



AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

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

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

Étude de la turbulence et du transport par sondes électrostatiques et imagerie rapide dans une colonne de plasma magnétisé

Thèse présentée pour l'obtention du titre de
Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy I en Physique

par Stella OLDENBÜRGER

Soutenue le 27 avril 2010 devant le jury suivant :

Président	Pr. Malte HENKEL	Professeur, U.H.P., Nancy I
Rapporteurs	Dr. Xavier GARBET	Ingénieur CEA (HDR), Cadarache
	Pr. Ulrich STROTH	Professeur, IPF, Stuttgart
Examineurs	Pr. Gérard BONHOMME	Professeur, U.H.P., Nancy I
	Dr. Frédéric BROCHARD	Chargé de recherche CNRS, Nancy
	Dr. Dominique GRÉSILLON	Directeur de recherche, LPP, Palaiseau

Table des matières

Introduction	1
1 Instabilités basses fréquences et transport	5
1.1 Géométrie de la machine et des modes observés	6
1.2 Ondes de dérive	8
1.2.1 Mécanisme général	8
1.2.2 Aperçu des descriptions théoriques et expérimentales	10
1.3 Instabilité de Rayleigh-Taylor	14
1.3.1 Mécanisme général	14
1.3.2 Aperçu des descriptions théoriques et expérimentales	16
1.4 Instabilité de Kelvin-Helmholtz	17
1.4.1 Mécanisme général	17
1.4.2 Aperçu des descriptions théoriques et expérimentales	19
1.4.3 Autre instabilité de cisaillement	20
1.5 Transport généré par les instabilités	20
1.6 Turbulence et couplages non-linéaires	24
1.7 Petit lexique des structures liés au transport	25
2 Méthodes expérimentales	29
2.1 La machine Mirabelle	29
2.1.1 Fonctionnement de la machine	30
2.1.2 Paramètres de décharge ajustables	31
2.1.3 L’octupole de contrôle	31
2.2 Diagnostics utilisant des sondes électrostatiques	32
2.2.1 Mesure des profils plasma - caractéristique de sonde	33
2.2.2 Identification des instabilités à partir des profils	36
2.2.3 Mesures de fluctuations	38
2.2.4 Couronne de sondes Iris	41
2.3 La caméra rapide	42
2.3.1 Caractéristiques techniques de la caméra et de l’intensificateur	42
2.3.2 Dynamique de la caméra SA-1	45
2.3.3 Géométrie de la prise de vue, intégration lumineuse et déformation de l’image	46

2.4	Outils généraux d'analyse des données	49
2.4.1	Densité de probabilité	49
2.4.2	Fonctions de corrélations	49
2.4.3	Les transformées spectrales en Fourier	50
2.4.4	La transformée en ondelettes	51
2.4.5	Outils d'analyse à partir des transformées	54
3	Transport turbulent	57
3.1	Méthodes de calcul du transport	58
3.1.1	Transport moyen associé à une onde monochromatique	58
3.1.2	Décomposition du transport en fréquences : Utilisation de la transformée de Fourier	59
3.1.3	Transport en fonction des fréquences et du temps : Calcul en ondelettes	60
3.1.4	Résultats de quelques études sélectionnées	61
3.2	Application aux résultats de CYTO	62
3.3	Transport dans différents régimes de plasmas	64
3.3.1	En régime régulier d'onde de dérive	64
3.3.2	Pour un mode à longueur d'onde axiale très grande	66
3.3.3	Lors de l'apparition d'un mode de Rayleigh-Taylor	68
3.3.4	Régime faiblement turbulent d'onde de dérive	69
3.4	Onde de dérive lors de la coexistence de deux modes	72
3.5	Transport à différents champs magnétiques	75
4	Observations par imagerie rapide	81
4.1	Visualisation de la turbulence	81
4.2	Outils généraux pour le traitement d'images	83
4.3	Validation du diagnostic	85
4.3.1	Comparaison entre mesures de sondes et de caméra	87
4.3.2	Utilisation de filtres interférentiels	89
4.3.3	Profils de fluctuations et de luminosité moyenne	95
4.4	Lien entre transport turbulent et structures observées	99
4.5	Vélocimétrie sur imagerie rapide	101
4.5.1	Méthodes de calcul des vitesses par vélocimétrie	101
4.5.2	Vitesses instantanées	107
4.5.3	Vitesses poloidales moyennes	108
4.5.4	Méthodes de calcul de vitesses moyennes	112
4.6	Mesures sur la machine Tore Supra	113
4.7	Régime en plasma pulsé	115
5	Couplages non-linéaires entre modes	123
5.1	Définitions du bispectre et de la bicohérence	124
5.1.1	Définition dans le domaine fréquentiel	124

5.1.2	Bicohérence en nombre d'onde	127
5.1.3	Interprétation des bispectres	130
5.2	Couplages et transferts d'énergie	131
5.3	Calcul de bicohérence sur les données de caméra	134
5.4	Bicohérence en fonction du rayon	136
5.5	Séquences typiques	140
5.6	Lien entre couplage et modification du spectre	140
5.6.1	Plan défini par la bicohérence et le spectre	142
5.6.2	Formule de Green et application à un régime synchronisé	146
5.6.3	Phase du bispectre	149
Conclusion		153
A Paramètres des expériences		157
Références		158

Introduction

Turbulence et transport dans les plasmas magnétisés

Un plasma est un milieu quasineutre constitué de particules chargées et neutres, qui montre un comportement collectif. Comme il est constitué de particules chargées, un plasma ne possède pas seulement les propriétés d'un fluide, mais aussi des propriétés électromagnétiques. L'étude des plasmas fait donc appel à plusieurs domaines de la physique. Les plasmas constituent la plus grande partie de la matière de l'univers. Sur Terre, on ne les rencontre que rarement, ce qui explique vraisemblablement pourquoi les plasmas ne sont entrés que tardivement dans le champ d'étude de la physique. De nos jours, les plasmas trouvent diverses applications industrielles, telles que le dépôt de couches ou la gravure de composants, où ils sont utilisés pour leur réactivité chimique élevée. Une autre application sont les propulseurs à plasma, utilisés notamment pour le positionnement de satellites.

Une partie de la recherche sur les plasmas vise à rendre possible l'exploitation industrielle de la fusion nucléaire, une réaction qui consiste à réunir deux noyaux atomiques légers et qui permet de libérer une partie de leur énergie de liaison. Ce sont des réactions de fusion qui libèrent l'énergie dans le Soleil et qui lui permettent d'éclairer la Terre. La fusion est donc la source primitive d'énergie et de vie. En tant que réaction nucléaire, elle permet un gain d'énergie beaucoup plus important (environ 10 milliards de fois supérieur par unité de masse) que les réactions moléculaires, telle que la combustion, dont l'humanité tire jusqu'à nos jours la plus grande partie de sa production d'énergie. À côté du développement des énergies dites renouvelables et l'amélioration du rendement des centrales existantes, il semble donc intéressant de porter également la recherche vers d'autres alternatives, comme la fusion nucléaire.

À cause de la répulsion coulombienne, qui empêche l'union de deux atomes, elle devient possible uniquement lorsque les constituants de la réaction acquièrent une assez grande énergie pour contrer cette répulsion électrostatique. Dans ces conditions, les réactifs sont totalement ionisés et se trouvent sous la forme de plasma. La recherche sur la fusion s'inscrit donc automatiquement dans le domaine de la physique des plasmas. Pour produire la fusion sur Terre, deux voies sont exploitées. La voie par confinement inertiel consiste à comprimer fortement les réactifs. La voie par confinement magnétique cherche à confiner des réactifs à pression moins élevée, mais avec des temps de confinement de l'énergie plus longs. Dans les deux cas, de nombreuses contraintes sont appliquées au plasma et il existe

de forts gradients entre le centre du plasma et son bord. Dans ces conditions, le plasma est très sensible aux petites perturbations et devient instable. L'apparition d'instabilités dans le plasma est un défi majeur pour maîtriser la fusion sur Terre, que ce soit dans le cadre de la fusion inertielle ou magnétique. En effet, elles ont pour conséquence des flux de chaleur et de matière vers l'extérieur du plasma. Dans les réacteurs à confinement magnétique, ce transport turbulent entraîne une perte du confinement et les conditions pour obtenir un rendement important de la réaction de fusion ne sont plus remplies. De plus, les particules éjectées du plasma peuvent détériorer les composantes des parois du réacteur. Les débris de ces impacts contaminent le plasma sous forme de poussière et contribuent à leur tour à une perte d'énergie par rayonnement. Pour un fonctionnement de longue durée, il est donc impératif d'améliorer le confinement du plasma et en même temps de développer des matériaux plus résistants. La question posée par Powers en 1974 [1], qui se demandait quelles parties du spectre des fluctuations sont les plus dangereuses, est toujours d'actualité. Il faut comprendre quels phénomènes turbulents contribuent de façon significative à la dégradation du confinement et étudier les processus par lesquels ces phénomènes apparaissent, de façon à pouvoir finalement les prédire ou même les éviter.

Ce contexte explique l'intérêt que la communauté des physiciens des plasmas porte à la turbulence et au transport dans les plasmas chauds. La turbulence est un problème interdisciplinaire, qui ne concerne pas uniquement la physique des plasmas. Elle constitue l'un des problèmes non résolus de la physique fondamentale, tout en étant observable au quotidien. Les phénomènes liés aux instabilités, comme les couplages non-linéaires, le transport ou les comportements chaotiques soulèvent de nombreuses questions. Pour aboutir à une meilleure compréhension des phénomènes turbulents, différentes voies doivent être suivies en parallèle : la modélisation théorique des phénomènes, leur simulation numérique et des expériences utilisant des diagnostics et des méthodes d'analyse de plus en plus évolués [2]. Les modèles théoriques décrivant le mouvement de fluides se basent sur l'équation de Navier-Stokes, qui fait partie des sept *Millennium Problems* sélectionnés par le Clay Mathematics Institute [3]. Les mathématiciens tentent de prouver l'existence de solutions continues de cette équation. La meilleure description de la turbulence existante de nos jours est donc une description statistique. Les simulations numériques peuvent permettre de calculer différentes grandeurs avec une bonne résolution et donner une image détaillée de certains phénomènes. Mais la limitation par le temps de calcul et les problèmes de convergence ne leur permettent pas de suivre des évolutions sur de longues durées et la prise en compte de phénomènes se produisant à des échelles de temps différentes est difficile. Les expériences quant à elles donnent facilement accès à des mesures sur de longues durées, mais chaque diagnostic a des limitations importantes, que ce soit du point de vue de la résolution spatiale ou temporelle, et le lien entre quantité observable et grandeur physiquement significative n'est pas toujours simple. Ceci est surtout vrai pour les grandes machines à fusion où les conditions sont particulièrement difficiles pour les diagnostics.

On comprend ainsi un premier intérêt des expériences sur des petites machines à plasma relativement froid. Le plasma de ces machines est moins dangereux pour les instruments de mesure, leur géométrie est souvent relativement simple et l'expérimentateur a la possibilité d'étudier des décharges de longue durée ou même continues, qui sont reproductibles pour de

larges gammes de paramètres de décharge. Les petites machines de laboratoire permettent de tester de nouveaux diagnostics et de développer ou d'adapter des méthodes d'analyses peu répandues. Les nouvelles avancées sont en général transposables à d'autres expériences, même au-delà du domaine des plasmas.

Les ingrédients principaux des phénomènes turbulents sont également présents dans ces plasmas de petites machines. On y observe différents types d'instabilités, des couplages non-linéaires, l'ingrédient fondamental de la turbulence, ainsi que du transport et des structures cohérentes. Elles permettent de reproduire une partie des phénomènes observés dans les réacteurs dans un contexte expérimental et théorique simplifié. Ainsi, le nombre d'instabilités possibles est restreint et leur identification est plus simple. Généralement la turbulence n'y est que faiblement développée et le système est soumis à moins de facteurs extérieurs, tels que, entre autre, les poussières, les particules rapides ou le chauffage. La compréhension des phénomènes très complexes dans les tokamaks doit donc aussi passer par l'étude poussée des mécanismes physiques fondamentaux de la turbulence et du transport convectif dans les petites machines.

Contexte du travail de recherche présenté

Le travail présenté dans ce mémoire est un travail expérimental mené sur la machine Mirabelle, une machine à décharge thermoionique de géométrie cylindrique produisant un plasma magnétisé de faible β , c'est à dire à pression magnétique faible par rapport à la pression cinétique du plasma. La configuration actuelle de la machine a été mise en place à la fin des années 1980 et a été utilisée pour l'étude de différents types d'ondes dans les plasmas. Les études menées sur la machine se concentrent à présent sur les instabilités basses fréquences et plus précisément les ondes de dérive et les instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor. À partir de la fin des années 1990, Etienne Gravier a caractérisé le passage à la turbulence des ondes de dérive dans la machine en fonction des paramètres de décharge [4], [5]. Il a utilisé un tube polarisable afin de contrôler les instabilités d'onde de dérive grâce à une méthode d'autosynchronisation retardée, appelée TDAS (Time Delay Auto Synchronization). Cette méthode, apparue au milieu des années 1990 avait déjà été appliquée à des ondes d'ionisation dans une décharge néon [6]. Des équipes de Greifswald et de Kiel ont étudié le contrôle des instabilités en utilisant une méthode en boucle ouverte et ont comparé les résultats expérimentaux à des résultats de simulation. Ils n'ont plus utilisé un tube polarisable, mais un octupole à huit plaques, qui présente l'avantage de prendre en compte la structure spatiale des instabilités [7], [8]. Frédéric Brochard a affiné la caractérisation des instabilités et a détecté, grâce à l'insertion d'un limiteur, la présence dans le plasma de Mirabelle d'instabilités à grande longueur d'onde axiale, des *flute modes*, qui ont été identifiées comme étant des instabilités de Kelvin-Helmholtz ou de Rayleigh-Taylor [9], [10]. Le facteur déterminant pour la transition entre onde de dérive et *flute modes* est le rapport $\rho_s/L_\perp$ [11]. Il a ensuite été établi que la transition vers la turbulence des *flute modes* se fait selon le même scénario que celui des ondes de dérives, en suivant la route de Ruelle-Takens vers la turbulence [12].

Les instabilités dans Mirabelle ont donc été caractérisées et leur transition vers la tur-

bulence a été étudiée. Il s'agit à présent d'étudier le transport lié à ces instabilités et de pousser plus loin l'étude des leurs interactions. Pour réaliser de telles études et améliorer la compréhension des phénomènes turbulents dans les plasmas, il est indispensable de développer de nouveaux diagnostics, ainsi que de nouvelles techniques d'analyse, qui permettent d'accéder à plus d'informations. Le travail réalisé s'est donc articulé autour de trois axes principaux : premièrement, l'étude du transport radial dans Mirabelle pour différents types d'instabilités. Deuxièmement, la validation de la caméra rapide sur Mirabelle, comme un diagnostic performant pour la caractérisation de la turbulence. Troisièmement, l'adaptation aux données de caméra de l'analyse de bicohérence en nombre d'onde et l'étude des couplages non-linéaires entre modes.

Le chapitre suivant présente les propriétés générales des instabilités à basse fréquence dans les plasmas et le transport turbulent qui leur est associé. Le chapitre 2 décrit la machine Mirabelle, les diagnostics utilisés, ainsi que quelques méthodes générales d'analyse de séries temporelles. Le chapitre 3 est consacré à l'étude du transport turbulent dans Mirabelle par sondes de Langmuir en utilisant une analyse en ondelettes. Dans le chapitre 4, les résultats obtenus par caméra rapide sont présentés et l'utilité de ce diagnostic récent est démontrée. Enfin, le chapitre 5 s'intéresse aux couplages entre modes calculés par bicohérence en nombre d'onde, une méthode qui bénéficie de la mesure bi-dimensionnelle par caméra¹.

¹Ce mémoire a également pour but d'apporter certaines informations pratiques à d'éventuels successeurs sur la machine Mirabelle ou aux personnes intéressées par les techniques utilisées. Il est effectivement dans la nature d'une thèse d'être relue par d'autres jeunes chercheurs. Pour cette raison, le rapport est complété par une annexe répertoriant les paramètres de décharge pour chacune des figures de ce rapport. Des notes en bas de page précisent certains détails techniques, relatifs notamment au traitement des données.

Chapitre 1

Instabilités basses fréquences et transport

Les instabilités à basse fréquence sont observées dans des machines linéaires à partir des années 1960 et 1970 et les modèles théoriques fondamentaux ont été développés à la fin des années 1960. La recherche sur ces instabilités est pourtant loin d'être achevée et reste un domaine important de la recherche actuelle. Ceci est d'autant plus compréhensible que ces instabilités sont à l'origine d'un transport transverse aux lignes de champ magnétique et peuvent donc nuire au confinement du plasma. Les instabilités sont dites à fréquence basse, lorsque celle-ci est inférieure à la fréquence cyclotron ionique.

Dans ce chapitre seront présentées quelques-unes des instabilités basses fréquences communément observables dans les plasmas de laboratoire ainsi que leur impact sur le transport. Les deux types d'instabilités observées dans la machine Mirabelle sont les ondes de dérive et les ondes à longueur d'onde axiale très grande, appelées en anglais *flute modes*, modes en colonne. On donnera pour l'apparition de chaque instabilité une explication intuitive ainsi qu'une sélection de quelques résultats théoriques et expérimentaux. Le mécanisme menant au transport radial convectif est ensuite expliqué. Finalement, on introduira quelques notions spécifiques au caractère non-linéaire du plasma et à sa turbulence. Le chapitre se termine par un aperçu des différents concepts utilisés actuellement dans l'étude des structures cohérentes, associées au développement non-linéaire des instabilités, et responsables d'un important transport convectif.

On remarquera dans cette dernière partie le lien étroit entre les plasmas des machines de laboratoire et le bord des plasmas de tokamaks ou de stellarators. On observe des structures cohérentes similaires dans les grandes machines, dans une région proche des parois, à lignes de champ ouvertes, appelée SOL (*Scrape Off Layer*). C'est également dans cette région que se développe des instabilités du même type que celles rencontrées dans les machines de laboratoires, comme les ondes de dérive ou les instabilités d'interchange.

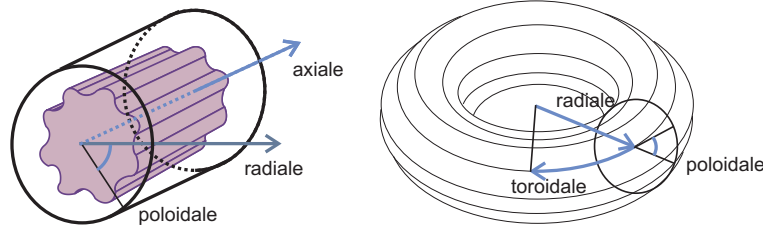


FIG. 1.1 – Repères utilisés dans les géométrie linéaires et toriques et désignations utilisées ici.

1.1 Géométrie de la machine et des modes observés

Dans Mirabelle, nous désignerons par z la direction des lignes de champ magnétique axiales. Dans une section de la colonne de plasma, on distingue la direction radiale, désignée par r , et la direction désignée par θ . Dans la géométrie cylindrique, cette dernière porte officiellement le nom de azimutale, mais dans ce rapport, nous choisissons de l'appeler poloidale, comme son équivalent en géométrie torique. Dans une coupe transversale d'un tore, forme de base des tokamaks, on retrouve ainsi les directions radiale et poloidale. La direction le long du tore est appelée direction toroïdale. Les conventions utilisées dans ce rapport sont résumées dans la figure 1.1. Pour simplifier les considérations théoriques, il arrive que les calculs soient transposés en coordonnées cartésiennes avec x représentant la direction radiale et y correspondant à la direction poloidale. Certains schémas montrés dans ce chapitre (notamment les figures 1.2, 1.3, 1.4 et 1.5) utiliseront cette représentation.

La colonne de plasma n'est pas homogène, mais présente des gradients radiaux de densité, de potentiel et de température. Les instabilités traitées dans ce chapitre résultent de ces gradients. La densité et la température sont plus élevées au coeur de la colonne. Le potentiel est souvent plus négatif au centre de la colonne, mais peut changer selon les configurations et paramètres de la décharge. Du fait de ce gradient de potentiel, il existe un champ électrique radial E_r dans la colonne. L'association du champ électrique radial et du champ magnétique axial va entraîner une rotation globale du plasma à une vitesse $\mathbf{v}_{E \times B} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$. Si le plasma présente une structure avec un mode m , on observera une fréquence angulaire $\omega_{E \times B}$:

$$\omega_{E \times B}(r) = k_\theta v_{E \times B}(r) = -\frac{m}{rB} \frac{d\phi}{dr}(r).$$

Ce champ électrique radial et la rotation sont liés aux instabilités car ils ont une influence sur leur taux de croissance et peuvent même être une condition nécessaire pour l'apparition de certaines instabilités. Mais ils existent dans le plasma, même si aucune instabilité ne s'y est développée ou si l'instabilité ne puise pas son énergie de cette rotation, comme c'est le cas de la première instabilité présentée ici, l'onde de dérive.

L'étude de la stabilité hydrodynamique ou hydromagnétique a comme but de déterminer les conditions d'apparition, les taux de croissance et les fréquences des instabilités. Le point

de départ de ces études réside dans les équations fluides, donc les équations de mouvement, de continuité et d'état pour chacune des espèces j (les électrons et les ions), simplifiées suivant les approximations utilisées dans le modèle :

$$nm_j \left(\frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial t} + \mathbf{v}_j \cdot \nabla \mathbf{v}_j \right) = q_j Z_j n (\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}) - \nabla p_j \nu_j \mathbf{v}_j \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{v}_j) = 0 \quad (1.2)$$

$$p_j = nk_B T_j \quad (1.3)$$

avec n la densité, m la masse, $\mathbf{v}$ la vitesse des particules, qZ leur charge, ν les fréquences de collision, p la pression, T leur température et $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ les champs électrique et magnétique. Le plasma étant un milieu électromagnétique, il répond également aux équations de Maxwell.

Après l'introduction de petites perturbations dans les équations, ces dernières doivent être résolues à partir d'un état d'équilibre stationnaire. Les solutions sont les fluctuations, des fonctions propres du système, ayant comme valeurs propres des fréquences ω . Souvent, le calcul est facilité en supposant une certaine forme pour les oscillations. Cette forme sera choisie selon la géométrie considérée. Par exemple, pour un modèle en coordonnées cartésiennes, les fluctuations peuvent être écrites selon la forme générique $A \exp[i(k_\theta y + k_\parallel z - \omega t)]$. Après reformulation et simplification des équations, on aboutit à une équation donnant ω . Cette équation est appelée relation de dispersion, comme la relation qui lie la pulsation ω et le nombre d'onde k des oscillations. La dernière étape consiste à étudier la partie réelle et la partie imaginaire de ω . La partie imaginaire de la pulsation déterminera dans quelles conditions la perturbation sera instable. Pour que la perturbation ait un taux de croissance positif et qu'une instabilité se développe, il faut que la partie imaginaire de la pulsation soit positive. En effet, dans ce cas, l'expression de l'oscillation inclura un terme de la forme $\exp(\gamma t)$ avec $\gamma = \text{Im}(\omega) > 0$, ce qui traduit bien une croissance exponentielle de l'oscillation. Dans le cas contraire, l'oscillation sera amortie et l'instabilité n'apparaîtra pas. Les oscillations qui se développeront de façon prédominante dans le plasma seront d'ailleurs celles avec le taux d'instabilité le plus élevé. La partie réelle de la pulsation $\omega_* = \text{Re}(\omega)$ donne, quant à elle, la fréquence des oscillations.

Le nombre k_θ détermine le nombre d'onde du mode poloidal présent. Le mode poloidal correspondant est le nombre entier $m = k_\theta r = 2\pi r / \lambda$. Lorsqu'on représente une onde dans la colonne de plasma, m correspond au nombre de minima et de maxima sur la circonférence de la colonne de plasma. La structure de densité schématisée dans la colonne de la figure 1.1 est par exemple un mode $m = 8$. Dans la machine Mirabelle, les nombres de modes des instabilités ne dépassent en général pas $m = 4$.

La forme proposée des oscillations en $\exp[i(k_\theta y + k_\parallel z - \omega t)]$ est une forme très simplifiée. En effet, avec des profils non constants, les oscillations n'ont pas seulement une fréquence, longueur d'onde axiale et un mode poloidal, mais également une localisation radiale. Les équations ne sont alors plus algébriques, il faut résoudre des équations aux valeurs propres. Les solutions des équations auront une forme plus complexe et devront, si une solution

analytique est possible, s'exprimer à l'aide de fonctions hypergéométriques ou encore de fonctions de Bessel. Ce n'est que grâce à ces calculs que l'on peut décrire les structures réelles observées dans les machines et expliquer entre autre que les modes à m plus élevé seront localisés à des rayons plus grands. De plus, cette forme suppose la mise en place de modes discrets, ce qui est effectivement le cas dans les petits systèmes. Dans des systèmes plus grands, tels que les tokamaks, le spectre des modes se rapprochera d'un spectre continu.

1.2 Ondes de dérive

1.2.1 Mécanisme général

Le premier type d'instabilité observé dans les plasmas de potassium et de césium des machines Q a été l'instabilité d'onde de dérive. Elle sera qualifiée de "universelle" par Chen, car ses ingrédients principaux existent dans la plupart des plasmas magnétiquement confinés. L'onde de dérive se développe à partir d'un gradient de densité et du mouvement parallèle des électrons.

La description du mécanisme des ondes de dérive donnée ici se veut intentionnellement courte et intuitive. Des dérivations plus détaillées, comme des équations aux valeurs propres et des relations de dispersion à partir des équations du mouvement et des équations de continuité, sont esquissées dans les rapports de thèse de Brochard [9], Gravier [4], Block [13], Schröder [8] ou encore Brandt [14]. Pour une description encore plus complète, le lecteur est invité à consulter les références citées dans le texte.

Plaçons nous dans un premier temps dans le cas simple d'une perturbation de densité isolée se situant dans un plasma uniforme. La raison pour l'apparition de cette perturbation de densité ne doit pas forcément être connue, elle peut par exemple être simplement due à des fluctuations thermiques. Lorsqu'une zone de densité plus élevée apparaît dans un plasma, les ions et électrons se déplacent de façon à contrer ce surplus de particules. Les deux espèces diffusent hors de la zone de forte densité. Or, les ions ayant une inertie beaucoup plus grande que les électrons, la perturbation va se charger positivement. Pour le cas d'électrons adiabatiques, donc très mobiles, le lien entre la densité et le potentiel se fait selon la loi de Boltzmann :

$$\tilde{n} = n_0 \exp\left(\frac{e\tilde{\phi}}{T_e}\right) \approx n_0 \frac{e\tilde{\phi}}{T_e}$$

En présence d'un champ magnétique, ce mouvement des électrons se fait essentiellement le long des lignes de champ magnétique. Une perturbation de densité est donc directement associée à une perturbation de potentiel et un champ électrique se crée entre la perturbation de densité et le plasma environnant. En présence d'un champ magnétique perpendiculaire à ce champ électrique, une force $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ va agir sur la perturbation de densité et induire sa rotation. Cette situation est illustrée par la figure 1.2. On peut remarquer dès maintenant que la rotation de la perturbation est directement liée au mouvement parallèle des électrons.

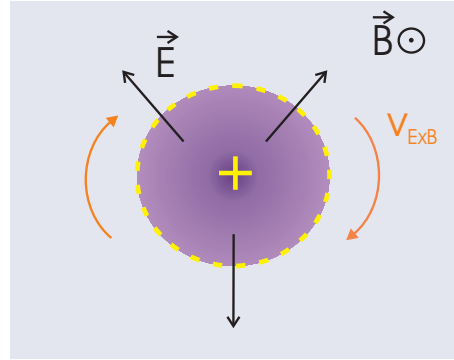


FIG. 1.2 – Une zone de densité plus élevée dans un plasma uniforme. Le potentiel, en jaune, suit l'évolution de la densité. Les champs électriques radiaux, associés au champ magnétique principal induisent une vitesse de rotation $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$.

Passons à présent au cas d'un plasma non uniforme qui présente un gradient de densité moyen. Ceci est le cas dans les plasmas confinés. Dans la colonne de plasma de Mirabelle, la densité est plus élevée au centre de la colonne qu'à son bord. Comme auparavant, une force $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ va agir dès l'apparition d'une perturbation de densité. D'un côté de la perturbation, cette force va entraîner les particules de l'extérieur vers l'intérieur de la colonne. De l'autre côté, le brassage se fait dans le sens opposé. Ce cas est illustré par la figure 1.3. La densité des particules n'étant pas uniforme dans la direction radiale, la perturbation va donc perdre en densité d'un côté. Sur la figure, il s'agit du côté droit. De l'autre, où des particules provenant de l'intérieur de la colonne sont amenées, elle va en gagner. La zone de forte densité va donc se déplacer. Il est à noter ici que la perturbation se déplace bien dans la direction poloidale, mais que les particules se déplacent uniquement radialement. La propagation de la perturbation ne correspond pas à une propagation nette de particules, mais bien à celle d'une onde. Pour connaître la vitesse de propagation de la perturbation, on peut décomposer les particules transportées d'un côté et de l'autre de la perturbation [15]¹. La vitesse trouvée correspond à la vitesse de dérive diamagnétique électronique :

$$v_d = -\frac{T_e}{eBn} \frac{dn}{dr}.$$

La vitesse de dérive diamagnétique est une dérive fluide, qui apparaît lorsqu'un gradient de densité est orthogonal à un champ magnétique. Son apparition ne nécessite pas de perturbation de densité. On peut la retrouver en posant l'équation du mouvement pour les particules du plasma pour des fréquences basses, inférieures à la fréquence cyclotron ionique [16]. Les ions et électrons du plasma dérivent à la même vitesse diamagnétique, mais dans des sens opposés. On peut également retrouver cette dérive par des considérations magnétohydrodynamiques. En effet, un gradient de densité entraîne un gradient de pression qui doit être compensé par un courant diamagnétique, tel que $\mathbf{j}_\theta \times \mathbf{B} = \nabla p_r$. Avec $j_\theta =$

¹L'article de Horton cité ici donne également un résumé historique très utile des avancées numériques et expérimentales concernant les ondes de dérive.

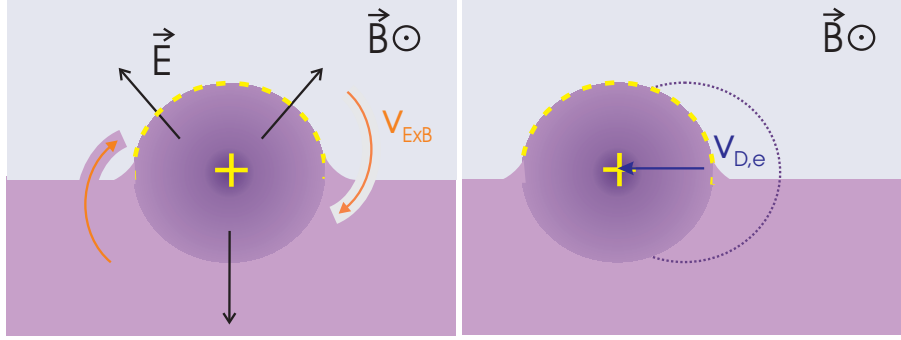


FIG. 1.3 – Une perturbation de densité dans un plasma non-uniforme. Le plasma est plus dense en bas de l'image. Le potentiel, en jaune, suit l'évolution de la densité. Image de gauche : Les particules sont déplacées de part et d'autre de la perturbation par la vitesse $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$. Image de droite : La densité s'accroît à gauche de la perturbation et diminue à droite. La zone de forte densité se déplace donc vers la gauche.

$n e v_d$, on retrouve la même vitesse de dérive.

La perturbation de densité va donc se propager dans la direction poloidale à cette même vitesse diamagnétique. La vitesse parallèle aux lignes de champs est comprise entre les vitesses thermique ionique et électronique. Un tel modèle permet de comprendre la propagation des ondes de dérive. Il ne permet pourtant pas de comprendre la croissance de l'instabilité ou le transport radial.

Pour ce faire, on doit donc finalement inclure un déphasage entre le potentiel et la densité dans la description des ondes de dérive. La figure 1.4 illustre une situation, où la densité précède le potentiel. Dans ce cas, les vitesses $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ et la densité sont décalées. La dérive des particules vers le haut de l'image se fait au maximum de la densité, alors que la propagation vers le bas de l'image se fait dans une zone où la densité est faible. Ainsi la zone de forte densité croît vers le haut, alors que les zones de faible densité se creusent vers le bas. Si la densité précède le potentiel, l'instabilité va donc croître grâce à ce déphasage. Dans le cas contraire, si le potentiel précède la densité, la perturbation va être amortie et l'instabilité ne se développera pas. Le phénomène physique à l'origine du déphasage peut être de nature diverse. Par exemple, ce peut être la résistivité du plasma due aux collisions électrons-ions pour les plasmas collisionnels. Dans tous les cas, les phénomènes affectent l'adiabaticité des électrons, qui ne pourront plus réagir instantanément à des changements de densité.²

1.2.2 Aperçu des descriptions théoriques et expérimentales

La description théorique des ondes de dérive dans les plasmas a débuté dans la première moitié du 20^{ème} siècle, avec la recherche d'une explication pour les oscillations observées

²En thermodynamique, le terme adiabatique désigne des processus se produisant sans transfert de chaleur. En effet, les phénomènes cités ici, qui rendent les électrons « non-adiabatiques », sont souvent liés à des flux thermiques.

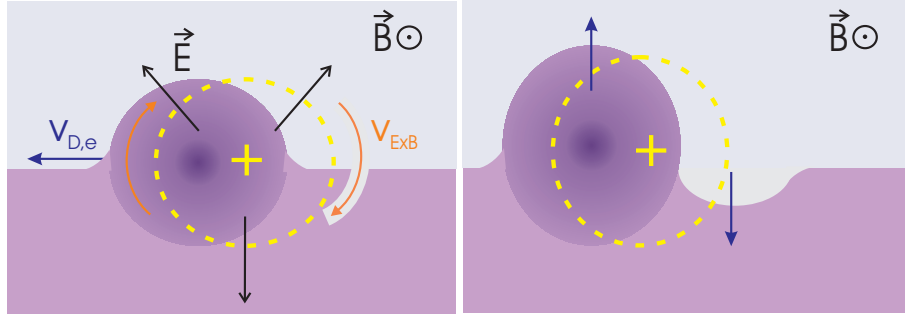


FIG. 1.4 – Une perturbation de densité dans un plasma non-uniforme. Le potentiel, en jaune est en retard sur la densité. Les dérives $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ ne contribuent plus seulement à la propagation de la perturbation, mais aussi à sa croissance.

dans des arcs de mercure [17]. Elle s'est accélérée à partir des années 1960 avec l'apparition des ordinateurs, qui ont permis leur étude numérique.

Les descriptions théoriques ont d'abord été faites à partir de modèles locaux sur une tranche de plasma (en anglais *slab*), projetant l'instabilité dans un plan rectangulaire, où la coordonnée x représente la direction radiale et y la direction poloidale. Dans ces modèles, la longueur d'onde radiale est faible par rapport à la longueur du gradient de densité. Ainsi, les gradients de densité sont approximés comme étant constants. Le rayon de Larmor ionique est supposé petit dans la zone étudiée. Les premiers modèles étaient des modèles linéaires, c'est à dire ne prenant en compte que des perturbations infinitésimales, ce qui devient évidemment irréaliste dans le cas d'un taux de croissance élevé pour l'instabilité. Néanmoins, ce type de modèle simple permet déjà de retrouver les principales caractéristiques des ondes de dérive.

Un tel modèle est utilisé par Chen [18] pour décrire l'influence de divers facteurs perturbateurs expérimentaux sur les ondes de dérive. Il montre ainsi que seule l'onde se propageant dans la direction de la vitesse diamagnétique électronique est instable et se développe. Grâce à la relation de dispersion, il identifie également des facteurs stabilisants, comme la diffusion perpendiculaire aux lignes de champ, la viscosité des ions par collisions ions-ions ou encore le rayon de Larmor fini des ions, qui gagne en importance lorsque le nombre de mode est élevé.

Hendel *et al.* [19] ont développé un modèle plan avec des équations à deux fluides et des profils de densité gaussiens, donc des vitesses diamagnétiques constantes radialement. Ils prédisent pour la fréquence des instabilités :

$$\omega_* = \alpha \frac{k_y v_d}{1 + k_{\perp}^2 r_L^2},$$

avec v_d la vitesse de dérive (voir 1.2.1), k_y le nombre d'onde dans la direction poloidale, $k_{\perp} = \sqrt{k_y^2 + k_x^2}$ la composante du nombre d'onde perpendiculaire au champ magnétique, r_L le rayon de Larmor ionique et α un coefficient compris entre 0 et 1. Effectivement, la vitesse observée dans la machine Q1 de Princeton est en bon accord avec les vitesses prédites avec un coefficient α d'environ 1/2.

Un modèle de grande renommée est celui développé par Hasegawa et Mima [20], qui est un modèle non-linéaire pour des électrons adiabatiques et des ions froids. Dans les équations du modèle, cela signifie que $T_i \ll T_e$ et que la masse des électrons, l'inertie parallèle des ions, les interactions onde-particule et les effets de rayon de Larmor ne sont pas pris en compte. L'équation qu'ils obtiennent ressemble fortement à l'équation de Navier-Stokes. La fréquence angulaire des ondes de dérive obtenue est de forme similaire à celle obtenue par Hendel :

$$\omega_* = \frac{-k_y T_e}{eB(1 + k_\perp^2 \rho_s^2)} \frac{\partial \ln(n)}{\partial x} = \frac{k_y v_d}{1 + k_\perp^2 \rho_s^2}$$

avec ρ_s le rayon de Larmor hybride³. Dans ce modèle, les électrons sont adiabatiques le long des lignes de champ magnétique et peuvent donc suivre la distribution de Boltzmann $n/n_0 = e\phi/T_e$. La motivation première des auteurs était de retrouver les spectres de fréquences des instabilités observées dans une expérience de tokamak. En appliquant leur modèle à un cas turbulent, ils retrouvent effectivement des spectres comparables aux résultats expérimentaux.

Dans le modèle de Hasegawa et Wakatani [21], le plasma possède une résistivité et les électrons ne sont donc plus considérés comme adiabatiques. Dans le cadre de ce modèle, la turbulence dépend essentiellement du paramètre $(\partial \ln n)/(\partial x) \cdot \rho_s$ et de la viscosité normalisée des ions. Le maximum dans le spectre de fréquence reste proche de ω_* , mais les spectres deviennent larges. Comme les électrons ne sont plus adiabatiques, ce type de modèle permet de prédire certaines propriétés du transport lié aux instabilités.

En implémentant des méthodes numériques plus poussées, des modèles furent développés qui ne nécessitaient plus l'approximation locale et dans lesquels le profil de densité moyen n'était plus gaussien, mais pouvait être adapté aux mesures expérimentales [22]. Une comparaison avec d'anciens modèles locaux et *slab* a montré que les prédictions concernant les seuils d'instabilités peuvent fortement différer selon le modèle choisi.

Marden-Marshall *et al.* [23] reprennent un tel modèle linéaire à deux fluides en géométrie cylindrique. Il leur permet d'étudier l'influence sur les ondes de dérive d'un champ électrique radial. Dans ce cas, il s'agit bien du champ électrique dû au profil de potentiel, présenté en début de chapitre. Il ne faut pas le confondre avec les champs électriques locaux apparaissant avec l'instabilité. Le champ électrique radial conduit à une rotation de la colonne de plasma, qui peut ne pas être uniforme, si le champ ne dépend pas de façon linéaire de la position radiale. Les résultats montrent que la rotation du plasma, qu'elle soit uniforme ou non uniforme, est déstabilisante pour les ondes de dérive. Pour obtenir un champ électrique important dans la machine de laboratoire Wellesley Linear Plasma Device, une grille est placée à l'entrée de la colonne de plasma. Les résultats expérimentaux montrent en effet qu'un fort courant entre la grille et la masse de la machine déclenche l'apparition de l'onde de dérive et que sa fréquence et son nombre d'onde sont fortement influencés par le courant traversant la grille. Des grilles semblables sont installées dans d'autres machines

³ ρ_s se calcule comme le rapport de la vitesse acoustique ionique $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ par la fréquence cyclotronique ionique $\omega_{ci} = eB/m_i$. On obtient $\rho_s = \sqrt{T_e m_i}/eB$. Cette grandeur correspond au rayon de Larmor qu'auraient les ions, si ils étaient à la température des électrons.

linéaires, dont Mirabelle. On s'attend donc à changer le régime du plasma en changeant la polarisation de la grille dans Mirabelle.

Un article publié par Sosenko [24] présente un modèle nonlinéaire et le développe pour des profils plats, puis gaussiens et enfin arbitraires. Il suit ainsi l'évolution historique des modèles. Des fonctions propres de modes globaux sont explicitement données pour le cas de machines linéaires à plasma faiblement ionisé, telles que Mirabelle.

À côté des descriptions théoriques et expérimentales, l'étude des ondes de dérive se fait également par des codes de simulation. On peut notamment citer le code « CYTO », développé par Volker Naulin. Il s'agit d'un code à deux fluides et en géométrie cylindrique, qui prend donc en compte la géométrie des modes globaux. Il est adapté à une colonne de plasma magnetisé à ions froids. Les résultats du code peuvent donc être comparés avec les résultats expérimentaux des petites machines linéaires. Le code inclut des éléments des modèles linéaires (Ellis [22]) et non-linéaires (Hasegawa-Mima [20]). Le modèle néglige les fluctuations de température électronique, l'inertie des électrons dans la direction perpendiculaire et les gradients de température parallèle. Les premières versions du code étaient des versions 2D, qui permettaient déjà de retrouver les principales caractéristiques des ondes de dérive observées dans les expériences, comme la structure des modes [25]. Il a ensuite été amélioré en une version 3D. L'évolution des fluctuations et les profils moyens ne sont pas traités de façon séparée, ce qui permet entre autre de mieux simuler les comportements non-linéaires du plasma [26].

On peut résumer les principales caractéristiques des ondes de dérive de la façon suivante :

- Les taux de croissance calculés sont importants pour des longueurs d'onde axiales finies. On observera donc une torsion axiale de l'instabilité. Néanmoins cette torsion n'est pas toujours facile à détecter, car dans les expériences, les longueurs d'ondes axiales observées sont souvent plus grandes que la longueur de la machine.
- Il existe un déphasage entre les fluctuations de potentiel et de densité, mais celui-ci est faible.
- Les amplitudes des fluctuations de densité sont du même ordre de grandeur ou plus grandes que celles des fluctuations de potentiel.
- La vitesse de phase de l'onde est dans le sens de la vitesse diamagnétique électronique et ne peut pas la dépasser. Pour identifier une onde de dérive, on peut comparer la vitesse poloidale observée avec les prédictions théoriques. Les mesures des profils de densité et de potentiel donnent les vitesses diamagnétique $\mathbf{v}_d$ et de rotation du plasma $\mathbf{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$. On peut donc calculer la vitesse attendue pour une onde de dérive $\mathbf{v}_{ODD} = \mathbf{v}_d + \mathbf{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ et la comparer à l'observation. Les mesures et calculs nécessaires pour l'identification des instabilités sont décrits en détail dans la partie 2.2.2.

1.3 Instabilité de Rayleigh-Taylor

1.3.1 Mécanisme général

L'instabilité de Rayleigh-Taylor apparaît dans les fluides lorsqu'un fluide plus dense repose sur un fluide moins dense. À cause de la gravité, l'énergie du système est diminuée quand les deux fluides échangent leur place. La configuration de départ est donc instable. Une petite perturbation au niveau de l'interface entre les deux fluides sera amplifiée et les fluides formeront des structures qui s'entremêlent, pour finalement intervertir leur place. On peut retrouver une situation similaire dans une colonne de plasma. Comme cela a été expliqué en début de chapitre, un gradient radial de potentiel fait apparaître un champ électrique radial qui entraîne une rotation de la colonne de plasma à la vitesse angulaire $\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$. Si une couche de plasma dense en rotation est entourée d'une couche de plasma moins dense, la configuration est instable et les deux couches de matière auront tendance à échanger leur place. Le mécanisme de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans un plasma magnétisé est illustré dans la figure 1.5 après transposition en coordonnées cartésiennes. Le centre de la colonne de plasma, où le plasma est plus dense, se situe en bas de l'image. On suppose qu'il existe déjà une petite perturbation initiale de l'interface entre les deux couches de plasma. La rotation du plasma est à l'origine d'une force centrifuge $\mathbf{F}_{cf}$, qui agit sur les ions du plasma, et qui est dirigée vers le haut. Cette force induit une vitesse de dérive $\mathbf{v}_{ions} = (\mathbf{F}_{cf} \times \mathbf{B}) / (qB^2)$ dirigée vers la droite. Tous les ions auront donc tendance à se diriger vers la droite. Toutefois, au niveau de la perturbation, les accumulations d'ions du côté de densité forte ne pourront pas être compensées par les pertes d'ions du côté faible densité. Il en résulte une accumulation nette de charges sur les deux côtés de la perturbation. Cette répartition des charges s'accompagne de l'apparition de champs électriques locaux. Comme dans le cas de l'onde de dérive, ils vont renforcer la perturbation. En effet, la vitesse de dérive électrique $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ sera dirigée de façon à entraîner les zones de forte densité vers le haut et les zones de plus faible densité vers le bas de l'image, ce qui amplifie la perturbation initiale. Sur le schéma 1.5, on peut remarquer qu'il existe un déphasage entre les fluctuations de potentiel et de densité. La fluctuation de potentiel se mettant en place à cause de la séparation de charge est montrée en jaune dans la figure 1.5. Elle ne se superpose pas à la fluctuation de densité. La croissance de l'instabilité est donc de nouveau liée à un déphasage entre densité et potentiel. Dans le cas montré, le déphasage est proche de $\pi/2$. En effet, l'une des caractéristiques de l'instabilité de Rayleigh-Taylor est un déphasage plus important que celui rencontré typiquement pour des ondes de dérive. On peut noter que le déplacement des électrons le long des lignes de champ magnétiques n'intervient pas dans l'explication du mécanisme de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. En effet, cette instabilité a un nombre d'onde nul le long des lignes de champ. Cette instabilité fait donc partie des modes en forme de colonne, des *flute modes*. La figure 1.6 montre une onde de dérive d'un côté et un mode avec longueur d'onde axiale nulle de l'autre.

Le mécanisme général de l'instabilité de Rayleigh-Taylor se retrouve également dans les grandes machines. On peut y observer des instabilités de type Rayleigh-Taylor faisant intervenir le plasma et le champ magnétique. On les appelle plus communément instabilités

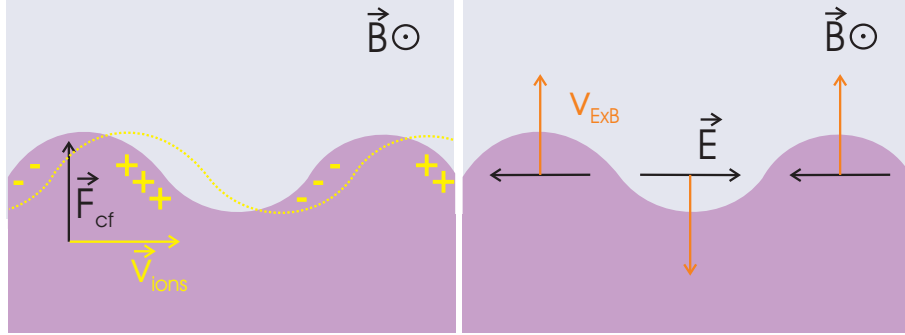


FIG. 1.5 – Mécanisme de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ou instabilité centrifuge. Image de gauche : la force centrifuge entraîne un déplacement des charges. Les gradients de potentiel ainsi créés donnent naissance à des champs électriques locaux. Image de droite : les champs électriques déplacent les particules de façon à renforcer la perturbation initiale.

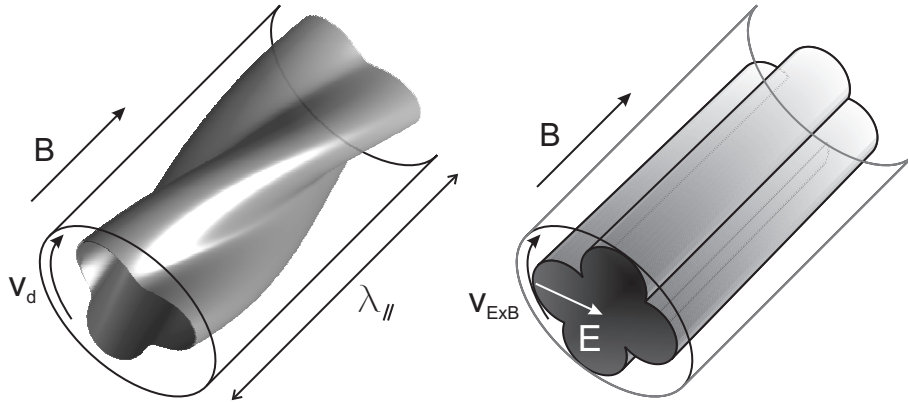


FIG. 1.6 – Comparaison entre une onde de dérive, présentant une longueur d'onde axiale finie et un mode en colonne, comme par exemple un mode de Rayleigh-Taylor.

d'interchange. Un autre terme communément utilisé est le terme d'instabilité centrifuge. Il met l'accent sur la différence de vitesse de rotation entre deux fluides. Si le fluide en rotation rapide repose sur le fluide en rotation plus lente, l'instabilité de Rayleigh-Taylor se développe.

1.3.2 Aperçu des descriptions théoriques et expérimentales

Pour l'étude de la stabilité de cette configuration, les équations de conservation du mouvement et de continuité sont écrites en y introduisant une accélération centrifuge pour les ions [16]. En développant ces équations pour une rotation homogène à l'ordre le plus bas, on obtient une relation de dispersion de la forme [9] :

$$\omega = \frac{m}{2}\omega_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}} \pm \sqrt{\frac{m^2\omega_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}^2}{4} + \frac{g}{n_0}\frac{dn_0}{dr}} \quad \text{avec} \quad g = \omega_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}^2 r$$

La fréquence des instabilités est donc proportionnelle à $\omega_{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}$. De plus, la relation de dispersion montre que la perturbation ne sera instable que si le gradient de densité est dirigé dans le sens opposé à la force centrifuge, ce qui confirme bien que le fluide plus dense doit reposer sur le fluide moins dense. Pour une colonne de plasma en rotation, la fréquence de rotation du plasma central, plus dense, doit être supérieure ou égale à celle du plasma de bord, moins dense. La relation de dispersion montre également que les modes à petit m seront les moins stables. On s'attend donc à observer surtout des modes $m = 1$ ou $m = 2$. Au lieu de faire une dérivation simplifiée de la relation de dispersion, on peut également utiliser un modèle plus complet, comme celui dont est issue la relation de dispersion des ondes de dérive. Dans ce cas, il faut par contre recourir à des méthodes numériques pour calculer les solutions de la relation de dispersion.

La longueur d'onde axiale des instabilités de type *flute* est en théorie infinie. Or, on les observe dans des machines de laboratoire à dimensions finies. Ceci peut paraître étonnant, car les gaines qui se forment aux extrémités des machines imposent des conditions de bord au plasma. Ambrogio et Nocentini ont montré que pour un plasma à faible β , non collisionnel, des gradients de densité et de température modérés et des fréquences d'instabilités basses, l'instabilité de Rayleigh-Taylor peut se former dans une machine Q de longueur finie, lorsque les électrons sont complètement confinés, le gradient de densité assez grand et pour certaines dimensions de la machine. [27].

D'autres travaux théoriques ont caractérisé l'influence de divers facteurs comme la viscosité, le champ magnétique, le rayon de Larmor fini, une rotation ou la présence d'impuretés sur la stabilité des modes de Rayleigh-Taylor [28, 29].

Dans les fluides, la forme des structures d'une instabilité de Rayleigh-Taylor est très caractéristique. Dans un premier temps, l'interface au niveau de la perturbation se déforme et laisse apparaître des structures montantes en forme de bulle, et des structures descendantes en forme de cônes. Ces structures deviennent ensuite plus découpées et se rapprochent d'une forme en champignon. Dans les plasmas, on ne retrouve pas toujours ces formes caractéristiques. Le rapport entre le rayon de Larmor ionique et la taille des structures

est déterminant pour la forme des structures observées. Ainsi, une instabilité de Rayleigh-Taylor peut présenter des structures moins découpées avec des flux à grande échelle, lorsque le rayon de Larmor devient grand [30].

Dans la machine Mistral, de configuration très semblable à celle de Mirabelle, des instabilités de type Rayleigh-Taylor ont été observées à bas champ magnétique lors de l'utilisation d'un limiteur et d'une grille polarisée, qui entraînaient une rotation poloidale importante. Deux bras en spirale ont pu être détectés dans l'ombre du limiteur [31].

On peut résumer les caractéristiques principales de l'instabilité de Rayleigh-Taylor de la façon suivante :

- Le nombre d'onde axial est nul. Il s'agit d'un mode en forme de colonne.
- Le déphasage entre la densité et le potentiel est plus important que pour une onde de dérive et peut atteindre π .
- L'amplitude des fluctuations de potentiel est supérieure à l'amplitude des fluctuations de densité.
- La vitesse de propagation est de l'ordre de $\omega_{E \times B}$.

1.4 Instabilité de Kelvin-Helmholtz

1.4.1 Mécanisme général

Un deuxième type d'instabilité à grande longueur d'onde axiale est l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, d'abord observée dans des machines Q [32] et identifiée à la fin des années 1960 [33]. Cette instabilité se développe à partir d'une rotation $E \times B$ cisailée. Lorsqu'un cisaillement de vitesse important existe entre deux couches de matière, une petite perturbation de l'interface entre les deux couches sera entraînée par la couche plus rapide et grandira en s'enroulant en spirale. L'instabilité se développe parce que l'énergie cinétique du système est plus élevée lorsque les deux couches de fluide restent séparées que lorsqu'elles se mélangent et avancent à une vitesse commune [34]. Ce phénomène s'observe facilement au quotidien, par exemple en observant l'eau d'une rivière, les vaguelettes sur une étendue d'eau, ou encore des nuages au-dessus desquels passe un vent rapide. Une visualisation de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans les fluides est montrée en figure 1.7. Une perturbation à l'interface entre les fluides rouge et bleu de vitesses différentes apparaît au niveau de l'injection des fluides et croît au fur et à mesure que les fluides remontent pour finalement mener à leur mélange par turbulence.

D'après des simulations PIC (*=Particle in Cell*) en deux dimensions conduites par Horton *et al.*, l'évolution de l'instabilité dans un plasma magnétisé se présente en trois phases [36]. Dans la première phase, décrite par la théorie linéaire, des petites structures se forment. Dans la deuxième phase, les petites structures interagissent et se rassemblent en structures plus grandes. Finalement, un grand vortex quasi-stationnaire est formé.



FIG. 1.7 – Instabilité de Kelvin-Helmholtz entre deux couches fluides présentant un cisaillement de vitesse. Image réalisée par Kelso *et al.* [35]

1.4.2 Aperçu des descriptions théoriques et expérimentales

Perkins et Jassby ont étudié de façon théorique l'influence du cisaillement de la vitesse de rotation, de la force centrifuge et du gradient de densité sur les instabilités de type Kelvin-Helmholtz et la transition entre les instabilités de Kelvin-Helmholtz et les ondes de dérive. [37]. Ils négligent les processus de diffusion provenant des collisions électrons-ions, la vitesse parallèle et l'inertie des ions et les effets de rayon de Larmor et considèrent des fréquences de rotation et d'instabilité très petites par rapport à la fréquence cyclotron ionique. En négligeant la force centrifuge et en posant $k_{\parallel} = 0$, la relation de dispersion obtenue s'écrit :

$$\omega = \left(2 - \frac{2}{k_{\perp}^2 r n} \frac{dn}{dr} \right)^{-1} \left(2\overline{\omega_E} - \overline{\omega_D} \pm \sqrt{\overline{\omega_D}^2 - 4(\delta\omega_E)^2 + 4\delta\omega_E\delta\omega_D} \right)$$

où $\overline{}$ désigne une moyenne pondérée par le gradient des déplacements radiaux (voir la définition donnée dans la référence [37] et où ω_E et ω_D sont définis par :

$$\omega_E = \frac{-mE}{rB} \quad \text{et} \quad \omega_D = \frac{mk_B T_e}{neBr} \frac{dn}{dr}.$$

La relation de dispersion montre que tout cisaillement de vitesse est déstabilisant. En effet, la partie imaginaire de la fréquence croît avec le cisaillement de la rotation $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, $\delta\omega_E^2$. La partie réelle de la fréquence montre que l'onde se propage avec une vitesse comprise entre $0,2 v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ et $0,6 v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$.

Jassby a établi différents critères de caractérisation qui permettent de différencier les ondes de dérive des instabilités de Kelvin-Helmholtz et les a appliqués à des plasmas de laboratoire très proches de Mirabelle [38]. Glowienka *et al.* utilisent les résultats de Jassby pour identifier une instabilité de type Kelvin-Helmholtz détectée par HIBP (Heavy Ion Beam Probe) dans un plasma d'arc en utilisant les profils moyens et les fluctuations de densité et de potentiel plasma [39].

C'est également grâce à ces critères de caractérisation que Brochard a montré que les instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor peuvent être rencontrées dans Mirabelle [11]. Le tableau 2.1, donné à la page 39 de ce rapport résume les critères d'identification des différentes instabilités. Pour observer des instabilités de type *flute modes* dans la machine Mirabelle, on introduit un limiteur à l'entrée de la colonne de plasma. Le type d'instabilité rencontré dans la machine dépend du rapport $\rho_s/L_{\perp}$, où $L_{\perp}$ est la longueur de gradient transverse et ρ_s est le rayon de Larmor hybride. Lorsque ce rapport est inférieur à 1, comme dans le cas d'un fort champ magnétique, on observe généralement des ondes de dérive dans la machine. Lorsque le champ magnétique décroît et le rapport se rapproche de 1, les *flute modes* apparaissent avec, dans un premier temps, l'instabilité de Rayleigh-Taylor, puis l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, lorsque le rapport est bien supérieur à 1 [11].

1.4.3 Autre instabilité de cisaillement

Les modes de Kelvin-Helmholtz ne sont pas les seules instabilités de type *flute modes* qui se développent à partir d'un cisaillement de vitesse dans les machines linéaires. Dans certaines machines avec un courant de décharge très faible, on a observé une instabilité de fréquence approchant la fréquence cyclotronique ionique. Un autre type d'instabilité *flute* a alors été proposé. Il s'agit de l'instabilité de densité d'énergie inhomogène IEDD(*inhomogeneous energy density driven instability*). Dans la machine ALEXIS, une machine linéaire à décharge thermoionique, des anneaux concentriques polarisables créent des forts gradients de potentiel dans la colonne de plasma. Le champ électrique ainsi créé montre un forte dépendance radiale et entraîne un cisaillement de la vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ dans la colonne de plasma. Une instabilité liée au cisaillement de la colonne apparaît dans le plasma, mais elle n'est pas identifiée comme un mode de Kelvin-Helmholtz [40]. Le critère essentiel pour la caractérisation est le rapport $R = k_\theta v_E / k_z v_\parallel$. Lorsqu'il est très grand par rapport à 1, les ondes cyclotroniques ioniques peuvent apparaître plus facilement [41].

Dans la machine Mirabelle, la fréquence cyclotronique ionique est de 10 kHz à 50 kHz selon le champ magnétique appliqué. La fréquence des instabilités observées est comprise entre 1 kHz et 10 kHz, ce qui est proche de la fréquence cyclotronique ionique. Néanmoins, il ne s'agit pas d'instabilités IEDD, mais bien d'instabilités de Kelvin-Helmholtz. L'instabilité IEDD a été observée dans les autres machines pour des champs électriques importants produisant une vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, très importante. Dans la machine SPSC cette vitesse était plus de vingt fois plus grande que la vitesse thermique des ions [42]. Dans la machine Mirabelle, avec une vitesse thermique des ions de 270 m/s et une vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ comprise entre 1000 m/s et 1300 m/s [10, 11], le rapport entre les vitesses reste inférieur à 5.

1.5 Transport convectif généré par les instabilités basse fréquence

La recherche pour aboutir à un réacteur à fusion de grande échelle a certainement contribué à faire de l'étude du transport dans les plasmas une priorité. Au fur et à mesure que la puissance mise en jeu dans les machines augmentait et que les diagnostics se perfectionnaient, de nouveaux phénomènes furent découverts, qui n'étaient pas explicables par les anciennes conceptions du transport. Pour pouvoir évaluer les pertes de confinement dues au transport, il faut pourtant en premier lieu comprendre ses mécanismes. Si certains phénomènes de transport sont compris aujourd'hui, d'autres manquent toujours de caractérisations et de modèles adéquats.

