitesse (parallèle aux lignes de champ, $N_{v\parallel} = 128$, et dans la direction perpendiculaire correspondant au mouvement cyclotronique, $N_\mu = 20$). Les gradients de température sont établis par un flux de chaleur déposé près du cœur, d'intensité réaliste (voir figure 5.2a, en rose). On parle de simulation *forcée par le flux*. Contrairement à la méthode de forçage par le gradient, très couramment utilisée, cette méthode permet de ne pas faire d'hypothèses de séparation des échelles et laisse la possibilité aux profils de densité, température, pression, etc. d'évoluer au cours de la simulation sous l'effet de différents phénomènes, néoclassiques et/ou turbulents. En effet, la description des transports néoclassique et turbulent est intégrée à la simulation. En revanche, dans GYSELA, les fluctuations du champ magnétique sont négligées et l'équilibre magnétique n'évolue pas pendant la simulation (code *électrostatique*) et l'hypothèse est faite que les électrons ont une réponse adiabatique : toute variation locale de la charge est compensée par une réponse immédiate des électrons avec une fonction de distribution de type Boltzmann. En conséquence, seule la turbulence ionique est simulée dans GYSELA, dont celle du régime ITG. Les fluctuations de potentiel et de densité sont alors liées par la relation $dn/n_0 = e(\phi - \langle \phi \rangle)/T_0$ où $\langle \cdot \rangle$ est la moyenne de surface de flux. On remarque que la réponse adiabatique des électrons utilisée dans le code est telle que T_e est égal à T_i . Les fluctuations sont limitées près des parois radiales par des zones tampon (*buffer*) où le plasma est régularisé par un opérateur de Krook artificiel (voir figure 5.2a, en vert). Enfin, pour cette simulation, le code ne simule qu'un équilibre circulaire sans décalage de Shafranov et sans impuretés..

En figure 5.20, on présente une carte représentant la dérivée radiale seconde du potentiel : $\partial_r^2 \langle \phi \rangle - \overline{\partial_r^2 \langle \phi \rangle}$. Cette quantité isole le mieux les contributions des ZF et de la turbulence, sachant que le potentiel ϕ et sa dérivée radiale ont des variations corrélées radialement en raison des conditions aux limites $\phi = 0$ adoptées des deux côtés de la boîte de simulation. On note que, dans ce cas et par la suite, les dérivées radiales sont calculées par une méthode en différences finies à l'ordre $o(dr^4)$. Par ailleurs, les grandeurs de la carte sont sans dimension. La conversion en unités physiques est possible en suivant le protocole présenté au § 5.2.2. On observe sur cette carte l'évolution temporelle du plasma et on note la présence d'un régime linéaire (jusqu'à $t = 75$) et d'un régime turbulent. À partir de $t = 600$, les traces du régime linéaire s'estompent et le transport turbulent se développe, mettant en évidence la propagation ballistique de fronts et la formation de zones dites de corrugation, dont la position varie lentement avec le temps et ralentit la saturation de la turbulence [DPDG⁺10, GNCM⁺14]. En tenant compte de l'évolution temporelle de la simulation, il est intéressant d'étudier les propriétés du GAM

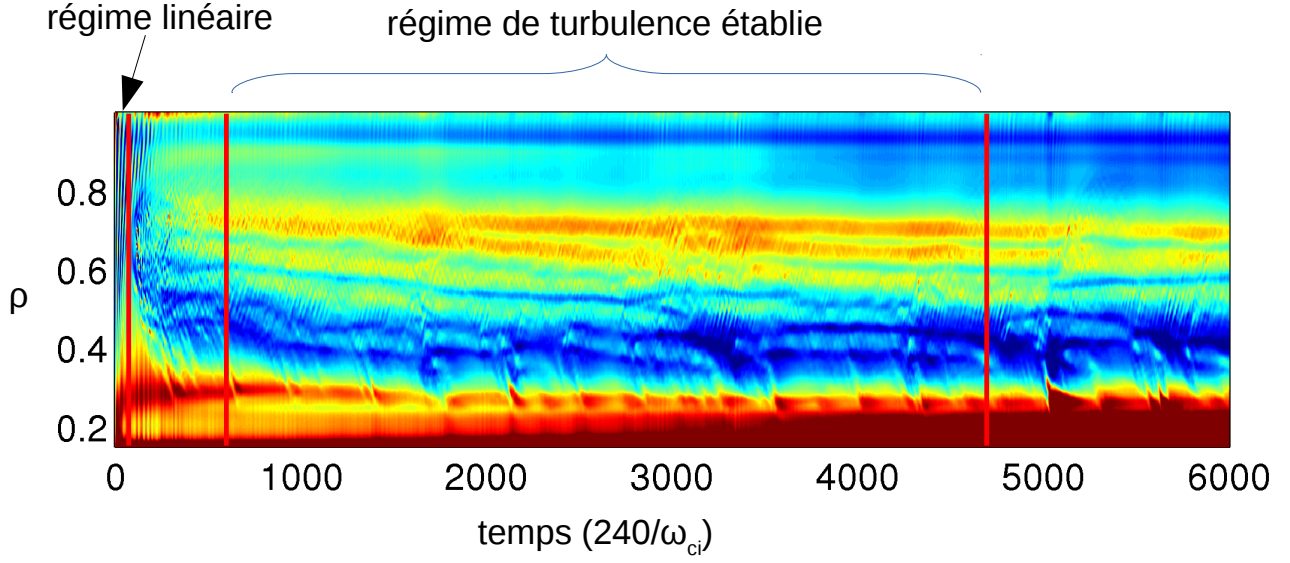


FIGURE 5.20 – Carte temps-rayon de $\partial_r^2 \langle \phi \rangle - \overline{\partial_r^2 \langle \phi \rangle}$ dans la simulation GYSELA étudiée, mettant en évidence des propriétés du transport turbulent tels des événements ballistiques et la formation de zones de corrugation. Les fenêtres temporelles d’analyse du GAM sont repérées par des traits rouges.

dans le régime linéaire ($1 \leq t \leq 75$), analogue à une relaxation de Rosenbluth-Hinton (voir § 1.3.4), et dans celui de turbulence établie, où le GAM est excité par la turbulence ($600 \leq t \leq 4695$). Les fenêtres temporelles correspondantes sont indiquées en figure 5.20. On remarque que la turbulence est à un niveau très faible pour $\rho > 0.7$ sur cette durée de simulation, inférieure à un temps de confinement. En fait, il est assez courant d’observer un écart du niveau de transport et de turbulence dans la zone radiale $\rho > 0.7$ entre les simulations gyrocinétiques et les expériences. Ce comportement, souvent désigné par l’existence d’un *no man’s land*, a été notamment mis en évidence sur la machine DIII-D à l’aide du code GYRO [HWM⁺09]. Dans le cas de la simulation GYSELA étudiée ici, il n’est à ce stade pas possible de statuer sur ce déficit de turbulence entre $0.7 < \rho < 0.9$. Il est nécessaire d’attendre que la simulation ait calculé l’évolution du plasma pendant au moins sur un temps de confinement pour conclure, ce qui demande un de vastes ressources sur supercalculateur. Cette problématique dépasse le cadre de ce travail de thèse. En revanche, il est important de bien prendre en compte cet aspect lors de la comparaison des propriétés du GAM entre cette simulation et l’expérience. Notamment, lors des discussions sur l’intensité du mode (§ 5.5.3), le fait que le niveau d’excitation du GAM dans cette simulation n’est pas représentatif du cas expérimental doit être pris en considération.

5.2.2 Paramètres plasma et protocole de normalisation des grandeurs de GYSELA

Pour comparer des résultats expérimentaux et des résultats de simulations numériques, les questions liées à la normalisation des grandeurs sont cruciales. Pour cette raison, on détaille dans ce paragraphe le protocole de normalisation à partir des paramètres d’entrée de la simulation GYSELA jusqu’à l’analyse finale des résultats et leur comparaison avec l’expérience. Tous les paramètres du code sont normalisés à partir de la valeur de quantités, généralement associées au début de la simula-

tion ($t = t_0$) et le cas échéant au milieu de la boîte radiale, telles que le grand rayon R_0 , la température T_0 , le champ magnétique B_0 et la densité N_0 . Les paramètres d'entrée de la simulation sont le rapport d'aspect a/R_0 , le profil de facteur de sécurité q , le rayon de Larmor ionique normalisé ρ_0^* et le coefficient adimensionnel de collisionnalité ionique ν_0^* . À partir de ce jeu de paramètres d'entrée, en raison des liens entre ces quantités, il existe des degrés de liberté dans la définition des grandeurs de référence R_0 , T_0 , B_0 et N_0 et l'utilisateur du code peut à sa guise fixer deux d'entre eux au moment de l'analyse des résultats.

Dans la présente étude et afin d'obtenir une configuration magnétique similaire à celle de l'expérience, le grand rayon R_0 est choisi identique à la valeur expérimentale. Le rapport d'aspect en paramètre d'entrée ayant été fixé à une valeur réaliste, le grand rayon R_0 et le petit rayon a sont identiques entre expérience et simulation. La section poloïdale de la boîte de simulation est circulaire comme dans l'expérience, cependant la configuration magnétique de GYSELA est axisymétrique quand celle de l'expérience a des ondulations liées aux 18 bobines du champ magnétique toroïdal (phénomène de *ripple* magnétique). De plus, comme mentionné plus haut, les surfaces magnétiques de GYSELA sont concentriques, là où celles de l'expérience sont légèrement décalées les unes par rapport aux autres, par le phénomène du décalage de Shafranov.

Le choix est ensuite fait d'imposer T_0 de façon à s'approcher au mieux des conditions expérimentales, soit $T_{EXP}(\rho_0) = T_0 \hat{T}_{GYS}(\rho_0) \approx 700 \text{ eV}$. Ce choix tient au fait que la fréquence GAM dépend fortement de la température. La température variant au cours de la simulation, on calcule la moyenne de la température adimensionnée, $\hat{T}_{GYS}$, dans un intervalle temporel $[t_1, t_2]$, défini par l'utilisateur. Ainsi, $\hat{T}_{GYS} = \hat{T}_{GYS}(\rho_0, [t_1, t_2])$. La normalisation en température est ainsi :

$$T_0 = T_{EXP}(\rho_0) / \hat{T}_{GYS}(\rho_0).$$

Les autres variables de normalisation découlent alors des paramètres d'entrée choisis. La normalisation en champ magnétique B_0 provient de ρ_0^* :

$$B_0 = \frac{\sqrt{m_i T_0}}{e a \rho_0^*} \quad (5.1)$$

avec T en joules, $m_i = A m_p$ où $m_p = 1.6726 \times 10^{-27} \text{ kg}$ est la masse du proton, A est le nombre de masse de l'espèce simulée et $\rho_0^* = \sqrt{m_i T} / e a B$. B_0 est a priori différent du champ magnétique expérimental, ce qui n'a pas de conséquence dans le cas d'un code l'électrostatique. Le temps est normalisé dans GYSELA à la fréquence ionique cyclotronique $\omega_{ci} = e B_0 / m_i$. Les signaux étudiés sont échantillonnés à $dt = 240 / \omega_{ci}$.

La normalisation de la densité, N_0 , est fixée via la fréquence de collision ion-ion par le paramètre d'entrée ν_0^* :

$$\nu_{ii} = \nu_0^* \frac{(\rho \epsilon)^{3/2}}{q R_0} \sqrt{\frac{T_{EXP}(\rho_0)}{m_i}}$$

puis le logarithme de Coulomb pour les collisions ion-ion :

$$\ln \Lambda_i = 17.3 - 0.5 \ln (n_{EXP} / 10^{20}) + 1.5 \ln (T_{EXP}(\rho_0) / 10^3)$$

avec n_{EXP} la densité expérimentale en m^{-3} et T_{EXP} en eV . La densité dans GYSELA à mi-rayon est ainsi :

$$n_{GYS}(\rho_0) = \frac{12 \epsilon_0^2 \pi^{3/2} m_i^{1/2} T_{EXP}(\rho_0)^{3/2} \nu_{ii}}{e^4 \ln \Lambda_i}.$$

En considérant la moyenne temporelle de $\hat{n}_{GYS}$ dans l'intervalle temporel $[t_1, t_2]$, on définit la normalisation en densité dans GYSELA par :

$$N_0 = n_{GYS}(\rho_0) / \hat{n}_{GYS}(\rho_0).$$

Ainsi, pour tout rayon ρ , la température et la densité dans la simulation s'écrivent $T_{GYS}(\rho) = T_0 \hat{T}_{GYS}(\rho)$ et $n_{GYS}(\rho) = N_0 \hat{n}_{GYS}(\rho)$.

Pour la simulation considérée ici, les profils utilisés sont représentés en figure 5.2 (§ 5.1.1) et les variables d'entrée sont : $R_0/a = 3.3$, $\rho_0^* = 1/300$ et $v_0^* = 0.28$. L'ion simulé est de l'Hydrogène, au lieu du Deutérium, deux fois plus massif, employé dans les expériences étudiées. La boîte radiale s'étend de $\rho = 0.15$ à 1 ce qui donne le rayon de référence $\rho_0 = 0.575$. Le tableau 5.2 donne les valeurs numériques des normalisations pour les deux intervalles temporels d'intérêt introduits au § 5.2.1.

Index temporel d'intérêt	$[t_1, t_2]$	Oscillations linéaires	Régime turbulent
		$[1, 75]$	$[600, 4695]$
Température moyenne normalisée	$\hat{T}_{GYS}$	0.833	1.02
Température de normalisation	T_0	841 eV	690 eV
Champ magnétique de normalisation	B_0	1.24 T	1.12 T
Densité de normalisation	N_0	$3.04 \times 10^{19} m^{-3}$	$3.04 \times 10^{19} m^{-3}$
Échantillonnage temporel des données	dt	2.02 μs	2.24 μs

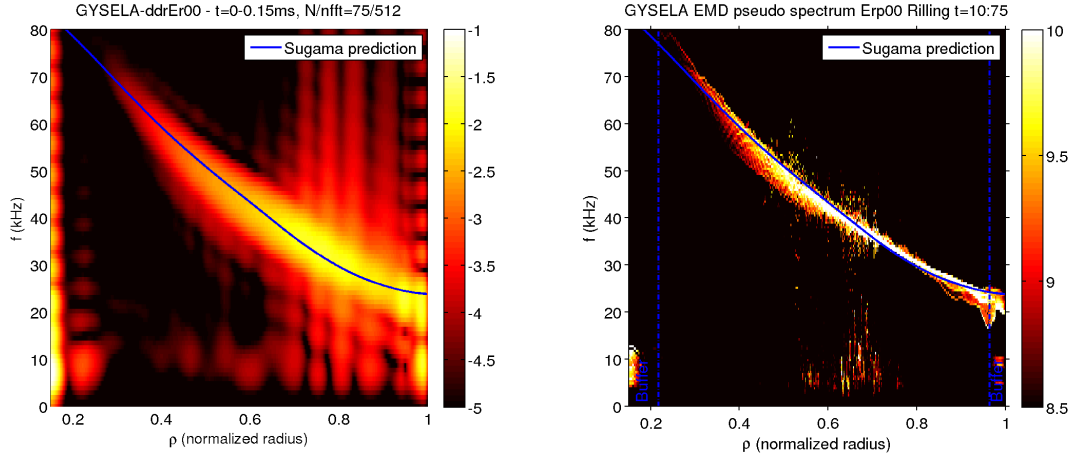
TABLE 5.2 – Normalisations pour deux intervalles temporels d'intérêt.

5.2.3 Mesures du profil de fréquence GAM

Le GAM est détecté à la fois pendant la phase linéaire et pendant le régime turbulent. On présente les profils de fréquence du GAM dans chaque régime. Sur une échelle temporelle échantillonnée à $240\omega_{ci}^{-1}$, le régime linéaire concerne les temps 1 à 75 ($0 \leq t \leq 0.15 ms$) et le régime turbulent les temps 600 à 4695 = 600 + 4096 – 1 ($1.3 \leq t \leq 10.5 ms$). On rappelle que la valeur précise de ω_{ci} dépend de l'intervalle temporel choisi en raison de la méthode choisie de dénormalisation (cf. § 5.2.2).

Pendant la phase linéaire, un GAM est observé à presque tout les rayons de la boîte de simulation, et sa fréquence suit fidèlement la prédiction cinétique de Sugama calculée pour t à mi-fenêtre et pour $T_e = T_i$. Les zones de buffer, matérialisées par deux lignes bleues pointillées en figure 5.21b, sont une exception car la fréquence GAM y est inférieure à la prédiction. En figure 5.21a, la densité spectrale de puissance de $E_r' = -\partial_r^2 \langle \phi \rangle$ est affichée. Le signal analysé n'est que de 75 points. Pour une meilleure lisibilité du spectre, des zéros sont ajoutés au signal d'origine (opération de *padding*) jusqu'à ce qu'il contienne 512 points. En figure 5.21b, le spectre marginal d'énergie de E_r' , tel que défini en partie 4.2.3.1 par l'équation 4.2, confirme le résultat. On remarque que le spectre marginal d'énergie a une meilleure résolution que le spectre de Fourier pour de tels signaux courts.

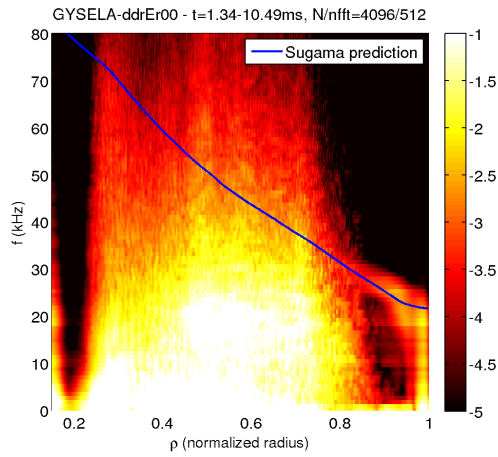
En régime turbulent, on utilise les mêmes outils d'analyse pour calculer les spectres : densité spectrale de puissance (figures 5.22ac) et spectre marginal d'énergie (figures 5.22bd). On applique chaque méthode au signaux $E_r' = -\partial_r^2 \langle \phi \rangle$ (figures 5.22ab) et $E_r = -\partial_r \langle \phi \rangle$ (figures 5.22cd). Le GAM est observé uniquement près du bord extérieur du plasma, pour $\rho \geq 0.80$ dans les spectres de E_r' et pour $\rho \geq 0.75$ dans les spectres de E_r . Le GAM est mieux mis en valeur dans les signaux de E_r' (figure 5.22a) que dans ceux de E_r (figure 5.22c) pour $\rho > 0.85$, mais la seconde dérivée radiale du potentiel



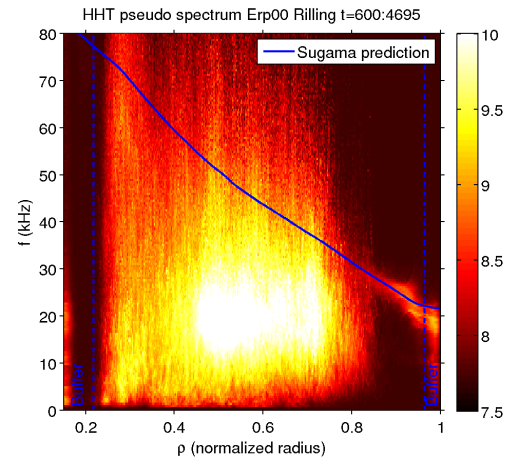
(a) Densité spectrale de puissance de E'_r . (b) Spectre d'énergie de Hilbert de E'_r .

FIGURE 5.21 – Observation du GAM en régime linéaire.

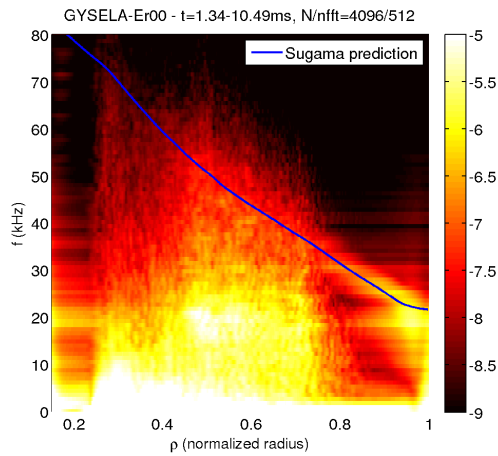
fait aussi ressortir le bruit et, par un rapport signal sur bruit défavorable, gêne la détection du GAM vers $\rho = 0.8$. La fréquence GAM observée est proche de la prédiction Sugama, sauf dans la zone de buffer externe où la fréquence est inférieure à la prédiction (l'écart est difficile à quantifier). Dans le cœur du plasma, aucune oscillation cohérente du GAM n'est détectée. On observe à la place un contenu fréquentiel large bande que l'on pourrait attribuer à des interactions entre les écoulements et la turbulence. En effet, ce contenu, issu d'une moyenne sur une surface magnétique de la dérivée et la dérivée seconde de E_r , est dans le domaine $[0, \sim 100 \text{ kHz}]$, soit à des fréquences atteignant les fréquences typiques de la turbulence ionique $\omega \approx \omega_* = (k_\perp \rho_s) c_s / L_T$, de l'ordre de cent à quelques centaines de kiloHertz pour la turbulence ITG avec $k_\perp \rho_s$ compris entre 0.1 et 0.4 et la longueur de gradient de température définie par $L_T = -T / \nabla_r T$. On rappelle que le spectre marginal d'énergie élimine volontairement le contenu basse fréquence par une mise à l'échelle en ω^2 , ce qui explique le peu de contenu à basse fréquence sur les figures du spectre marginal d'énergie par rapport à celles de la densité spectrale de puissance.



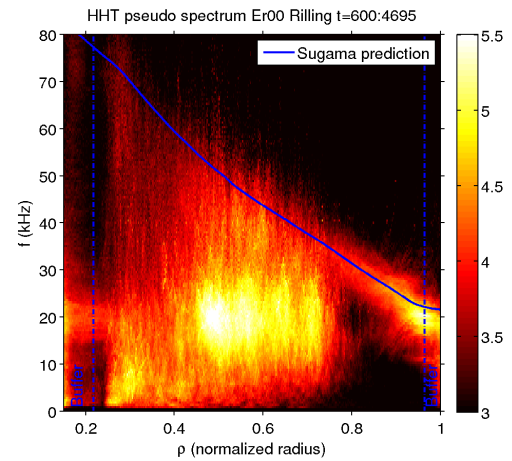
(a) Densité spectrale de puissance de E_r' .



(b) Spectre marginal d'énergie de E_r' .



(c) Densité spectrale de puissance de E_r .



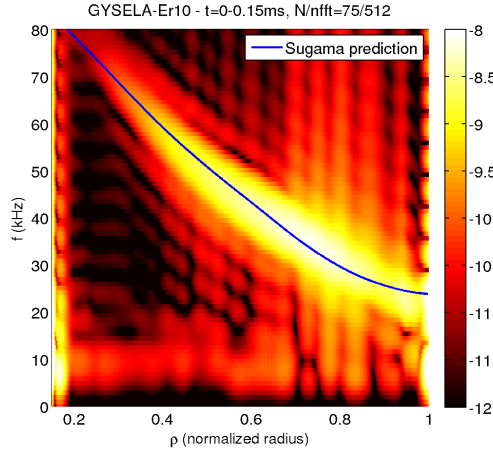
(d) Spectre marginal d'énergie de E_r .

FIGURE 5.22 – Observation du GAM en régime turbulent.

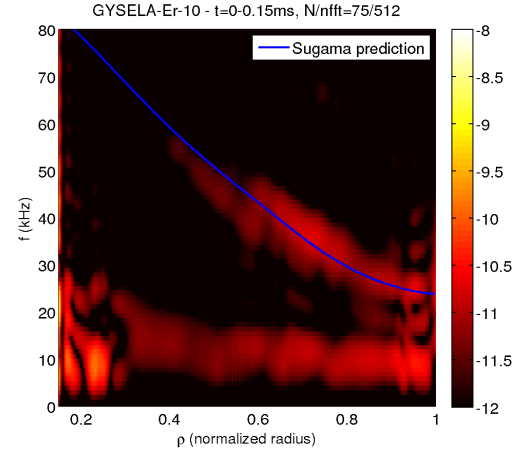
5.2.4 Identification du GAM et répartition de son énergie selon les modes poloïdaux

Comme dans l'étude expérimentale, on identifie le GAM en comparant la fréquence des oscillations observées avec les prédictions théoriques, en observant son domaine radial d'existence et en examinant la structure des perturbations en vitesse perpendiculaire, $m = n = 0$, et en densité, $n = 0$, $m = 1$ oscillant entre haut et bas du plasma (voir contexte sur l'identification du GAM au § 1.3.1). On a vu au § 5.2.3 que le GAM a une fréquence proche de la prédiction de Sugama et que les oscillations sont surtout visibles vers les rayons externes, ce qui correspond à la description courante du GAM. Il reste donc à caractériser la structure des perturbations. Si le code GYSELA fait évoluer une fonction de distribution 5D au cours des calculs, il n'est pas pratique, lors des analyses, de manipuler un tel volume de données. Pour cette raison, les grandeurs analysées ici sont moyennées dans la direction toroïdale. La détection d'un mode dans celles-ci lui confère automatiquement la propriété $n = 0$. Les perturbations en vitesse ($\propto E_r$) et en densité sont couplées à travers la réponse électrostatique : $\frac{dn}{n} = \frac{e}{T} (\phi - \langle \phi \rangle)$. Le GAM est détecté dans les spectres de E_r , alors que $\langle dn \rangle = 0$. Cela prouve qu'il existe un champ de vitesse de type $m = 0$. Par ailleurs, les spectres de $\langle E_r \sin \theta \rangle \equiv -\partial_r \langle \phi \sin \theta \rangle$ sont beaucoup plus intenses que ceux de $\langle E_r \cos \theta \rangle \equiv -\partial_r \langle \phi \cos \theta \rangle$ (cf. figure 5.23). Cela prouve que $dn \propto \sin \theta$, et que les perturbations en densité sont majoritairement de type $m = 1$.

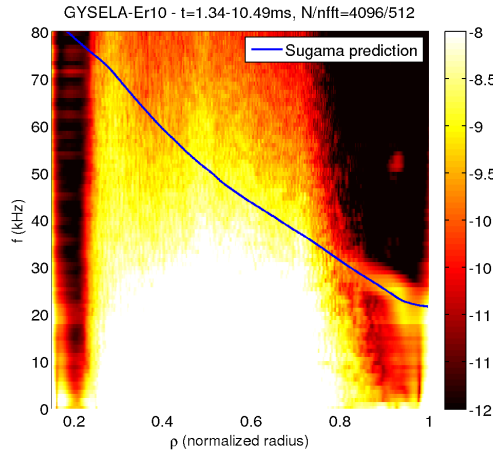
En réalité, les perturbations du potentiel ne sont pas uniquement de type $m = 0$ ou $m = 1$. On observe ici la présence d'énergie contenue dans les harmoniques $\langle E_r \cos(0, 2, 4 \dots \theta) \rangle$ et $\langle E_r \sin(1, 3, 5 \dots \theta) \rangle$. On trace les spectres de ces composantes et on intègre la puissance spectrale entre deux bornes entourant le pic GAM (figures 5.24a-c). L'énergie obtenue pour chaque composante est donnée en figures 5.24b-d. On constate une décroissance de l'énergie du GAM avec l'augmentation du mode poloïdal m , jusqu'à finalement converger vers une valeur plateau. En régime linéaire, les composantes ont plus d'énergie qu'en régime turbulent. À l'inverse, la valeur plateau est plus grande en régime turbulent qu'en régime linéaire. Ainsi, la décroissance est visible sur un intervalle de nombres m plus grand en régime linéaire qu'en régime turbulent. Les mécanismes précis impliqués dans cette répartition entre modes ne sont pas clairement identifiés. Ceux-ci font néanmoins écho à certains travaux théoriques récents, montrant que le GAM résulte d'un couplage entre une infinité d'harmoniques [Sin].



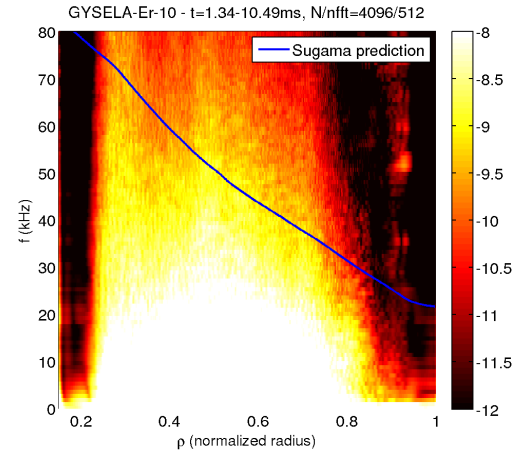
(a) Densité spectrale de puissance de $\langle E_r \sin \theta \rangle$ (régime linéaire).



(b) Densité spectrale de puissance de $\langle E_r \cos \theta \rangle$ (régime linéaire).

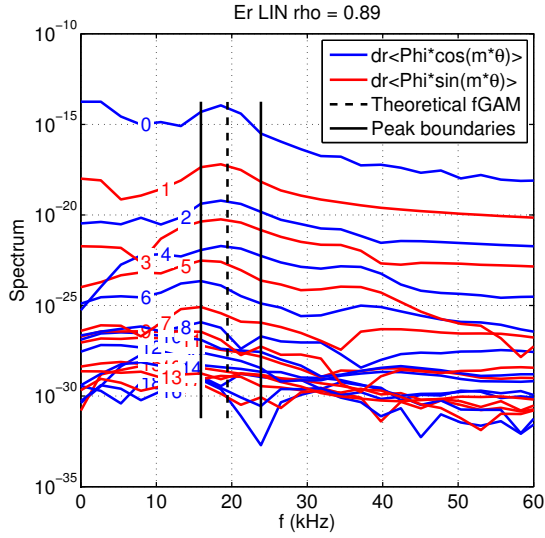


(c) Densité spectrale de puissance de $\langle E_r \sin \theta \rangle$ (régime turbulent).

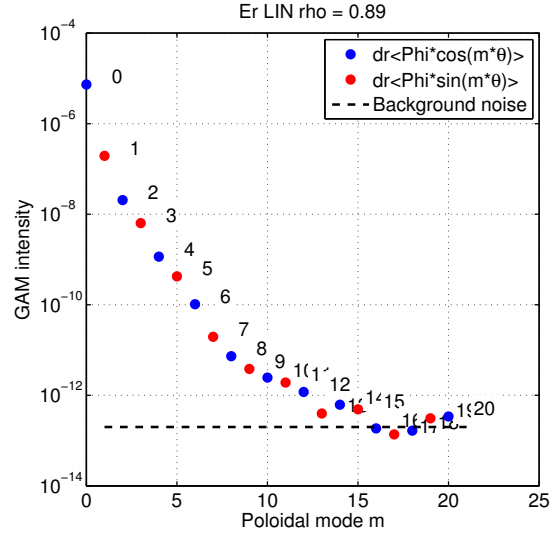


(d) Densité spectrale de puissance de $\langle E_r \cos \theta \rangle$ (régime turbulent).

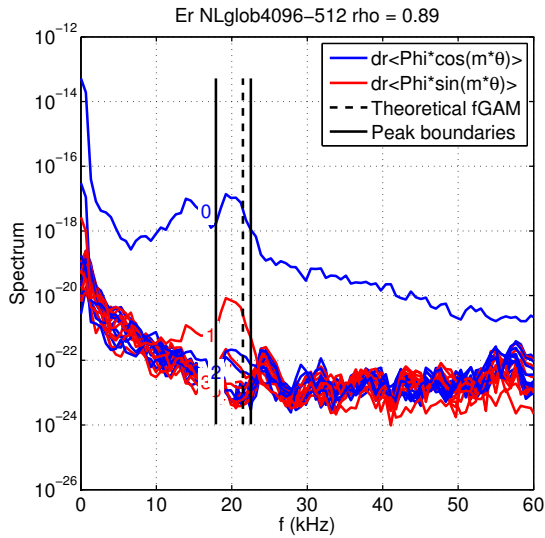
FIGURE 5.23 – Identification du GAM par la comparaison des spectres de $\langle E_r \sin \theta \rangle$ et $\langle E_r \cos \theta \rangle$.



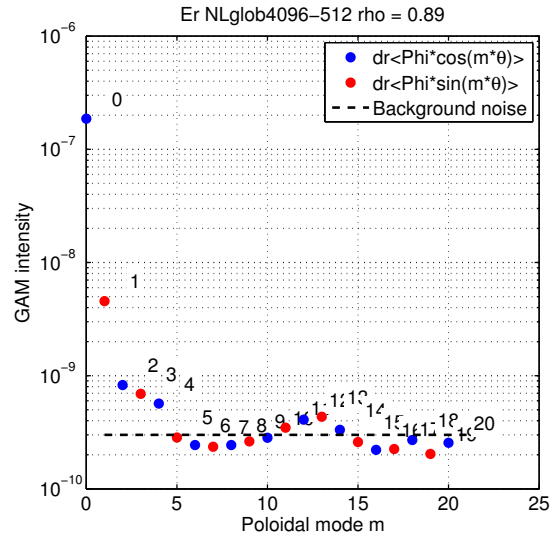
(a) Spectres de $\langle E_r \cos(0, 2, 4 \dots \theta) \rangle$ et de $\langle E_r \sin(1, 3, 5 \dots \theta) \rangle$ (régime linéaire)



(b) Répartition de l'énergie GAM entre composantes (régime linéaire)



(c) Spectres de $\langle E_r \cos(0, 2, 4 \dots \theta) \rangle$ et de $\langle E_r \sin(1, 3, 5 \dots \theta) \rangle$ (régime turbulent)

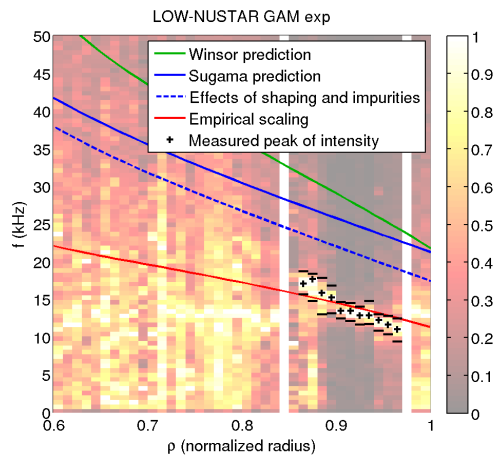


(d) Répartition de l'énergie GAM entre composantes (régime turbulent)

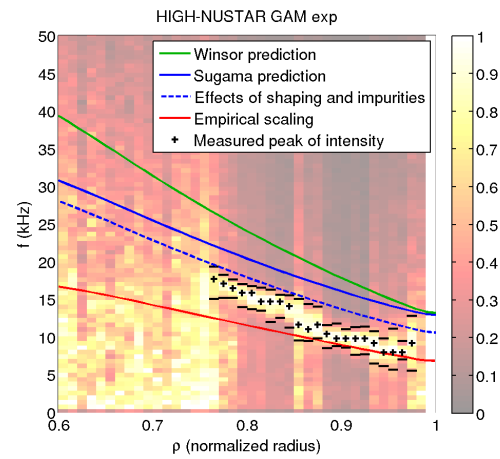
FIGURE 5.24 – Répartition de l'énergie du GAM suivant ses premiers modes poloïdaux

5.3 Discussion du désaccord entre expérience et prédiction théorique

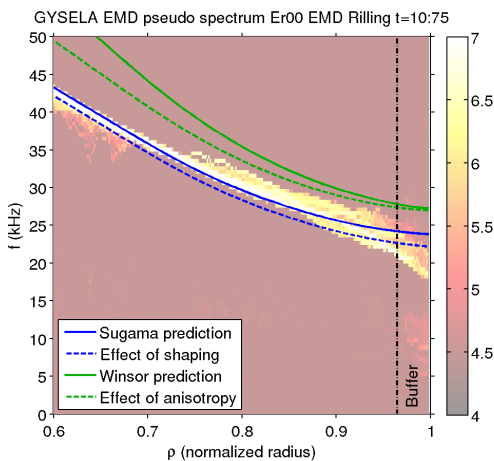
Dans l'expérience (§ 5.1) et en simulation (§ 5.2), le GAM a été détecté et identifié et sa fréquence a pu être mesurée (figure 5.16 pour l'expérience et figures 5.21 et 5.22 en simulation). L'observation principale est que dans la simulation, la fréquence GAM est en accord avec la théorie (modèle de Sugama). En revanche, dans l'expérience, la prédiction de Sugama surestime la valeur réelle de la fréquence GAM, et ce particulièrement dans le cas bas v^* . On cherche ici à identifier des causes possibles de ce désaccord.



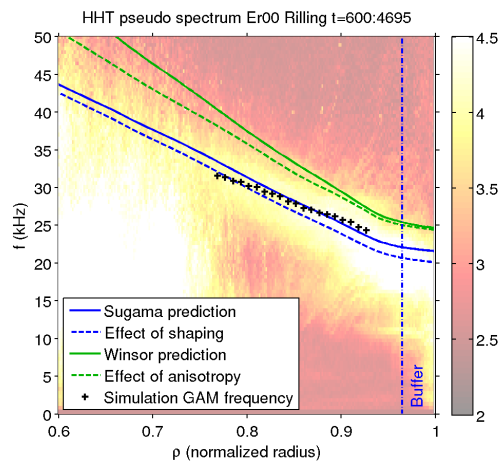
(a) Cas expérimental bas v^* .



(b) Cas expérimental haut v^* .



(c) Simulation, régime linéaire.



(d) Simulation, régime turbulent.

FIGURE 5.25 – Comparaison des observations dans l'expérience et la simulation avec les prédictions théoriques, et aperçu des principaux effets correctifs.

5.3.1 Variance entre les prédictions théoriques

De nombreux modèles théoriques sont disponibles (cf. contexte au § 1.3.2) et prédisent des fréquences GAM distinctes. Toutefois, toutes ces prédictions donnent des expressions pour la fréquence GAM pouvant se mettre sous la forme $\alpha \sqrt{(\Gamma_i T_i + \Gamma_e T_e) / m_i} \frac{1}{2\pi R}$, avec $\alpha \sim \sqrt{2}$ et les coefficients adiabatiques $\Gamma_{i,e}$ valant selon le modèle 1, 5/3 ou 7/4 (les variations de $\Gamma_{i,e}$ proviennent d'hypothèses de calcul différentes). Par exemple, dans la figure 5.25, les prédictions de Winsor (MHD [WJD68]) et de Sugama et Watanabe (gyrocinétique [SW06]) sont tracées pour chaque cas expérimental et dans les deux phases de la simulation. En sus, la formulation de la fréquence GAM empirique employée dans la littérature, $f_{\text{GAM}} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{T_e + T_i}{m_i}} \frac{1}{2\pi R}$, est aussi affichée pour les cas expérimentaux (courbe rouge – dans Tore Supra, la version avec le facteur $\sqrt{2}$ est plus proche des expériences). Sur les figures 5.25a-b, on observe un bon accord entre les mesures expérimentales de fréquence GAM et la formulation empirique, comme dans de nombreuses machines (voir contexte au § 1.3.1). Dans la figure 5.26, sont comparées aux résultats expérimentaux les différentes prédictions répertoriées en section 1.3.2, dont les prédictions cinétiques de Lebedev [LYD⁺96], de Watari [WHF⁺05] et de Zarzoso [ZGS⁺12], ainsi que la résolution dans le cas général de l'équation de Sugama, pour un nombre d'onde radial du GAM nul (des détails de cette résolution sont donnés plus tard au § 5.3.4). Comme déjà observé précédemment, un écart très net apparaît systématiquement entre les mesures et les prédictions théoriques. On note aussi une certaine variation entre les modèles théoriques. Le terme contribuant le plus à la différence entre ces profils théoriques est le coefficient adiabatique Γ_e , valant 5/3 dans le modèle MHD de Winsor et 1 dans tous les autres. Dans les expériences, le plasmas de bord satisfait $T_e \ll T_i$, ce qui réduit l'influence de Γ_e . Mais ce n'est pas le cas dans la simulation GYSELA, où les électrons sont modélisés une relation adiabatique induisant $T_e = T_i$. Pour les expériences et la simulation, en écartant le modèle de Winsor, les prédictions sont toutes très proches les unes des autres et finalement, pour $\rho > 0.8$ la dispersion de celles-ci est faible devant l'incertitude de mesure de la fréquence GAM. La différence entre mesures et prédictions ne tient donc pas au choix d'un modèle théorique particulier.

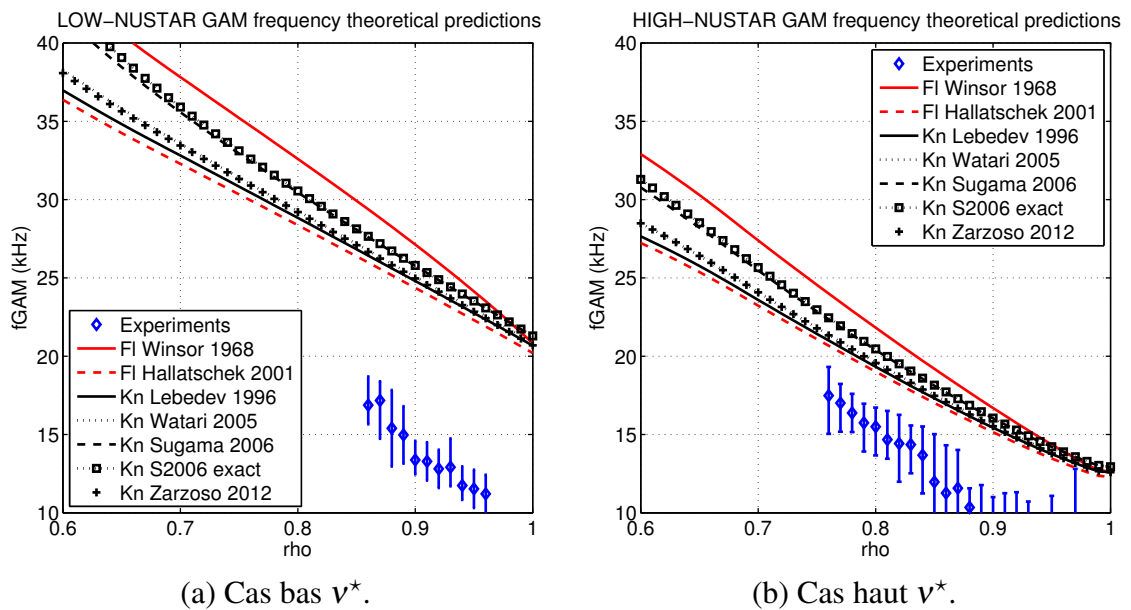


FIGURE 5.26 – Comparaison entre prédictions théoriques.

5.3.2 Effets géométriques

On fait maintenant l'inventaire des facteurs non pris en compte dans les modèles tracés en figure 5.26, pouvant modifier la prédiction théorique de la fréquence GAM. Le premier d'entre eux est l'effet de la géométrie, qui tend à réduire la prédiction de fréquence GAM [Gao10]. Dans un plasma circulaire, deux contributions se conjuguent : l'effet du rapport d'aspect inverse fini ($\varepsilon = r/R > 0$) et l'effet du décalage de Shafranov ($\Delta_0 > 0$), tous deux considérés comme nuls dans les autres modèles, alors qu'ils induisent une correction de la prédiction de Sugama d'un facteur $\alpha_{geom} = 1 - \frac{3\varepsilon^2}{4} - \frac{\Delta'^2}{8} + \frac{5\varepsilon\Delta'}{8} \lesssim 1$ avec $\Delta' = \Delta_0 \frac{\partial}{\partial r} (1 - \rho^2) = -2\rho\Delta_0/a$. Dans l'expérience, le décalage de Shafranov de l'axe magnétique est de 7.3 cm pour le cas bas ν^* et 7.1 cm pour le cas haut ν^* , donnant typiquement $\Delta_0/a \sim 0.1$. Dans la simulation GYSELA, seul l'effet du rapport d'aspect fini compte car la configuration magnétique contient des surfaces magnétiques concentriques. Les valeurs de α_{geom} pour chaque cas sont affichées en figure 5.27. Pour cette raison, on observe que la correction est plus forte pour les mesures expérimentales (5 à 10 %) que pour la simulation. Comme $\alpha_{geom} < 1$, cette correction a tendance à rapprocher la prédiction théorique des mesures expérimentales (elle est incluse dans la courbe en bleu pointillés en figures 5.25a-b). Cependant, la prédiction théorique reste largement supérieure aux observations expérimentales pour le cas bas ν^* . Dans la simulation, la correction n'affecte pas significativement l'accord constaté avec la prédiction.

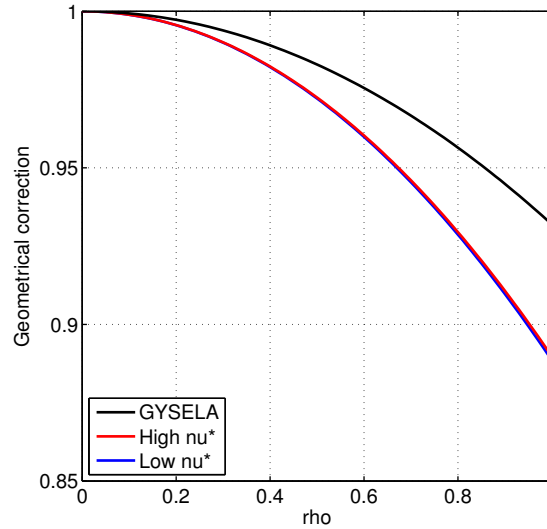


FIGURE 5.27 – Facteur correctif dû à l'élongation et au décalage de Shafranov sur la fréquence GAM théorique.

5.3.3 Effets des impuretés

Les impuretés du plasma, usuellement plus massives que le deutérium, ont pour effet de réduire la prédiction de la fréquence GAM dans les expériences de Tore Supra. Cet effet a été mis en évidence par Guo et al. [GWL10]. L'effet a été observé en simulation [YGXW13] et lors d'une comparaison entre simulation et expérience dans un plasma de FT-2, machine où les plasmas contiennent une quantité significative d'impuretés [LBG⁺12, GAB⁺13]. Cet effet n'est pas présent dans la simulation GYSELA car les impuretés n'y sont pas prises en compte. Pour prédire cet effet dans les plasmas de Tore Supra, on se place dans le cadre $T_e \ll T_i$ (valable dans le plasma de bord, impliquant $A \rightarrow 0$

dans le formalisme de Guo), haut facteur de sécurité ($q^2 \gg 1$) et on constate que la fréquence GAM cinétique, modifiée par la présence d'impuretés, peut s'écrire de la façon suivante :

$$\omega_{GAM,i} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{(7/4) T_i}{m_{i,eff}}} \frac{1}{R}$$

avec une masse effective des ions définie par :

$$m_{i,eff} = \frac{n_i m_i + n_z m_z}{n_i + n_z} = \frac{m_i + \frac{n_z}{n_i} m_z}{1 + \frac{n_z}{n_i}}.$$

Afin d'estimer $\omega_{GAM,i}$, il faut connaître n_z et m_z , la densité en impuretés et la masse atomique de celles-ci. Ces valeurs ne sont pas facilement accessibles et ne sont pas disponibles pour les décharges étudiées ici. Une estimation est tout de même possible à partir du nombre de charge effectif $Z_{eff} = \frac{\sum_j n_j Z_j^2}{\sum_j n_j Z_j} \sim 2$ [BBB⁺88, GPL⁺92]. Les impuretés les plus courantes dans les plasmas de Tore Supra sont le carbone C^{6+} ($Z_C \approx 6$ avec l'énergie d'ionisation du dernier électron de valence de 490 eV) et l'oxygène O^{8+} ($Z_O \leq 8$ avec l'énergie d'ionisation du dernier électron de valence de 871 eV). À partir de la définition de Z_{eff} , le rapport entre la densité d'impuretés (n_z) et celle d'ions majoritaires (n_i) s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{n_z}{n_i} = \frac{Z_{eff} - 1}{Z_i (Z_i - Z_{eff})}$$

avec Z_i égal à Z_C ou Z_O selon le cas considéré. On calcule ainsi le rapport de fréquences GAM entre plasma impur et plasma pur, $\alpha_{imp} = \sqrt{m_i/m_{i,eff}}$ pour des impuretés Carbone et Oxygène et pour différentes valeurs de Z_{eff} (tableau 5.3). À Z_{eff} constant, les corrections sont légèrement plus fortes pour les impuretés carbone que pour l'oxygène. La quantité Z_{eff} est assez sensible, puisque par exemple $Z_{eff} = 2.5$ peut donner des corrections d'environ 13 %. On retient la valeur la plus plausible, correspondant au cas d'impuretés carbone et pour $Z_{eff} = 2$: on a alors une réduction de la fréquence GAM de 8 %, qui aide à réconcilier théorie et mesures expérimentales, comme visible en figures 5.25a-b. Dans le cas spécifique des mesures haut v^* et pour $\rho < 0.85$, on remarque que la contribution des impuretés parvient presque à superposer la prédiction sur le profil expérimental de fréquence.

Charge effective	Carbone	Oxygène
$Z_{eff} = 2$	$\frac{n_{imp}}{n_{bulk}} = 0.04$	$\frac{n_{imp}}{n_{bulk}} = 0.02$
	$\alpha_{imp} = 0.92$	$\alpha_{imp} = 0.94$
$Z_{eff} = 1.5$	$\frac{n_{imp}}{n_{bulk}} = 0.0185$	$\frac{n_{imp}}{n_{bulk}} = 0.0096$
	$\alpha_{imp} = 0.957$	$\alpha_{imp} = 0.968$
$Z_{eff} = 2.5$	$\frac{n_{imp}}{n_{bulk}} = 0.0714$	$\frac{n_{imp}}{n_{bulk}} = 0.0341$
	$\alpha_{imp} = 0.866$	$\alpha_{imp} = 0.901$

TABLE 5.3 – Densité en impuretés compatible avec une charge effective $Z_{eff} \sim 2$, pour les impuretés carbone et oxygène.

On retrouve ce résultat en raisonnant de façon inversée, en estimant le Z_{eff} qui permettrait de

reproduire les mesures expérimentales. On a par définition de Z_{eff} :

$$Z_{eff} = \left(\frac{1 + \frac{n_z}{n_i} Z_i^2}{1 + \frac{n_z}{n_i} Z_i} \right)$$

et le rapport n_z/n_i déduit des mesures expérimentales vaut :

$$\frac{n_z}{n_i} = \frac{1 - \left(\frac{\omega_{exp}}{\omega_{S2006} \alpha_{geom}} \right)^2}{\frac{m_z}{m_i} \left(\frac{\omega_{exp}}{\omega_{S2006} \alpha_{geom}} \right)^2 - 1}.$$

Pour calculer n_z/n_i , on utilise le rapport entre les fréquences expérimentales (ω_{exp}) et la prédiction théorique tenant compte des effets de géométrie ($\omega_{S2006} \alpha_{geom}$, conformément à la discussion du § 5.3.2). Les résultats sont présentés en figure 5.28 dans les scénarios d'impuretés Carbone et Oxygène. Dans le plasma de bord, on obtient des valeurs de Z_{eff} irréalistes, proches de Z_i (6 ou 8) vers le bord et nettement supérieures à l'estimation $Z_{eff} \sim 2$ dans le plasma. Les valeurs de Z_{eff} obtenues sont plus grandes pour le cas bas v^* que pour le cas haut v^* . De façon générale, on peut conclure que les impuretés aident à réconcilier les prédictions avec les profils expérimentaux, mais ne suffisent pas à les superposer, surtout pas dans le cas bas v^* . Dans le cas spécifique haut v^* et pour $\rho < 0.85$, la barre d'erreur inférieure de Z_{eff} atteint presque 2, ce qui suggère que les impuretés pourraient presque suffire à expliquer le désaccord pour ces données.

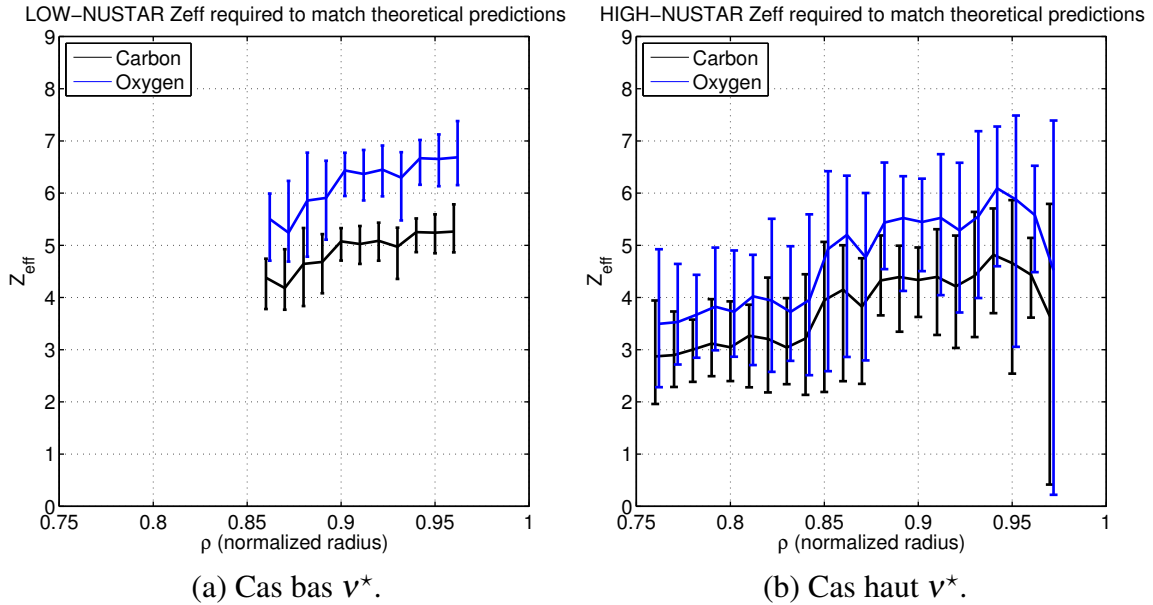


FIGURE 5.28 – Charge effective du plasma, Z_{eff} , permettant d'obtenir un accord entre prédictions et observations expérimentales. Les valeurs obtenues sont largement supérieures à l'ordre de grandeur $Z_{eff} \sim 2$ dans des conditions réelles.

5.3.4 Effets du nombre d'onde radial du GAM, k_r , lié à la propagation du mode

La propagation radiale du GAM a été observée dans des expériences sur d'autres machines et dans diverses simulations (voir contexte § 1.3.5). Dans la simulation GYSELA analysée ici, les discussions

ultérieures du § 5.4 et du § 5.4.3.1 suggèrent que k_r est fini, mais qu'il est faible avec $0 < k_r \rho_i < 0.1$. Dans les plasmas expérimentaux de Tore Supra, le nombre d'onde radial k_r n'est pas accessible avec les diagnostics disponibles. Un montage de rétrodiffusion en corrélation radiale permettrait de le déterminer s'il existe. Dans d'autres machines telles que HL-2A, T-10, DIII-D et TCV, k_r a pu être mesuré à des valeurs typiques de 1 à 2 cm^{-1} (voir § 1.3.5). Pour calculer un effet possible de k_r sur la fréquence GAM, on choisit $k_r = 2 cm^{-1}$.

L'effet de k_r sur la fréquence GAM n'est pas clair et fait toujours l'objet de recherches. Deux modèles théoriques établis, l'un de Sugama et al. [SW06] et l'autre de Zonca et al. [ZC08], incluent l'effet de k_r dans le calcul de la fréquence et de l'amortissement GAM. Ils se basent sur des hypothèses différentes, en particulier sur la structure poloïdale des perturbations : $m = 1$ dans le modèle de Sugama et jusqu'à $m = 2$ dans le modèle de Zonca. On reproduit ici le calcul des prédictions pour différentes valeurs de k_r .

Le calcul des prédictions s'appuie sur la résolution d'équations non analytiques à l'aide de la méthode itérative de Newton-Raphson multivariable (la fréquence GAM complexe se décompose en une fréquence et un taux d'amortissement). Lorsque cela est nécessaire, l'initialisation de l'itération est assistée de la méthode de Davies [Dav86], trouvant des solutions suffisamment approchées de la solution finale. Dans le modèle de Sugama, si on considère que k_r est le nombre d'onde radial des ondes de dérives associées à la formation du GAM, l'équation à résoudre est

$$\frac{1}{K(\omega)} = -i\hat{\omega} - i\frac{q^2}{2} \left[A_1(\hat{\omega}) + i\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{k_r V_{Ti} q}{\Omega_i} \right)^2 e^{-\hat{\omega}_r^2/4} A_2(\hat{\omega}_r) \right] \quad (5.2)$$

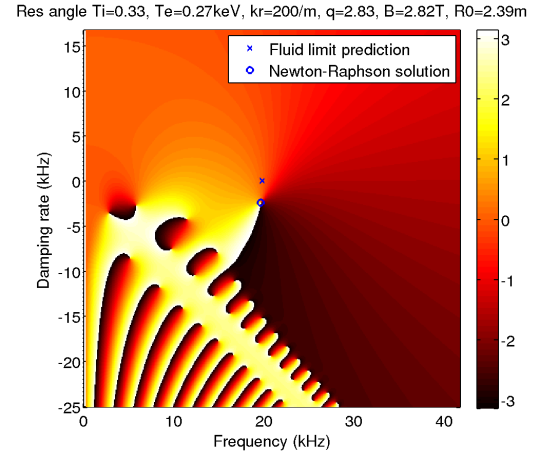
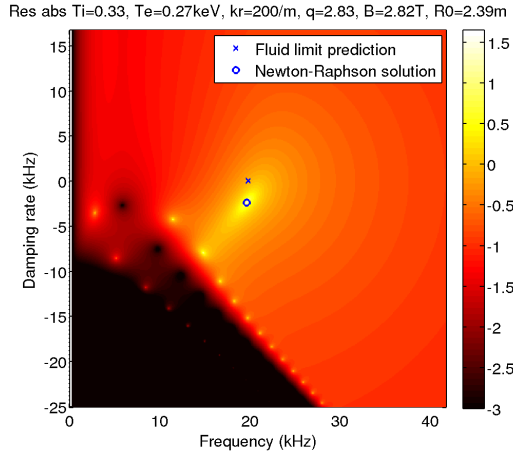
où une solution $\hat{\omega}$ est caractérisée par $1/K(\omega) \rightarrow 0$. Dans le modèle de Zonca, en incluant les effets de rayon de Larmor fini (FLR) et de largeur d'orbite finie (FOW) et en supposant $k_r \rho_s q \ll 1$ avec $\rho_s = \frac{\sqrt{2m_i T_i}}{eB}$ le rayon de Larmor ionique, on doit résoudre l'équation suivante :

$$\frac{1}{K(\Omega)} = 1 + \frac{q^2}{\Omega} \left[F(\Omega) - \frac{N^2(\Omega)}{D(\Omega)} \right] - (k_r^2 \rho_s^2 / 2) (3/4 + (q^2 / \Omega) S_0(\Omega)) \quad (5.3)$$

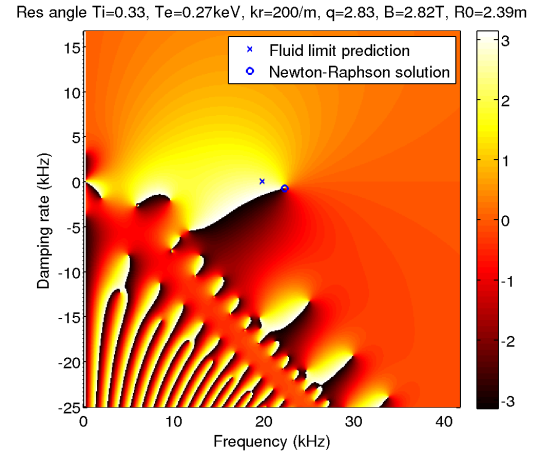
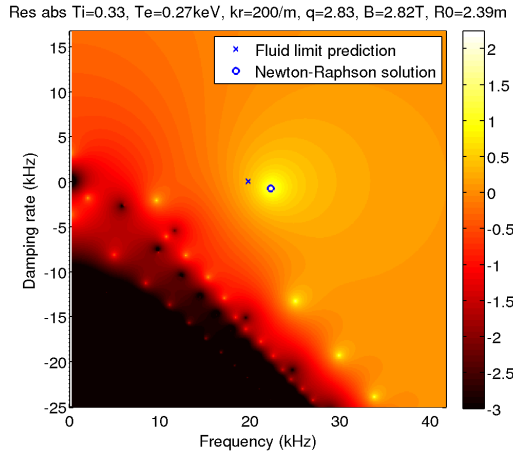
En illustration des propriétés de ces équations, la figure 5.29 montre la résolution de chacune d'entre elles dans les conditions du cas haut v^* , pour $\rho = 0.8$ et pour $k_r = 200 m^{-1}$ ($k_r \rho_i = 0.26$). Dans les deux modèles, on a la même prédiction en limite fluide, qui correspond à la prédiction de Sugama avec $k_r = 0$ et $q \rightarrow \infty$ (croix bleue). La solution de l'itération est représentée par un rond bleu. On s'intéresse ici à la position de la solution exacte (rond bleu) par rapport à l'approximation fluide (croix bleue). Dans le modèle de Sugama, k_r a pour effet de légèrement décroître la fréquence GAM et de significativement augmenter son amortissement. Dans le modèle de Zonca, k_r induit un léger amortissement (jusqu'à 1 kHz) et augmente significativement la fréquence GAM. Ainsi, les deux modèles prédisent des effets de k_r sur la fréquence GAM de sens opposés. On ne peut conclure ici quant à l'effet de k_r sur la fréquence GAM. Aucun de ces modèles ne prévoit de baisse significative de la fréquence GAM avec l'apparition d'une structure radiale. En conclusion, il est peu probable que k_r puisse vraiment aider à réconcilier les prédictions théoriques avec les profils expérimentaux de fréquence.