Historiquement, la première composante de transport décrite est la composante diffusive. Les particules sont confinées par un champ magnétique, mais subissent régulièrement des collisions, qui provoquent des déplacements perpendiculaires aux lignes de champ magnétique. On peut attribuer aux particules des trajectoires apparentées à une marche aléatoire et exprimer la diffusivité par : $D \approx L^2 / \tau$, L étant la longueur caractéristique de la marche aléatoire et $1/\tau$ l'inverse d'un temps caractéristique. Pour L , on utilise le rayon

de Larmor ρ et pour $1/\tau$ la fréquence des collisions.

On s'est rapidement rendu compte que dans les tokamaks, cette description classique n'expliquait pas le transport observé, qui était bien plus élevé qu'attendu. On a alors inclus dans le calcul des diffusivités certaines pertes spécifiques à la géométrie des tokamaks. Les particules ont des trajectoires particulières dans le champ magnétique d'un tokamak, qui font en sorte que le modèle simple décrit plus haut n'est plus suffisant. Les nouvelles diffusivités trouvées croissent plus rapidement avec la fréquence de collision. Mais ces nouveaux modèles de transport, appelés néo-classiques, ne pouvaient toujours pas expliquer les pertes importantes observées. On qualifia ce transport inexplicablement élevé d'anormal.

L'origine de ce transport anormal, environ 100 fois plus élevé que le transport néoclassique, réside dans les instabilités basse fréquence, comme celles présentées dans ce chapitre. Elle peuvent convecter un nombre important de particules et d'énergie vers l'extérieur de la colonne de plasma. On a rapidement mis les ondes de dérive en relation avec le transport anormal observé dans les expériences. En effet, elles n'ont besoin que de peu d'ingrédients pour se développer, elles ont des forts taux de croissance, des longueurs d'ondes perpendiculaires assez grandes et des fréquences assez basses pour pouvoir transporter les ions relativement inertes. Les premiers travaux montrant une influence des ondes de dérive sur le confinement dans les machines Q ont été menés à la fin des années 1960 [19]. En changeant les paramètres expérimentaux, Hendel *et al.* proposèrent de faire apparaître puis disparaître une onde de dérive $m = 1$ dans une colonne de plasma de potassium et césium d'une machine Q. Lorsque l'instabilité apparaissait, ils observaient une subite chute de la densité à l'intérieur de la colonne et une augmentation de densité à l'extérieur de la colonne, ce qu'ils associaient à un transport radial. Ils trouvèrent un transport d'un ordre de grandeur plus grand que le transport prédit classiquement par diffusion collisionnelle.

Dans les grandes machines, il existe une multitude d'instabilités suspectées d'être à l'origine du transport convectif. Aujourd'hui, il reste difficile de retrouver par des modèles et simulations les pertes observées expérimentalement. En attendant de comprendre les mécanismes détaillés du transport, on recourt donc à des estimations empiriques ou semi-empiriques en fonction de différents paramètres de la machine et des paramètres de décharge. Ces formules s'expriment sous forme de lois d'échelle et elles sont entre autres utilisées pour prédire les performances de futures machines. On peut citer deux types de loi d'échelle souvent évoquées. Les lois de type Bohm sont telles que $D \sim D_B$ avec $D_B = c_s \rho_s = T_e / eB$ la diffusivité de Bohm. Les lois de type gyro-Bohm sont telles que $D \sim D_B \rho_s / L_n$, avec L_n une longueur caractéristique du gradient de densité [43]. Pour les ondes de dérive, on prédirait par exemple une loi de type gyro-Bohm. En partant d'une marche aléatoire avec $L \sim \rho_s$, $1/\tau = \gamma$ le taux de croissance de l'instabilité et $\gamma = c_s/a$ avec a la dimension de la machine, on obtient bien $D \approx \rho_s^2 c_s / a = D_B \rho_s / a$ de type gyro-Bohm. Or, les expériences montrent que cela n'est pas toujours le cas [44]. Les lois d'échelle ne sont donc pas encore expliquées et restent un domaine d'étude important.

Dans Mirabelle, on peut étudier le transport convectif généré par les instabilités d'onde de dérive et de modes *flute* décrites dans les sections précédentes. Pour comprendre, comment les instabilités basses fréquences génèrent un transport, considérons qu'un mode régulier se soit développé dans le plasma, comme celui montré en figure 1.8. Cette illus-

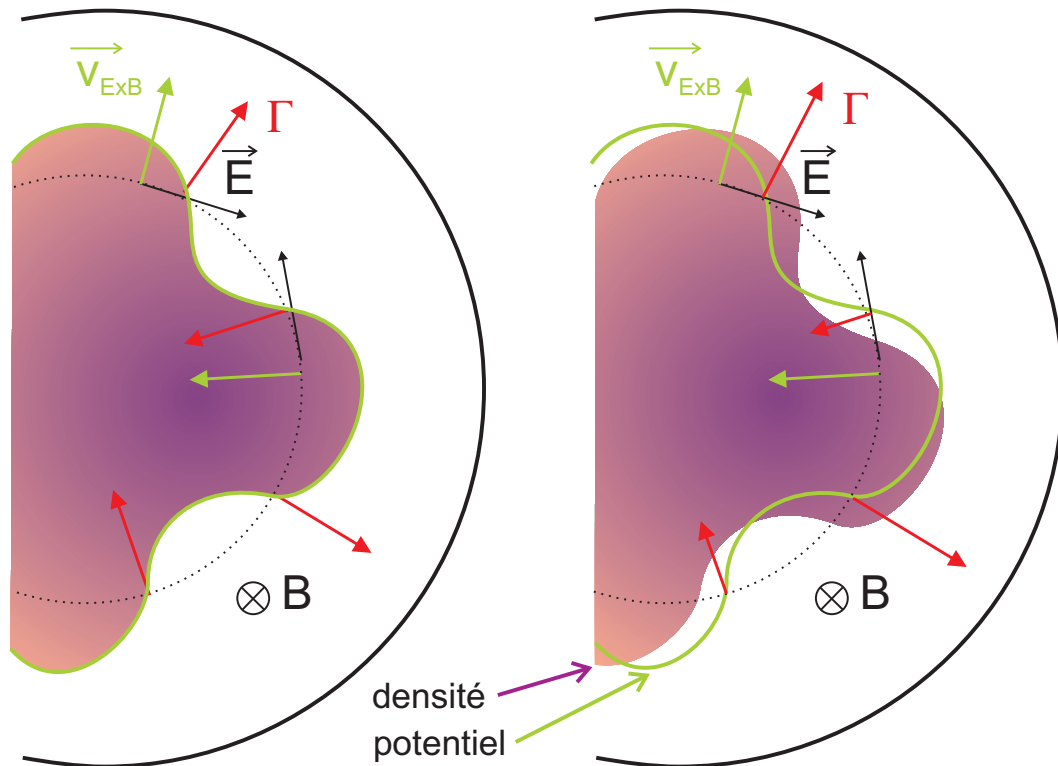


FIG. 1.8 – Un mode $m = 4$ s'est développé dans la colonne de plasma d'une machine linéaire. Une moitié de la colonne est montrée. À gauche, les fluctuations de densité (en violet) et de potentiel (en vert) sont en phase. Le transport global est nul. À droite, le déphasage entre densité et potentiel fait apparaître un transport net vers l'extérieur de la colonne.

tration montre une coupe de la colonne de plasma avec un mode $m = 4$. Sur la partie gauche de l'image, les contours de densité (en violet) et du potentiel (en ligne verte) sont superposés. Il n'y a pas de déphasage entre ces deux grandeurs. La fluctuation de potentiel donne naissance à des champs électriques locaux et poloidaux représentés par des flèches noires. Les particules du plasma, soumises aux champs électriques poloidaux et au champ magnétique axial se déplaceront dans la direction radiale à la vitesse de dérive $\mathbf{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$. Localement, des flux de particules $\Gamma = n v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ apparaîtront, qui seront dirigés vers l'intérieur ou vers l'extérieur selon l'endroit considéré. Globalement par contre, la moyenne du transport sur la circonférence du plasma sera nulle. En effet, chaque flux local vers l'extérieur est compensé par un flux local dirigé vers l'intérieur à un autre endroit. Les déplacements $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ vont entraîner un déplacement poloidal de la perturbation. Pour une onde de dérive, cette situation est tout à fait similaire à celle discutée dans le paragraphe 1.2.1 à l'aide de la figure 1.3, où la perturbation se déplace poloidalement avec une vitesse de rotation correspondant à la vitesse diamagnétique. Pendant la rotation du mode, le transport à un endroit donné sera alternativement dirigé vers l'intérieur puis vers l'extérieur. Mais la moyenne temporelle du transport à chaque endroit sera encore nulle. Sans déphasage entre densité et potentiel, il n'y donc pas de transport net.

La situation est différente pour la partie droite de la figure 1.8. Dans ce cas, il existe un déphasage entre les fluctuations de densité et celles de potentiel, tel que la densité est en avance sur le potentiel. Là encore des champs électriques poloidaux se formeront en accord avec la structure de potentiel et les particules seront soumises à des dérivées $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ radiales. De nouveau, des flux de particules apparaîtront, tantôt dirigés vers l'extérieur tantôt vers l'intérieur. La quantité de particules déplacées dépend de la structure de densité. Les flux dirigés vers l'extérieur seront plus importants que ceux dirigés vers l'intérieur. Sur la figure, cela est schématisé par des flèches rouges plus ou moins grandes. Le transport global n'est plus nul, le flux moyen va vers l'extérieur, qu'il soit moyenné dans l'espace ou dans le temps. On peut remarquer le lien étroit entre un transport vers l'extérieur et la croissance des instabilités. En effet, on a mentionné dans les paragraphes 1.2.1 et 1.3.1, l'importance d'un déphasage pour la croissance des instabilités d'onde de dérive et de Rayleigh-Taylor.

Si on approxime les fluctuations de potentiel et de densité par des fonctions sinusoïdales

$$\tilde{n} = \sin(\omega t + \varphi_n) \quad \text{et} \quad \tilde{\phi} = \sin(\omega t + \varphi_\phi),$$

on obtient pour le transport de particules :

$$\Gamma = \tilde{n} \tilde{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \frac{1}{B} \tilde{n} \nabla \phi.$$

Le champ électrique correspond au gradient du potentiel :

$$\tilde{E} = \sin(\omega t + \varphi_E) \propto \cos(\omega t + \varphi_\phi) = \sin(\pi/2 - \omega t - \varphi_\phi) \quad \text{d'où :} \quad (1.4)$$

$$\Gamma = \sin(\omega t + \varphi_n) \sin(\pi/2 - \omega t - \varphi_\phi) \quad (1.5)$$

$$= 1/2 [\cos(2\omega t + \varphi_n + \varphi_\phi - \pi/2) - \cos(\varphi_n - \varphi_\phi + \pi/2)] \quad (1.6)$$

Le premier terme s'annule en moyennant sur une période ou sur une circonférence du plasma et on a pour le transport global :

$$\langle \Gamma \rangle \propto -\cos(\varphi_n - \varphi_\phi + \pi/2) = \sin(\varphi_n - \varphi_\phi) = \cos(\varphi_n - \varphi_E) \quad (1.7)$$

En appelant la différence de phase $\varphi_a - \varphi_b = \varphi_{ab}$, on a finalement :

$$\langle \Gamma \rangle \propto \sin(\varphi_{n,\phi}) \propto \cos(\varphi_{n,E})$$

1.6 Turbulence et couplages non-linéaires

Pour compléter la description des plasmas, il faut aller au-delà des perturbations régulières décrites dans les premières sections de ce chapitre. Le plasma montre des interactions non-linéaires entre modes, qui sont à l'origine de transferts d'énergie entre modes.

L'une des premières descriptions du transfert d'énergie dans les systèmes turbulents tri-dimensionnels et isotropes fut donnée par Richardson et Kolmogorov. L'énergie est injectée dans le système aux échelles de grandeur relativement grandes. Cette énergie est ensuite redistribuée par interactions non-linéaires vers des échelles plus petites. Ce phénomène s'appelle une cascade d'énergie. L'énergie des petites échelles peut ensuite être dissipée. Cette cascade continue des grandes vers les petites échelles va conduire à un spectre, dit de Kolmogorov, d'une forme particulière en $S(k) \propto k^{-5/3}$, où le nombre d'onde k caractérise la taille des structures mises en jeu. Dans les plasmas magnétisés, tous les transferts d'énergie ne sont pas dirigés vers les plus petites échelles. À cause du confinement par champ magnétique, certains phénomènes ne se produisent plus en trois dimensions, mais en deux dimensions. Or, la turbulence en deux dimensions peut impliquer que des petites structures se rassemblent pour en former des grandes. Ceci est le phénomène inverse de la cascade décrite précédemment que l'on appelle une cascade inverse. En effet, dans les plasmas, on observe l'apparition de structures de grande taille, comme cela a été mentionné pour l'instabilité de Kelvin-Helmholtz en 1.4.1.

Les couplages non-linéaires peuvent donc redistribuer l'énergie. Ils permettent ainsi l'installation d'un régime stationnaire avec des instabilités saturées. En effet, le seul taux de croissance linéaire des instabilités n'impose pas leur saturation. Sans non-linéarité, elles continueraient de croître exponentiellement et toute la configuration du plasma serait rapidement perdue. Le fait de pouvoir atteindre le régime stationnaire observé dans la plupart des machines peut s'expliquer par de faibles mais nombreuses interactions non-linéaires, qui transfèrent de l'énergie à partir de modes en croissance vers des modes atténués⁴.

Le spectre de Kolmogorov s'installe lorsque les taux de dissipation sont constants, les fluctuations autosimilaires et leur distribution de probabilité gaussienne⁵. Dans les plasmas, on observe très fréquemment des distributions de probabilité non gaussiennes, qui ont une extrémité allongée, donc avec une *kurtosis* plus élevée qu'une distribution gaussienne.

⁴Dans les machines cylindriques, comme Mirabelle, le nombre de mode est moins élevé et les interactions non-linéaires sont moins nombreuses, ce qui les rend plus faciles à étudier.

⁵Pour une définition de la distribution de probabilité, ou PDF, voir la section 2.4.1.

Cela signifie qu'il y a plus d'évènements de grande amplitude qu'habituellement. Lorsque la *kurtosis* des PDF augmente avec la fréquence étudiée, on parle d'intermittence. L'intermittence peut provenir de couplages non-linéaires entre une composante à petite échelle et deux composantes à grande échelle. En cas d'intermittence, les fluctuations changent de façon non périodique d'un état à un autre. Le terme est souvent utilisé de façon plus générale pour décrire tout changement non périodique d'un régime à un autre ou des bouffées de fluctuations non périodiques.

1.7 Petit lexique des structures liés au transport

On observe souvent dans les plasmas magnétisés la formation de plus grosses structures, qui se propagent de manière ballistique vers les parois. Ces structures éjectées à grande vitesse sont évidemment une menace importante pour le confinement, mais aussi pour l'intégrité des parois d'un éventuel futur réacteur à fusion. Elles font partie du transport convectif, mais leur taille les rend potentiellement plus dangereuses qu'un transport convectif constant et à petite échelle. Ce sont donc justement les lois d'échelle, comme la relation entre la taille et la vitesse de propagation des structures, qui sont étudiées. Les simulations du transport rencontrent encore des difficultés pour inclure l'effet de l'auto-organisation du plasma en grandes structures [45]. Des expériences sont donc menées sur des types variés de machines pour mieux comprendre ces phénomènes de transport. Des petites aux grandes machines, on peut rencontrer différents types de structures et donc une multitude de nomenclatures. Pour les lecteurs non spécialistes, on peut donner un petit aperçu de quelques concepts discutés actuellement :

Avalanches : Une avalanche se produit lorsque le seuil de criticalité auto-organisée est dépassé, à l'instar des avalanches se produisant sur les flancs d'un tas de sable lorsque celui-ci dépasse une pente donnée. Pour les grands réacteurs des instabilités de gradient de température ionique (ITG) et électronique (ETG) pourraient produire des avalanches. Les critères nécessaires mais non suffisants pour identifier des avalanches sont une dépendance de type $1/f$ du spectre de puissance et une PDF non-gaussienne. Des descriptions théoriques ont fait apparaître de telles relaxations de profils plasma en avalanches et indiquent qu'un anneau polarisé pourrait arrêter leur propagation vers les parois des réacteurs [46].

Avaloïde : Certains chercheurs donnent le nom d'avalloïde aux structures cohérentes se déplaçant rapidement, mais dont l'origine n'est pas déterminée. Les avalloïdes ne doivent pas forcément être la conséquence de criticalité auto-organisée, contrairement aux avalanches. On les observe dans des simulations et dans des petites machines, qui ne présentent pas un gradient de température ou de pression assez élevé pour être critique, comme le torsatron TJ-K [47]. Dans la machine linéaire PISCES, des avalloïdes ayant une vitesse importante d'environ 1500 m/s sont à la source de la totalité du flux de plasma proche des parois de la machine [48]. Les PDF ainsi que les spectres de puissance mesurés dans Tore Supra ressemblent à ceux mesurés dans

les petites machines, ce qui montre que les avaloïdes et non seulement les avalanches sont éventuellement également présents dans les grandes machines.

Blobs et trous : Ces termes relativement récents désignent les structures cohérentes de densité plus élevée, respectivement moins élevée que le plasma environnant. On parle généralement de blobs dans les petites machines, notamment les machines linéaires où ces structures sont éjectées vers la paroi telles des gouttelettes de plasma. Dans la machine toroïdale TORPEX, une instabilité d'interchange apparaît du côté fort champ du tore. Des structures isolées sont séparées de la structure principale de l'instabilité et continuent leur propagation vers le côté bas champ. L'étude de la taille des blobs ainsi formés avec des sondes de Langmuir et une méthode de moyenne conditionnelle montre que le gradient de pression est déterminant pour la taille des blobs [49]. Dans TJ-K, la formation de blobs dans l'ombre d'un limiteur massif a été observée [50]. Les blobs alimentés par une structure d'onde de dérive présente au centre du plasma, continuent leur propagation en sens inverse de la vitesse diamagnétique, en suivant la rotation $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Grâce à des mesures de sonde et à la technique de la moyenne conditionnelle, des blobs ont également été identifiés dans l'ombre d'un limiteur placé dans la machine LAPD [51]. La vitesse des blobs était de $c_s/10$ et leur taille d'environ 10 rayons de Larmor hybride.

Filaments : Le filament est l'équivalent en trois dimensions des blobs. On parle de filaments surtout dans des machines toriques et notamment dans les grandes machines, où les structures s'étendent le long des lignes de champ magnétique.

Streamers : Ce sont des structures convectives étirées dans le sens radial. Elle court-circuitent des régions situées du côté interne du plasma avec des régions externes, plus froides et moins denses. Ces structures peuvent être responsables d'un transport très important.

Écoulements zonaux : les écoulements zonaux, ou *zonal flows*, sont des zones toroïdalement étendues qui présentent un grand cisaillement de vitesse poloidale entre elles. Elles sont stabilisantes et réduisent le taux de croissance des instabilités. À l'inverse des streamers, les écoulements zonaux diminuent le transport convectif radial. Une catégorie spécifique de *zonal flows* sont les Geodesic Acoustic Modes (GAM), qui peuvent transférer de l'énergie des ondes de dérive vers des structures de plus petite taille et ainsi réduire le transport [52]. Des études ont montré la suppression d'ondes de dérive lorsque des *zonal flows* sont excités dans le plasma [53]. Des mesures par HIBP ont montré que la barrière de transport interne est directement liée à une redistribution de l'énergie de la turbulence vers le *zonal flows* [54]. Dans certaines machines, le cisaillement de vitesse n'est donc pas forcément à l'origine d'une instabilité qui entraîne une perte de confinement, mais peut au contraire améliorer le confinement.

Dans ce chapitre, les principales instabilités présentes dans le plasma de Mirabelle ont été présentées et la façon dont elle produisent du transport convectif a été expliquée. Pour situer la recherche sur la petite machine Mirabelle dans le contexte actuel, il a fallu donner un aperçu de la problématique du transport dans les plus grandes machines. Cet aperçu

ne peut constituer qu'une introduction très succincte, mais il montre déjà que l'étude du transport est un champ très complexe. La turbulence fluide elle-même est un problème de physique irrésolu. La meilleure maîtrise du transport dans les tokamaks est donc un objectif ambitieux. Il reste pourtant indispensable de s'en approcher. Pour la construction de nouvelles machines, la communauté de la fusion par confinement magnétique doit se fier pour l'instant à des lois d'échelle, qui s'avèrent souvent incorrectes. Les instabilités générant une grande quantité de transport convectif doivent donc être identifiées, tout comme les mécanismes menant à la formation de grandes structures cohérentes, afin d'améliorer les estimations du transport. Les couplages et transferts d'énergie non-linéaires, responsables de la distribution d'énergie entre les différentes échelles, doivent être mieux compris. Le chapitre suivant présente les méthodes expérimentales utilisées pour l'étude du transport induit par les instabilités dans Mirabelle. Il présentera aussi bien les diagnostics que quelques méthodes d'analyse de signaux.

Chapitre 2

Méthodes expérimentales

Dans ce chapitre seront présentés les outils expérimentaux et quelques méthodes d'analyses de données. Le principe de fonctionnement et les caractéristiques de la machine Mirabelle sont décrits. L'utilisation des deux principaux diagnostics est discutée : d'une part les sondes électrostatiques et d'autre part la caméra rapide. Finalement, quelques méthodes d'analyse de données sont présentées et l'analyse spectrale en ondelette est introduite.

2.1 La machine Mirabelle

La machine Mirabelle a été mise en place au laboratoire dans la deuxième moitié des années 1980 [55]. C'est une machine linéaire, donc à géométrie cylindrique, à faible β , donc avec une pression cinétique du plasma très faible par rapport à la pression magnétique. La température des électrons du plasma est en effet de l'ordre de quelques eV seulement et la température ionique, de l'ordre de 0.03 eV, est encore bien inférieure à la température des électrons. Dans ce sens, le plasma dans la machine Mirabelle s'apparente à ce qu'on appelle les plasmas froids, avec cependant une faible collisionnalité. Néanmoins, on y observe des phénomènes semblables à ceux connus au bord des plasmas de tokamaks, où les lignes de champs sont ouvertes, et notamment certaines instabilités jouant un rôle déterminant pour le temps de confinement de l'énergie. Mirabelle s'inscrit dans la catégorie des petites machines ou machines de laboratoire, qui ont pour but de contribuer à la recherche fondamentale et de fournir des études complémentaires aux études menées sur des plus grands projets. On peut citer des petites machines très semblables à Mirabelle dans leur fonctionnement telles que l'ancienne machine KIWI de l'université de Kiel [56] ou la machine Mistral de l'université de Provence [57]. On peut également citer d'autres machines linéaires ayant les même axes de recherche, mais se distinguant de Mirabelle par un système de création de plasma différent et donc des densités et collisionnalités différentes comme la machine LMD de l'université de Kyushu [58], la machine CSDX de l'université de Californie [59] ou VINETA au Max-Planck-Institut de Greifswald [60].

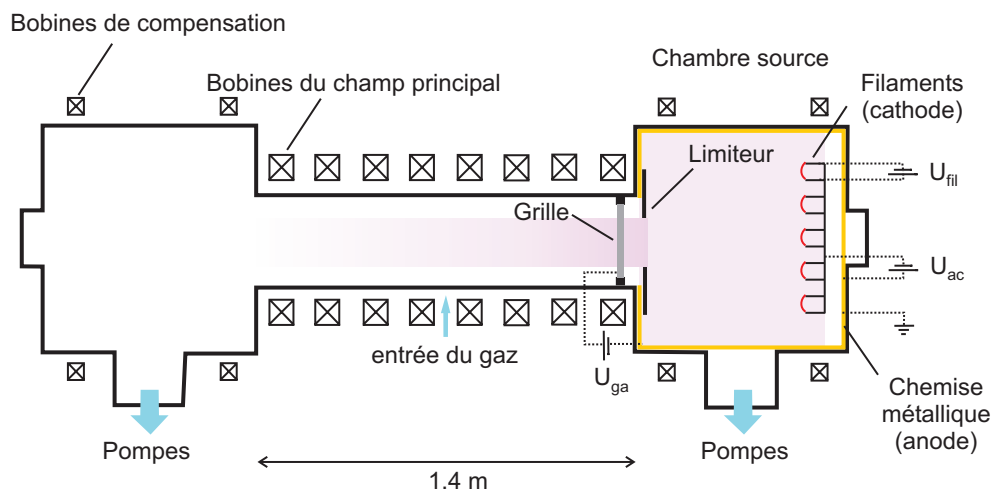


FIG. 2.1 – Schéma de la machine MIRABELLE

2.1.1 Fonctionnement de la machine

La figure 2.1 montre une vue schématique de la machine et les différentes polarisations appliquées pour créer et contrôler le plasma. La machine est du type thermoionique, c'est à dire que l'ionisation des atomes se fait par collisions avec des électrons émis par thermoémission. L'allumage du plasma peut être décrit par plusieurs étapes :

Préparation de la machine : dans un premier temps, un vide de l'ordre de $1 \cdot 10^{-5}$ Torr est obtenu à l'aide de pompes primaires à palettes et de pompes secondaires à diffusion, qui se situent sous les chambres sources de part et d'autre de la machine. On injecte ensuite constamment au milieu de la section centrale du gaz argon, tandis que les pompes secondaires continuent de fonctionner. Ceci permet d'avoir une pression d'équilibre d'environ 1 à $3 \cdot 10^{-4}$ Torr. L'argon peut être remplacé par d'autres gaz, comme l'hélium. Les pompes sont refroidies avec de l'eau du réseau de distribution public.

Émission et accélération des électrons : dans la chambre source, des filaments de tungstène sont chauffés en y appliquant une tension $U_{\text{filaments}}$ de 15 à 20 Volts et émettent des électrons par thermoémission. Ces électrons sont accélérés vers l'anode, qui recouvre l'intérieur de la chambre source. La tension U_{ac} est de quelques dizaines de volts.

Avec un champ magnétique trop grand près des filaments, l'image des filaments serait transmise jusque dans la colonne centrale. Pour éviter une telle inhomogénéité du plasma, un champ magnétique de compensation est produit par des bobines placées près des filaments, qui créent un *cusp* magnétique à l'intérieur de la chambre source. Le courant traversant les bobines I_{comp} est de l'ordre de quelques ampères.

Dans la chambre source, un champ magnétique multipolaire est créé par des aimants permanents incorporés dans les parois de la machine. Ce champ permet d'augmenter le libre parcours des électrons avant qu'ils n'atteignent l'anode et améliore ainsi le

taux d'ionisation.

Création du plasma et confinement magnétique : les électrons suffisamment énergétiques ionisent les atomes d'argon par collision. L'ionisation se produit dans la chambre source, mais se poursuit également dans la section linéaire de la machine. Le libre parcours moyen d'un électron étant très long (quelques dizaines de cm), on s'attend à une importante quantité d'électrons primaires dans la partie centrale.

Entourant la section centrale, des bobines parcourues par un courant I_{bobines} pouvant atteindre 900 ampères permettent de créer un champ uniforme dans la section centrale allant jusqu'à 100 mT et qui confine le plasma.

Un circuit réfrigérant à l'eau glycolée circule autour des bobines pour les maintenir à une température maximale proche de 30°C. L'eau est pompée vers un système réfrigérant situé sur le toit du bâtiment.

2.1.2 Paramètres de décharge ajustables

Pour modifier le comportement du plasma, il est possible d'adapter le champ de compensation, la pression à l'intérieur de la machine, le champ magnétique de confinement ainsi que $U_{\text{filaments}}$ et U_{ac} . De plus, on dispose d'une grille polarisable et de limiteurs de diamètre 10 cm et 15 cm.

La grille est fixée entre la section centrale et la chambre source. Elle peut être polarisée par rapport à l'anode par la tension U_{ga} . La grille est transparente pour les électrons. Pour augmenter le courant axial, qui passe de la grille vers la masse, on peut augmenter la polarisation de la grille ou bien augmenter la pression du gaz dans la machine. Lorsque le courant augmente, le potentiel plasma présente un profil plus raide. Le champ électrique radial est donc plus fort, ce qui induit une rotation $E \times B$ responsable d'un décalage Doppler à la vitesse de rotation des structures. En général, toute rotation du plasma dans la direction de la vitesse de dérive, même uniforme, aura un effet déstabilisant sur les ondes de dérive [23]. Le plasma sera donc plus facile à déstabiliser en présence d'une polarisation forte sur la grille.

Le diaphragme, ou limiteur, est une plaque métallique percée d'un trou de 15 cm de diamètre. Le diaphragme permet de limiter le rayon du plasma et d'accentuer les gradients de densité et de potentiel et donc également le champ électrique au bord de la colonne de plasma. C'est grâce à l'introduction du diaphragme qu'il est possible d'observer des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor.

2.1.3 L'octupole de contrôle

Un octupole peut être installé en première partie de la colonne droite, comme on peut le voir sur le schéma 2.2. L'octupole a un diamètre de 15 cm et une longueur de 20 cm. Il est constitué de huit plaques métalliques isolées et polarisables. Les signaux de polarisation sont générés aux sorties analogiques d'une carte d'ordinateur NI-DAQ6317 pouvant délivrer ± 10 V. Ces sorties passent par un amplificateur Tektronix AM 502 avant d'alimenter les

plaques de l'octupole. La polarisation des huit plaques est commandée par un logiciel LabView [61]. La polarisation de chacune des plaques $i = 1 \dots 8$ est de la forme :

$$U_i(t) = U_0 \sin(\omega_{ex}t + i\delta), \quad \delta = \frac{m\pi}{4}$$

Où $m = 1, 2, 3 \dots$ est un nombre entier correspondant au mode choisi. Ce type de signal permet de simuler la forme que suivrait le potentiel plasma poloidalement dans le cas d'un mode m unique dans le plasma. L'octupole permet le contrôle de la turbulence. Des instabilités peuvent être synchronisées, lorsque le signal de l'octupole renforce un mode présent naturellement dans le plasma. L'octupole peut aussi augmenter le degré de turbulence, lorsque le signal choisi est incommensurable avec les modes naturellement présents [62]. On a longtemps pensé que ce serait effectivement le potentiel imposé par l'octupole qui serait déterminant pour la synchronisation des instabilités. C. Brandt a démontré que le rôle principal est plutôt joué par les courants parallèles induits par l'octupole, notamment en montrant que la synchronisation est inefficace, lorsque les plaques de l'octupole sont isolées [14].

2.2 Diagnostics utilisant des sondes électrostatiques

Pour collecter des informations sur un milieu physique, comme le plasma, il existe différents types de diagnostics. Il est possible de sonder le plasma par contact direct, comme c'est le cas avec les sondes électrostatiques. Il est également possible d'utiliser une méthode active sans contact direct matériel, par exemple en envoyant des signaux à travers le plasma et en observant les changements qu'ils subissent ou les réponses induites dans le plasma. Dans cette catégorie de diagnostics on trouve par exemple la diffusion collective, la LIF (Laser Induced Fluorescence) ou la diffusion Thomson. Finalement, la troisième catégorie de diagnostics passifs et sans contact, collecte ce qui est émis naturellement par le plasma, comme la spectroscopie ou l'imagerie par caméra rapide.

Dans cette section sont présentées les sondes électrostatiques, ou sondes de Langmuir utilisées sur Mirabelle et qui font partie de la catégorie des diagnostics par contact direct. Les sondes de Langmuir sont l'un des diagnostics les plus anciens, utilisé dès le début du 20ème siècle entre autre par J. Stark et dont les premières théories sont développées dans les années 1920 [63]. Leur mise en place est relativement simple et peu coûteuse car elles sont essentiellement constituées d'un fil conducteur plongé dans le plasma et relié à un appareil de mesure de potentiel. Bien qu'utilisées depuis longtemps, l'interprétation des mesures par sondes n'est pas toujours facile, car la physique des gaines, qui détermine la forme des signaux, est complexe et dépend de nombreux paramètres, parfois difficiles à estimer, surtout en plasma magnétisé.

Pour cette étude sur Mirabelle, on a essentiellement utilisé des sondes placées en triplet au milieu de la section linéaire. La localisation des diagnostics est illustrée par la figure 2.2. Par simplicité, l'ensemble des trois sondes sera appelé sonde triple ou triple sonde dans ce rapport, même si le terme « triple sonde » désigne habituellement une configuration très

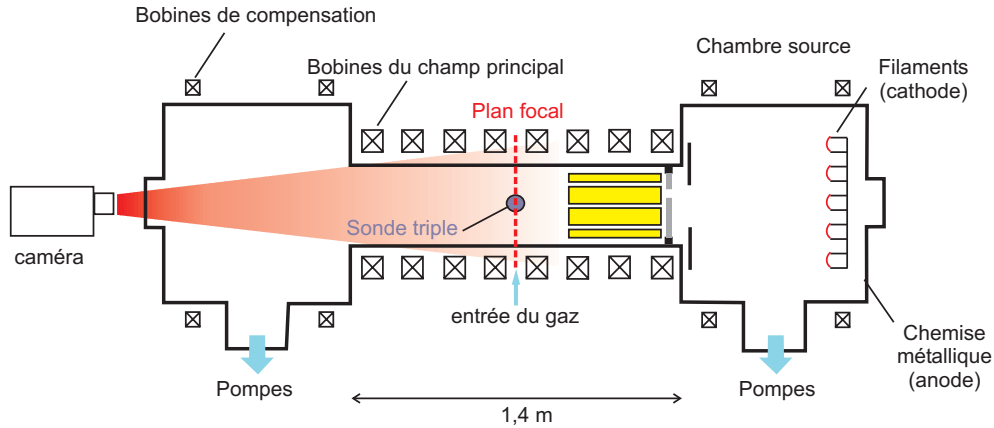


FIG. 2.2 – Positionnement des diagnostics sur la machine MIRABELLE

spécifique impliquant deux sondes à polarisation fixe et une troisième sonde flottante, ce qui n'est pas le cas ici. La triple sonde est constituée de trois câbles rigides d'antenne dont l'âme est dénudée sur une longueur de quelques millimètres. L'âme a une épaisseur de 0.95 mm. La distance entre chaque sonde est de $3.7\text{ mm} \pm 1\text{ mm}$. Les câbles rigides sont reliés à des câbles coaxiaux par un passage étanche radialement déplaçable. En effet, bien que le maximum des fluctuations se situe généralement au maximum de gradient de densité pour les ondes de dérive, cette position se décale selon le mode considéré, les modes à grand m étant plus excentrés que les modes à petit m [23]. Ceci plaide en faveur d'une mesure à plusieurs rayons. Ceci est d'autant plus vrai dans le cas d'une coexistence de différentes instabilités à différents rayons de la colonne. La précision sur la position radiale est de 2 mm. Le plasma peut être décentré de façon à ce que la position centrale des sondes par rapport à l'enceinte ne corresponde pas au centre de la colonne de plasma. C'est grâce aux profils de densité et de potentiel que le positionnement du plasma peut être déterminé.

2.2.1 Mesure des profils plasma - caractéristique de sonde

Pour déterminer les paramètres du plasma et identifier l'instabilité présente dans la colonne, on doit mesurer les profils moyens de densité, de potentiel et de température. On peut calculer ces grandeurs à partir de la caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir plongée dans le plasma. La forme générale d'une caractéristique de sonde est donnée par l'exemple de la figure 2.3. La caractéristique montre le courant total des flux d'ions et d'électrons qui atteignent la sonde. La zone autour de la sonde le long de laquelle se fait la différence de potentiel entre la sonde et le plasma est appelée la gaine. Elle est fine (de l'ordre de la longueur de Debye), mais détermine les propriétés de la caractéristique de sonde. La description théorique d'une caractéristique de sonde mesurée avec une forme de sonde et des paramètres plasmas particuliers peut donc vite s'avérer très difficile, voire impossible à réaliser. Dans la plupart des situations, une description simplifiée livrera des résultats satisfaisants (pour une description plus détaillée on peut se rapporter aux références [64,65]). Il a été vérifié que les sondes dans Mirabelle fonctionnent

en régime non-collisionnel, tel qu'il a été décrit par Demidov *et al.* [66] et pour lequel les formules simplifiées sont relativement bien adaptées. Si les dimensions de la sonde sont bien supérieures à la longueur de Debye, la surface collectrice correspond à la surface A de la sonde. Nous utiliserons cette approximation, bien que dans le cas de Mirabelle, le rayon des sondes soit proche de la longueur de Debye. De plus, on supposera que les électrons sont maxwelliens. On vérifie que les rayons de Larmor des électrons sont bien inférieurs à la dimension de la sonde, tandis que les rayons de Larmor ioniques sont du même ordre de grandeur que la dimension de la sonde, ce qui peut induire des perturbations du plasma par la sonde elle-même. Nous adopterons ici la convention d'un courant positif, lorsqu'un courant électronique vers la sonde domine. On distingue différentes parties d'une caractéristique de sonde :

à polarisation très négative : La sonde ne collecte que des ions. Elle est en régime de saturation ionique et collecte le courant de saturation ionique $I_{i,sat}$. Ce courant est proportionnel à la vitesse acoustique des ions et porte aussi le nom de "courant de Bohm" [16] :

$$I_{i,sat} = e^{-1/2} n_0 e A \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}}. \quad (2.1)$$

avec n_0 la densité du plasma, A la surface de la sonde, M la masse des ions et T_e la température électronique.

au potentiel flottant ϕ_{fl} : Le potentiel flottant est caractérisé par un courant total nul. La sonde est donc virtuellement isolée du reste du circuit de mesure. En effet, un objet isolé électriquement, plongé dans le plasma se polarise au potentiel flottant. Le fait que ce potentiel ne soit pas nul, comme ce serait le cas pour une caractéristique de résistance électrique ordinaire, s'explique par la différence de mobilité entre les ions et les électrons dans un plasma. En effet, les électrons sont naturellement plus mobiles et leur flux vers la sonde est donc plus élevé que celui des ions. Or le courant net doit être nul et il doit donc se créer une gaine négative autour de la sonde pour atténuer le courant électronique vers la sonde. Pour un objet réellement isolé, il peut être pratique de se représenter une situation imagée. Les électrons arrivant en grand nombre sur la sonde ne peuvent pas s'en échapper si elle est isolée. Elle se chargera donc négativement jusqu'à ce qu'un équilibre entre les flux ionique et électronique se fasse. Il est à noter que ce phénomène n'est pas dû à une différence de densité entre ions et électrons ; le plasma reste quasi neutre.

entre le potentiel flottant et le potentiel plasma : Dans cette région, le courant des électrons vers la sonde croît de façon exponentielle :

$$I_e = I - I_i = I_{e,fl} \exp \frac{e(\phi - \phi_{pl})}{kT_e}.$$

Tant que la sonde est polarisée négativement, on peut remplacer I_i par $I_{i,sat}$. On peut déjà noter ici que le coefficient de croissance exponentielle dépend de la température électronique. Comme expliqué auparavant, le courant traversant la sonde n'est pas

forcément nul à polarisation nulle, mais dominé par un flux d'électrons. Le point de la caractéristique à polarisation nulle ne porte pas de nom particulier.

au potentiel plasma ϕ_{pl} : Le véritable potentiel du plasma est le potentiel déterminant pour les phénomènes physiques se produisant dans la colonne, comme le champ électrique radial et donc la vitesse de rotation poloidale, la fréquence et la nature des instabilités. Quand la sonde est proche du potentiel plasma, elle ne forme pas de gaine électrique et ne perturbe que faiblement les courants ioniques et électroniques qui seraient présents sans la sonde. Le potentiel plasma correspond à un point d'inflexion de la caractéristique. Le courant ionique étant naturellement faible par rapport au courant d'électrons, la sonde ne collecte quasiment que du courant électronique. Le courant électronique est alors donné par la vitesse acoustique des électrons [43], [67] :

$$I_{e,sat} = n_e e A \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}. \quad (2.2)$$

à polarisation très positive : La sonde ne collecte que des électrons. Elle est en régime de saturation électronique. À cause de l'extension spatiale de la gaine et de l'existence de différentes populations d'électrons ayant des énergies différentes, cette région n'est souvent pas un plateau et peut être parfois difficile à détecter sur les caractéristiques.

Dans le cas de l'utilisation de la triple sonde, les mesures de la caractéristique du plasma sont faites avec une seule sonde, en général celle du milieu. On applique une rampe de polarisation à la sonde et on mesure le courant provenant du plasma et traversant une résistance de mesure de 1 k Ω , placée en série avec la sonde. Il est impératif de vérifier que le potentiel flottant mesuré avec une sonde isolée est égal au potentiel flottant identifié sur la caractéristique. Une différence importante entre les deux valeurs peut être liée à une mauvaise isolation de la sonde par rapport à la masse. En effet, lorsque l'isolation n'est pas assez bonne, un faible courant peut s'établir et le potentiel de la sonde est abaissé. Il a effectivement été constaté que certains tiroirs d'acquisition n'avaient qu'une résistance d'isolation de 100 k Ω en mode flottant, ce qui est trop faible. Le signal recueilli doit donc éventuellement être corrigé à posteriori¹.

La sonde a un temps de réponse fini, qui peut être plus long que le temps de réaction du plasma, déterminé par la fréquence plasma ionique. En testant le circuit avec une fonction triangulaire, on observe une hystérésis sur le courant mesuré dès que l'on dépasse quelques dizaines de Hz pour la fréquence de la fonction triangulaire. Ce phénomène a été observé dans différentes configurations de sondes et dans différentes machines (voir par exemple le travail de thèse de J. Ripault-Misguich [68]). Pour être certain de ne pas fausser la forme de la caractéristique par cette capacité, une fonction triangulaire est appliquée au plasma et la fréquence de la fonction est réduite, jusqu'à ce que les caractéristiques à tension montante et celles à tension descendante se recouvrent.

Les différents balayages sont ensuite réarrangés sur une seule courbe qui doit être lissée.

¹Le courant mesuré aux bornes de r par la mesure de U_r est donc en réalité composé de deux parties, une provenant du plasma et une autre circulant à travers l'impédance R des tiroirs. Le courant ionique au niveau de la sonde est donc : $I = -U_r/r + U_{pol}/R$

Plusieurs méthodes de lissage ont été testées, comme une moyenne glissante, l'interpolation polynomiale, l'application d'un filtre de Savitzky-Golay ou encore l'ajustement direct avec une fonction composée d'une exponentielle et d'une tangente hyperbolique.

La figure 2.3 montre un exemple de caractéristique obtenue dans la machine Mirabelle à 5 Hz de fréquence de rampe, avec une résistance de mesure de 1 k Ω et après correction de l'impédance d'entrée des tiroirs de mesure. À partir de cette caractéristique, il est possible de déduire la densité, la température et le potentiel du plasma. Dans un premier temps, le potentiel flottant et le courant de saturation ionique sont déterminés. Pour calculer la densité, on se place à saturation ionique où

$$n_0 = \frac{I_{i,sat}}{0,61eA} \sqrt{\frac{M}{kT_e}}.$$

Le courant de saturation ionique est ensuite soustrait de l'ensemble de la courbe pour ne garder que la contribution électronique au courant. On peut également déterminer la densité des électrons près du potentiel plasma, à saturation électronique, où on a [4]

$$n_e = \frac{I_{e,sat}}{eA} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{kT_e}} = \frac{I_e}{A\sqrt{T_e}} \cdot 3,7 \cdot 10^{13}.$$

Pour connaître la valeur du potentiel plasma, on peut dériver la caractéristique (figure 2.4). La position du maximum de la dérivée correspond alors au potentiel plasma. Pour déterminer la température électronique, on s'intéresse à la partie exponentielle de la caractéristique entre le potentiel flottant et le potentiel plasma. Dans cette région, on a :

$$T_e = \frac{e}{k} \left(\frac{d}{d\phi} [\ln(I_e)]^{-1} \right).$$

Ceci signifie que le tracé de $\ln(I_e)$ en fonction de la polarisation est une droite avec une pente α , tel que $kT_e = e \cdot \alpha^{-1}$. La température électronique kT_e en eV est donc l'inverse de la pente α .

2.2.2 Identification des instabilités à partir des profils

En calculant la densité, le potentiel plasma et la température à différents rayons, on peut tracer les profils radiaux de ces quantités. On peut ensuite calculer pour chaque position radiale la vitesse de dérive électrique $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$, la vitesse de dérive diamagnétique électronique v_d et le rayon de Larmor hybride ρ_s :

$$v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}(r) = -\frac{1}{B} \frac{d\phi_{pl}}{dr}(r) \quad (2.3)$$

$$v_d(r) = \frac{K_B T_e(r)}{eB} \frac{1}{n(r)} \frac{dn}{dr}(r) \quad (2.4)$$

$$\rho_s(r) = \frac{c_s}{\omega_{ci}} = \sqrt{\frac{k_B T_e(r)}{e} \frac{M}{eB} \frac{1}{B}} = \sqrt{\frac{k_B T_e(r)}{e} \frac{4,139 \cdot 10^{-7}}{B^2}} \quad (2.5)$$

$$(2.6)$$

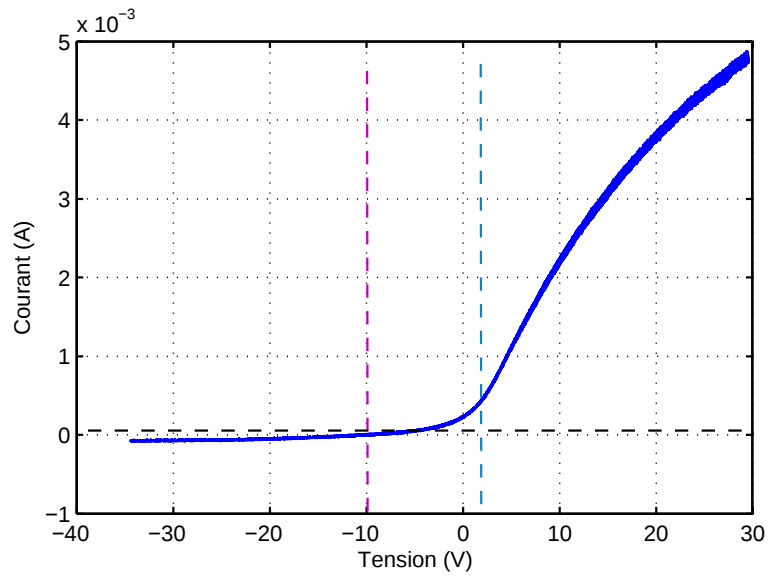


FIG. 2.3 – Caractéristique du plasma enregistrée avec une sonde de Langmuir. Les corrections relatives aux impédances d’entrées des appareils de mesure ont été appliquées. Les lignes indiquent le potentiel flottant (violet) et le potentiel plasma (bleu clair).

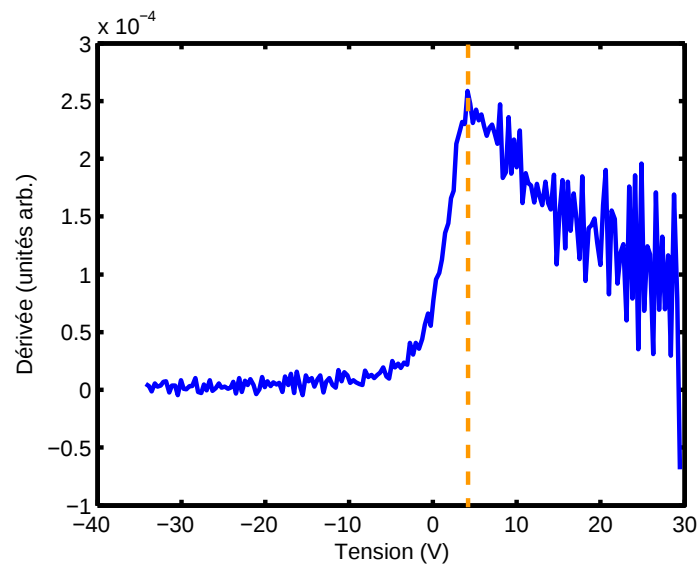


FIG. 2.4 – Dérivée de la caractéristique montrée en figure 2.3. Le maximum de la dérivée correspond au potentiel plasma.

Les gradients de potentiel plasma et de densité intervenant dans ces formules sont approximatés par la différence de potentiel et de densité aux positions $r - \Delta r$ et $r + \Delta r$. On peut ainsi connaître la vitesse des ondes de dérive v_{ODD} prédite par la théorie (voir 1.2.2) et corrigée pour prendre en compte l'effet Doppler dû à la rotation globale de la colonne de plasma [19, 23] :

$$v_{ODD}(r) = \frac{v_d(r)}{1 + k_{\perp}^2 \rho_s(r)^2} + v_{E \times B}(r).$$

Lorsque les mesures sont accompagnées de mesures de caméra ou sont faites avec une couronne de sondes, le nombre d'onde poloidal $k_{\perp}$ peut être déterminé précisément. Lorsqu'une triple sonde est utilisée, le spectre en nombre d'onde peut être approximé par une méthode explicitée dans [69]. Lorsqu'une unique sonde est utilisée pour mesurer les caractéristiques, la vitesse des ondes de dérive doit être déterminée pour différents nombres d'ondes poloidaux possibles, correspondant aux modes m . La plupart du temps, on rencontrera des modes $m = 1$ à $m = 4$. À partir des gradients de densité et de potentiel, on peut également connaître la direction du champ électrique radial et donc le sens de rotation $E \times B$ pour déterminer si la vitesse $v_{E \times B}$ s'ajoute ou se soustrait à la vitesse de dérive diamagnétique.

Dans un deuxième temps, la vitesse réelle des fluctuations est calculée par cross-corrélation des fluctuations sur deux sondes poloidalement séparées, par exemple deux sondes de la triple sonde ou d'une couronne de sonde. On peut aussi utiliser l'auto-corrélation sur une seule sonde, si le nombre d'onde poloidal peut être estimé. La vitesse réelle est ensuite comparée à la vitesse théorique prédite pour des ondes de dérive. Grâce aux profils de plasma et aux mesures des fluctuations de densité et de potentiel flottant, on peut également calculer aux différentes positions radiales les rapports des amplitudes des fluctuations :

$$\frac{e\tilde{\phi}(r)}{k_B T_e(r)} \quad \text{et} \quad \frac{e\tilde{\phi}(r)}{k_B T_e(r)} \bigg/ \frac{\tilde{n}(r)}{n(r)}$$

On retiendra ensuite les rapports maximaux trouvés et on les comparera aux prédictions du tableau 2.1.

2.2.3 Mesures de fluctuations

Pour étudier les caractéristiques des instabilités ou du transport turbulent, il faut mesurer les fluctuations de certaines grandeurs plasma, comme celles de la densité $\tilde{n}$ ou du potentiel $\tilde{\phi}$. L'utilisation de sondes électrostatiques n'est pas triviale d'un point de vue électronique dans le cas d'un plasma de faible densité comme celui de Mirabelle, ce qui est connu depuis les études dans les machines Q [70]. Il faut essayer d'isoler au mieux le circuit par rapport à des signaux parasites et s'assurer que la réponse en fréquence du circuit permet la mesure des fluctuations.

Les fluctuations de densité suivent les fluctuations du courant de saturation ionique (équation 2.1). La mesure se fait donc à travers une résistance de mesure de $1 \text{ k}\Omega$ avec une

TAB. 2.1 – Valeurs typiques de différents paramètres selon le type d’instabilités [9, 38] . Les valeurs du champ magnétique sont dépendantes du diamètre du limiteur utilisé. Pour un diamètre de 15 cm, on a *fort* : > 70 mT, *intermédiaire* : 50 à 70 mT, *faible* : < 50 mT. Pour un diamètre de 10 cm, l’instabilité de Kelvin-Helmholtz reste présente jusqu’à un champ de 70 mT. La variation radiale de la phase des fluctuation donnée dans le tableau concerne $\varphi_{\tilde{\phi}}$. $\varphi_{\tilde{n}}$ ne varie que faiblement radialement dans le cas d’une instabilité de Kelvin-Helmholtz, la variation s’applique donc aussi à $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\phi}}$.

Grandeur	Ondes de dérive	
	Théorique	Observée
B	-	fort
vitesse	$\frac{v_d}{1+k_{\perp}^2 \rho_s^2} \pm v_{E \times B}$	$\frac{v_d}{1+k_{\perp}^2 \rho_s^2} + v_{E \times B}$
$k_{\parallel} (\text{m}^{-1})$	$\sim 1/L$	2 ± 1
$\max \left(\frac{e\tilde{\phi}(r)}{k_B T_e(r)} \right)$	1	0.16
$\max \left(\frac{e\tilde{\phi}(r)/k_B T_e(r)}{\tilde{n}(r)/n(r)} \right)$	≤ 1	0.9
variation radiale de la phase des fluctuations	$\leq 45^\circ$	$\leq 20^\circ$

Grandeur	Rayleigh-Taylor		Kelvin-Helmholtz	
	Théorique	Observée	Théorique	Observée
B	-	intermédiaire	-	faible
vitesse	$v_{E \times B}$	$1.2 v_{E \times B}$	$0.2 - 0.6 v_{E \times B}$	$0.65 v_{E \times B}$
$k_{\parallel} (\text{m}^{-1})$	0	~ 0	0	0 ± 0.5
$\max \left(\frac{e\tilde{\phi}(r)}{k_B T_e(r)} \right)$	1	0.75	$\gg 1$	1.2
$\max \left(\frac{e\tilde{\phi}(r)/k_B T_e(r)}{\tilde{n}(r)/n(r)} \right)$	≥ 1	1.4	$\gg 1$	32
variation radiale de la phase des fluctuations	$40 - 90^\circ$	$\sim 90^\circ$	$90 - 180^\circ$	$\sim 180^\circ$

sonde polarisée très négativement. Pour estimer la polarisation nécessaire pour atteindre le régime de saturation ionique, on peut vérifier la valeur du potentiel flottant avec un appareil à très grande impédance d'entrée, comme un multimètre avec typiquement $R = 20 \text{ M}\Omega$. On aurait également pu déduire les fluctuations de densité des fluctuations de courant de saturation électronique (équation 2.2), comme cela a été fait pour la machine Mistral [31]. Pour la mesure des fluctuations de potentiel plasma, une mesure directe avec une seule sonde est difficile, car pour localiser précisément le potentiel plasma, il faudrait enregistrer et analyser des caractéristiques à des fréquences très élevées. Les fluctuations de potentiel plasma seront approximées par les fluctuations de potentiel flottant. On devra par exemple se contenter de cette approximation dans le cadre de la caractérisation des instabilités, où on considère les amplitudes de fluctuations relatives de densité et de potentiel ou encore dans le cadre des mesures de transport anormal pour l'estimation du champ électrique poloidal. Le potentiel flottant ϕ_{fl} et le potentiel plasma ϕ_{pl} sont liés par :

$$\phi_{pl} - \phi_{fl} = \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{\pi m_i}{2m_e} \right).$$

Leur différence dépend donc de façon linéaire de la température électronique. Si les fluctuations de température électronique sont faibles, les fluctuations des deux types de potentiels sont en phase et aussi d'amplitude comparable. Si ceci est vrai dans la machine Mirabelle, ce n'est souvent pas le cas dans les tokamaks. Par exemple, une étude dans le tokamak Caltech a montré que les fluctuations de température ne dépassent pas 15%, ce qui pourrait néanmoins avoir une influence sur l'estimation du potentiel plasma [71].

Le premier but d'une mesure de fluctuations est la caractérisation du régime par différentes méthodes d'analyse des séries temporelles enregistrées. Ainsi, une mesure locale des fluctuations du plasma permet d'accéder au spectre en fréquence des fluctuations, à la PDF des signaux, à la bicohérence en fréquence et autres grandeurs statistiques. Les régimes sont caractérisés et comparés à partir des fluctuations des grandeurs plasma. Certaines analyses nécessitent plusieurs points de mesure. Pour accéder par exemple au spectre en nombre d'onde avec une bonne précision, un grand nombre de points de mesure poloidaux est nécessaire. Ceci peut être réalisé grâce à plusieurs sondes ou grâce à l'imagerie rapide, comme explicité dans le chapitre 4. Lorsque un petit nombre de points de mesure est disponible, il est possible d'estimer le spectre en nombre d'onde grâce à une méthode proposée par Beal *et al.* [69], qui peut donner une première estimation convenable du spectre [72].

La mesure du transport turbulent nécessite également plusieurs sondes, car il faut estimer en un même point les fluctuations de champ électrique poloidal et de densité (voir 1.5). Pour ces mesures, on utilisera donc la sonde triple. Les deux sondes extérieures mesurent le potentiel flottant du plasma, afin d'en déduire le champ électrique poloidal. Elles ne sont pas polarisées mais reliées à un appareil de grande impédance d'entrée, mesurant le potentiel. La sonde du milieu mesure le courant de saturation ionique. Elle est donc polarisée négativement par un générateur de fonction en mode continu. Un premier traitement des signaux de potentiel consiste à en retirer la valeur moyenne. Cette opération a comme

seul effet de négliger une valeur moyenne constante du champ électrique radial. Des composantes radiales de champ électrique moyen peuvent apparaître lorsque certains éléments du dispositif expérimental sont polarisés. Cette situation a été étudiée par Brault dans le cas de l'introduction d'un plancher polarisable [73]. Un champ électrique stationnaire non-parallèle au champ magnétique conduit à un transport $E \times B$, mais nous ne prendrons pas en compte ce type de transport, qui n'est pas directement lié aux instabilités étudiées. Pour étudier le transport turbulent, seules les fluctuations de champ électrique radial sont prises en compte.

Il a souvent été observé dans la machine Mirabelle que l'amplitude des fluctuations de potentiel n'était pas égale sur les deux sondes. Ceci est contraire aux attentes et aucune raison physique n'a pour l'instant été trouvée pour expliquer cette différence d'amplitude de fluctuations. Par contre, elle peut avoir plusieurs explications liées au dispositif expérimental. D'une part, les sondes peuvent être légèrement décalées radialement, une sonde pouvant être placée à une position radiale montrant des fluctuations plus importantes. D'autre part, l'isolation des câbles utilisés peut différer légèrement et ainsi changer la qualité de la mesure. Par contre, une simple différence de longueur des sondes ne pourrait pas être à l'origine de ce phénomène. En effet, une différence de surface de collection peut influencer les mesures de courants de saturation, mais pas les mesures de potentiel flottant. Un point rarement discuté, mais très important est donc la question de la normalisation des signaux de potentiels collectés par la sonde. Lors d'une mesure de transport, les fluctuations de potentiels flottants mesurés par les sondes hautes et basses sont utilisées pour approximer le champ électrique radial par

$$\tilde{E}_r \simeq \frac{\phi_1 - \phi_2}{d},$$

où ϕ_1, ϕ_2 sont les fluctuations de potentiels sur chacune des sondes et d est la distance les séparant. Selon les traitements qu'on appliquera aux signaux de potentiels, l'amplitude et la phase du champ électrique trouvé peuvent changer de façon drastique. Comme le transport dépend fortement de la différence de phase entre le champ électrique et la densité, un changement de la phase du champ électrique peut avoir des conséquences très importantes sur le transport trouvé, jusqu'à en changer la direction. Pour comparer des mesures de transport prises dans des conditions de décharge ou à des rayons différents ou pour les comparer avec des résultats de simulations, les fluctuations de potentiel sont habituellement normalisées par un facteur e/T_e . Cette normalisation étant la même sur les deux sondes, elle n'affectera que la valeur absolue du transport. Ici, cette correction n'est pas suffisante, car il faut corriger une éventuelle différence des amplitudes de fluctuations. Nous normaliserons donc les fluctuations de potentiel sur les deux sondes par leur déviation standard respective avant de calculer le champ électrique.

2.2.4 Couronne de sondes Iris

La sonde triple ne permet de mesurer les fluctuations qu'à une seule position poloidale. Les mesures sont donc analysées dans le domaine fréquentiel. Le nombre d'onde ou le

mode n'en sont déduits qu'indirectement. Pour obtenir une mesure en nombre d'onde, il faudrait accéder aux fluctuations à différentes positions poloidales. De plus, pour obtenir une mesure du transport radial net, il faut prendre en compte une circonférence complète de la colonne de plasma. Des mesures simultanées sur une circonférence sont possibles grâce à des couronnes de sondes. La plupart des couronnes de sondes existantes sur les machines linéaires sont de rayon fixe ou de rayon ajustable. L'ajustement du rayon se fait alors *ex situ* et nécessite l'arrêt du plasma et l'ouverture de la machine. Il est dans de nombreux cas souhaitable de pouvoir varier l'endroit de la mesure selon le régime présent dans le plasma et de faire plusieurs mesures à différents rayons. Pour cela, un système d'ajustement du rayon *in situ* est nécessaire. Pour des raisons économiques, le nombre de moteurs et de passages étanches doit être minimisé. Un système inspiré des diaphragmes d'appareil photo a donc été développé. La photo 2.5 montre le premier prototype de couronne de sonde construit à l'échelle (1 : 1). Des tiges rigides creuses servent à conduire les cables de sondes. Ces tiges sont attachées par un axe à une couronne en acier et peuvent tourner autour du point d'attache. Une deuxième couronne, appelée gouvernail, guide l'extrémité des tiges et détermine ainsi l'inclinaison des sondes et donc la position radiale des sondes. Par un tel système, il est possible de changer la position radiale de toutes les sondes par l'action d'un seul moteur qui fait pivoter la couronne gouvernail par rapport à la couronne fixe ou vice-versa.

Le projet a été poursuivi en collaboration avec l'équipe du centre Héré de l'IJL. Une vue d'ensemble du projet finalisé est montrée en figure 2.6. Le gouvernail a été remplacé par un peigne, limitant ainsi les frottements des pièces en acier et le risque de blocage du système. Le support des tiges rigides n'est plus positionné parallèlement à la couronne fixe, mais à sa normale et permet ainsi de régler précisément un décalage entre les sondes, pour qu'elles ne se chevauchent pas. Un problème délicat à résoudre était le système de fixation dans la machine, car aucun trou ne peut être percé dans la section droite et l'accès à cette partie de la machine est difficile. Un système de serrage par des coins paraît être la solution la plus facile à installer tout en fixant le système assez solidement.

2.3 La caméra rapide

2.3.1 Caractéristiques techniques de la caméra et de l'intensificateur

La caméra utilisée est une caméra FASTCAM SA1.1 de Photron. Les caractéristiques de la caméra sont récapitulées dans le tableau 2.2. La fréquence d'acquisition des images et la résolution des images sont liées, car à des fréquences de prises de vue importantes, seule la partie centrale du capteur peut être utilisée. Aux fréquences d'acquisition de l'ordre de 100 000 images par seconde (ips ou *frames per second*, fps), on utilisera typiquement une zone rectangulaire du capteur de taille 192×192 pixels, ou 208×192 pixels. L'enregistrement est monochrome avec une profondeur dynamique de 12 bits (voir 2.3.2). Il se fait d'abord sur la mémoire interne de la caméra, puis est transmis à un ordinateur par liaison ethernet.

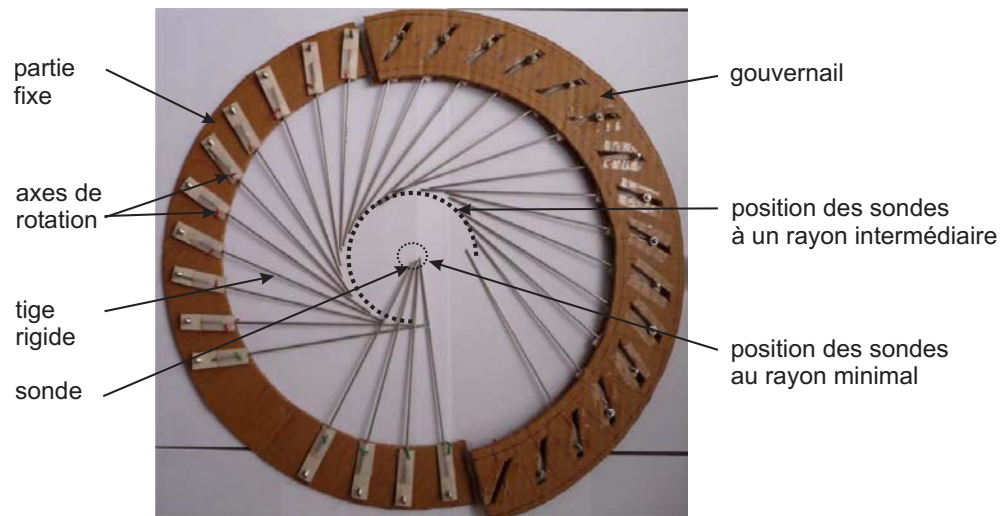


FIG. 2.5 – Première version de la couronne de sondes Iris. La moitié gauche du gouvernail a été enlevée pour montrer les points d'attache des tiges fixes. Pour illustration, trois sondes en bas de l'image ont été placées au rayon minimal. Lorsque le gouvernail entier est en place, toutes les sondes se trouvent au même rayon.

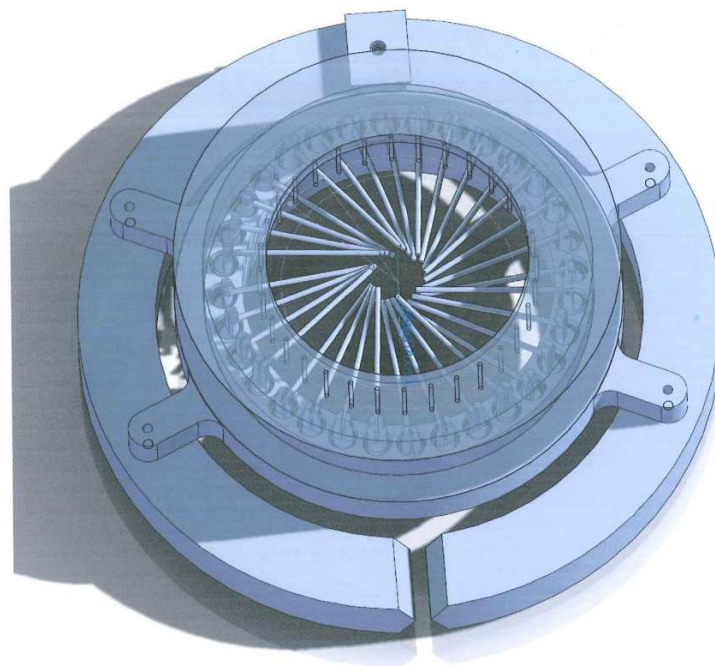


FIG. 2.6 – Modèle de la version finale de la couronne Iris. Le gouvernail est remplacé par un peigne. Le système de fixation dans la machine a été ajouté.

TAB. 2.2 – Caractéristiques de la caméra rapide Photron SA-1

Fréquence de prise d'images	à pleine résolution : 5 400 ips max pour un segment d'image : 675 000 ips max
Résolution du capteur	1024 × 1024 pixels
Dynamique de l'enregistrement	12 bit monochrome
Capacité mémoire interne	8 Gb (extensible)
Contrôle du gain	contrôle LUT hardware
Interfaçage	Gigabit Ethernet

Le tableau de correspondance (Look Up Table, LUT), qui associe les niveaux de gris de l'affichage aux niveaux de luminosité enregistrée, peut être modifié au niveau hardware de la caméra, en forçant un décalage de bit. Il peut également être modifié en post-traitement au niveau du logiciel de la caméra²

Comme montré sur le schéma 2.2, la caméra est placée à une extrémité de la machine, devant un hublot et la mise au point est faite sur la triple sonde. L'objectif utilisé est un objectif Nikon à focale fixe de 50 mm avec une ouverture exceptionnelle de 1.2, ce qui permet de collecter plus de lumière qu'avec un objectif d'ouverture standard. La difficulté principale lors de l'imagerie sur le plasma de Mirabelle est le manque de luminosité du plasma. La caméra SA1.1 utilise un capteur C-MOS de haute sensibilité. Néanmoins, seuls des régimes fortement lumineux peuvent être observés et la fréquence d'acquisition ne dépasse en général pas les 100 000 ips.

Grâce à l'utilisation d'un intensificateur, la gamme de régimes accessibles à l'imagerie peut être considérablement élargie. L'intensificateur utilisé est un modèle C10880-03 de Hamamatsu. Le tableau 2.3 reprend ses spécifications typiques. La lumière arrive sur la photocathode de l'intensificateur, les électrons émis par la photocathode sont multipliés et puis projetés sur un écran de phosphore. Le type d'écran de phosphore a été choisi en fonction de son temps de désexcitation, qui doit être assez court pour permettre les mesures à hautes fréquences d'acquisition. La photocathode a été choisie pour sa réponse spectrale très large incluant les longueurs d'onde visibles et au-delà de 800 nm. Selon le régime de plasma étudié et la présence éventuelle d'un filtre, les temps d'ouverture typiquement utilisés pour observer le plasma de Mirabelle vont de 50 ns à 10 μ s. L'ouverture de l'intensificateur est commandée par un signal provenant de la caméra indiquant l'ouverture de celle-ci. On s'assure ainsi que l'ouverture des deux appareils est synchronisée³. La caméra filme la luminosité de l'écran de phosphore en sortie de l'intensificateur. La liaison entre la caméra et l'intensificateur se fait par une lentille relais A6110 (3:1), adaptée aux

²Si un simple décalage des niveaux de gris ne modifie pas l'information concernant les fluctuations observées, ils faut être prudent concernant toute transformation non linéaire du LUT et notamment les modifications du facteur gamma.

³Le signal à utiliser pour cette synchronisation est le signal d'exposition de la caméra.

TAB. 2.3 – Caractéristiques de l'intensificateur Hamamatsu C10880-03

Type de Photocathode	C9548-03 multi-alkali
Sensibilité lumineuse typique	230 $\mu\text{m}/\text{lm}$
Efficacité quantique	15 %
Gamme spectrale de réponse	185 nm à 900 nm réponse maximale à 430 nm
Gain lumineux typique	$10^5 (\text{lm}/\text{m}^2)/(\text{lm}/\text{m}^2)$ $4.2 \times 10^3 (\text{W}/\text{m}^2)/(\text{W}/\text{m}^2)$
Type d'écran phosphore	P-46
Temps de désexcitation de l'écran	$< 1 \times 10^{-6} \text{ s}$
Longueur d'onde émise par l'écran	500 nm to 650 nm maximum à 530 nm
Temps d'ouverture	10 ns à 9.99 ms

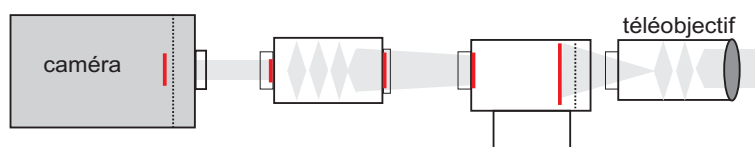


FIG. 2.7 – Schéma du montage avec caméra, lentille relais, intensificateur et téléobjectif. Les surfaces citées dans le tableau 2.4 sont schématisées par des traits rouges, les obturateurs sont représentés par des tiretés.

fréquences de prises de vue très élevées. Comme elle diminue la surface efficace de l'image arrivant sur la caméra, il faut compenser ce fait en utilisant un téléobjectif de 200 mm au lieu de l'objectif de 50 mm, afin d'utiliser quasiment la totalité de la surface de la photocathode de l'intensificateur pour l'observation du plasma. De cette manière, la surface du capteur de caméra d'environ 200×200 pixels, utilisée lors d'enregistrements typiques est légèrement inférieure à la surface éclairée (voir le schéma 2.7 et le tableau 2.4). L'ouverture maximale du téléobjectif est de $F/D = 4$.

L'écran de phosphore entraîne une diminution de la résolution de l'image, la rendant plus floue. De plus, l'intensificateur ajoute du bruit à la mesure, notamment sous forme de points chauds. Par conséquent, on utilisera l'intensificateur uniquement pour les régimes peu lumineux ou lors de mesures avec des filtres interférentiels.

2.3.2 Dynamique de la caméra SA-1

La précision de la caméra dans les régimes peu lumineux sera dépendante de sa dynamique, c'est à dire de la façon dont l'information est codée en bits informatiques. Le capteur de la caméra a une dynamique de 12 bits, l'information est ensuite transmise à

TAB. 2.4 – Chaîne de mesure avec intensificateur et taille de l'image en utilisant l'intégralité de la photocathode. L'image est projetée sur une surface du capteur qui correspond à la surface active lors des mesures.

caméra		lentille relais 3 :1		intensificateur	
taille 1 pix ~ 20 μm 265 pixels	diamètre du capteur éclairé 5.3 mm	diamètre de sortie 5.3 mm	surface d'entrée $16 \times 16 \text{ mm}^2$	surface de l'écran P-46 $16 \times 16 \text{ mm}^2$	diamètre de la photocathode 25 mm

l'ordinateur. Selon les formats d'enregistrement des images, l'information finalement utilisable est codée sous 8 bits ou 16 bits. Pour tester la dynamique, une image de la machine Mirabelle relativement contrastée a été utilisée. Elle est montrée en figure 2.8. L'image a ensuite été exportée sous format 8 bits, correspondant à un .tiff 8 bits, un .avi ou équivalent, et sous des formats .tiff 16 bits en utilisant pour le codage les bits supérieurs ou les bits inférieurs. Les données ont été lues sous forme binaire et le nombre d'occurrences d'un 1 sur chaque bit a été compté sur l'ensemble de l'image. L'histogramme de chaque bit ainsi obtenu est montré en figure 2.9(a). Grâce à cet histogramme, on vérifie que l'information réelle est bien constituée de 12 bits et qu'il n'y a pas de bits intermédiaires vides. La figure montre aussi que les format en 8 bits tels les films .avi ne permettent pas de récupérer toute l'information, car sur les 12 bits d'information envoyés par le capteur, 4 bits ne pourront pas être codés. Il est uniquement possible de choisir, par un bitshift, quels bits seront éliminés. Dans la figure 2.9(a), il s'agit des 4 bits inférieurs, donc des faibles luminosités. La différence entre les deux formats 16 bits est la distribution de l'information, qui se fait soit sur les 12 bits supérieurs ou sur les 12 bits inférieurs, les 4 bits restants étant fixés à une valeur nulle. Lorsqu'on repasse en formulation décimale, le décalage de 4 bits fait en sorte que seules les valeurs décimales multiples de $2^4 = 16$ apparaissent lors d'un codage en 16 bits élevés, les autres valeurs étant nulles. L'histogramme des valeurs décimales est ainsi élargi d'un facteur 16, sans pour autant apporter plus d'information. La figure 2.9(b) montre que l'information contenu dans le format 16 bits inférieurs est la même que celle contenue dans le format 16 bits supérieurs, si on ne considère que les valeurs non nulles de ce dernier. Aucun trou n'apparaît dans l'histogramme des valeurs décimales, ce qui permet de vérifier que la plage des valeurs décimales est également utilisée intégralement.

2.3.3 Géométrie de la prise de vue, intégration lumineuse et déformation de l'image

La géométrie de la prise de vue est un aspect délicat de la mesure par caméra pour deux raisons essentielles.

Premièrement, le plasma étant un milieu transparent, l'intensité lumineuse totale reçue par le capteur correspond à une intégration de la lumière émise le long d'une ligne de visée. Cette problématique peut devenir très importante dans les machines à géométrie complexe,

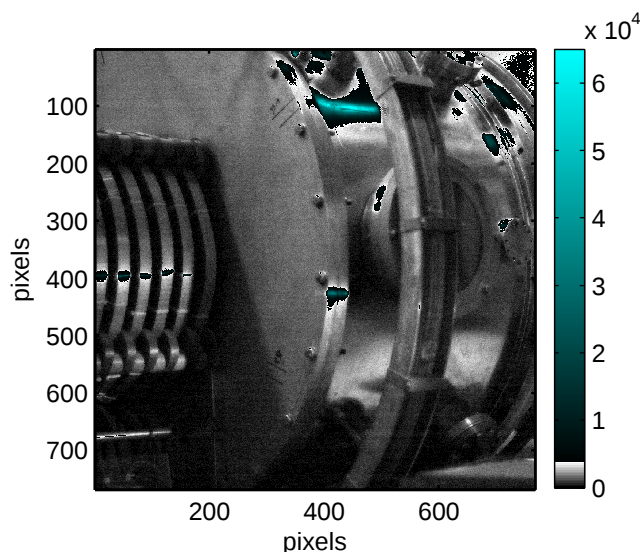
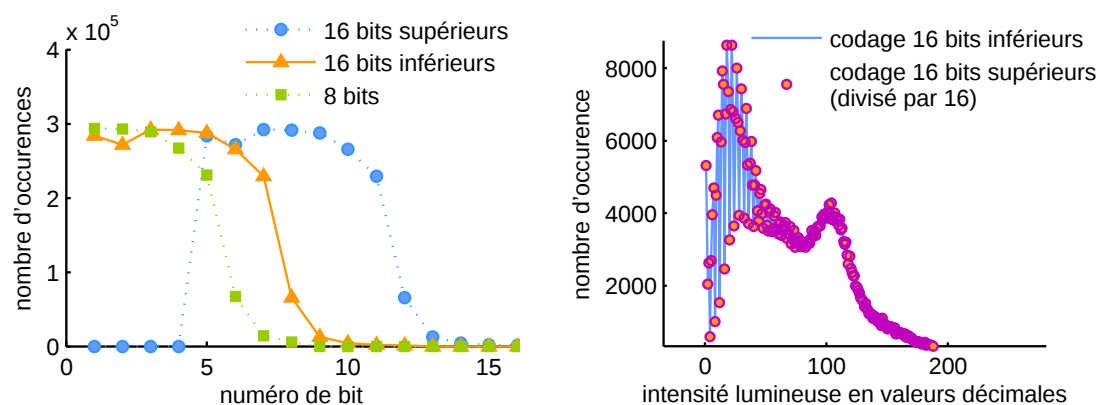


FIG. 2.8 – Image de la chambre source de Mirabelle éclairée par une lampe torche utilisée pour le test de la dynamique de la caméra. L'image montrée est celle codée en 16 bits supérieurs. Pour permettre de visualiser les points les plus lumineux (jusqu'à un indice de 65520) et les points les moins lumineux, l'échelle de couleur a été construite en deux parties.



(a) Histogramme du codage de l'image sur les différents bits pour des encodages en 8 bits, 16 bits inférieurs et 16 bits supérieurs.

(b) Comparaison du codage de l'image en 16 bits supérieurs et inférieurs sur la plage de valeurs décimales.

FIG. 2.9 – Comparaison des différents codages de l'intensité lumineuse selon le format de sortie choisi. Pour le codage en 16 bits supérieurs dans la figure 2.9(b), les valeurs numériques décimales ont été divisées par 16 pour montrer l'équivalence de l'information contenue dans ces deux types de formats.

comme les stellarators, où le plasma a une forme torsadée et l'interprétation finale de l'image est compliquée. Mais déjà dans les tokamaks, avec un plasma courbé en forme de tore, il peut être difficile de faire la distinction entre des déplacements poloidaux et radiaux. Il faut alors procéder à la reconstruction tomographique de l'image. Les machines linéaires ont une géométrie plus simple et lorsque les instabilités ont une longueur d'onde très grande dans la direction axiale, comme c'est le cas dans la machine Mirabelle, l'intégration de la lumière est beaucoup moins problématique. Dans le cas de régimes réguliers, les structures sont très homogènes le long de la colonne. Dans le cas d'instabilités de Kelvin-Helmholtz ou de Rayleigh-Taylor, la longueur d'onde axiale est très grande. Même dans le cas d'ondes de dérive, la longueur d'onde axiale est assez grande pour ne pas induire une rotation significative de la structure le long de l'axe de visée. Avec une nombre d'onde de 2 m^{-1} , la structure accomplit 0,03 tour le long d'une profondeur de champ de 10 cm. Leur simplicité géométrique est l'une des raisons pour lesquelles des machines linéaires sont utilisées pour tester et améliorer l'imagerie rapide. On peut citer l'exemple de la machine coréenne RAPID, dédiée aux études d'imagerie du plasma, qui fonctionnera en parallèle du tokamak KSTAR et permettra de compléter et de valider les études menées sur ce tokamak [74].

Deuxièmement, l'utilisation d'objectifs et de lentilles relais entraîne des déformations de l'image connues en photographie. Il faut estimer les erreurs faites sur la position d'une structure, dues à ces déformations d'image. On ne s'attend pas à des distortions de l'image importantes avec l'objectif de 50 mm utilisé pour les mesures de caméra. La distortion en barillet est un défaut typique des objectifs grand angle. La distortion a été mesurée sur une grille de référence et n'excédait pas le millimètre sur la surface observée de $8 \times 8\text{ cm}^2$. La distortion a donc un effet négligeable sur la détermination de la position des structures de plasma vues à la caméra. Le deuxième défaut optique à prendre en considération est l'effet de parallaxe. En focalisant à une certaine distance L , par exemple sur le plan des sondes de Langmuir, l'image reste nette sur une certaine longueur devant et derrière ce plan ; c'est ce qu'on appelle la profondeur de champ. Une structure peut donc être perçue comme étant dans le plan des sondes, même si en réalité elle se trouve à $L_{\min}$, c'est à dire légèrement plus proche de la caméra ou à $L_{\max}$, c'est à dire plus loin. La profondeur de champ peut être estimée par la formule suivante :

$$\Delta L = L_{\max} - L_{\min} = \frac{FL(F - cf)}{F^2 - Lcf} - \frac{FL(F + cf)}{F^2 + Lcf},$$

où F est la focale de l'objectif, f son ouverture et c le cercle de confusion maximal permis. Dans la configuration utilisée pour les mesures, on a $F = 50\text{ mm}$, $f = 1,2$ et $L = 1.5\text{ m}$. Le cercle de confusion correspond à la taille de la tâche lumineuse sur le capteur. Pour avoir une image nette, le cercle de confusion maximal permis correspond donc à la taille d'un pixel du capteur, c'est à dire à $20\text{ }\mu\text{m}$. En remplaçant ces valeurs dans la formule précédente, on trouve une profondeur de champ de $\Delta L = 4.18\text{ cm}$. Du fait de la parallaxe, les structures situées au même rayon R , mais séparées dans la direction axiale de ΔL , auront une séparation radiale sur l'image de $\Delta R = 0.028R$. Avec une taille de structure de 2 cm et une position radiale de 4 cm, on a $\Delta R = 0.11\text{ cm}$, soit une erreur d'environ 5%.

2.4 Outils généraux d'analyse des données

Cette partie rappelle quelques outils d'analyse généraux, qui relèvent de l'analyse et de l'étude des propriétés statistiques de séries temporelles. En premier lieu sont présentées la densité de probabilité et les corrélations. Ensuite, on s'intéressera à l'analyse spectrale des signaux avec la transformée de Fourier, pour finalement amener la transformée en ondelettes comme une alternative plus adaptée à des signaux non stationnaires. Les outils d'analyse des données spécifiques à chaque type de diagnostic et d'expérience seront présentés en détail au début des chapitres 3, 4 et 5 correspondants.

2.4.1 Densité de probabilité

La densité de probabilité décrit la probabilité pour une variable aléatoire de prendre une certaine valeur. Mathématiquement, elle est définie par :

$$P(x_0) = \lim_{h \rightarrow 0} \left(\frac{p(x_0 < x < x_0 + h)}{h} \right)$$

Elle est normalisée à 1, ce qui traduit que la somme des probabilités est égale à 1. À partir d'un signal physique, on ne peut pas construire la densité de probabilité continue, mais on peut l'approximer à des intervalles discrets. Son calcul revient donc à construire un histogramme normalisé du nombre d'occurrences de différentes valeurs dans le signal. La probabilité pour que la variable prenne la valeur x_0 , centre de l'intervalle $]x_0 - i, x_0 + i]$ est alors $N([x_0 - i, x_0 + i])/N$, N étant le nombre total de points de mesure. Cet histogramme peut alors être interprété en terme de densité de probabilité. Sa forme donne des renseignements sur la forme du signal présent, mais aussi sur son caractère turbulent ou intermittent. Pour désigner la densité de probabilité, on utilise souvent le sigle *PDF*, abréviation du terme anglais *probability density function*.

2.4.2 Fonctions de corrélations

Pour comparer deux signaux différents, une méthode intuitive est de les superposer et de les multiplier point par point. Si les deux signaux sont très similaires, ces multiplications donneront globalement des valeurs élevées. Le calcul de la corrélation entre deux signaux applique ce principe, tout en faisant glisser un signal par rapport à l'autre pour étudier la similitude entre les deux signaux en fonction de leur décalage. La corrélation croisée entre deux signaux s'exprime par :

$$\text{XCorr}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t, x_f) g^*(t + \tau, x_g) dt \quad (2.7)$$

où x_f et x_g correspondent à la position de la mesure des signaux f et g respectivement, donc $x_g = x_f + \Delta x$ pour un décalage Δx entre les deux points de mesure⁴. Cette définition

⁴La fonction `xcorr` de Matlab calcule pour des décalages positifs $\text{XCorr}(d) = N(d) \sum_{n=0}^{N-d-1} x_{n+d} y_n^*$, le déphasage trouvé correspond donc à ϕ_{gf} .

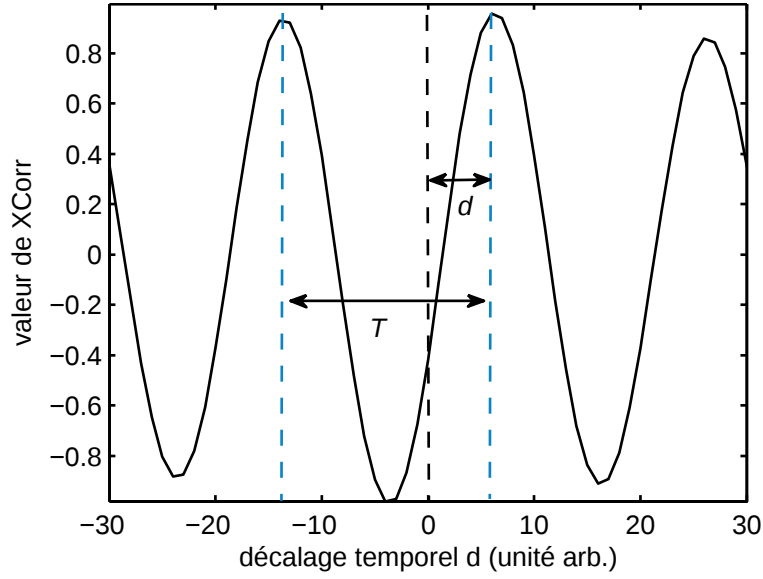


FIG. 2.10 – Exemple de corrélation croisée de deux signaux sinusoïdaux de même fréquence $1/T$ déphasés de $2\pi d/T$.

impose d'utiliser des signaux assez longs pour obtenir une approximation correcte de la corrélation. Si les deux signaux comparés sont périodiques de période T , de moyenne nulle et se différencient uniquement par un décalage temporel d , la corrélation croisée aura une valeur $Xcorr(d) = 1$ et une forme périodique, comme montré en figure 2.10. Le déphasage entre les deux signaux est alors de $\phi_{fg} = \phi_f - \phi_g = 2\pi d/T$.

Lorsque f et g sont la même série temporelle, on parle d'auto-corrélation. Le maximum de l'auto-corrélation se situe toujours à $\tau = 0$. L'auto-corrélation présente plusieurs maxima locaux lorsque la série temporelle est périodique. L'abscisse d'un maximum secondaire correspond à la période du signal. La fonction d'auto-corrélation décroît exponentiellement avec τ , son temps de décroissance, appelé temps de corrélation, qui donne une indication sur la durée de temps pendant laquelle la série temporelle reste similaire.

2.4.3 Les transformées spectrales en Fourier

Un régime régulier, stationnaire et linéaire peut être décrit comme une superposition linéaire de fonctions harmoniques. Dans ce cas, il est possible de décomposer les signaux provenant du plasma sur une base de fonctions trigonométriques, c'est à dire de leur faire subir une transformée de Fourier. Cette transformation permet de placer la suite des traitements dans l'espace des fréquences, respectivement des vecteurs d'onde si le signal de départ est spatial. La transformée de Fourier de la série temporelle $f(t)$ s'exprime par :

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} f(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau \quad (2.8)$$

Par cette analyse, l'information temporelle est transformée en information fréquentielle. Les fréquences présentes dans le signal peuvent être déterminées avec une grande précision. Par contre, l'information sur l'évolution temporelle de la composition fréquentielle du signal est perdue, puisque la décomposition sur une base de fonctions infinies revient à moyenner l'information temporelle. Lorsque le système passe d'un régime régulier à un régime plus turbulent, l'application de la transformée de Fourier n'est plus adaptée. Une propriété de la turbulence est en effet de présenter un caractère non-linéaire et surtout non-stationnaire. La description du système en tant que superposition de modes harmoniques n'est plus adéquate et des changements brusques dans le régime peuvent induire des artefacts dans le résultat de la décomposition de ce signal sur un grand nombre d'ondes planes. Mais surtout, la transformée de Fourier fait perdre toute information sur la non-stationnarité du système. Ainsi, une coexistence de deux fréquences pourra difficilement être distinguée d'une intermittence entre ces deux fréquences. Pour remédier à ce problème, il est possible de fenêtrer le signal d'origine avant de procéder à l'analyse de Fourier de chacune des fenêtres. Mais cette solution n'est souvent pas satisfaisante, car la taille des fenêtres est difficile à optimiser. Des fenêtres courtes mènent à une meilleure résolution temporelle, mais empêchent l'analyse de fréquences basses.

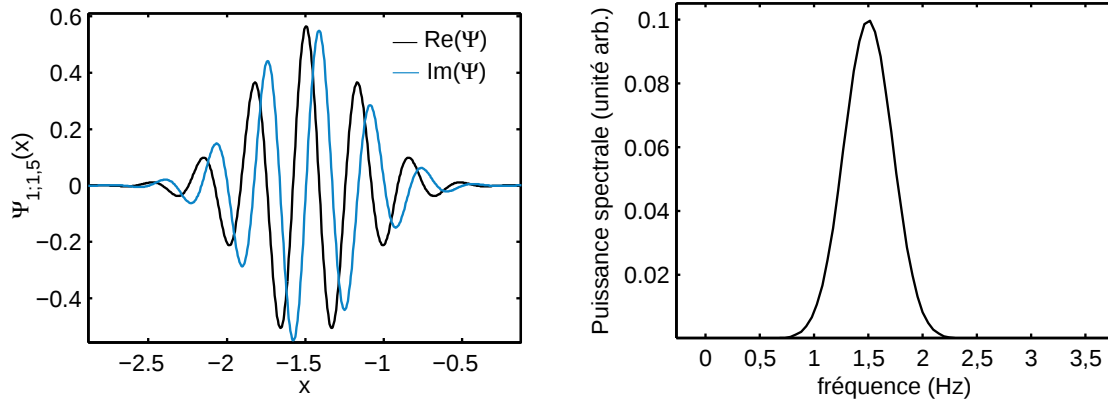
2.4.4 La transformée en ondelettes

Une solution plus élaborée pour extraire de l'information fréquentielle du signal tout en conservant de l'information sur l'évolution temporelle du signal, consiste à non plus utiliser une base de fonctions harmoniques à support infini, mais des fonctions oscillantes, restreintes dans le temps. Ces fonctions s'appliqueront sur le signal entier. C'est la restriction de leur longueur dans le temps, qui permettra de sauvegarder de l'information temporelle. Ce type de fonction est appelée ondelettes et une décomposition du signal sur une base d'ondelettes est appelée une transformée en ondelettes. En général, on distingue les transformées en ondelettes discrètes, qui décomposent le signal sur une base d'ondelettes orthogonales avec des échelles variant en octaves, et la transformée en ondelettes continue, où le choix des ondelettes pour la décomposition est plus libre. Pour analyser des signaux, nous utiliserons une transformée en ondelettes continue. Elle permet de choisir la résolution en échelle de façon à pouvoir interpréter plus facilement le résultat de la décomposition. Par contre, ces ondelettes ne forment pas une base au sens strict, ce qui implique que les coefficients de la décomposition contiennent des informations redondantes et qu'une reconstruction exacte du signal initial n'est plus possible.

La famille d'ondelette $\Psi^{a,b}$, sur laquelle se fera la décomposition, se construit à partir d'une ondelette mère par dilatation a et translation b :

$$\Psi^{a,b}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi\left(\frac{\tau - b}{a}\right) \quad (2.9)$$

La translation b déterminera l'intervalle de temps sondé par cette ondelette et le paramètre a sera lié à la fréquence détectée. En effet, selon que l'ondelette sera plus ou moins dilatée, la période de ses oscillations changera et elle sondera des fréquences différentes.



(a) Parties réelles et imaginaires de l'ondelette de Morlet avec $s = 1$ et $\omega_0 = 1,5$.

(b) Spectre de l'ondelette calculé avec une transformation de Fourier.

FIG. 2.11 – Exemple d'ondelette de Morlet et de son spectre.

La famille d'ondelette utilisée doit être adaptée à la nature du signal à analyser. Pour analyser des fluctuations typiques de celles trouvées en physique des plasmas, on utilise souvent les ondelettes complexes de Morlet, dont l'ondelette mère est de la forme :

$$\Psi_{\omega_0,s}(x) = C(s) e^{i\omega_0 x} e^{-x^2/s}$$

Le programme Matlab utilise l'expression suivante⁵ :

$$\Psi_{\omega_0,s}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi s}} \exp(i\omega_0 x) \exp\left(\frac{-x^2}{s}\right)$$

Il s'agit d'une oscillation sinusoïdale modulée par une enveloppe gaussienne. Une représentation de cette ondelette pour $s = 1$ et $\omega_0 = 1,5$ est donnée en figure 2.11(a). Sa transformée de Fourier 2.11(b) montre que cette ondelette contient bien une fréquence caractéristique bien définie, ici la fréquence centrale ω_0 . Une ondelette $\Psi^{a,b}$ construite à partir de l'ondelette de Morlet mère aura comme fréquence centrale $\omega = 2\pi/a$.

D'autres ondelettes, notamment intéressantes pour le traitement d'image, peuvent être l'ondelette de chapeau mexicain Ψ_{mex} ou l'ondelette gaussienne complexe Ψ_{cgau} :

$$\Psi_{mex}(x) = \left(\frac{2\pi^{-1/4}}{\sqrt{3}}\right) (1 - x^2) \exp(-x^2/2) \quad (2.10)$$

$$\Psi_{scgau}(x) = C_s d^s (\exp(-ix) \exp(-x^2)) \quad (2.11)$$

Il est également possible de construire des ondelettes spécialement dédiées à un problème. Les critères de construction d'une ondelette mère sont que la fonction doit présenter une

⁵Référence : A. Teolis, *Computational signal processing with wavelets*, Birkhauser (1998)

moyenne nulle et une norme égale à 1 :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(\tau) d\tau = 0 \quad (2.12)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(\tau)|^2 d\tau = 1 \quad (2.13)$$

On se restreint donc aux fonctions de $L^2(\mathbb{R})$ intégrables et de carré sommable. Il faut que l'ondelette décroisse rapidement vers 0 quand x tend vers l'infini ou soit nulle en dehors d'un intervalle de valeurs. Ceci permet de lui attribuer une localisation dans le temps. Le critère 2.12 signifie que l'ondelette doit osciller, elle est bien une petite onde. Souvent, on demande également qu'un certain nombre de moments de la fonction soient nuls. Ceci permet d'assurer que l'ondelette est lisse et concentrée, c'est à dire régulière. Pour s'assurer qu'il n'y a pas de perte d'information lors de la transformation, un autre critère, dit d'admissibilité s'ajoute :

$$\int_{-\infty}^0 \frac{|\Psi(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega = \int_0^{\infty} \frac{|\Psi(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega < \infty \quad (2.14)$$

où $\Psi(\omega)$ est la transformée de Fourier de $\Psi(t)$. Ce critère est nécessaire pour l'obtention d'une base orthogonale et entraîne directement que $|\Psi(\omega)|^2$ est nul pour $\omega = 0$ et que $\int \Psi(t) dt = 0$.

Pour expliquer comment se fait la transformée en ondelettes, revenons à l'équation 2.8. La transformée de Fourier correspond bien à la décomposition d'une fonction $f(\tau)$ sur une base de fonctions exponentielles $\Psi^\omega(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-i\omega\tau)$. On peut également l'écrire :

$$F(\omega) = \int f(\tau) \Psi^\omega(\tau) d\tau \quad (2.15)$$

De façon tout à fait similaire, la transformée en ondelettes s'exprime par :

$$W_g(a, b) = \int f(\tau) \Psi^{a,b*}(\tau) d\tau \quad (2.16)$$

Le signal est donc balayé en temps par des ondelettes d'échelles différentes. Pour chaque échelle et moment dans le temps, l'ondelette est comparée avec le signal qu'elle recouvre par le biais du calcul d'un produit scalaire. Lorsque l'échelle de l'ondelette correspond à l'échelle des événements présents dans le signal à ce moment donné, le produit scalaire est grand. Grâce aux coefficients d'ondelette $W_g(a, b)$ obtenus, on peut donc savoir quelles échelles sont présentes dans le signal à quels moments. Les coefficients d'une transformée en ondelettes ont donc deux variables, la première liée à la fréquence et la deuxième à l'instant temporel sondé. On emploiera donc souvent l'écriture plus intuitive $W_g(f, t)$. La résolution en fréquence n'atteint pas celle d'une transformée de Fourier, une partie de l'information temporelle étant conservée. L'interprétation quantitative de spectres d'ondelettes est donc délicate, surtout lorsque la transformée en ondelettes continue est utilisée, qui contient de l'information redondante.

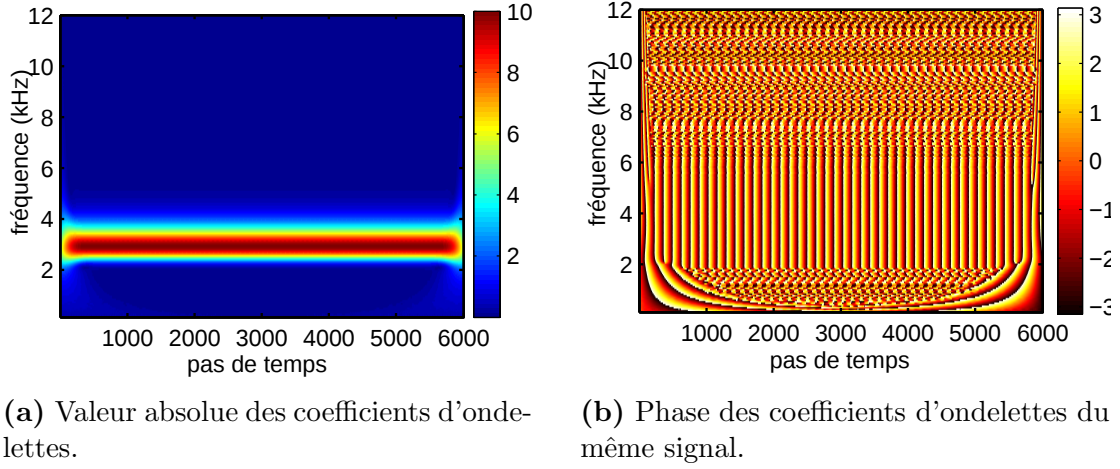


FIG. 2.12 – Exemple d'une transformée en ondelette calculée pour une fluctuation à 3 kHz.

2.4.5 Outils d'analyse à partir des transformées

L'analyse des données se fait souvent par des représentations dans le domaine spectral. Ici sont présentées plusieurs quantités statistiques et la correspondance entre leur calcul par transformée de Fourier et par transformée en ondelettes. Les coefficients d'une transformation de Fourier sont des grandeurs complexes. On peut donc leur attribuer un module et une phase. Lorsqu'on utilise une ondelette complexe, telle que l'ondelette de Morlet complexe, et un signal de mesure réel, les coefficients en ondelettes obtenus après transformation sont également complexes. Leur module est lié à la présence plus ou moins prononcée d'une fréquence donnée, alors que la phase donne une information concernant la phase du signal à cette même fréquence. Pour un signal test sinusoïdal à 3 kHz, la figure 2.12(a) montre le module des coefficients en ondelettes obtenus, alors que la figure 2.12(b) montre leur phase. On remarque que le module est maximal à la fréquence du signal et que pour cette fréquence la phase des coefficients oscille bien entre $-\pi$ et π ⁶.

Le tableau 2.5 montre les expressions utilisées pour calculer différentes grandeurs selon que la transformée en Fourier ou en ondelettes est utilisée. Les grandeurs présentées sont :

Spectre de puissance $S(\omega)$: Il sert à représenter quelles fréquences composent le signal. En ondelettes, la représentation de la quantité correspondante en fonction de la fréquence et du temps se nomme un scalogramme. Le spectre de puissance en ondelette est lié au spectre de puissance de Fourier du signal S^F et à celui de l'ondelette mère S_Ψ^F par $S^W(\omega) = 1/2\pi \int S_\Psi^F(\omega) S^F(\omega) d\omega$.

Puissance croisée ou crosspower S_{12} : Compare deux signaux en vérifiant la présence simultanée de la même fréquence et en comparant les phases des deux signaux à un moment. Pour obtenir une grandeur statistiquement plus significative, on peut calculer une puissance croisée moyenne sur un intervalle de plusieurs points de mesure

⁶Plus exactement, quand la fonction d'ondelette de Matlab est utilisée, on remarque que les phases des coefficients d'ondelettes répondent à la relation $\varphi_{ond} = -\varphi_{sig} + \frac{\pi}{2}$.

TAB. 2.5 – Différentes grandeurs statistiques et leur correspondance exprimée en coefficients de Fourier et en coefficients d'ondelettes

Grandeur	Fourier	Ondelettes	Ondelettes, normalisée
$S(\omega)$	$F^*(\omega)F(\omega)$	$W(\omega, t)^*W(\omega, t)$	$\overline{ W(\omega, t) ^2}$
$S_{12}(\omega, t)$	$F_1^*(\omega)F_2(\omega)$	$W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t)$	$\frac{W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t)}{\text{Max}(W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t))}$
$\overline{S_{12}(\omega, \Delta t)}$	$\overline{F_1^*(\omega)F_2(\omega)}$	$\overline{W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t)}$	$\frac{\overline{W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t)}}{\text{Max}(\overline{W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t)})}$
$\text{Coh}_{12}(\omega)$	$\frac{ S_{12}(\omega) }{\sqrt{S_1(\omega)S_2(\omega)}}$	$ W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t) $	$\frac{ W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t) }{\sqrt{S_1(\omega)S_2(\omega)}}$
$\overline{\text{Coh}_{12}(\omega, \Delta t)}$	$\frac{ \overline{S_{12}(\omega, \Delta t)} }{\sqrt{\overline{S_1(\omega)}\overline{S_2(\omega)}}}$	$ \overline{W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t)} $	$\frac{ \overline{W_1(\omega, t)^*W_2(\omega, t)} }{\sqrt{\overline{S_1(\omega)}\overline{S_2(\omega)}}}$

$\overline{\cdot}$ désigne une moyenne temporelle, donc sur un intervalle de points de mesure $\frac{1}{\Delta t} \sum_{\Delta t}$
Comme pour tout autre nombre complexe, on a : $W(\omega, t)^*W(\omega, t) = |W(\omega, t)|^2$

et on obtient ainsi le **spectre croisé ou cross-spectre** $\overline{S_{12}(\omega, \Delta t)}$. Dans le cas des transformées de Fourier, il aura fallu fenêtrer le signal pour obtenir plusieurs coefficients de Fourier, correspondants à des fenêtres de temps différentes.

Cohérence croisée ou cross-cohérence $\text{Coh}_{12}(\omega)$: Tout comme la puissance croisée, cette grandeur évalue la similitude entre deux signaux. Comme sa définition utilise la norme du nombre complexe, le déphasage entre les deux signaux n'est pas pris en compte. Sa forme prenant en compte des moyennes sur un intervalle de points de mesure est donnée dans le tableau 2.5 sous $\overline{\text{Coh}_{12}(\omega, \Delta t)}$.

On peut remarquer qu'il est en général seulement possible d'obtenir des moyennes d'ensemble à partir de moyennes temporelles dans un cas ergodique. Dans le doute, le calcul de la moyenne d'ensemble requiert l'acquisition de plusieurs réalisations de séries temporelles. Pour le calcul de spectres, une moyenne temporelle est généralement suffisante pour obtenir une grandeur statistiquement valable. Le calcul d'une moyenne peut demander plus de soin dans le cas de spectres d'ordre plus élevé.

Chapitre 3

Étude du transport turbulent par sondes de Langmuir

Une des causes essentielles de la perte de plasma à travers les lignes de champ magnétiques est le transport convectif dû au déphasage entre les fluctuations de potentiel et de densité liées aux instabilités basses fréquences. Le principe de ce transport a été décrit dans la section 1.5. Le déphasage entre potentiel et densité peut également être la cause de la convection radiale de structures cohérentes, telles que les blobs. Pour étudier ce transport radial, il faut donc accéder aux fluctuations de densité et potentiel (ou champ électrique), ce qui est possible localement avec des sondes de Langmuir. Plusieurs études de ce type ont déjà été menées, essentiellement sur des machines de laboratoire. Sur les tokamaks, les mesures par sondes de Langmuir sont difficiles à réaliser et à interpréter, notamment parce que les régions accessibles par sonde sont très limitées, les fluctuations de température rendent difficile la détermination du champ électrique et les régimes rencontrés sur ces grandes machines sont très turbulents. Depuis les premières études, on a assisté à une évolution vers une description de plus en plus détaillée du transport. Dans un premier temps, les études se basaient sur le calcul d'un transport moyen, puis sur l'évolution du transport instantané, mais toujours moyenné sur toutes les fréquences. Si différents modes coexistent dans le plasma, chacun peut contribuer d'une manière différente au transport global. Des méthodes furent donc proposées pour séparer les différentes composantes fréquentielles du transport. Dans cette thèse, un calcul par transformée en ondelettes est utilisé, qui permet de séparer les composantes fréquentielles et de suivre leur évolution dans le temps. Une caractéristique intéressante de Mirabelle est de pouvoir accéder à différentes instabilités et à des régimes plus ou moins turbulents, afin de comparer le transport induit par différents types d'instabilités.

La première partie de ce chapitre présente les différentes façons de calculer un transport en commençant par le calcul d'un flux moyen pour arriver au calcul du transport par ondelettes. Le calcul du transport par ondelettes est illustré par son application à des résultats de simulation numérique. Il est ainsi montré que la méthode apporte des informations nouvelles, tout en permettant de retrouver le flux moyen. Les parties suivantes présentent les résultats obtenus par des mesures de sonde dans la machine Mirabelle pour différentes

régimes d'onde de dérive et de *flute modes*. Deux études bénéficiant de mesures simultanées avec la caméra rapide sont présentées. Ainsi, les fluctuations temporelles du transport sont comparées à l'apparition alternée de modes 1 et 2 et on s'intéresse à l'évolution du transport lors d'un changement de champ magnétique qui permet de passer d'un *flute mode* à une onde de dérive.

3.1 Méthodes de calcul du transport

Les sondes de Langmuir permettent d'accéder expérimentalement aux fluctuations du champ électrique poloidal et aux fluctuations de densité. Le circuit de mesure et le traitement préalable des fluctuations, comme leur normalisation, ont été discutés en 2.2.3. À partir de ces séries temporelles, plusieurs méthodes de calcul du transport ont été développées.

3.1.1 Transport moyen associé à une onde monochromatique

La formule de base donnant le flux instantané de particules en fonction de la densité et du champ électrique s'écrit :

$$\Gamma(t) = \frac{1}{B} \tilde{n}(t) \tilde{E}(t)$$

Le transport de particules pour une mesure des séries temporelles $\tilde{n}$ et $\tilde{E}$ peut donc se calculer par simple multiplication des signaux :

$$\Gamma = \frac{1}{B} \int \tilde{n}(t) \tilde{E}(t) dt$$

En présence d'un seul mode de Fourier dans le plasma, on peut écrire les fluctuations de densité et de champ électrique comme des fluctuations sinusoïdales :

$$\tilde{n} = n \sin(\omega_n t + \varphi_n) \quad \text{et} \quad \tilde{E} = E \sin(\omega_E t + \varphi_E),$$

on obtient, pour $\omega_n = \omega_E = \omega$ la fréquence du mode présent :

$$\Gamma(t) = \frac{nE}{B} \sin(\omega t + \varphi_n) \sin(\omega t + \varphi_E) \tag{3.1}$$

$$= \frac{nE}{2B} (\cos(\varphi_{n,E}) - \cos(2\omega t + \alpha_{n,E})) \quad \text{avec} \quad \alpha_{n,E} = \varphi_n + \varphi_E \tag{3.2}$$

Le flux est donc composé d'une contribution constante, qui dépend du déphasage entre densité et champ électrique et d'une contribution fluctuante, qui oscille à la fréquence 2ω . Le second terme s'annule en moyennant sur une période d'oscillation Δt et on retrouve un transport proportionnel à $\cos(\varphi_{n,E})$ comme dans la section 1.5 :

$$\Gamma(\Delta t) = \frac{nE\Delta t}{2B} \cos(\varphi_{n,E})$$

Cette description simple n'est possible que lorsqu'on est en présence d'une seule instabilité à fluctuations sinusoïdales, donc d'une seule fréquence ω et d'un seul déphasage $\varphi_{n,E}$, constant au cours du temps. Pour que le transport soit dirigé vers l'extérieur, il faut que la densité précède le potentiel, donc $\varphi_{n,\phi} > 0$ et $\varphi_{n,E} = \varphi_{n,\phi} - \frac{\pi}{2} > -\frac{\pi}{2}$. [75].

Dans la machine Mirabelle, des premières mesures de transport en régime d'onde de dérive ont montré un déphasage moyen $\varphi_{n,\phi}$ de $0,19\pi$, proche de la valeur attendue et menant donc en moyenne à un transport vers l'extérieur de la machine [9, 76]. Sur KIWI, une valeur de $\pi/6$, très proche de celle sur Mirabelle, a été mesurée par Block [75].

3.1.2 Décomposition du transport en fréquences : Utilisation de la transformée de Fourier

Si plusieurs modes sont présents, le calcul du transport moyen est toujours possible par le calcul du produit des fluctuations de densité et de champ électrique. Mais la valeur obtenue ne donne aucune information sur la contribution provenant de chaque mode. Il serait donc intéressant de pouvoir résoudre le transport en fonction de la fréquence des différentes contributions. Pour arriver à une telle décomposition, on peut d'abord remarquer que le transport peut s'exprimer à l'aide de la cross-corrélation entre fluctuations de densité et de champ électrique [1].

$$\Gamma = \frac{1}{B} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int \tilde{n}^*(t) \tilde{E}(t) dt \quad (3.3)$$

$$= \frac{1}{B} \text{XCorr}(\tau = 0) \quad (3.4)$$

La cross-corrélation peut s'exprimer par la transformée de Fourier du spectre croisé, par analogie avec le théorème de Wiener-Khinchine :

$$\Gamma = \frac{1}{B} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\tilde{n}, \tilde{E}}(\omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega \quad \text{avec } \tau = 0 \quad (3.5)$$

$$= \frac{2}{B} \mathbb{R} \left(\int_0^{\infty} S_{\tilde{n}, \tilde{E}}(\omega) d\omega \right) \quad (3.6)$$

La simplification de la dernière ligne est possible grâce aux propriétés de symétrie du cross-spectre, dont la partie réelle est paire et la partie imaginaire est impaire. Le transport global est donc une intégrale sur ses composantes fréquentielles qui s'expriment chacune par :

$$\Gamma(\omega) = \frac{2}{B} \mathbb{R} (S_{\tilde{n}, \tilde{E}}(\omega)) \quad (3.7)$$

$$\Gamma(\omega) = \frac{2}{B} |S_{\tilde{n}, \tilde{E}}(\omega)| \cos(\varphi_{\tilde{n}, \tilde{E}}) \quad (3.8)$$

Grâce à la transformée de Fourier, on peut donc calculer les contributions de chaque fréquence :

$$\Gamma(\omega) = \frac{2}{B} |F_{\tilde{n}}^*(\omega) F_{\tilde{E}}(\omega)| \cos(\arg[F_{\tilde{n}}^*(\omega) F_{\tilde{E}}(\omega)]) \quad (3.9)$$

De façon plus intuitive, on peut directement écrire un transport décomposé [77] :

$$\Gamma = \frac{1}{B} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int \tilde{n}^*(t) \tilde{E}(t) dt \quad (3.10)$$

$$\Gamma = \frac{2}{B} \int_0^\infty \left[d\omega \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int \tilde{n}_\omega^*(t) \tilde{E}_\omega(t) dt \right], \quad (3.11)$$

où $E_f^*(t)$ et $n_f(t)$ ne doivent plus prendre en compte qu'une seule fréquence. Ils peuvent donc être remplacés par les coefficients de Fourier, calculés sur la longueur du signal et on retrouve :

$$\Gamma(\omega) = \frac{2}{B} [F_{\tilde{n}}^T(\omega)^* F_{\tilde{E}}^T(\omega)] \quad (3.12)$$

$$\mathbb{R}(\Gamma(\omega)) = \frac{2}{B} |F_{\tilde{n}}(\omega)^* F_{\tilde{E}}(\omega)| \cos(\arg[F_{\tilde{n}}(\omega)^* F_{\tilde{E}}(\omega)]) \quad (3.13)$$

Powers [1] propose une expression du transport décomposé en fréquence, lorsqu'on a uniquement accès à des mesures de potentiel et de densité, et non pas de champ électrique :

$$\Gamma = \frac{2}{B} \int_0^\infty k(\omega) |S_{\tilde{n}, \tilde{\phi}}(\omega)| \sin(\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\phi}}(\omega)) d\omega,$$

où $k(\omega)$ fait le lien entre le potentiel et le champ électrique.

3.1.3 Transport en fonction des fréquences et du temps : Calcul en ondelettes

Une caractéristique de la turbulence est son évolution temporelle complexe. On peut assister à des événements très localisés dans le temps, comme des changements de régimes, de l'intermittence, le détachement d'une structure cohérente. Il serait donc intéressant d'étudier l'évolution temporelle du transport. Ceci est d'autant plus vrai dans les régimes très turbulents, comme ceux des tokamaks, où une analyse du transport moyen est inadaptée. En adaptant l'expression 3.9, on peut utiliser des coefficients d'ondelettes pour exprimer le transport, non seulement en fonction de la fréquence, mais encore en fonction du temps :

$$\Gamma(\omega, t) = \frac{2}{B} |S_{\tilde{n}\tilde{E}}(\omega, t)| \cos(\varphi_{\tilde{n}, \tilde{E}}(\omega, t)) \quad (3.14)$$

$$= \frac{2}{B} |W_{\tilde{n}}(\omega, t)^* W_{\tilde{E}}(\omega, t)| \cos(\varphi_{W_{\tilde{n}}(\omega, t)} - \varphi_{W_{\tilde{E}}(\omega, t)}) \quad (3.15)$$

Dans un premier temps, on applique donc la transformée de Fourier aux fluctuations de densité et de champ électrique, ce qui permet d'obtenir $W_{\tilde{n}}(\omega, t)$ et $W_{\tilde{E}}(\omega, t)$.

Le calcul de la différence de phase entre les fluctuations de densité et de champ électrique peut se faire par le calcul de la différence de phase des coefficients d'ondelettes. La différence de phase entre les deux signaux va déterminer le signe du transport. On peut remarquer

que pour une différence de phase proche de $\pi/2$, l'erreur sur la cross-phase peut être particulièrement importante. Une petite erreur peut entraîner un changement de signe du transport. On trace donc systématiquement la moyenne temporelle du déphasage ainsi que la moyenne de la cross-cohérence pour vérifier la localisation fréquentielle et le signe du transport. On peut également fenêtrer le signal pour permettre une moyenne temporelle sur plusieurs points de mesures pour le calcul de la cross-cohérence.

Le cross-spectre va pondérer la valeur absolue du transport. Le transport ne pourra être important que si les deux types de fluctuations coexistent sur une fréquence donnée. La valeur absolue du transport dépendra également du déphasage $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}$. Elle augmentera lorsque le déphasage $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}$ passe de 0 à $\pi/2$, puis rediminuera de $\pi/2$ jusqu'à π . Pour les ondes de dérive régulières, dont le déphasage est, en théorie, très proche de zéro, on peut donc s'attendre à un transport moins important que pour les ondes de dérive turbulentes et certains régimes de *flute modes*, où on observe des déphasages $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}$ plus importants.

La valeur absolue du transport ne sera pas la même que celle obtenue par un calcul de transport moyen ou par transformée de Fourier. En effet, les ondelettes utilisées ne sont pas orthogonales, elles contiennent donc de l'information redondante et ceci se traduira par une valeur moyenne du transport trop élevée. Par contre, les résultats obtenus avec les différentes méthodes doivent être qualitativement comparables, ce qui sera testé dans le paragraphe 3.2. De plus, les valeurs trouvées avec le calcul en ondelette seront comparables entre elles.

3.1.4 Résultats de quelques études sélectionnées

La machine Blaamann de l'université de Tromsø montre un transport turbulent important, car sa configuration implique des accumulations de charges, qui doivent être évacuées par un transport à travers les lignes de champ magnétique [78]. Des instabilités de type *flute modes* ont été observées [79] du côté champ faible du tore, alors que des ondes de dérive ont été observées du côté champ fort, intérieur. Une étude du transport en fonction de la fréquence par décomposition de Fourier a permis de montrer que le transport était dominé par chacune de ces deux instabilités, selon la position radiale considérée [77]. L'ordre de grandeur du transport trouvé est de $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Le transport turbulent a également été étudié sur la machine toroïdale TORPEX [80], en fonction de la position radiale et de la fréquence. La détermination du transport est expérimentalement assez délicate et certains points de mesure ont dû être écartés à cause de comportements non réalistes des spectres, de la cohérence, de la phase ou du nombre d'onde. Les mesures présentées montrent une tendance générale intéressante d'un transport vers l'intérieur du tore avec un ordre de grandeur de $10^{15} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Certaines études se sont intéressées aux répercussions d'un contrôle des instabilités sur le transport turbulent. Elle montrent que le transport est surtout affecté par la baisse des amplitudes de fluctuations, et non par un changement de déphasage entre potentiel et densité dû au contrôle (sur Columbia Linear Machine : [81], sur KIWI : [13]). Dans une étude assez complète sur le transport des ondes de dérive, Block montre que lorsque

la synchronisation est incomplète¹, des bouffées de transport surviennent lorsque le mode se découple du dispositif de contrôle, ce qui correspond à des moments où l'amplitude des fluctuations de densité augmente [75]. Dans le cas d'une superposition de modes en turbulence faible, le transport peut être réduit quand les modes à grand m sont forcés. En effet, les fluctuations de ces modes sont localisées à plus grand rayon et sont radialement moins étendues [82]. En général, l'ordre de grandeur du transport trouvé sur KIWI est de $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Une étude réalisée sur VINETA a montré que lorsque la turbulence d'onde de dérive est contrôlée, le déphasage $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}$ diminue [14].

Dans les tokamaks, les mesures de transport par sondes sont très difficiles à réaliser. Le temps et la profondeur d'immersion des sondes dans le plasma sont limités par l'érosion importante du matériau de sonde. Les résultats trouvés ne sont pas encore très concluants. LaBombard émet même des doutes sur la faisabilité des mesures de transport par sondes dans les tokamaks, argumentant que la sonde perturbe fortement le plasma et que le flux mesuré ne correspond pas au transport turbulent, mais au flux local vers la gaine de la sonde [83].

3.2 Application de la méthode en ondelettes à des résultats de simulation numérique

Les programmes de calcul du transport ont d'abord été appliqués aux résultats du code de simulation CYTO de Volker Naulin [26]. Les résultats montrés ont été obtenus pour des paramètres adaptés à la machine VINETA. Même si le plasma de Mirabelle est moins collisionnel que celui de VINETA, la description du transport ou du contrôle des instabilités reste inchangée. La figure 3.1 montre un résultat de simulation pour la densité et le potentiel plasma. La densité n et le potentiel plasma p sont calculés sur 32 points allant du centre de la colonne à $32\rho_s$ dans la direction radiale et sur 64 positions poloidales. Le pas de temps entre chaque résultat de simulation est de $2/\Omega_i$.

Pour simuler des triple sondes, des séries temporelles de la densité et du potentiel sont extraites à des positions précises. On a choisi ici 16 positions poloidales pour chaque position radiale. À chacune des 16 positions (r, θ) , une triple sonde virtuelle mesure les potentiels $p_{\theta-1,r}(t)$ et $p_{\theta+1,r}(t)$, ainsi que la densité $n_{\theta,r}(t)$. On obtient un champ électrique $E_{\theta,r}(t) \propto [p_{\theta-1,r}(t) - p_{\theta+1,r}(t)]/r$. Le transport est calculé en fonction du temps et de la fréquence, puis moyenné sur les 16 positions poloidales pour chaque rayon. Le résultat pour deux positions radiales est donné par la figure 3.2. Pour $r = 8$ (figure 3.2(a)) on note l'apparition d'un fort transport vers l'extérieur à partir du temps 600 et situé sur une seule fréquence dominante. Pour une position plus éloignée du centre à $r = 16$, la figure 3.2(b) montre un transport beaucoup plus faible et étendu sur une gamme de fréquences plus large. Le transport est majoritairement dirigé vers l'extérieur, mais peut se retourner temporairement vers

¹Lorsque la fréquence de l'octupole ne correspond pas exactement à celle de l'instabilité, l'instabilité est entraînée pendant un certain temps avant de décrocher. On appelle cette synchronisation incomplète du *periodic pulling*.