5.3.5 Effet de l'anisotropie en pression

L'anisotropie en pression a un effet sur la fréquence GAM qui est double. D'une part, l'anisotropie en pression des perturbations dues au GAM modifie le coefficient adiabatique $\Gamma_i = 5/3$ (modèles



(a) Modèle de Sugama : module de $K(\omega)$. (b) Modèle de Sugama : argument de $K(\omega)$.



(c) Modèle de Zonca : module de $K(\Omega)$. (d) Modèle de Zonca : argument de $K(\Omega)$.

FIGURE 5.29 – Résolution de la fréquence GAM complexe dans les équations non analytiques de Sugama et de Zonca.

fluides de Winsor [WJD68] et Hallatschek [HB01]) en $\Gamma_i = 7/4$ (modèle MHD de Ren [Ren14b], modèle bi-fluide de Sgalla [SSEB13], modèles cinétiques). Comme $5/3 < 7/4$, permettre aux fluctuations de pression d'être anisotropiques augmente légèrement la prédiction de fréquence GAM.

L'effet discuté ici concerne l'anisotropie statique de pression dans le plasma, qui modifie également la fréquence GAM. Cet effet a été modélisé dans un formalisme de MHD idéale [Ren14b]. En caractérisant l'anisotropie de pression par $\chi = P_\perp/P_\parallel$, on a,

$$\omega_{R2014} = \sqrt{\frac{2T_\parallel}{m_i}} \frac{1}{R} \left(\sqrt{\frac{\mathcal{G}_1 + \sqrt{\mathcal{G}_1^2 - 4\mathcal{G}_0}}{2}} \right)$$

avec $\mathcal{G}_1 = \frac{3\chi}{2} + 2 + \frac{3}{q^2}$ et $\mathcal{G}_0 = \frac{\sqrt{3}}{6q^2} \left(1 + \chi - \frac{\chi^2}{3} \right)$. On peut simplifier cette expression en supposant que $q^2 \gg 1$. On obtient alors :

$$\omega_{R2014} \underset{q^2 \gg 1}{\approx} \sqrt{2} \sqrt{\frac{(3/4)(T_{i\perp} + T_{e\perp}) + (T_{i\parallel} + T_{e\parallel})}{m_i}} \frac{1}{R}$$

Ce modèle apparaît comme une évolution du modèle de Winsor (également MHD) où on remplace simplement $\Gamma_i = \Gamma_e = 5/3$ et T par, respectivement, $\Gamma_i = \Gamma_e = (7 + 3(\chi - 1))/4$ et $T_\parallel$. Ainsi, lorsque $\chi = 1$ (pression isotrope), on retrouve que $\Gamma = 7/4$, typique des modèles permettant aux fluctuations dues au GAM d'être anisotropes.

Le coefficient d'anisotropie χ a été mesuré dans la simulation GYSELA. Dans l'intervalle radial d'intérêt ($0.75 < \rho < 0.93$), $\chi = 1$ en régime linéaire et $\chi \approx 0.85$ en régime turbulent, entraînant une légère modification de la fréquence GAM. Les profils de Winsor (sans anisotropie) et de Ren (avec anisotropie) sont tracés en figures 5.25c-d. Dans l'expérience, χ n'est pas mesuré. Dans les expériences du scan en v^* , le chauffage ICRH pourrait causer un écart $\chi > 1$ pour la population d'ions hydrogène minoritaires dans la région où la puissance est déposée, près de l'axe magnétique [KM85]. Mais les mesures du GAM sont plutôt près du bord, soit loin de la zone de déposition, et le transfert de chaleur de l'ion minoritaire aux ions majoritaires et électrons, de type collisionnel, pourrait amortir l'anisotropie et mener à $\chi \approx 1$. Dans le cas général, il semble que le chauffage ICRH n'est pas responsable du désaccord observations-prédictions, car des mesures sur ASDEX Upgrade en plasmas ohmiques ou chauffés par ECRH ou NBI ont montré que le GAM suit toujours la loi empirique $f_{GAM} \sim \sqrt{2} \sqrt{(T_i + T_e)/m_i} \frac{1}{2\pi R}$ [CSS⁺05]. Pour ces raisons, la piste d'un effet de l'anisotropie de pression ne semble pas significative.

5.3.6 Autres effets dont la contribution est faible

D'autres effets existent en théorie, mais leur estimation montre qu'ils sont négligeables. D'une part la rotation dans les directions toroïdale [Wah08, Wah09] et poloïdale [Zho10] augmente la fréquence GAM. Toutefois, l'effet n'est visible que pour les vitesses soniques, ce qui n'est pas le cas de Tore Supra [FGT⁺11] où il n'y a pas d'injection de moment extérieur. Enfin, dans le cas d'une collisionnalité très haute ($v_{ii} \gg V_{Ti}/R$) au moins cent fois supérieure à la valeur expérimentale, le coefficient adiabatique $\Gamma_i = 7/4$ devient $\Gamma_i = 1$. Cet effet est négligeable dans l'expérience mais pourrait être visible dans les zones de buffer de la simulation, où un opérateur de Krook est appliqué pour stabiliser le système. On y observe que la fréquence GAM est plus faible que prévu théoriquement.

5.3.7 Synthèse

En résumé, les observations expérimentales du cas haut v^* peuvent être quasiment expliquées par les effets de géométrie et par la présence d'impuretés, en particulier dans le cœur pour $\rho < 0.9$ (voir courbe en bleu pointillés de la figure 5.25b). Ainsi, un accord relatif est trouvé entre expériences haut v^* , simulation et théorie. Toutefois, l'écart entre les mesures dans les décharges à bas v^* et les prédictions reste inexpliqué. La solution pourrait résider dans des effets propres aux faibles collisionnalités. Par exemple, le cas bas v^* est caractérisé par la présence d'ions piégés qui décrivent de larges portions d'orbites bananes. Watari et al. [WHNT07], étudiant l'effet des orbites finies et des particules piégées, ont trouvé que deux bandes de fréquence GAM existent. L'une d'elles pourrait correspondre au GAM tel qu'il est observé dans l'expérience. Dans le cadre des ondes d'Alfvén, Chavdarovski et Zonca [CZ09] ont trouvé qu'un effet joint du piégeage profond des particules bananes et de l'inertie du plasma peut avoir un effet de l'ordre $O(\varepsilon)$ sur la fréquence des modes. Vu que les relations de dispersion du mode BAE et du GAM sont les mêmes [NGS08], cet effet pourrait s'appliquer de même au GAM. De tels effets devraient être visibles dans GYSELA qui prend en compte l'effet des particules piégées, mais le cas étudié, en haut v^* , pourrait être un cas où ces effets sont négligeables. D'autres simulations à plus bas v^* pourraient mettre en évidence ces effets s'ils existent.

5.4 Propagation du GAM dans la simulation

Dans cette section, on s'intéresse aux propriétés de propagation du GAM. L'analyse est faite dans la simulation uniquement, car le montage utilisé dans les expériences ne permet pas de caractériser la propagation du mode. On détaille deux aspects de la propagation : d'une part, la propagation de groupe et d'autre part, la synchronisation radiale de la phase, en lien avec le gradient radial de fréquence GAM. Cette analyse permet d'estimer l'ordre de grandeur de k_r utile à la discussion sur les désaccords en fréquence entre expérience, simulation et théorie (§ 5.3.4). D'autre part, la partie dédiée à la synchronisation radiale de la phase apporte un éclairage pour les discussions en lien avec la dynamique des bouffées d'oscillations au § 5.5.

5.4.1 Propagation de groupe

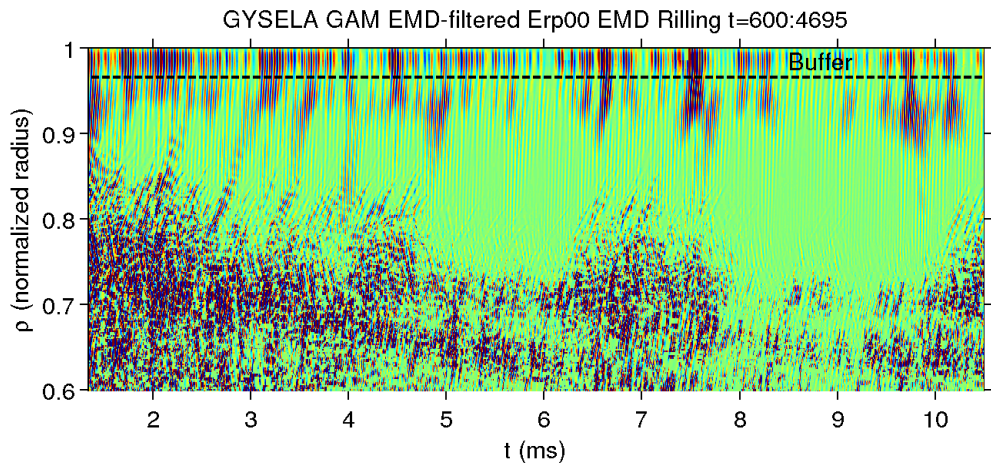
On étudie ici la propagation de l'enveloppe du GAM. Celle-ci sera étudiée grâce à la propagation de son énergie. Pour cela, on emploie une quantité dérivée de la transformée de Hilbert-Huang des oscillations de $V_\perp$ et analogue à l'enveloppe instantanée des oscillations : l'énergie instantanée, comme définie par l'équation 4.3 au § 4.2.3.2 par :

$$IE_{GAM}(t) = \sum_{j=1}^n G(\omega_j) (A_j(t) \omega_j)^2$$

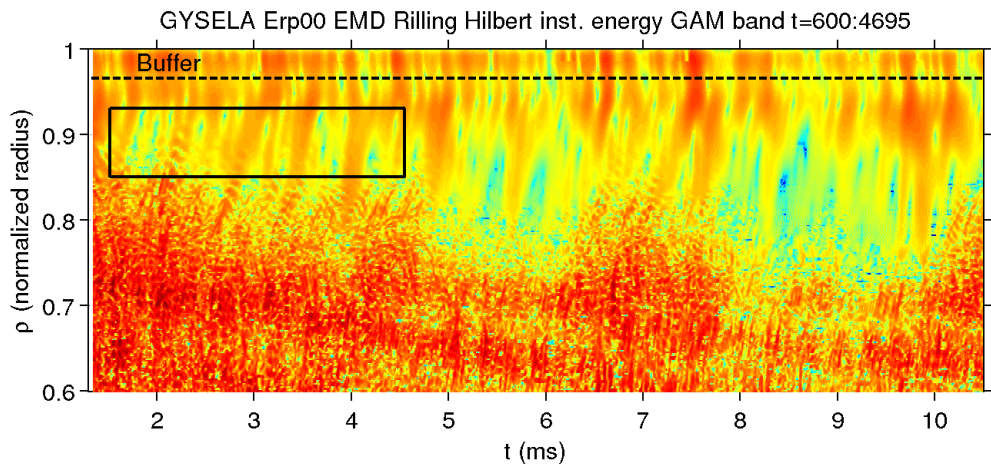
avec $G(\omega)$ la réponse fréquentielle d'un filtre passe-bande dont les bornes sont placées de part et d'autre du pic spectral correspondant au GAM, et A_j et ω_j l'amplitude et la fréquence des fonctions intrinsèques de mode représentant la dérivée du seconde du potentiel : $\sum_j A_j = \partial_r^2 \langle \phi \rangle$.

En figure 5.30a, on a tracé le signal $E'_r = \partial_r^2 \langle \phi \rangle$ filtré autour de la fréquence GAM par la méthode HHT décrite au § 4.2.3.2 pour l'intervalle radial $0.6 \leq \rho \leq 1$ et pour la fenêtre temporelle correspondant au régime turbulent (cf définition en figure 5.20). Les oscillations de E'_r apparaissent très clairement au bord $\rho \geq 0.8 - 0.85$. En figure 5.30b, on a affiché l'énergie instantanée $IE_{GAM}(\rho, t)$ correspondant aux oscillations GAM dans E'_r . On observe des structures propagatives surtout dans les premières millisecondes affichées. On analyse donc la propagation du GAM dans la zone délimitant les zones $0.85 \leq \rho \leq 0.93$ et $1.52 \leq t \leq 4.56 \text{ ms}$ (cadre noir sur la figure 5.30b) en intercorrélant entre différents rayons les signaux $IE_{GAM}(\rho, t)$. On adopte le signal à $\rho_0 = 0.89$, au milieu de la fenêtre d'analyse, comme signal de référence pour les corrélations. On repère les maxima locaux du profil d'intercorrélation pour obtenir Δt en fonction de $\Delta \rho$, ce qui donne le profil d'intercorrélation tracé en figure 5.30c.

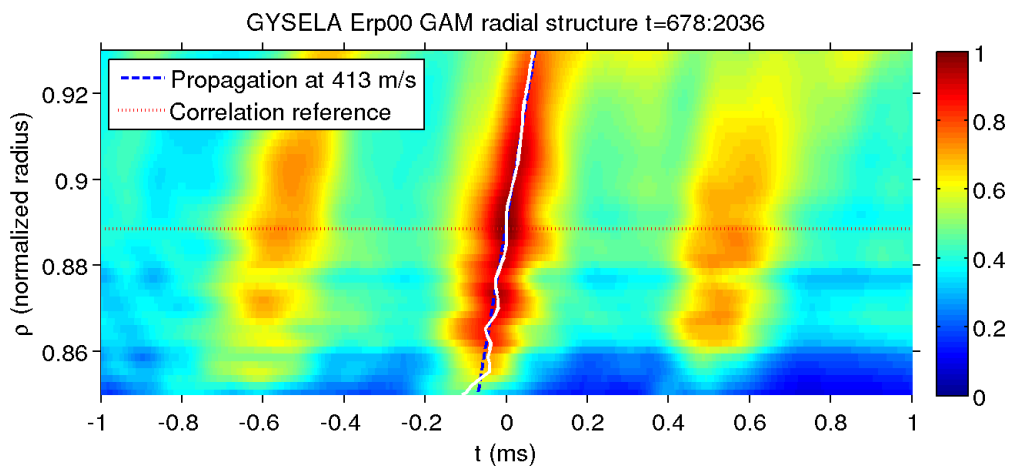
On observe une propagation vers l'extérieur de l'enveloppe des oscillations GAM, à une vitesse proche de $V_G \sim 400 \text{ m/s}$, obtenue par régression linéaire des Δt des maxima locaux du profil d'intercorrélation. La présence de structures corrélées à $\pm 0.5 \text{ ms}$ traduit le fait que, durant la période d'analyse, une série de bouffées propagatives apparaissent à un intervalle temporel de cet ordre. Ce résultat n'est pas universel, car aux autres temps, la propagation n'est pas toujours observée. Par exemple, à $t = 8.2 \text{ ms}$ et à $t = 9.8 \text{ ms}$, celle-ci est beaucoup plus rapide et ressemble moins à phénomène ballistique. Ce pourrait être par exemple la trace d'un changement de régime de transport, mais il semble plutôt que c'est une conséquence du phénomène de synchronisation de phase, comme discuté au § 5.4.3.1. On note enfin que la limite de la zone où la turbulence est active varie avec le temps. En cas de reflux de cette limite vers le cœur, comme entre $t = 5$ et 6 ms , l'activité propagative du GAM entre cette limite ($\rho \sim 0.75$) et le bord semble plus faible.



(a) Vue d'ensemble de E'_r filtré à la fréquence GAM.



(b) Vue d'ensemble de l'énergie instantanée des signaux à la fréquence GAM et encadré des données analysées pour la propagation de groupe (rouge signifiant intense et bleu peu intense).



(c) Intercorrélation radiale de l'enveloppe du GAM

FIGURE 5.30 – Propagation de groupe du GAM

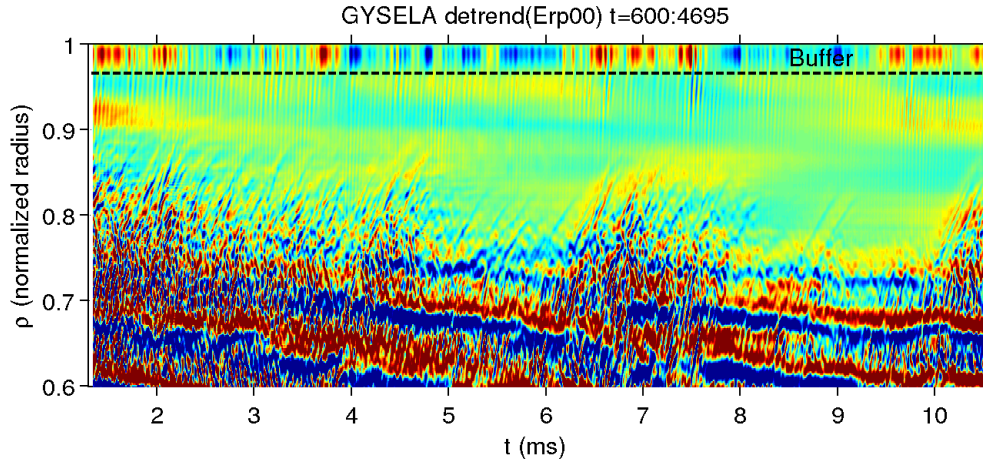


FIGURE 5.31 – Carte de $E_r' - \overline{E_r'}$ mettant en évidence les avalanches provenant du cœur.

La simulation GYSELA met donc en évidence au moins deux types de structures qui se propagent radialement : le GAM, comme cela vient d’être montré dans une portion de la simulation, et les fronts ballistiques (figure 5.31) que l’on peut qualifier d’*avalanches* [GSI⁺07, GCDP⁺14]. Dans les données analysées, la propagation du GAM est surtout observée dans le plasma de bord ($\rho > 0.85$) alors que les avalanches sont principalement actives dans le plasma de cœur (jusqu’à $\rho \sim 0.85$). Mais y a-t-il vraiment lieu de distinguer ces deux types de propagation ?

On aborde cette question en comparant les vitesses de propagation des deux types d’événements. On constate que dans les figures 5.30a (GAM) et 5.31 (avalanches), à $t = 3.4 \text{ ms}$ et $\rho = 0.83$, il y a une rupture de pente entre la propagation issue du cœur et la propagation du GAM, signe que les deux types de propagation ne sont pas régis par les mêmes mécanismes. De plus, il ne semble pas y avoir de lien de cause à effet entre l’arrivée de fronts ballistiques et l’apparition d’un GAM se propageant. Par exemple, à $t = 4.3 \text{ ms}$ et $\rho = 0.83$, on observe la dissipation d’avalanches venant du cœur sans qu’un GAM ne soit excité aux rayons avoisinants. En général, les avalanches venant du cœur sont beaucoup plus fréquentes et régulières que les bouffées propagatives du GAM. On conclut que les deux phénomènes sont bien distincts, même s’il est possible qu’ils soient liés. Dans un travail futur, il sera possible d’étudier le lien de cause à effet par une analyse par corrélation ou par moyenne conditionnelle.

5.4.2 Synchronisation radiale de la phase du GAM

On s’intéresse maintenant à l’organisation du GAM en présence d’un gradient radial de fréquence théorique, principalement dû à la diminution de la température avec l’augmentation du rayon. Pour illustrer le phénomène, on trace en figure 5.32a le signal $E_{r,10} = \partial_r \langle \phi \sin \theta \rangle$, représentatif du mode GAM dominant, filtré autour de la fréquence GAM par la méthode liée à la transformée de Hilbert-Huang (méthode décrite au § 4.2.3.2). On remarque que les oscillations sont radialement corrélées car le GAM oscille quasiment en phase dans la boîte radiale $0.85 \leq \rho \leq 0.93$, comme par exemple à $t = 7 \text{ ms}$, avec un léger glissement de la phase dû à la diminution de la fréquence du cœur vers le bord. Dans cet exemple, on compte un peu plus d’un vingtain de maxima d’oscillations sur le bord interne et un peu moins de vingt sur la bord externe. On remarque parfois un décalage de la phase qui

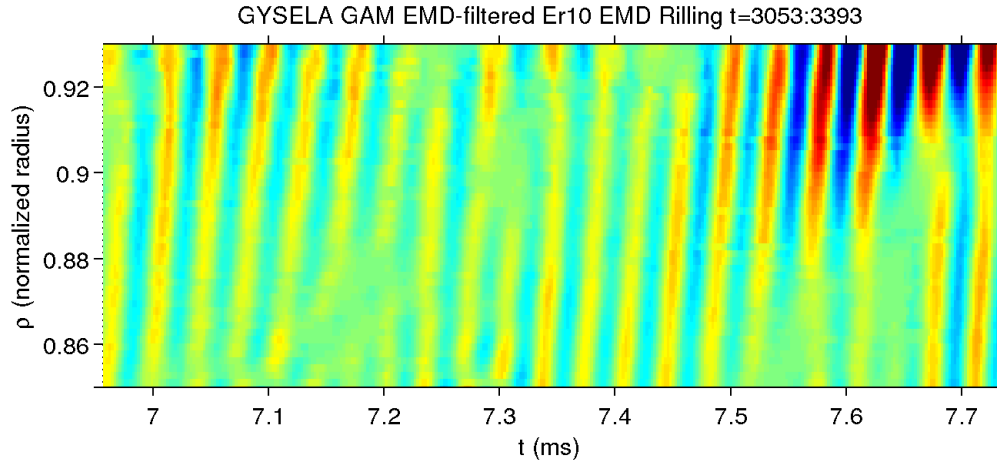
s'opère à certains rayons, comme à $t = 7.1 \text{ ms}$. On cherche ici à caractériser ce décalage radial de la fréquence GAM et à comprendre son origine.

Pour cette analyse, on repère en figure 5.32b les maxima et minima locaux des oscillations de $E_{r,10}$, respectivement par des lignes rouges et bleues. Le signal $E_{r,10}$ est affiché à quelques rayons pour illustrer l'opération. L'orientation des lignes rouges et bleues change avec le temps, du fait du gradient de la fréquence d'oscillation : elles s'inclinent progressivement dans le sens horaire, par exemple pour $6.96 < t < 7.15 \text{ ms}$ et pour $7.33 < t < 7.55 \text{ ms}$. Puis intervient un épisode où les lignes se coupent, marquant un « saut de phase », la perte d'une oscillation, entre $7.15 < t < 7.2 \text{ ms}$ pour $0.85 \leq \rho \leq 0.87$ ou encore à $t = 7.3 \text{ ms}$ et $\rho = 0.91$, après lequel l'orientation des lignes redevient verticale. On interprète ces observations comme l'existence d'un degré de déphasage critique du GAM au-delà duquel un saut de phase apparaît.

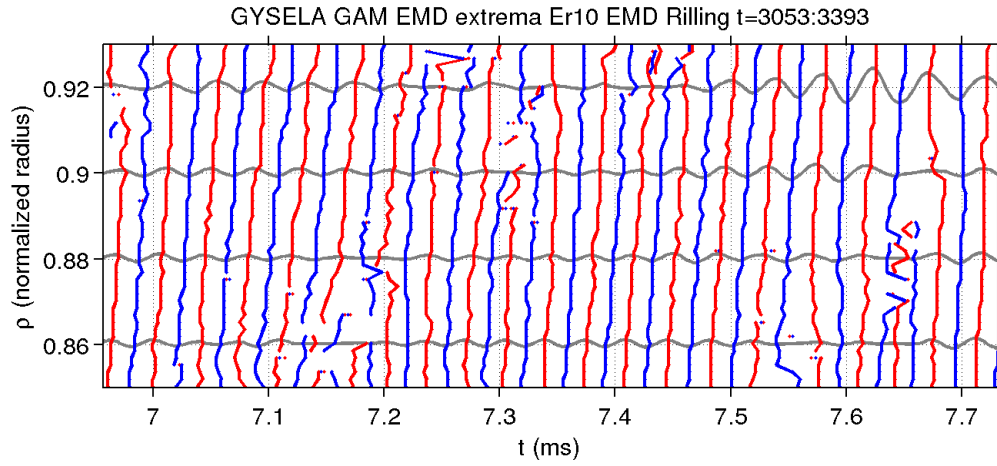
Si l'on calcule l'intercorrélacion entre les signaux $E_{r,10}(t)$ de différents rayons et le signal à $\rho = 0.89$ par une méthode de calcul similaire à celle du § 5.4.1 (figure 5.32c), on trouve une figure typique de propagation, qui est en fait essentiellement la signature du décalage progressif de la phase à cause de la vitesse : ainsi, en moyenne, un décalage radial Δr s'accompagne d'un décalage temporel Δt avec $\Delta r/\Delta t \sim 3 \text{ km/s}$. Cependant, lors des épisodes de saut de phase, cette « vitesse de phase » devient très grande juste après les sauts de phase, où les oscillations sont quasiment synchrones ($\Delta r/\Delta t \rightarrow \infty$). Elle est plus faible juste avant les sauts de phase ($\Delta r/\Delta t \sim 1.5 \text{ km/s}$).

La réorganisation qui s'opère au cours d'un saut de phase est synonyme d'un taux de cisaillement maximal dû au GAM, sous la forme d'un gradient radial de $V_\perp$. Entre deux sauts de phase, si on désigne par A_{GAM}^{GYS} l'amplitude RMS du GAM mesurée en section 5.5.3 et par λ_r la distance radiale entre deux oscillateurs GAM en opposition de phase, le taux de cisaillement est de l'ordre de $\kappa \sim 2\pi A_{GAM}^{GYS}/\lambda_r$ (cette formule est illustrée par la figure 5.33a). En adoptant $\lambda_r = \Delta t \times 1.5 \text{ km/s}$ avec Δt la demi période du GAM à 20 kHz et $A_{GAM}^{GYS} = 19 \text{ m/s}$ (valeur d'amplitude faible devant les valeurs expérimentales), l'application numérique donne $\kappa \sim 3 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$. Ce taux de cisaillement est faible devant les valeurs déduites de mesures expérimentales d'un GAM en mode propre sur DIII-D, avec κ au moins d'un ordre de grandeur supérieur [HPC⁺12]. Dans la simulation observée, le cisaillement induit par le GAM semble trop faible pour affecter significativement le transport turbulent, qui est de toute façon de faible activité à cet endroit (voir discussion au § 5.2.1). En particulier, ce taux de cisaillement est beaucoup plus faible que celui observé près de la séparatrice des plasmas de Tore Supra ou dans les piédestals de mode H d'autres machines, où le taux de cisaillement a une influence nette sur les propriétés locales du transport. Dans d'autres régimes, il a été suggéré que le cisaillement lié au GAM puisse avoir un rôle dans la transition L-H [MD10]. Il serait intéressant d'étudier la variation du taux de cisaillement κ dû au GAM dans des situations où le GAM a une intensité réaliste (voir § 5.5.1). κ augmente-t-il au point de modifier le transport turbulent, ou est-ce plutôt la synchronisation de la phase qui est plus rapide ($\lambda_r \nearrow$), si bien que $\kappa \sim A_{GAM}/\lambda_r$ reste d'un ordre de grandeur similaire aux présentes observations ?

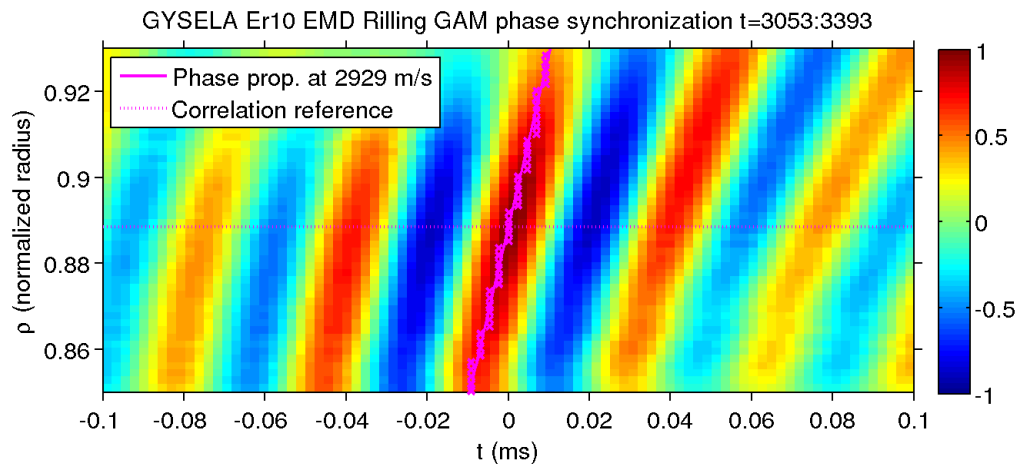
Outre son effet cisailant, le phénomène de synchronisation de la phase du GAM provoque une variation de la fréquence et de l'intensité du GAM au voisinage des sauts de phase. Par définition du saut de phase, la fréquence GAM varie d'un facteur deux de part et d'autre du rayon critique où le saut a lieu (phénomène illustré en figure 5.33b). Le saut de phase contraint la fréquence GAM d'être nettement plus grande ou plus faible que la prédiction de fréquence locale, de part et d'autre du saut. Ainsi, dans un modèle simple, on pourrait considérer que la fréquence GAM est environ $\sqrt{2}$ fois plus grande que la normale aux rayons plus internes et environ $\sqrt{2}$ fois plus faible que la normale aux rayons plus externes, quoiqu'il est possible que de plus fortes variations aient lieu. En figure 5.34b, on trace le rapport de la fréquence locale des oscillations sur la fréquence théorique du GAM. La



(a) Oscillations de $E_{r,10}$ filtré à la fréquence GAM

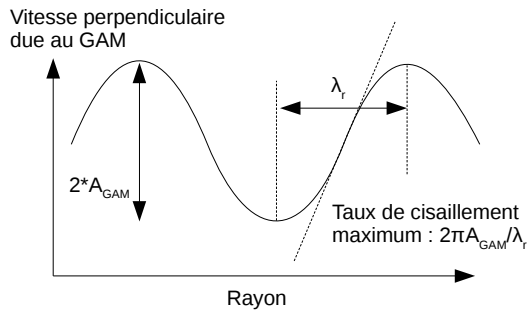


(b) Suivi des maxima (rouge) et minima (bleu) locaux de $E_{r,10}$ filtré à la fréquence GAM.