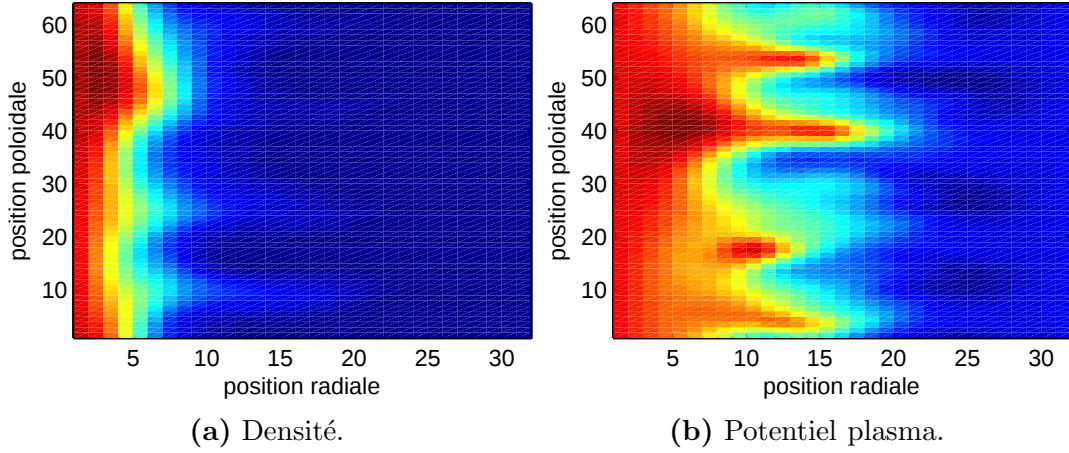


FIG. 3.1 – Résultats du code CYTO au temps 3500.

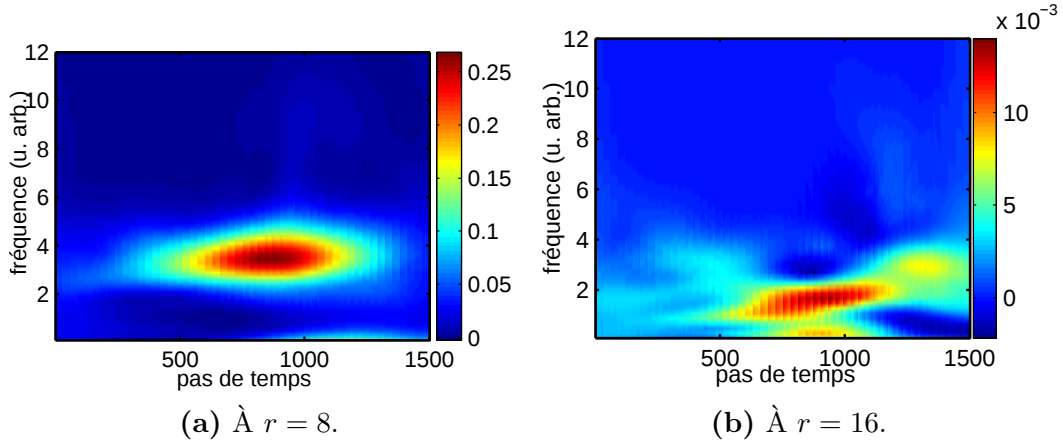
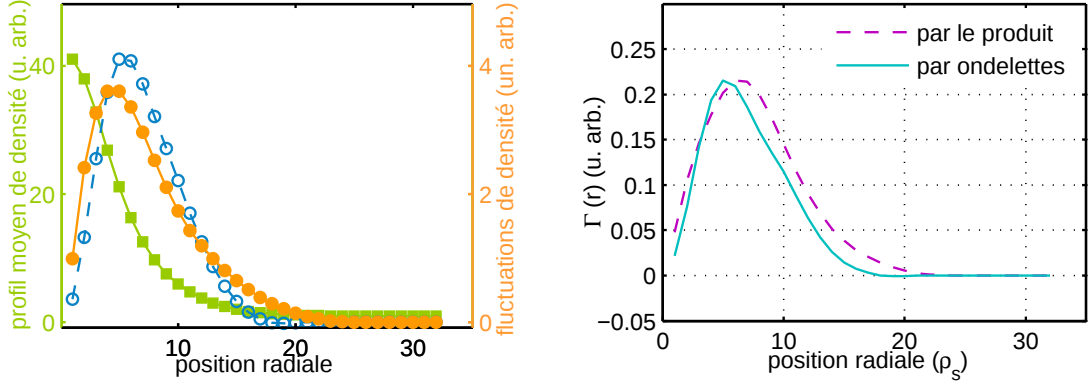


FIG. 3.2 – Calcul en ondelettes du transport à deux rayons à partir des résultats du code CYTO.

l'intérieur pour certaines fréquences. Le transport est globalement plus élevé à $r = 8$ qu'à $r = 16$ et on ne retrouve pas les mêmes motifs chrono-fréquentiels aux deux rayons. La représentation du transport en fonction de la fréquence et du temps permet donc d'identifier les fréquences responsables d'un transport vers l'intérieur ou vers l'extérieur, ainsi que l'évolution de leurs contributions dans le temps. Dans le cas de ces données de simulation, on a accès à la densité et au potentiel à tous les rayons simultanément. Il est donc possible, grâce au calcul en ondelettes, de suivre le transport à toutes les fréquences et positions au cours du temps.

En moyennant le transport sur toutes les fréquences, les différentes positions poloidales des triple sondes et sur les 1500 pas de temps, on garde uniquement la dépendance du transport avec la position radiale. La figure 3.3(a) compare la localisation du transport maximal avec la forme du profil de densité et la localisation du maximum des amplitudes de fluctuations. Le maximum des fluctuations se situe dans la région de gradient de densité



(a) Profil de densité moyen (carrés vert), profil des fluctuations de densité (ronds orange) et profil de transport (bleu tireté). (b) Courbes normalisées trouvées avec les deux méthodes de calcul.

FIG. 3.3 – Résultats du calcul de transport moyen et profils moyens pour 1500 pas de temps.

maximum, comme attendu pour des ondes de dérive. Le maximum de transport est très proche du maximum des fluctuations de densité. Finalement, il est possible de calculer le transport instantané à chaque rayon et à chaque instant par une méthode directe en multipliant la densité et le champ électrique le long de la direction poloidale. De nouveau, on obtient la localisation du transport en fonction du rayon en moyennant sur 1500 pas de temps :

$$\Gamma(r) = \int_T \int_{\theta} E_{\theta,r}(t) n_{\theta,r}(t) d\theta dt$$

La figure 3.3(b) compare la forme des résultats obtenus avec ces deux méthodes de calcul et montre un assez bon accord, compte tenu du fait que la méthode par ondelette ne prend en compte qu'un quart des positions poloidales utilisées par le calcul direct.

3.3 Transport dans différents régimes de plasmas

3.3.1 En régime régulier d'onde de dérive

Ce premier régime présente des fluctuations de potentiel flottant régulières. Le signal sur une sonde à une position de 3 cm du centre est montré en figure 3.4. Une sonde mobile est placée à une distance axiale de 30 cm de la triple sonde. Elle est positionnée au mieux à la même position radiale et poloidale. Une cross-corrélation entre les fluctuations de potentiel flottant mesurées avec ces deux sondes livre un déphasage de $0,15\pi$, ce qui correspond à une longueur d'onde axiale de 4 m. L'instabilité est donc vraisemblablement une onde de dérive. La figure 3.5 montre le résultat du calcul du transport en ondelettes. Le transport provient d'une seule fréquence proche de 11 kHz. Il est positif, donc dirigé vers l'extérieur

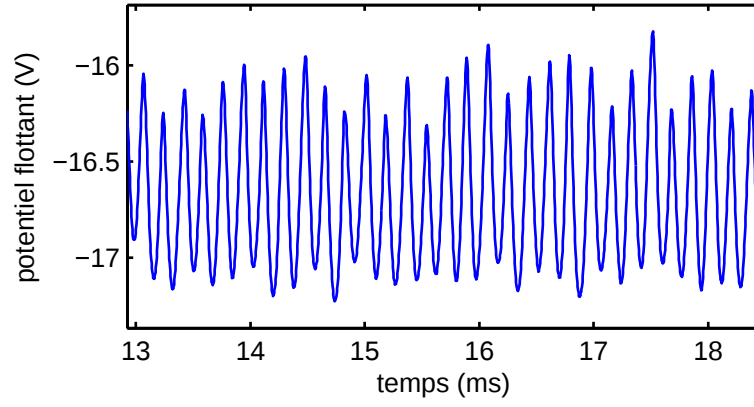


FIG. 3.4 – Extrait des fluctuations de potentiel flottant, enregistrées avec la sonde supérieure de la triple sonde.

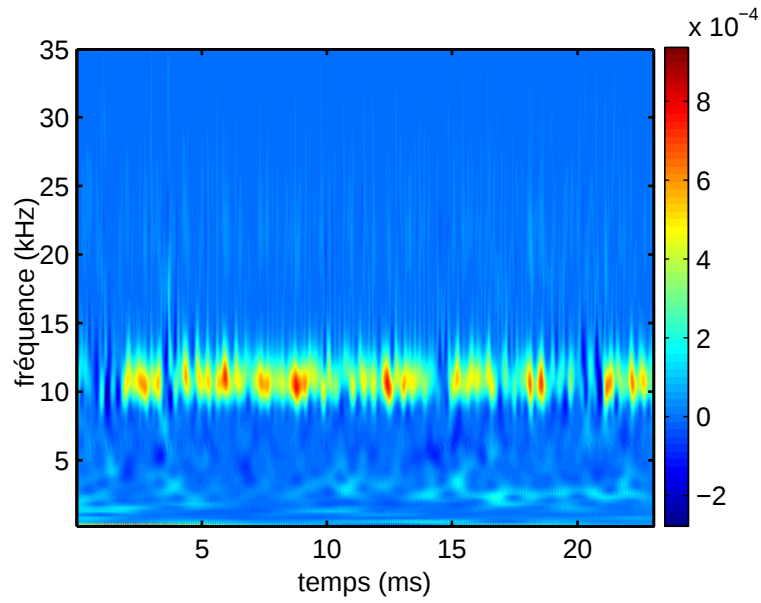


FIG. 3.5 – Transport en régime régulier d'onde de dérive (en unités arbitraires).

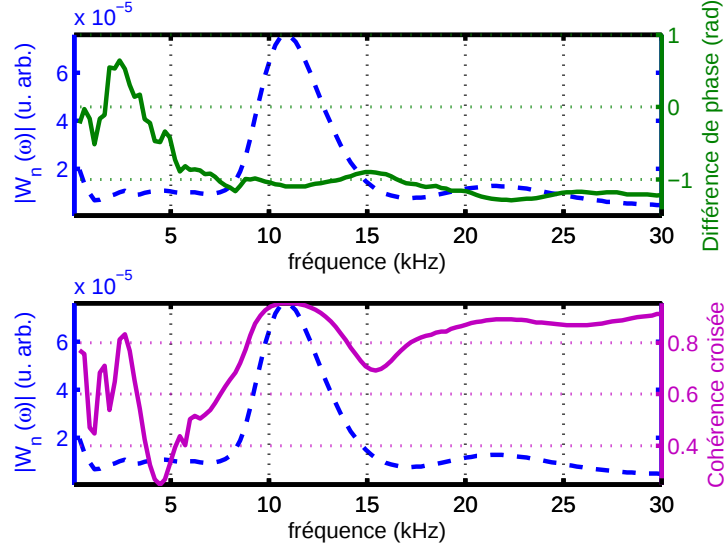
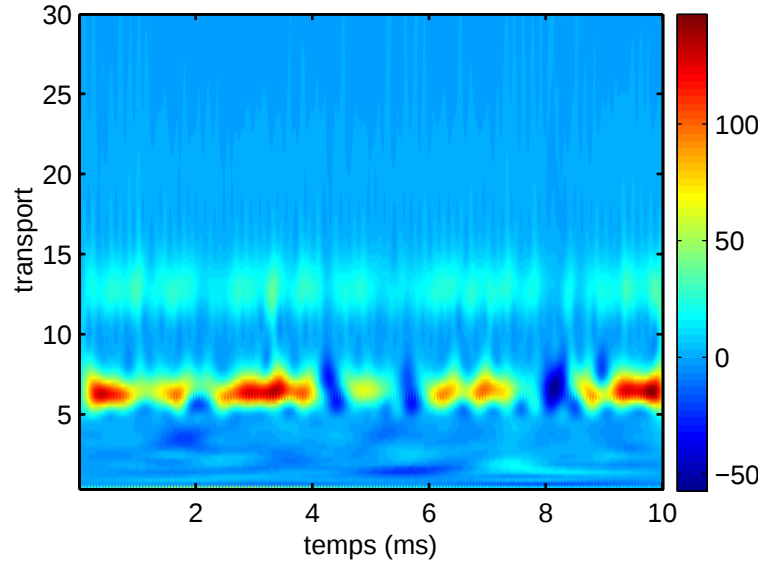


FIG. 3.6 – Première ligne : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (tiretés) et différence de phase moyenne $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}}$ (trait plein). Deuxième ligne : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (tiretés) et moyenne temporelle de la cross-cohérence en ondelette entre $\tilde{n}$ et $\tilde{E}$ (trait plein). Cas d'un régime régulier d'onde de dérive.

de la machine et ne montre que peu de fluctuations au cours du temps. La figure 3.6 montre la moyenne temporelle de la norme du coefficient d'ondelette des fluctuations de densité, qui donne une indication de la puissance spectrale à chaque fréquence. Y sont superposées la différence de phase moyenne entre densité et champ électrique, ainsi que la cohérence croisée moyenne entre densité et champ électrique. Le spectre de puissance montre un maximum à 11 kHz. Le déphasage $\varphi_{\tilde{n},\tilde{E}}$ est de $-1,1 \text{ rad} = -0,35\pi \text{ rad}$ à cette fréquence. En utilisant $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}} = \varphi_{\tilde{n},\tilde{E}} + \pi/2$, on obtient $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}} = 0,15\pi$, une valeur typique pour une onde de dérive. On peut remarquer que la différence de phase fluctue fortement à des fréquences basses. Sur ces fréquences, la puissance spectrale des fluctuations est très faible. Ces déphasages ne sont donc pas significatifs et n'auront pas d'influence sur le transport. Seules les fréquences avec une valeur élevée dans le spectre croisée contribueront au transport. La cohérence croisée entre densité et champ électrique est maximale à 11 kHz. On peut remarquer qu'elle est également très élevée pour les fréquences supérieures à 20 kHz. Ceci provient essentiellement de la normalisation de la cross-cohérence par les auto-spectres des fluctuations. Aux fréquences élevées, les puissances spectrales sont très faibles et la cross-cohérence est donc artificiellement augmentée.

3.3.2 Pour un mode à longueur d'onde axiale très grande

Le régime présenté a été obtenu avec le limiteur de 15 cm et un champ magnétique de 91 mT. Ce régime a été identifié par Frédéric Brochard durant sa thèse comme étant un *flute mode* à fluctuations régulières. Le résultat du calcul de transport par ondelettes

FIG. 3.7 – Transport pour un *flute mode*.

est donné en figure 3.7. La figure 3.8 donne les moyennes temporelles de la norme du coefficient en ondelette des fluctuations de densité, de la différence de phase entre densité et champ électrique, ainsi que de la cohérence croisée entre densité et champ électrique.

Le transport est principalement généré par la fréquence dominante à 6.5 kHz, que l'on retrouve également sur le spectre des fluctuations. On distingue également une contribution au transport plus faible à 13 kHz. Avec une valeur moyenne de $\varphi_{\tilde{n},\tilde{E}} \approx 0,44\pi$, le déphasage moyen entre la densité et le potentiel est très important pour la fréquence dominante et atteint une valeur proche de π , ce qui explique les changements de signe du transport. À 13 kHz, qui correspond soit à l'harmonique de la fréquence dominante, soit à un faible mode $m = 2$, le déphasage $\varphi_{\tilde{n},\tilde{E}}$ est de 0.6 rad, ce qui correspond à $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}} = 0,7\pi$. On peut remarquer une cohérence croisée relativement importante à 20 kHz, qui serait la fréquence d'un mode $m = 3$. La figure 3.8 ne permet pas de voir ce mode dans la représentation en échelle linéaire du coefficient en ondelette, mais son déphasage est bien défini. Il est de $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}} = 0,5\pi$, une valeur générant un transport maximal. Cette fréquence n'apparaît pas dans le transport, à cause de sa faible puissance spectrale. Les trois valeurs de déphasage citées correspondent à des valeurs attendues pour une instabilité de type *flute mode* et notamment pour l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. On peut remarquer (figure 3.8) que le déphasage montre des plateaux à déphasage constant au niveau des maxima de spectre et de cohérence croisée. Dans le cas de l'onde de dérive, les variations de déphasage étaient plus continues (figure 3.6) et de tels plateaux n'ont pas été observés. On peut essayer d'avancer une explication pour les différences de déphasage pour les trois fréquences. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz a la particularité de montrer une variation radiale de $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}$ au travers de la couche de cisaillement allant de $0,5\pi$ à π (voir le tableau 2.1). L'étude d'un *flute mode* par Glowienka *et al.* a montré que le déphasage $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}$ est plus faible à grand rayon

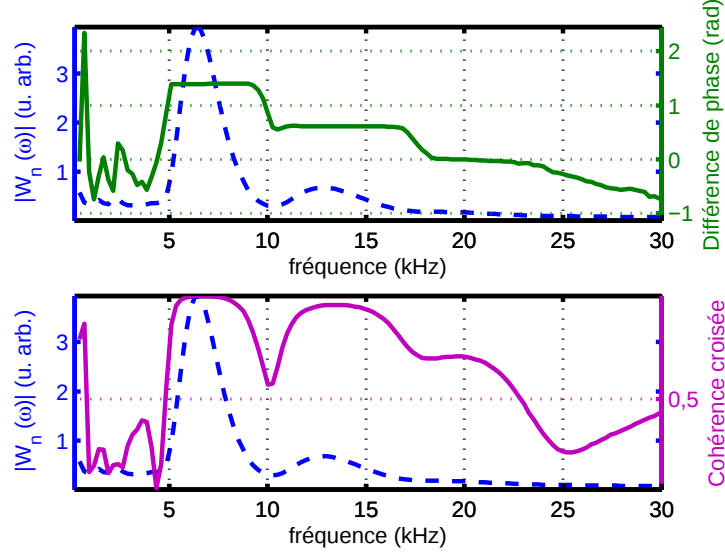
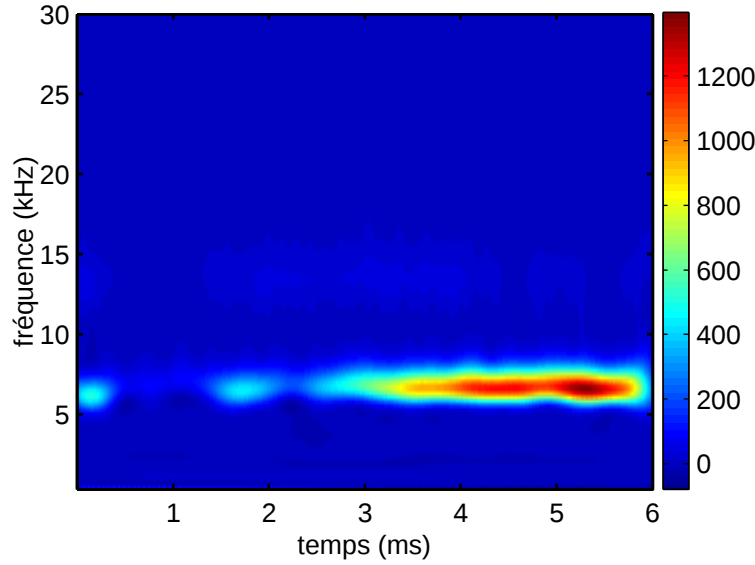


FIG. 3.8 – Première ligne : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (tiretés) et différence de phase moyenne $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}}$ (trait plein). Deuxième ligne : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (tiretés) et moyenne temporelle de la cross-cohérence en ondelette entre $\tilde{n}$ et $\tilde{E}$ (trait plein). Cas d'un régime d'onde à très grande longueur d'onde axiale.

qu'à petit rayon [39]. Il a par ailleurs été montré que les modes plus élevés se situent à des rayons plus élevés pour ce type d'instabilité, tout comme c'est le cas pour les ondes de dérive [9]. Le mode $m = 3$ pourrait donc se situer du côté extérieur de la couche de cisaillement, le mode $m = 2$ vers le centre de la couche de cisaillement et le mode $m = 1$ de son côté intérieur. Le mode $m = 1$ montrerait ainsi un déphasage maximal et les deux autres modes un déphasage médian et minimal respectivement.

3.3.3 Lors de l'apparition d'un mode de Rayleigh-Taylor

Le régime présenté dans ce paragraphe a été obtenu avec un limiteur de 15 cm de diamètre et un champ magnétique de 68 mT. Le régime a été identifié par Frédéric Brochard grâce à une étude complète des profils comme étant une instabilité de Rayleigh-Taylor [9]. Les fluctuations de potentiel flottant et de densité sont régulières sur la toute la durée de la mesure avec une amplitude quasiment constante. La figure 3.9 montre le transport calculé en ondelettes lors d'une mesure dans ces conditions de décharge. Le transport est produit par une instabilité de fréquence 6.8 kHz et augmente au cours du temps. La valeur du transport est triplée durant les dernières 3 ms de la mesure. La figure 3.10(a) montre la série temporelle du champ électrique, obtenue avec une triple sonde placée à une position radiale de 7 cm. Le champ électrique montre des petites fluctuations irrégulières en début de mesure, puis développe des fluctuations plus régulières, qui atteignent leur amplitude finale à 3 ms environ. L'amplitude des fluctuations de potentiel flottant sur chacune des sondes reste quasiment constante durant la mesure. L'évolution du champ électrique est

FIG. 3.9 – Transport lors du passage vers un *flute mode*.

donc uniquement dû à une différence de phase croissante entre les mesures de potentiel flottant. L'évolution temporelle de la phase $\varphi_{\tilde{n},\tilde{E}}$ extraite à la fréquence dominante de 6.8 kHz est montrée en figure 3.10(b). Au début de la mesure, lorsque les fluctuations de champ électrique ne sont pas encore bien établies, la phase varie fortement. Ces larges fluctuations du déphasage ne sont pas significatives pour le transport au vue de la faible amplitude du champ. À partir de 3 ms, la phase $\varphi_{\tilde{n},\tilde{E}}$ montre une augmentation, partant de -1.2 rad et allant vers des valeurs proches de zéro. Le déphasage entre densité et potentiel passe de $0,12\pi$, une valeur typique pour des ondes de dérive à $0,47\pi$, une valeur proche de la prédiction théorique de $\pi/2$ pour les *flute modes*. Les amplitudes des fluctuations de densité étant quasiment constantes, ce sont l'augmentation de l'amplitude des fluctuations du champ électrique d'environ 30% et surtout le changement de déphasage qui sont responsables de l'augmentation du transport. Plusieurs mesures consécutives ont été enregistrées avec ces mêmes paramètres de décharges. Des transitions entre différents régimes telles que celle montrée ici, sont observées dans plusieurs mesures. En présence d'un tel plasma, qui présente tantôt un déphasage typique d'une onde de dérive et tantôt un déphasage caractéristique d'un *flute mode*, le transport, mais aussi l'instabilité en elle-même peuvent être très difficile à caractériser à l'aide de mesures moyennées dans le temps. Pour bien identifier le régime du plasma, il faudra donc mesurer différentes grandeurs (profils, déphasages, longueur d'onde axiale, etc...) et, si possible, vérifier leur évolution temporelle.

3.3.4 Régime faiblement turbulent d'onde de dérive

Après l'analyse de plusieurs régimes plutôt réguliers, plaçons nous à présent dans un cas de turbulence faible. L'instabilité présente a été identifiée comme étant une onde de dérive grâce aux profils de plasma. Les fluctuations de potentiel flottant sur une des triple sondes

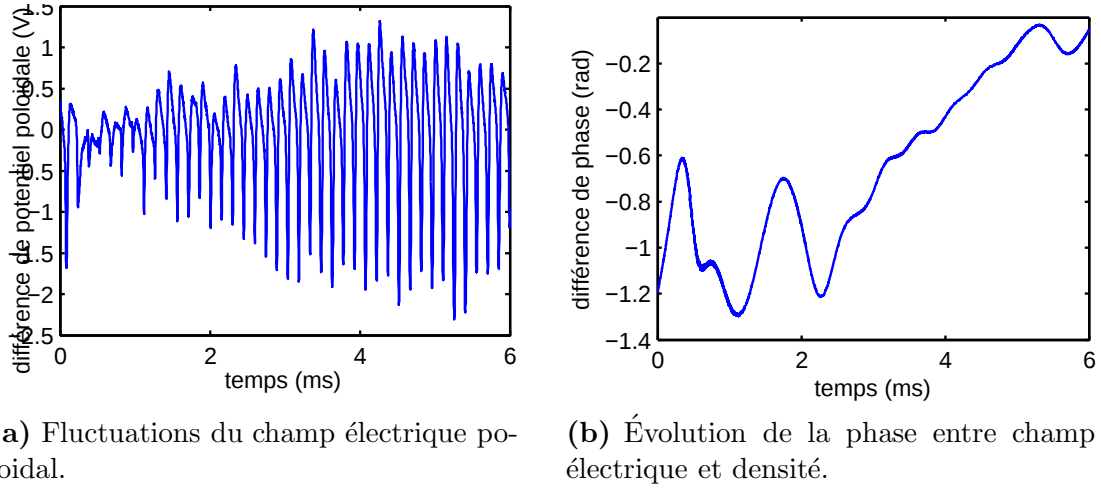
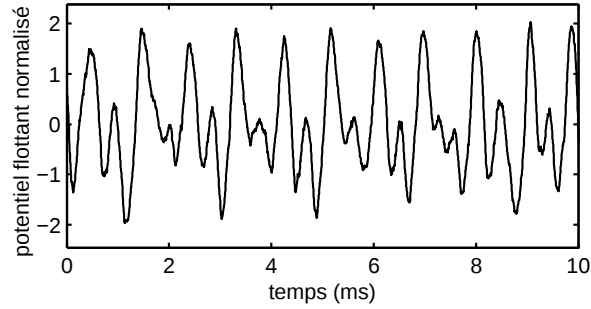
FIG. 3.10 – Détails de l'apparition du *flute mode*.

FIG. 3.11 – Fluctuations normalisées du potentiel flottant pour un régime faiblement turbulent d'onde de dérive.

sont montrées en figure 3.11. Les fluctuations montrent une superposition de fréquences. Des mesures de transport ont été faites à différents rayons en déplaçant la triple sonde. Les résultats du calcul de transport pour différentes positions radiales sont montrés en figure 3.12. Les mesures à des rayons inférieurs à 2 cm ne sont pas pertinentes, car la distance entre les sondes devient trop importante par rapport à la circonférence de la colonne et donc par rapport à la taille des structures. Les fluctuations ne peuvent alors plus être résolues et notamment les mesures de champ électrique peuvent être faussées. La triple sonde peut également être déplacée à travers le centre de la colonne, vers des positions radiales négatives, mais les sondes et leur support peuvent alors perturber le plasma (comme ce sera notamment montré en 4.3.3). Globalement le transport est plus faible au centre de la colonne et à l'extérieur et atteint son maximum aux rayons intermédiaires. On peut remarquer que le transport est situé à des fréquences plus élevées aux rayons plus grands. La fréquence dominante pour le transport est de 1.2 kHz à un rayon de 3 cm, alors qu'à 5 cm et 6 cm des contributions importantes du transport proviennent de fréquences s'étendant jusqu'à 3 kHz. On peut remarquer des contributions négatives au transport à

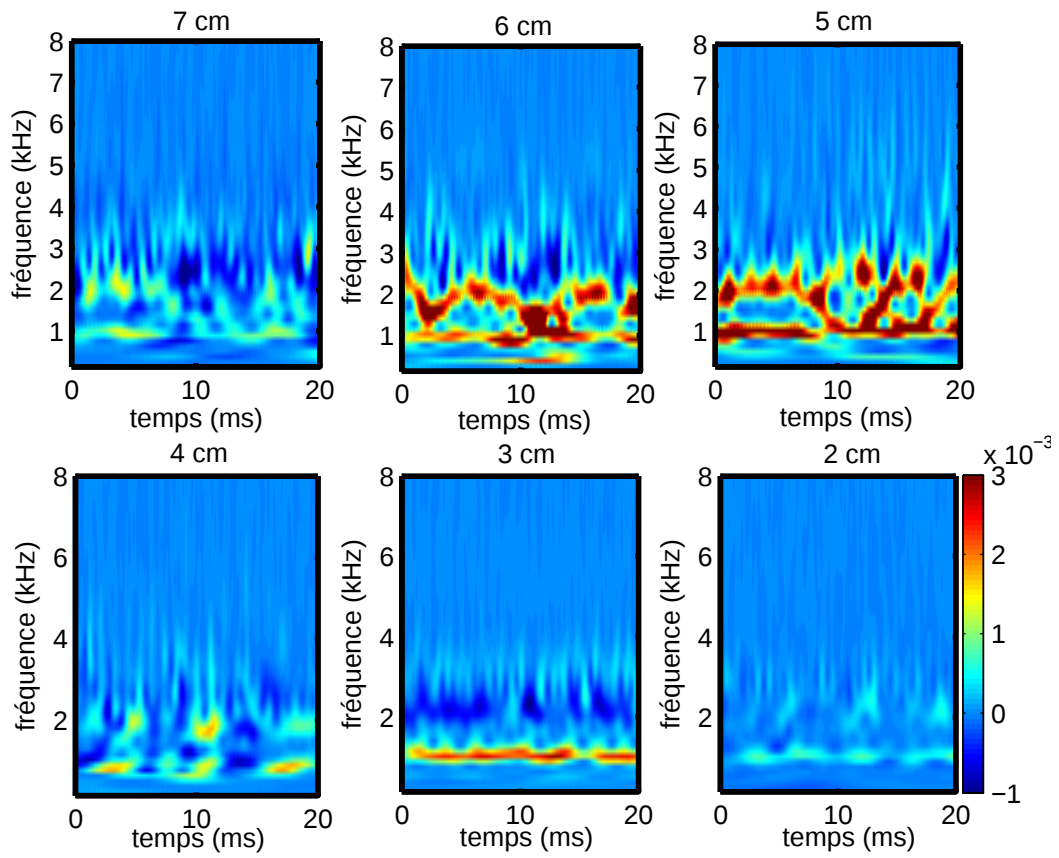


FIG. 3.12 – Transport en ondelettes à différents rayon pour un régime d’onde de dérive moins régulier.

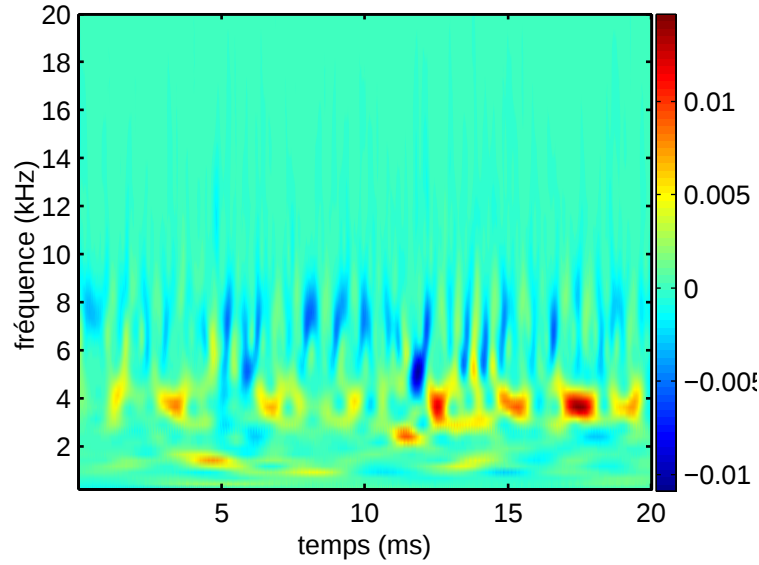


FIG. 3.13 – Transport en ondelettes lors de la coexistence de deux modes.

de nombreuses positions radiales. En général, les fréquences observées dans ce régime sont relativement basses, ce qui permet d'obtenir une bonne résolution temporelle du transport à partir de ces enregistrements. Les bouffées de transport deviennent nettement visibles. Cet exemple montre l'importance d'une décomposition du transport en fréquences et en fonction du temps. En moyennant le transport, l'information sur la structure des bouffées et l'existence de transport vers l'intérieur serait perdue. Dans Mirabelle, seule de la turbulence faible peut se développer spontanément. Dans des machines encore plus turbulentes, l'analyse détaillée en fréquence et en temps paraît indispensable.

3.4 Onde de dérive lors de la coexistence de deux modes

Le régime présenté dans cette partie est obtenu avec un limiteur de diamètre 10 cm, une tension de décharge assez basse et un champ magnétique de 68 mT (voir annexe A). Le plasma est très lumineux et il a donc été possible de faire un enregistrement simultané avec la caméra rapide. Les sondes étaient positionnées à 3.2 cm du centre de la colonne. Les maxima de fluctuations avec ce limiteur sont localisés vers 3 cm du centre. La figure 3.13 montre le transport calculé en ondelettes en fonction du temps et de la fréquence. On remarque deux gammes de fréquences dans lesquelles le transport se comporte de façon différente. Un transport dirigé vers l'extérieur apparaît autour de 3.8 kHz, alors qu'aux alentours de 7.7 kHz, on observe de brèves bouffées de transport vers l'intérieur de la colonne. La figure 3.14 montre les moyennes temporelles des coefficients d'ondelettes des fluctuations de densité et de champ électrique, ainsi que la différence de phase et

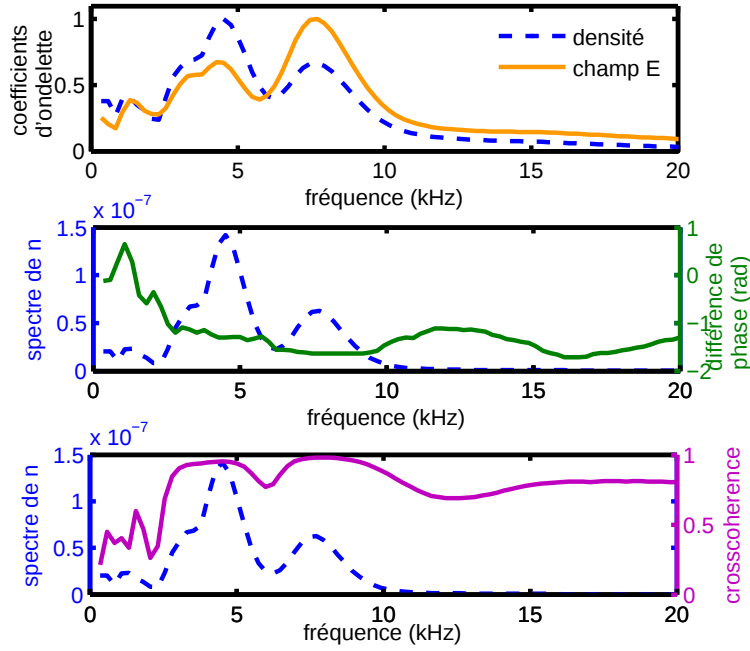


FIG. 3.14 – Première ligne : Moyennes temporelles de la valeur absolue des coefficients d'ondelettes normalisés à un maximum de 1 en fonction de la fréquence pour les fluctuations de densité et de champ électrique. Deuxième ligne : Spectre moyen de $\tilde{n}$ (tiretés) et différence de phase moyenne $\varphi_{\tilde{n},\tilde{E}}$. Troisième ligne : Spectre moyen de $\tilde{n}$ (tiretés) et moyenne temporelle de la cross-cohérence en ondelette entre $\tilde{n}$ et $\tilde{E}$.

la cohérence croisée entre fluctuations de densité et de champ électrique. Les coefficients d'ondelettes pour les fluctuations de densité et de champ électrique montrent deux intervalles principaux de fréquences, un premier autour de 4 kHz, correspondant à un mode $m = 1$ et un deuxième à 7.7 kHz, correspondant au mode $m = 2$. Les deux modes ont pu être clairement identifiés grâce à l'enregistrement de caméra. On peut remarquer que pour la densité, le mode $m = 1$ apparaît comme mode dominant, alors que pour le champ électrique, c'est le mode $m = 2$. Ceci peut signifier que les structures de potentiel sont en général plus resserrées autour du centre de la colonne que les structure de densité. Ceci serait en accord avec des observations réalisées par sondes (voir les images présentées dans la section 4.4). Ainsi, la position de sonde à 3.2 cm serait localisée proche de $m = 1$ pour la densité, le mode $m = 2$ se trouvant plus à l'extérieur. Pour le potentiel (et donc le champ électrique), cette même position correspondrait au mode $m = 2$, alors que le mode $m = 1$ serait localisé un peu plus au centre de la colonne. Les différences de phase sont $\varphi_{\tilde{n},\tilde{E}}(4 \text{ kHz}) = -1.2 \text{ rad} = -0,38\pi$ et $\varphi_{\tilde{n},\tilde{E}}(7.7 \text{ kHz}) = -1.6 \text{ rad} \simeq -0,5\pi$. En utilisant $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}} = \varphi_{\tilde{n},\tilde{E}} + \pi/2$, on obtient $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}(4 \text{ kHz}) = 0,12\pi$ et $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}(7.7 \text{ kHz}) \simeq 0$. La première valeur correspond à un déphasage expérimental typique pour des ondes de dérive. Pour les fréquences autour de 7.7 kHz, la valeur du déphasage est très faible et correspond à la prédiction théorique pour des ondes de dérive adiabatiques, rarement ob-

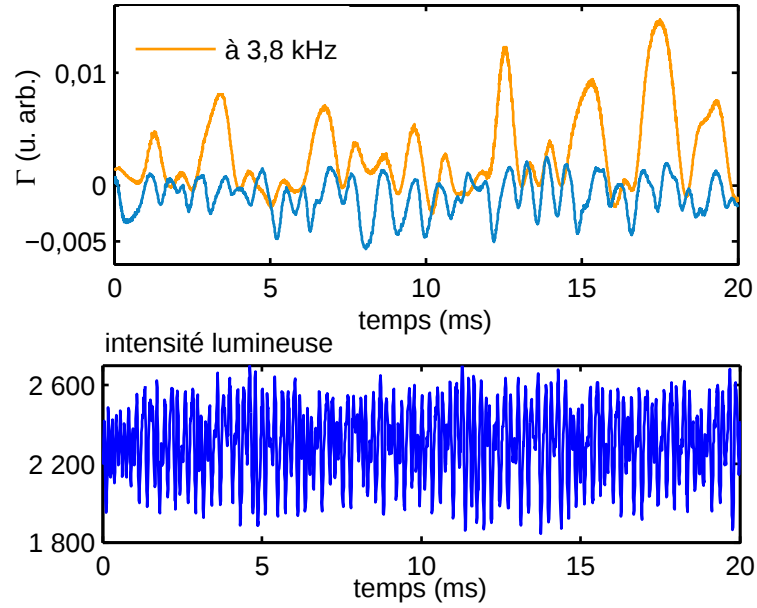


FIG. 3.15 – En haut : Évolution temporelle du transport pour les deux fréquences dominantes. En bas : Fluctuations de l'intensité lumineuse proche des sondes.

servées expérimentalement. Ce faible déphasage explique également la faible amplitude du transport observé sur cette fréquence et les fluctuations de son signe. L'évolution temporelle du transport pour les fréquences 3.8 kHz et 7.7 kHz est montrée en figure 3.15. Pour 7.7 kHz, le transport fluctue de part et d'autre de zéro, alors qu'il reste positif pour 3.8 kHz. Les fluctuations d'intensité lumineuse extraites du film à une position proche des sondes sont montrées dans la même figure. Les fréquences des fluctuations du transport sont bien inférieures aux fréquences des instabilités. Elles ne correspondent donc pas aux fluctuations intrinsèques du transport, qui sont à une fréquence double par rapport à celle des fluctuations (voir équation 3.2).

En observant le film de la caméra, on distingue clairement des passages d'une structure de type $m = 1$ vers une structure de type $m = 2$ et vice-versa. Les modes ne semblent pas être superposés, mais alterner. On peut donc émettre l'hypothèse que les fluctuations dans le transport sont liées à l'alternance entre les modes. On peut extraire les séries spatiales des fluctuations de chaque image le long d'un cercle centré par rapport aux fluctuations et d'un rayon correspondant à la position radiale des sondes (la méthode d'extraction de la couronne de sonde virtuelle sera explicitée en 5.1.2). À partir de chacune de ces séries spatiales, on peut obtenir un spectre en nombre de mode par une transformée en Fourier ou en ondelettes. En regroupant tous les spectres obtenus, on peut représenter l'évolution du spectre en nombre de mode en fonction du temps, donnée en figure 3.16. Pour vérifier si le transport est lié au mode dominant sur le film à chaque instant, on peut comparer cette figure à la figure 3.13. Le mode $m = 1$ devrait être à l'origine du transport à 3.8 kHz et le mode $m = 2$ à l'origine de celui à 7.7 kHz. Cette comparaison ne semble pas concluante. Par exemple, sur le mode $m = 1$, les maxima de transport à 15 ms ou 18 ms ne correspondent pas

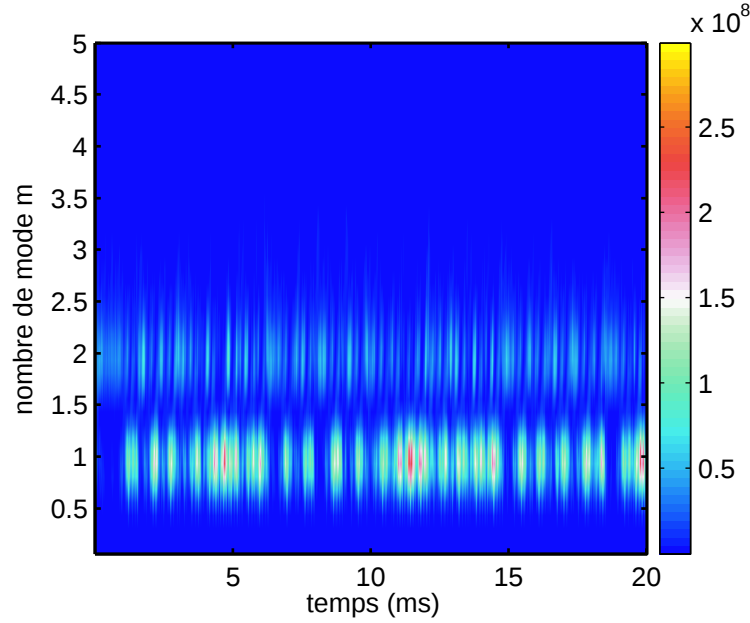


FIG. 3.16 – Évolution temporelle du spectre en nombre d'onde, calculée à partir des images de caméra par une transformée en ondelettes.

à une forte présence de ce mode dans le spectre. Dans ce cas, ce n'est donc pas l'amplitude du mode, mais vraisemblablement le déphasage, qui est responsable de l'amplitude du transport. Ceci est illustré par la figure 3.17(a) comparant l'évolution du transport sur la fréquence 3.8 kHz et le déphasage entre densité et champ électrique. Concernant le mode $m = 2$, on peut noter une observation intéressante. La figure 3.17(b) montre l'évolution du transport à 7.7 kHz (même série que dans la figure 3.15) et du déphasage $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{E}}(7.7 \text{ kHz})$, ainsi que l'évolution de la puissance spectrale du mode $m = 1$. On observe nettement une corrélation entre ces séries temporelles. Les pics de transport positifs correspondent aux maxima de puissance spectrale du mode $m = 1$. Le transport obtenu pour le mode 2 avec un déphasage $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\phi}}$ très faible est donc clairement influencé par l'évolution du mode 1.

3.5 Transport à différents champs magnétiques

La figure 3.18 montre l'évolution du transport lors d'un changement de champ magnétique. Sans changer les autres paramètres de décharge, le courant dans les bobines générant le champ magnétique a été varié entre 200 A et 800 A, ce qui correspond à une variation du champ magnétique entre 22 mT et 91 mT. Pour chaque valeur du champ magnétique, des mesures de transport ont été enregistrées à 4 cm du centre de la colonne. Le transport est situé sur deux gammes de fréquences. Une autour de 7.5 kHz, correspondant à un mode $m = 1$ et une autour de 13 kHz, correspondant au mode $m = 2$. Il est dirigé vers l'extérieur à tous les champs magnétiques. Au fur et à mesure que le champ magnétique augmente, le mode $m = 1$ devient de plus en plus fort, alors que le mode $m = 2$ ne contribue quasiment

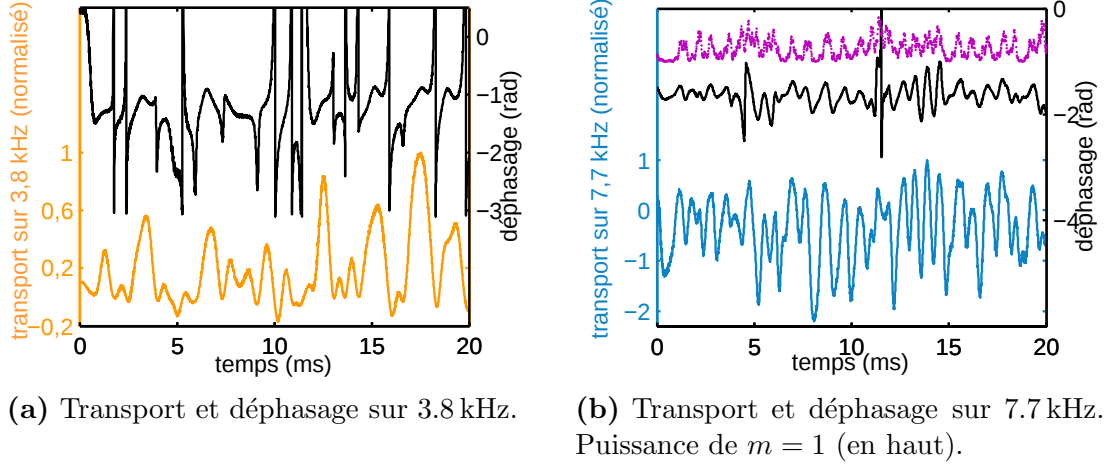


FIG. 3.17 – Comparaison de l'évolution du déphasage (en noir) et du transport (en couleur) pour les deux fréquences dominantes. La puissance spectrale du mode $m = 1$ est tracée pour comparaison en haut de la figure 3.17(b) (sans unités).

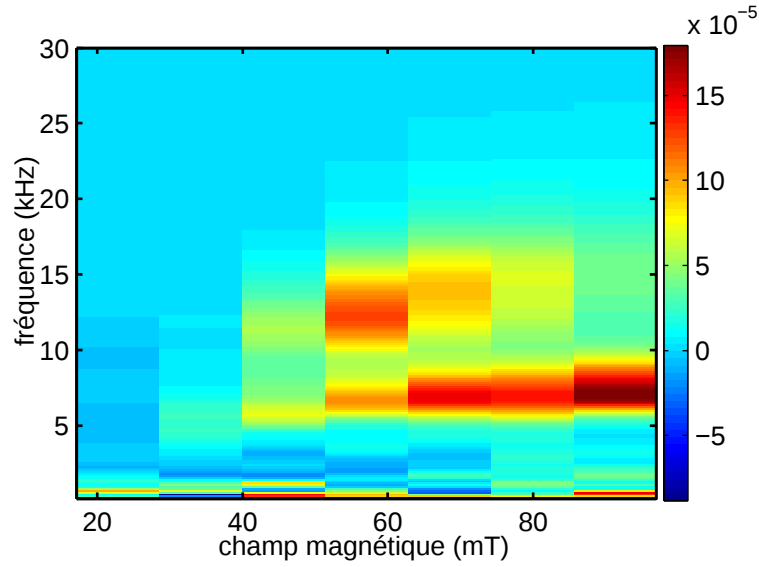


FIG. 3.18 – Transport moyen en fonction du champ magnétique appliqué.

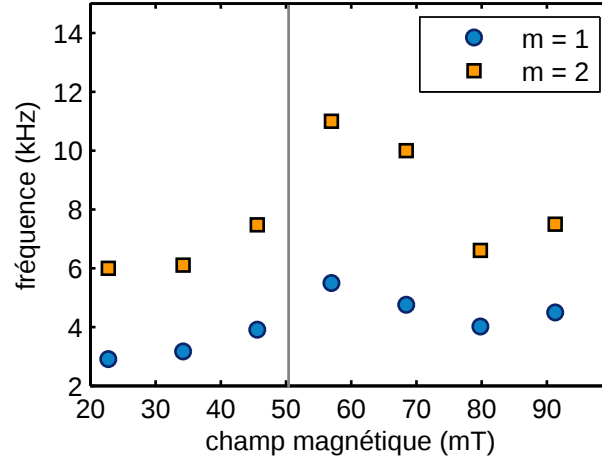


FIG. 3.19 – Maxima des spectres de fluctuations mesurées avec la triple sonde en fonction du champ magnétique pour les modes $m = 1$ et $m = 2$.

plus au transport à partir de 80 mT. Ceci peut s'expliquer par les propriétés de l'instabilité présente. On s'attend effectivement dans le cas d'une instabilité d'onde de dérive à ce que la structure de l'instabilité passe d'un mode $m = 2$ à $m = 1$ lorsque le champ magnétique est accru. Lorsque le champ magnétique augmente, on s'attend également à ce que la localisation des modes se rapproche du centre de la colonne. Or la mesure de transport a été faite à une position radiale fixe. Des mesures par caméra rapide ont donc été enregistrées simultanément avec les mesures par triple sonde, ce qui permet de vérifier à posteriori la localisation des modes. À partir des images de caméra, on observe que les maxima des modes 1 et 2 sont situés à l'extérieur des sondes pour les champs magnétiques inférieurs à 40 mT, ce qui explique pourquoi on ne détecte qu'un transport très faible à ces champs magnétiques.

Le cas suivant montre une évolution plus complexe du transport, lorsque le champ magnétique est varié. Ce régime a été obtenu avec un limiteur d'un diamètre de 15 cm et des paramètres de décharges proches de ceux nécessaires pour observer une instabilité de Rayleigh-Taylor. Le champ magnétique a été varié entre 22 mT et 91 mT. De nouveau, la position de la sonde était fixée à 4 cm. La figure 3.19 montre la fréquence des deux pics principaux observés dans le spectre de puissance des fluctuations de densité enregistrées par la triple sonde pour différents champs magnétiques. En passant d'un champ de 40 mT à un champ de 60 mT, on observe que la fréquence des modes augmente. Ceci est contraire aux attentes. En effet, que ce soit pour des ondes de dérive ou pour des *flute modes*, la théorie prédit une baisse de la fréquence lorsque le champ magnétique augmente. Pour les ondes de dérive, ceci a aussi été vérifié expérimentalement dans la machine Mirabelle [4]. La variation de la fréquence n'est donc pas explicable par les relations de dispersion des instabilités. Par contre, elle pourrait l'être par un changement du type d'instabilité. Lorsque le champ magnétique augmente, les profils de plasma se resserrent de façon significative. Ceci a pour conséquence le passage d'une instabilité à une autre. Alors que les *flute modes* sont plutôt

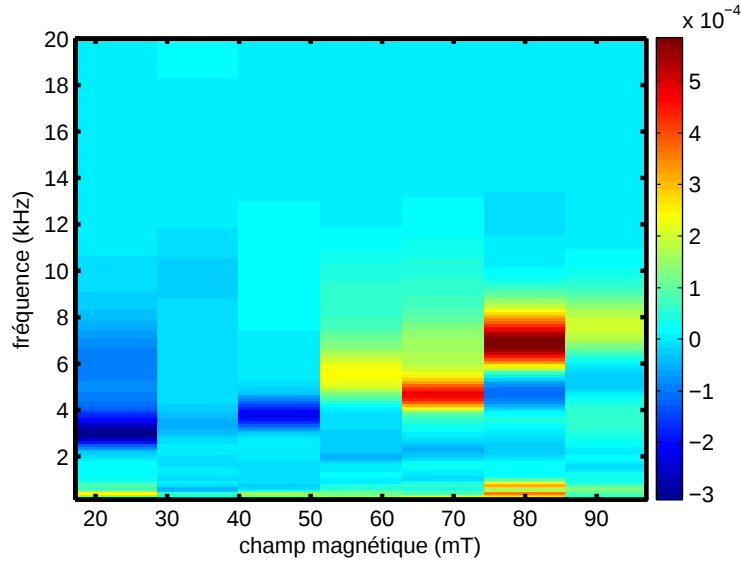


FIG. 3.20 – Transport moyen en fonction du champ magnétique appliqué.

rencontrés à bas champ magnétique, on observe généralement des ondes de dérive à champ magnétique plus élevé. En considérant le mode 1, on obtient aux fréquences observées des vitesses inférieures à 1000 m/s pour les champs plus faibles que 60 mT et des vitesses allant jusqu'à 1500 m/s pour les champs plus élevés. La vitesse de 1000 m/s correspond justement aux prédictions de la vitesse pour une instabilité de Rayleigh-Taylor, à partir des profils plasma mesurés dans des paramètres de décharge similaires (voir chapitre 6 de [9]), alors que des vitesses plus élevées sont prédites pour une onde de dérive. Un changement de régime semble donc s'opérer aux alentours de 50 mT.

La figure 3.20 montre le transport moyen en fonction du champ magnétique et de la fréquence. On observe un transport négatif à bas champ sur des fréquences correspondant au mode $m = 1$. À champs plus forts, le transport est positif et il est détecté sur des fréquences correspondant à $m = 1$ et $m = 2$. Le changement de signe du transport de part et d'autre de 50 mT est également un indicateur d'un changement de régime. Le signe du transport dépend du déphasage entre densité et potentiel (ou champ électrique). Comme montré auparavant, on observe un transport positif ou quasiment nul, fluctuant autour de zéro, pour des instabilités du type ondes de dérive. Pour les *flute modes*, les déphasages peuvent se situer dans une fourchette plus large, entraînant l'apparition de bouffées de transport négatif, comme vu dans la partie 3.3.2.

Des mesures par caméra rapide ont été enregistrées simultanément avec les mesures par triple sonde. Le centre des fluctuations a été identifié et les fluctuations d'intensité lumineuse sur des couronnes de sondes virtuelles ont été extraites à plusieurs rayons, comme décrit en détail dans le chapitre suivant en section 4.2. Il est ainsi possible de calculer les spectres en nombre de mode aux différents rayons pour chaque valeur du champ magnétique. Le résultat de ces opérations est montré en figure 3.21 pour deux valeurs de

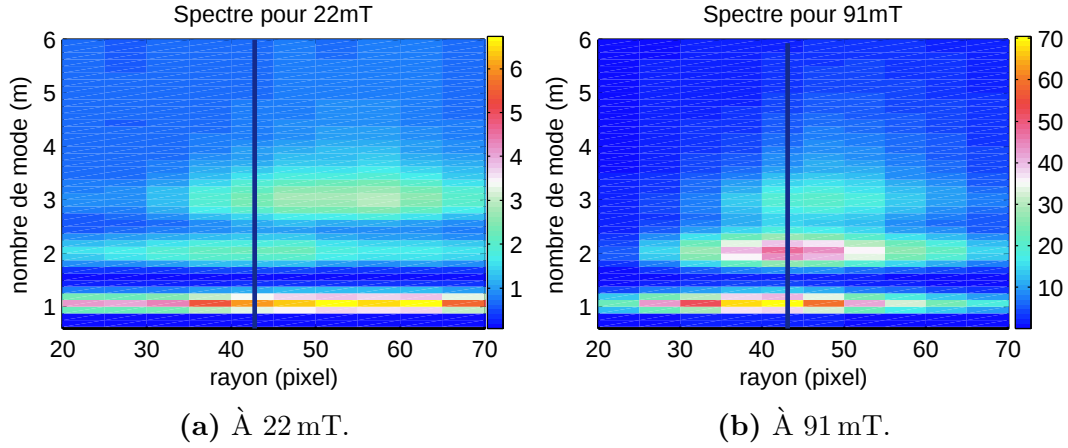


FIG. 3.21 – Spectres en nombre d’onde pour deux valeurs du champ magnétique, calculés à partir de données extraites sur les films de caméra. La position radiale de la triple sonde est indiquée par un trait vertical à 43 pixels.

champ magnétique. On distingue les modes $m = 1$ à $m = 3$. Leur localisation par rapport à la triple sonde varie avec le champ magnétique. Ils sont plus proches du centre de la colonne pour les champs magnétiques élevés. La puissance spectrale des trois premiers modes est représentée en fonction du rayon et du champ magnétique en figure 3.22. Le maximum de puissance spectrale des modes se déplace globalement vers des plus faibles rayons lorsque le champ magnétique augmente. À des champs supérieurs à 50 mT, le mode 1 reste toujours à l’intérieur des deux autres modes. Le mode 3 est toujours le mode le plus extérieur. Le changement de localisation du mode $m = 1$ est plus important que celui du mode $m = 3$. La détermination de la localisation exacte des modes $m = 2$ et $m = 3$ était difficile à faible champ magnétique, car la luminosité du plasma est alors plus faible. Tout en étant conscient de cette difficulté expérimentale, on peut tout de même noter qu’aux très faibles champs magnétiques, le mode $m = 2$ semble être moins excentré que le mode $m = 1$. Ceci serait explicable dans le cas d’une coexistence de deux types d’instabilités à très bas champs, dont le mécanisme d’excitation et donc la localisation serait différents. Un mode correspondrait à une onde de dérive, localisée au maximum de gradient de densité, alors que l’autre mode correspondrait à un *flute mode*, localisé au maximum de gradient de potentiel, par exemple. En effet, pour un champ magnétique de 22 mT, le déphasage $\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}}$ calculé à partir des mesures de sondes est proche de π pour le mode $m = 1$, alors qu’il est de $0, 24\pi$ pour le mode $m = 2$. Alors que le mode $m = 1$ est donc bien un *flute mode* à bas champ magnétique, le mode $m = 2$ montre déjà un déphasage plus proche de celui prédit pour une onde de dérive.

Le changement de la fréquence dominante pour le transport lors d’un changement de champ magnétique est donc vraisemblablement un effet conjoint entre le changement de localisation des modes et un changement de régime. Pour écarter l’effet du changement de localisation des modes, la position radiale de la triple sonde devrait suivre la localisation d’un mode choisi. Comme montré dans les figures 3.21 et 3.22, celle-ci peut être déterminée

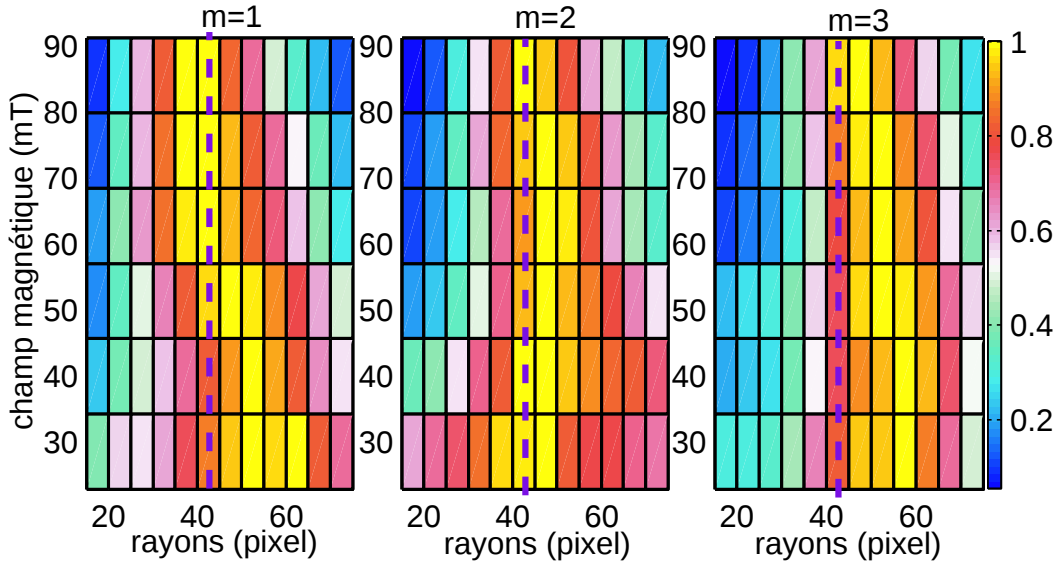


FIG. 3.22 – Localisation des maxima des modes $m = 1$ (gauche), $m = 2$ (milieu) et $m = 3$ (droite) en fonction du champ magnétique. La position radiale de la triple sonde est indiquée par un trait vertical à 43 pixels.

par une analyse des images de caméra, qui devrait se faire préalablement à la mesure de transport.

Ce chapitre a présenté une méthode de calcul du transport résolu en composantes fréquentielles en fonction du temps. La méthode utilisée est une adaptation du calcul de transport par transformée de Fourier au calcul en ondelettes. L'étude de différents régimes de la machine Mirabelle rejoint globalement les résultats obtenus sur d'autres machines. Le faible déphasage des ondes de dérive régulières conduit à un transport moins important que dans le cas des *modes flutes*. La décomposition détaillée du transport permet d'observer des bouffées de courte durée de transport dirigé vers l'intérieur de la machine, qui sont en général moins importantes que les composantes positives, mais peuvent dans certains régimes inverser le sens du transport mesuré. Pour relier le transport à des modes et non pas à des fréquences et pour pouvoir prendre en compte la localisation radiale des modes, des mesures à plusieurs positions poloidales sont indispensables. Deux exemples ont été donnés pour lesquels l'utilisation de données de caméra rapide a permis de mieux comprendre les différents phénomènes pouvant affecter le transport. Ce genre d'étude devrait être poursuivi en utilisant la couronne de sondes radialement déplaçable, malheureusement pas encore disponible à ce jour. Cette couronne permettra également une mesure plus complète du transport, non pas locale, mais sur toute la circonférence du plasma en polarisant une sonde sur deux afin d'obtenir un ensemble de 16 triple sondes.

Chapitre 4

Observations par imagerie rapide

4.1 Visualisation de la turbulence

La représentation visuelle est un outil naturel pour l'être humain, qui a une aptitude innée à analyser rapidement les images. Cette capacité nous permet d'avoir une représentation de situations et de mécanismes, qui nous paraît facile d'accès et qui peut être importante pour développer une vision intuitive de phénomènes physiques. Tout naturellement, des données scientifiques sont souvent représentées dans des graphes en une dimension ou dans des images en deux dimensions. Des moyens de représentation bi-dimensionnelle de structures turbulentes dans les plasmas ont été développés bien avant l'apparition de l'imagerie par caméra rapide. Il s'agit de construire des images ou des séquences d'images de grandeurs physiques du plasma mesurées à différents endroits du plasma. Les fluctuations de densité ou de potentiel enregistrées localement avec des sondes de Langmuir peuvent être reconstituées en images bi-dimensionnelles grâce à la moyenne conditionnelle. Cette technique, fonctionnant dans le cas d'un régime périodique, consiste à utiliser une première sonde fixe et une deuxième sonde mobile, qui est déplacée sur la surface bi-dimensionnelle à visualiser, par exemple sur une section de la colonne de plasma. Plusieurs séries de mesures sont prises simultanément avec les deux sondes pour différentes positions de la sonde mobile. Un événement spécifique périodique, par exemple le passage d'une structure, enregistré par la sonde fixe constitue un repère temporel pour chaque mesure prise sur la deuxième sonde. Des images bi-dimensionnelles à différents instants peuvent ainsi être reconstituées (pour un exemple [9]). Certains diagnostics utilisent les photons émis par le plasma pour mesurer des grandeurs physiques. Ainsi, la spectroscopie d'émission de faisceau (Beam Emission Spectroscopy - BES) permet de remonter à plusieurs grandeurs plasma en observant l'interaction entre un faisceau de neutres et le plasma. En utilisant un réseau de faisceaux la mesure peut être faite à plusieurs endroits simultanément (pour un exemple [84]).

L'imagerie en lumière visible par caméra rapide fait partie des diagnostics utilisant les photons émis par le plasma. Pour mieux visualiser les structures, certaines machines disposent d'un système de *Gas Puffing Imaging, GPI*, où un gaz neutre comme du deutérium

est injecté dans le plasma afin d’observer les fluctuations d’intensité lumineuse émises par le gaz (pour exemple sur NSTX [85]). Sur Mirabelle, la caméra est simplement placée devant un hublot et enregistre l’ensemble de la lumière visible émise naturellement par le plasma. La représentation directe de l’intensité lumineuse en niveaux de gris dans un film semble intuitive. Il faut être d’autant plus vigilant quand à l’interprétation de ces images. Notre habitude de tirer des conclusions sur la réalité à partir d’images que nous livrent nos yeux, ne doit pas influencer notre sens critique vis à vis de la mesure. Il peut paraître tentant d’interpréter « à vue d’œil » les images de caméra, sans donner d’explications détaillées sur la nature même de l’image collectée. Pourtant, comme pour tout autre diagnostic, il est indispensable de connaître l’origine physique de l’image obtenue, autrement dit, de lier l’intensité lumineuse à une grandeur physique, avant de tenter une interprétation des images.

L’imagerie directe n’est certainement pas un diagnostic des plus simples. Elle peut être trompeuse. Les illusions d’optiques existent aussi pour l’imagerie scientifique, surtout pour les plasmas qui sont semi-transparents et peuvent avoir une géométrie très complexe (voir la section 4.6). De plus, des angles de vue particuliers, des codes de couleur utilisés ou des changements non explicites d’échelle de taille peuvent induire des erreurs d’interprétation. Pour éviter que l’image ne soit un outil purement qualitatif, il faut donc estimer les erreurs de mesure et développer des outils informatiques pour permettre d’en extraire des informations quantitatives et une analyse automatisée et moins subjective des images (pour un exemple concernant des images de moyennes conditionnelles [80]).

L’imagerie par caméra rapide peut constituer un outil précieux pour avancer vers une meilleure compréhension des phénomènes turbulents. En représentant plusieurs points de l’espace simultanément, elle permet de déceler la présence de structures et d’estimer leur taille ou leur vitesse. La visualisation en deux dimensions permet de valider ou de contredire des observations faites localement avec d’autres diagnostics, comme des sondes. De plus en plus de laboratoires s’équipent de ce nouveau diagnostic et de nombreux résultats intéressants sont déjà apparus. L’observation directe du plasma dans la machine CSDX a ainsi montré, que contrairement aux attentes, les structures radiales appelées dans ce cas avaloïdes, ne se détachaient pas complètement de la colonne de plasma et ne formaient donc pas de structures en gouttes, communément appelées blobs [86]. Une caméra rapide installée sur la machine MISTRAL, très semblable à la machine Mirabelle a permis d’observer la formation d’un canal de fort courant entre la colonne de plasma et l’enceinte de la machine [87].

Le contenu de ce chapitre a pour objet la validation du diagnostic d’imagerie par caméra ainsi que l’application de méthodes d’analyse des images empruntées à la mécanique des fluides. Dans un premier temps, les méthodes d’analyses spécifiques à l’imagerie sont explicitées. Puis la validation du diagnostic utilisant entre autre des filtres interférentiels et l’intensificateur de lumière est présentée et il est montré que l’intensité lumineuse est directement liée à la densité électronique du plasma. Dans un troisième temps, une comparaison entre la localisation des structures et du transport turbulent indique que les structures observées sont bien responsables du transport turbulent. La partie suivante s’intéresse donc au déplacement des structures visibles et une méthode de vélocimétrie est appliquée aux

images de caméra sur Mirabelle, puis sur Tore Supra, montrant dans les deux cas un bon accord avec les vitesses estimées à partir d'autres diagnostics (sondes ou rétrodiffusion Doppler respectivement). En dernière partie de ce chapitre, un régime intermittent d'allumage du plasma est présenté pour démontrer l'utilité d'une mesure non perturbative en deux dimensions pour la compréhension des phénomènes intermittents globaux.

4.2 Outils généraux pour le traitement d'images

Avant de montrer les premières images obtenues avec la caméra, précisons tout de suite quelques traitements d'image généraux appliqués à la plupart des enregistrements. Les images brutes recueillies avec la caméra montrent surtout les objets immobiles dans le champ de vision tels que les sondes, le bord de l'octupole et la forme de l'enceinte. Un premier traitement consiste donc à retirer une image moyenne de l'ensemble du film, afin de ne plus visualiser que les fluctuations de luminosité. On utilise quelques centaines d'images pour calculer l'image moyenne.¹ Dans d'autres machines, il est possible de retirer une moyenne temporelle fenêtrée sur intervalle de temps inférieur à une période autour de l'image à traiter, mais dans le cas de Mirabelle, les structures sont trop étendues et changent trop peu d'une image à l'autre pour utiliser cette méthode. L'amplitude des fluctuations est typiquement de l'ordre de 10% à 30% de l'intensité lumineuse moyenne.

Dans un deuxième temps, les images peuvent être lissées. Pour ceci, un programme implémenté par Damien Garcia a été utilisé. Il s'agit d'un programme ne nécessitant aucune connaissance préalable de la forme des signaux et qui utilise la méthode de la régression des moindres carrés avec pénalités. Un paramètre de lissage détermine le degré de lissage des données et doit être judicieusement choisi pour optimiser le résultat. Ce choix est fait automatiquement par le programme en utilisant une méthode de cross-validation généralisée. Par la pondération des valeurs aberrantes avec des poids faibles, déterminés par une méthode automatisée d'itération, la robustesse du lissage est assurée. Une description détaillée du programme peut être trouvée dans [88].

À partir d'une séquence d'images, on peut extraire la série temporelle des fluctuations d'intensité lumineuse sur un ou plusieurs pixels. On peut par exemple choisir les pixels correspondant à la position de la triple sonde. Dans les machines linéaires, on utilise très fréquemment des couronnes de sondes poloidales. À partir des données de caméra, on peut également simuler une couronne de sondes virtuelles. Pour extraire des données de couronnes virtuelles à partir d'un film, il faut d'abord choisir le centre de la colonne de plasma, qui ne correspond pas forcément ni au centre de l'enceinte de la machine, ni au centre de l'image. Pour mieux visualiser la localisation des modes, les fluctuations de luminosité sur la durée du film sont moyennées, permettant une première estimation des coordonnées d'image (x_0, y_0) correspondant au centre de la colonne de plasma. Les séries temporelles des

¹Les fluctuations autour d'une moyenne sont souvent exprimées comme des nombres positifs et négatifs. La luminosité par contre, se compte uniquement en nombres positifs et les formats d'images ne prennent d'ailleurs pas en compte les nombres négatifs, qu'ils posent à zéro. Il faut adapter l'analyse au travail avec les formats d'image sous peine de perdre la moitié de l'information sur les fluctuations.

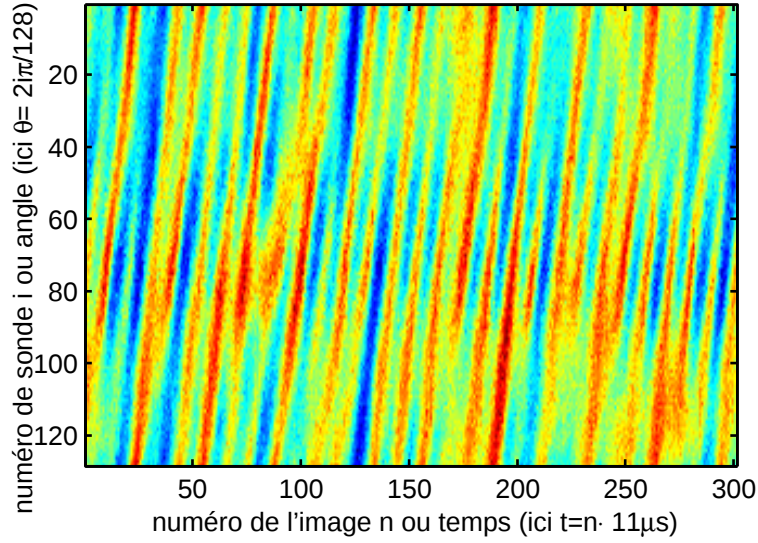


FIG. 4.1 – Image spatio-temporelle des fluctuations d'intensité lumineuse extraite sur une couronne virtuelle.

fluctuations lumineuses sont ensuite extraites sur N pixels situés sur un cercle de centre (x_0, y_0) et d'un rayon r pixels, dont les coordonnées x_i, y_i sur l'image s'expriment par : $x_i = x_0 + r \cos(2\pi i/N)$, $y_i = y_0 + r \sin(2\pi i/N)$, pour $i = 1 \cdots N$. En gardant un nombre de points N constant, l'espacement entre les points diminuera en choisissant un rayon plus petit et les pixels se chevaucheront pour des rayons trop petits. Pour $N = 128$ par exemple, ceci ne se produit qu'à partir de $r \leq 25$ pixels, alors que les modes sont localisés au-delà de $r = 30$ pixels. Par extraction de couronnes virtuelles, on obtient donc les fluctuations en fonction du temps et de l'angle poloidal $2\pi i/N$ à un rayon donné. À partir de ces données, l'image spatio-temporelle des fluctuations peut être reconstruite, comme dans l'exemple de la figure 4.1. Lorsqu'un mode cohérent est présent dans le plasma, les maxima et minima des fluctuations formeront des bandes droites transversales sur ce type de représentation. L'inclinaison de ces bandes dépend de la vitesse de propagation du mode et la densité des bandes dépend du nombre de mode m . Si la couronne n'est pas bien centrée, les bandes transversales sont systématiquement déviées à une certaine position angulaire. On doit alors corriger les coordonnées du centre. Cette correction peut être réitérée plusieurs fois. Pour les images de caméra, il est donc aisé de corriger des défauts de centrage du plasma, ce qui n'est pas possible avec les couronnes de sondes matérielles. Un deuxième avantage de l'imagerie rapide est que le diamètre des couronnes virtuelles peut être choisi librement. Ainsi, plusieurs couronnes de sonde virtuelles peuvent être extraites à différents rayons et des phénomènes simultanés se produisant à différents rayons peuvent être étudiés.

4.3 Validation du diagnostic

Cette partie est dédiée à la question de l'interprétation des images de caméra visible sur Mirabelle. Effectivement, même si l'utilisation de la caméra rapide comme diagnostic de turbulence est de plus en plus répandue, la question de l'interprétation de l'information contenue dans les images n'est pas encore résolue et nécessitera encore de nombreuses expériences et discussions. Cette partie présente notre contribution à cette problématique, montrant notamment les efforts entrepris pour identifier les transitions visibles avec la caméra, ainsi que les particules capables d'exciter les niveaux nécessaires à ces transitions. Cette étape est nécessaire pour pouvoir relier l'intensité lumineuse à une grandeur physique du plasma.

Dans le cadre de la machine Mirabelle, les faibles densités de plasma et de neutres et la température élevée des électrons par rapport à la température ionique, permettent de donner une description très simplifiée des phénomènes radiatifs dans Mirabelle. Celle-ci se rapproche des modèles appelés coronaux, également utilisés pour la machine Mistral [73], ainsi que des simplifications utilisées pour l'actinométrie :

- L'excitation des atomes d'argon et leur ionisation se font par collision électronique.
- La désexcitation des atomes est spontanée.
- Les collisions entre atomes sont négligées, ainsi que le transfert d'excitation et le dépeuplement des niveaux excités par collisions électroniques.

Essayons d'exprimer l'intensité lumineuse recueillie par la caméra pour une longueur d'onde spécifique correspondant à la transition atomique d'un niveau j vers un niveau inférieur i en fonction des paramètres du plasma. Dans un premier temps, évaluons la densité des atomes se trouvant dans l'état excité j . Le taux d'excitation vers le niveau j par collisions électroniques à partir du niveau k peut s'écrire :

$$n_e n_k \langle \sigma \nu_e \rangle_{k \rightarrow j} \quad \text{avec} \quad \langle \sigma \nu_e \rangle_{k \rightarrow j} = \int_{\varepsilon_j}^{\infty} \nu_e f(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4.1)$$

avec le taux de collision électronique ν_e , la section efficace de collision σ et la fonction de distribution des électrons f . Le taux total de désexcitation spontanée vers des niveaux inférieurs s'exprime grâce aux coefficients d'Einstein d'émission spontanée A_{jl} , qui donnent la probabilité de transition spontanée d'un niveau j vers un niveau inférieur l :

$$n_j \sum_l A_{jl} \quad (4.2)$$

Dans le cas stationnaire, où la densité d'atomes n_j reste constante, ces deux termes qui représentent les sources et les pertes d'atomes dans l'état j s'égalisent et on obtient :

$$n_j = \frac{n_k n_e \langle \sigma \nu_e \rangle_{k \rightarrow j}}{\sum_l A_{jl}} \quad (4.3)$$

avec l désignant tous les niveaux d'énergie inférieure à celle du niveau j , vers lesquels l'atome peut se désexciter de façon spontanée. Si plusieurs niveaux k existent à partir

desquels l'excitation peut se faire, on peut généraliser la formule :

$$n_j = \frac{\sum_k [n_k n_e \langle \sigma \nu_e \rangle_{k \rightarrow j}]}{\sum_l A_{jl}} \quad (4.4)$$

Considérons à présent qu'un atome passe de l'état excité j vers un état i . Si la différence d'énergie entre les deux niveaux est de ΔE_{ji} , l'atome émettra une énergie radiative $E_{ji}/4\pi$ J/sr. La probabilité d'une telle émission spontanée est de nouveau donnée pour chaque transition par un coefficient d'Einstein d'émission spontanée A_{ji} . Même en ne considérant que des transitions entre les deux mêmes états atomiques, la lumière émise n'est pas strictement monochromatique, mais suit un profil $\phi(f)$ très fin et défini tel que $\int_0^\infty \phi(f) df = 1$. On obtient donc pour l'énergie radiative émise par unité de volume, de temps et d'angle solide par un ensemble d'atomes à l'état j de densité n_j [89] :

$$dE = \frac{E_{ji}}{4\pi} n_j A_{ji} \phi(f) df dV dt d\Omega \quad (4.5)$$

En définissant le coefficient d'émission j_f comme vérifiant

$$dE = j_f df dV dt d\Omega \quad (4.6)$$

on obtient

$$j_f = \frac{E_{ji}}{4\pi} n_j A_{ji} \phi(f) \quad (4.7)$$

L'énergie lumineuse émise par l'émission spontanée doit traverser une certaine longueur du plasma pour atteindre la caméra. Pour avoir une expression plus exacte de l'intensité lumineuse arrivant sur la caméra, il faudrait prendre en compte les phénomènes d'absorption le long de ce trajet et donc prendre en compte les coefficients d'Einstein d'absorption pour calculer une fonction de transfert. Or, dans ce cadre d'une description simplifiée, nous supposons que l'absorption des photons par le plasma est négligeable.

Le capteur de la caméra mesure une intensité lumineuse (W/sr), qui correspond à l'énergie des photons émis sur le volume observé le long de la ligne de visée. L'intensité arrivant sur le capteur peut donc être approximée par :

$$I \approx \frac{E_{ji}}{4\pi} n_j A_{ji} \Delta V \Delta \Omega \quad (4.8)$$

Les variations de luminosité sont donc proportionnelles aux fluctuations de densité atomique dans le niveau excité n_j . En prenant en compte l'expression de n_j trouvée en 4.4, on peut exprimer l'intensité lumineuse par :

$$I = \frac{E_{ji}}{4\pi} \frac{A_{ji}}{\sum_l A_{jl}} \Delta \Omega \Delta V \left[\sum_k n_k \langle \sigma \nu_e \rangle_{k \rightarrow j} \right] n_e \quad (4.9)$$

Si il existe, en plus du niveau fondamental, un niveau métastable m à partir duquel peut se faire le peuplement du niveau j , un terme supplémentaire en n_e^2 s'ajoute à cette formule. En effet, la densité du métastable suit elle-même l'équation 4.4 et on obtient :

$$I = \frac{E_{ji}}{4\pi} \frac{A_{ji}}{\sum_l A_{jl}} \Delta \Omega \Delta V \left[n_0 \langle \sigma \nu_e \rangle_{0 \rightarrow j} + \frac{n_0 n_e \langle \sigma \nu_e \rangle_{0 \rightarrow m}}{\sum_l A_{ml}} \langle \sigma \nu_e \rangle_{m \rightarrow j} \right] n_e \quad (4.10)$$

Les coefficients d'Einstein ainsi que l'énergie E_{ji} sont des constantes. La fluctuation d'intensité lumineuse dépend donc des fluctuations des termes $n_k \langle \sigma \nu_e \rangle_{k \rightarrow j}$ et n_e . La probabilité d'excitation par collision électronique varie avec les fluctuations de température électronique. On simplifie l'écriture en introduisant les constantes

$$C_1 = \frac{E_{ji}}{4\pi} \frac{A_{ji}}{\sum_l A_{jl}} \Delta\Omega \Delta V \quad (4.11)$$

$$\text{et } C_2 = C_1 \frac{\langle \sigma \nu_e \rangle_{0 \rightarrow m}}{\sum_l A_{ml}} \quad (4.12)$$

et les quantités σ_1 et σ_2 dépendantes de la température électronique. On obtient alors pour l'intensité lumineuse :

$$I = C_1 [n_0 n_e \sigma_1(T_e) + C_2 n_0 n_e^2 \sigma_2(T_e)] \quad (4.13)$$

Dans la machine Mirabelle, les fluctuations de température sont habituellement négligées. Si on procède de la même manière ici, et que seul le niveau fondamental 0 intervient, on obtient :

$$I \propto n_0 n_e. \quad (4.14)$$

Pour d'autres machines, des relations semblables sont proposées, correspondant à des approximations plus ou moins poussées comme

$$I \propto n_e^\alpha T_e^\beta \text{ [85] } \quad \text{ou encore} \quad I \propto n T^\alpha, \alpha \approx 3/4 \text{ [86].}$$

4.3.1 Comparaison entre mesures de sondes et de caméra

L'intensité de la lumière collectée par la caméra rapide est donc directement liée à la densité de plasma le long de la ligne de visée de la caméra. Mais l'influence des fluctuations de température est délicate à prédire. De plus, la ligne de visée a une longueur d'environ un mètre et des inhomogénéités dans la colonne de plasma peuvent se répercuter sur la quantité de lumière collectée, même si la profondeur de champ est très réduite (voir le paragraphe 2.3.3). Il est donc nécessaire de vérifier le lien direct entre l'intensité lumineuse et la densité plasma. Pour cela, des enregistrements de caméra ont été synchronisés avec des mesures par triple sonde de Langmuir. Comme précédemment, la sonde du milieu est polarisée et mesure le courant de saturation ionique tandis que les sondes externes mesurent le potentiel flottant. Le potentiel flottant au niveau de la sonde médiane est approximé linéairement. Ainsi, on obtient des enregistrements synchrones d'intensité lumineuse, de fluctuations de densité et de fluctuations de potentiel, qui pourront servir de comparaison. Sur l'image non traitée, les sondes sont clairement visibles et on identifie le pixel correspondant à la position de la sonde moyenne. Les images sont ensuite traitées par soustraction de l'image moyenne, puis la série temporelle de l'intensité lumineuse collectée est extraite sur le pixel identifié².

²Il est important de vérifier la définition des axes des images. Sur l'image de caméra, le numéro du pixel croît vers le bas du capteur. Il faut utiliser le programme PFV de la caméra ou la fonction `imagesc`

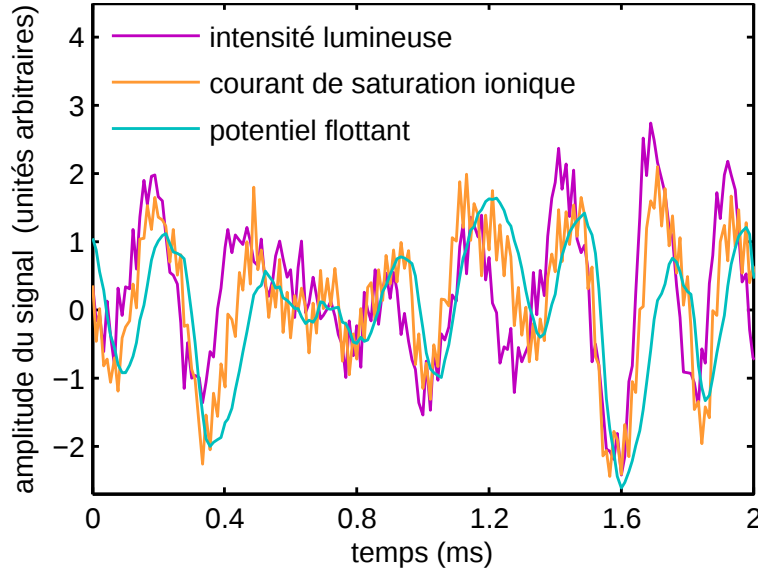


FIG. 4.2 – Série temporelle des fluctuations de l'intensité lumineuse, du potentiel flottant et du courant de saturation ionique mesurées en simultané avec la caméra et les sondes de Langmuir.

La figure 4.2 montre les séries temporelles du courant de saturation ionique, du potentiel flottant et de l'intensité lumineuse au niveau de la sonde médiane. On observe un très bon accord entre l'intensité et le courant de saturation, et donc entre l'intensité lumineuse et la densité du plasma. Toutefois, la lumière montre des variations plus brutales que la densité (par exemple à 0.4 ms) et semble parfois être légèrement en avance sur la densité. Concernant le potentiel, un retard sur la densité et la lumière est clairement visible, surtout vers la fin de la série temporelle, où les fluctuations sont plus régulières et d'amplitude plus élevée. En prenant en compte la fréquence des fluctuations d'environ 3.7 kHz, le déphasage entre le potentiel et la lumière est de $0,33 \pi$.

Pour connaître le délai moyen entre les signaux et leur degré de ressemblance, on calcule les corrélations croisées entre les signaux pour un autre jeu de paramètres plasmas correspondant à un régime régulier. La figure 4.3 montre les cross-corrélations obtenues, d'une part entre l'intensité lumineuse et la densité et d'autre part entre l'intensité lumineuse et le potentiel flottant. Pour la densité, le retard trouvé est inférieur à la période d'échantillonnage de la caméra. Pour le potentiel par contre, le déphasage reste supérieur à $0,25 \pi$. La valeur maximale de la cross-corrélation monte jusqu'à 0.77 pour le potentiel. En lissant les images avant d'extraire la série temporelle de la luminosité, la cross-corrélation atteint même 0,85 entre lumière et densité et 0,95 entre lumière et potentiel.

On observe donc que les fluctuations d'intensité lumineuse suivent fidèlement les fluc-

de Matlab pour affiche les axes de cette manière. Les coordonnées d'un pixel dans Matlab sont de la forme (y, x) et non pas (x, y) . Surtout dans le cas d'images carrés, ceci peut induire en erreur et il faut être particulièrement vigilant lors de l'identification de la position des sondes.

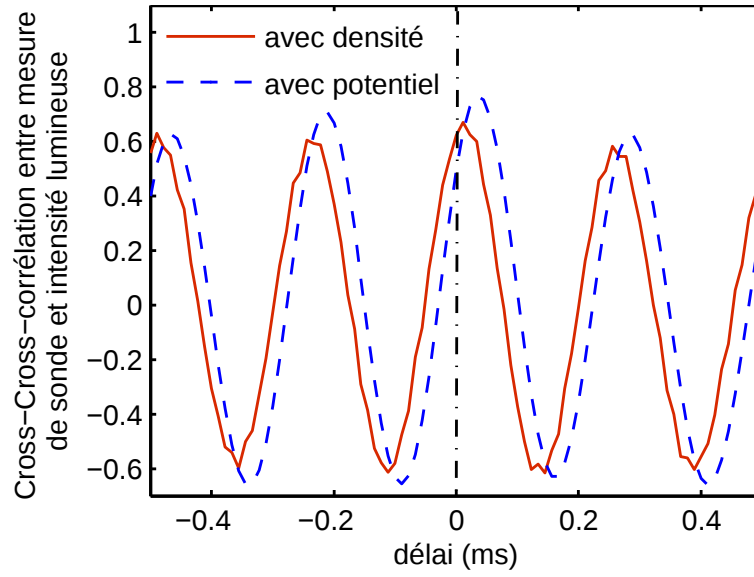


FIG. 4.3 – Cross-corrélation entre l'intensité lumineuse enregistrée sur les pixels correspondant à la position des sondes et le potentiel flottant (en tiretés bleu), respectivement le courant de saturation ionique (rouge).

tuations de densité, alors que, pour le potentiel flottant, on observe un déphasage net. Ceci rejoint les résultats de Antar *et al.* [86], qui obtenaient également une corrélation correcte entre des sondes de Langmuir mesurant le courant de saturation ionique et l'intensité lumineuse sur la caméra. Par contre, le maximum de corrélation ne dépassait pas 0.5 dans leur cas. Cette différence peut à priori s'expliquer par un montage optique différent, résultant en une plus grande profondeur de champ, ou par l'existence de fluctuations de température.

4.3.2 Utilisation de filtres interférentiels

Afin de mieux identifier les processus à l'origine de l'émission de lumière, une série d'expériences utilisant des filtres interférentiels a été menée. La quantité globale de lumière passant par le filtre étant fortement diminuée, ces expériences nécessitent l'utilisation de l'intensificateur de lumière. De nouveau, les fluctuations d'intensité lumineuse, enregistrées sur des pixels correspondant à l'emplacement des sondes sont comparées aux fluctuations de densité et de potentiel flottant. Le tableau 4.1 montre les caractéristiques des filtres utilisés, ainsi que des transitions observées à l'aide de ces filtres. Quand le plasma est observé sans filtre, le temps d'obturation de l'intensificateur peut être réduit jusqu'à 40 ns. Les temps d'ouverture de la caméra utilisée sans intensificateur sont typiquement de l'ordre de plusieurs microsecondes. Lors de l'utilisation d'un filtre, le temps d'ouverture de l'intensificateur est de 2 μ s à 8 μ s, selon la largeur et la longueur d'onde du filtre utilisé.

La figure 4.4 montre les histogrammes de l'intensité lumineuse pour des enregistrements sans filtre et avec les trois différents filtres du tableau 4.1. Pour construire ces histogrammes l'ensemble des 208×192 pixels des 1800 images du film sont prises en compte. Les films ne

TAB. 4.1 – Longueur d’onde centrale et largeur des filtres utilisés, longueur d’onde de la transition λ_0 , espèce et état atomique de la transition, ainsi que le niveau énergétique des états atomiques à partir de l’état fondamental.

λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	λ_0 (nm)	espèce atomique	états atomiques	niveaux (eV)
420	2,14	420,07	Ar neutre	$3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)5p$	14,449
				$3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)4s$	11,548
428	0,75	427,75	Ar ⁺	$3s^23p^4(^1D)4p$	21,352
				$3s^23p^4(^1D)4s$	18,454
765	10	763,5	Ar neutre	$3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)4p$	13,172
				$3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)4s$	11,548

subissent aucun traitement préalable. Les histogrammes obtenus sans filtre et avec les filtres sélectionnant les transitions de l’argon neutre (à 420 nm et 765 nm) sont très semblables. On observe une quantité relativement importante de pixels très sombres, qui correspondent surtout aux pixels noirs du bord de l’image. Au delà d’une intensité de 2000, la distribution en intensité est plate (la représentation logarithmique accentue la pente relative de cette partie de l’image). On y trouve quelques rares pixels très lumineux qui atteignent des intensités lumineuses jusqu’à 4000, donc très proche de la valeur maximale permises par le capteur 12 bits, $2^{12} = 4096$. La distribution d’intensité lumineuse est très différente avec le filtre sélectionnant la transition des ions. La proportion en pixels sombres est beaucoup plus importante et le nombre de pixels de luminosité moyenne est bien plus faible que pour les autres courbes. On retrouve un plateau dans la distribution pour les très fortes intensités. Un dernier détail peut attirer notre attention. Les histogrammes enregistrés sans filtre et avec les filtres à 420 nm et à 765 nm, bien que très semblables dans l’ensemble, montrent une différence à l’endroit indiqué par la flèche. À cet endroit, l’histogramme obtenu avec le filtre à 420 nm se détache des deux autres histogrammes. Cette différence est due à la lumière rouge et infrarouge émise par les filaments, qui ne traverse pas le filtre à 420 nm. Pour illustrer l’influence de la lumière des filaments, la figure 4.5(a) montre une image non traitée obtenue avec le filtre de 420 nm et la figure 4.5(b) une image obtenue avec le filtre de 765 nm. Sur la deuxième image, une proportion plus importante de la lumière des filaments est enregistrée. L’ouverture circulaire dans le limiteur est illuminée de façon plus homogène et l’ombre des sondes est plus nette que sur la première image. Ces disparités permettent de comprendre les différences observées entre les histogrammes.

La figure 4.6 montre le même type d’histogrammes calculés après la soustraction de l’image moyenne. La distribution concernant le filtre de 428 nm a conservé sa forme et les pixels sombres restent très présents. Ceci indique que le film enregistré avec ce filtre ne contient que peu d’information sur les fluctuations de lumière. Il se compose essentiellement de pixels noirs d’un côté et de pixels chauds de l’autre. Par contre, la forme des distributions pour les films enregistrés avec les filtres de 420 nm, 765 nm et sans filtre a

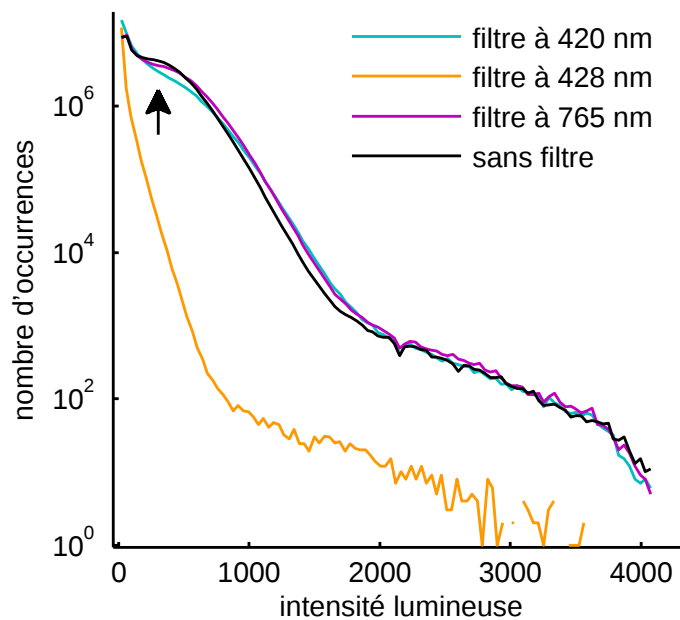


FIG. 4.4 – Histogrammes de l'intensité lumineuse calculés à partir des images brutes enregistrées avec différents filtres pour le même régime de plasma. La flèche dénote une différence due à la lumière directe des filaments.

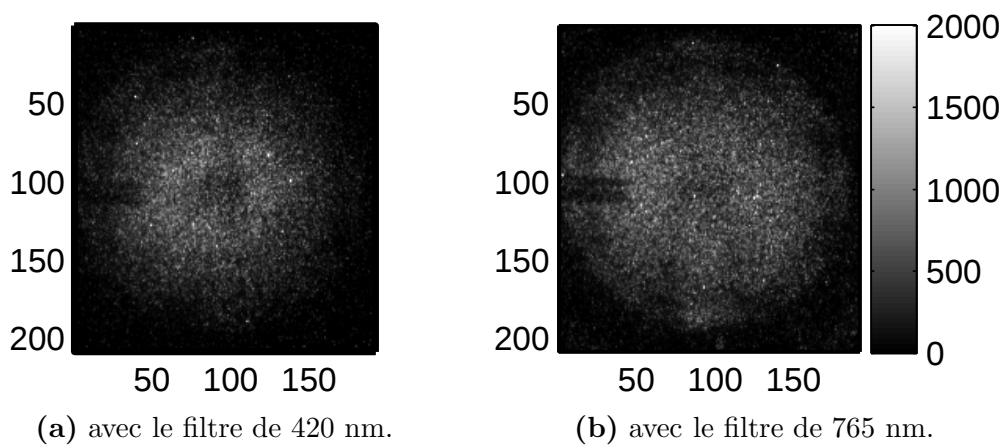


FIG. 4.5 – Exemples d'images brutes

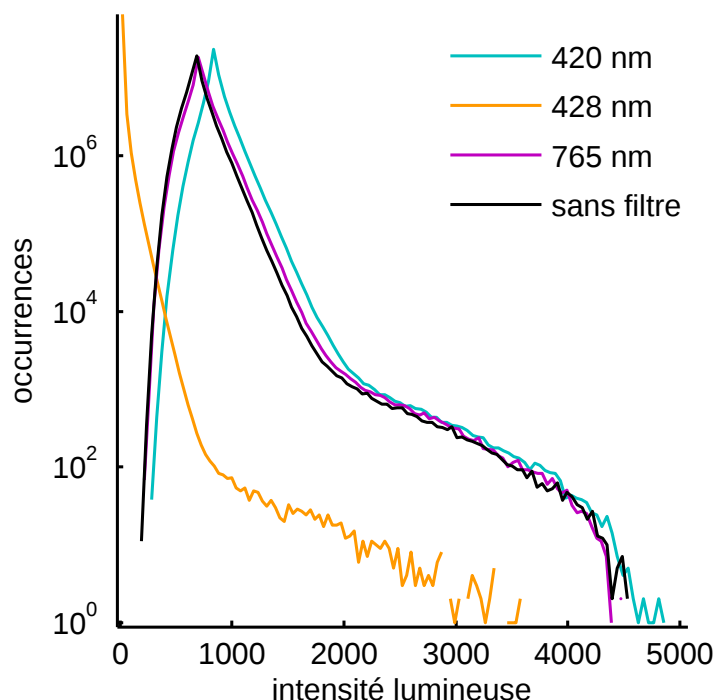


FIG. 4.6 – Histogrammes de l'intensité lumineuse calculés à partir des images enregistrées avec différents filtres dans le même régime de plasma que pour la figure 4.4. L'image moyenne a préalablement été soustraite.

radicalement changé. Dans ces distributions, une valeur plus fréquente que les autres se distingue nettement, avec un certain nombre de pixels respectivement moins lumineux et plus lumineux de part et d'autre de cette valeur. Cette partie de l'histogramme correspond bien à des fluctuations de luminosité autour d'une valeur moyenne.

Le traitement d'image a été adapté par rapport à la méthode générale présentée en 4.2. En effet, l'extrémité plate des distributions d'intensité est constituée de pixels chauds, qui apparaissent avec l'utilisation de l'intensificateur. Ils doivent être corrigés avant de comparer les séries temporelles d'intensité lumineuse avec les mesures par sondes. On choisit pour chaque histogramme un seuil, qui correspond au début de la partie aplatie de la distribution. Si un pixel présente une luminosité supérieure à ce seuil, elle est remplacée par la moyenne des luminosités de ses quatre voisins directs. Cette opération assez simpliste permet de baisser considérablement le nombre de pixels chauds et d'éviter ainsi un trop grand nombre d'intensités aberrantes. Par exemple, pour le film enregistré avec le filtre de 420 nm, plus de 85% des pixels chauds sont éliminés grâce à cette méthode. Ensuite, les pixels correspondant à la position des sondes sont identifiés sur le film enregistré sans filtre. Comme l'intensificateur augmente le niveau de bruit sur les images, il est préférable de lisser spatialement l'intensité lumineuse autour des sondes avant d'extraire les séries temporelles. L'intensité lumineuse est donc moyennée dans un rayon de quatre pixels autour du pixel

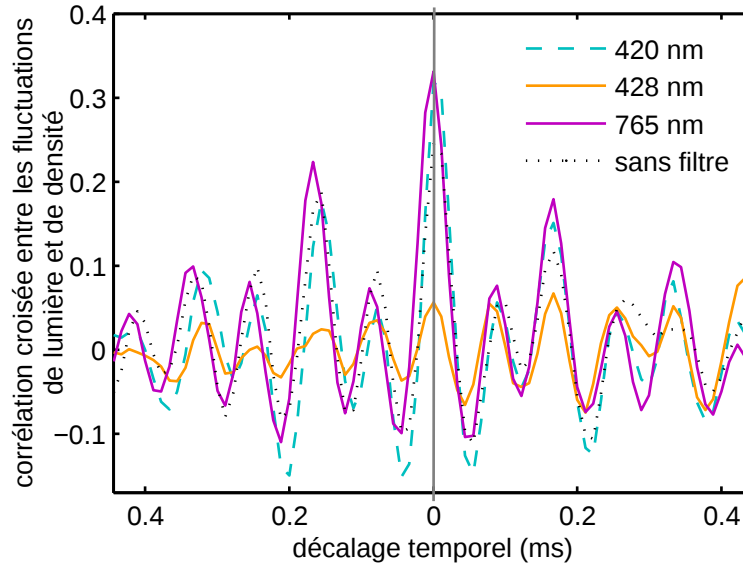


FIG. 4.7 – Corrélation croisée entre l'intensité lumineuse enregistrée avec la caméra et la densité mesurée par sonde de Langmuir pour différents filtres.

correspondant à la position de la sonde.

La figure 4.7 montre la cross-corrélation entre les fluctuations d'intensité lumineuse et les fluctuations de densité pour les différents filtres. Le déphasage entre ces deux grandeurs est très faible, ce qui confirme les résultats de la section 4.3.1. Les corrélations les plus élevées sont atteintes pour les filtres de 420 nm et 765 nm, donc pour l'émission lumineuse de l'argon neutre. Pour le filtre correspondant à l'ion argon, la corrélation reste très faible, mais on observe tout de même un pic à décalage nul. En général, la valeur maximale de la corrélation croisée est bien plus basse que celle trouvée sans filtre ni intensificateur (voir 4.3.1). Ceci est surtout dû au bruit de l'intensificateur. La succession des pics, moins régulière que dans la figure 4.3, montre aussi que ce régime est composé de plus d'une fréquence. On peut remarquer que la corrélation avec intensificateur est meilleure avec les filtres de 420 nm et 765 nm que sans filtre. En ne laissant passer que la lumière émise par les neutres, ces filtres augmentent la proportion de signal lumineux corrélé avec les fluctuations de densité.

Pour détailler l'étude du déphasage entre fluctuations lumineuses et fluctuations de densité, on peut représenter le déphasage en fonction de la fréquence. La méthode pour aboutir à une telle représentation est la même que celle qui a permis le calcul des relations de dispersion par ondelettes dans la présentation [90] et qui est inspirée de [91]. Les deux signaux à comparer sont décomposés en ondelettes et leur déphasage et cross-puissance (voir le tableau 2.5) sont calculés avec les coefficients d'ondelettes. Ensuite, l'histogramme des déphasages est construit pour chaque fréquence. Lors de la construction, chaque occurrence de déphasage est pondérée avec la cross-puissance correspondante. Ainsi, une valeur élevée dans l'histogramme correspond à un déphasage récurrent et à une similitude importante

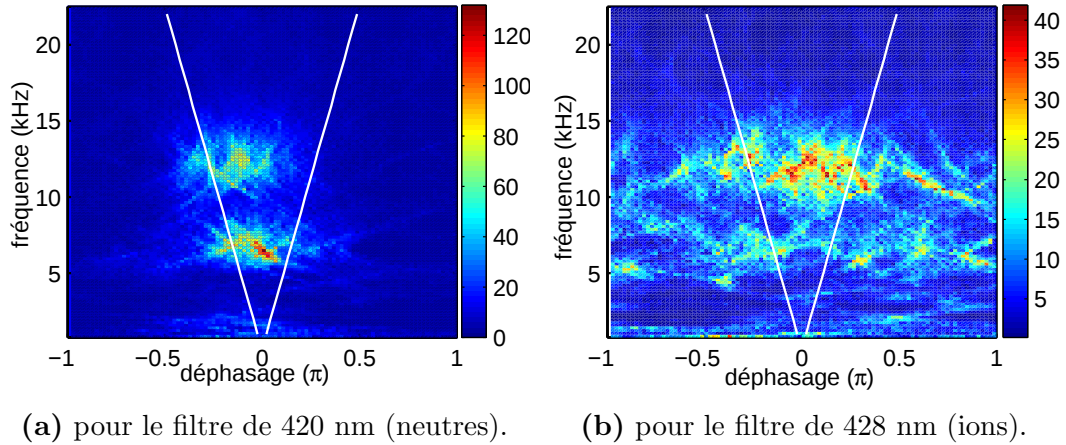


FIG. 4.8 – Histogrammes du déphasage en fonction de la fréquence

entre les deux signaux. Ces histogrammes du déphasage sont montrés dans les figures 4.8(a) et 4.8(b) pour les filtres à 420 nm et 428 nm respectivement. Pour une fréquence d'acquisition d'image de 90 000 images par secondes, il faut que le décalage entre les signaux soit supérieur au temps entre chaque prise de vue donc à $11 \mu\text{s}$ pour qu'il soit établi. Les deux droites dans chaque figure délimitent la zone à l'intérieur de laquelle les décalages sont inférieurs à ces $11 \mu\text{s}$ et illustrent ainsi la précision de la mesure. Les fréquences principales dans les deux figures se situent aux alentours de 6.5 kHz et 12 kHz. Pour la figure 4.8(a), concernant les émissions des neutres, le déphasage entre lumière et densité est nul à 6.5 kHz. À 12 kHz, l'intensité lumineuse précède la densité avec un décalage d'environ $-0,12\pi$, qui reste néanmoins trop faible pour sortir de la zone délimitée par les lignes d'erreur. Ceci montre de nouveau la bonne concordance entre la lumière émise par les neutres et la densité du plasma. Dans le cas de la transition de l'argon ionisé (figure 4.8(b)), on peut remarquer autour de la fréquence de 12 kHz une zone privilégiée à des déphasages faibles. Mais les larges bandes horizontales sans maximum bien défini indiquent une grande incertitude sur le déphasage. En effet, le signal lumineux recueilli avec ce filtre est très faible et sur le film, les fluctuations lumineuses ne forment pas de structures détectables à l'oeil nu.

Cette étude montre qu'il est possible de suivre l'évolution des structures de densité dans le plasma en observant la lumière émise par l'argon neutre. Revenons à l'équation 4.13 pour essayer de comprendre quels phénomènes peuvent être à l'origine de l'émission lumineuse. Si les fluctuations de température sont négligeables, les fluctuations d'intensité lumineuse proviennent des fluctuations de densité électronique ou des fluctuations de densité des atomes dans l'état 0. Ces atomes peuvent être des atomes d'argon neutres ou des ions. Si la lumière observée était émise par des ions argon, qui font partie du plasma, les fluctuations de luminosité pourraient effectivement s'expliquer par les fluctuations de densité des ions. Or ici, on observe surtout de la lumière émise par des neutres. Les neutres ne sont pas confinés par le champ magnétique et ne devraient pas suivre de façon significative les instabilités du plasma. Les fluctuations de lumière doivent donc être liées aux fluctuations de densité électronique. Dans la machine Mirabelle, il existe deux popula-

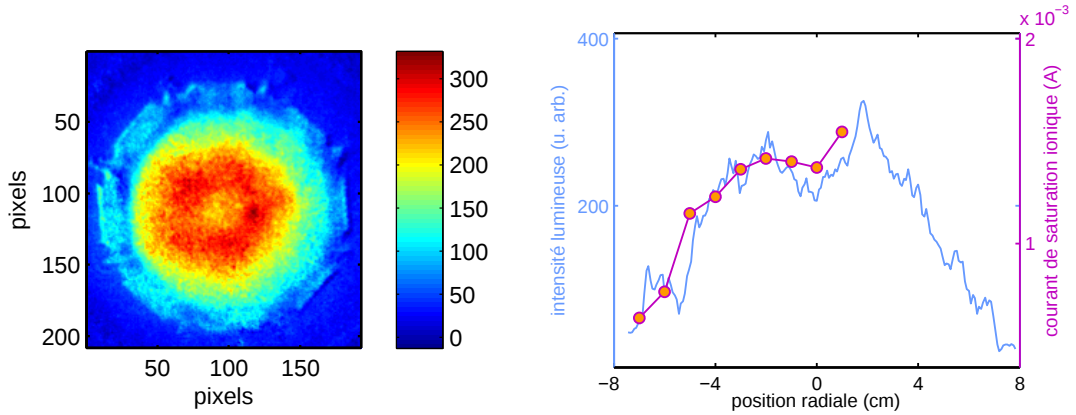
tions d'électrons. Les électrons primaires sont émis directement par les filaments et ont une énergie d'une quinzaine d'électronvolts après accélération vers l'anode, ce qui leur permet de facilement provoquer des excitations. Mais leur trajectoire suit les lignes de champ magnétique et ils ne sont que peu influencés par les instabilités du plasma. La deuxième catégorie d'électrons rassemble les électrons thermalisés du plasma, avec une température de quelques électronvolts seulement. Les instabilités du plasma se manifestent bien par des fluctuations de leur densité et ils pourraient donc bien être à l'origine des structures observées. Pour comprendre comment ces électrons de faible énergie peuvent provoquer l'émission de lumière, il faut s'intéresser plus particulièrement à l'état $3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)4s$ de l'argon neutre, qui intervient dans les deux transitions observées. Une recherche dans des bases de données atomiques (par exemple [92]) montre que ce niveau est un niveau métastable, c'est à dire qu'il n'existe pas de transition autorisée vers le niveau fondamental. L'atome va donc rester un certain temps (typiquement de l'ordre de la microseconde) dans cet état avant de pouvoir se désexciter. On peut donc envisager le scénario suivant. Dans un premier temps, l'atome neutre d'argon se trouvant dans l'état fondamental doit passer vers un état excité cité dans le tableau. La différence d'énergie nécessaire de plus de 11 eV peut lui être fournie, par exemple, par impact avec un électron primaire ou avec un électron du plasma appartenant à la queue de la distribution énergétique. Une fois que l'atome est retombé dans le niveau métastable $3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)4s$, il peut y rester suffisamment de temps pour subir un nouvel impact électronique et rejoindre à nouveau l'un des niveaux supérieurs³. Il peut ainsi faire plusieurs allers et retours entre les deux niveaux et émettre de la lumière plusieurs fois avant de retomber sur le niveau fondamental. Les deux niveaux ne sont séparés que d'environ 3 eV et 1.6 eV respectivement, selon la transition considérée. Cette énergie correspond à la gamme de température typique des électrons du plasma dans Mirabelle. Une grande partie de la lumière émise par des transitions de neutres peut donc être induite par des collisions avec des électrons thermalisés du plasma. En négligeant les fluctuations de température, la luminosité peut être directement reliée à la densité des électrons du plasma et donc à la densité du plasma.

Pour vérifier ce scénario et établir définitivement le rôle joué par les fluctuations de température, des mesures spectroscopiques seraient nécessaires et les fluctuations de température devraient être mesurées. Il a été tenté de mesurer les fluctuations de température avec des caractéristiques de sonde rapides, mais les caractéristiques prises à haute fréquence sont très difficilement exploitables et la détermination de la température n'est plus assez précise pour en estimer les fluctuations. Il serait préférable d'utiliser un système de sonde adapté aux mesures de température comme une triple sonde [93] ou une combinaison de sondes froides et de sondes émissives.

4.3.3 Profils de fluctuations et de luminosité moyenne

Pour connaître le profil de luminosité moyenne, on enregistre dans un premier temps une séquence d'images sans que le plasma soit allumé, mais avec des filaments chauffés. Dans un

³Effectivement, la fréquence de collision électron-neutre est estimée à 1.2×10^5 Hz dans Mirabelle.



(a) Luminosité moyenne provenant du plasma. (b) Profils de luminosité du plasma et de la densité.

FIG. 4.9 – Comparaison des profils de luminosité et de densité. Un pixel de l'image correspond à environ 0.8 mm.

deuxième temps, on allume le plasma, par exemple en augmentant la tension d'accélération entre l'anode et la cathode et on enregistre une seconde séquence d'images. Pour encore améliorer le contraste entre la lumière provenant du plasma et celle provenant de diverses réflexions ou d'une variation du courant sur les filaments, on utilise en plus pour chacun des deux enregistrements un même filtre interférentiel. On peut ensuite soustraire l'image moyenne sans plasma de l'image moyenne avec plasma, afin de ne voir en grande partie que la lumière provenant du plasma en lui-même. Le résultat de cette opération pour le filtre de 765 nm est montré en 4.9(a). On a déduit de cette image un profil de luminosité en extrayant simplement une ligne horizontale de l'image, passant au centre de l'image. Dans le même régime, un profil de courant de saturation ionique a été enregistré avec la triple sonde radialement déplaçable. On peut donc comparer le profil de luminosité moyenne avec le profil de courant de saturation, c'est à dire avec le profil de densité. Malheureusement, la sonde n'est pas visible lorsque le filtre est utilisé. Pour relier la position radiale en cm de la sonde à la position sur l'image en pixel, on a donc utilisé une image sans filtre. La distance entre les sondes extérieures est connue et le nombre de pixels correspondant à cette distance est visible sur le film brute. Cela permet d'estimer, qu'un pixel correspond à 0.8 mm et de superposer les deux profils. La figure 4.9(b) montre le bon accord entre le profil de luminosité et le profil de courant de saturation. La luminosité globale du plasma a donc le même profil radial que la densité plasma. On peut remarquer des pics de luminosité pour les positions radiales à plus de 5 cm du centre de la colonne. Ces pics proviennent de réflexions de lumière sur l'octupole, qui n'ont pas pu être éliminées complètement de l'image et qui sont également visibles sur la figure 4.9(a).

Dans un autre régime plasma, on a voulu comparer la localisation des fluctuations de densité avec la localisation des fluctuations d'intensité lumineuse. Pour visualiser le profil des fluctuations lumineuses, une séquence de 300 images est traitée par soustraction de la moyenne, puis la valeur absolue des fluctuations est moyennée. On obtient ainsi une image

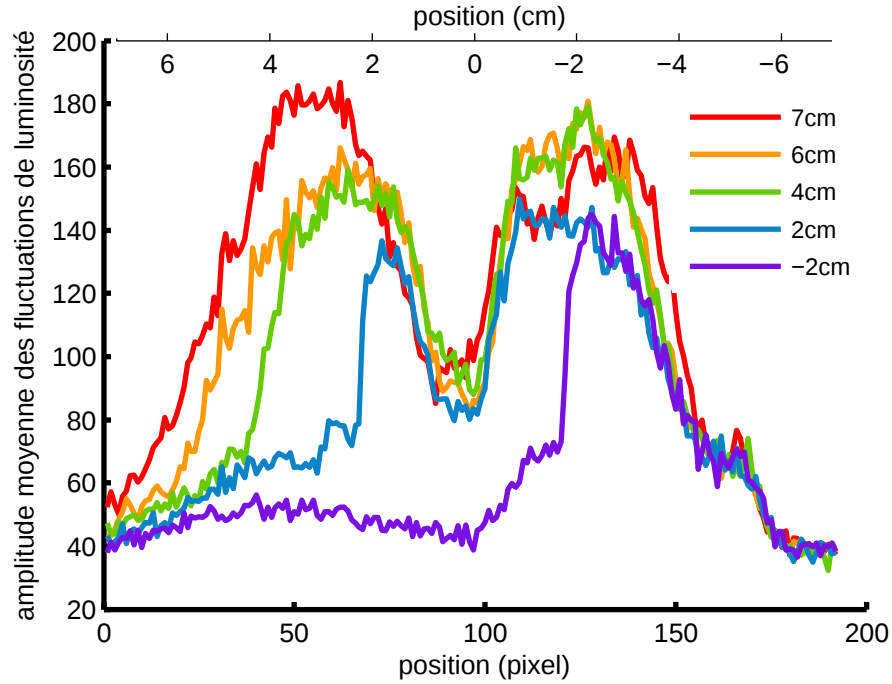


FIG. 4.10 – Profils horizontaux de l'amplitude moyenne des fluctuations d'intensité lumineuse pour différentes positions de la sonde triple dans la colonne.

de l'amplitude des fluctuations de luminosité. On a également enregistré les fluctuations de densité à différents rayons par des mesures de courant de saturation ionique avec les sondes. À chaque mesure de sonde, un film de caméra a été enregistré. Cette fois-ci, la sonde est bien visible lorsqu'elle est à plus de 50 pixels du bord de l'image et la position de la sonde peut être repérée exactement. La figure 4.10 montre le profil d'amplitude moyenne des fluctuations de luminosité pour différentes positions des sondes. Ces profils ont été obtenus en extrayant de l'image des fluctuations une ligne horizontale, passant par la sonde médiane de la triple sonde. On observe que sur le bord gauche de l'image, l'amplitude des fluctuations est grandement diminuée lorsque la sonde s'avance dans le plasma. Ceci s'explique très facilement. En effet, comme la sonde est visible sur l'image, la tige de la sonde forme une zone sombre au bord de l'image, dans laquelle les fluctuations ne sont plus bien distinguées. Cette zone s'étend vers le centre du plasma au fur et à mesure que la sonde avance. On peut remarquer que du côté droit de l'image, les profils de fluctuations changent également avec la position de la sonde. L'amplitude des fluctuations semble montrer une tendance globale à diminuer lorsque la sonde avance dans le plasma. Comme à partir du pixel 160, les profils se superposent à nouveau, ce phénomène ne provient pas de l'analyse de données, mais semble bien montrer une influence de la sonde sur les fluctuations globales du plasma. La figure 4.11 montre les profils non pas horizontaux, mais verticaux de l'amplitude des fluctuations de luminosité. L'extraction des profils a cette fois été faite sur une ligne verticale passant par le centre de la colonne. L'ombre de la sonde n'est pas visible dans ces profils verticaux, mais on observe néanmoins une influence de la sonde sur l'amplitude des

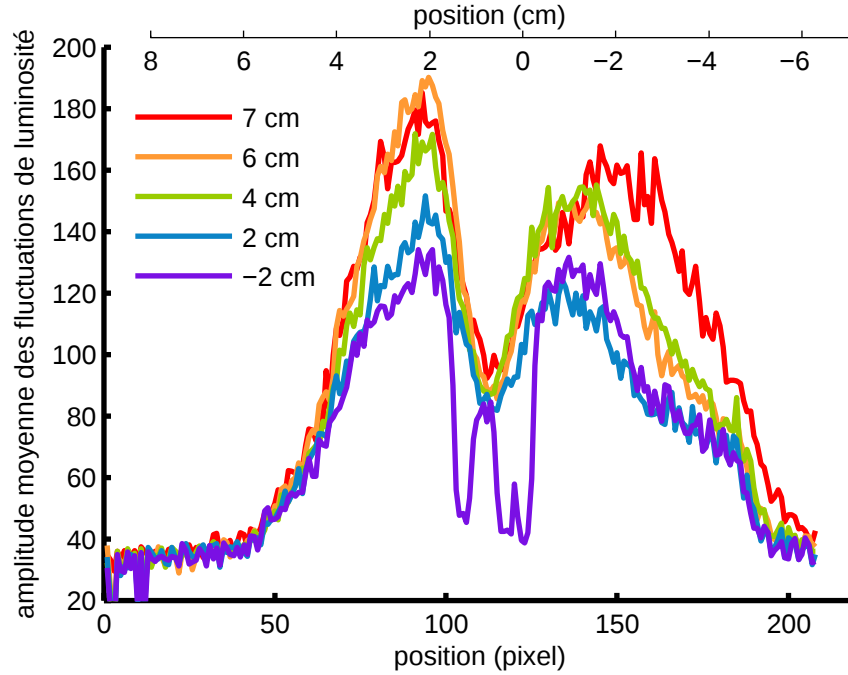


FIG. 4.11 – Profils verticaux de l’amplitude moyenne des fluctuations d’intensité lumineuse pour différentes positions de la sonde triple dans la colonne. Les positions positives correspondent à la partie supérieure de la colonne.

fluctuations. Comme pour la figure 4.10, l’amplitude des fluctuations diminue globalement quand la sonde s’avance dans le plasma. L’influence de la sonde sur le plasma est confirmée.

Pour comparer l’amplitude des fluctuations de luminosité avec l’amplitude des fluctuations de densité, on a donc choisi le profil de la figure 4.10 pour une position de la sonde à 7 cm, à l’extérieur de la colonne de plasma, où elle ne perturbe pas le plasma. À chaque position de sonde, la déviation standard des fluctuations de courant de saturation est calculée. Les deux profils de fluctuations sont comparés dans la figure 4.12. Il y a accord entre la forme des profils, lorsque la sonde ne pénètre que peu dans le plasma. Ceci confirme que les fluctuations enregistrées par la caméra correspondent bien à des fluctuations de densité. Quand la sonde atteint le centre de la colonne, au pixel 97, la différence entre les profils devient importante. Le profil de fluctuation enregistré par la sonde n’est d’ailleurs pas symétrique des deux côtés de la colonne. Ceci montre bien les limitations des sondes électrostatiques, qui peuvent dans certains régimes perturber le plasma.