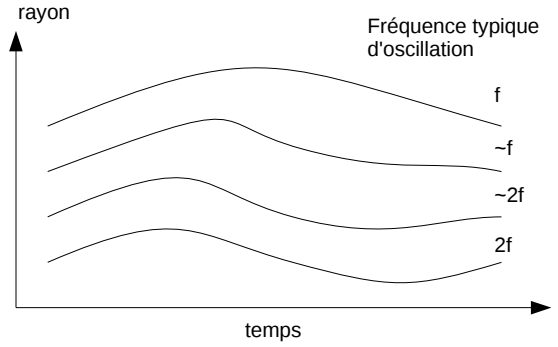


(c) Intercorrélation radiale de $E_{r,10}$ filtré à la fréquence GAM.

FIGURE 5.32 – Synchronisation de la phase des oscillations GAM entre zones radiales adjacentes.



(a) Cisaillement en vitesse induit par la synchronisation radiale de la phase du GAM.



(b) Illustration de la variation radiale de la fréquence GAM, d'un facteur 2, de part et d'autre d'un saut de phase.

FIGURE 5.33 – Conséquences de la synchronisation radiale de la phase du GAM.

fréquence instantanée du GAM est déterminée à l'aide de la transformée de Hilbert-Huang par la formule :

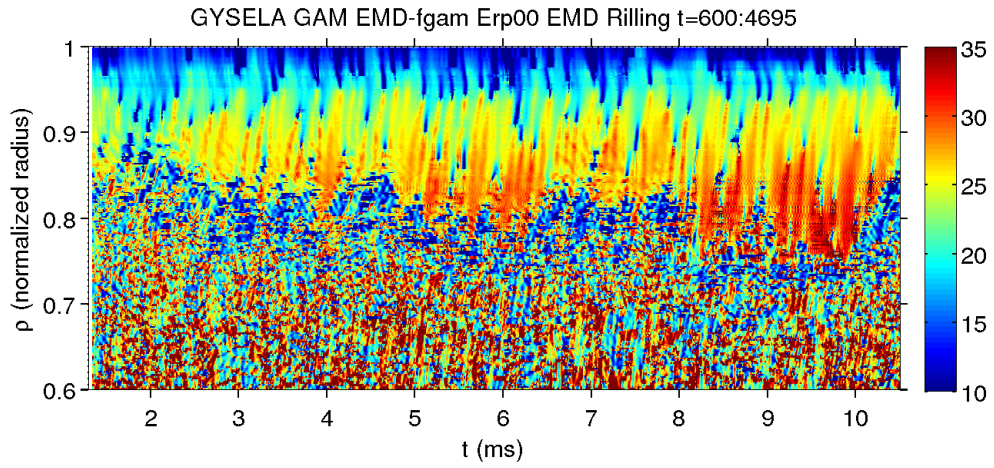
$$f_{GAM}(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\sum_j \omega_j I_j G(\omega_j)}{\sum_j I_j G(\omega_j)}$$

où, conformément aux notations précédentes, I_j est la fonction intrinsèque de mode d'indice j et de fréquence instantanée ω_j , et où $G(\omega)$ est la réponse fréquentielle du filtre passe-bande. On observe des discontinuités de la fréquence GAM à l'occasion des sauts de phase. On constate que dans la majorité des cas, de part et d'autre des sauts de phase, $f_{GAM}(t)/f_{S2006}$ varie entre 0.6 et 1.2 plutôt qu'entre $1/\sqrt{2} \sim 0.7$ et $\sqrt{2} \sim 1.4$. On observe également que les sauts de phase apparaissent dans la continuité de zones où $f_{GAM}/f_{S2006} > 1$, qui se propagent radialement (traces jaunes/rouges) à une vitesse de l'ordre de la propagation de groupe observée au § 5.4.1. Les sauts de phase semblent interrompre la propagation radiale d'une bouffée GAM, propageant un excédent local de fréquence GAM. Ainsi, les sauts de phase contribuent à la modulation et à l'instationarité de la fréquence GAM. On remarque que les structures de f_{GAM}/f_{S2006} se propagent en série, à environ 0.1 ms d'intervalle les unes des autres. L'intensité et la fréquence du GAM varient donc à cette échelle temporelle. La périodicité apparente de ces événements est compatible avec la largeur des spectres du GAM, d'environ 10 kHz, observée en régime turbulent au § 5.2.3 (figure 5.22). Le phénomène de synchronisation de la phase semble donc être un mécanisme significatif de l'instationarité du GAM dans la simulation.

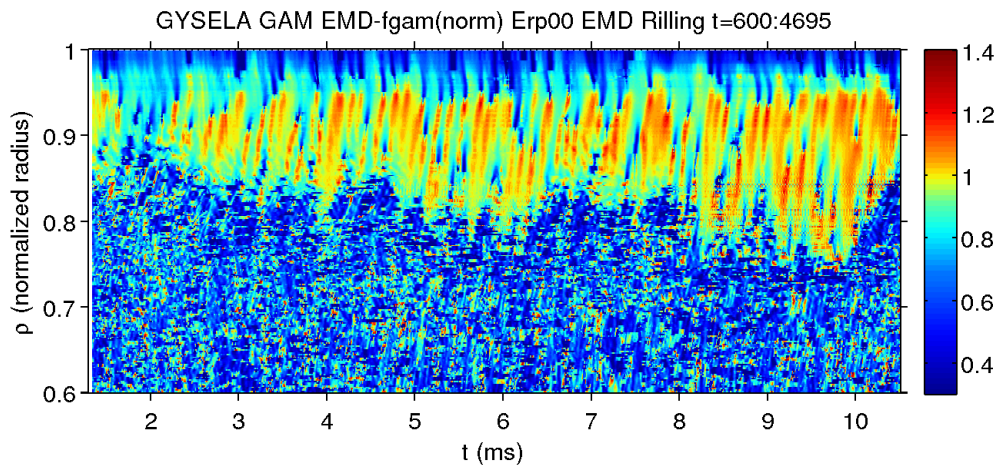
À chaque saut de phase correspond une zone locale où le GAM est de très faible intensité. Le fait que le GAM disparaisse aux abords des sauts de phase peut être la trace d'un type d'amortissement particulier, dit de *continuum* ou encore de *mélange de phase*, qui a déjà été étudié dans le passé dans le contexte des ondes d'Alfvén [HP83, HC74] et plus récemment pour les GAMs [QCZ09, HH13] comme évoqué en section 1.3.4. Un tel amortissement s'applique au GAM quand il a un profil continu et lorsque des écoulements suffisamment proches oscillent en décalage ou opposition de phase. Dans le cas des GAMs, une forme diffusive de ce taux d'amortissement a été estimée [HH13] par :

$$\gamma_{GAM,\phi} \sim \sqrt[3]{\rho_s^2 v_{ii} (\partial_r \omega_{GAM})^2}$$

où ρ_s est le rayon de Larmor ionique, définissant la portée de l'interaction entre surfaces magnétiques, v_{ii} la fréquence de collisions ion-ion, définissant le taux d'interaction et $\partial_r \omega_{GAM}$ le gradient



(a) Fréquence instantanée du GAM en kHz.



(b) Fréquence instantanée du GAM normalisée à la fréquence théorique.

FIGURE 5.34 – Mise en évidence de l'effet de la synchronisation de la phase sur l'instationarité de la fréquence GAM.

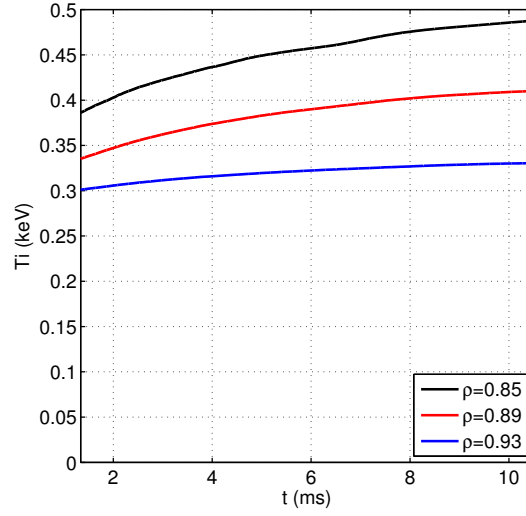


FIGURE 5.35 – Variation temporelle de la température dans la simulation à trois rayons.

de fréquence GAM. Cette formule pourrait être adaptée pour prendre en compte des phénomènes non collisionnels, tels l'absorption résonante [ZC08, QZC10a]. Il est souligné que cet amortissement est nul en présence d'un palier de fréquence GAM, où localement $\partial_r \omega_{GAM} = 0$. Il peut donc inciter le GAM à s'organiser en paliers de fréquence. Ce type d'amortissement pourrait être une explication possible de l'origine des paliers de fréquence GAM observés dans l'expérience (voir § 5.1.4).

Ce comportement propagatif *semble* correspondre aux observations réalisées dans la comparaison expérience-simulation FT-2/ELMFIRE [GAB⁺13] où la vitesse de phase radiale est proche de $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ vers l'extérieur. D'autres mesures expérimentales de propagation de phase de GAM vers l'extérieur ont été obtenues sur TEXTOR [XSS⁺11] et DIII-D [HPC⁺12], mais une propagation vers l'intérieur a été observée sur TCV [dMCH⁺14].

5.4.3 Discussion

5.4.3.1 Du possible lien entre propagation de groupe et synchronisation de phase

Il est possible que la propagation de groupe et la synchronisation de la phase soient liées. Il y a une nette corrélation entre la localisation des sauts de phase (figure 5.34) et les zones de faible intensité dans la carte d'énergie d'oscillation du GAM (figure 5.30b). À l'inverse, le GAM est plus intense lorsqu'il peut osciller à sa fréquence normale ($f_{GAM}(t)/f_{S2006} \sim 1$). Les zones de $f_{GAM}(t)/f_{S2006} \sim 1$ constant (traces jaunes/rouges en figure 5.34b) se propageant à une vitesse proche de celle de la propagation de groupe, on pourrait assimiler la propagation de groupe à la propagation d'une zone avec $f_{GAM}(t)/f_{S2006} \sim 1$. Les phénomènes de propagation de groupe et de synchronisation de la phase seraient alors étroitement liés : la propagation de groupe ne serait possible que dans des *couloirs* dans le plan (ρ, t) , avec $f_{GAM}(t)/f_{S2006} \sim 1$, entourés de sauts de phase où f_{GAM}/f_{S2006} est éloigné de 1. On remarque que l'augmentation progressive de la température dans les premières millisecondes de la simulation (figure 5.35) augmente aussi le gradient radial de fréquence théorique du GAM et donc la cadence des sauts de phase. Ce phénomène pourrait expliquer le fait que la propagation de groupe du GAM, dans sa version corrélée radialement, pourrait n'être observée principalement qu'au début de la période d'analyse.

En complément de ces observations, on constate que lorsqu'une propagation de groupe du GAM est observée (figure 5.30b), la fréquence instantanée du GAM est relativement constante radialement, comme visible à $t = 2.9, 3.5$ et 4.0 ms en figure 5.34a, dont un détail est présenté en figure 5.36a. On remarque de plus que dans l'exemple de l'événement propagatif à $t = 4.0$ ms, la propagation de groupe semble provenir de $\rho \sim 0.85$ à un endroit où $f_{GAM}/f_{S2006} = 1$. Ainsi, le profil de fréquence semble correspondre au schéma de la figure 5.36b et ces observations pourraient révéler la présence de modes propres tels qu'introduits au § 1.3.5, caractérisés par un profil de fréquence constant, issu d'une couche de résonance et se propageant dans la direction des plus faibles fréquences théoriques GAM.

En dehors des événements propagatifs mentionnés ci-dessus, ce phénomène ressemblant à une brève organisation du GAM en mode propre n'est pas systématiquement observé. Par exemple, à $t = 5.4$ ms et $0.86 < \rho < 0.93$ en figure 5.34a, le *bâtonnet* lié à la synchronisation de phase semble avoir une fréquence constante, mais jamais à deux rayons distants à un même instant donné, vu la propagation radiale bien distincte du *bâtonnet*. Si les structures en bâtonnet précédemment décrites comme issues du phénomène de la synchronisation de phase pouvaient être assimilées à des modes propres, alors ceux-ci seraient propagatifs et d'un temps de vie bref (< 0.1 ms). La vitesse de propagation de ces modes propres, assimilable à une vitesse de groupe, serait supérieure à la vitesse de groupe déduite de l'enveloppe des oscillations GAM (environ 600 m/s contre 400 m/s). Au cours de leur expansion radiale vers l'extérieur, l'intensité de leurs oscillations serait décroissante jusqu'à l'apparition du saut de phase marquant la fin de la propagation, conformément au modèle de Itoh [IID⁺06b].

En conclusion, cette simulation mettrait en évidence plusieurs vitesses caractéristiques :

- la vitesse de synchronisation de la phase, à environ 3 km/s,
- la vitesse de propagation de groupe, liée à l'enveloppe des oscillations GAM et assimilable à $f_{GAM} = f_{S2006}(\rho)$, à environ 400 m/s et
- la vitesse de propagation des structures de f_{GAM} constante, à environ 600 m/s, assimilables, ou non, à des modes propres éphémères.

5.4.3.2 Estimation du nombre d'onde radial du GAM et de l'effet sur la fréquence GAM

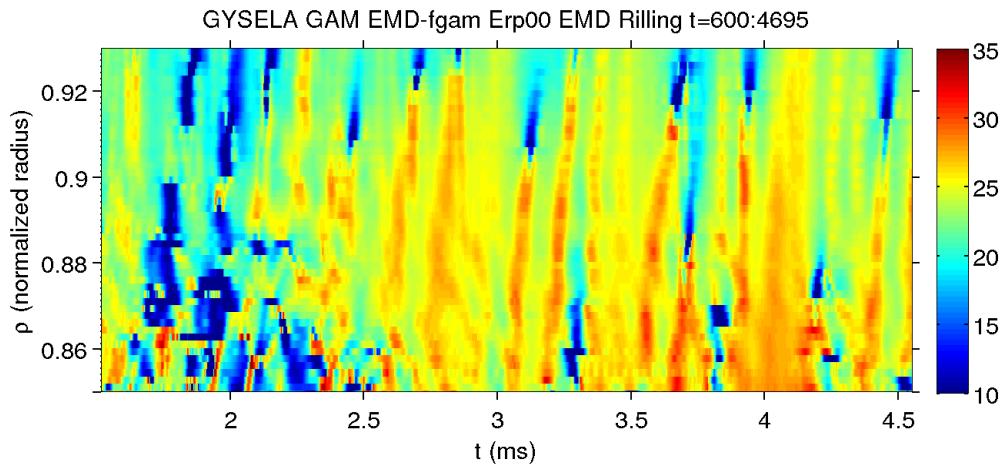
Malgré les observations précédentes, de façon générale, aucune structure radiale explicite du GAM (soit avec typiquement $k_r \rho_s \sim 1$) n'est observée dans GYSELA. On peut estimer k_r en assimilant le phénomène de synchronisation de phase à celui d'une propagation de la phase, complémentaire de la propagation de groupe. Si ω_{GAM} est la fréquence GAM et k_r le nombre d'onde radial lié à sa propagation, alors on a $V_{r,G} = \frac{\partial \omega_{GAM}}{\partial k_r} \sim 0.4$ km/s et $V_{r,\phi} = \frac{\omega_{GAM}}{k_r} \sim 3$ km/s. On a $k_r = \omega_{GAM}/V_{r,\phi} \approx 2\pi \times (20 \text{ kHz}) / (3 \text{ km/s}) = 41 \text{ m}^{-1}$.

En s'appuyant sur les propriétés de propagation du GAM, on cherche maintenant à estimer l'influence d'un tel k_r sur la prédiction de fréquence du GAM. On introduit la relation de dispersion du GAM, utilisée par exemple par Nguyen (équation 35 dans [NGS08]) :

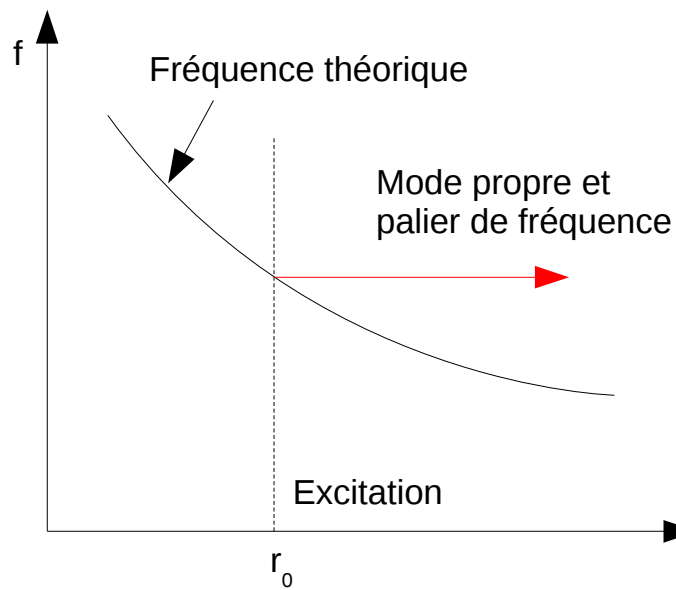
$$\omega^2 = \omega_0^2 (1 + C k_r^2 \rho_s^2) \quad (5.4)$$

où C est une constante dont on cherche à déterminer le signe, donnant le sens de la variation en fréquence du GAM avec la présence d'un k_r fini. La dérivation de l'équation 5.4 suivant k_r donne :

$$\omega \frac{\partial \omega}{\partial k_r} = C \omega_0^2 k_r \rho_s^2 \quad (5.5)$$



(a) Fréquence instantanée du GAM en kHz.



(b) Illustration de la modélisation théorique du profil de fréquence d'un mode propre, inspiré en particulier de [IID⁺06b, QZC10a].

FIGURE 5.36 – Étude du profil de fréquence GAM lors des événements de propagation de groupe. Le GAM aurait par instants des caractéristiques d'un mode propre.

équivalent, par substitution, à :

$$V_{r,\phi} V_{r,G} = C \omega_0^2 \rho_s^2$$

et montrant ainsi que $C > 0$ et

$$\begin{aligned} C &= V_{r,\phi} V_{r,G} / \omega_0^2 \rho_s^2 \\ &\approx (3000 \text{ m/s}) \times (400 \text{ m/s}) / (2\pi \times 20000/\text{s})^2 / (0.002 \text{ m})^2 \\ &\approx 19. \end{aligned}$$

Une constante C de l'ordre de la dizaine mène à une correction en fréquence de $\sqrt{1 + Ck_r^2 \rho_s^2} - 1 \sim +6 \%$, soit une contribution nette mais probablement noyée dans les autres variations de la fréquence GAM notées dans la simulation (on peut retrouver ce résultat plus directement, sans calcul de C , en écrivant $\sqrt{1 + Ck_r^2 \rho_s^2} = \sqrt{1 + V_{r,G}/V_{r,\phi}}$). Si dans l'expérience le GAM se comporte de façon analogue, avec $V_{r,\phi}$ et $V_{r,G}$ positifs et surtout de même signe, on s'attend à ce que l'effet de la propagation éloigne davantage encore les mesures des prédictions théoriques. Dans ce modèle, une réduction de la prédiction de fréquence GAM avec l'effet de k_r ne serait possible qu'avec $V_{r,\phi}$ et $V_{r,G}$ de signes opposés.

5.5 Étude de l'intensité moyenne et de l'instationarité du GAM

5.5.1 Mesures expérimentales de l'intensité moyenne du GAM

Pour mesurer l'intensité du GAM, on analyse le signal $V_{\perp, \text{GAM}}^{\text{FFT}}$, composante oscillante de $V_{\perp}$, isolée par un filtre passe-bande autour de la fréquence du GAM détectée dans les spectres, avec une largeur de $\pm 5 \text{ kHz}$, plus grande que la largeur du pic lié au GAM, de ± 1 à 2 kHz . Les bornes du filtre passe-bande sont représentées en tirets bleus sur la figure 5.37. Une description plus complète de la méthode de filtrage, ici basée sur la théorie de Fourier, est fournie au § 4.2.1. À partir du signal filtré, on calcule l'intensité du GAM par la valeur RMS (*root mean square*) des oscillations : $A_{\text{GAM}} = \text{RMS}(V_{\perp, \text{GAM}}^{\text{FFT}})$. Pour cette étude, nous utilisons les données mode X, car elles offrent le meilleur rapport signal sur bruit. Le profil de l'intensité du GAM en fonction du rayon est tracé en figure 5.38a pour l'ensemble des points de mesure, représentant chacun une séquence temporelle. En figure 5.38b on regroupe les données radialement, sous forme synthétique, par groupes d'environ vingt points de mesure, séparés en intervalles radiaux de $\delta\rho = 0.04$ dans le cas bas v^* (un groupe par fréquence d'acquisition DBS) et de $\delta\rho = 0.0183$ dans le cas haut v^* . Les points de données de la figure 5.38b représentent la moyenne des points de mesure du groupe de points de la figure 5.38a ; les barres d'erreur représentent de part et d'autre la variance au sein de chaque groupe de points. L'observation principale est que le GAM est plus intense, de profil radial plus piqué, dans le cas basse collisionnalité que dans le cas haute collisionnalité. Dans les décharges à bas v^* , A_{GAM} atteint 800 m/s à $\rho \sim 0.91$ alors qu'à ce rayon A_{GAM} ne vaut que 400 m/s dans les décharges à haut v^* . Pour les rayons $\rho \sim 0.87$ et $\rho \sim 0.95$, l'intensité du GAM se rapproche entre les cas haut et bas v^* , la différence restant tout de même supérieure aux barres d'erreur. Le maximum d'intensité dans le cas haut v^* est atteint à $\rho \sim 0.94$, à un peu plus de 400 m/s . On note la présence d'un maximum local d'intensité pour $\rho \sim 0.82$, à environ 300 m/s . Il est intéressant de remarquer que les rayons auxquels un maximum local d'intensité est visible ($\rho \sim 0.91$ pour le cas bas v^* et $\rho \sim 0.82, 0.94$ pour le cas haut v^*) correspondent aux rayons où des paliers de fréquence sont observés (cf. § 5.1.4).

L'allure des profils obtenus pour chaque décharge isolée est identique à celle où les points de toutes les décharges sont mélangés, ce qui montre un certain déterminisme de l'intensité du GAM pour des conditions expérimentales identiques. En revanche, on remarque que l'intensité du GAM n'est pas identique entre mesures de vecteurs d'onde $k_{\perp}$ différents (figure 5.39). Plus précisément, on note que les mesures avec $k_{\perp} > 8 \text{ cm}^{-1}$ donnent un ensemble de déterminations de l'intensité qui sont très rapprochées. Les mesures avec $k_{\perp} < 8 \text{ cm}^{-1}$ donnent une intensité GAM supérieure aux autres mesures, d'autant plus que $k_{\perp}$ est faible (jusqu'à +50% pour $k_{\perp} \sim 4 \text{ cm}^{-1}$). Ce phénomène est observé clairement dans toutes les données du cas haut v^* . Pour le cas bas v^* , avec moins de points de mesure, la dépendance en $k_{\perp}$ n'aurait lieu que pour les groupes de points à $\rho \sim 0.87$ et $\rho \sim 0.95$. Au pic en intensité à $\rho \sim 0.91$, la dépendance n'est pas observée. La dépendance de l'intensité GAM avec $k_{\perp}$ n'est pas facile à expliquer. Plusieurs facteurs pourraient contribuer à cet effet. D'une part, au rang des incertitudes d'analyse, une erreur d'estimation de l'équilibre magnétique pourrait mener à une sous-estimation systématique de $k_{\perp}$, augmentant $V_{\perp}$ d'autant plus que $k_{\perp}$ est faible. D'autre part, la méthode de détection MUSIC menant au signal $V_{\perp}$ pourrait souffrir de défauts lorsque le pic Doppler est trop près de la zone $f \sim 0$ sur les spectres. Enfin, il est tout à fait envisageable que cette dépendance reflète une réalité physique. On rappelle que la détection du GAM est faite par la détection de la vitesse de fluctuations et non du plasma dans son ensemble. Les fluctuations de faible $k_{\perp}$ pourraient avoir un comportement différent de celles à plus grand $k_{\perp}$. Par exemple, les fluctuations de faible $k_{\perp}$ pourraient avoir une vitesse de convection propre, tandis que les fluctuations de plus grand

$k_{\perp}$ pourraient davantage se comporter comme des traceurs, de façon analogue à des scalaires passifs. Il n'est pas possible de conclure sur ce point avec les données disponibles. En recherches futures, le comportement des fluctuations pourrait être étudié en simulation avec un diagnostic synthétique, outil numérique imitant autant que possible les propriétés du diagnostic réel et permettant en particulier de discerner les différentes échelles de fluctuations.

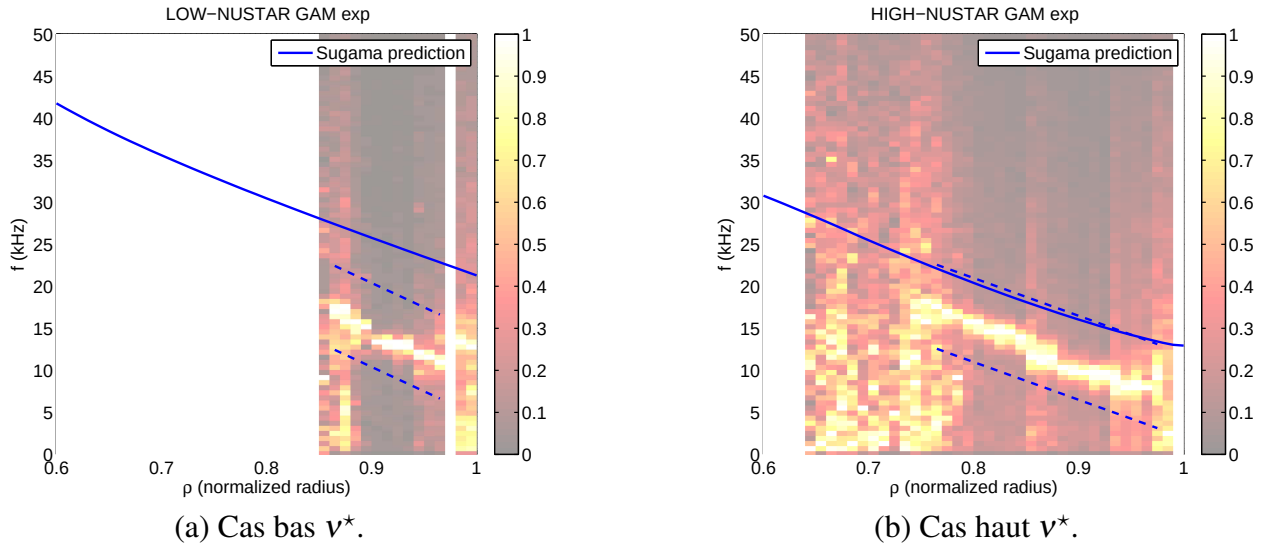


FIGURE 5.37 – Définition des bornes f_1 et f_2 encadrant les profils de fréquence GAM observés dans les mesures en mode X (tirets bleus).

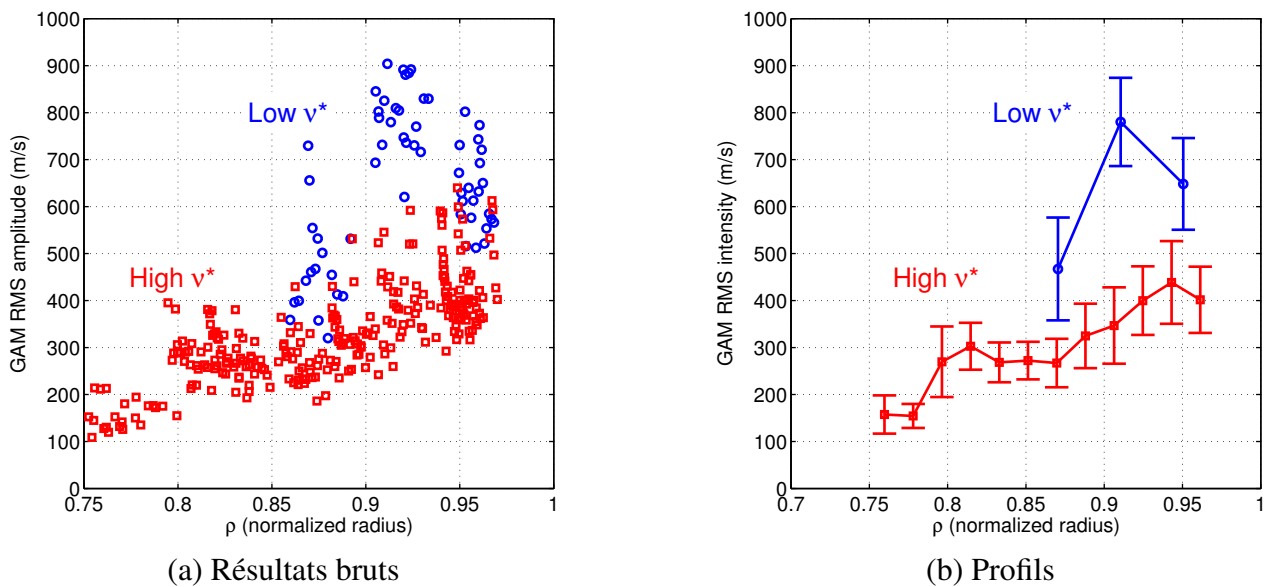


FIGURE 5.38 – Profils d'intensité du GAM d'après les mesures expérimentales en mode X.