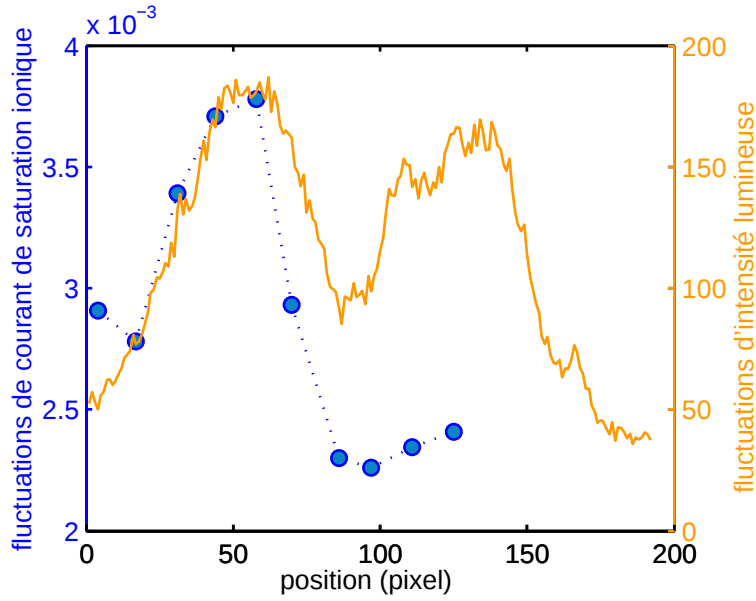


FIG. 4.12 – Profil de l’amplitude des fluctuations d’intensité lumineuse, quand la triple sonde est à 7 cm et ne perturbe pas le plasma (ligne), superposé au profil de l’amplitude des fluctuations de densité mesuré par sonde (points).

4.4 Lien entre transport turbulent et structures observées

La caméra rapide permet de visualiser des structures de densité dans la colonne de plasma. Ces structures ressemblent aux structures prédites par des simulations ou à des images obtenues par application d’une moyenne conditionnelle sur des enregistrements de sonde. L’exemple d’une structure en forme de spirale, visualisée grâce à une moyenne conditionnelle dans Mirabelle est montré en figure 4.13 pour les fluctuations de densité et en figure 4.14 pour les fluctuations de potentiel. Les mesures sont faites sur 13×13 positions et des points intermédiaires sont interpolées. Les séries temporelles mesurées à chaque position comprennent 500 points de mesures. La figure 4.15 montre une suite de prises de vue d’une structure régulière de mode $m = 1$ en forme de spirale, enregistrée avec la caméra rapide. Les images ont été traitées par retrait de l’image moyenne et par l’algorithme de lissage robuste présentés dans la section 4.2. La structure fait une rotation complète en 28 à 29 images, ce qui correspond à une fréquence de rotation d’environ 3.5 kHz. Il y a une forte ressemblance entre les structures visualisées par moyenne conditionnelle et par caméra. Ces structures montrent une forme enroulée. Néanmoins, la forme en spirale des structures n’indique pas forcément un cisaillement et donc une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Cette forme peut également apparaître pour des ondes de dérive et s’expliquer par la collisionnalité du plasma [26].

Si ces structures sont la visualisation des instabilités du plasma, elles sont aussi à

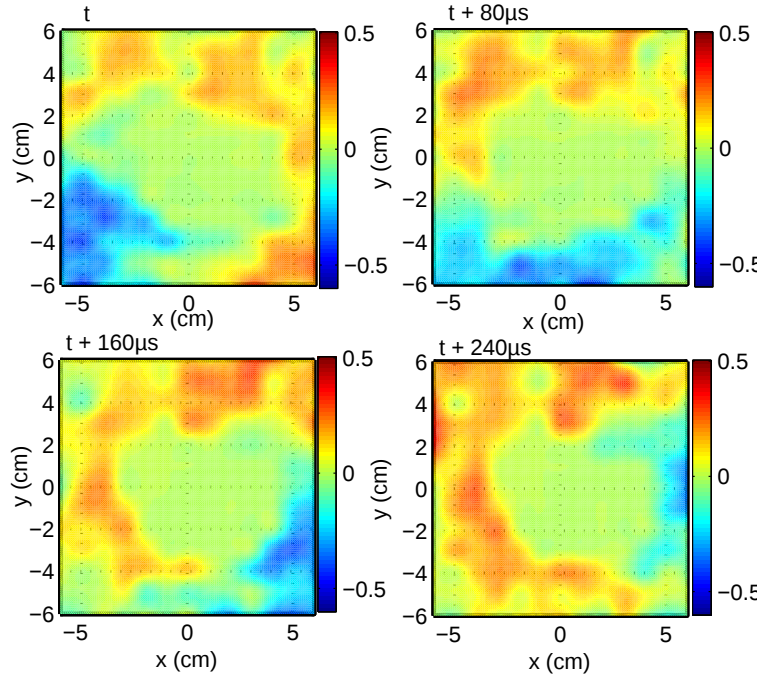


FIG. 4.13 – Image d’une structure, reconstituée par moyenne conditionnelle à partir de mesure de sondes de la densité. Mesures faites en 2002 par Frédéric Brochard [9].

l’origine d’un transport radial turbulent important. Pour relier la structure en spirale au transport turbulent, des mesures avec la sonde triple ont été prises dans le même régime, à différents rayons. La figure 4.16 montre le résultat des mesures locales de transport à quelques rayons choisis. Le transport est le plus important au niveau de la structure visible à la caméra. Il est régulier et situé à une fréquence de 3.8 kHz, qui est en accord avec l’estimation faite sur la fréquence de rotation de la structure. On a également représenté le transport moyen en fonction du rayon. On observe un transport turbulent vers l’extérieur à l’emplacement de la structure et un transport turbulent plutôt dirigé vers l’intérieur au centre de la colonne. Entre 3 cm et 4 cm, le transport est dirigé vers l’intérieur, mais reste toujours à la même fréquence. L’inversion du sens du transport pour ces points de mesure peut être liée à certaines difficultés expérimentales. En effet, la mesure du profil de transport prend plusieurs minutes et certains paramètres de décharges, notamment la pression de neutre, sont susceptibles de changer au cours de la mesure. Pour cette mesure particulière, la polarisation de la sonde centrale était relativement peu élevée. Avec un léger changement de régime, la sonde pouvait ne plus être en mode de saturation ionique et les fluctuations enregistrées peuvent montrer un léger déphasage avec les fluctuations de densité. Les mesures de transport étant très sensibles à la phase des signaux, ceci peut entraîner une inversion du sens du transport. Une autre hypothèse serait que la sonde elle-même perturbe le plasma et que le déplacement de la sonde dans le plasma affecte le transport.

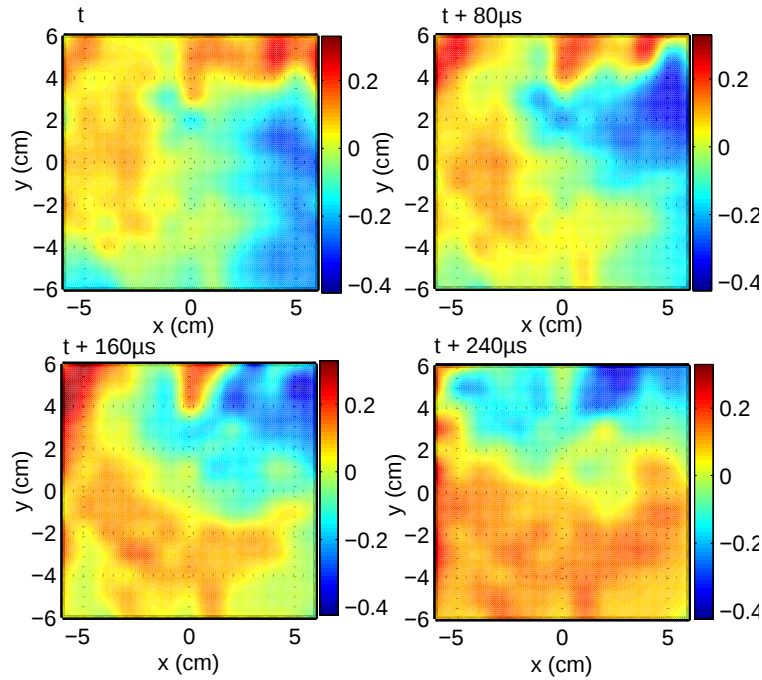


FIG. 4.14 – Image de la même structure qu’en 4.13, reconstituée par moyenne conditionnelle à partir de mesure de sondes du potentiel flottant.

4.5 Vélométrie sur imagerie rapide

Les variations d’intensité lumineuse suivent donc fidèlement les variations de densité plasma. Pour l’étude du transport turbulent dû à des structures cohérentes de densité, il est intéressant de pouvoir déterminer les vitesses de déplacement des structures dans le plasma. Il va donc falloir appliquer aux données d’imagerie des méthodes de vélocimétrie, c’est à dire de calcul de vitesses à partir de séquences d’images. La méthode PIV utilisée est expliquée dans le paragraphe suivant. Puis, cette analyse est appliquée à une paire d’images successives afin de trouver les vitesses instantanées à différents endroits du plasma. Dans une troisième partie, la vitesse moyenne sera calculée sur un film de plusieurs dizaines d’images. Cette analyse révèle un piège de la méthode PIV lié au choix des sous-fenêtres, qui peut, selon les paramètres utilisés, sous-estimer les vitesses moyennes des structures. Finalement, les méthodes développées afin de contrer cette difficulté sont explicitées.

4.5.1 Méthodes de calcul des vitesses par vélocimétrie

Dans de nombreuses études par imagerie, les images montrent des particules, dont on cherche à suivre le mouvement. De la trajectoire des particules individuelles, qui est une description lagrangienne du champ de vitesse, on essaye souvent d’inférer le champ de vitesse eulérien, c’est à dire le mouvement du fluide porteur des particules. L’identifica-

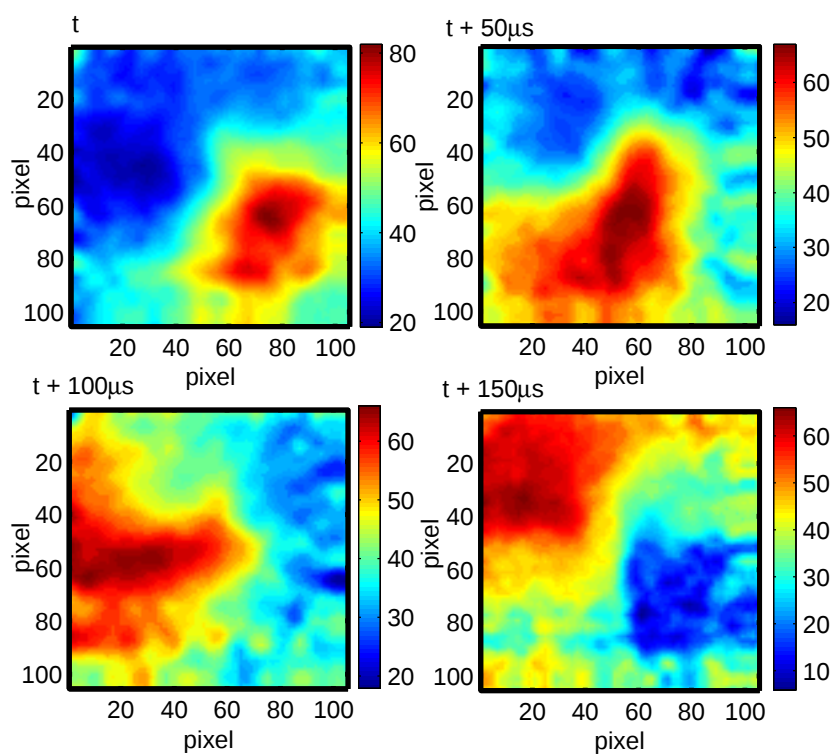


FIG. 4.15 – Séquence d'images (numéro 8, 13, 18 et 23) extraites d'un film enregistré par la caméra rapide après lissage. Le film est enregistré à 100 000 ips.

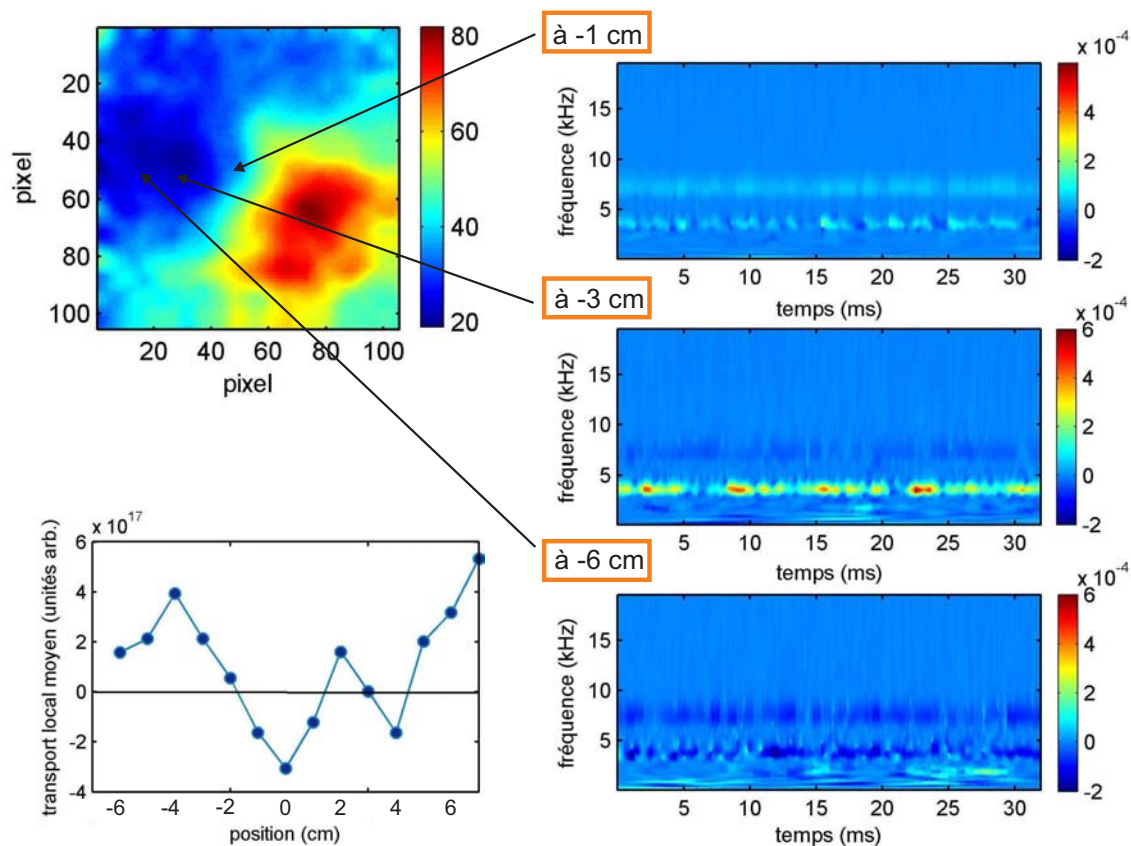


FIG. 4.16 – Série temporelle du transport résolu en fréquence à différentes positions de sondes. La comparaison avec la structure visible montre qu'un transport élevé est situé proche de la structure principale. En bas à gauche : transport moyenné en temps pour différentes positions de la sonde triple.

tion et le suivi de particules porte le nom de *Particle Tracking Velocimetry*, *PTV*. Cette méthode est utilisée par des équipes de l'IJL pour l'analyse des déplacements de poussières dans les gaines de plasma [94]. Pour les images du plasma de Mirabelle par contre, aucune particule individuelle ne peut être suivie, la méthode utilisée doit donc chercher des similitudes de motifs d'une image à l'autre en utilisant des calculs de cross-corrélation et d'auto-corrélation. Cette méthode porte le nom de PIV (*Particle Imaging Velocimetry*), même si elle ne s'applique pas uniquement à des images montrant des particules réelles, mais simplement des structures. C'est sur ce dernier type de méthode que se concentre la description suivante.

Historiquement, le besoin d'exploiter des images montrant des masses aux contours peu nets est connu depuis longtemps dans le domaine de la météorologie. Des techniques d'exploitation automatique des images satellites des nuages étaient recherchées à partir de la fin des années 1960 afin de suivre des courants atmosphériques. Une de ces méthodes était la méthode ISODATA [95], capable de trouver les centres de luminosité des structures, puis de calculer le déplacement global de tous les centres de luminosité entre deux images successives. Dans un premier temps, la méthode cherchait des centres de lumière et associait les points de l'image au centre de lumière le plus proche. Il s'agissait donc déjà d'une méthode de *clustering*. L'algorithme utilisait une distance définie comme $r = (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta B^2)^{1/2}$, avec B la luminosité du pixel et (x, y) sa position. La luminosité du pixel était donc considérée comme une coordonnée équivalente aux coordonnées de position. Le fait de traiter la luminosité simplement comme un troisième paramètre, transformant l'image en deux dimensions en une matrice à trois dimensions, est un principe inhérent à tout traitement d'image. Dans un deuxième temps, les centres de lumière de deux images successives étaient couplés dans un processus itératif. Cette méthode s'est avérée être très efficace pour le traitement d'images de satellites et fait partie des classiques des algorithmes de vélocimétrie. Les méthodes présentées par la suite et appliquées à Mirabelle sont bien différentes de l'algorithme ISODATA. En effet, les méthodes de PIV ne cherchent plus à identifier des centres de luminosité aux coordonnées bien distinctes, mais comparent directement des parties d'images sans analyser leur contenu.

La méthode par PIV recherche des similitudes entre deux paires d'images. Pour ne pas obtenir une seule vitesse globale, mais bien un champ de vitesses, les deux images successives sont d'abord découpées en sous-fenêtres de taille variable et qui peuvent se chevaucher. Le découpage se fera de la même façon sur les deux images successives, de telle manière à créer des paires de sous-fenêtres localisées aux mêmes coordonnées sur les deux images. Pour une telle paire de sous-fenêtre F' et F'' de taille $M \times N$ pixels, on peut alors calculer la distance quadratique entre les sous-fenêtres en fonction de leur déplacement relatif de s et t pixels dans les deux directions x et y :

$$R(s, t) = \frac{1}{MN} \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} [F'(i, j) - F''(i + s, j + t)]^2 \quad (4.15)$$

$$R(s, t) = \frac{1}{MN} \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} [F'(i, j)^2 + F''(i + s, j + t)^2 - 2F'(i, j)F''(i + s, j + t)] \quad (4.16)$$

$F'(i, j)$ et $F''(i, j)$ représentent ici la luminosité du pixel (i, j) dans la sous-fenêtre F' et F'' respectivement. Si le déplacement (s, t) correspond au déplacement réel des structures, la distance quadratique sera très faible. Il faut donc chercher (s, t) de façon à minimiser $R(s, t)$. C'est la méthode de la distance quadratique minimale ou MQD (*Minimum Quadratic Distance*) [96]. On peut remarquer que les deux premiers termes du développement prennent en compte une éventuelle fluctuation du fond lumineux de l'image tandis que le terme croisé correspond au terme de cross-corrélation entre les deux images. Cette méthode présente un avantage lorsqu'on se trouve en présence d'un éclairage non uniforme de toute l'image. Mais souvent, seul le terme croisé est utilisé et l'algorithme consiste alors à trouver (s, t) qui maximise la distance :

$$R(s, t) = \frac{1}{N^2} \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} F'(i, j) F''(i + s, j + t) \quad (4.17)$$

La maximisation de cette expression est fastidieuse. Pour rendre l'algorithme plus rapide, on peut réécrire cette expression avec le théorème de corrélation, qui transforme le calcul de cross-corrélation en une multiplication de transformées de Fourier :

$$\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}^*\{F'(i, j)\}\mathcal{F}\{F''(i + s, j + t)\}]$$

Tant que la cross-corrélation n'est pas normalisée, sa valeur dépendra des valeurs moyennes d'intensité lumineuse dans l'image. Dans certains cas il est alors préférable d'utiliser une corrélation normalisés ou covariance :

$$R(s, t) = \frac{1}{N^2} \cdot \frac{\sum_i \sum_j [F'(i, j) - \langle F' \rangle_{(i, j)}] [F''(i + s, j + t) - \langle F'' \rangle_{(i+s, j+t)}]}{\sum_i \sum_j \sqrt{(F'(i, j) - \langle F' \rangle)^2 (F''(i + s, j + t) - \langle F'' \rangle)^2}}$$

Où le dénominateur peut être approximé par les déviations standards :

$$\sigma(F'(i, j)) \cdot \sigma(F''(i, j)) = \frac{1}{N-1} \sqrt{\sum_i \sum_j (F'(i, j) - \langle F' \rangle)^2} \sqrt{\sum_i \sum_j (F''(i, j) - \langle F'' \rangle)^2}$$

De nombreux programmes utilisent l'expression de la cross-corrélation 4.17 pour les calculs de déplacements. Or, dans le cas de Mirabelle, le bord de la colonne de plasma est moins éclairé que la zone centrale et l'intensité lumineuse moyenne des images peut subitement changer. Il est donc préférable d'utiliser la méthode MQD avec l'expression 4.16. L'analyse des images de Mirabelle se fait à l'aide d'une suite de programmes développés pour Matlab regroupés sous le nom de MatPIV [97, 98], qui permet d'utiliser la méthode MQD.

Le fonctionnement général des méthodes de PIV est illustré dans le schéma 4.17. Pour cette illustration des formes géométriques simples ont été choisies, mais le principe s'applique à tout type d'image. On a simplifié la représentation en utilisant une taille de fenêtres très grande. On a choisi de représenter une cross-corrélation ayant un pic principal aux coordonnées du déplacement (s, t) .

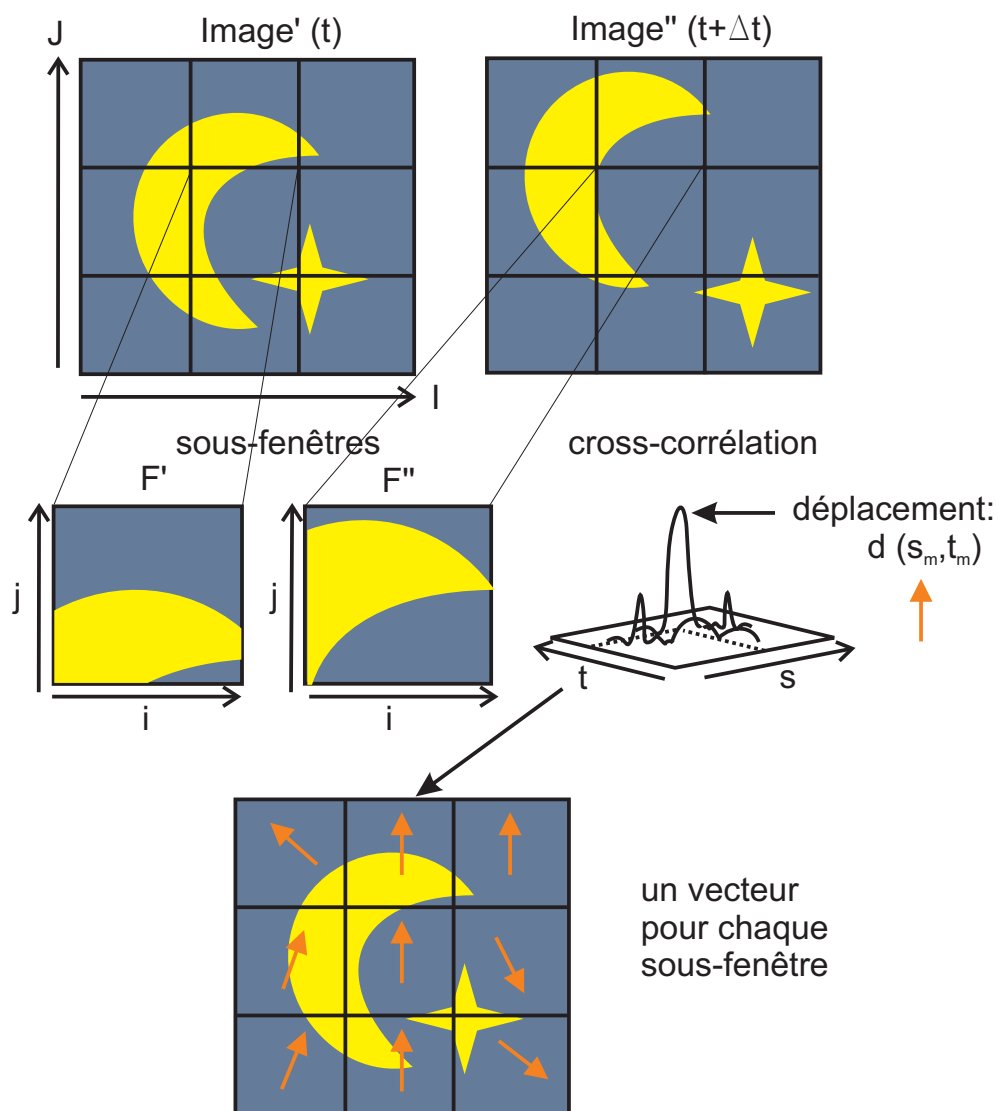


FIG. 4.17 – Schéma du fonctionnement des méthodes de PIV. Deux images sont découpées en sous-fenêtres, qui sont comparées par le calcul de $R(s, t)$. Ici, on schématise le résultat d'un calcul de corrélation croisée. Le déplacement obtenu est traduit en vecteur vitesse. Le champ de vitesse est construit en répétant ces opérations sur toutes les sous-fenêtres.

Le choix de la taille des sous-fenêtres est délicat. Pour avoir une estimation non biaisée du déplacement, la plupart des structures doivent être visibles sur les deux sous-fenêtres F' et F'' . Le déplacement entre deux images qui se suivent dans le temps doit donc être inférieur à $N/2$. Lorsque la vitesse des structures est plus élevée, il faut donc prendre des fenêtres plus larges. Par contre, le calcul de (s, t) ne donne qu'un déplacement global pour l'ensemble de la sous-fenêtre et ne peut pas prendre en compte des mouvements de rotation à l'intérieur des sous-fenêtres. Dans une géométrie cylindrique comme celle de Mirabelle il ne faut donc pas choisir des fenêtres trop grandes, pour éviter que les structures ne subissent de rotation à l'intérieur des fenêtres. Cette problématique nous a obligé à choisir des fenêtres petites par rapport à la taille des structures. Les conséquences de cette contrainte sont discutées dans la partie 4.5.3.

Pour éliminer les vecteurs de déplacement aberrants, on peut utiliser différents type de filtres. Un filtre signal-bruit compare la hauteur du pic de corrélation dans la sous-fenêtre avec la hauteur du plus grand pic de corrélation dû au bruit dans cette même fenêtre et accepte le déplacement trouvé lorsque le rapport est assez élevé. Un autre filtre peut comparer les déplacements obtenus pour plusieurs fenêtres différentes. Le déplacement doit alors être assez proche des déplacements dans les fenêtres voisines pour être accepté. Si la PIV est appliquée à plusieurs paires d'images successives, la caméra rapide permet d'accéder à l'évolution temporelle des vecteurs vitesses de chaque sous-fenêtre. Pour identifier un vecteur aberrant, on peut alors comparer le déplacement trouvé à un instant donné avec les déplacements trouvés à d'autres instants.

4.5.2 Vitesses instantanées

L'analyse présentée dans cette section se fait sur un film obtenu sans intensificateur, ni filtre, dans un régime régulier avec un mode $m = 2$. Grâce au film, on observe que les structures tournent de façon régulière autour du centre de la colonne. Une rotation complète se fait en 40 images. La fréquence d'acquisition de la caméra étant dans ce cas de 90 000 images/s, ceci revient à une fréquence de rotation de 2.25 kHz. Cette même fréquence se retrouve sur les enregistrements de densité et de potentiel flottant faits avec les sondes, positionnées à environ 4 cm du centre de la colonne. Les fluctuations enregistrées sur les sondes ainsi que l'intensité lumineuse extraite du film sur le pixel correspondant sont montrées en figure 4.18. Les fluctuations observées ont une fréquence de 4.5 kHz, pour un mode $m = 2$, cela correspond bien à une fréquence de rotation de 2.25 kHz. En prenant en compte la position des sondes ou du pixel par rapport au centre de la colonne, la vitesse de rotation est 500 m/s à 4 cm ou 1.25×10^4 rad/s. Cette vitesse est en accord avec les valeurs typiques comprises entre 500 et 1500 m/s (ou 1.6×10^4 rad/s) de la vitesse d'onde de dérive dans la machine Mirabelle [10].

La méthode PIV-MQD est appliquée aux images lissées 53 et 54 du film avec une taille de sous-fenêtre de 32 pixels et une superposition des fenêtres de 75 %. Les images lissées utilisées lors du calcul du champ de vitesse ne prenaient en compte que la partie positive des fluctuations. Ceci diminue la dynamique de l'image mais ne change pas significativement la forme des structures et donc le résultat du calcul. Les vitesses retirées et les vitesses

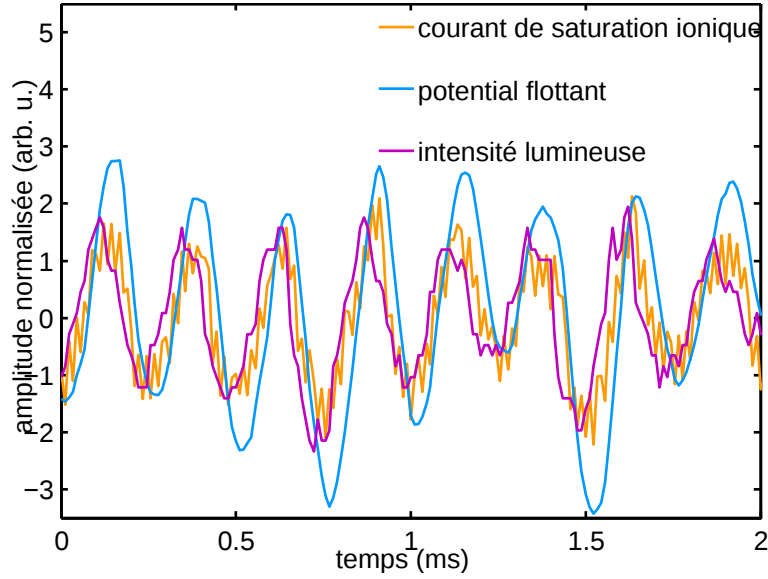


FIG. 4.18 – Fluctuations de courant de saturation ionique, correspondant aux fluctuations de densité, fluctuations de potentiel flottant et fluctuations d'intensité lumineuse.

manquantes sont interpolées avec les outils proposés par la suite MatPIV. Le résultat est montré en figure 4.19. L'arrière plan de la figure montre l'image 53 lissée, alors que les vecteurs représentent le champ de vitesse calculé pour ces deux images successives. Proche des structures, les déplacements trouvés sont de l'ordre de 3,5 à 4,5 pixels, ce qui correspond à 430 à 550 m/s, en accord avec les vitesses estimées plus haut.

4.5.3 Vitesses poloidales moyennes

Pour deux images successives, on ne peut obtenir que les vitesses instantanées des structures. Sur le champ de vitesse de la figure 4.19, on distingue déjà le mouvement circulaire des structures dans la partie supérieure de l'image. Comme il s'agit d'un régime régulier, on peut moyenner les champ de vitesse obtenus pour toute une séquence de paires d'images, afin de mieux faire ressortir cette rotation. Les 150 premières images du film ont donc été regroupées en 149 paires d'images. Le champ de vitesse a été calculé pour chaque paire avec une taille de sous-fenêtre de 32 pixels et une superposition des fenêtres de 75 %. Pour chaque sous-fenêtre, les 149 vecteurs de déplacement obtenus ont ensuite été moyennés. Le résultat de ces opérations est montré dans la figure 4.20. Le mouvement circulaire est à présent nettement visible. Par contre, les vitesses moyennes de déplacement ne dépassent plus les 200 m/s. L'opération de moyenne sur les vitesses entraîne donc une sous-estimation des vitesses des structures.

Cette sous-estimation provient du fait que la taille des sous-fenêtres est plus petite ou comparable à celle des structures. Dans la machine Mirabelle, les structures de densité sont relativement grandes par rapport à la dimension de la colonne de plasma et peuvent s'étendre sur plus du quart de l'image enregistrée (voir également figure 4.15). Ceci rend le

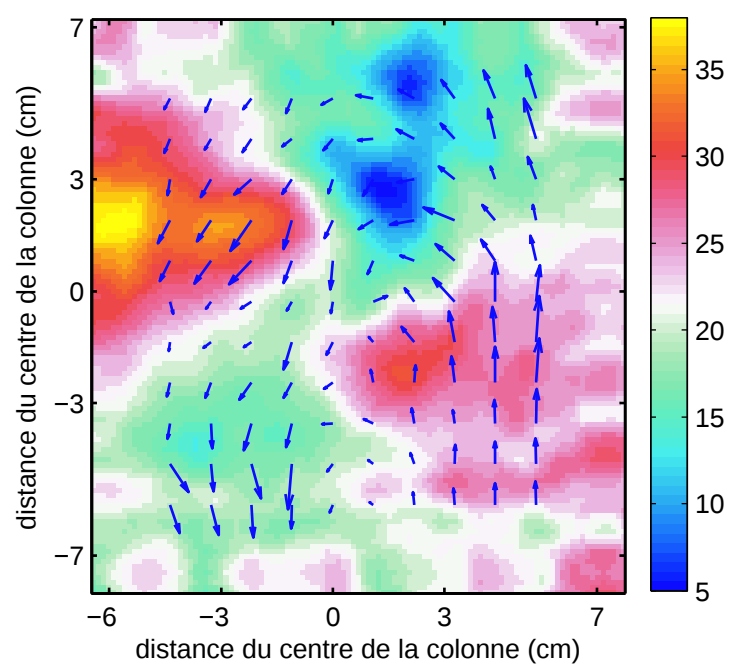


FIG. 4.19 – Champ de vitesse mesuré pour une paire d’images successives par la méthode MQD. Les fluctuations d’intensité lumineuse pour la première image sont montrées en arrière-plan.

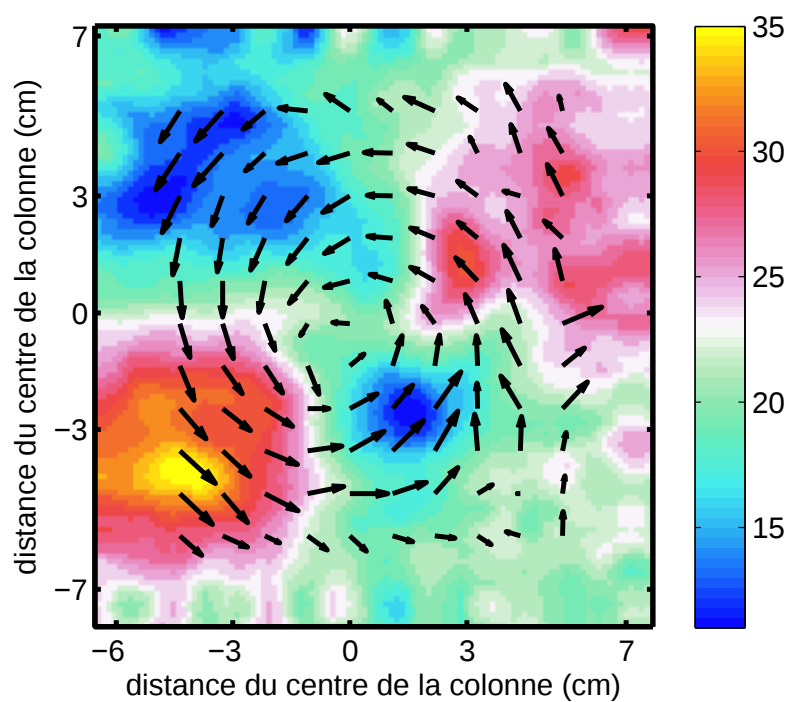


FIG. 4.20 – Champ de vitesse moyenné pour une séquence de 149 paires d’images successives par la méthode MQD. Les fluctuations d’intensité lumineuse pour la première image sont montrées en arrière-plan.

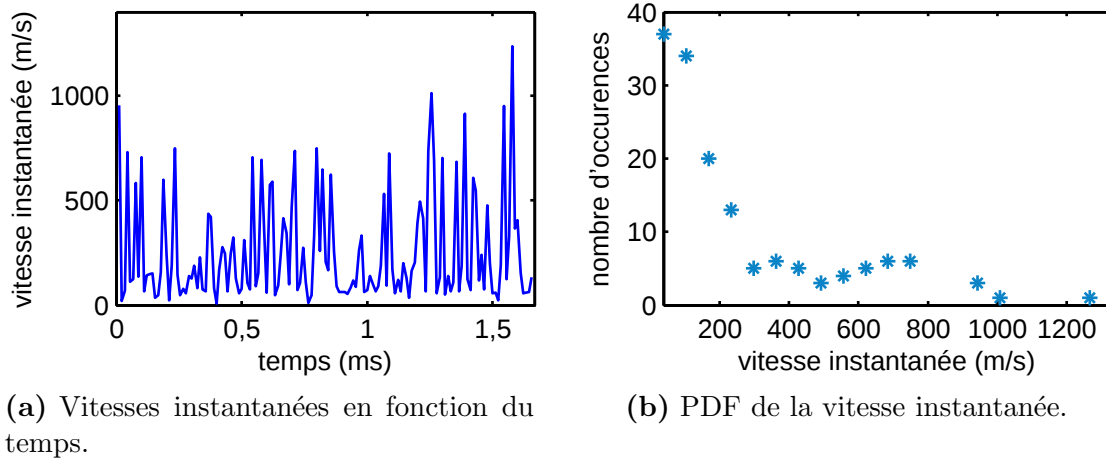


FIG. 4.21 – Vitesses instantanées obtenues par la méthode PIV pour la sous-fenêtre (8,3), calculées pour 149 paires d’images.

choix de la taille des sous-fenêtres difficile. Pour prendre en compte les éjections de plasma de taille plus petite et pour pouvoir correctement approximer la géométrie cylindrique avec des sous-fenêtres rectangulaires, il faut choisir des sous-fenêtres suffisamment petites. Des résultats satisfaisants ont été obtenus avec des sous-fenêtres de 10 à 32 pixels de côté. Or, dans ce cas, les structures peuvent être plus grandes que les sous-fenêtres et recouvrir intégralement une sous-fenêtre. La méthode PIV fonctionne correctement lorsqu’entre les deux images successives, le bord d’une structure se déplace à l’intérieur de la sous-fenêtre considérée. Si la sous-fenêtre est entièrement recouverte par la perturbation positive (ou négative) de densité, le contour de la structure se situe à l’extérieur de la sous-fenêtre et l’intensité lumineuse dans la sous-fenêtre ne change pratiquement pas entre deux pas de temps. La recherche du minimum de déplacement d’après l’équation 4.16 ne donne alors pas de résultat univoque. Comme la taille des sous-fenêtres est finie, l’estimation de la cross-corrélation est biaisée et le déplacement trouvé sera proche de zéro, si aucun autre pic dominant n’apparaît dans la cross-corrélation. Cette situation semble se présenter régulièrement, comme on peut le voir dans la figure 4.21(a), qui montre les vitesses instantanées trouvées pour la sous-fenêtre (8,3) située environ à $x = -2,5$ cm, $y = -3,5$ cm du centre de la colonne. Pour de nombreuses paires d’images, le déplacement trouvé est quasiment nul, alors qu’il est compris entre 500 m/s et 1000 m/s pour d’autres. La figure 4.21(b) montre l’histogramme des normes de déplacement trouvées pour cette sous-fenêtre avec les 149 paires d’images. Le nombre important de valeurs proches de zéro explique que le calcul de la vitesse moyenne soit faussé. Par contre, en négligeant ces valeurs, on remarque que les vitesses trouvées pour cette sous-fenêtre sont distribuées autour de 700 m/s, une vitesse compatible avec la vitesse instantanée de 500 m/s trouvée dans la section précédente. La distribution de vitesse varie légèrement selon la taille de la sous-fenêtre choisie. Pour une largeur de 10 pixels et un recouvrement de 50 %, les vitesses sont distribuées autour de 500 m/s [99].

4.5.4 Méthodes de calcul de vitesses moyennes

Dans les sections précédentes, il a été montré que la vélocimétrie développée pour la physique des fluides est applicable aux films du plasma de Mirabelle. Les vitesses instantanées trouvées sont en accord avec les vitesses estimées à partir des fluctuations enregistrées sur des sondes et sont également en accord avec les vitesses typiques des ondes de dérive dans la machine, calculées à partir des profils de paramètres plasma. En moyennant les vitesses trouvées pour plusieurs paires d'images pour un régime régulier, le mouvement global des structures est accentué. Par contre, le rapport entre la taille des structures et celle des sous-fenêtres ne permet pas de calculer une vitesse moyenne de façon directe. Pour le calcul des vitesses moyennes, plusieurs pistes ont été explorées :

moyenne dans un intervalle prédéterminé : Des valeurs de coupure supérieures et inférieures sont choisies et uniquement les vitesses comprises à l'intérieur de cet intervalle sont prises en compte pour le calcul de la vitesse moyenne dans chaque sous-fenêtre. L'utilisation de cette méthode nécessite une estimation à priori des vitesses moyennes.

calcul de la vitesse la plus probable : Sur chaque sous-fenêtre, l'histogramme des vitesses est construit de la même manière que celui montré en 4.21(b). La vitesse la plus fréquente est ensuite cherchée. L'histogramme étant l'approximation discrétisée d'une PDF, cette vitesse correspond à la vitesse la plus probable. À cause de la forte proportion de déplacements proche de zéro pour les films du plasma de Mirabelle, cette méthode doit être adaptée pour ne construire la PDF qu'au-delà d'une valeur seuil.

pondération par le contraste : Le calcul du déplacement est délicat lorsque la structure recouvre complètement la sous-fenêtre sur deux images successives. Dans ce cas, la différence de luminosité globale entre les deux sous-fenêtres devrait être plus faible que lorsque le bord d'une structure traverse la sous-fenêtre entre les deux images. Lors de la construction de l'histogramme le nombre d'occurrence de chaque déplacement est donc pondéré par le contraste entre les sous-fenêtres. Dans le cas des films de Mirabelle, cette méthode n'a pas encore donné de résultats satisfaisants, ce qui est vraisemblablement dû au fait que la luminosité globale peut varier entre deux images de caméra. Cette variation globale devrait être distinguée de la variation de luminosité due au passage du contour d'une structure.

pondération par le gradient : Une autre méthode pour détecter si un contour de structure se trouve à l'intérieur des sous-fenêtres est de calculer le gradient de luminosité dans la sous-fenêtre. Si un contour net est présent, la valeur moyenne du gradient sera élevée. Pour la construction de l'histogramme, le nombre d'occurrence de chaque déplacement est pondéré par la valeur moyenne du gradient sur l'une des sous-fenêtres. Or, dans le cas de Mirabelle, les contours sont très flous et les gradients vraisemblablement trop faibles pour mener à un résultat satisfaisant.

méthode avancée de PIV : La vélocimétrie par méthode de *Orthogonal Dynamic Programming* (ODP) a été décrites précisément par Quénot dans [100]. « Orthogonal » se

réfère à la façon de découper l'image en sous-fenêtres. Les deux images sont découpées en bandes horizontales qui sont traitées comme des données unidimensionnelles, en faisant la somme le long de la largeur de la bandelette. Ainsi un premier déplacement est trouvé. Puis le procédé est répété pour un découpage de l'image dans la direction orthogonale. Ce processus est réitéré en réduisant la largeur des bandelettes et en affinant ainsi le champ de vitesse trouvé. Cette méthode a l'avantage d'adapter la taille des sous-fenêtres au déplacement des structures.

McKee utilise cette méthode pour analyser des images obtenues par spectroscopie par émission en faisceau [84]. Tynan *et. al.* l'appliquent également à de l'imagerie par caméra rapide pour déterminer des vitesses moyennes pour une structure de grande taille [101]. Cette méthode est encore en cours d'adaptation, car pour l'instant elle ne leur permet pas de calculer des vitesses instantanées.

D'autres méthodes permettant d'adapter la forme des sous-fenêtres aux déplacements et à la géométrie de la machine, comme par exemple la méthode de *Particle Image Deformation*(PID) [102], pourraient s'avérer utiles si les temps de calcul restent raisonnables et que leur implémentation ne devient pas trop complexe.

4.6 Mesures sur la machine Tore Supra

Une campagne de mesures avec la caméra rapide s'est déroulée sur la machine Tore Supra au centre de recherche du CEA de Cadarache fin 2008. À côté de l'observation directe par caméra rapide de poussières et de disruptions, le but de cette campagne était de comparer les vitesses de propagation de structures observées par caméra avec celles obtenues par d'autres diagnostics, tels que la rétrodiffusion Doppler, la réflectométrie à balayage rapide et les sondes. Le tir analysé ici (TS#42967), était réalisé en plasma détaché, un régime qui permet l'observation d'une couche radiative dans la gamme visible. L'emplacement des diagnostics sur la machine est montré en figure 4.24(b). La caméra observait tangentiellement le bord du plasma. L'enregistrement s'est fait avec une fréquence d'acquisition de 40 000 images par secondes, un temps d'ouverture de 20 μ s et une taille d'image de 254×132 pixels. Le rayonnement visible du bord du plasma est émis à un rayon d'environ $r/a = 0,7$. Le traitement d'image consiste à retirer l'image moyenne du film. Pour mieux faire ressortir les structure, il est possible de séparer les parties cohérentes et incohérentes de l'image en utilisant un lissage à seuil nonlinéaire avec l'ondelette de Kingsbury [103]. On distingue alors des structures de forme filamentaire, se propageant principalement en direction poloidale, mais montrant également des déplacements radiaux de façon intermittente. Une telle structure en filaments est typique des bords de tokamak [104,105]. Ces structures sont suspectées d'être à l'origine d'un fort transport radial et il est donc important de mieux connaître leur nature et leur mécanisme de formation et de propagation.

L'algorithme de PIV est appliqué aux images de Tore Supra avec des sous-fenêtres de taille 40×40 pixels et un recouvrement de 75 %. Les filaments observés ayant une taille d'environ 20×10 pixels, cette taille de sous-fenêtre est suffisamment grande pour détecter leur déplacement. On ne s'attend donc pas à avoir des difficultés pour calculer les

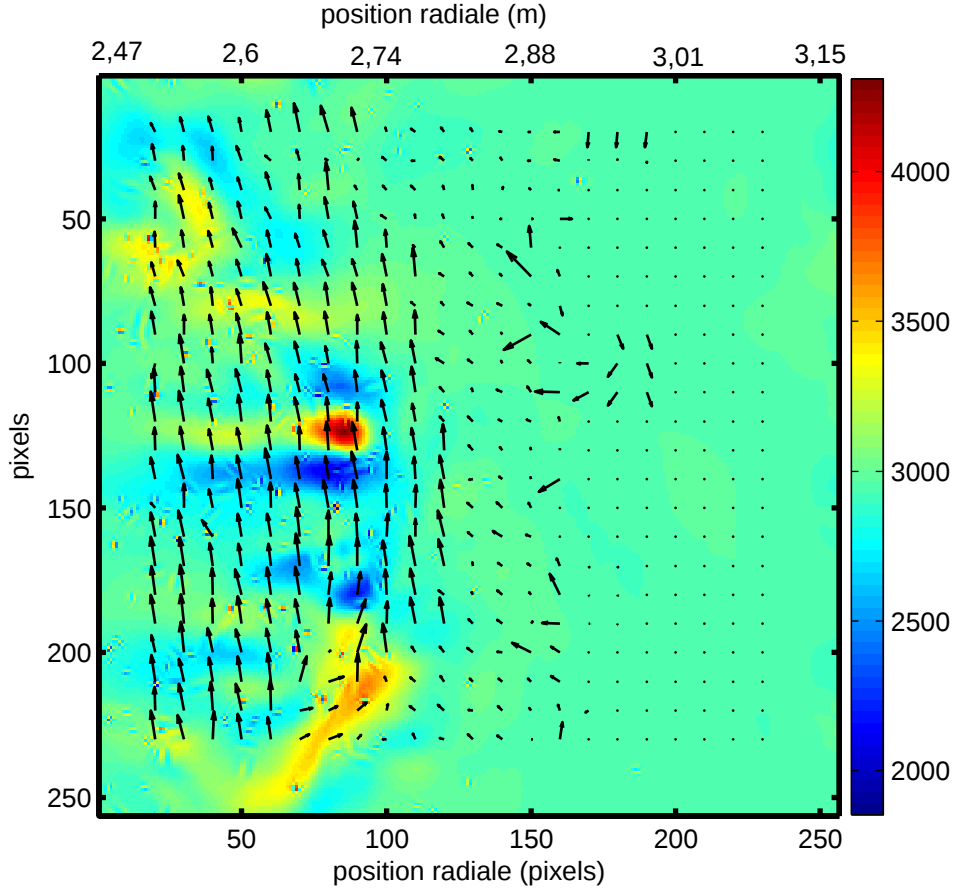


FIG. 4.22 – Champ de vitesse le plus probable. Les fluctuations d'intensité lumineuse lissées par un algorithme en ondelette sont montrées en arrière-plan.

vitesses moyennes comme c'était le cas pour la machine Mirabelle (voir section 4.5.3). Les champs de vitesses sont calculés pour 99 paires d'image, puis la vitesse la plus probable est trouvée pour chaque sous-fenêtre, donnant le champ de vitesse le plus probable, montré en 4.22. En choisissant le centre de la rotation à la position $(-27, 150)$ pixels, on peut projeter les vitesses trouvées selon les directions radiale et poloidale (choisie positive dans le sens trigonométrique). La norme de la composante du champ de vitesse dans la direction poloidale est montrée en figure 4.23(a). La lumière enregistrée par la caméra est intégrée le long de la ligne de visée. La géométrie d'un tokamak étant complexe, il peut donc, selon l'endroit observé, être difficile de différencier les composantes poloidale, toroidale et radiale du déplacement. L'image non traitée de l'enregistrement, montrée en figure 4.23(b) montre bien cette géométrie toroidale. La partie de l'image la plus facile à interpréter est celle qui est vue de façon tangentielle, donc qui se situe à mi-hauteur du tore et proche du bord du plasma. Dans cette partie, les déplacements radiaux et poloidaux peuvent être trouvés en bonne approximation sans devoir recourir à une reconstruction géométrique inverse. La vitesse poloidale la plus probable dans cette partie de l'image est de 800 m/s. Cette valeur

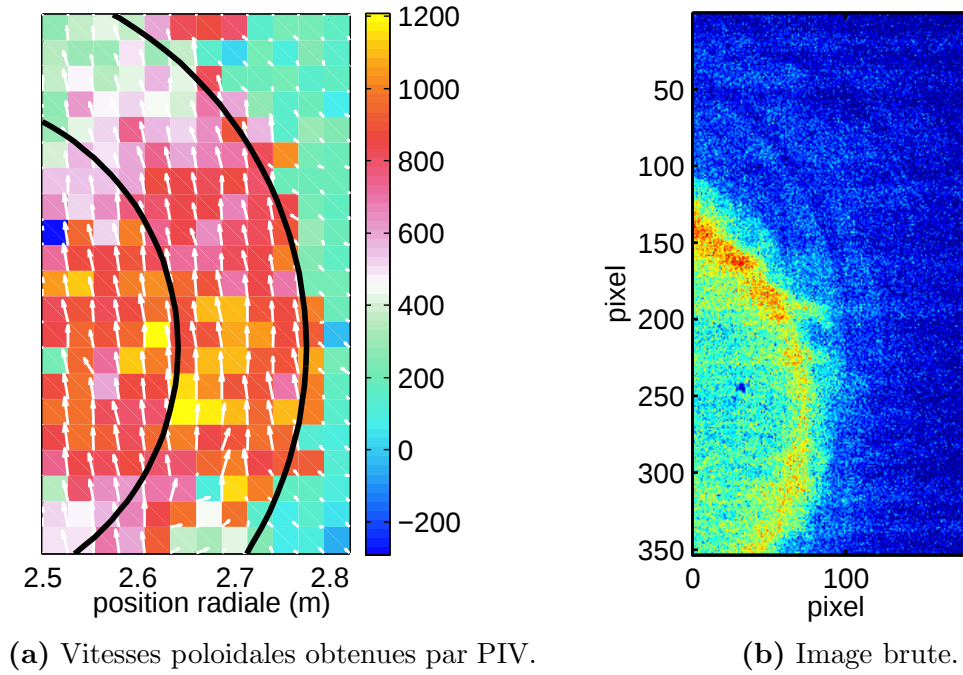


FIG. 4.23 – Figure de gauche : Résultats des calculs de vitesses poloidales par PIV. En codage couleur : composantes du champ de vitesse le plus probable selon la direction poloidale pour chaque sous-fenêtre. Flèches : champ de vitesse montré en 4.22. Figure de droite : Image brute obtenue avec la caméra rapide.

peut être comparée aux mesures faites au même rayon par rétrodiffusion Doppler en mode X et qui donnent une vitesse comprise entre 800 et 1000 m/s. Le regroupement des données de différents diagnostics, sondant le plasma à différents rayons, a permis de tracer un profil de vitesse poloidal présenté dans la figure 4.24(a). L'arrangement des diagnostics utilisés pour tracer ce profil est schématisé en figure 4.24(b).

4.7 Régime en plasma pulsé

Dans certaines conditions de décharge, le plasma s'allume et s'éteint périodiquement. La figure 4.25 montre l'évolution du potentiel flottant sur une sonde dans un tel régime. On observe une série régulière d'allumages de plasma d'une période de 8.15 ms, donc une fréquence de 122 Hz. Ces oscillations de la décharge sont liés à des changements radicaux de la structure du potentiel, notamment dans la chambre source et sont directement reliés aux mécanismes de création du plasma dans la machine.

Habituellement, les machines thermoioniques fonctionnent dans le mode d'ionisation en volume ou TLM (*Temperature Limited Mode*). Dans ce mode, le courant de décharge est uniquement limité par le flux d'électrons émis par les filaments. Le potentiel dans la chambre source atteint une valeur proche du potentiel de l'anode près des filaments, les

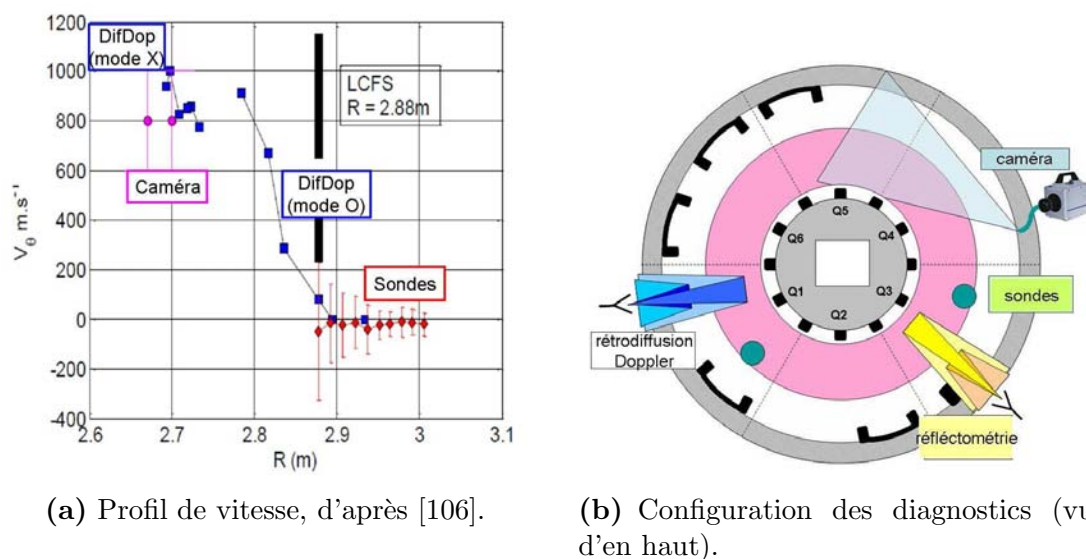


FIG. 4.24 – Schéma de gauche : Résultats des mesures de vitesses poloidales par les différents diagnostics. La rétrodiffusion Doppler est désignée par « Difdop ». La ligne marquée « LCFS » (*Last Closed Flux Surface*) marque le début de la zone à lignes de champ ouvertes. Schéma de droite : Arrangement des diagnostics sur Tore Supra

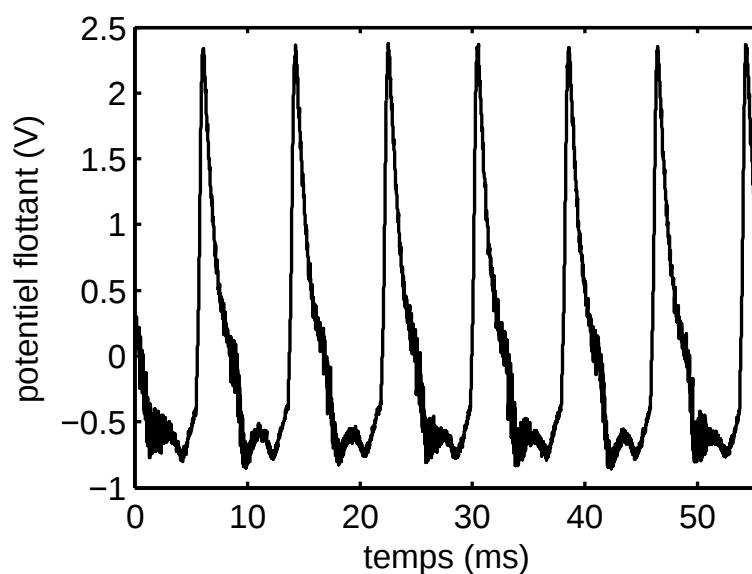


FIG. 4.25 – Fluctuations de potentiel flottant enregistrées par sonde dans le régime d'allumage périodique du plasma.

électrons sont donc accélérés à proximité de leur lieu d'émission et peuvent ioniser les atomes neutres dans tout le volume de la chambre source. Lorsque la tension de décharge est plus faible, le plasma n'est plus créé en mode d'ionisation en volume, mais en ionisation en surface, ou AGM (*Anode Glow Mode*). Dans ce mode, la variation de potentiel se produit au voisinage de l'anode et les électrons ne sont accélérés qu'une fois qu'ils ont atteint cette zone. L'ionisation se fait donc de façon localisée à proximité de l'anode, d'où le terme d'ionisation en surface. L'espace proche des filaments se charge négativement, ce qui limite le courant de décharge.

Dans une zone de transition entre ces deux types de décharge, on observe des fortes oscillations du courant de décharge, identifiées expérimentalement et décrites par des simulations dans les années 1990 [107, 108]. Leurs propriétés sont les suivantes :

- Les fluctuations sont de fortes amplitudes (jusqu'à 80% de la valeur moyenne)
- On retrouve des fluctuations similaires sur le potentiel plasma
- Les oscillations se produisent à basse tension de décharge
- Selon les paramètres de décharges, c'est à dire la pression du gaz neutre, le champ magnétique appliqué, la tension de décharge et la longueur de la chambre source, leur fréquence est comprise entre 100 Hz et 3000 Hz.
- Les oscillations ont la forme d'un pic de relaxation avec une augmentation brusque, puis une baisse progressive.
- Elles ne deviennent généralement chaotique que lorsqu'une perturbation extérieure est apportée, par exemple une fluctuation de la tension de décharge.

Les pulses de la figure 4.25 montrent toutes les caractéristiques des oscillations basses fréquences observées dans le mode de création AGM du plasma. Ces oscillations se composent de trois phases. Pendant la première phase, la structure de potentiel entre anode et cathode connaît une légère perturbation. Cette instabilité est en fait un mode Pierce, une instabilité identifiée dans les diodes dans les années 1940. Ce changement de structure du potentiel va permettre aux ions d'être accélérés vers la cathode. Ils neutralisent en partie la charge d'espace négative et le courant de décharge va pouvoir augmenter. Dans la deuxième phase, le courant de décharge est élevé, une zone de fort champ s'est développée entre l'anode et la cathode. Dans la troisième phase, cette configuration va se relaxer par épuisement des électrons et ions nécessaires pour la maintenir. Le courant baissera progressivement, tandis que le potentiel revient à la configuration de mode AGM initial. Un zoom sur l'un des pulses d'allumage est montré en figure 4.26, où on retrouve bien les différentes phases typiques d'une oscillation AGM. La figure 4.27 regroupe quelques images du film, correspondant aux instants marqués par des lignes verticales dans le graphe 4.26. Une image moyenne a été construite à partir de 80 images pendant lesquelles le plasma était éteint, puis soustraite aux images du film. La luminosité globale du plasma varie fortement pendant les oscillations et les réflexions sur l'octupole ainsi que l'ombre des sondes varient avec la luminosité globale du plasma. Ceci ne peut pas être pris en compte par l'image moyenne et ces réflexions sont donc plus visibles que dans les images montrées dans les sections précédentes. Les images n'ont pas été lissées. L'encodage en fausses couleurs est le même sur chaque ligne, mais a été adapté d'une ligne à l'autre au fur et à mesure que la luminosité du plasma diminue, afin d'améliorer la lisibilité. L'observation par caméra

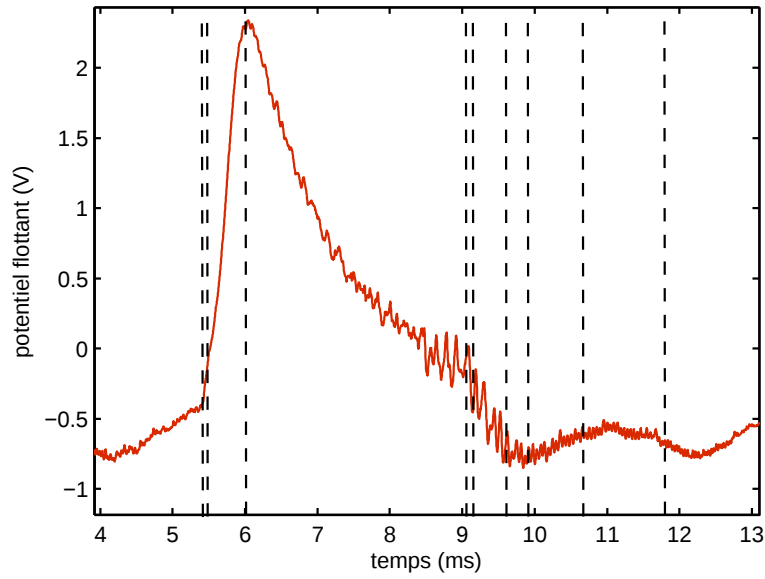


FIG. 4.26 – Agrandissement d'un pulse de plasma. Les lignes verticales indiquent les instants correspondant aux images de caméra montrées en 4.27.

rapide de ce type de régime peut améliorer la compréhension des différentes étapes d'une oscillation et complète les mesures locales par sonde. Le film montre que la colonne de plasma s'illumine rapidement entre 5,44 et 5,5 ms. La lumière apparaît d'abord au centre de la colonne puis grandit radialement pour atteindre le maximum de luminosité à 6 ms. Le potentiel flottant suit la même évolution et atteint également son maximum à 6 ms. La luminosité reste à un niveau équivalent jusqu'au temps 7 ms. À partir de cet instant, la luminosité diminue globalement et progressivement dans la colonne. Des fluctuations apparaissent sur le tracé du potentiel flottant et les images de caméra montrent des ondulations se propageant sur le bord de la colonne de plasma. Vers 9,6 ms, lorsque le potentiel flottant atteint sa valeur minimale, la luminosité baisse drastiquement. Sur le film, on voit que les fluctuations dans la colonne deviennent plus grandes et ne se limitent plus au bord de la colonne. Les fluctuations tournent plus rapidement et s'étendent du centre vers des plus grands rayons tout en perdant globalement en luminosité. Finalement, la lumière s'estompe. Entre les instants 12,5 ms et 13,6 ms, le plasma est éteint. Le potentiel flottant augmente linéairement à partir de 12,3 ms. À 13,6 ms, le prochain pulse de plasma se produit.

Les fluctuations visibles entre 7 ms et 9,6 ms sont des fluctuations se propageant poloidalement. Une instabilité apparaît donc dans la colonne de plasma, 1 ms après que celle-ci se soit allumée. Les fluctuations de cette instabilité se superposent aux grandes oscillations du plasma. Elles n'ont pas pu être décrites par les simulations utilisées pour décrire les oscillations de courant de décharge, qui ne prenaient en compte qu'une seule dimension, la dimension axiale [109]. Sur la série temporelle du potentiel flottant et sur l'enregistrement de caméra, on remarque que la fréquence des fluctuations augmente au fur et à mesure

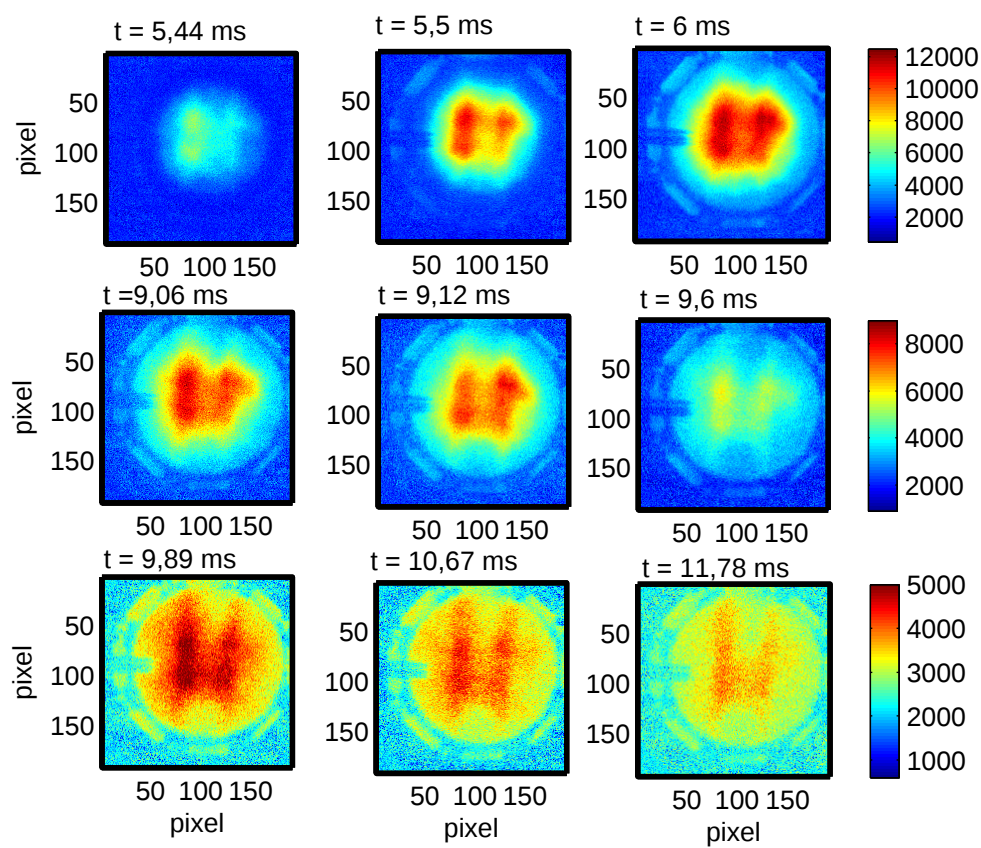


FIG. 4.27 – Images de caméra rapide du régime de plasma pulsé.

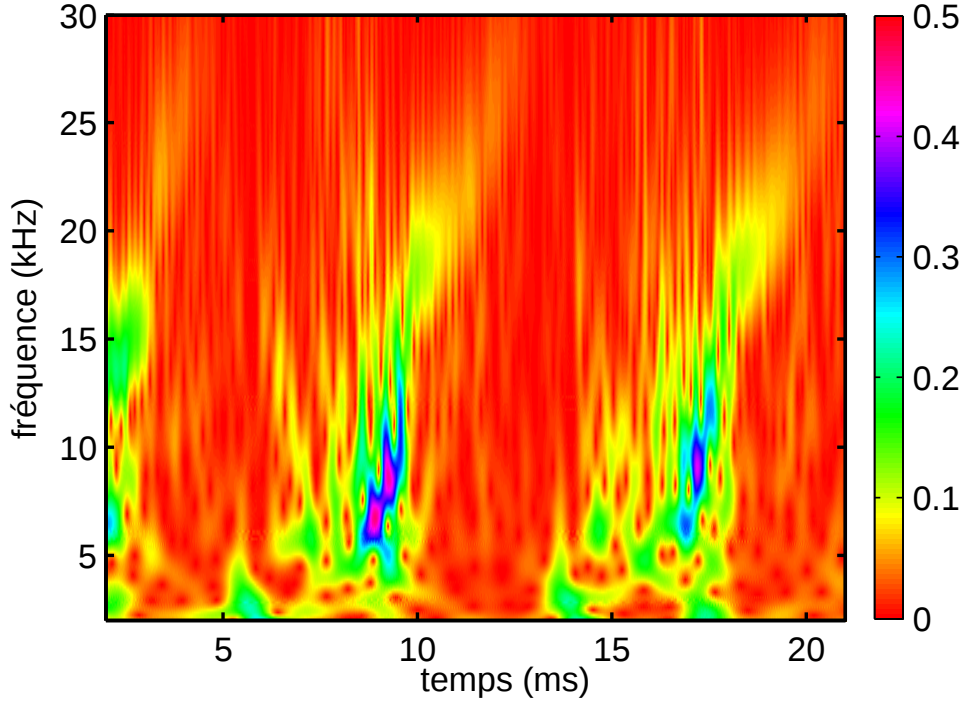
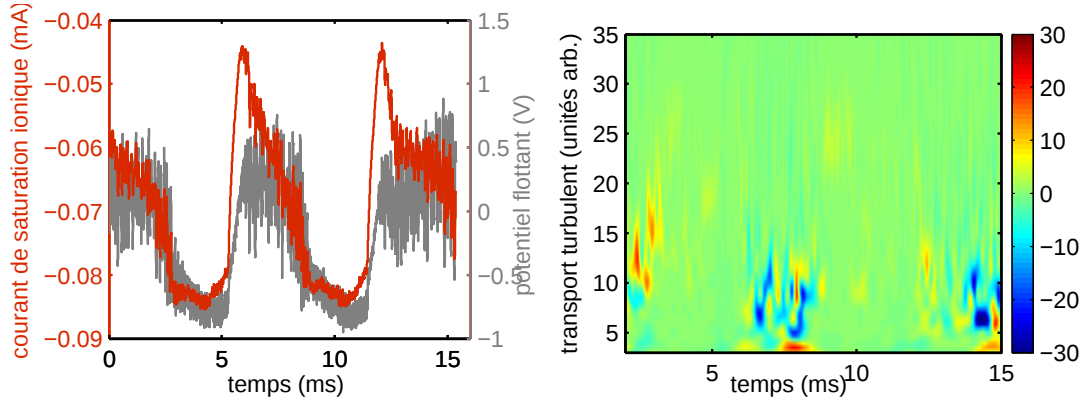


FIG. 4.28 – Scalogramme des fluctuations de potentiel flottant.

que le plasma s'éteint. Cette augmentation de fréquence est visible sur le scalogramme des fluctuations de potentiel flottant, montré en figure 4.28. Entre les temps 7 ms et 9,6 ms, la fréquence passe de 5 kHz à 20 kHz. La fréquence continue d'augmenter jusqu'à 12,5 ms. Sur les images de caméra, on distingue qu'en augmentant en fréquence, les fluctuations se déplacent vers des rayons plus élevés. Sur les images statiques montrées en 4.27, ceci est malheureusement difficile à distinguer, on voit néanmoins que le gradient de luminosité diminue. Dans un deuxième enregistrement, des mesures avec la triple sonde ont été faites afin de calculer le transport turbulent. Les fluctuations de courant de saturation et de potentiel sont tracées en figure 4.29(a), le transport correspondant en 4.29(b). Le transport turbulent n'est présent que lorsque l'instabilité se développe dans la colonne. Ce transport n'est pas dirigé exclusivement vers l'extérieur, mais présente également de nombreuses composantes vers l'intérieur et ceci rend sa valeur moyenne faible. En effet, pour ce régime de plasma pulsé, ce n'est pas le transport turbulent qui est responsable de la perte du plasma après chaque pulse. Celle-ci est surtout due au fait que le courant de décharge diminue drastiquement. La colonne de plasma n'est plus entretenue et se dissipe. Le calcul de transport turbulent prend en compte uniquement le transport convectif dû aux fluctuations et n'est pas représentatif de l'ensemble des pertes.

Ce chapitre était entièrement consacré à la présentation de l'imagerie rapide. Il a été montré que ce diagnostic non intrusif permet d'obtenir une mesure des fluctuations de densité du plasma. Le caractère bi-dimensionnel de la mesure et la fréquence d'acquisition



(a) Série temporelle du courant de saturation ionique et du potentiel flottant. (b) Évolution du transport turbulent.

FIG. 4.29 – Deuxième série de mesure dans un plasma pulsé. Le transport convectif est nul lorsque le plasma est éteint ou lorsque les fluctuations sont faibles.

nettement supérieure à la fréquence des instabilités ont permis l'utilisation de techniques de vélocimétrie, afin d'obtenir des champs de vitesses eulériens quasi instantanés. On peut noter que la vélocimétrie livre la vitesse de groupe des structures visibles. Les mesures des profils des paramètres plasma par sondes électrostatiques livre quand à elle la vitesse de phase de chaque mode. Ces deux vitesses ne sont égales que dans certains cas, par exemple en présence d'un mode unique. La vélocimétrie donne donc le même type de grandeur que des mesures de cross-corrélation entre sondes, mais avec une résolution spatiale bien plus élevée. Le fait d'accéder à une section complète de la colonne permet en outre des observations plus détaillées que celles accessibles par mesures de sondes locales. Ceci a été illustré par l'étude d'un régime de plasma pulsé en dernière section du chapitre. Le chapitre suivant traite des couplages non-linéaires entre modes. Là encore, l'imagerie rapide apportera une contribution importante.

Chapitre 5

Couplages non-linéaires entre modes

Pour caractériser la turbulence dans un plasma, il faut comprendre comment se répartit l'énergie entre différents types d'instabilités et différentes échelles. Les couplages non-linéaires sont responsables de ces transferts d'énergie. Ils sont donc également déterminants pour le type de transport convectif rencontré dans le plasma. On peut ainsi se demander si dans le cas de cascades inverses vers des grandes échelles, les événements de transport seraient plus violents à cause de l'apparition de grandes structures cohérentes. Ou encore si certains couplages non-linéaires pourraient au contraire réduire le transport en transférant de l'énergie vers un écoulement zonal. Ces questions et bien d'autres ont amené la communauté des plasmas à s'intéresser au problème de la détection et de la quantification des transferts d'énergie par couplages non-linéaires. Les grandeurs permettant de détecter des couplages non-linéaires à partir d'une mesure de fluctuations sont le bispectre et la bicohérence. Leur application n'est bien sûr pas limitée à la physique des plasmas. Par exemple, la bicohérence est utilisée pour l'étude d'un écoulement d'air turbulent [110] ou, plus récemment, des ondes capillaires à la surface de l'eau [111]. Les méthodes développées pour la physique des plasmas pourraient donc bien avoir des répercussions sur d'autres branches scientifiques. Dans le cadre des plasmas, l'interprétation du bispectre en terme de transfert d'énergie est discutée depuis les années 1980. Depuis une dizaine d'années, l'intérêt pour la bicohérence a redoublé et celle-ci commence à être de plus en plus utilisée pour des études expérimentales. L'interprétation de la bicohérence n'est pourtant pas simple. De nombreux travaux ont été menés afin de relier la bicohérence aux couplages entre modes et finalement aux transferts d'énergie, mais il n'existe toujours pas de consensus sur l'interprétation correcte de cette grandeur. Les régimes instables de plasmas des petites machines de laboratoire, comme Mirabelle, présentent l'avantage de n'être composés que d'un nombre relativement restreint de modes, présentant donc des combinaisons de couplages moins nombreuses que dans les grandes machines. De plus, les observations expérimentales sont plus faciles à mettre en place et les résultats peuvent être comparés à des résultats de codes de simulation.

La première partie de ce chapitre présente les définitions du bispectre et de la bicohérence et différentes façons de les calculer dans le domaine fréquentiel et dans le domaine des nombres d'onde. Dans une deuxième section, un aperçu des différentes études réalisées

dans les plasmas est donné et l'interprétation de la bicohérence est discutée. La troisième partie compare le bispectre obtenu par mesures de caméra avec le bispectre obtenu avec des données de sondes et justifie ainsi l'utilisation de données de caméra pour la détection de couplages non-linéaires. Un avantage de la caméra étant de fournir des données simultanées à différents rayons de la colonne cylindrique, l'évolution de la bicohérence en fonction du rayon est analysée à partir de données expérimentales et de simulations. On s'intéresse ensuite au lien entre la bicohérence et les transferts d'énergie. Des séquences temporelles typiques sont présentées montrant des pics de bicohérence précédant des modifications du spectre. Des méthodes empiriques de vérification du lien entre ces deux grandeurs sont discutées. Ces méthodes sont ensuite appliquées à des mesures avec la caméra rapide dans Mirabelle, ainsi qu'à des données obtenues par mesures de sondes dans la machine VINETA lors du contrôle des instabilités. En s'inspirant d'un modèle de couplage très simple, la phase du bispectre est finalement utilisée pour estimer le sens des transferts d'énergie dans ces même régimes et comparer les résultats à ceux basés sur l'observation des séquences temporelles.

5.1 Définitions du bispectre et de la bicohérence

5.1.1 Définition dans le domaine fréquentiel

La bicohérence est une grandeur statistique qui permet de détecter la possibilité de couplages non-linéaires entre différentes composantes fréquentielles d'un signal. Elle teste si les conditions pour le couplage sont remplies :

1. si il y a accord de fréquence : $f_3 = \alpha f_1 + \beta f_2$
2. si il y a accord de phase : $\theta_3 = \theta_1 + \theta_2 + c$, où c est une constante

Le calcul de la bicohérence devra donner un résultat assez proche de 1, lorsque ces deux conditions sont remplies, et un résultat proche de zéro, si cela n'est pas le cas. Pour des fluctuations montrant un accord de fréquences, la condition d'accord de phase pourra être remplie à chaque instant en adaptant c . Mais pour permettre l'interaction, les deux conditions doivent être remplies pour un nombre d'échantillons assez important avec c constant. La bicohérence devra donc toujours s'exprimer par une moyenne ou une intégrale sur un nombre suffisant d'échantillons.

Le calcul le plus répandu de la bicohérence se fait grâce aux transformées de Fourier. La première grandeur à calculer est le bispectre, dont l'expression est donnée par [112] :

$$B^F(f_1, f_2) = \langle F(f_3)^* F(f_1) F(f_2) \rangle \quad (5.1)$$

où F est la composante de Fourier du signal pour les fréquences 1, 2 ou 3 qui remplissent la condition $f_3 = f_1 + f_2$. La moyenne $\langle \cdot \rangle$, qui devrait être une moyenne statistique, ne peut se faire dans ce cas que par une moyenne sur un intervalle de temps. Concrètement, la série temporelle des fluctuations est découpée en fenêtres et les coefficients de Fourier des fluctuations sont calculés pour chacune de ces fenêtres. Ensuite, les valeurs $F(f_3)^* F(f_1) F(f_2)$ obtenues pour chaque fenêtre sont moyennées. Chaque fenêtre temporelle est donc considérée

comme une réalisation. La bicohérence correspond au bispectre normalisé et s'exprime par :

$$(b^F(f_1, f_2))^2 = \frac{|B^F(f_1, f_2)|^2}{S(f_1)S(f_2)S(f_3)}$$

avec $S(f)$ la densité de puissance spectrale pour la fréquence f . Les définitions données plus haut s'appliquent à une seule série temporelle. On peut également définir le bispectre croisé :

$$B_{fg}^F(f_1, f_2) = \langle F_g(f_3)^* F_f(f_1) F_f(f_2) \rangle$$

Dans ce cas f et g désignent deux séries de mesure différentes ou deux fenêtres de temps différentes d'une même série temporelle de fluctuations.

La figure 5.1 schématise une représentation de bispectre ou de bicohérence. À cause des propriétés de symétrie, il n'est pas utile de représenter tout le plan (f_1, f_2) , mais uniquement le secteur $f_1 \geq 0, f_1 - f_2 \geq 0$. Une fréquence négative signifie sur ces axes que le couplage ne se fait pas par addition mais par soustraction de fréquence. Sur ce schéma, on a représenté un couplage local entre les fréquences f_a et f_b vers $f_a + f_b = f_c$ dans la partie supérieure de l'image. Des bandes dans le bispectre, comme celle à $f_2 = f_d$ sont le signe d'un couplage non-linéaire d'une fréquence avec de nombreuses fréquences sur toute une partie du spectre.

À partir de la bicohérence, on définit deux autres grandeurs :

$$\text{la bicohérence sommée : } b(f)^2 = \frac{1}{n} \sum_{f_1+f_2=f} (b_f(f_1, f_2))^2 \quad (5.2)$$

$$\text{la bicohérence totale : } b^2 = \frac{1}{N} \sum_{f_1} \sum_{f_2} (b_f(f_1, f_2))^2 \quad (5.3)$$

avec n et N le nombre de termes respectifs dans les sommes. La sommation dans la formule de bicohérence sommée se fait le long des flèches indiquées dans la figure 5.1. La bicohérence sommée correspondante est schématisée dans la partie droite de la figure. Elle représente le total des couplages auxquels chaque fréquence est associée. La bicohérence totale donne une idée globale de l'importance du couplage.

La bicohérence en fréquence hérite des avantages et inconvénients de la transformée de Fourier discutés en 2.4. Elle ne permet pas de résolution temporelle fine des phénomènes observés, car elle est appliquée sur de longues séries temporelles. Pour l'analyse spectrale, le spectre en ondelettes peut remplacer le spectre de Fourier. De même, pour l'analyse bispectrale, les coefficients d'ondelettes pourront remplacer les coefficients de Fourier. Le bispectre en ondelettes a été défini par van Milligen [113, 114] comme :

$$B_{fg}^W = \int W_f^*(a_3, \tau) W_g(a_1, \tau) W_g(a_2, \tau) d\tau \quad (5.4)$$

$$\text{avec } 1/a_3 = 1/a_1 + 1/a_2 \quad (5.5)$$

La condition d'addition sur les fréquences a été remplacée par une condition sur l'échelle des ondelettes, celle-ci correspondant à l'inverse d'une fréquence. L'intégrale sur un intervalle de temps remplace la moyenne sur les fenêtres utilisées lors du calcul du bispectre

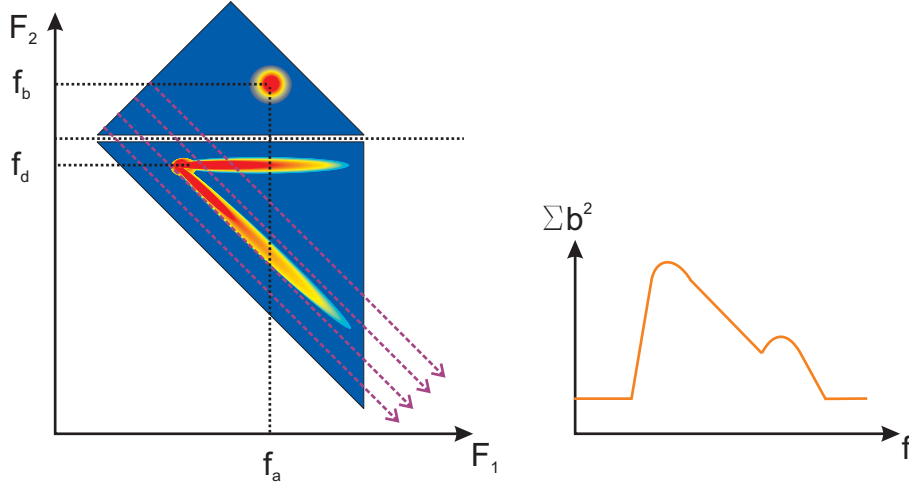


FIG. 5.1 – Représentation schématique d'un bispectre et d'une bicohérence sommée.

par les transformées de Fourier. L'avantage de cette méthode est de ne pas devoir fenêtrer le signal. Les coefficients d'ondelettes donnent les composantes spectrales des fluctuations à chaque pas de mesure. Seul le calcul de l'intégrale réduit la résolution temporelle. L'expression 5.4 s'applique au cas général du calcul d'un bispectre croisé. Lorsque $f = g$, elle donne l'expression de l'auto-bispectre. La bicohérence en ondelettes s'exprime par :

$$(b_f^W(a_1, a_2))^2 = \frac{|B_{fg}^W(a_1, a_2)|^2}{\left(\int |W_g(a_1, \tau)W_g(a_2, \tau)|^2 d\tau\right) S_f(a_3)} \quad (5.6)$$

$$\text{où } S_f(a_3) = \int W_f^*(a_3, \tau)W_f(a_3, \tau) d\tau \quad (5.7)$$

Le bruit statistique peut être évalué par [113, 115] :

$$\epsilon(b^w(f_1, f_2)) = \left[\frac{f_e/2}{\min(|f_1|, |f_2|, |f_1 + f_2|)N} \right]^{1/2} \quad (5.8)$$

où f_e est la fréquence d'échantillonnage de la mesure et N est le nombre de pas de temps utilisés pour le calcul de la bicohérence. On peut remarquer que le bruit décroît rapidement avec N , donnant des valeurs très fiables pour la bicohérence, lorsque la série de mesure est suffisamment longue. L'erreur dépend des fréquences, ou échelles, considérées. En effet, les ondelettes ont un certain étalement dans le temps. Lorsque les ondelettes continues comme celles de Morlet sont utilisées, une partie des ondelettes se chevauchent et elles ne peuvent donc plus être considérées comme indépendantes. Cet effet est plus fort dans le domaine des basses fréquences, où les ondelettes sont plus étalées que dans les hautes fréquences. Par contre, le calcul en ondelettes présente l'avantage d'une meilleure résolution temporelle par rapport au calcul utilisant une transformée de Fourier fenêtrée. L'erreur du calcul est donc amoindrie du fait de l'utilisation de plus de points de mesure dans le temps. En général, la décomposition en ondelettes est moins précise en fréquence que la décomposition en Fourier.

L'incertitude sur la fréquence implique que le calcul de la bicohérence sera moins sensible à de légers décalages de fréquence et pourra indiquer une forte bicohérence, dès que la règle d'addition des fréquences est validée dans la limite de cette incertitude. L'avantage principal des ondelettes réside dans la bonne résolution temporelle, la bicohérence en ondelettes est donc particulièrement utile pour l'étude de phénomènes non stationnaires. Par exemple, une étude récente a utilisé la bicohérence en ondelettes pour montrer que le couplage entre la turbulence et un écoulement zonal variait avec la phase de ce dernier [54].

À partir de la bicohérence calculée en ondelettes, on définit la bicohérence sommée et la bicohérence totale de la même manière qu'auparavant en moyennant plusieurs contributions. Lorsque la bicohérence a été calculée en ondelettes, il suffit de remplacer les fréquences par l'inverse des dilatations a correspondantes dans les équations 5.2 et 5.3.

5.1.2 Bicohérence en nombre d'onde

Le paragraphe précédent a présenté comment la bicohérence peut être calculée dans le domaine fréquentiel. En effet, il est expérimentalement assez simple d'enregistrer une série temporelle de fluctuations à une position donnée et dans la plupart des cas, la bicohérence est donc calculée en fréquence (un exemple récent peut être trouvé dans [116]). Or les couplages dans les plasmas se font entre modes, faisant intervenir des nombres d'onde plutôt que des fréquences. Le raisonnement en terme de couplage de fréquences est justifié, si on suppose que, lorsque la condition d'addition est satisfaite pour les fréquences, elle l'est également pour les nombres d'onde [117], ce qui revient à imposer une forme linéaire à la relation de dispersion. Pour avoir une grandeur plus proche de la réalité physique, il faudrait pourtant calculer les bispectres à partir de mesures de nombre d'onde ¹. Mais la mesure de spectres en nombre d'onde est souvent difficile expérimentalement, car il faut mesurer les fluctuations à plusieurs positions simultanément. De telles mesures sont par exemple possibles grâce à des réseaux de sondes. Pour étudier la bicohérence en k_θ dans les machines linéaires, des ensembles de sondes placées circulairement sur un même rayon, les couronnes de sonde, sont utilisées. Grâce à un tel dispositif, la bicohérence en nombre d'onde a été étudiée pour la machine VINETA [118]. Grâce à l'imagerie rapide on dispose d'un diagnostic permettant la mesure des fluctuations de densité simultanément dans une section complète de la colonne de plasma. Il est possible d'accéder à des séries temporelles sur des couronnes de sonde virtuelles en extrayant les données à partir des images de caméra, comme expliqué en section 4.2. On peut rappeler que des petits défauts de centrage du plasma peuvent être corrigés à posteriori lors d'extraction de couronnes virtuelles, ce qui n'est pas possible avec les couronnes de sondes matérielles. Un bon centrage est pourtant primordial pour le calcul de la bicohérence. En effet, un mauvais centrage provoque des déformations des modes, qui induiront des artefacts dans les spectres en nombre d'onde. Comme la bicohérence est un spectre d'ordre supérieur, elle sera sensible à ces artefacts et pourra être faussée.

¹On rappelle que le nombre d'onde poloidal k_θ et le nombre de mode m sont reliés par $k_\theta = m/r$, avec r la position radiale de la perturbation.

À partir de données de couronnes de sondes, qu'elles soient matérielles ou virtuelles, le calcul de la bicohérence en nombre d'onde peut de nouveau se faire de deux manières ; soit en utilisant la transformée de Fourier, soit en utilisant la transformée en ondelettes. Lorsqu'on utilise la transformée de Fourier, chaque pas de temps est d'abord analysé séparément. La série spatiale des fluctuations au temps t , $\varphi_t(\theta)$ est décomposée en modes de Fourier et on obtient les composantes $F_t(m)$ pour les différents modes m , avec m entier. Le bispectre se calcule alors par une intégrale sur le temps :

$$B^F(m_1, m_2) = \int_T F_t(m_3)^* F_t(m_1) F_t(m_2) dt$$

avec $m_3 = m_1 + m_2$. À partir du bispectre, on calcule la bicohérence, la bicohérence sommée et la bicohérence totale de la même manière que précédemment en utilisant les équations 5.1.1, 5.2 et 5.3.

Avec la transformée en ondelettes, l'intégrale sur un intervalle de temps T ne sera plus nécessaire. De nouveau, la série spatiale des fluctuations est décomposée en ondelettes pour chaque pas de temps. Le principe de la décomposition d'une série spatiale est le même que celui d'une série temporelle (voir 2.4.4). L'axe du temps est remplacé par l'axe des positions en θ et la dilatation des ondelettes ne correspond plus à l'inverse d'une fréquence, mais à l'inverse d'un nombre d'onde. On obtiendra donc des coefficients d'ondelettes $W(k, \theta)$ ou $W(m, \theta)$ en utilisant les relations liant k, m et r^2 . L'ondelette sonde la série spatiale de fluctuations localement et fournit pour chaque mode m des coefficients à différentes localisations θ . Localement, des structures peuvent avoir un nombre d'onde tel que kr ne soit pas entier et les coefficients d'ondelettes pour m non entier ne seront donc pas forcément nuls. Ceci constitue une différence fondamentale par rapport à la décomposition de Fourier qui ne se fait que sur des modes m entiers³. Mais même si la transformée en ondelettes prend en compte les m non entiers, les maxima des spectres de puissance et des bispectres resteront situés aux m entiers en turbulence faible ou modérée. Grâce à la décomposition en ondelettes, le bispectre peut se calculer pour chaque pas de temps en intégrant sur l'angle $0 \leq \theta < 2\pi$:

$$B_t^W(m_1, m_2) = \int_0^{2\pi} W_t(m_3, \theta)^* W_t(m_1, \theta) W_t(m_2, \theta) d\theta$$

avec $m_3 = m_1 + m_2$. Les bicohérence, bicohérence sommée et bicohérence totale peuvent être calculées pour chaque pas de temps en utilisant l'équation 5.6 et l'équivalent des équations 5.2 et 5.3 pour les ondelettes. Le schéma 5.2 résume les différentes façons de calculer un bispectre.

²Il faut bien connaître le rôle de la dilatation dans la définition de l'ondelette utilisée pour faire la correspondance entre la dilatation et le nombre d'onde ou m . Cette opération peut donc s'avérer être assez complexe.

³On imposera une condition aux limites périodiques dans la direction poloidale pour le calcul des transformées de Fourier.

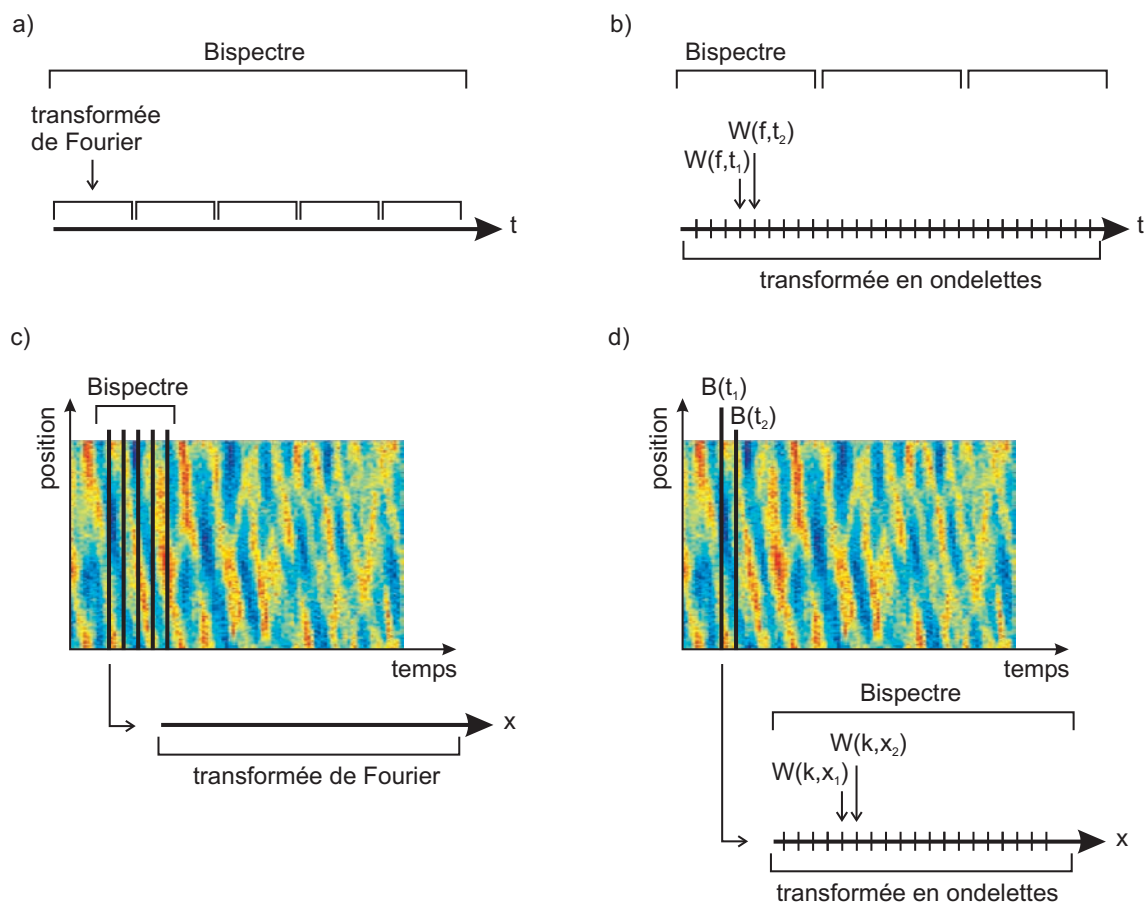


FIG. 5.2 – Représentation schématique de différentes façons de calculer un bispectre ou une bicohérence. a) En fréquence sur une série temporelle avec des transformées de Fourier fenêtrées. b) En fréquence sur une série temporelle avec des ondelettes. c) En nombre d'onde sur une série spatiale par décomposition en modes de Fourier. d) En nombre d'onde sur une série spatiale avec ondelettes. t désigne le temps, x désigne la position.

5.1.3 Interprétation des bispectres

Avant de s'intéresser à la question du lien entre bispectre et transfert d'énergie entre modes, il peut être utile de remettre en avant certaines propriétés du bispectre et de présenter certaines situations pouvant rendre son interprétation plus difficile.

Le bispectre est calculé à partir de transformées de Fourier ou de transformées en ondelettes complexes. Il s'agit donc d'une grandeur complexe présentant une norme et une phase c , appelée biphas. La biphas n'est pas forcément nulle, mais sera dans certains types de couplages égale à $c = \theta_1 + \theta_2 - \theta_3$, où θ_i sont les phases des modes i intervenant dans le couplage. Ainsi, la norme du bispectre est déterminée par plusieurs facteurs ;

- l'amplitude des composantes intervenant dans le couplage, qui détermine la norme des coefficients d'ondelette ou de Fourier utilisés
- la durée du couplage, qui changera la valeur de l'intégrale intervenant dans le calcul du bispectre

La bicohérence est définie à partir de la norme du bispectre et ne prend pas en compte sa phase. La phase du bispectre c détermine le signe de la partie réelle du bispectre [119]. Dans la section 5.2, il sera expliqué comment la biphas peut pour certains modèles de couplage être déterminante pour la direction d'un éventuel transfert d'énergie.

Dans le cas de spectres continus, la résolution en fréquence ou en mode de la transformée utilisée a une influence sur l'amplitude de la bicohérence en changeant le nombre de paires de modes ou fréquences pris en compte [117, 120]. Il est donc difficile de comparer des valeurs de bicohérence obtenues avec des méthodes de calcul différentes. Mais des comparaisons entre résultats obtenus dans les mêmes conditions d'échantillonnage et de calcul sont possibles.

Lorsque les fluctuations possèdent une périodicité non sinusoïdale, celles-ci seront décomposées sur un grand nombre de coefficients, correspondant à des harmoniques qui seront toutes en phase. Pour ce type de signal, la bicohérence sera donc importante sur une large gamme de fréquences ou de modes. Il est donc difficile de faire la différence entre un fort couplage entre plusieurs modes distincts et la présence d'harmoniques d'un seul mode non sinusoïdal et il faut des mesures complémentaires pour distinguer les deux phénomènes. Dans le cas de la bicohérence en fréquence, ce problème peut survenir lors de passages de structures cohérentes [113].

Il est en général nécessaire de comparer les résultats avec un spectrogramme du signal, afin de donner une interprétation correcte de la bicohérence. Lorsque le spectre est très faible sur certaines fréquences, la normalisation de la bicohérence d'après l'équation 5.6 revient à une division par un nombre très petit et peut artificiellement faire apparaître une bicohérence trop élevée. Les valeurs de bicohérence élevées aux fréquences de très faibles puissances spectrales ne sont donc pas forcément la conséquence de couplages, mais peuvent apparaître à partir d'erreur numériques [113] et devront être rejetées.

Finalement, on peut également noter que le système de mesure en lui-même peut être non-linéaire et donc fausser la mesure de la bicohérence. Par exemple, dans les machines montrant des fluctuations de température assez importantes, les mesures par sonde de Langmuir sont intrinsèquement non-linéaires à cause de la simultanéité des fluctuations

de densité et de température. Dans le cas des sondes, l'erreur induite sur le calcul de bicohérence est faible [120]. Pour d'autres diagnostics, l'influence du système de mesure peut être plus important et les résultats obtenus avec les nouveaux diagnostics doivent d'abord être vérifiés.

5.2 Couplages et transferts d'énergie

Au stade de sa définition, la bicohérence ne donne à priori aucune information sur le processus physique responsable du couplage, sa force ou la direction d'un éventuel transfert d'énergie. Un lien entre bispectre et transfert d'énergie ne peut se faire que sur la base d'un modèle de couplage précédemment choisi, dont il faut connaître ou déterminer les coefficients de transfert. Ceci demande une bonne connaissance du régime rencontré et reste en général très difficile.

Kim *et al.* font partie des premières équipes à s'être intéressé au calcul de la bicohérence dans le domaine de la physique des plasmas [112]. Ils ont étudié le couplage non-linéaire dans un cas adapté aux ondes de dérive en présence d'un faible nombre de modes [119]. Ils proposent un modèle de couplage à trois modes de la forme :

$$\frac{\partial \varphi_{\omega_3}}{\partial x} = \Lambda(\omega_1, \omega_2) \varphi(\omega_1) \varphi(\omega_2) \exp(i\Delta k x),$$

où x est la position, $\Lambda(\omega_1, \omega_2)$ est le coefficient de couplage et Δk est un possible léger décalage dans l'addition des fréquences. φ_ω est une simplification d'écriture et représente le signal des fluctuations et non pas sa transformée de Fourier ϕ_ω . Pour ce modèle, ils obtiennent pour l'expression de la biphasé :

$$c(\omega_1, \omega_2) = \alpha(\omega_3) - \delta(\Lambda(\omega_1, \omega_2)) \quad (5.9)$$

$$\alpha(\omega_3) = \tan^{-1} \left(\frac{-k(\omega_3)}{\partial \ln |\phi(\omega_3, t)| / \partial x} \right), \quad (5.10)$$

où $\delta(\Lambda(\omega_1, \omega_2))$ est la phase du coefficient de couplage. Lorsque le coefficient de couplage est réel et positif ($\delta(\Lambda(\omega_1, \omega_2)) = 0$), on obtient simplement $c(\omega_1, \omega_2) = \alpha(\omega_3)$ et $\alpha(\omega_3)$ est déterminé par l'évolution des fluctuations avec le temps. Le transfert d'énergie $T(\omega_1, \omega_2)$ est défini par rapport à la variation du spectre de puissance $P(\omega) = \langle \phi(\omega, t) \phi^*(\omega, t) \rangle$:

$$\frac{\partial P(\omega_3)}{\partial x} = T(\omega_1, \omega_2).$$

Pour ce modèle spécifique, il s'exprime par :

$$T(\omega_1, \omega_2) = 2|\Lambda(\omega_1, \omega_2)| |B(\omega_1, \omega_2)| \cos[\alpha(\omega_3)].$$

Le signe du transfert d'énergie dépend donc de l'angle $\alpha(\omega) = c + \delta(\Lambda(\omega_1, \omega_2))$ et donc uniquement du signe de la biphasé, si le coefficient de couplage est réel et positif. Pour

les ondes de dérive, plusieurs études analytiques et simulations obtiennent effectivement analytiquement des coefficients de couplage réels et positifs [121, 122].

On peut mentionner à cet endroit les études menées par Greb et Rusbridge [120] dans le cas d'une interaction d'un mode avec lui-même menant à un mode de fréquence double. Ils essayent également d'appliquer leur méthode à des instabilités d'onde de dérive dans la machine UMIST avec un coefficient de couplage réel et positif [122]. Pour rendre possible la détermination de la constante de couplage, ils suggèrent déjà que l'utilisation d'un système de contrôle des instabilités pourrait rendre possible l'observation de la mise en place spatiale d'un mode. Ils observent également déjà des *flute modes* dans la machine, mais ne les prennent pas en compte pour l'interprétation des interactions non-linéaires.

Une forme plus complète pour décrire les couplages d'ondes de dérive est donnée par l'équation de couplage suivante [123] :

$$\frac{\partial \phi(k_3, t)}{\partial t} = \Lambda_{k_3}^L \phi(k_3, t) + 1/2 \sum_{k_1, k_2} \Lambda_{k_3}^Q(k_1, k_2) \phi(k_1, t) \phi(k_2, t) \quad (5.11)$$

où $\Lambda_{k_3}^L$ est le coefficient de couplage linéaire et $\Lambda_{k_3}^Q(k_1, k_2)$ le coefficient de couplage quadratique entre k_3 et k_1, k_2 . $\phi(k, t)$ est la transformée de Fourier spatiale des fluctuations $\varphi(x, t)$.

Ritz *et al.* proposent vers la fin des années 1980 une méthode de calcul des coefficients de couplage et du transfert d'énergie entre modes pour un cas de turbulence développée en partant de cette équation [123]. Ils proposent d'utiliser la mesure des fluctuations ϕ à deux instants séparés d'un temps τ ; $X_k = \phi(k, t), Y_k = \phi(k, t + \tau)$. En discrétisant l'équation 5.11 pour des petites différences de temps, ils obtiennent l'équation :

$$Y_{k_3} = L_{k_3} X_{k_3} + \frac{1}{2} \sum_{k_1, k_2} Q_{k_3}^{k_1, k_2} X_{k_1} X_{k_2}$$

qui fait intervenir les fonctions de transfert linéaires et quadratiques L_k et $Q_k^{k_1, k_2}$, liées aux coefficients de couplages Λ_k^L et $\Lambda_k^Q(k_1, k_2)$ respectivement. En multipliant cette équation par X_{k_3} et $X_{k_1}^* X_{k_2}^*$, ils obtiennent un système d'équations donnant les coefficients de couplage en fonction des autospectres, crossspectres et bispectres de X et Y . Pour simplifier ce calcul, les auteurs proposent de supposer qu'aucune interaction non-linéaire ne s'est produite en dehors de l'intervalle de temps τ et obtiennent dans ce cas l'expression directe de la relation de dispersion $\text{Im}(\Lambda_k^L)$, du taux de croissance linéaire $\gamma_k = \text{Re}(\Lambda_k^L)$ et du coefficient de couplage quadratique Λ_k^Q pour k_3 . Ensuite, les auteurs s'intéressent au transfert d'énergie. En multipliant l'équation 5.11 par $\phi^*(k_3, t)$ et en simplifiant les termes en $\phi^* \pm \phi$, on obtient une expression pour la variation de la puissance spectrale du mode :

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \phi_{k_3} \phi_{k_3}^* \rangle = 2 \text{Re}(\Lambda_{k_3}^L) \langle \phi_{k_3} \phi_{k_3}^* \rangle + \sum_{k_1, k_2} \text{Re} \left(\Lambda_{k_3}^Q(k_1, k_2) \langle \phi_{k_3}^* \phi_{k_1} \phi_{k_2} \rangle \right) \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial P_{k_3}}{\partial t} = 2\gamma_{k_3} P_{k_3} + \sum_{k_1, k_2} T_{k_3}(k_1, k_2) \quad (5.13)$$

On retrouve l'expression de la bicohérence comme ingrédient principal de la fonction de transfert $T_{k_3}(k_1, k_2)$. L'équation 5.13 signifie que l'évolution de la puissance spectrale d'un mode dépend du taux de croissance linéaire de ce mode et des transferts d'énergie vers ou depuis les autres modes.

Kim *et al.* ont ensuite amélioré cette méthode [124] en incluant les moments de quatrième ordre dans le calcul. Ils considèrent que les spectres mesurés sont constitués d'une partie « idéale », répondant à la physique des couplages, et d'une partie « non idéale », non corrélée avec la première et provenant typiquement du bruit de mesure. Ils obtiennent des résultats satisfaisants, même lorsque les mesures contiennent du bruit, en introduisant une condition de stationnarité pour les puissances spectrales idéales à saturation. L'algorithme peut s'appliquer sur des mesures en une ou deux dimensions. La turbulence dans les plasmas est au moins bi-dimensionnelle, mais les mesures ne sont souvent faites qu'en une seule dimension. Ceci est d'ailleurs aussi le cas pour les résultats présentés dans ce chapitre, qui ne prennent en compte que les nombres d'onde poloidaux mais non radiaux. Kim *et al.* font remarquer que ceci ne fonctionne qu'à condition que le spectre en nombre d'onde radial soit restreint sur une gamme étroite de nombre d'onde, ce qui est bien le cas dans les machines de laboratoire cylindriques comme Mirabelle. On peut remarquer que dans les tokamaks par contre, les spectres en nombre d'onde sont larges et les méthodes devront être adaptées à cette situation.

Ces dernières années, plusieurs équipes ont essayé d'appliquer concrètement différents modèles de transfert d'énergie à des mesures expérimentales. Par exemple, la méthode de Ritz *et al.* améliorée a été utilisée récemment par Manz *et al.* pour étudier les couplages dans TJ-K [125]. À partir de l'analyse d'un ensemble de sondes placées en géométrie (x,y), une cascade directe est détectée à partir des mesures de potentiel et une cascade indirecte à partir des mesures de densité. En turbulence bi-dimensionnelle, on s'attend effectivement à une cascade indirecte pour l'énergie et une cascade directe pour l'enstrophie⁴, ce qu'on appelle une cascade duale. Manz *et al.* confirment leurs résultats en utilisant une autre méthode développée par Camargo *et al.* [126] qui prend en compte plusieurs champs, c'est à dire le potentiel, la densité et la vortacité [127]. On peut également citer les travaux de Itoh *et al.*, qui discutent la signification de la bicohérence dans le cas de fluctuations sur une large bande de fréquences avec une fréquence dominante qui correspond à une onde de dérive [117]. Ils donnent les formules pour estimer les coefficients d'interactions nonlinéaires dans le cas d'une interaction entre ondes de dérive et *zonal flow*. Une autre formule a été proposée pour la fonction de transfert dans le cas de la coexistence d'une onde de dérive et d'une oscillation du champ électrique radial cisailé [128]. Holland *et al.* [52] ont étudié expérimentalement le transfert d'énergie entre des GAMs et la turbulence d'onde de dérive dans DIII-D et concluent que les GAMs aident à transférer de l'énergie des basses vers des plus hautes fréquences. Ils proposent l'application de leur méthode à des ondes de dérive sans GAM en prenant comme vitesse poloidale la vitesse de rotation $E \times B$.

Le nombre d'études théoriques, mais aussi expérimentales utilisant la bicohérence augmente rapidement depuis quelques années. Mais l'interprétation de la bicohérence est dif-

⁴La densité d'enstrophie est directement liée à la vortacité $\nabla \times v$.

ficile et de nombreuses questions, même fondamentales, restent sans réponse universelle. Des efforts restent à faire pour comprendre cet outil de caractérisation de la turbulence. La bicohérence est en général appliquée à des mesures de sondes, mais il peut être intéressant d'utiliser les données d'autres diagnostics. Sur Mirabelle, l'imagerie rapide offre des possibilités intéressantes concernant les mesures de fluctuations de densité. Elle pourrait ouvrir de nouvelles perspectives pour l'étude des couplages non-linéaires.

5.3 Test du calcul de bicohérence sur des données de caméra

La mesure par caméra rapide présente de nombreux avantages liés à l'enregistrement de fluctuations en deux dimensions. Si de nombreuses études ont déjà utilisé des sondes pour le calcul du bispectre, l'utilisation d'images de caméra pour la détection de couplages non-linéaires est une nouveauté. Le calcul de la bicohérence à partir de données de caméra doit donc d'abord être testé. Il faut s'assurer que les résultats sont semblables à ceux pouvant être obtenus avec des mesures de sondes. La comparaison se fera sur la bicohérence en fréquence, car les mesures de fluctuations temporelles de densité sont facilement accessibles par les deux diagnostics. Le régime choisi pour cette étude a certaines caractéristiques intéressantes. On observe une alternance entre des modes 1 à 4 avec des échanges brusques de matière traversant le centre de la colonne. La rotation au centre de la colonne est principalement dirigée dans le sens de rotation attendu pour des ondes de dérive, mais à l'extérieur de la colonne, la rotation se fait dans le sens inverse. Il est rare de pouvoir observer une telle richesse de phénomènes dans un plasma assez lumineux pour l'observer sans intensificateur. La présence de plusieurs modes avec des changements du mode dominant et la contre-rotation au bord laissent supposer que ce régime fournisse des résultats intéressants concernant les interactions non-linéaires entre les différents modes. Ce régime est donc utilisé pour une grande partie des résultats présentés dans ce chapitre. Pour comparer les bispectres obtenus par caméra et par sonde, une mesure de sonde à 4 cm a été enregistrée simultanément au film de caméra rapide. Ensuite, la série temporelle sur le pixel correspondant à la position de la sonde a été extraite. Il a été montré dans 4.3.1 que les deux séries temporelles obtenues par sondes et par caméra sont très semblables. Néanmoins, des différences existent entre les deux types d'enregistrements et on ne s'attend pas à une correspondance parfaite. Les figures 5.3 et 5.4 montrent le résultat du calcul de bicohérence en fréquence pour les deux diagnostics.

Sur la figure 5.3(a), calculée à partir des mesures de courant de saturation ionique, on observe plusieurs combinaisons de fréquences avec une valeur du bispectre élevée, notamment un triplet de valeurs sur $f_1 = 4$ kHz et $f_2 = -1$ kHz, -2 kHz, -4 kHz. On aperçoit également trois taches, l'une située aux alentours de $f_1 = 4$ kHz, $f_2 = 4$ kHz, une autre à $f_1 = 2$ kHz, $f_2 = 2$ kHz et une troisième s'étalant autour de $f_1 = 8$ kHz, $f_2 = -4$ kHz. La fréquence récurrente de 4 kHz est d'ailleurs la fréquence dominante sur les spectres de Fourier des fluctuations.

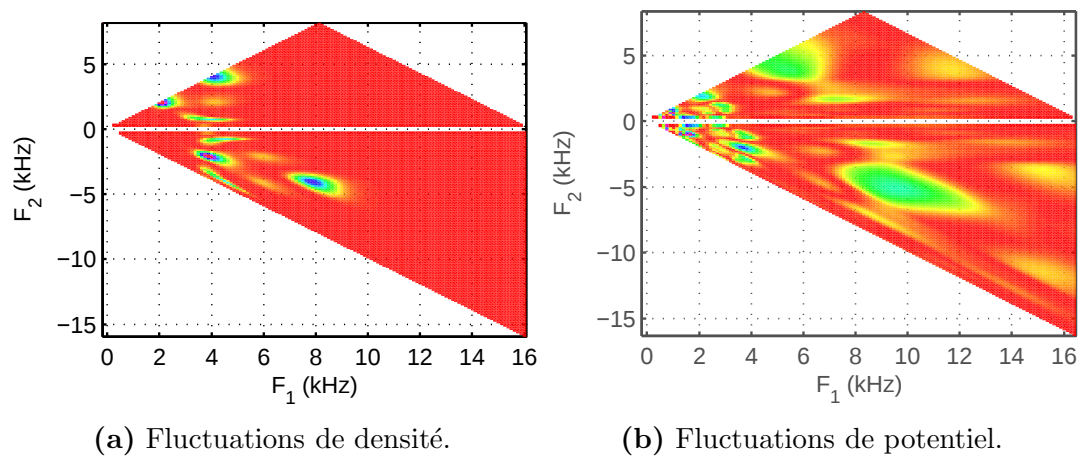


FIG. 5.3 – Bicohérence en fréquence calculée avec les ondelettes de Morlet pour des mesures enregistrées avec les sondes électrostatiques.

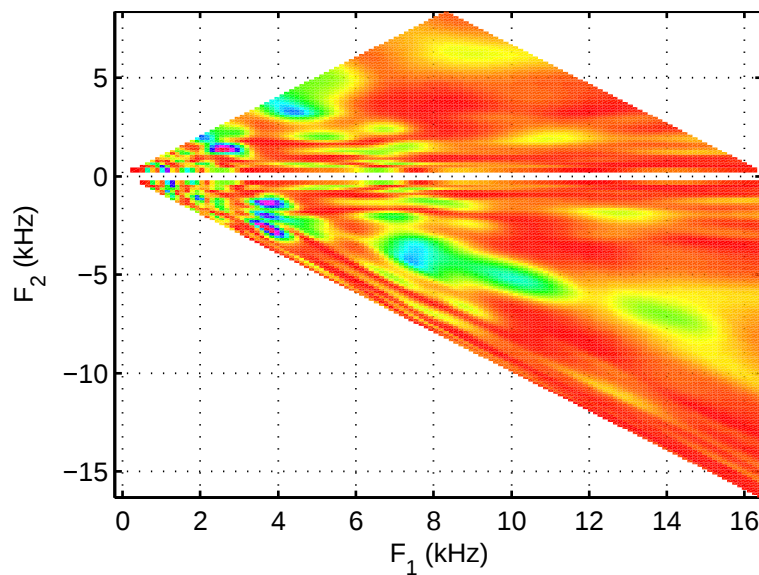


FIG. 5.4 – Bicohérence en fréquence calculée avec les ondelettes de Morlet à partir des fluctuations d'intensité lumineuse à la position des sondes.

Sur la figure 5.3(b), obtenue à partir des mesures de potentiel flottant, on retrouve les mêmes combinaisons de fréquences que précédemment. Les couplages sont néanmoins plus étalés et notamment la tache proche de $f_1 = 8 \text{ kHz}$, $f_2 = -4 \text{ kHz}$, s'étale jusqu'à $f_1 = 10 \text{ kHz}$, $f_2 = -6 \text{ kHz}$, faisant intervenir une fréquence de 10 kHz, qui est absente de la figure 5.3(a). Des bandes étirées indiquent des couplages non-linéaires d'un mode avec plusieurs autres modes et font intervenir des fréquences inférieures à 2 kHz. Ces deux figures ont été obtenues à partir de mesures de courant de saturation ionique d'un côté et de mesures de potentiel flottant de l'autre. La première grandeur est proportionnelle à la densité des ions, alors que la deuxième fait directement intervenir les électrons du plasma. La différence entre ces deux figures est donc liée au fait qu'elles concernent deux grandeurs différentes, densité et potentiel, mais aussi au fait que la mesure de ces grandeurs fait intervenir des particules de mobilité différente.

La figure 5.4 est calculée à partir des fluctuations de luminosité enregistrées avec la caméra. On retrouve les combinaisons de fréquences observées à partir des mesures de sondes. L'amplitude et la localisation des pics montrent des différences, mais l'accord reste globalement bon, étant donné que les fréquences d'acquisition ainsi que la sensibilité de la mesure ne sont pas les mêmes. Par exemple, la résolution temporelle de la caméra de 11 μs est beaucoup moins élevée que celle des sondes avec 1.1 μs . Les non-linéarités provenant des deux circuits de mesures des diagnostics peuvent également être différentes. La bicohérence à partir des images de caméra montre les contributions de la fréquence 10 kHz, observées sur la figure 5.3(b). Comme discuté dans la section 4.3.2, la caméra visualise les fluctuations de densité électronique et sera donc vraisemblablement moins affectée par l'inertie des ions que les mesures de courant de saturation ionique par sonde. On peut conclure que les combinaisons de fréquences montrant une bicohérence élevée à partir des mesures de sonde se retrouvent dans la bicohérence à partir des images de caméra. Il est donc possible d'utiliser les données de caméra pour détecter les couplages non-linéaires.

5.4 Bicohérence en fonction du rayon

Un avantage de la mesure par caméra rapide est le fait d'accéder à l'ensemble d'une section droite de la colonne et donc d'avoir des données concernant simultanément différentes positions radiales. Des données de couronnes virtuelles de rayons différents ont été extraites du film. Le spectre en nombre d'onde a été calculé pour chaque rayon, puis moyenné sur 500 images. On obtient ainsi le spectre des modes en fonction du rayon montré en figure 5.5(a). Les puissances spectrales sont bien maximales aux m entiers. Les modes élevés sont situés aux rayons plus grands, comme prédit par la théorie [24]. La bicohérence sommée en nombre de mode a ensuite été calculée pour chaque rayon et a également été moyennée pour les 500 images du film. Le résultat est représenté en figure 5.5(b). Pour une position radiale donnée, la bicohérence est bien maximale aux m entiers. Dans la direction radiale par contre, la localisation du maximum de bicohérence sommée ne se recoupe pas avec la localisation des modes. La bicohérence est plus élevée aux grands rayons, et ce, pour chaque mode. Plus exactement, le maximum de bicohérence est proche de la localisation du mode

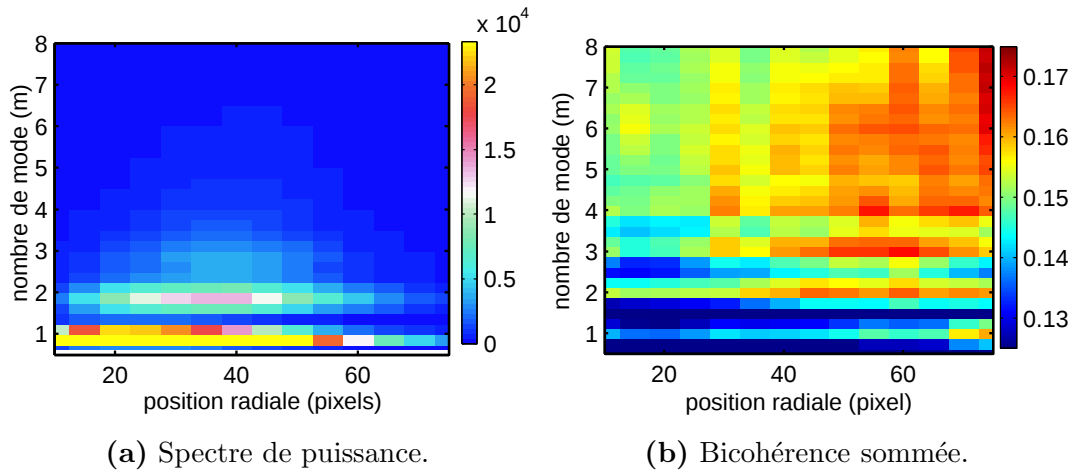


FIG. 5.5 – Spectre et bicohérence sommée en fonction du rayon pour les données de caméra, calculés à l’aide de transformations en ondelettes.