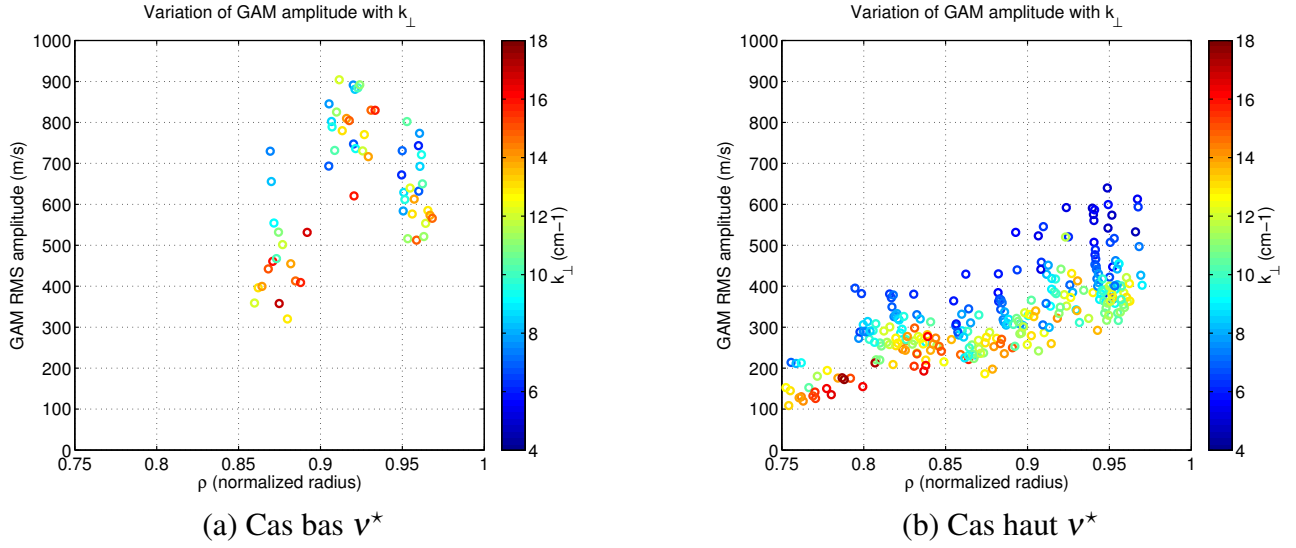


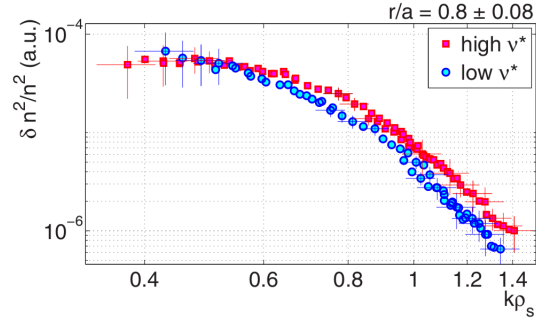
FIGURE 5.39 – Intensité des GAMs en fonction du rayon et de l'échelle de mesure $k_{\perp}$ (cm^{-1}).

5.5.2 Estimations de la source turbulente et de l'amortissement

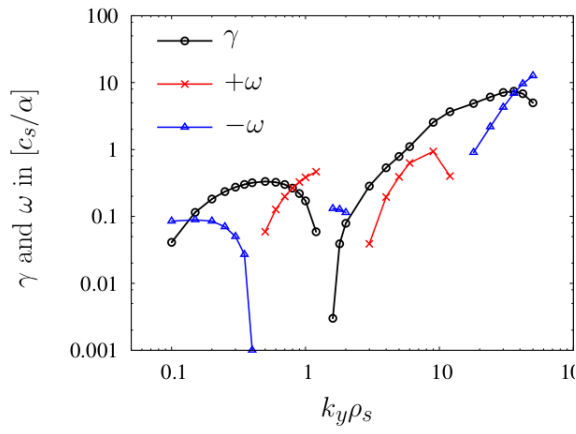
L'interprétation de l'intensité du GAM n'est possible qu'à la lumière des termes d'excitation turbulente (§ 1.3.3) et d'amortissement du mode (§ 1.3.4). Le niveau expérimental de fluctuation turbulente peut être estimé directement par les mesures de rétrodiffusion Doppler. Toutefois, ces mesures (figure 5.40a) se limitent aux échelles $k_{\perp}\rho_s > 0.4$ alors qu'une grande partie des fluctuations se trouve à des échelles inférieures (cet aspect a été introduit au § 1.2.2.1) et peuvent être une source d'énergie pour les GAMs. La mesure des fluctuations aux petites échelles est possible, par réflectométrie à balayage rapide, capable de sélectionner les faibles vecteurs d'onde dans la direction radiale [VCHL05] mais dont les mesures ne sont pas suffisamment précises dans les décharges étudiées ici pour différencier les cas haut et bas v^* .

La source des GAMs est alors évaluée à partir des flux turbulents estimés à partir d'un calcul avec le code de turbulence GENE (code gyrocinétique utilisé dans sa version locale). En première évaluation, un calcul linéaire (figure 5.40b-c) montre que, pour $k_{\perp}\rho_s < 1$, le cas haut v^* est dominé par une turbulence ionique, très probablement de type ITG, alors que le cas bas v^* est dans un régime turbulent hybride ionique/électronique, certainement de type ITG/TEM. En régime non linéaire (figure 5.40d-e), il apparaît que les flux de chaleur ionique et électronique sont tous deux environ trois fois supérieurs dans le cas bas v^* que dans le cas haut v^* . Ces estimations suggèrent une activité turbulente plus intense dans le cas bas v^* , et donc un niveau d'excitation GAM supérieur.

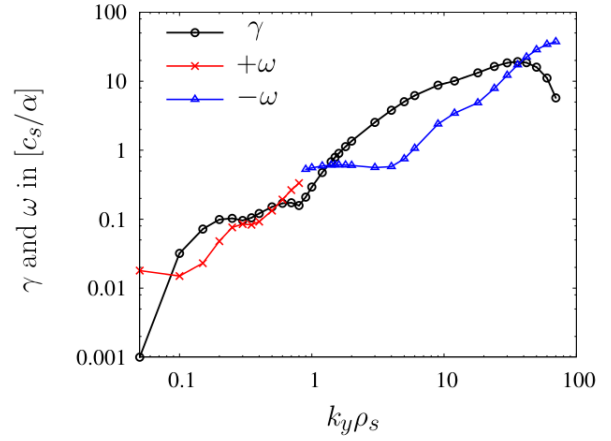
Concernant l'amortissement du GAM, les profils théoriques de la contribution Landau (tirets) et de la contribution collisionnelle (traits pleins) sont tracés en figure 5.41. Une description plus complète des phénomènes d'amortissement est fournie dans le chapitre de contexte au § 1.3.4. On observe que dans les régions où le GAM est mesuré, l'amortissement collisionnel est dominant. En effet, les mesures les plus profondes exploitées ici sont à $\rho = 0.75$ (pour le haut v^*) alors que la transition entre les régimes d'amortissement Landau et collisionnel s'effectue entre $\rho = 0.6$ et 0.7 , selon le scénario de v^* . De plus, il vient naturellement que l'amortissement collisionnel est plus intense dans le cas haut v^* que dans le cas bas v^* . Dans les zones où sont réalisées la majorité des mesures ($0.8 < \rho < 0.95$), le profil du taux d'amortissement varie peu et on a $\gamma \sim 2 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$ pour le bas v^* et $\gamma \lesssim 10^3 \text{ s}^{-1}$ pour le haut v^* , soit un facteur quatre entre les deux. On remarque que ces valeurs d'amortissement sont



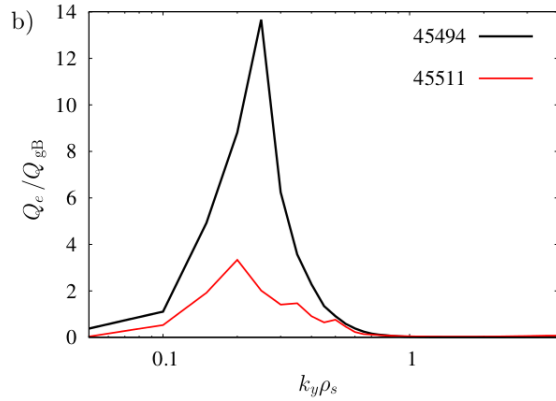
(a) Spectres turbulents issus des mesures DBS [VHG⁺11]



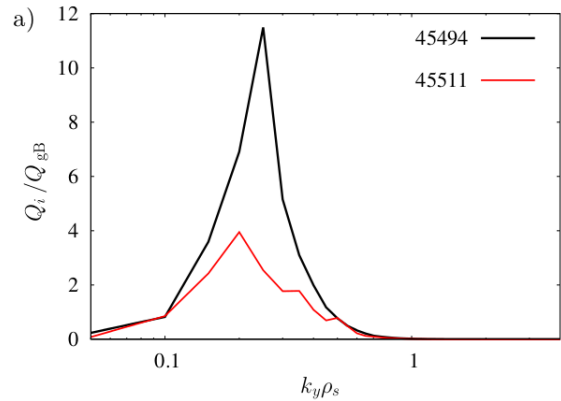
(b) Taux de croissance linéaire dans le cas bas v^* (source équipe GENE)



(c) Taux de croissance linéaire dans le cas haut v^* (source équipe GENE)



(d) Flux de chaleur électronique (source équipe GENE)



(e) Flux de chaleur ionique (source équipe GENE)

FIGURE 5.40 – Comparaison des propriétés de la turbulence entre les cas bas et haut v^* .

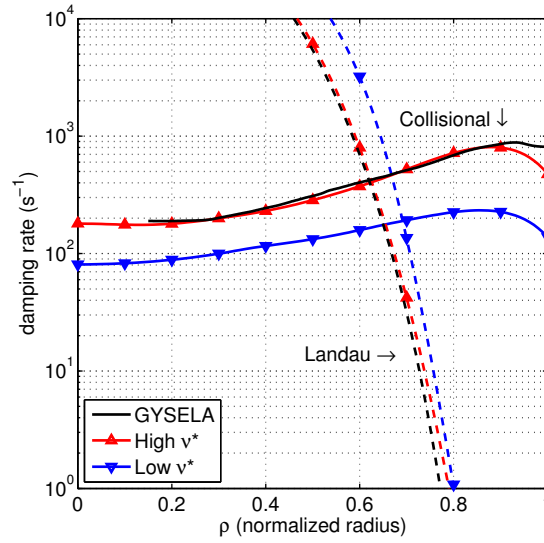


FIGURE 5.41 – Amortissement théorique du GAM en expériences et simulation

cohérentes avec celle estimée pour le plasma de bord de DIII-D $\gamma \lesssim 100\text{--}150\text{ s}^{-1}$ [HPC⁺12].

Ainsi, il apparaît que dans la décharge à bas v^* l'activité turbulente — synonyme d'excitation — est plus intense tandis que l'amortissement est plus faible. Ce constat est compatible avec l'observation que le GAM y soit d'intensité supérieure. Toutefois, l'expansion radiale du GAM est plus faible dans le cas bas v^* ($0.86 < \rho < 0.97$) que dans le cas haut v^* ($0.75 < \rho < 0.98$). Cela peut être dû au faible pouvoir de détection de la réflectométrie Doppler en mode O, utilisée exclusivement pour $\rho < 0.85$ dans le cas bas v^* . En effet, pour $\rho \sim 0.85$, les mesures en mode X ont une résolution radiale $\Delta\rho \sim 0.015$ alors qu'en mode O elle est plutôt de l'ordre de $\Delta\rho \sim 0.05$. Si le GAM a un gradient local de fréquence, alors la détection mode O pourrait récolter des oscillations de plusieurs fréquences. De plus, si le GAM a une structure radiale d'un k_r suffisamment élevé pour que des oscillations en opposition de phase existent dans la fenêtre de résolution du mode O, alors la détection mode O pourrait être moins performante que la détection en mode X. La capacité moindre du mode O à détecter le GAM a également été constatée lors de l'observation des GAMs dans l'étude de changement d'appui plasma, au § 4.3.2.

Outre les questions de détection, l'absence de pic GAM dans les spectres bas v^* à $\rho < 0.85$ peut également signifier que le GAM est réellement absent à cet endroit, par exemple en raison d'un amortissement dû à une résonance du GAM avec les orbites des électrons piégés, présentes pour $\rho < 0.90$ avec le régime électronique banane (voir § 1.3.4). Il n'est pas possible de conclure sur ce point avec les données disponibles.

5.5.3 Observations de l'intensité moyenne en simulation

L'amplitude du GAM observée en simulation est beaucoup plus faible (quelques dizaines de mètres par seconde) que dans l'expérience. On peut montrer que cette différence peut être imputée à la faible activité turbulente dans les zones externes de la simulation ($\rho > 0.7$), dont la turbulence

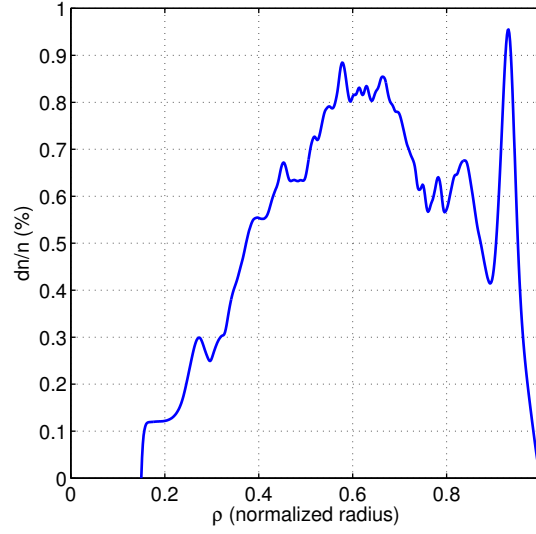


FIGURE 5.42 – Niveau moyen de fluctuation du potentiel électrostatique dans la simulation GYSELA, dans la fenêtre temporelle d’analyse du régime turbulent ($600 \leq t \leq 4695$).

n’a pas saturé dans les données analysées. On considère un modèle simple d’équilibre énergétique du GAM tel que :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \gamma A = S$$

où γ est le taux d’amortissement du GAM et S est le taux d’excitation. En régime stationnaire, $\partial/\partial t = 0$ et on considère la quantité $A_{GAM}\gamma/S$, intensité GAM normalisée au rapport de l’excitation sur l’amortissement. Il apparaît que $A_{GAM}\gamma/S$ est d’un ordre de grandeur comparable entre les expériences d’une part et la simulation d’autre part. Par simplicité, on suppose que S est proportionnel à dn^2 . Pour $\rho = 0.85$, des mesures expérimentales de réflectométrie à balayage rapide donnent l’ordre de grandeur $dn/n_{EXP} \sim 2\%$. Dans la simulation, on calcule le niveau de fluctuation moyen par

$$dn/n_{GYS}(\rho_0) = RMS \left(\frac{\phi(\rho_0, \theta = 0, t) - \phi_{00}(\rho_0, t)}{\hat{T}_{GYS}(\rho_0, t)} - \overline{\left(\frac{\phi(\rho_0, \theta = 0, t) - \phi_{00}(\rho_0, t)}{\hat{T}_{GYS}(\rho_0, t)} \right)} \right).$$

On remarque que ϕ est une grandeur normalisée, sans dimension, représentant le rapport $e\phi_V/T_0$ avec ϕ_V le potentiel dimensionné et T_0 la température de référence telle que définie au § 5.2.2. Les valeurs du niveau de fluctuation sont affichées en figure 5.42. Pour $\rho = 0.85$, on a $dn/n_{GYS} \sim 0.6\%$. La densité dénormalisée de GYSELA satisfait $n_{GYS}/n_{EXP} \sim 0.8$ (cf § 5.2.2). Ainsi, le rapport $(S_{EXP}/v_{EXP})/(S_{GYS}/v_{GYS})$ vaut $\left(\frac{2\%}{0.6\%} \frac{1}{0.8}\right)^2 \sim 17$. On mesure par ailleurs $A_{GAM}^{GYS} = 19\text{ m/s}$ en simulation et $A_{GAM}^{EXP} = 270\text{ m/s}$ dans l’expérience (haut v^*), si bien que $A_{GAM}^{EXP}/A_{GAM}^{GYS} \sim 14$. Ainsi, on obtient que même si le GAM est trop faible dans la simulation pour être réaliste, son intensité suit de façon consistante l’évolution de l’intensité turbulente et de l’amortissement.

5.5.4 Variations temporelles de l’intensité GAM

Les observations expérimentales du GAM montrent qu’il apparaît de façon intermittente et que son intensité varie avec le temps. Ce comportement est observé dans les données acquises sur Tore

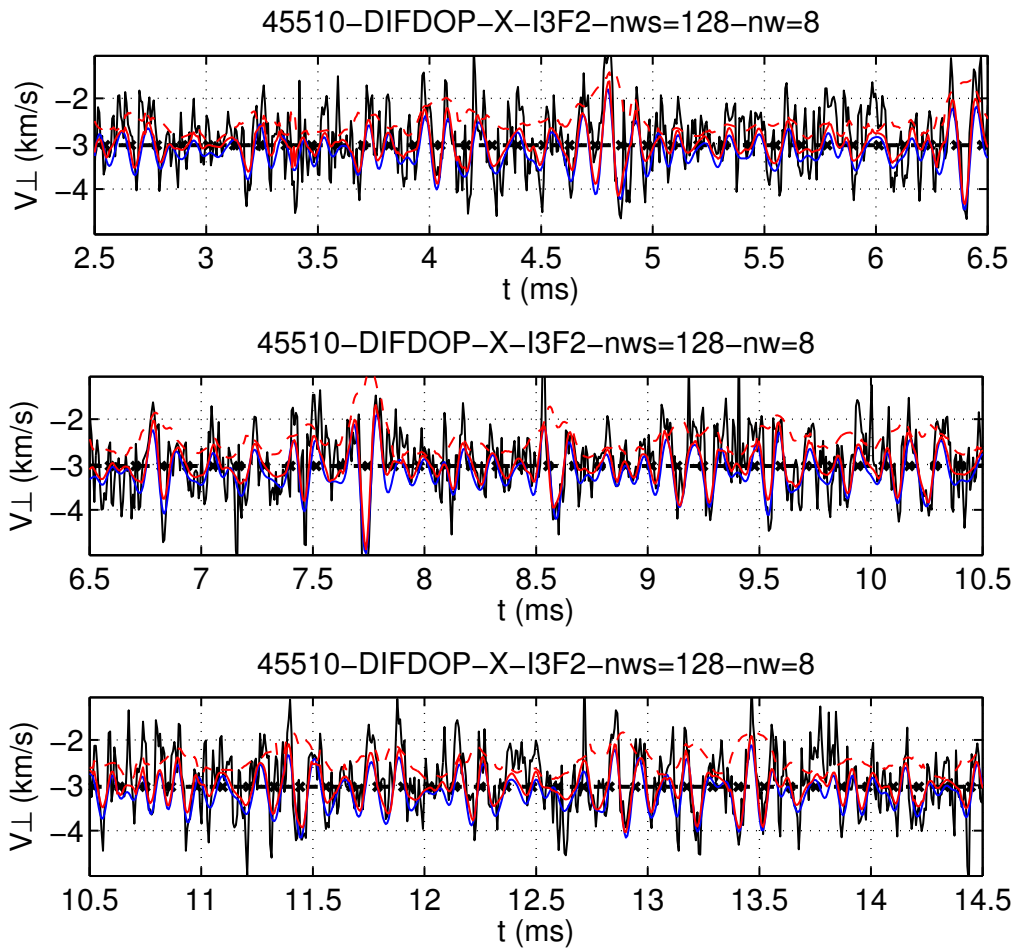


FIGURE 5.43 – Extraits de signaux expérimentaux du choc 45510 montrant les bouffées d'oscillations GAM.

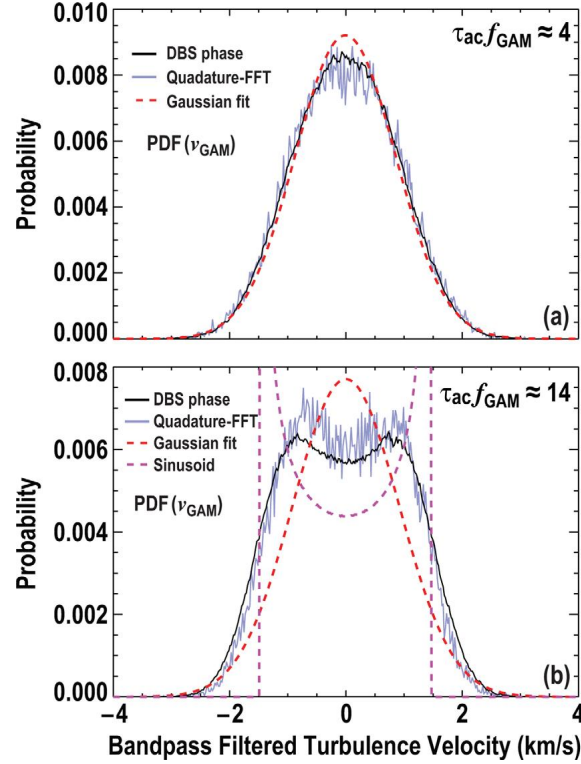


FIGURE 5.44 – Dans deux plasmas de DIII-D, distribution de $V_{\perp,GAM}$ montrant en (a) un GAM relativement peu cohérent dans un plasma chauffé additionnellement à 2.7 MW et en (b) un GAM très cohérent dans un plasma chauffé additionnellement à 4.7 MW. La distribution du cas (a) est la mieux représentée par une gaussienne (tirets rouges) tandis que la distribution du cas (b) est intermédiaire entre la gaussienne et la densité de probabilité d’une sinusoïde (tirets roses), typique d’une oscillation harmonique et stationnaire de $V_{\perp,GAM}$ [HPC⁺12].

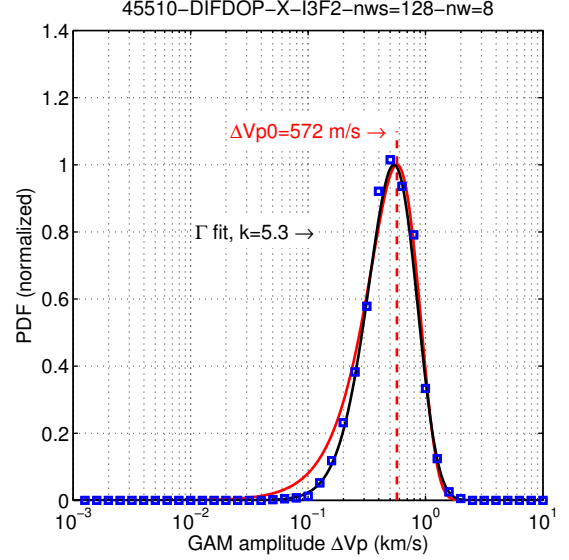
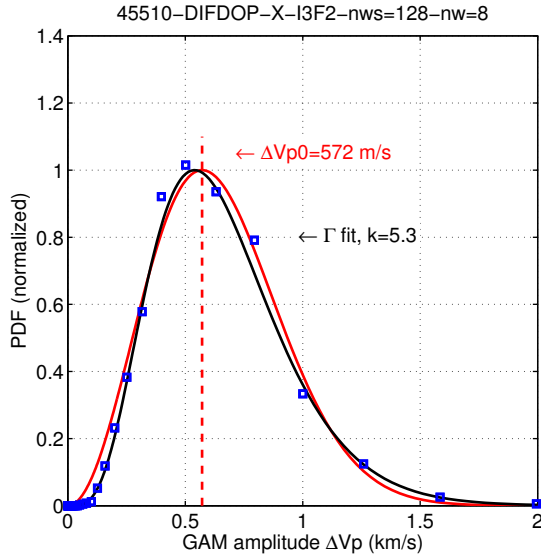
Supra (résultats de [VHGtTST12] et aussi figure 5.43), mais aussi sur ASDEX Upgrade [CSS⁺05], JIPP TII-U [HWN⁺06] (voir figure 1.21), T-10 [MVE⁺06], DIII-D [HPC⁺12], etc.

La caractérisation précise de l’instationarité du GAM a été plus rarement entreprise, notamment dans ASDEX-Upgrade [CSS⁺05] et dans DIII-D [HPC⁺12], où la distribution de $V_{\perp}$ filtrée à la fréquence GAM (soit $V_{\perp,GAM}$) a été calculée (figure 5.44). Dans le cas général, la distribution en $V_{\perp,GAM}$ n’est pas celle d’une sinusoïde (voir figure 5.44b) mais est mieux représentée par une gaussienne. Une caractérisation de la distribution en δE_r a mené à une observation similaire sur la machine FT-2 et un accord a été trouvé entre les expériences et les prédictions d’une simulation gyrocinétique avec le code ELMFIRE, aux paramètres d’entrée réalistes [LBG⁺12].

Dans cette section, on caractérise l’intensité des oscillations du GAM d’une façon différente de l’exemple de la figure 5.44. On calcule la distribution de l’amplitude instantanée du GAM, obtenue grâce à la transformée de Hilbert-Huang et à son implémentation détaillée au chapitre 4 :

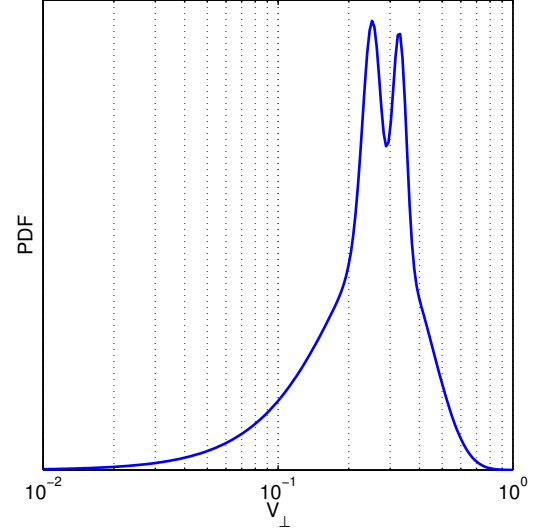
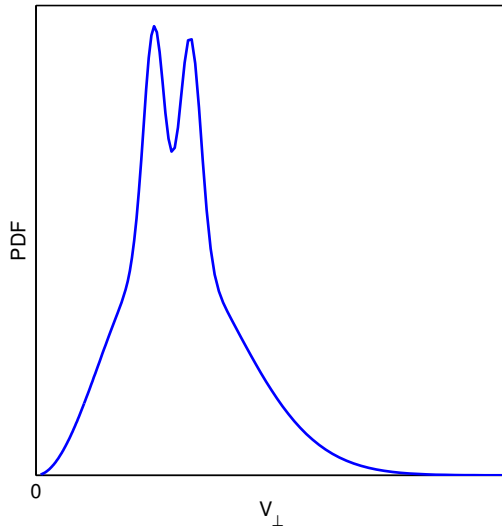
$$V_{\perp,GAM}^{\pm}(t) = \pm \sum_n [G(\omega_n(t)) a_n(t)] \quad (5.6)$$

où $G(\omega)$ est la réponse fréquentielle d’un filtre passe bande centré autour de la fréquence GAM et les a_n sont les amplitudes des fonctions intrinsèques de mode issues de l’analyse par la HHT. On présente par la suite la fonction de densité de probabilité (PDF), notée P , de $V_{\perp,GAM}^+$, caractérisant l’instationarité de l’intensité du mode.



(a) Exemple de PDF obtenue expérimentalement dans le choc 45510, haut v^* (échelle linéaire à gauche, logarithmique à droite).

Ajustement avec les fonctions $P(V) = \alpha V^2 \exp(-V^2/V_0^2)$ (rouge) et $P(V) = \alpha V^k \exp(-V/V_0)$ (noir).



(b) Illustration d'une PDF hypothétique modifiée par la présence d'oscillations prédateur-proie raisonnablement nettes, stationnaires et harmoniques.

FIGURE 5.45 – Observation de la fonction de densité de probabilité (PDF) de l'intensité des oscillations GAM et comparaison avec l'allure d'une PDF liée à de fortes oscillations prédateur-proie.

Un exemple de P est tracé en figure 5.45a pour la décharge 45510, en scénario haute collisionnalité avec des acquisitions longues. On constate que P suit une distribution qui s'écrit :

$$P(\Delta V_{\perp}) = \alpha \Delta V_{\perp}^2 \exp(-\Delta V_{\perp}^2 / \Delta V_{\perp,0}^2) \quad (5.7)$$

avec $\Delta V_{\perp,0}$ une amplitude GAM représentative, proche de celle mesurée en partie 5.5.1 et α une grandeur définie pour avoir $\int_{\Delta V_{\perp}} P(\Delta V_{\perp}) = 1$. On remarque également que P est bien décrite par la distribution Γ , courante en théorie des probabilités, s'écrivant :

$$P(\Delta V_{\perp}) = \alpha \Delta V_{\perp}^k \exp(-\Delta V_{\perp} / \Delta V_{\perp,0}), \quad (5.8)$$

avec $k \in [3, 6]$ selon les signaux analysés. Ce résultat contraste avec des modèles présentant le GAM comme un acteur d'un système prédateur proie dont l'énergie oscille de façon quasi harmonique (modèle de Miki Diamond à proximité du gradient critique de transition LH par exemple [MKML07, MKML08, MKLM08]). En revanche, il est en adéquation avec les résultats expérimentaux sur DIII-D où la distribution en $V_{\perp,GAM}$ est proche de la gaussienne pour les GAMs modérément cohérents (cas de la figure 5.44a). Dans le cas d'oscillations de type prédateur-proie nettes et régulières, il serait davantage attendu d'observer des PDFs de fonction quasi-sinusoïdales, comme représenté en figure 5.45b et en figure 5.44b, ou du moins une PDF aplatie à son sommet si les oscillations prédateur-proie sont de type triangulaire ou en dents de scie. Ce résultat montre que si de telles oscillations existent, elles sont suffisamment faibles ou suffisamment chaotiques pour ne pas faire ressortir d'aplatissement ou de pics dans la PDF de l'intensité GAM. Il est à noter que cette conclusion est cohérente avec le fait que les mesures effectuées dans ces expériences sont a priori loin d'une transition L-H. En effet, aucune transition L-H n'a jamais été observée sur le tokamak Tore Supra.

Cette observation sur la PDF reste plutôt valable dans la simulation et le cas basse collisionnalité (figure 5.46), quoique la durée inférieure des signaux analysés fournit une statistique plus faible et mène à une plus grande variance des résultats. Ainsi, il n'est pas toujours possible d'écarter la présence de plusieurs maxima dans la PDF *vraie*. Néanmoins, les PDFs sont toujours assimilables à des distributions exprimées par les équations 5.7 et 5.8. De façon remarquable, la PDF de l'équation 5.7 ne dépend que d'un seul paramètre : un niveau moyen d'oscillation GAM.

En conclusion, on a pu constater que le GAM est plus intense dans les expériences en bas v^* qu'en haut v^* . Dans la simulation, l'amplitude du GAM est beaucoup plus faible. Cela est manifestement dû à une plus faible excitation turbulente. Les intensités mesurées en expérience et en simulation sont consistantes avec les estimations d'excitation turbulente et d'amortissement collisionnel.

Derrière les mesures d'intensité moyenne du GAM se cachent de fortes variations temporelles de l'amplitude des oscillations. Le calcul du profil de densité de probabilité de l'amplitude des oscillations GAM montre que ce profil suit une loi de type $\Delta V_{\perp}^2 \exp(-\Delta V_{\perp}^2 / \Delta V_{\perp,0}^2)$ ou $\Delta V_{\perp}^k \exp(-\Delta V_{\perp} / \Delta V_{\perp,0})$ dans les mesures expérimentales et dans la simulation. Ainsi, aucune trace de claire interaction prédateur-proie n'est visible dans ces profils. Ce résultat suggère que le GAM interagit de façon chaotique et irrégulière avec la turbulence. On remarque néanmoins qu'il serait aussi envisageable qu'au-delà d'une amplitude critique le GAM se dissipe par l'intermédiaire d'une instabilité secondaire, par exemple de type Kelvin-Helmholtz. Le rôle d'une telle instabilité a déjà été discuté dans le cadre des écoulements perpendiculaires moyens [CTDS86] et des ZF [RDK00]. Ce résultat est en accord qualitatif avec des observations sur DIII-D et FT-2 et nuance la vision théorique d'un GAM dont l'intensité varie régulièrement au détriment de l'intensité turbulente.

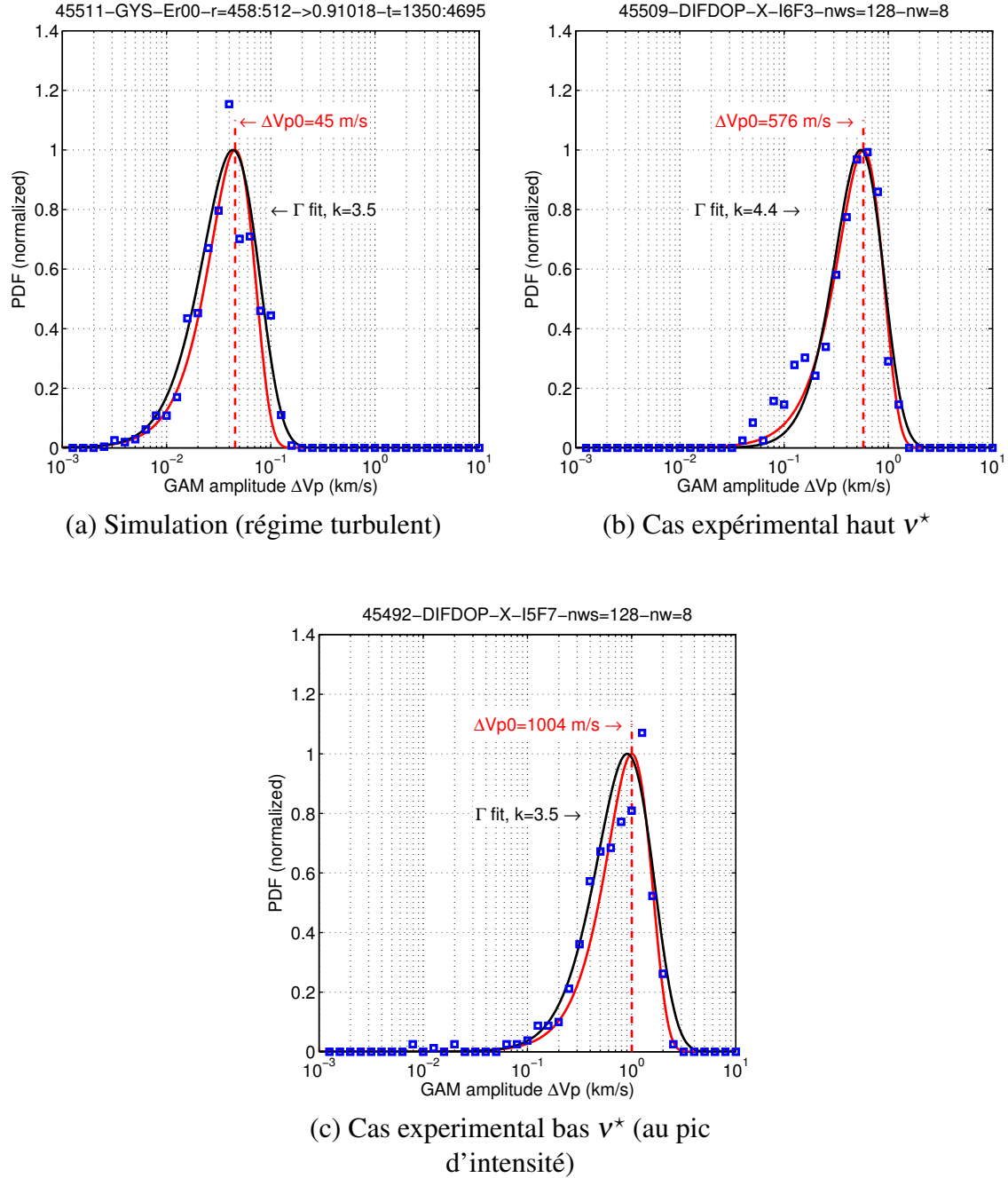


FIGURE 5.46 – Fonction de densité de probabilité de l'intensité du GAM à $\rho \approx 0.91$. L'échelle de l'axe en amplitude est logarithmique.

5.5.5 Temps d'autocorrélation des bouffées GAM

Précédemment, il a été montré que l'amplitude des oscillations GAM est instationnaire et suit une distribution suggérant que l'interaction du GAM avec la turbulence est chaotique (cf. § 5.5.4). Pour compléter la description de l'interaction du GAM avec son environnement, on étudie le temps caractéristique des bouffées d'oscillations GAM dans les mesures expérimentales et la simulation. On conclut cette partie en discutant la signification des résultats obtenus.

Le temps d'autocorrélation des bouffées est calculé par le protocole décrit au § 4.2.3.3. On dispose de deux déterminations du temps de bouffée, τ_{FFT} et τ_{HHT} , la méthode HHT préservant davantage l'information du contenu non-harmonique des oscillations que la méthode FFT. On calcule les valeurs de τ dans la simulation (figure 5.47) où le GAM est présent pour $0.78 < \rho < 0.93$. On observe un temps typique de bouffée légèrement inférieur à 0.1 ms , correspondant à environ deux ou trois périodes GAM.

On calcule également τ dans les décharges haut v^* pour $0.75 < \rho < 0.97$ et bas v^* pour $0.86 < \rho < 0.97$ (figure 5.48, graphiques de gauche). Les données expérimentales sont analysées par groupes d'environ vingt mesures, dont la moyenne et l'enveloppe à plus ou moins l'écart type sont affichées à droite de la figure 5.48. Les valeurs de τ sont de l'ordre de 0.1 à 0.25 ms dans les deux cas, quoique τ est légèrement plus grand dans le cas à basse collisionnalité. Ces valeurs supérieures à celles obtenues pour la simulation correspondent à une à trois périodes GAM, comme en simulation (il est rappelé que la fréquence GAM en simulation est supérieure à celle dans l'expérience). On constate des modulations du profil de τ en fonction du rayon, avec des pics qui correspondent aux rayons où des paliers de fréquence GAM ont été observés en section 5.1.4. Bien qu'il ait été observé que l'intensité GAM varie en fonction du vecteur d'onde d'analyse $k_\perp$ (cf § 5.5.1), aucun effet n'est observé dans les mesures de τ , qui ne semblent donc pas dépendre de $k_\perp$.

Dans l'expérience et la simulation, on obtient que τ est toujours de l'ordre de 0.1 ms à 0.2 ms . Ces valeurs sont comparables à celles d'autres observations en plasmas ohmiques sur JIPP-TIIU [HWN⁺06] où $\tau \sim 0.25\text{ ms}$ et sur HL-2A [YCH⁺07, CYZ⁺09, LLY⁺09] avec $\tau \sim 0.2\text{ ms}$. Ces valeurs sont plus faibles que celles obtenues dans DIII-D [HPC⁺12], où τ varie entre 0.3 ms et 0.9 ms (respectivement dans les chocs discutés en figures 5.44a et 5.44b, à chauffage majoritairement NBI et de puissance croissante, avec τf_{GAM} entre 4 et 14) et beaucoup plus faible que sur T-10 [MVE⁺06] où des bouffées de près de 2 ms sont observées dans des plasmas chauffés par ECRH.

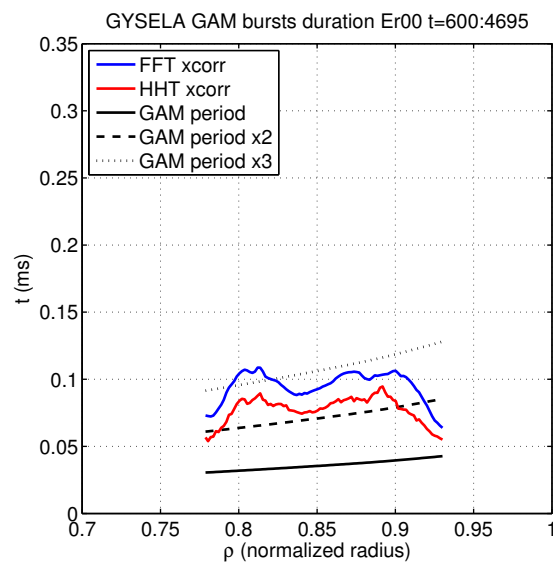
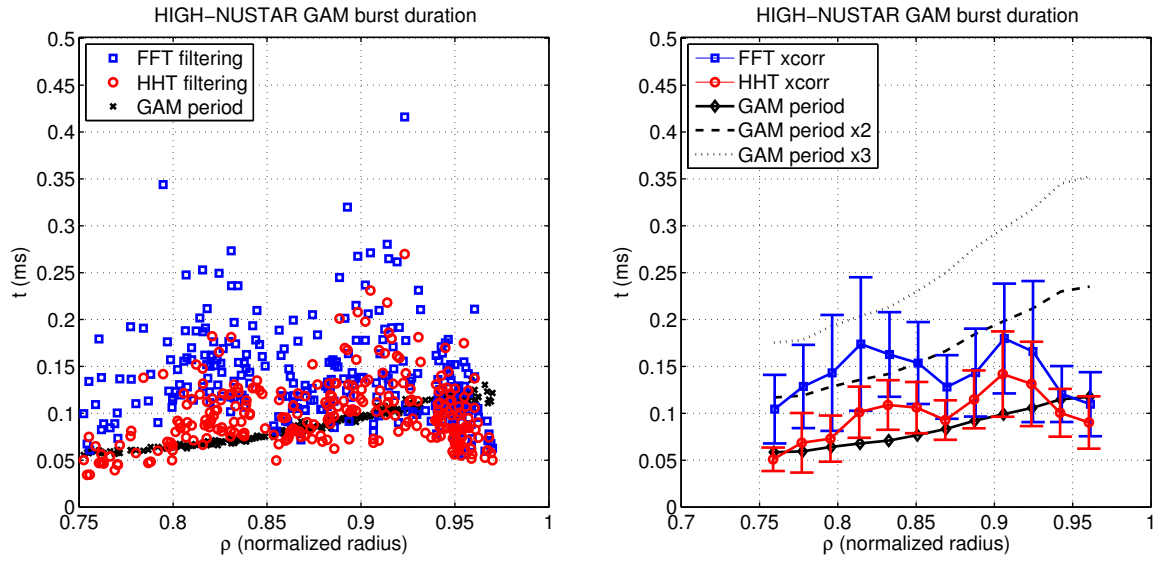
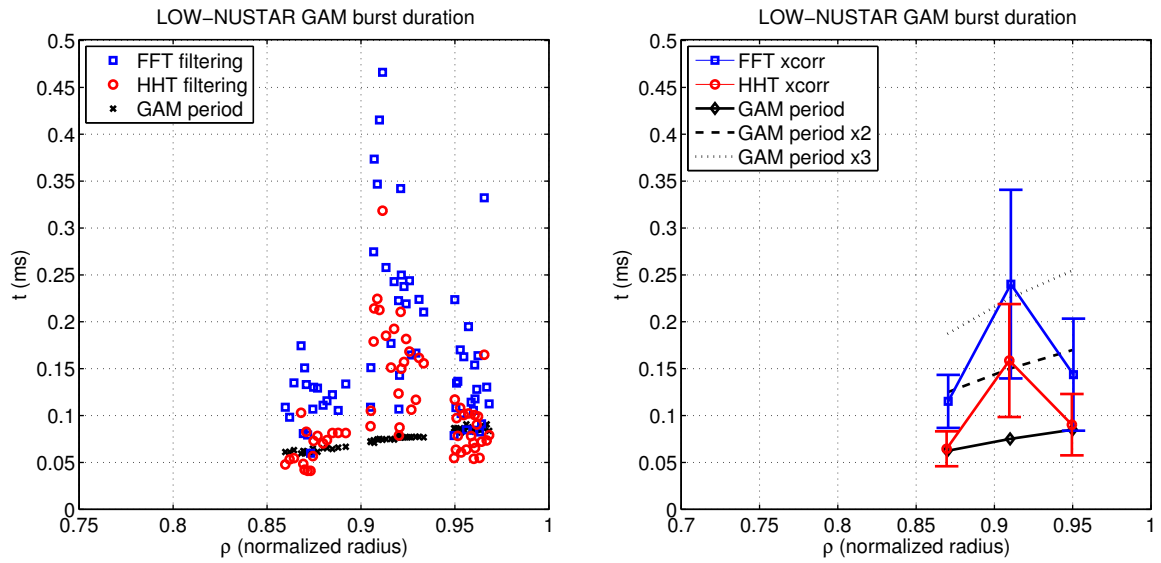


FIGURE 5.47 – Temps d'autocorrélation des bouffées GAM pour la simulation en régime turbulent



(a) Cas expérimental haut v^*



(b) Cas expérimental bas v^*

FIGURE 5.48 – Temps d'autocorrélation des bouffées GAM pour les cas expérimentaux haut (a) et bas (b) v^*

5.5.6 Signification du temps de bouffée GAM observé

Au § 5.5.5, on a pu observer que le temps caractéristique des bouffées GAM est de l'ordre de $\tau \sim 0.1 \text{ ms}$ dans les expériences et dans la simulation. On cherche ici à donner une signification à cette valeur en étudiant les contributions de plusieurs effets. Le temps de bouffée τ pourrait être lié :

1. au temps de mélange de phase du GAM dans la fenêtre de résolution radiale de la mesure DBS, induisant des interférences destructives, auquel cas τ serait une conséquence de la technique de mesure et n'aurait pas de signification pour l'étude du transport ;
2. au temps caractéristique d'amortissement du GAM, γ^{-1} , déduit du taux d'amortissement de la figure 5.41, auquel cas le GAM pourrait être vu comme une réponse lente à une excitation sur une échelle de temps plus courte ;
3. au temps d'autocorrélation des fluctuations turbulentes, auquel cas le GAM pourrait être vu comme un mode forcé par les fluctuations turbulentes, dont l'amortissement collisionnel intrinsèque n'est pas visible ;

On peut écarter dans un premier temps l'effet propre à la mesure évoqué ci-dessus en (1). Pour cela, on considère deux oscillateurs GAM harmoniques et indépendants, de fréquences f et $f - df$ aux rayons ρ et $\rho + d\rho$. Si à un instant t_0 ces deux oscillateurs sont en phase, ils deviennent en opposition de phase à $t_1 = t_0 + \pi/df$. Dans une telle situation, le GAM disparaîtrait des mesures DBS alors qu'il s'agit simplement d'un phénomène d'interférences destructives au sein du processus de rétrodiffusion. En pratique, le gradient de fréquence est d'environ 10 kHz entre $\rho = 0.6$ et $\rho = 1$ soit $df/d\rho \sim 10 \text{ kHz}/0.4$. Pour une résolution radiale de mesure typique du mode O, soit environ $d\rho \sim 0.04$, on obtient $df \sim 1 \text{ kHz}$, et $t_1 - t_0 \sim \pi/df \sim 3 \text{ ms} \gg 0.15 \text{ ms}$. Pour les mesures en mode X, de résolution radiale plus élevée, le gradient de fréquence GAM ne peut pas être à l'origine de la décohérence du GAM observée dans les mesures expérimentales. Ce résultat ne change pas si on considère une infinité d'oscillateurs dans l'intervalle radial précédent. En effet, seuls les oscillateurs les plus distants comptent pour le délai avant la première interférence destructive.

Concernant le point (2), le taux d'amortissement estimé en figure 5.41 est dominé par la contribution collisionnelle. Le temps caractéristique d'amortissement γ^{-1} vaut ainsi entre 1 et 5 ms. Il est donc beaucoup plus grand que le temps de décorrélation du GAM observé dans les mesures. D'autres contributions à l'amortissement, telles l'amortissement de continuum (cf § 5.4.2), pourraient modifier γ . Il n'est pas clair si la contribution de l'amortissement de continuum pourrait réduire γ^{-1} à 0.1 ms, un à deux ordres de grandeur en dessous de l'intervalle de valeurs estimé par l'amortissement collisionnel. Dans la simulation, cette contribution pourrait être responsable de l'activité pulsée du GAM à l'échelle de quelques centaines de μs , à des ordres de grandeur compatibles avec les observations du temps de bouffée. Mais dans l'expérience, on a pu constater que le profil de fréquence est en majorité constitué de paliers de fréquence, pour lesquels l'amortissement de continuum n'existe pas (même s'il peut contribuer à leur formation). De surcroît, si l'amortissement de continuum, intrinsèquement collisionnel, était responsable du faible temps de bouffée, on s'attendrait à observer une variation du temps de bouffée entre les cas haute et basse collisionnalité, ce qui n'est pas le cas. En synthèse, il serait envisageable que l'amortissement de continuum soit l'effet régissant le temps de bouffée dans la simulation, mais il est peu probable que ce soit le cas dans l'expérience, où l'on admet que $\tau \ll \gamma^{-1}$.

On étudie maintenant l'option (3). Le temps d'autocorrélation des fluctuations, τ_{turb} , est typiquement de l'ordre de 1 à 10 μs . Avec le système laser de diffusion vers l'avant ALTAIR précédemment installé sur Tore Supra, il a été identifié que ce temps décroît en $1/k$ aux échelles des fluctuations entre $k\rho_s = 0.5$ et 2. Pour $k\rho_s = 0.5$, il a été mesuré $\tau_{\text{turb}} \sim 2 \mu\text{s}$ [HSH⁺04], compatible avec un temps de corrélation de l'ordre de 5 à 10 μs observé par la réflectométrie de fluctuation ou la réflectométrie

à balayage rapide, sensible aux plus grandes échelles. De plus, on trouve typiquement cet ordre de grandeur dans les mesures DBS, par exemple en figure 4.2. Cependant, lorsque la vitesse du plasma est grande (dans le cas d'une forte puissance de chauffage par exemple), les mesures du temps de corrélation des fluctuations peuvent être limitées par le temps de passage de la fluctuation dans la fenêtre de mesure, mais ce n'est pas le cas dans les mesures étudiées ici. Il subsiste un ordre de grandeur environ entre le temps d'autocorrélation du GAM, de l'ordre de la centaine de microsecondes et le temps d'autocorrélation de fluctuations turbulentes : $\tau \gg \tau_{turb}$.

Ainsi, dans le cas général, le temps d'autocorrélation des bouffées GAM se situe à une échelle intermédiaire entre l'échelle temporelle de la corrélation des fluctuations et celle de l'amortissement collisionnel du mode. L'échelle identifiée, de l'ordre de 0.15 ms , est peut-être celle à laquelle le GAM échange son énergie avec son environnement, incluant les fluctuations et les flots zonaux. Ce résultat peut être mis en perspective avec le fait qu'aucune oscillation de type prédateur proie n'a été observée dans les expériences. La distribution de l'intensité GAM suit une loi en $\Delta V_{\perp}^2 \exp\left(-\Delta V_{\perp}^2/\Delta V_{\perp,0}^2\right)$ ou en $\Delta V_{\perp}^k \exp\left(-\Delta V_{\perp}/\Delta V_{\perp,0}\right)$, excluant en apparence la présence de nettes oscillations prédateur-proie entre le GAM et d'autre part les ZF et la turbulence.

Pour conclure, on peut donc suggérer que le GAM interagit bien avec la turbulence dans un système de type prédateur proie, mais que l'énergie du GAM est suffisamment chaotique pour qu'aucune signature de cette interaction ne soit visible dans la distribution en intensité GAM. Malgré le caractère chaotique de cette interaction, les échanges d'énergie entre, d'une part, le GAM, et d'autre part, les ZF et la turbulence, ont lieu à une échelle de temps bien identifiée, de l'ordre de 0.1 ms .

Conclusions et perspectives

Le coeur de ce travail de thèse a été l'analyse des mesures de rétrodiffusion Doppler effectuées dans des plasmas de Tore Supra. Cette technique permet d'accéder à la vitesse perpendiculaire $V_{\perp}$ des fluctuations de densité détectées à différentes échelles spatiales (typiquement entre $k_{\perp} = 5$ et 15 cm^{-1}). La valeur de la vitesse perpendiculaire des fluctuations ainsi mesurée correspond à la somme de la vitesse d'ensemble du plasma et de la vitesse propre des fluctuations, à l'échelle de mesure $k_{\perp}$. Il est souvent admis que la vitesse d'ensemble du plasma est largement supérieure à la vitesse des fluctuations.

Des mesures rapportées dans cette étude viennent nuancer cette vision. Il a été montré que $V_{\perp}$ est nettement asymétrique entre les mesures dans le plan équatorial et en visée verticale, en haut du plasma. Deux effets liés aux propriétés de l'équilibre magnétique, le décalage de Shafranov et la décroissance du champ magnétique avec le grand rayon, permettent d'expliquer environ la moitié de cette asymétrie poloïdale. L'asymétrie résiduelle, hors des barres d'erreur, reste mal comprise. L'hypothèse selon laquelle ces résultats sont la conséquence d'une variation poloïdale du champ électrique radial, et donc du potentiel au sein des surfaces magnétiques, semble peu plausible, car cela impliquerait une déformation exagérée de l'équilibre du plasma avec $e\Delta\phi \sim T$. Il ne peut néanmoins pas être exclu qu'un effet lié aux impuretés du plasma soit à l'origine d'une asymétrie en potentiel significative. Considérant les contributions possibles de la turbulence, l'hypothèse la plus plausible serait la présence d'un écoulement convectif asymétrique poloïdalement, excité par un tenseur de Reynolds net dû au cisaillement magnétique des fluctuations turbulentes. Les calculs présentés dans ce rapport suggèrent que de tels écoulements pourraient avoir l'intensité correspondant à la différence dans les mesures, mais il semblerait que le sens d'un tel écoulement ne corresponde pas à celui suggéré par les mesures.

L'asymétrie en $V_{\perp}$ pourrait être ainsi la signature de phénomènes variés. Elle pourrait d'une part être la conséquence de mécanismes particuliers de transport des impuretés dans le coeur. Les propriétés du transport des impuretés sont encore mal cernées, alors que les impuretés auront un rôle significatif durant les opérations d'ITER, de parois en Tungstène, affectant le transport et modifiant les conditions d'apparition des modes localisés du bord (*ELMs*), nuisibles à l'intégrité des parois de l'enceinte de confinement. D'autre part, l'asymétrie en $V_{\perp}$ pourrait contribuer aux mécanismes de transport dans le coeur en modulant poloïdalement le cisaillement des fluctuations. Il pourrait alors avoir un rôle dans la définition du seuil de transition L-H.

Les mesures de rétrodiffusion Doppler ont aussi permis de mesurer la dynamique de $V_{\perp}$. Une oscillation cohérente a été observée dans les mesures et il a été montré qu'elle était due à un flot zonal oscillant, le mode géodésique acoustique (GAM). Ce mode, excité par la turbulence, est impliqué dans les mécanismes du transport turbulent. L'étude de ses caractéristiques dans différentes conditions plasma et leur comparaison avec des simulations premier principe, peut donner accès indirectement à certaines propriétés de la turbulence. Dans un premier temps, le GAM a été observé dans deux chocs identiques en tous aspects, sauf la position poloïdale du point de contact du plasma avec la structure,

de façon à modifier les écoulements de la SOL. Il a été montré que l'intensité du GAM varie d'un cas à l'autre, ainsi que le temps d'autocorrélation de ses bouffées. Cette observation suggère que l'intensité de la turbulence est plus grande dans un cas que dans l'autre et que les écoulements extérieurs à la séparatrice ont un effet sur l'état de la turbulence dans le cœur, au moins pour $\rho \gtrsim 0.95$.

Par la suite, le GAM a été observé dans deux séries d'expériences où seul le degré de collisionnalité change, ρ^* et β étant maintenus constants. Le mode a aussi été détecté dans une simulation gyrocinétique, avec le code GYSELA, de paramètres d'entrée réalistes et correspondant au cas haute collisionnalité. Il a été noté que la fréquence du GAM dans l'expérience est plus faible que prédit par la simulation et par les modèles théoriques courants. Il apparaît que le désaccord est plus intense aux basses collisionnalités. À haute collisionnalité, un accord est presque atteint en prenant en compte les effets de géométrie du plasma et la présence d'impuretés dans les plasmas expérimentaux. Le cas basse collisionnalité reste inexpiqué et appelle au raffinement des modèles théoriques actuels.

En particulier, l'effet de la propagation radiale du GAM sur sa fréquence n'est pas bien identifié. Dans la simulation, bien que la propagation de l'enveloppe du GAM ait été observée, la structure radiale du mode est peu marquée et ne suggère pas d'effet significatif sur sa fréquence. La situation pourrait être différente dans l'expérience, dans la mesure où des paliers ont été observés dans le profil de fréquence, insinuant la présence de modes propres et d'une propagation locale du mode.

L'intensité du GAM a pu être mesurée dans les plasmas expérimentaux. En particulier, le GAM est le plus intense dans le cas basse collisionnalité. Il est montré que ce comportement vient à la fois de la source turbulente et de l'amortissement collisionnel. Dans la simulation, la plus faible intensité du GAM est manifestement due au plus faible niveau local d'excitation par les fluctuations. Toutefois, par rapport aux expériences, l'amplitude du mode en simulation varie de façon cohérente avec les estimations de la source turbulente et de l'amortissement.

Les variations temporelles de l'intensité GAM ont pu être quantifiées par un traitement numérique fondé sur la transformée de Hilbert-Huang. Dans l'expérience comme dans la simulation, la distribution en amplitude d'oscillations GAM $\Delta V_{\perp}$ suit une loi de type $\Delta V_{\perp}^2 \exp\left(-\Delta V_{\perp}^2 / \Delta V_{\perp,0}^2\right)$ ou $\Delta V_{\perp}^k \exp\left(-\Delta V_{\perp} / \Delta V_{\perp,0}\right)$. Cette distribution ne met pas clairement en évidence de caractéristiques d'une interaction prédateur-proie cohérente. L'interaction du GAM avec la turbulence et les flots zonaux quasi-stationnaires serait donc plutôt irrégulière et chaotique. Malgré cette propriété, une échelle temporelle d'autocorrélation des bouffées d'oscillations du GAM a pu être mesurée et vaut de l'ordre de 0.1 ms dans l'expérience et la simulation. Dans l'expérience, les profils radiaux du temps caractéristique des bouffées GAM et de l'intensité du GAM présentent des irrégularités. Il admettent des maxima locaux là où les plateaux de fréquence GAM sont rencontrés. Ainsi, dans les données expérimentales analysées, il y a coïncidence entre les plateaux de fréquence GAM, une plus grande intensité des oscillations et un plus grand temps d'autocorrélation des bouffées.

Dans le contexte d'une variation radiale de la fréquence théorique du mode, l'organisation du profil de fréquence GAM en plateaux, observée dans l'expérience, pourrait être due à l'amortissement du GAM lié du mélange de phase entre oscillations à rayons contigus. Ce phénomène a été observé en simulation, où le profil de fréquence n'a pas de paliers. Il a été observé que les oscillations GAM à rayons rapprochés s'y déphasent progressivement, jusqu'à ce qu'un saut de phase apparaisse, conjointement à une réduction de l'amplitude des oscillations. Cette dynamique de sauts de phase résulte d'une organisation du GAM sur une large portion radiale et pourrait expliquer l'instationarité des oscillations GAM en simulation. Le phénomène de mélange de phase devrait moins concerner les plasmas expérimentaux, en raison de la présence de paliers de fréquence. Dans ce cas, il est plutôt suggéré que le temps caractéristique des bouffées est dû au temps d'interaction non linéaire avec la turbulence. Ce point pourra être approfondi dans de futures recherches en quantifiant les interactions

non linéaires par le calcul de la bicohérence. Il sera intéressant de comparer ces interactions entre expérience et simulation.

En conclusion, la comparaison des propriétés du GAM entre expérience et simulation a montré un désaccord significatif entre observations et prédictions de fréquence GAM. La dynamique du GAM observée dans l'expérience semble bien reproduite par la simulation, mais il n'est pas clair si les mécanismes régissant l'instationarité du mode sont les mêmes dans les deux cas.

Le GAM dans la simulation a été détecté en observant les variations temporelles de la moyenne du champ électrique radial sur les surfaces magnétiques. Pour renforcer la comparaison entre simulation et expérience, il serait pertinent d'analyser les données de la simulation avec un diagnostic synthétique, reproduisant la physique de la mesure DBS, capable de mettre en évidence d'éventuelles variations des observations en fonction de l'échelle des fluctuations.

Une simulation à plus basse collisionnalité que celle analysée ici permettrait de montrer l'effet éventuel des particules piégées sur la fréquence GAM et aiderait à éclaircir l'écart observé aux basses collisionnalités entre les fréquences prédites et observées. Une étude analogue prenant en compte les impuretés pourrait aussi être menée, cet effet ayant été prépondérant dans la comparaison entre les plasmas de FT-2 et la simulation ELMFIRE.

Enfin, dans l'expérience, l'emploi de méthodes de détection des fluctuations de meilleure résolution radiale, telle la méthode de réflectométrie par résonance hybride haute, permettrait de mesurer plus précisément le profil de fréquence GAM (plutôt côté haut champ de la machine) et permettrait même de détecter les flots zonaux quasi-stationnaires.

Bibliographie

- [ADRW14] P. A. Abdoul, D. Dickinson, C. M. Roach, and H. R. Wilson, *Using the local gyrokinetic code, gs2, to investigate global itg modes in tokamaks. (i) s-alpha model with profile and flow shear effects*, ArXiv e-prints (2014). 93
- [Ayd12] A.Y. Aydemir, *Pfirsch-schlüter current-driven edge electric fields and their effect on the l-h transition power threshold*, Nuclear Fusion **52** (2012), no. 6, 063026. 77
- [BBB⁺88] D.V. Bartlett, R.J. Bickerton, M. Brusati, D.J. Campbell, J.P. Christiansen, J.G. Cordey, S. Corti, A.E. Costley, A. Edwards, J. Fessey, M. Gadeberg, A. Gibson, R.D. Gill, N. Gottardi, A. Gondhalekar, C.W. Gowers, F. Hendriks, O.N. Jarvis, E. Källne, J. Källne, S. Kissel, L.C.J.M. De Kock, H. Krause, E. Lazzaro, P.J. Lomas, F.K. Mast, P.D. Morgan, P. Nielsen, R. Prentice, R.T. Ross, J. O'Rourke, G. Sadler, F.C. Schüller, M.F. Stamp, P.E. Stott, D.R. Summers, A. Tanga, A. Taroni, P.R. Thomas, F. Tibone, G. Tonetti, B.J.D. Tubbing, and M.L. Watkins, *Energy confinement in jet ohmically heated plasmas*, Nuclear Fusion **28** (1988), no. 1, 73. 164
- [BBB⁺06] C.J. Boswell, H.L. Berk, D.N. Borba, T. Johnson, S.D. Pinches, and S.E. Sharapov, *Observation and explanation of the jet chirping mode*, Physics Letters A **358** (2006), no. 2, 154 – 158. 30
- [BCI87] H. Bottollier-Curtet and G. Ichtchenko, *Microwave reflectometry with the extraordinary mode on tokamaks : Determination of the electron density profile of petula-b*, Review of Scientific Instruments **58** (1987), no. 4, 539–546. 57
- [BDT90] H. Biglari, P. H. Diamond, and P. W. Terry, *Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence*, Physics of Fluids B : Plasma Physics **2** (1990), no. 1, 1–4. 23
- [BG11] V. Berionni and Ö. D. Gürçan, *Predator prey oscillations in a simple cascade model of drift wave turbulence*, Physics of Plasmas **18** (2011), no. 11, –. 20
- [BGH⁺02] C. Bourdelle, X. Garbet, G.T. Hoang, J. Ongena, and R.V. Budny, *Stability analysis of improved confinement discharges : internal transport barriers in tore supra and radiative improved mode in textor*, Nuclear Fusion **42** (2002), no. 7, 892. 23
- [BLLR00] V.V. Bulanin, S.V. Lebedev, L.S. Levin, and V.S. Roytershteyn, *Study of plasma fluctuations in the tuman-3m tokamak using microwave reflectometry with an obliquely incident probing beam*, Plasma Physics Reports **26** (2000), no. 10, 813–819 (English). 44
- [BTW87] Per Bak, Chao Tang, and Kurt Wiesenfeld, *Self-organized criticality : An explanation of the 1/f noise*, Phys. Rev. Lett. **59** (1987), 381–384. 22
- [Bur97] K. H. Burrell, *Effects of $e \times b$ velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices*, Physics of Plasmas **4** (1997), no. 5, 1499–1518. 24
- [CAR⁺11] G. D. Conway, C. Angioni, F. Ryter, P. Sauter, and J. Vicente, *Mean and oscillating plasma flows and turbulence interactions across the l-h confinement transition*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011), 065001. 35, 37
- [CBK⁺14] Y. Camenen, A. Bortolon, A.N. Karpushov, Y. Andrebe, B.P. Duval, L. Federspiel, C. Marini, and O. Sauter, *Carbon poloidal asymmetries in tcv*, 19th Joint EU-US Transport Task Force Meeting, Culham, 2014. 81, 82
- [CHB⁺10] F. Clairet, S. Heuraux, C. Bottereau, D. Molina, L. Ducobu, F. Leroux, and A. Barbuti, *Fast sweeping reflectometry upgrade on tore supra*, Review of Scientific Instruments **81** (2010), no. 10, –. 58
- [CSK⁺04] G D Conway, J Schirmer, S Klenge, W Suttrop, E Holzhauser, and the ASDEX Upgrade Team, *Plasma rotation profile measurements using doppler reflectometry*, Plasma Physics and Controlled Fusion **46** (2004), no. 6, 951. 18, 44
- [CSKG07] N. Chakrabarti, R. Singh, P. K. Kaw, and P. N. Guzdar, *Nonlinear excitation of geodesic acoustic modes by drift waves*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 5, –. 35
- [CSS⁺05] G D Conway, B Scott, J Schirmer, M Reich, A Kendl, and the ASDEX Upgrade Team, *Direct measurement of zonal flows and geodesic acoustic mode oscillations in asdex upgrade using doppler reflectometry*, Plasma Physics and Controlled Fusion **47** (2005), no. 8, 1165. 27, 28, 29, 33, 34, 168, 188
- [CtAUT08] G D Conway and the ASDEX Upgrade Team, *Amplitude behaviour of geodesic acoustic modes in the asdex upgrade tokamak*, Plasma Physics and Controlled Fusion **50** (2008), no. 8, 085005. 28, 39
- [CTDS86] T. Chiueh, P. W. Terry, P. H. Diamond, and J. E. Sedlak, *Effects of a radial electric field on tokamak edge turbulence*, Physics of Fluids (1958-1988) **29** (1986), no. 1, 231–241. 190
- [CTS⁺08] G D Conway, C Tröster, B Scott, K Hallatschek, and the ASDEX Upgrade Team, *Frequency scaling and localization of geodesic acoustic modes in asdex upgrade*, Plasma Physics and Controlled Fusion **50** (2008), no. 5, 055009. 34, 151
- [CYZ⁺09] J. Cheng, L.W. Yan, K.J. Zhao, J.Q. Dong, W.Y. Hong, J. Qian, Q.W. Yang, X.T. Ding, X.R. Duan, and Y. Liu, *Density fluctuation of geodesic acoustic mode on the hl-2a tokamak*, Nuclear Fusion **49** (2009), no. 8, 085030. 35, 192
- [CZ09] Ilija Chavdarovski and Fulvio Zonca, *Effects of trapped particle dynamics on the structures of a low-frequency shear alfvén continuous spectrum*, Plasma Physics and Controlled Fusion **51** (2009), no. 11, 115001. 169
- [Dav86] B Davies, *Locating the zeros of an analytic function*, Journal of Computational Physics **66** (1986), no. 1, 36 – 49. 166

- [DBB⁺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, and J. Weiland, *Comparisons and physics basis of tokamak transport models and turbulence simulations*, Physics of Plasmas **7** (2000), no. 3, 969–983. 36
- [DIIH05] P H Diamond, S-I Itoh, K Itoh, and T S Hahm, *Zonal flows in plasma, a review*, Plasma Physics and Controlled Fusion **47** (2005), no. 5, R35. 22
- [DK91] P. H. Diamond and Y.-B. Kim, *Theory of mean poloidal flow generation by turbulence*, Physics of Fluids B : Plasma Physics **3** (1991), no. 7, 1626–1633. 23
- [DK05] R. Deering and J.F. Kaiser, *The use of a masking signal to improve empirical mode decomposition*, Acoustics, Speech, and Signal Processing, 2005. Proceedings. (ICASSP '05). IEEE International Conference on, vol. 4, March 2005, pp. iv/485–iv/488 Vol. 4. 117
- [dMCH⁺14] C A de Meijere, S Coda, Z Huang, L Vermare, T Vernay, V Vuille, S Brunner, J Dominski, P Hennequin, A Krämer-Flecken, G Merlo, L Porte, and L Villard, *Complete multi-field characterization of the geodesic acoustic mode in the tcv tokamak*, Plasma Physics and Controlled Fusion **56** (2014), no. 7, 072001. 30, 40, 177
- [DPDG⁺10] G. Dif-Pradalier, P. H. Diamond, V. Grandgirard, Y. Sarazin, J. Abiteboul, X. Garbet, Ph. Ghendrih, A. Strugarek, S. Ku, and C. S. Chang, *On the validity of the local diffusive paradigm in turbulent plasma transport*, Phys. Rev. E **82** (2010), 025401. 152
- [DPDG⁺11] G. Dif-Pradalier, P. H. Diamond, V. Grandgirard, Y. Sarazin, J. Abiteboul, X. Garbet, Ph. Ghendrih, G. Latu, A. Strugarek, S. Ku, and C. S. Chang, *Neoclassical physics in full distribution function gyrokinetics*, Physics of Plasmas **18** (2011), no. 6, 062309. 39
- [DRSW13] D Dickinson, C M Roach, J M Skipp, and H R Wilson, *Global structure of micro-instabilities in tokamak plasmas : Stiff transport or plasma eruptions ?*, Tech. Report CCFE-PR(13)28, CCFE, 2013. 93
- [ESMG13] A. G. Elfmov, A. I. Smolyakov, A. V. Melnikov, and R. M. O. Galvão, *Second harmonic effect on geodesic modes in tokamak plasmas*, Physics of Plasmas **20** (2013), no. 5, –, 30, 33
- [FGH⁺13] N Fedorczak, Ph Ghendrih, P Hennequin, G R Tynan, P H Diamond, and P Manz, *Dynamics of tilted eddies in a transversal flow at the edge of tokamak plasmas and the consequences for l-h transition*, Plasma Physics and Controlled Fusion **55** (2013), no. 12, 124024. 126
- [FGP⁺12] N. Fedorczak, J. P. Gunn, J.-Y. Pascal, Ph. Ghendrih, G. van Oost, P. Monier-Garbet, and G. R. Tynan, *Electrostatic transport in l-mode scrape-off layer plasmas of tore supra tokamak. ii. transport by fluctuations*, Physics of Plasmas **19** (2012), no. 7, 072314. 87
- [FGT⁺11] C. Fenzi, X. Garbet, E. Trier, P. Hennequin, C. Bourdelle, T. Aniel, G. Colledani, P. Devynck, C. Gil, Ö. D. Gürcan, L. Manenc, M. Schneider, J.-L. Segui, and the Tore Supra team, *On plasma rotation with toroidal magnetic field ripple and no external momentum input*, Nuclear Fusion **51** (2011), no. 10, 103038. 18, 80, 83, 168
- [FII⁺04] A. Fujisawa, K. Itoh, H. Iguchi, K. Matsuoka, S. Okamura, A. Shimizu, T. Minami, Y. Yoshimura, K. Nagaoka, C. Takahashi, M. Kojima, H. Nakano, S. Ohsima, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki, T. Akiyama, K. Ida, K. Toi, S.-I. Itoh, and P. H. Diamond, *Identification of zonal flows in a toroidal plasma*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 165002. 28
- [FMT⁺13] N Fedorczak, P Manz, S Chakraborty Thakur, M Xu, and G R Tynan, *Zonal flow shear amplification by depletion of anisotropic potential eddies in a magnetized plasma : idealized models and laboratory experiment*, Plasma Physics and Controlled Fusion **55** (2013), no. 2, 025011. 125
- [FRG04] P. Flandrin, G. Rilling, and P. Goncalves, *Empirical mode decomposition as a filter bank*, IEEE Signal Processing Letters **11** (2004), no. 2, 112–114. 114
- [Fu08] G. Y. Fu, *Energetic-particle-induced geodesic acoustic mode*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008), 185002. 30
- [GAB⁺13] E Z Gusakov, A B Altukhov, V V Bulanin, A D Gurchenko, J A Heikinen, S J Janhunen, S Leerink, L A Esipov, M Yu Kantor, T P Kiviniemi, T Korpilo, D V Kouprienko, S I Lashkul, A V Petrov, and N V Teplova, *Anomalous transport and multi-scale drift turbulence dynamics in tokamak ohmic discharge as measured by high resolution diagnostics and modeled by full-f gyrokinetic code*, Plasma Physics and Controlled Fusion **55** (2013), no. 12, 124034. 135, 163, 177
- [Gao10] Zhe Gao, *Plasma shaping effects on the geodesic acoustic mode in the large orbit drift width limit*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 9, 092503. 34, 163
- [Gao13] Zhe Gao, *Collisional damping of the geodesic acoustic mode*, Physics of Plasmas **20** (2013), no. 3, 032501. 34, 38
- [GAT⁺10] X. Garbet, J. Abiteboul, E. Trier, O. Gurcan, Y. Sarazin, A. Smolyakov, S. Allfrey, C. Bourdelle, C. Fenzi, V. Grandgirard, P. Ghendrih, and P. Hennequin, *Entropy production rate in tokamaks with nonaxisymmetric magnetic fields*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 7, 072505. 17, 18
- [GB12] L. Guazzotto and R. Betti, *Magnetohydrodynamic simulations of edge poloidal flows*, Nuclear Fusion **52** (2012), no. 11, 114006. 80
- [GBD⁺07] J. P. Gunn, C. Boucher, M. Dionne, I. Duran, V. Fuchs, T. Loarer, I. Nanobashvili, R. Pánek, J.-Y. Pascal, F. Saint-Laurent, J. Stöckel, T. Van Rompuy, R. Zagórski, J. Adámek, J. Bucalossi, R. Dejarnac, P. Devynck, P. Hertout, M. Hron, G. Lebrun, P. Moreau, F. Rimini, A. Sarkissian, and G. Van Oost, *Evidence for a poloidally localized enhancement of radial transport in the scrape-off layer of the tore supra tokamak*, Journal of Nuclear Materials **363-365** (2007), no. 0, 484 – 490. 67, 125, 126
- [GBF⁺07] N.N. Gorelenkov, H.L. Berk, E. Fredrickson, S.E. Sharapov, and JET EFDA Contributors, *Predictions and observations of low-shear beta-induced shear alfvén-acoustic eigenmodes in toroidal plasmas*, Physics Letters A **370** (2007), no. 1, 70 – 77. 28
- [GCDP⁺14] Philippe Ghendrih, Guido Ciraolo, Guilhem Dif-Pradalier, Claudia Norscini, Yanick Sarazin, JÃ©rÃ©mie Abiteboul, Thomas Cartier-Michaud, Xavier Garbet, Virginie Grandgirard, and Antoine Strugarek, *Fusion plasma turbulence described by modified sandpile dynamics*, The European Physical Journal E **37** (2014), no. 4, 27 (English). 172
- [GCV⁺92] D Grésillon, B Cabrit, J P Villain, C Hanuise, A Truc, C Laviron, P Hennequin, F Gervais, A Quéméneur, X Garbet, J Payan, and P Devynck, *Collective scattering of electromagnetic waves and cross-b plasma diffusion*, Plasma Physics and Controlled Fusion **34** (1992), no. 13, 1985. 54
- [GDME⁺09] C. Gil, C. De Michelis, D. Elbeze, C. Fenzi, J. P. Gunn, F. Imbeaux, P. H. Lotte, D. Mazon, O. Meyer, M. Missirlian, et al., *Diagnostic systems on tore supra*, Fusion science and technology **56** (2009), no. 3, 1219–1252. 56
- [GFO⁺06] X. Garbet, G. Falchetto, M. Ottaviani, R. Sabot, A. Sirinelli, and A. Smolyakov, *Coherent modes in the acoustic frequency range in tokamaks*, AIP Conference Proceedings **871** (2006), no. 1, 342–349. 28

- [GGA⁺06a] E Z Gusakov, A D Gurchenko, A B Altukhov, V V Bulanin, L A Esipov, M Yu Kantor, D V Kouprienko, S I Lashkul, A V Petrov, and A Yu Stepanov, *Investigation of small-scale tokamak plasma turbulence by correlative uhr backscattering diagnostics*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48** (2006), no. 12B, B443. 44
- [GGA⁺06b] E Z Gusakov, A D Gurchenko, A B Altukhov, A Yu Stepanov, L A Esipov, M Yu Kantor, and D V Kouprienko, *Investigation of etg mode-scale component of tokamak plasma turbulence by correlative enhanced scattering diagnostics*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48** (2006), no. 5A, A371. 44
- [GGA⁺13] A D Gurchenko, E Z Gusakov, A B Altukhov, E P Selyunin, L A Esipov, M Yu Kantor, D V Kouprienko, S I Lashkul, A Yu Stepanov, and F Wagner, *Spatial structure of the geodesic acoustic mode in the ft-2 tokamak by upper hybrid resonance doppler backscattering*, Plasma Physics and Controlled Fusion **55** (2013), no. 8, 085017. 27, 35, 40
- [GGH⁺09] Ö. D. Gürcan, X. Garbet, P. Hennequin, P. H. Diamond, A. Casati, and G. L. Falchetto, *Wave-number spectrum of drift-wave turbulence*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009), 255002. 20
- [GHV⁺10] Ö. D. Gürcan, P. Hennequin, L. Vermare, X. Garbet, and P H Diamond, *Shell models and the possibility of application to fusion plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion **52** (2010), no. 4, 045002. 20
- [GISD08] Zhe Gao, K. Itoh, H. Sanuki, and J. Q. Dong, *Eigenmode analysis of geodesic acoustic modes*, Physics of Plasmas **15** (2008), no. 7, 072511. 38, 40
- [GNCM⁺14] Philippe Ghendrih, Claudia Norscini, Thomas Cartier-Michaud, Guilhem Dif-Pradalier, JÃ©rÃ©mie Abiteboul, Yue Dong, Xavier Garbet, Özgür D. Gürcan, Pascale Hennequin, Virginie Grandgirard, Guillaume Latu, Pierre Morel, Yanick Sarazin, Alexandre Storelli, and Laure Vermare, *Phase space structures in gyrokinetic simulations of fusion plasma turbulence*, The European Physical Journal D **68** (2014), no. 10, 303 (English). 152
- [GPL⁺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, and A. Quemeneur, *Turbulence and energy confinement in tore supra ohmic discharges*, Nuclear Fusion **32** (1992), no. 12, 2147. 164
- [GSA⁺07] V Grandgirard, Y Sarazin, P Angelino, A Bottino, N Crouseilles, G Darmet, G Dif-Pradalier, X Garbet, Ph Ghendrih, S Jolliet, G Latu, E Sonnendrücker, and L Villard, *Global full- f gyrokinetic simulations of plasma turbulence*, Plasma Physics and Controlled Fusion **49** (2007), no. 12B, B173. 152
- [GSI⁺07] X. Garbet, Y. Sarazin, F. Imbeaux, P. Ghendrih, C. Bourdelle, Ö. D. Gürcan, and P. H. Diamond, *Front propagation and critical gradient transport models*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 12, 122305. 22, 172
- [GVZB⁺09] N. N. Gorelenkov, M. A. Van Zeeland, H. L. Berk, N. A. Crocker, D. Darrow, E. Fredrickson, G.-Y. Fu, W. W. Heidbrink, J. Menard, and R. Nazikian, *Beta-induced alfvén-acoustic eigenmodes in national spherical torus experiment and diii-d driven by beam ions*, Physics of Plasmas **16** (2009), no. 5, -. 28
- [GWL10] Wenfeng Guo, Shaojie Wang, and Jiangang Li, *Effect of impurity ions on the geodesic acoustic mode*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 11, 112510. 34, 163
- [GWS08] Zhe Gao, Ping Wang, and H. Sanuki, *Plasma shaping effects on the geodesic acoustic mode in toroidally axisymmetric plasmas*, Physics of Plasmas **15** (2008), no. 7, 74502. 34
- [GZD⁺14] Jean-Baptiste Girardo, David Zarzoso, Rémi Dumont, Xavier Garbet, Yanick Sarazin, and Sergei Sharapov, *Relation between energetic and standard geodesic acoustic modes*, Physics of Plasmas **21** (2014), no. 9, -. 30
- [Hal07] K Hallatschek, *Nonlinear three-dimensional flows in magnetized plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion **49** (2007), no. 12B, B137. 33
- [HB01] K. Hallatschek and D. Biskamp, *Transport control by coherent zonal flows in the core/edge transitional regime*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 1223–1226. 32, 33, 168
- [HBL⁺99] T. S. Hahm, M. A. Beer, Z. Lin, G. W. Hammett, W. W. Lee, and W. M. Tang, *Shearing rate of time-dependent exb flow*, Physics of Plasmas **6** (1999), no. 3, 922–926. 34
- [HC74] Akira Hasegawa and Liu Chen, *Plasma heating by alfvén-wave phase mixing*, Phys. Rev. Lett. **32** (1974), 454–456. 175
- [HCF⁺13] G Hornung, F Clairet, G L Falchetto, R Sabot, H Arnichand, and L Vermare, *Turbulence correlation properties measured with ultrafast sweeping reflectometry on tore supra*, Plasma Physics and Controlled Fusion **55** (2013), no. 12, 125013. 58
- [HD93] A. B. Hassam and J. F. Drake, *Spontaneous poloidal spin-up of tokamak plasmas : Reduced equations, physical mechanism, and sonic regimes*, Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993) **5** (1993), no. 11, 4022–4029. 33
- [Hel98] P. Helander, *Bifurcated neoclassical particle transport*, Physics of Plasmas **5** (1998), no. 11, 3999–4004. 78, 82
- [HH09] Robert Hager and Klaus Hallatschek, *Radial propagation of geodesic acoustic modes*, Physics of Plasmas **16** (2009), no. 7, -. 40
- [HH10] ———, *Radial propagation of geodesic acoustic modes in up-down asymmetric magnetic geometries*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 3, -. 40
- [HH12] ———, *Nonlinear dispersion relation of geodesic acoustic modes*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012), 035004. 40, 151
- [HH13] C. P. Hung and A. B. Hassam, *Phase mixing and nonlinearity in geodesic acoustic modes*, Physics of Plasmas **20** (2013), no. 9, 092107. 38, 175
- [HHBK01] M. Hirsch, E. Holzhauser, J. Baldzuhn, and B. Kurzan, *Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations*, Review of Scientific Instruments **72** (2001), no. 1, 324–327. 44
- [HHQ⁺99] P. Hennequin, C. Honoré, A. Quéméneur, A. Truc, F. Gervais, C. Fenzi, and R. Sabot, *Analysis of density fluctuation frequency spectra in tore supra as a tool studying plasma motion and transport properties*, 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Maastricht, vol. 23, 1999, pp. 977–980. 54, 55
- [HHT⁺04] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc, A. Quéméneur, N. Lemoine, J.-M. Chareau, and R. Sabot, *Doppler backscattering system for measuring fluctuations and their perpendicular velocity on tore supra*, Review of Scientific Instruments **75** (2004), no. 10, 3881–3883. 44

- [HHT⁺06] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc, A. Quéméneur, C. Fenzi-Bonizec, C. Bourdelle, X. Garbet, G.T. Hoang, and the Tore Supra team, *Fluctuation spectra and velocity profile from doppler backscattering on tore supra*, Nuclear Fusion **46** (2006), no. 9, S771. 19, 107
- [HHTQ06] C. Honoré, P. Hennequin, A. Truc, and A. Quéméneur, *Quasi-optical gaussian beam tracing to evaluate doppler backscattering conditions*, Nuclear Fusion **46** (2006), no. 9, S809. 51
- [HM78] Akira Hasegawa and Kunioki Mima, *Pseudo-three-dimensional turbulence in magnetized nonuniform plasma*, Physics of Fluids **21** (1978), no. 1, 87–92. 22
- [HM12] K. Hallatschek and G. R. McKee, *Excitation of geodesic acoustic modes by external fields*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012), 245001. 36
- [HNI⁺05] Y. Hamada, A. Nishizawa, T. Ido, T. Watari, M. Kojima, Y. Kawasumi, K. Narihara, K. Toi, and JIPPT-IIU Group, *Zonal flows in the geodesic acoustic mode frequency range in the jipp t-iiu tokamak plasmas*, Nuclear Fusion **45** (2005), no. 2, 81. 28
- [HP83] J. Heyvaerts and E. R. Priest, *Coronal heating by phase-mixed shear alfvén waves*, Astronomy and Astrophysics **117** (1983), 220–234. 175
- [HPC⁺12] J. C. Hillesheim, W. A. Peebles, T. A. Carter, L. Schmitz, and T. L. Rhodes, *Experimental investigation of geodesic acoustic mode spatial structure, intermittency, and interaction with turbulence in the diii-d tokamak*, Physics of Plasmas **19** (2012), no. 2, 022301. 27, 35, 40, 120, 173, 177, 185, 188, 192
- [HPR⁺10] J. C. Hillesheim, W. A. Peebles, T. L. Rhodes, L. Schmitz, A. E. White, and T. A. Carter, *New plasma measurements with a multichannel millimeter-wave fluctuation diagnostic system in the diii-d tokamak (invited)a*, Review of Scientific Instruments **81** (2010), no. 10, —. 44
- [HR99] F L Hinton and M N Rosenbluth, *Dynamics of axisymmetric exb and poloidal flows in tokamaks*, Plasma Physics and Controlled Fusion **41** (1999), no. 3A, A653. 39
- [HS98] P. Helander and D. J. Sigmar, *Collisional transport in magnetized plasmas*, Cambridge Monographs on Plasma Physics, 1998. 14, 77
- [HSH⁺04] P. Hennequin, R. Sabot, C. Honoré, G. T. Hoang, X. Garbet, A. Truc, C. Fenzi, and A. Quéméneur, *Scaling laws of density fluctuations at high-*k* on tore supra*, Plasma Physics and Controlled Fusion **46** (2004), no. 12B, B121. 20, 88, 103, 195
- [HSL⁺98] Norden E. Huang, Zheng Shen, Steven R. Long, Manli C. Wu, Hsing H. Shih, Quanan Zheng, Nai-Chyuan Yen, Chi Chao Tung, and Henry H. Liu, *The empirical mode decomposition and the hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences **454** (1998), no. 1971, 903–995. 112, 115, 116
- [HTF⁺07] C. Holland, G. R. Tynan, R. J. Fonck, G. R. McKee, J. Candy, and R. E. Waltz, *Zonal-flow-driven nonlinear energy transfer in experiment and simulation*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 5, —. 35
- [HVF⁺10] P. Hennequin, L. Vermare, N. Fedorczak, J. Bernardo, Ö. D. Gürçan, É. Trier, N. Stuyck, C. Fenzi, J.P. Gunn, P. Monier-Garbet, et al., *The effect of sol flows on edge and core radial electric field and rotation in tore supra*, 37th EPS Conference on Plasma Physics, Dublin, vol. 34A, P.1.1040, 2010. 126, 127
- [HW83] Akira Hasegawa and Masahiro Wakatani, *Plasma edge turbulence*, Phys. Rev. Lett. **50** (1983), 682–686. 22
- [HWC04] F. L. Hinton, R. E. Waltz, and J. Candy, *Effects of electromagnetic turbulence in the neoclassical ohm’s law*, Physics of Plasmas **11** (2004), no. 5, 2433–2440. 77
- [HWM⁺09] C. Holland, A. E. White, G. R. McKee, M. W. Shafer, J. Candy, R. E. Waltz, L. Schmitz, and G. R. Tynan, *Implementation and application of two synthetic diagnostics for validating simulations of core tokamak turbulence*, Physics of Plasmas **16** (2009), no. 5, —. 153
- [HWN⁺06] Y. Hamada, T. Watari, A. Nishizawa, T. Ido, M. Kojima, Y. Kawasumi, K. Toi, and the JIPPT-IIU Group, *Wavelet and fourier analysis of zonal flows and density fluctuations in jipp t-llu tokamak plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48** (2006), no. 4, S177. 36, 188, 192
- [HWN⁺11] Y. Hamada, T. Watari, A. Nishizawa, O. Yamagishi, K. Narihara, K. Ida, Y. Kawasumi, T. Ido, M. Kojima, K. Toi, and JIPPT-IIU Group, *Detection of the kinetic geodesic acoustic mode (kgam) near the centre region of jippt-iiu tokamak plasmas*, Nuclear Fusion **51** (2011), no. 3, 033005. 28
- [ICHM00] L C Ingesson, H Chen, P Helander, and M J Mantsinen, *Comparison of basis functions in soft x-ray tomography and observation of poloidal asymmetries in impurity density*, Plasma Physics and Controlled Fusion **42** (2000), no. 2, 161. 81
- [IHI05] K Itoh, K Hallatschek, and S-I Itoh, *Excitation of geodesic acoustic mode in toroidal plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion **47** (2005), no. 3, 451. 36
- [IID⁺06a] K. Itoh, S.-I. Itoh, P. H. Diamond, T. S. Hahm, A. Fujisawa, G. R. Tynan, M. Yagi, and Y. Nagashima, *Physics of zonal flows*, Physics of Plasmas **13** (2006), no. 5, —. 22
- [IID⁺06b] Kimitaka Itoh, Sanae-I. Itoh, Patrick H. Diamond, Akihide Fujisawa, Masatoshi Yagi, Tetsuo Watari, Yoshihiko Nagashima, and Atsushi Fukuyama, *Geodesic acoustic eigenmodes*, Plasma and Fusion Research **1** (2006), 037–037. 40, 178, 179
- [IMK⁺06] T. Ido, Y. Miura, K. Kamiya, Y. Hamada, K. Hoshino, A. Fujisawa, K. Itoh, S.-I. Itoh, A. Nishizawa, H. Ogawa, Y. Kusama, and JFT-2M group, *Geodesic-acoustic-mode in jft-2m tokamak plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48** (2006), no. 4, S41. 28, 40, 41
- [JBB⁺14] E. Joffrin, M. Baruzzo, M. Beurskens, C. Bourdelle, S. Brezinsek, J. Bucalossi, P. Buratti, G. Calabro, C.D. Challis, M. Clever, J. Coenen, E. Delabie, R. Dux, P. Lomas, E. de la Luna, P. de Vries, J. Flanagan, L. Frassinetti, D. Frigione, C. Giroud, M. Groth, N. Hawkes, J. Hobirk, M. Lehnen, G. Maddison, J. Mailloux, C.F. Maggi, G. Matthews, M. Mayoral, A. Meigs, R. Neu, I. Nunes, T. Puetterich, F. Rimini, M. Sertoli, B. Sieglin, A.C.C. Sips, G. van Rooij, I. Voitsekhovitch, and JET-EFDA Contributors, *First scenario development with the jet new iter-like wall*, Nuclear Fusion **54** (2014), no. 1, 013011. 81
- [JDKR00] F. Jenko, W. Dorland, M. Kotschenreuther, and B. N. Rogers, *Electron temperature gradient driven turbulence*, Physics of Plasmas **7** (2000), no. 5, 1904–1910. 22
- [KD03] Eun-jin Kim and P. H. Diamond, *Zonal flows and transient dynamics of the l-h transition*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 185006. 23, 24, 35

- [KGP⁺08] M Kocan, J P Gunn, J-Y Pascal, G Bonhomme, C Fenzi, E Gauthier, and J-L Segui, *Edge ion-to-electron temperature ratio in the tore supra tokamak*, Plasma Physics and Controlled Fusion **50** (2008), no. 12, 125009. 129
- [KM85] G. D. Kerbel and M. G. McCoy, *Kinetic theory and simulation of multispecies plasmas in tokamaks excited with electromagnetic waves in the ion-cyclotron range of frequencies*, Physics of Fluids **28** (1985), no. 12, 3629–3653. 83, 168
- [KPFJ12] Ye O Kazakov, I Pusztai, T Fülöp, and T Johnson, *Poloidal asymmetries due to ion cyclotron resonance heating*, Plasma Physics and Controlled Fusion **54** (2012), no. 10, 105010. 81
- [LBG⁺12] S. Leerink, V. V. Bulanin, A. D. Gurchenko, E. Z. Gusakov, J. A. Heikkinen, S. J. Janhunen, S. I. Lashkul, A. B. Altukhov, L. A. Esipov, M. Yu. Kantor, T. P. Kiviniemi, T. Korpilo, D. V. Kuprienko, and A. V. Petrov, *Multiscale investigations of drift-wave turbulence and plasma flows : Measurements and total-distribution-function gyrokinetic simulations*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012), 165001. 135, 163, 188
- [LHL⁺98] Z. Lin, T. S. Hahm, W. W. Lee, W. M. Tang, and R. B. White, *Turbulent transport reduction by zonal flows : Massively parallel simulations*, Science **281** (1998), no. 5384, 1835–1837. 26, 34
- [LLDZ10] Feng Liu, Z. Lin, J. Q. Dong, and K. J. Zhao, *Gyrokinetic simulation of turbulence driven geodesic acoustic modes in edge plasmas of hl-2a tokamak*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 11, –. 40, 135
- [LLK⁺07] A. Loarte, B. Lipschultz, A.S. Kukushkin, G.F. Matthews, P.C. Stangeby, N. Asakura, G.F. Counsell, G. Federici, A. Kallenbach, K. Krieger, A. Mahdavi, V. Philipps, D. Reiter, J. Roth, J. Strachan, D. Whyte, R. Doerner, T. Eich, W. Fundamenski, A. Herrmann, M. Fenstermacher, P. Ghendrih, M. Groth, A. Kirschner, S. Konoshima, B. LaBombard, P. Lang, A.W. Leonard, P. Monier-Garbet, R. Neu, H. Pacher, B. Pegourie, R.A. Pitts, S. Takamura, J. Terry, E. Tsitrone, the ITPA Scrape-off Layer, and Divertor Physics Topical Group, *Chapter 4 : Power and particle control*, Nuclear Fusion **47** (2007), no. 6, S203. 125
- [LLY⁺08] T. Lan, A. D. Liu, C. X. Yu, L. W. Yan, W. Y. Hong, K. J. Zhao, J. Q. Dong, J. Qian, J. Cheng, D. L. Yu, and Q. W. Yang, *Spectral features of the geodesic acoustic mode and its interaction with turbulence in a tokamak plasma*, Physics of Plasmas **15** (2008), no. 5, –. 40
- [LLY⁺09] A. D. Liu, T. Lan, C. X. Yu, H. L. Zhao, L. W. Yan, W. Y. Hong, J. Q. Dong, K. J. Zhao, J. Qian, J. Cheng, X. R. Duan, and Y. Liu, *Characterizations of low-frequency zonal flow in the edge plasma of the hl-2a tokamak*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009), 095002. 40, 135, 192
- [LRH⁺04] B. LaBombard, J.E. Rice, A.E. Hubbard, J.W. Hughes, M. Greenwald, J. Irby, Y. Lin, B. Lipschultz, E.S. Marmor, C.S. Pitcher, N. Smick, S.M. Wolfe, S.J. Wukitch, and the Alcator Group, *Transport-driven scrape-off-layer flows and the boundary conditions imposed at the magnetic separatrix in a tokamak plasma*, Nuclear Fusion **44** (2004), no. 10, 1047. 125
- [LRH⁺05] B. LaBombard, J. E. Rice, A. E. Hubbard, J. W. Hughes, M. Greenwald, R. S. Granetz, J. H. Irby, Y. Lin, B. Lipschultz, E. S. Marmor, K. Marr, D. Mossessian, R. Parker, W. Rowan, N. Smick, J. A. Snipes, J. L. Terry, S. M. Wolfe, and S. J. Wukitch Alcator C-Mod Team, *Transport-driven scrape-off layer flows and the x-point dependence of the l-h power threshold in alcator c-mod*, Physics of Plasmas **12** (2005), no. 5, 056111. 125
- [LYD⁺96] V. B. Lebedev, P. N. Yushmanov, P. H. Diamond, S. V. Novakovskii, and A. I. Smolyakov, *Plateau regime dynamics of the relaxation of poloidal rotation in tokamak plasmas*, Physics of Plasmas **3** (1996), no. 8, 3023–3031. 32, 162
- [Mar06] V. S. Marchenko, *Excitation of the geodesic acoustic mode during ion cyclotron resonance heating*, Physics of Plasmas **13** (2006), no. 6, –. 30
- [MD10] K. Miki and P. H. Diamond, *Role of the geodesic acoustic mode shearing feedback loop in transport bifurcations and turbulence spreading*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 3, –. 40, 173
- [MFJ⁺03] G. R. McKee, R. J. Fonck, M. Jakubowski, K. H. Burrell, K. Hallatschek, R. A. Moyer, D. L. Rudakov, W. Nevins, G. D. Porter, P. Schoch, and X. Xu, *Experimental characterization of coherent, radially-sheared zonal flows in the diii-d tokamak*, Physics of Plasmas **10** (2003), no. 5, 1712–1719. 27, 28, 29
- [MGF⁺06] G R McKee, D K Gupta, R J Fonck, D J Schlossberg, M W Shafer, and P Gohil, *Structure and scaling properties of the geodesic acoustic mode*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48** (2006), no. 4, S123. 39
- [MH10] K. G. McClements and M. J. Hole, *On steady poloidal and toroidal flows in tokamak plasmas*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 8, –. 80
- [MKL04] Naoaki Miyato, Yasuaki Kishimoto, and Jiquan Li, *Globular structure of zonal flow and electromagnetic ion temperature gradient driven turbulence in tokamak plasmas*, Physics of Plasmas **11** (2004), no. 12, 5557–5564. 38
- [MKL06] N Miyato, Y Kishimoto, and J Q Li, *Nonlocal behaviour of zonal flows in tokamak plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48** (2006), no. 5A, A335. 40, 151
- [MKLM08] Kazuhiro Miki, Yasuaki Kishimoto, Jiquan Li, and Naoaki Miyato, *Dynamics of turbulent transport dominated by the geodesic acoustic mode near the critical gradient regime*, Physics of Plasmas **15** (2008), no. 5, –. 36, 40, 190
- [MKML07] K. Miki, Y. Kishimoto, N. Miyato, and J. Q. Li, *Intermittent transport associated with the geodesic acoustic mode near the critical gradient regime*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007), 145003. 36, 40, 190
- [MKML08] K Miki, Y Kishimoto, N Miyato, and J Q Li, *A model of gam intermittency near critical gradient in toroidal plasmas*, Journal of Physics : Conference Series **123** (2008), no. 1, 012028. 190
- [MLC⁺10] K D Marr, B Lipschultz, P J Catto, R M McDermott, M L Reinke, and A N Simakov, *Comparison of neoclassical predictions with measured flows and evaluation of a poloidal impurity density asymmetry*, Plasma Physics and Controlled Fusion **52** (2010), no. 5, 055010. 81
- [MPR⁺14] A Mollén, I Pusztai, M L Reinke, Ye O Kazakov, N T Howard, E A Belli, T Fülöp, and The Alcator C-Mod Team, *Impurity transport in alcator c-mod in the presence of poloidal density variation induced by ion cyclotron resonance heating*, Plasma Physics and Controlled Fusion **56** (2014), no. 12, 124005. 81
- [MPW⁺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, and M.R. Wade, *Non-dimensional scaling of turbulence characteristics and turbulent diffusivity*, Nuclear Fusion **41** (2001), no. 9, 1235. 20, 21

- [MVE⁺06] A V Melnikov, V A Vershkov, L G Eliseev, S A Grashin, A V Gudozhnik, L I Krupnik, S E Lysenko, V A Mavrin, S V Perfilov, D A Shelukhin, S V Soldatov, M V Ufimtsev, A O Urazbaev, G Van Oost, and L G Zimeleva, *Investigation of geodesic acoustic mode oscillations in the t-10 tokamak*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48** (2006), no. 4, S87. 28, 33, 34, 40, 188, 192
- [NFA⁺08] R. Nazikian, G. Y. Fu, M. E. Austin, H. L. Berk, R. V. Budny, N. N. Gorelenkov, W. W. Heidbrink, C. T. Holcomb, G. J. Kramer, G. R. McKee, M. A. Makowski, W. M. Solomon, M. Shafer, E. J. Strait, and M. A. Van Zeeland, *Intense geodesic acousticlike modes driven by suprathermal ions in a tokamak plasma*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008), 185001. 30, 36
- [NGS08] C. Nguyen, X. Garbet, and A. I. Smolyakov, *Variational derivation of the dispersion relation of kinetic coherent modes in the acoustic frequency range in tokamaks*, Physics of Plasmas **15** (2008), no. 11, –. 28, 40, 169, 178
- [NHE⁺05] Y. Nagashima, K. Hoshino, A. Ejiri, K. Shinohara, Y. Takase, K. Tsuzuki, K. Uehara, H. Kawashima, H. Ogawa, T. Ido, Y. Kusama, and Y. Miura, *Observation of nonlinear coupling between small-poloidal wave-number potential fluctuations and turbulent potential fluctuations in ohmically heated plasmas in the jft-2m tokamak*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005), 095002. 28, 35
- [NLSR97] S. V. Novakovskii, C. S. Liu, R. Z. Sagdeev, and M. N. Rosenbluth, *The radial electric field dynamics in the neoclassical plasmas*, Physics of Plasmas **4** (1997), no. 12, 4272–4282. 38
- [Pol00] P. A. Politzer, *Observation of avalanchelike phenomena in a magnetically confined plasma*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000), 1192–1195. 22
- [QCZ09] Zhiyong Qiu, Liu Chen, and Fulvio Zonca, *Collisionless damping of short wavelength geodesic acoustic modes*, Plasma Physics and Controlled Fusion **51** (2009), no. 1, 012001. 175
- [QCZ13] Z. Qiu, L. Chen, and F. Zonca, *Spontaneous excitation of geodesic acoustic mode by toroidal alfvén eigenmodes*, EPL (Europhysics Letters) **101** (2013), no. 3, 35001. 36
- [QZC10a] Zhiyong Qiu, F. Zonca, and L. Chen, *Kinetic theories of geodesic acoustic modes in toroidal plasmas*, IFTS, 2010. 177, 179
- [QZC10b] Zhiyong Qiu, Fulvio Zonca, and Liu Chen, *Nonlocal theory of energetic-particle-induced geodesic acoustic mode*, Plasma Physics and Controlled Fusion **52** (2010), no. 9, 095003. 30
- [RC14] Haijun Ren and Jintao Cao, *Geodesic acoustic mode in anisotropic plasmas using double adiabatic model and gyro-kinetic equation*, Physics of Plasmas **21** (2014), no. 12, –. 34
- [RDK00] B. N. Rogers, W. Dorland, and M. Kotschenreuther, *Generation and stability of zonal flows in ion-temperature-gradient mode turbulence*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 5336–5339. 190
- [Ren14a] Haijun Ren, *Perturbation analysis of electromagnetic geodesic acoustic modes*, Physics of Plasmas **21** (2014), no. 6, –. 30
- [Ren14b] ———, *Zonal flows in tokamaks with anisotropic pressure*, Physics of Plasmas **21** (2014), no. 4, 044505. 30, 34, 168
- [RF08] G. Rilling and P. Flandrin, *One or two frequencies ? the empirical mode decomposition answers*, Signal Processing, IEEE Transactions on **56** (2008), no. 1, 85–95. 113, 116
- [RF09] G. Rilling and P. Flandrin, *Sampling effects on the empirical mode decomposition*, Advances in Adaptive Data Analysis **01** (2009), no. 01, 43–59. 115
- [RFG03] G. Rilling, P. Flandrin, and P. Gonçalves, *On empirical mode decomposition and its algorithms*, IEEE-EURASIP Workshop on Nonlinear Signal and Image Processing NSIP-03, 2003. 115, 116
- [RFGL07] G. Rilling, P. Flandrin, P. Goncalves, and J.M. Lilly, *Bivariate empirical mode decomposition*, Signal Processing Letters, IEEE **14** (2007), no. 12, 936–939. 110
- [RH98] M. N. Rosenbluth and F. L. Hinton, *Poloidal flow driven by ion-temperature-gradient turbulence in tokamaks*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 724–727. 39
- [RHR⁺13] M. L. Reinke, I. H. Hutchinson, J. E. Rice, M. Greenwald, N. T. Howard, A. Hubbard, J. W. Hughes, J. L. Terry, and S. M. Wolfe, *Parallel transport studies of high-z impurities in the core of alcator c-mod plasmas*, Physics of Plasmas **20** (2013), no. 5, 056109. 76, 78, 79, 81
- [RO98] M Romanelli and M Ottaviani, *Effects of density asymmetries on heavy impurity transport in a rotating tokamak plasma*, Plasma Physics and Controlled Fusion **40** (1998), no. 10, 1767. 78
- [ROB08] R.T. Rato, M.D. Ortigueira, and A.G. Batista, *On the hht, its problems, and some solutions*, Mechanical Systems and Signal Processing **22** (2008), no. 6, 1374 – 1394, Special Issue : Mechatronics. 115
- [RPB89] Ch. P. Ritz, E. J. Powers, and R. D. Bengtson, *Experimental measurement of three-wave coupling and energy cascading*, Physics of Fluids B : Plasma Physics **1** (1989), no. 1, 153–163. 125
- [RRH⁺13] M.L. Reinke, J.E. Rice, I.H. Hutchinson, M. Greenwald, N.T. Howard, J.W. Hughes, J. Irby, Y. Podpaly, J.L. Terry, and A. White, *Non-neoclassical up/down asymmetry of impurity emission on alcator c-mod*, Nuclear Fusion **53** (2013), no. 4, 043006. 82
- [Rut70] P. H. Rutherford, *Collisional diffusion in an axisymmetric torus*, Physics of Fluids **13** (1970), no. 2, 482–489. 18
- [Rut74] ———, *Impurity transport in the pfirsch-schlüter regime*, Physics of Fluids **17** (1974), no. 9, 1782–1784. 78, 81
- [SCC⁺06] 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** (2006), no. 12B, B421. 28
- [Sch86] R.O. Schmidt, *Multiple emitter location and signal parameter estimation*, Antennas and Propagation, IEEE Transactions on **34** (1986), no. 3, 276–280. 101
- [Sco05] Bruce D Scott, *Energetics of the interaction between electromagnetic exb turbulence and zonal flows*, New Journal of Physics **7** (2005), no. 1, 92. 34
- [SFDF11] C. Silva, H. Figueiredo, P. Duarte, and H. Fernandes, *Characterization of the poloidal asymmetries in the isttok edge plasma*, Plasma Physics and Controlled Fusion **53** (2011), no. 8, 085021. 82
- [SGA⁺10] Y. Sarazin, V. Grandgirard, J. Abiteboul, S. Allfrey, X. Garbet, Ph. Ghendrih, G. Latu, A. Strugarek, and G. Dif-Pradalier, *Large scale dynamics in flux driven gyrokinetic turbulence*, Nuclear Fusion **50** (2010), no. 5, 054004. 152

- [SGGB00] Y. Sarazin, X. Garbet, Ph. Ghendrih, and S. Benkadda, *Transport due to front propagation in tokamaks*, Physics of Plasmas **7** (2000), no. 4, 1085–1088. 22
- [SIET08] Makoto Sasaki, Kimitaka Itoh, Akira Ejiri, and Yuichi Takase, *Modification of symmetry of poloidal eigenmode of geodesic acoustic modes*, Plasma and Fusion Research **3** (2008), 009–009. 30
- [Sin] R. et al. Singh, *Geodesic acoustic mode with infinite sideband coupling*, (to be published). 158
- [SSCG06] R. Sabot, A. Sirinelli, J.-M. Chareau, and J.-C. Giacalone, *A dual source d-band reflectometer for density profile and fluctuations measurements in tore-supra*, Nuclear Fusion **46** (2006), no. 9, S685. 29
- [SSEB13] R. J. F. Sgalla, A. I. Smolyakov, A. G. Elfmov, and M. F. Bashir, *Drift effects on geodesic acoustic modes*, Physics Letters A **377** (2013), no. 3-4, 303 – 306. 30, 33, 168
- [SW06] H. Sugama and T.-H. Watanabe, *Collisionless damping of geodesic acoustic modes*, Journal of Plasma Physics **72** (2006), no. 6, 825–828. 32, 34, 162, 166
- [SWH⁺08] L. Schmitz, G. Wang, J. C. Hillesheim, T. L. Rhodes, W. A. Peebles, A. E. White, L. Zeng, T. A. Carter, and W. Solomon, *Detection of zonal flow spectra in diii-d by a dual-channel doppler backscattering system*, Review of Scientific Instruments **79** (2008), no. 10, –. 27
- [Tag93] Masayoshi Taguchi, *Generation of poloidal electric field by anisotropic heating*, Journal of the Physical Society of Japan **62** (1993), no. 10, 3486–3491. 83
- [Tay21] G. I. Taylor, *Diffusion by continuous movements*, Proceedings of the London Mathematical Society **20** (1921), 196–211. 54
- [TCSF11] M.E. Torres, M.A. Colominas, G. Schlotthauer, and P. Flandrin, *A complete ensemble empirical mode decomposition with adaptive noise*, IEEE Int. Conf. on Acoust., Speech and Signal Proc. ICASSP-11, Prague (CZ), 2011, pp. 4144–4147. 117
- [TEH⁺08] É. Trier, L.-G. Eriksson, P. Hennequin, C. Fenzi, C. Bourdelle, G. Falchetto, X. Garbet, T. Aniel, F. Clairet, and R. Sabot, *Radial electric field measurement in a tokamak with magnetic field ripple*, Nuclear Fusion **48** (2008), no. 9, 092001. 18
- [TGT⁺09] P. Tamain, Ph. Ghendrih, E. Tsitrone, Y. Sarazin, X. Garbet, V. Grandgirard, J. Gunn, E. Serre, G. Ciralo, and G. Chiavassa, *3d modelling of edge parallel flow asymmetries*, Journal of Nuclear Materials **390-391** (2009), no. 0, 347 – 350, Proceedings of the 18th International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Device. 125
- [Tri10] É. Trier, *Champ électrique radial dans les plasmas de tokamak non axi-symétrique : étude par réflectométrie doppler*, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique, 2010. 18, 83
- [VCHL05] L. Vermare, F. Clairet, S. Heuraux, and G. Leclert, *Rational surface localization and mhd activity measurements using fast sweep reflectometry on tore supra*, Plasma Physics and Controlled Fusion **47** (2005), no. 11, 1895. 183
- [VGH⁺11] L. Vermare, Ö. D. Gürçan, P. Hennequin, C. Honoré, X. Garbet, J.C. Giacalone, R. Sabot, and F. Clairet, *Wavenumber spectrum of micro-turbulence in tokamak plasmas*, Comptes Rendus Physique **12** (2011), no. 2, 115 – 122, Propagation and plasmas : new challenges, new applications. 20, 21
- [VHC⁺06] L. Vermare, S. Heuraux, F. Clairet, G. Leclert, and F. da Silva, *Density fluctuation measurements using x-mode fast sweep reflectometry on tore supra*, Nuclear Fusion **46** (2006), no. 9, S743. 21, 58
- [VHG⁺11] L. Vermare, P. Hennequin, Ö. D. Gürçan, C. Bourdelle, F. Clairet, X. Garbet, R. Sabot, and the Tore Supra Team, *Impact of collisionality on fluctuation characteristics of micro-turbulence*, Physics of Plasmas **18** (2011), no. 1, 012306. 22, 135, 184
- [VHGtTST12] L. Vermare, P. Hennequin, Ö. D. Gürçan, and the Tore Supra Team, *Detection of geodesic acoustic mode oscillations, using multiple signal classification analysis of doppler backscattering signal on tore supra*, Nuclear Fusion **52** (2012), no. 6, 063008. 27, 104, 139, 188
- [Wah08] C. Wahlberg, *Geodesic acoustic mode induced by toroidal rotation in tokamaks*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008), 115003. 34, 168
- [Wah09] C. Wahlberg, *Low-frequency magnetohydrodynamics and geodesic acoustic modes in toroidally rotating tokamak plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion **51** (2009), no. 8, 085006. 30, 168
- [WBB⁺82] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v. Gierke, G. Haas, M. Huang, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K. H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer, and Z. Yü, *Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the asdex tokamak*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982), 1408–1412. 22
- [Wes04] J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press - Oxford, 2004. 12, 16, 17, 77
- [WH09] Zhaohua Wu and Norden E. Huang, *Ensemble empirical mode decomposition : A noise-assisted data analysis method*, Advances in Adaptive Data Analysis **01** (2009), no. 01, 1–41. 117
- [WHF⁺05] T. Watari, Y. Hamada, A. Fujisawa, K. Toi, and K. Itoh, *Extension of geodesic acoustic mode theory to helical systems*, Physics of Plasmas **12** (2005), no. 6, –. 32, 162
- [WHNT07] T. Watari, Y. Hamada, A. Nishizawa, and J. Todoroki, *Unified linear response function for zonal flows with full finite orbit effects*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 11, 112512. 33, 169
- [WJD68] Niels Winsor, John L. Johnson, and John M. Dawson, *Geodesic acoustic waves in hydromagnetic systems*, Physics of Fluids **11** (1968), no. 11, 2448–2450. 30, 32, 162, 168
- [WPR⁺13] G. Wang, W. A. Peebles, T. L. Rhodes, M. E. Austin, Z. Yan, G. R. McKee, R. J. La Haye, K. H. Burrell, E. J. Doyle, J. C. Hillesheim, M. J. Lanctot, R. Nazikian, C. C. Petty, L. Schmitz, S. Smith, E. J. Strait, M. Van Zeeland, and L. Zeng, *Multi-field characteristics and eigenmode spatial structure of geodesic acoustic modes in diii-d l-mode plasmas*, Physics of Plasmas **20** (2013), no. 9, –. 30
- [XSS⁺11] Y. Xu, I. Shesterikov, M. Van Schoor, M. Vergote, R. R. Weynants, A. Krämer-Flecken, S. Zoletnik, S. Soldatov, D. Reiser, K. Hallatschek, C. Hidalgo, and the TEXTOR Team, *Observation of geodesic acoustic modes (gams) and their radial propagation at the edge of the textor tokamak*, Plasma Physics and Controlled Fusion **53** (2011), no. 9, 095015. 177
- [XWS02] G. S. Xu, B. N. Wan, and M. Song, *In search of zonal flows using cross-bispectrum analysis in the boundary plasma of the hefei tokamak-7*, Physics of Plasmas **9** (2002), no. 1, 150–154. 28

- [XWSL03] G. S. Xu, B. N. Wan, M. Song, and J. Li, *Direct measurement of poloidal long-wavelength exb flows in the ht-7 tokamak*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), 125001. 35
- [XXG⁺08] X. Q. Xu, Z. Xiong, Z. Gao, W. M. Nevins, and G. R. McKee, *Tempest simulations of collisionless damping of the geodesic-acoustic mode in edge-plasma pedestals*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008), 215001. 39
- [YCH⁺07] L.W. Yan, J. Cheng, W.Y. Hong, K.J. Zhao, T. Lan, J.Q. Dong, A.D. Liu, C.X. Yu, D.L. Yu, J. Qian, Y. Huang, Q.W. Yang, X.T. Ding, Y. Liu, and C.H. Pan, *Three-dimensional features of gam zonal flows in the hl-2a tokamak*, Nuclear Fusion **47** (2007), no. 12, 1673. 40, 192
- [YGXW13] Lei Ye, Wenfeng Guo, Xiaotao Xiao, and Shaojie Wang, *Numerical simulation of geodesic acoustic modes in a multi-ion system*, Physics of Plasmas **20** (2013), no. 7, –. 163
- [YNX⁺13] N Yan, A H Nielsen, G S Xu, V Naulin, J J Rasmussen, J Madsen, H Q Wang, S C Liu, W Zhang, L Wang, and B N Wan, *Statistical characterization of turbulence in the boundary plasma of east*, Plasma Physics and Controlled Fusion **55** (2013), no. 11, 115007. 28
- [ZBB⁺14] D. Zarzoso, A. Biancalani, A. Bottino, Ph. Lauber, E. Poli, J.-B. Girardo, X. Garbet, and R.J. Dumont, *Analytic dispersion relation of energetic particle driven geodesic acoustic modes and simulations with nemorb*, Nuclear Fusion **54** (2014), no. 10, 103006. 30, 34
- [ZBDG96] A. Zeiler, D. Biskamp, J. F. Drake, and P. N. Guzdar, *Three-dimensional fluid simulations of tokamak edge turbulence*, Physics of Plasmas **3** (1996), no. 8, 2951–2960. 33
- [ZC08] Zonca, F. and Chen, L., *Radial structures and nonlinear excitation of geodesic acoustic modes*, EPL **83** (2008), no. 3, 35001. 34, 35, 36, 40, 166, 177
- [ZCS96] Fulvio Zonca, Liu Chen, and Robert A Santoro, *Kinetic theory of low-frequency alfvén modes in tokamaks*, Plasma Physics and Controlled Fusion **38** (1996), no. 11, 2011. 28, 33
- [ZGS⁺12] D. Zarzoso, X. Garbet, Y. Sarazin, R. Dumont, and V. Grandgirard, *Fully kinetic description of the linear excitation and nonlinear saturation of fast-ion-driven geodesic acoustic mode instability*, Physics of Plasmas **19** (2012), no. 2, 022102. 30, 32, 162
- [Zho07] Deng Zhou, *Electromagnetic geodesic acoustic modes in tokamak plasmas*, Physics of Plasmas **14** (2007), no. 10, –. 30
- [Zho10] Deng Zhou, *Zonal flow modes in a tokamak plasma with dominantly poloidal mean flows*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 10, –. 34, 168
- [ZL10] H. S. Zhang and Z. Lin, *Trapped electron damping of geodesic acoustic mode*, Physics of Plasmas **17** (2010), no. 7, 072502. 38
- [ZLD⁺06] K. J. Zhao, T. Lan, J. Q. Dong, L. W. Yan, W. Y. Hong, C. X. Yu, A. D. Liu, J. Qian, J. Cheng, D. L. Yu, Q. W. Yang, X. T. Ding, Y. Liu, and C. H. Pan, *Toroidal symmetry of the geodesic acoustic mode zonal flow in a tokamak plasma*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006), 255004. 28, 35, 40
- [ZSG⁺13] D. Zarzoso, Y. Sarazin, X. Garbet, R. Dumont, A. Strugarek, J. Abiteboul, T. Cartier-Michaud, G. Dif-Pradalier, Ph. Ghendrih, V. Grandgirard, G. Latu, C. Passeron, and O. Thomine, *Impact of energetic-particle-driven geodesic acoustic modes on turbulence*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013), 125002. 36
- [ZSP⁺99] X. L. Zou, T. F. Seak, M. Paume, J. M. Chareau, C. Bottereau, and G. Leclert, *Poloidal rotation measurement in tore supra by reflectometry*, 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Maastricht, vol. 23J, 1999, pp. 1041–1044. 44

Résumé

Les tokamaks, machines toroïdales à confinement magnétique conçues pour porter un plasma aux conditions nécessaires à l'obtention de réactions de fusion, ont des performances limitées par le transport turbulent, dont les mécanismes ne sont pas tous élucidés. Les fluctuations turbulentes alimentent des écoulements macroscopiques, dits flots zonaux, dont le cisaillement réduit en retour le niveau de fluctuation. Des dispositifs de rétrodiffusion Doppler ont été installés sur Tore Supra (CEA Cadarache) et permettent de mesurer la vitesse perpendiculaire des fluctuations.

Premièrement, il est montré que la vitesse moyenne est près de deux fois supérieure du côté externe du plasma que dans sa partie supérieure, au-delà des prédictions conventionnelles. Ces asymétries sont mises en perspective avec certains aspects de l'équilibre magnétique et des caractéristiques des fluctuations.

Puis, les oscillations de la vitesse, attribuées à la branche des flots zonaux dite mode géodésique acoustique (GAM), ont été caractérisées dans des expériences où la collisionnalité varie. Elles sont comparées aux prédictions théoriques et aux résultats d'une simulation avec le code gyrocinétique GYSELA, utilisant les profils expérimentaux d'équilibre. La fréquence du GAM dans l'expérience est plus faible que prédit, en particulier aux plus basses collisionnalités. Les variations de son intensité, détectées avec la transformée de Hilbert-Huang, montrent des bouffées d'oscillations de distributions analogues entre expérience et simulation, et dont la durée pourrait être liée à son interaction non-linéaire avec la turbulence ainsi qu'au phénomène d'amortissement de continuum observé dans la simulation.

Abstract

Tokamaks are toroidal machines designed to magnetically confine plasma and to host reactions of nuclear fusion. Their performance is limited by turbulent transport, whose precise mechanisms are not fully elucidated. Turbulent fluctuations cause the onset of macroscopic mean flows, in the direction perpendicular to both magnetic field and small radius, called zonal flows. Their shear is known to decrease both fluctuation level and transport. Diagnostics of Doppler backscattering have been installed on Tore Supra (CEA Cadarache). They could measure the perpendicular velocity of turbulent fluctuations in different zones of the plasma.

First, it is shown that, on average, fluctuations flow twice as fast at the low field side of the machine than at its top. The difference, significantly higher than predicted by common models, is put in perspective with the properties of magnetic equilibrium and the behaviour of fluctuations.

Then, variations of the velocity, due to the zonal flow branch called geodesic acoustic mode (GAM), are examined in a series of experiments where collisionality is varied. Those observations have been quantitatively compared with a gyrokinetic simulation with the code GYSELA, using the equilibrium profiles from the experiments. GAM frequency in experiments is lower than predicted, especially at low collisionalities. In addition, the instationarity of GAM has been characterized with the Hilbert-Huang transform. Bursts of GAM oscillations have similar statistics between experiments and simulation and their duration could be related with the nonlinear interaction between the GAM and turbulence and with the continuum damping which is observed in the simulation.

Thèse réalisée au
LPP – Laboratoire de Physique des Plasmas
École Polytechnique, 91128 PALAISEAU CEDEX

alexandre.storelli@lpp.polytechnique.fr