$m = 3$. Le mode $m = 3$ est rarement dominant sur le film de caméra et dans la section suivante, il sera montré que ce mode reçoit sporadiquement de l’énergie par interaction non-linéaire. La maximum de bicohérence se situerait donc proche du mode qui participe de façon importante dans les interactions non-linéaires. L’étude de la bicohérence en fonction du rayon pourrait être faussée par différentes sources d’erreur. Pour la construction des couronnes de sondes virtuelles, le même nombre de points a été utilisé pour tous les rayons. Les sondes virtuelles sont donc plus ou moins distantes et les données extraites ne prennent pas en compte la dépendance radiale de l’énergie des modes. On voit sur la figure 5.5(b) que l’intervalle de valeurs pour la bicohérence est très restreint et on peut donc également craindre une grande influence des erreurs numériques.

Les figures 5.6(a) et 5.6(b) montrent la bicohérence sommée et les spectres à différents rayons calculés à partir des résultats du code de simulation CYTO bi-dimensionnel, déjà utilisés dans la section 3.2. Les résultats confirment ceux trouvés avec les données expérimentales. Le maximum de bicohérence est localisé à grand rayon par rapport à la position des maxima de spectre des modes dominants. Les résultats de simulation sont donnés en coordonnées cylindriques (r, θ) avec 64 points poloidaux pour chaque rayon. Les couronnes extraites à différents rayons ont donc toutes le même nombre d’échantillons indépendants. Ceci confirme que la localisation à grand rayons du maximum de bicohérence n’est pas simplement la conséquence de la construction particulière des couronnes de sondes.

Il a été mentionné au paragraphe 5.1.3 qu’aux endroits montrant de très faibles puissances spectrales, une forte bicohérence pouvait apparaître à partir d’erreurs numériques et ne devait pas être prise en compte. On trouve effectivement un exemple de ce phénomène aux faibles rayons (≤ 5), où une bicohérence forte apparaît à des modes très élevés. Des nombres de modes tellement élevés ne peuvent pas être présents aux très petits rayons. Dans ce cas, il s’agit donc bien d’erreurs numériques. Mais qu’en est-il pour les régions de forte bicohérence à grand rayon ? Pour ces simulations numériques, la puissance spectrale

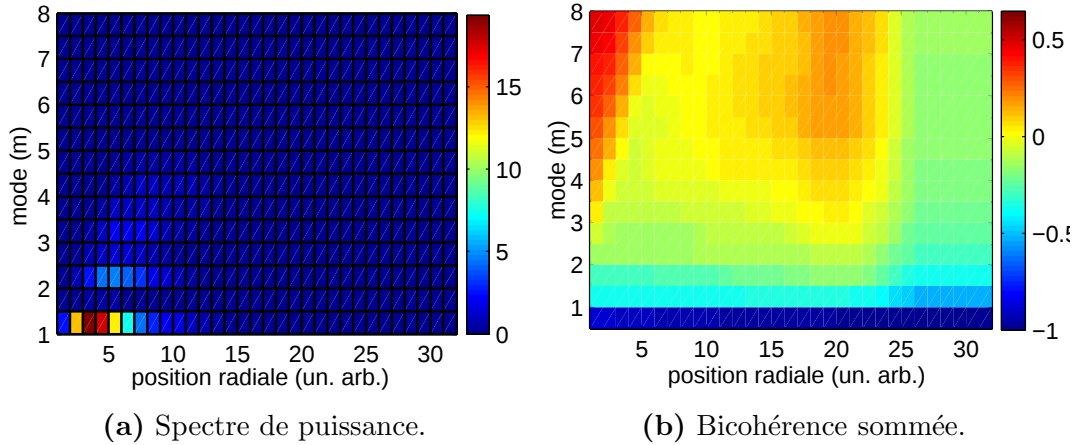


FIG. 5.6 – Spectre et bicohérence sommée en fonction du rayon pour les résultats du code de simulation CYTO, calculés à l’aide de transformations en ondelettes. Le bruit statistique, calculé d’après l’expression 5.8 a été soustrait de la bicohérence sommée, ce qui explique la présence de valeurs négatives.

des modes diminue rapidement aux grands rayons et il pourrait donc persister un doute sur la validité des résultats.

Le spectre de puissance moyen et la bicohérence sommée moyenne pour un deuxième régime de plasma sont montrés en figure 5.7. De nouveau, le maximum de bicohérence est situé à des rayons plus grands que le maximum de la puissance spectrale. Dans ce cas, la puissance spectrale des modes s’étend à des rayons plus élevés et elle est encore importante dans les régions de forte bicohérence entre $r = 40$ pixels et $r = 50$ pixels. Il est dans ce cas peu probable que la forte bicohérence soit entièrement due à des erreurs numériques. De plus, la puissance spectrale diminue également aux petits rayons en deçà de $r = 20$ pixels, alors que la bicohérence reste quasiment constante.

Finalement, la figure 5.8 montre les résultats obtenus pour le même régime que celui de la figure 5.5, mais en utilisant le programme de transformée en ondelettes intégré à la suite Matlab 7.7, au lieu du programme Wavelab, utilisé pour le calcul des autres figures. La variation avec l’échelle considérée du nombre de termes dans la bicohérence sommée (du nombre n dans 5.2) n’a pas été prise en compte. Le nombre de coefficients d’ondelettes était plus élevé et le bruit statistique, calculé d’après l’expression 5.8, a été soustrait de la bicohérence sommée. Les résultats diffèrent sur certains points comme la résolution en nombre de mode et l’évolution de la bicohérence sommée pour $m > 5$. Pour les modes principaux, les résultats sont pourtant comparables. De nouveau, le maximum de bicohérence est localisé à proximité du maximum de puissance du mode 3.

Un avantage important de la mesure par caméra est donc de pouvoir comparer la bicohérence à différents rayons. Ceci était possible par simulation numérique, mais difficile expérimentalement. L’avantage de l’utilisation des ondelettes dans le calcul de la bicohérence en nombre d’onde est l’obtention d’un bispectre et d’une bicohérence à chaque pas de temps. On peut ainsi observer l’évolution temporelle de la bicohérence et la compa-

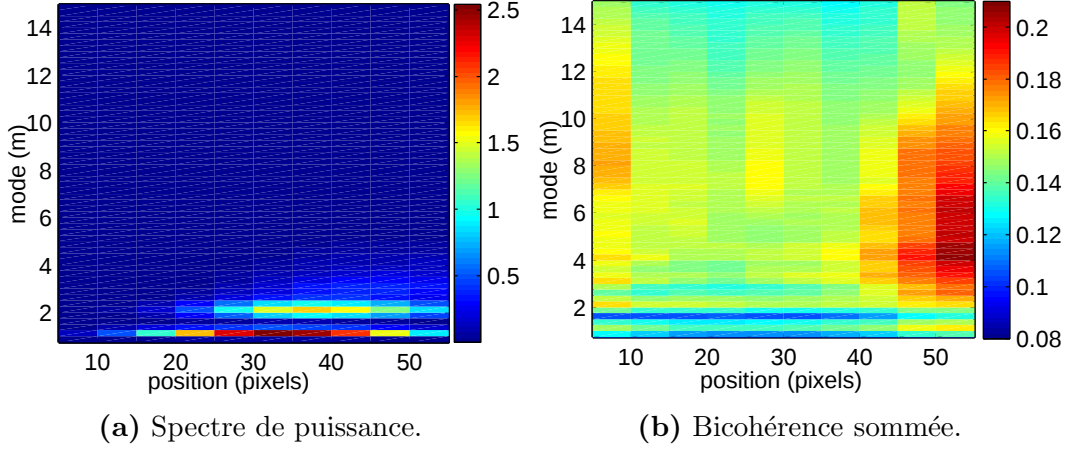


FIG. 5.7 – Spectre et bicohérence sommée en fonction du rayon pour les données de caméra, calculés à l'aide de transformations en ondelettes, pour un deuxième régime de plasma.

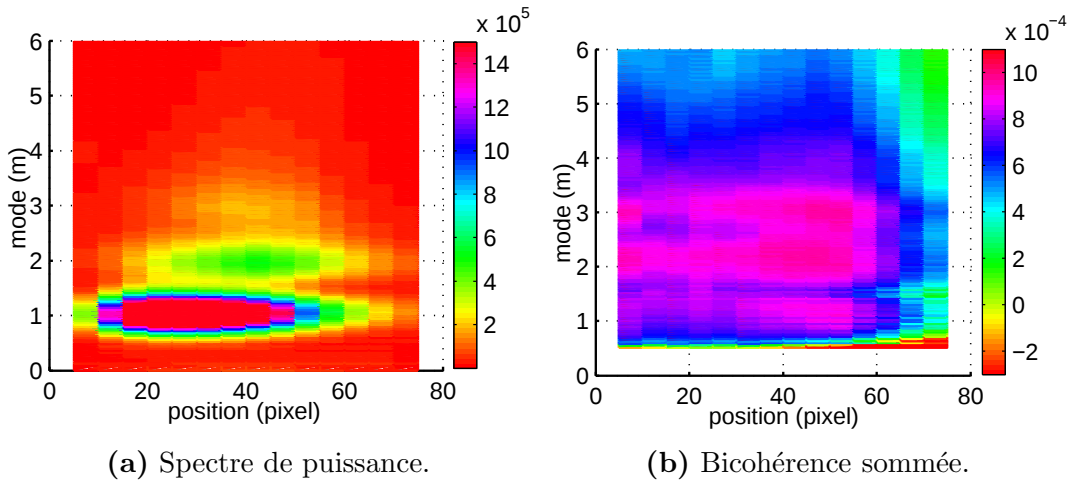


FIG. 5.8 – Spectre et bicohérence sommée en fonction du rayon pour les données de caméra, calculés à l'aide de transformations en ondelettes de programmation différente (même régime que figure 5.5.)

rer à l'évolution de la puissance spectrale des modes, ce qui est présenté dans le paragraphe suivant.

5.5 Séquences typiques

La figure 5.9 montre le résultat du calcul du spectre et de la bicohérence sommée pour une séquence de plusieurs images successives extraites du film. Sur la figure sont représentées les images numéros 267, 269 et 271, séparées de $22\ \mu\text{s}$ chacune. Le spectre et la bicohérence sommée sont calculés à un rayon de 55 pixels (soit $r = 4\text{ cm}$). Sur la première image, le mode 1 dominant est superposé à un mode 2 plus faible. Un pic de bicohérence sommée est présent pour le mode 3, alors que ce mode est très faible dans le spectre. Sur la deuxième image, les modes 1 et 2 sont toujours dominants, mais le mode 3 commence à faire son apparition dans le spectre. La bicohérence sur le mode 3 reste quasiment constante. Sur la troisième image, le mode 3 apparaît clairement dans le spectre. On peut même deviner sa présence en observant simplement l'image de caméra à l'oeil. La bicohérence rediminue légèrement entre ces deux images. Sur les images suivantes, le mode 3 disparaît progressivement du spectre. On observe donc un pic de bicohérence sur un mode non dominant qui est suivi de l'apparition de ce mode dans le spectre de puissance. On observe plusieurs séquences semblables sur l'ensemble du film enregistré. Ce type de séquences avaient déjà été observé avec une couronne de sondes sur la machine VINETA [118]. On peut les interpréter de la façon suivante : les modes dominants interagissent de façon non-linéaire avec un mode faiblement présent. Cette interaction est à l'origine d'un transfert d'énergie de ces modes dominants vers le mode faible. Le mode faible gagne en énergie et apparaît plus clairement dans le spectre de puissance. Lorsque l'interaction s'arrête, le mode n'est plus nourri et revient vers sa situation de départ. La bicohérence sommée ne donne à priori pas d'indication sur la réalisation d'un transfert d'énergie. Mais l'observation de séquences temporelles où une forte bicohérence précède un gain ou une perte d'énergie d'un mode est une indication d'un transfert d'énergie par interaction non-linéaire. On peut noter que la durée de ces séquences est très courte et le transfert d'énergie ne se fait que sur quelques dizaines de μs , ce qui est plus court que la période des instabilités, qui est de l'ordre de la centaine de μs . Ceci illustre bien l'avantage de la bicohérence en ondelette en nombre d'onde, qui permet la détection d'évènements beaucoup plus courts, que les méthodes utilisant les transformées de Fourier ou le calcul de bicohérence en fréquence.

5.6 Lien entre couplage et modification du spectre

Les séquences présentées dans la section précédente sont observées plusieurs fois dans le film. Mais à certains moments, on observe également les situations inverses avec des pics de bicohérence suivis de perte d'énergie dans le spectre, ou des changements de puissance dans le spectre sans qu'aucun pic ne soit observé dans la bicohérence. Pour mieux étudier le lien entre un changement dans le spectre de puissance d'un certain mode et une augmentation

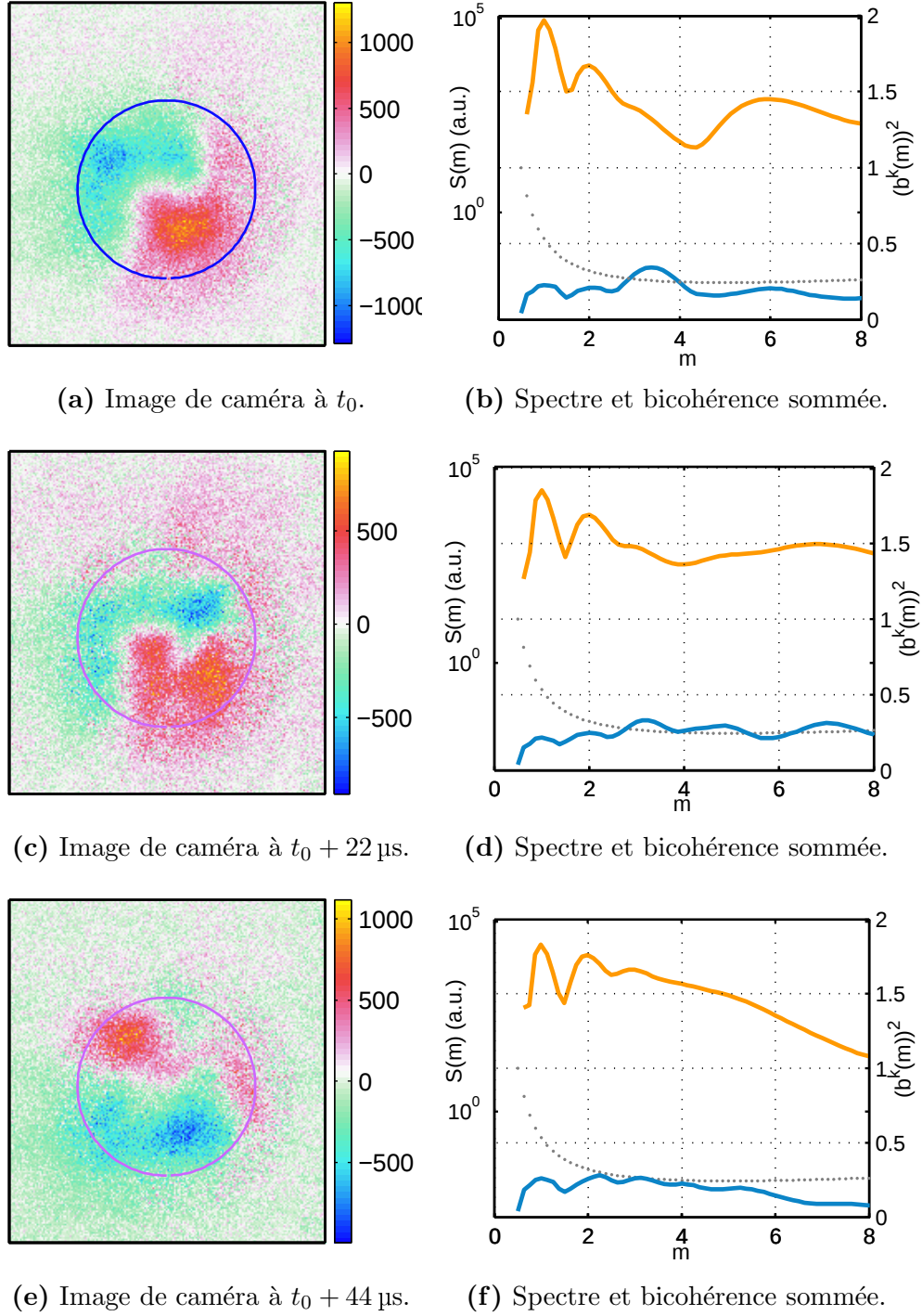


FIG. 5.9 – Séquence typique de spectres et bicohérences sommées calculées à partir des images de caméra à l'aide d'ondelettes. 5.9(a), 5.9(c) et 5.9(e) : Images du plasma après retrait de l'image moyenne. Le cercle indique l'emplacement de la couronne de sondes virtuelles. 5.9(b), 5.9(d) et 5.9(f) : Spectre en nombre de mode (orange), bicohérence sommée (bleue) et erreur statistique maximale sur la bicohérence sommée d'après 5.8 (grise).

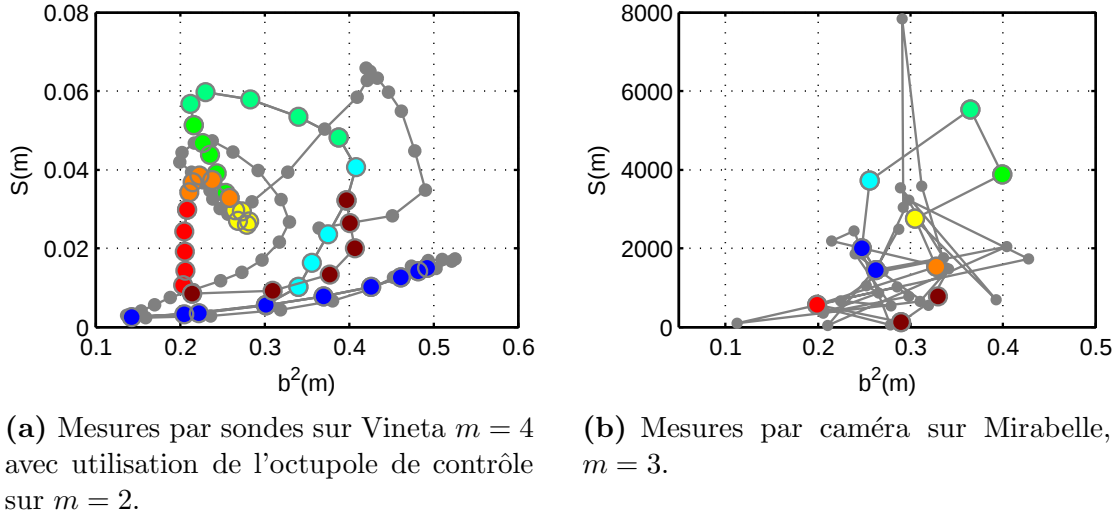


FIG. 5.10 – Extraits des mesures de spectre et bicohérence sommée pour deux séries de mesure sur des machines différentes. L'évolution temporelle dans le plan (B, S) est indiqué par des couleurs, le mouvement se faisant bleu au vert, jaune puis rouge. La rotation ne se fait pas dans le même sens sur les deux images.

dans le niveau de bicohérence sur ce mode, il faut trouver des méthodes plus objectives que l'observation visuelle de l'évolution des spectres et bispectres. Cette section présente des pistes pour étudier le lien entre bicohérence et puissance spectrale de façon empirique. Ces méthodes ne nécessitent aucune connaissance préalable du régime, ni de modèle de couplage. Elle permettent simplement de visualiser l'existence d'un lien entre b^2 et $\partial P/\partial t$. Dans la dernière partie 5.6.3 de cette section, les résultats seront comparés avec le calcul de la biphasé d'après Kim *et al.*, qui peut donner une indication du sens du transfert d'énergie, en supposant des conditions particulières pour le régime.

5.6.1 Plan défini par la bicohérence et le spectre

Après avoir calculé les spectres et bicohérences sommées à différents instants, comme ceux montrés en figure 5.9, les évolutions temporelles de la puissance spectrale $S_m(t)$ et de la bicohérence sommée $b_m^2(t)$ peuvent être extraites pour un mode m donné. On peut alors représenter l'évolution temporelle de la bicohérence sommée d'un mode en fonction de sa puissance dans un plan (b^2, S) . À chaque instant correspond une paire de coordonnées ou un point dans le plan $(b^2(t), S(t))$. Au cours de la mesure, ce point se déplacera dans le plan et on peut construire un film du déplacement. Des extraits de tels films sont montrés en figure 5.10. L'image 5.10(a) est construite à partir de données de la couronne de sondes poloidale sur Vineta. Chaque point représenté est séparé par $3.2 \mu s$. L'image 5.10(b) montre le résultat obtenu à partir d'images de caméra sur Mirabelle avec une prise toutes les $11 \mu s$.

Les modes $m = 4$ et $m = 3$ choisis ne sont pas les modes dominants du régime observé.

Dans le cas de Mirabelle, les modes 1 et 2 sont dominants et le mode 3 n'apparaît que sporadiquement (voir également les figures 5.5(a) et 5.9). Dans le cas de Vineta, il s'agit d'un régime de turbulence faible, contrôlé par un signal de forme $m = 2$ sur l'octupole de contrôle (même régime que [14], chapitre 5.8). Dans les deux films, on observe après quelques déplacements à très bas S , que les spectres changent brutalement pour atteindre des valeurs élevées, puis reviennent vers des valeurs faibles en décrivant une boucle plus ou moins complexe. L'exemple de la figure 5.10(a) montre un cas pour lequel le point de coordonnées $(b^2(t), S(t))$ décrit une boucle dans le sens trigonométrique et la figure 5.10(b) montre un cas, où la boucle est tracée dans le sens contraire au sens trigonométrique. Comme on peut le voir sur la figure 5.10(b), le point fait des sauts importants dans le plan d'une image à l'autre. Pour mieux résoudre l'évolution de la bicohérence sommée et du spectre, il faudrait pouvoir faire les mesures avec une fréquence d'acquisition légèrement plus élevée. Malheureusement, le temps d'ouverture de la caméra est déterminé par la luminosité du plasma et ne pouvait pas être diminué.

La façon dont le point $(b^2(t), S(t))$ évolue dans le temps peut donner des informations sur le lien entre couplages et changements dans le spectre. On peut distinguer plusieurs situations différentes :

1. Si le mode gagne de l'énergie par couplages non-linéaires, une augmentation de la bicohérence sera suivie par un gain dans la puissance spectrale. Le point $(b^2(t), S(t))$ décrira alors une boucle dans le sens trigonométrique, comme illustré par le schéma de gauche dans la figure 5.11.
2. Si le mode perd de l'énergie par couplages non-linéaires, un pic de bicohérence précédera une diminution dans le spectre. Tel qu'illustré par le schéma 5.11 b), la boucle sera décrite dans le sens inverse.
3. On peut également imaginer que les couplages non-linéaires ne peuvent se produire que si le mode est très présent. Dans ce cas, les couplages ne deviendraient importants qu'une fois que la puissance spectrale franchit un certain seuil. Ce cas donne le même sens de parcours des boucles que le cas précédent. Ce cas se produit pour des modes assez faibles, se trouvant à la limite entre un comportement plutôt linéaire ou plutôt non-linéaire. Il semble donc difficile à observer expérimentalement, car on mesure généralement des modes déjà bien développés.
4. Finalement, si la bicohérence et la puissance spectrale changent de la même manière en même temps, la trajectoire n'aura pas une forme en boucles, mais des excursions en diagonales dans le plan (b^2, S) . Ceci sera également le cas, si l'évolution est trop rapide pour être résolue.

En observant les films de déplacements obtenus avec des enregistrements de caméra, il est souvent difficile de distinguer par simple observation un sens de rotation privilégié. Dans le but d'obtenir une mesure plus objective de la relation entre bicohérence et puissance spectrale, on peut représenter, en quadrillant le plan (b^2, S) les domaines du plan, où le point $(b^2(t), S(t))$ se trouve le plus souvent. Pour connaître le sens de circulation des boucles formées dans le plan, on détermine les déplacements dans les deux directions $\Delta S(t) = S(t+1) - S(t)$ et $\Delta b^2(t) = b^2(t+1) - b^2(t)$ pour chaque instant du film et on les attribue

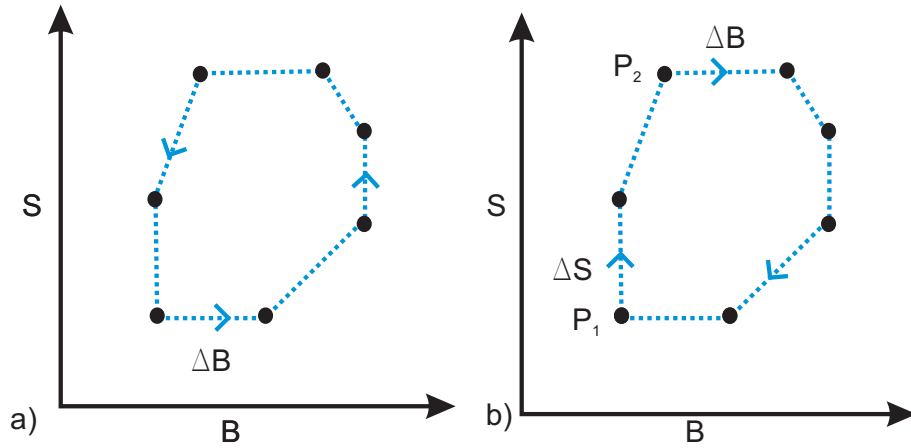


FIG. 5.11 – Schéma de la trajectoire décrite par le point de coordonnées $(B(t), S(t))$. Dans le cas a), l'augmentation de ΔB de la bicohérence sommée précède une augmentation de puissance spectrale. Dans le cas b), une augmentation de ΔB précède une diminution de ΔS (départ au point P_1), ou bien une augmentation de ΔS précède une augmentation de ΔB (départ au point P_2).

aux fenêtres correspondantes. On calcule ensuite le déplacement moyen dans chaque fenêtre du plan quadrillé et on obtient ainsi un champ de déplacement moyen. Quelques exemples de champs sont montrés en figure 5.12. La première rangée de figures (figures 5.12(a) et 5.12(b)) est obtenue à partir de mesures de caméra sur Mirabelle. La bicohérence sommée sur le mode $m = 3$ et l'évolution du spectre en ondelettes pour le même mode ont été calculées sur 500 images. La plupart du temps, la puissance spectrale est peu élevée et la bicohérence reste proche du niveau de l'erreur statistique, qui est de 0.27 pour ce mode. Le système fait de rares excursions vers des niveaux plus élevés. Sur les quatre zones mises en évidence par les flèches oranges, trois correspondent bien au sens de rotation déjà observé dans la figure 5.10(b). La deuxième rangée de figures est construite à partir des mêmes mesures que celles utilisées pour la première rangée, mais cette fois, un mode dominant dans le plasma est considéré, le mode $m = 2$. On peut remarquer que l'axe du spectre de la figure 5.12(c) s'étend à des valeurs 2,5 fois plus élevées que celui du mode 3. L'erreur statistique sur la bicohérence est de 0.32, la bicohérence sommée reste donc la plupart du temps inférieure à l'erreur statistique. Le déplacement du système dans le plan (b^2, S) est montré en figure 5.12(d). Les flèches diagonales indiquent que la bicohérence et le spectre évoluent de manière semblable et tendent surtout à rejoindre des valeurs moyennes. La troisième rangée d'images concerne des mesures par couronne de sondes dans Vineta. Le mode $m = 2$ est excité par l'octupole de contrôle. L'image du déplacement dans le plan (b^2, S) est beaucoup plus complexe et montre plusieurs boucles avec des sens de rotation différents.

Même si les figures en 5.12 peuvent sembler prometteuses, ce type d'image ne s'est pas avéré suffisant pour relier de façon systématique un pic de bicohérence à un changement dans le spectre de puissance. Dans de nombreux cas de figure, aucun déplacement global en

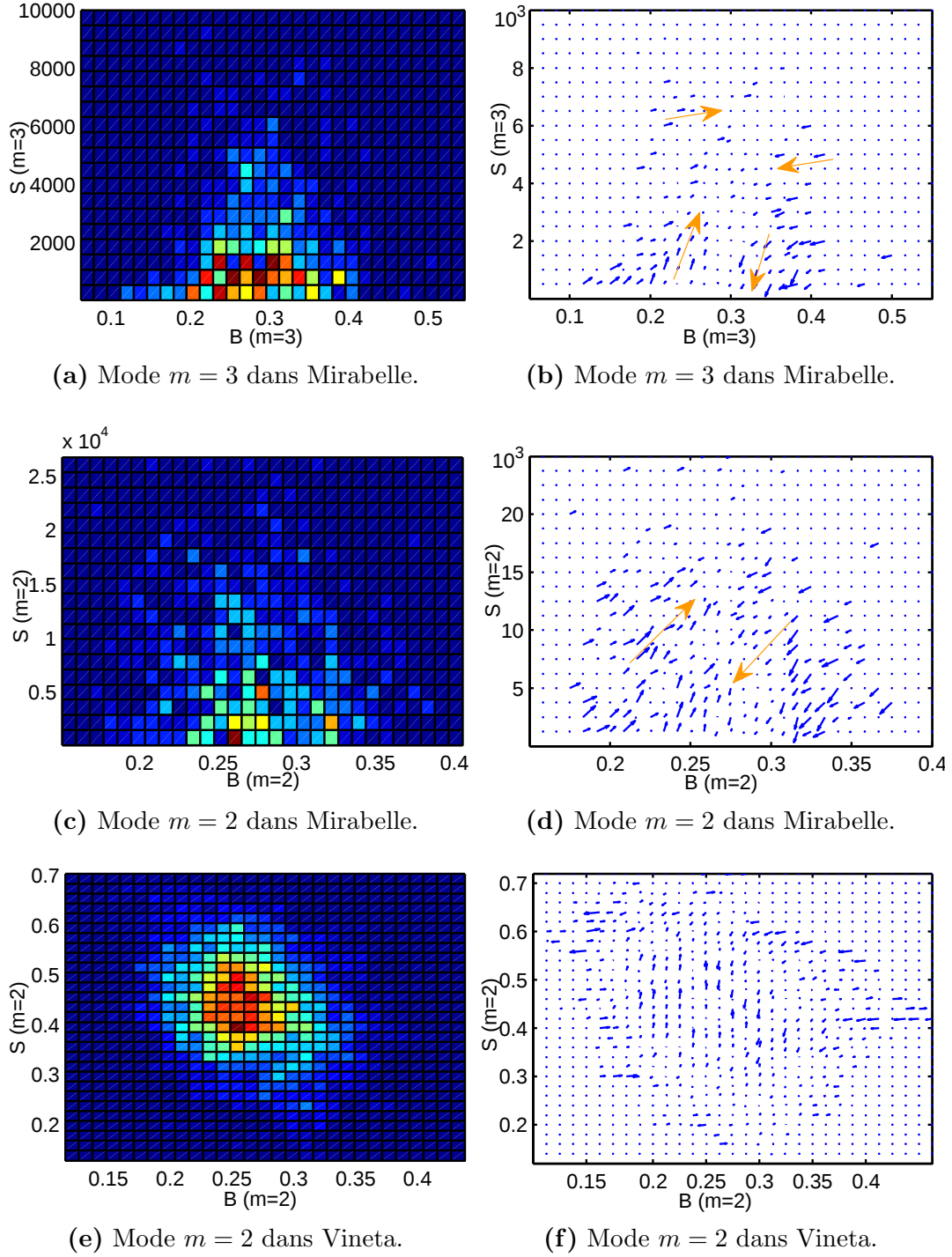


FIG. 5.12 – Gauche : Décompte de la position du système dans le plan (b^2, S) , noté (B, S) . Droite : Déplacement moyen dans chaque carré du plan de gauche correspondant. Haut : Mode $m = 3$ dans Mirabelle (même mesure que figure 5.10(b)). Milieu : Mode $m = 2$ avec les mêmes données. Bas : mesures de Vineta (même mesures que figure 5.10(a)) pour le mode $m = 2$, synchronisé par l’octupole. Les flèches mettent en évidence le sens dominant de déplacement (en orange).

boucle n'est discernable et si des boucles apparaissent, elles sont difficiles à interpréter. En effet, la trajectoire des fluctuations dans le plan (b^2, S) se recoupe et repasse plusieurs fois au même endroit. En observant les films de déplacement, on observe des boucles de largeur très variable et de nombreuses boucles en forme de 8, pour lesquelles cette méthode n'est pas adaptée. Il faut donc trouver une forme mathématique définissant le sens de circulation d'une trajectoire. Une possible solution à ce problème pourrait se présenter sous la forme du théorème de Green.

5.6.2 Formule de Green et application à un régime synchronisé

Pour une trajectoire C orientée et régulière par morceaux sur $\mathbb{R}^2$, délimitant un domaine A et pour P et Q des fonctions de x et y , l'intégrale le long de la courbe paramétrée C et la surface que la courbe englobe sont liées par :

$$\iint_A \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} dx dy = \int_C P dx + Q dy$$

Avec $Q = x$ et $P = 0$, on obtient :

$$\iint_A dx dy = \int_C x dy$$

En appliquant ceci à la trajectoire paramétrée par le temps, décrite dans un plan (b^2, S) et en discrétisant, on obtient :

$$A(N) = \sum_N b^2(t) \Delta S(t \rightarrow t+1) = \sum_{t=1}^{N-1} b^2(t)(S(t+1) - S(t)) + b^2(N)(S(1) - S(N)),$$

Le dernier terme sert à fermer la trajectoire, mais n'est pas nécessaire pour un nombre élevé de boucles parcourues. Selon que les boucles seront parcourues majoritairement dans le sens trigonométrique ou dans le sens inverse, la quantité $A(N)$ va devenir positive ou négative. Le principe du calcul est illustré par la figure 5.13(a). Un exemple pour une succession de boucles régulières, parcourues dans le sens trigonométrique, est montré en 5.13(b). Au fur et à mesure que le nombre de boucle parcourues augmente, la somme $A(N)$ devient de plus en plus positive. On observe des fluctuations de A , qui sont liées à la période des boucles et qui peuvent temporairement inverser l'évolution de A , mais ne peuvent pas changer la tendance globale, si un nombre suffisant de tours est pris en compte.

Cette méthode a été appliquée aux enregistrements de couronne de sondes dans Vineta. Les résultats sont montrés en figure 5.14. Pour le mode $m = 4$, la somme $A(t)$ montre une évolution vers des valeurs négatives lorsque l'octupole est éteint (image e)). Une augmentation de la bicohérence sommée est donc associée à une diminution de la puissance spectrale. Ceci peut signifier qu'en moyenne ce mode perd son énergie par couplages non-linéaires. Une autre explication possible est que ce mode est excité de façon linéaire en tant qu'instabilité du plasma et qu'une fois que son spectre atteint une valeur assez élevée, des couplages

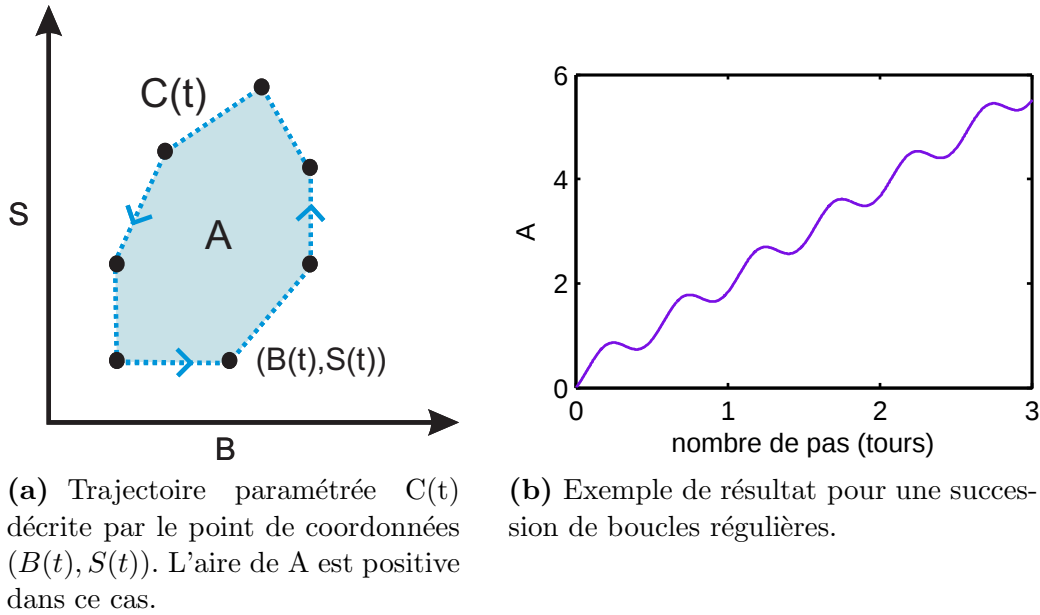


FIG. 5.13 – Principe de l'application de la formule de Green.

non-linéaires se mettent en place avec d'autres modes. Lorsque la puissance spectrale du mode diminue, les couplages non-linéaires s'estompent et la bicohérence chute. Dans le cas du contrôle par octupole, $A(t)$ montre une évolution vers des valeurs de plus en plus positives pour ce mode (figure f)). La bicohérence précède donc une augmentation de la puissance spectrale de ce mode. Ceci est la marque d'une excitation du mode par couplages non-linéaires, par exemple par le mode $m = 2$, qui est très présent grâce à l'octupole de contrôle. Pour le mode $m = 3$ (figure b) et d)), la tendance générale n'est pas inversée lorsque le contrôle est activé. Néanmoins, on observe de larges fluctuations de l'intégrale d'une période proche de 5 ms (figure d)). Ceci signifie qu'une hausse de la bicohérence précède un gain dans le spectre à certains moments. Des transferts d'énergie semblent se faire aussi bien vers, que depuis ce mode. Pour le mode $m = 2$ la figure 5.14 a) ne montre pas d'évolution clairement privilégiée vers des valeurs positives ou négatives lorsque l'octupole est éteint. L'interprétation de la courbe b) est délicate car ce mode est excité par l'octupole. Il peut en même temps recevoir de l'énergie et en transmettre aux autres modes.

La figure 5.15 montrent les résultats du calcul de $A(t)$ pour la mesure par caméra dans Mirabelle (même mesure que figure 5.10(b)). Comme auparavant, on s'intéresse au mode $m = 3$. La figure 5.15(a), montre une tendance pour $A(t)$ vers des valeurs négatives. Ceci paraît d'abord être en contradiction avec les séquences observées, où une forte bicohérence allait de paire avec un gain de puissance spectrale, telle que celle montrée en figure 5.10(b). La bicohérence sommée regroupe l'ensemble des combinaisons telles que $m_a + m_b = m_3$ et le sens du transfert d'énergie peut ne pas être le même pour toutes les contributions. Pour étudier la contribution d'une seule combinaison de modes, on peut utiliser la bicohérence pour une seule combinaison de modes et se placer ainsi dans un plan $(b^2(m_a, m_b), S(m_c))$.

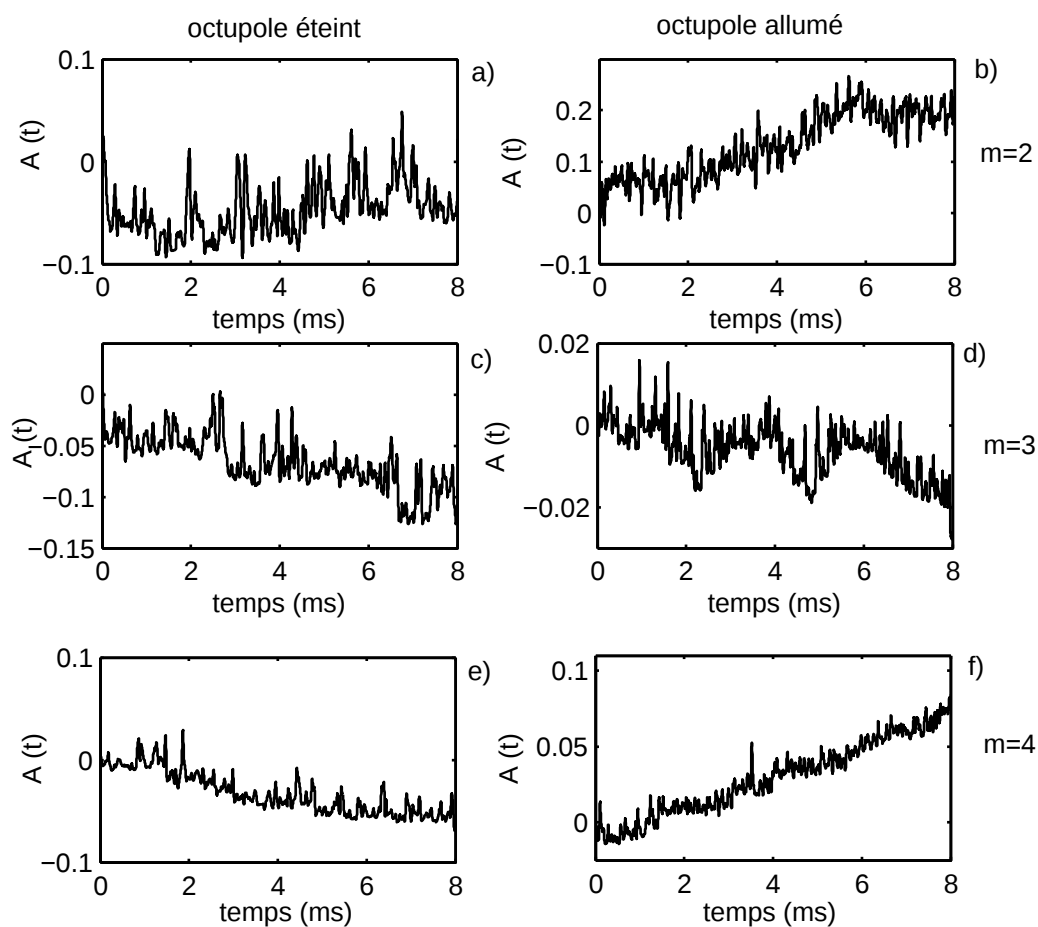


FIG. 5.14 – Intégrale de Green dans le plan (B, S) pour des enregistrements avec octupole de contrôle éteint (gauche) et allumé (droite) et pour les modes 2 (haut), 3 (milieu) et 4 (bas). L'octupole imposait un signal de forme $m = 2$.

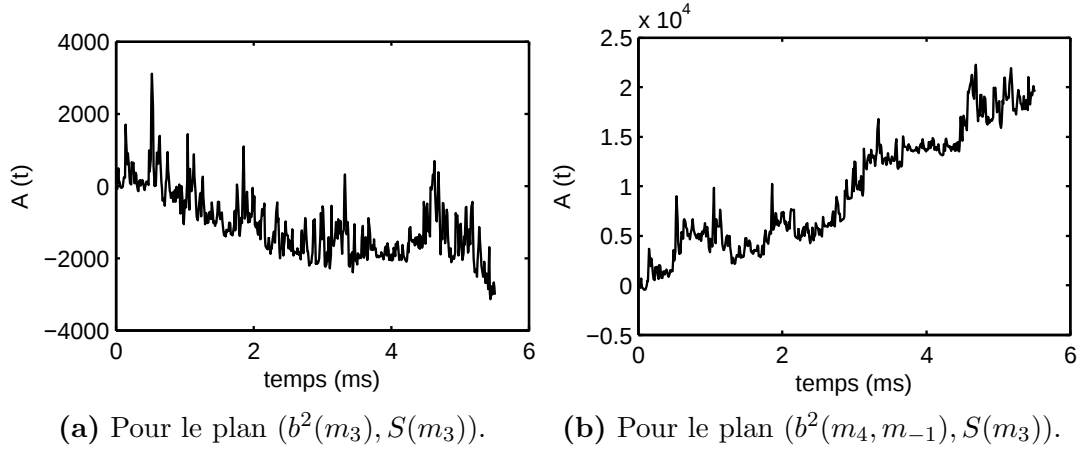


FIG. 5.15 – Somme $A(t)$ calculée pour deux trajectoires différentes. La première prend en compte l'ensemble des couplages, la deuxième seulement une combinaison spécifique de mode.

Le résultat du calcul de $A(t)$ dans le plan $(b^2(m_4, m_{-1}), S(m_3))$ est montré en figure 5.15(b). Dans ce cas, $A(t)$ montre une tendance vers des valeurs positives. Pour les couplages non-linéaires $4, -1 \rightarrow 3$, une augmentation de bicohérence entraîne donc une augmentation de la puissance spectrale du mode $m = 3$. Il est donc difficile de tirer des conclusions sur le sens du transfert d'énergie à partir de la bicohérence sommée, car elle intègre sur tous les couplages possibles. Dans des cas complexes, comme celui montré ici, un lien empirique entre bicohérence sommée et puissance spectrale ne peut pas être interprété en terme de causalité. Le calcul de $A(t)$ sur la bicohérence et non sur la bicohérence sommée semble être une méthode plus intéressante. Malheureusement, cette méthode ne donne pas de résultats satisfaisants pour chaque combinaison de mode. Pour certaines combinaisons, la normalisation par la puissance spectrale donne des valeurs de bicohérence anormalement élevées. Dans le plan $(b(m_a, m_b), S(m_c))$, la trajectoire reste proche d'un bord et seules les excursions vers des valeurs de bicohérence moins élevées peuvent être détectées. Les trajectoires ne forment plus de boucles et les calculs de $A(t)$ ne sont plus probants. De plus, il faut rappeler ici que tous les résultats obtenus sur Mirabelle par imagerie souffrent d'un échantillonnage temporel trop faible. La fréquence d'acquisition de la caméra, bien que suffisante pour le calcul de spectres, devrait être augmentée d'un facteur 2 environ pour permettre de bien suivre l'évolution de la bicohérence (voir figure 5.10(b)).

5.6.3 Phase du bispectre

Comme dans Mirabelle et Vineta le nombre de modes présents est très restreint, on peut essayer d'évaluer la direction du transfert d'énergie en suivant la proposition de Kim *et al.*. D'après l'équation 5.2, la direction du transfert d'énergie dépend de la phase du bispectre c . Pour les mesures sur Vineta, la figure 5.16 montre la quantité $\cos(c)$ moyennée sur 2000 pas de temps (6.4 ms) quand l'octupole de contrôle est éteint (figure 5.16(a)) et quand il est

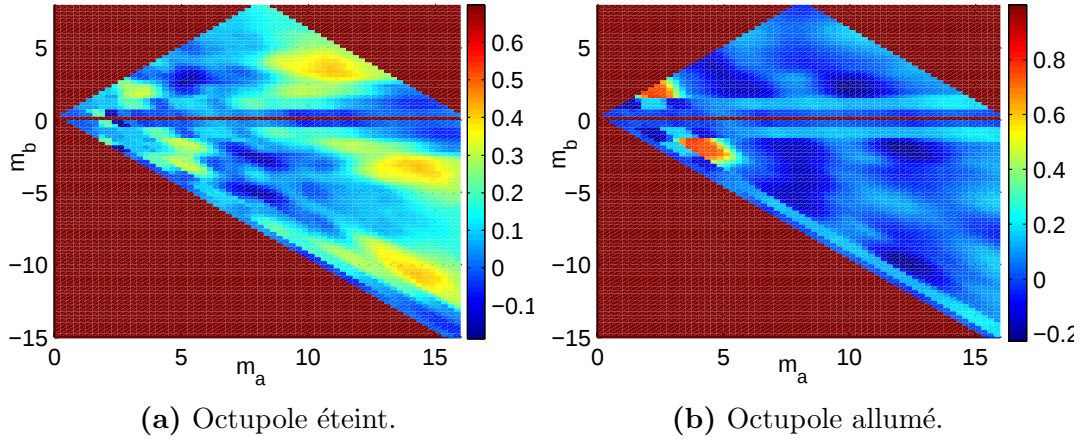


FIG. 5.16 – Moyenne du cosinus de la biphase pour les mesures sur Vineta. Le bispectre est calculé sur 2000 points de mesure.

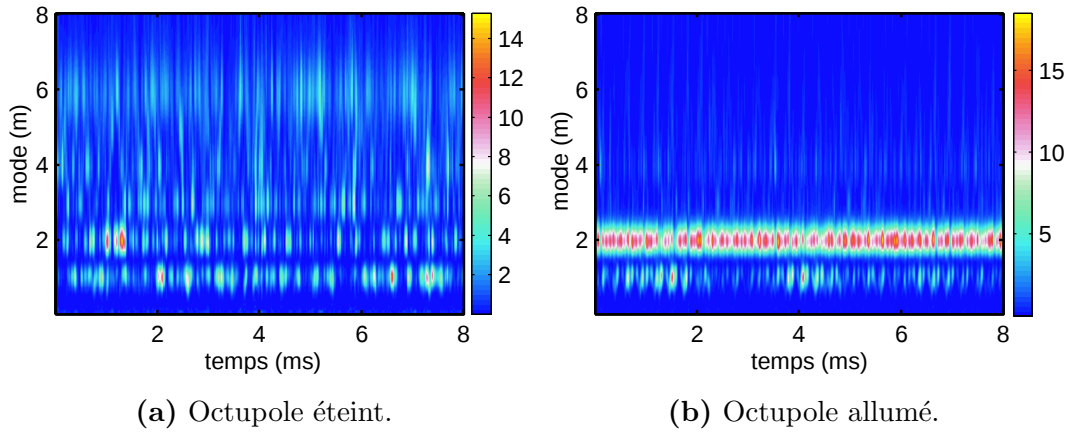


FIG. 5.17 – Évolution temporelle du spectre en nombre d'onde sur Vineta.

allumé (figure 5.16(b)). Si le coefficient de couplage des ondes de dérive est positif est réel pour tous les modes, cette quantité est du même signe que la fonction de transfert. Pour illustrer l'influence de l'octupole, la figure 5.17 montre l'évolution temporelle du spectre des modes quand l'octupole est éteint (figure 5.17(a)) et quand il est allumé (figure 5.17(b)).

Sur la figure 5.16(a), montrant la situation sans contrôle, on observe principalement des interactions entre les modes $m = 2$, $m = 3$ et $m = 5$. Le spectre de la figure 5.17(a) montre effectivement la présence d'une large gamme de nombre de mode, allant jusqu'à $m = 6$, favorable à de nombreux couplages non-linéaires. Le transfert d'énergie se fait selon $+2, +3 \rightarrow +5$, $+5, -2 \rightarrow +3$ et $+5, -3 \rightarrow +2$. Quand le contrôle est allumé (figure 5.16(b)), le mode $m = 5$ n'intervient plus dans les transferts d'énergie qui ne se font plus qu'entre le mode excité $m = 2$ et $m = 4$, selon $+2, +2 \rightarrow +4$ et $+4, -2 \rightarrow +2$. Le spectre 5.17(b) montre que le nombre de modes observables a fortement diminué. Seul le mode $m = 2$,

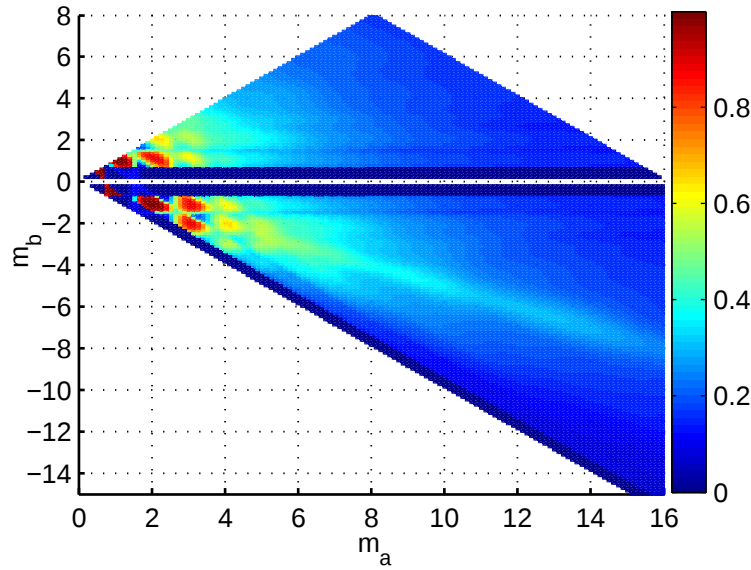


FIG. 5.18 – Bicohérence en nombre d'onde pour la mesure dans Mirabelle.

excité par l'octupole, ainsi que les modes $m = 4$ et $m = 1$ subsistent dans le spectre.

La figure 5.18 montre l'auto-bicohérence pour les mesures dans Mirabelle (mêmes mesures que figure 5.10(b)). La figure 5.19 montre la quantité $\cos(c)$ moyennée sur 500 images (5.5 ms). Alors que l'auto-bicohérence montre quels couplages non-linéaires sont dominants dans ce régime, la deuxième figure montre le sens du transfert d'énergie pour chaque combinaison de modes. Pour le mode $m = 3$, il a été montré dans le paragraphe 5.5 que l'on observait régulièrement des séquences de spectres typiques, où une augmentation de la bicohérence précède une augmentation de la puissance spectrale du mode. Dans la section précédente, il a été montré que la détermination empirique du sens du transfert d'énergie par le suivi de la trajectoire était difficile à partir de l'imagerie rapide à cause de la fréquence d'échantillonnage trop faible et des nombreuses composantes intervenant dans la bicohérence sommée. Sur la figure de la bicohérence 5.18, on identifie plusieurs couplages menant au mode $m = 3$ et notamment $+2, +1 \rightarrow 3$ et $+4, -1 \rightarrow 3$. On a aussi de faibles contributions pour $+6, -1 \rightarrow 3$ et $+5, -2 \rightarrow 3$, bien que les modes supérieurs à 4 soient très faibles dans la machine Mirabelle. Le mode $m = 3$ est aussi lui-même impliqué dans des couplages non-linéaires avec les modes $m = 1$ et $m = 2$. La bicohérence témoigne de couplages non-linéaires assez riches et mettant en jeu quasiment tous les modes de $m = 1$ à $m = 5$. La figure 5.19 représentant le sens du transfert d'énergie, nous montre que le mode $m = 3$ gagne de l'énergie à partir des interactions $+2, +1 \rightarrow 3$, $+4, -1 \rightarrow 3$. C'est au moment de tels transferts d'énergie que des séquences d'images telles que celles montrées en 5.9 peuvent se produire. On remarquera que l'étude empirique avait également indiqué un transfert d'énergie de $+4, -1$ vers $m = 3$. Comme ce mode est lui-même impliqué dans des transferts d'énergie vers d'autres modes (voir $+3, -1 \rightarrow 2, +3, -2 \rightarrow 1$), il est compréhensible que la détermination empirique du transfert d'énergie était parti-

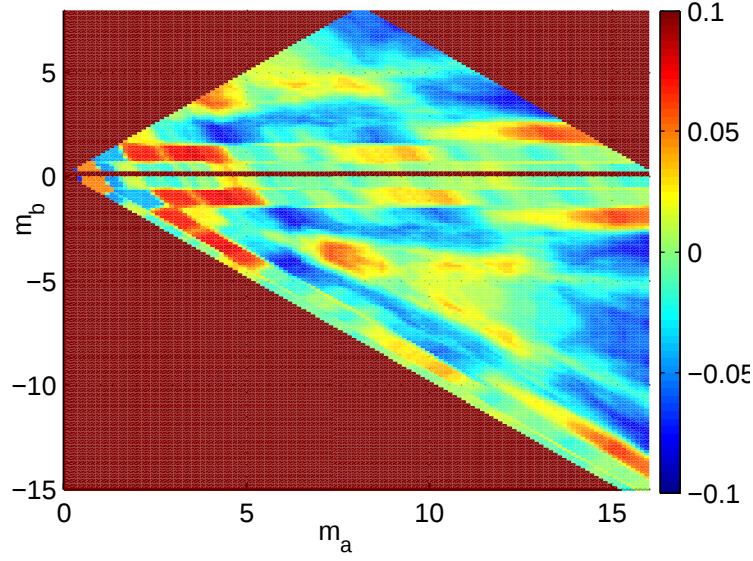


FIG. 5.19 – Moyenne du cosinus de la biphase pour la mesure sur Mirabelle. Le bispectre est calculé sur 500 image.

culièrement difficile.

Dans ce chapitre, l'étude des couplages non-linéaires a été présentée. Pour cette étude, la bicohérence en nombre d'onde a été calculée à partir de transformées en ondelettes permettant ainsi une résolution temporelle importante. Il a été montré que les données d'imagerie rapide peuvent être utilisées pour la détection des couplages. Un avantage de l'imagerie étant de représenter une section entière du plasma, il a été possible d'étudier l'évolution radiale de la bicohérence sommée pour chaque mode. Un lien clair entre couplages et changement de puissance spectrale a été observé sous forme de séquences montrant l'évolution temporelle du spectre et de la bicohérence sommée. Les pistes explorées pour étudier de façon empirique le lien entre ces deux grandeurs ont été discutées et comparées à des estimations de transferts d'énergie basées sur l'étude de la biphase.

Conclusion

La physique des instabilités dans les plasmas chauds soulève de nombreuses questions fondamentales concernant leur comportement, la possibilité de leur contrôle, le transport qu’elles engendrent ou encore le développement de la turbulence par couplages entre différents modes. De nombreuses études sur les petites machines et notamment les machines linéaires ont déjà permis de faire des avancées importantes. Ainsi, des méthodes d’identification des régimes qui prennent en compte le caractère spatio-temporel des instabilités ont été mises en place. L’étude de la transition vers la turbulence a révélé des scénarios connus dans d’autres systèmes complexes. Le mécanisme du contrôle spatio-temporel est de mieux en mieux compris. Cette thèse s’inscrivait dans le prolongement de ces travaux et propose une caractérisation du plasma prenant en compte plusieurs diagnostics et des méthodes avancées d’analyse.

Les travaux présentés dans ce mémoire poursuivent l’étude des instabilités dans la machine linéaire à faible β Mirabelle. La particularité de cette machine est la possibilité d’y rencontrer plusieurs types d’instabilités, nées de mécanismes différents et présentant ainsi des caractéristiques différentes. Chacune de ces instabilités peut générer du transport turbulent à partir d’un déphasage entre densité et potentiel. La question du transport à travers les lignes de champ étant d’une grande importance pour un éventuel futur réacteur à fusion, de nombreuses études s’y sont déjà intéressées. La mesure du transport et son interprétation n’est pourtant pas simple et ce sujet d’étude est donc encore loin d’un aboutissement. Un calcul du transport permettant des études plus fines de phénomènes non stationnaires, est proposé dans le chapitre 3. Grâce à des transformations en ondelettes, il a été possible de caractériser les différentes contributions fréquentielles et temporelles du transport pour différents types de régimes. Pour des régimes réguliers, le transport provient essentiellement du mode dominant dans le plasma et il est constant dans le temps. Sa localisation radiale correspond à la localisation du mode. Les changements d’instabilités affectent le transport, surtout par le changement du déphasage entre potentiel et densité. Pour les régimes plus turbulents, le transport montre des bouffées positives et négatives et il peut s’étendre sur plusieurs fréquences. L’analyse en ondelettes montre alors tout son intérêt. Lors de la coexistence de plusieurs modes, on a pu observer à plusieurs reprises des contributions négatives au transport.

Les diagnostics usuels sur les machines à plasma de laboratoire sont les sondes électrostatiques. Elles permettent d’accéder en temps réel à de nombreuses grandeurs du plasma et bénéficient de la grande expérience que les expérimentateurs ont acquise concernant

l'interprétation des mesures. Néanmoins, leur utilisation n'est pas toujours facile et peut même être impossible, notamment dans la région de plasma confiné des tokamaks. Leur grand inconvénient est en effet le contact physique direct avec le plasma. Le plasma peut être perturbé par la présence de la sonde et celle-ci peut être endommagée. Les petites machines peuvent être intéressantes pour tester des nouveaux diagnostics dans des conditions simplifiées par rapport aux grandes machines. Mirabelle a récemment été équipée d'une caméra rapide pour lumière visible, un diagnostic récent et prometteur. Le chapitre 4 est entièrement consacré à ce diagnostic. D'abord, l'émission de lumière par le plasma a été étudiée de plus près, afin de relier l'intensité de la lumière à des grandeurs physiques dans le plasma. Grâce à des mesures synchrones sur la caméra et les sondes, il a été vérifié que l'intensité lumineuse suivait les fluctuations de densité du plasma. Une explication pour cette observation a été trouvée grâce à l'utilisation de filtres interférentiels et d'un intensificateur de lumière. Ces mesures montrent qu'une partie de la lumière provient de transitions impliquant un état métastable de l'argon neutre. Les neutres peuvent être excités par des électrons du plasma et la lumière émise est donc fonction de la densité électronique. Le dernier indice montrant que l'intensité lumineuse est bien reliée à la densité du plasma est le bon accord entre les profils de densité et d'intensité lumineuse. Le lien entre densité et lumière étant établi, des méthodes d'analyse adaptées au diagnostic caméra ont ensuite été testées et notamment le calcul de champs de vitesse par PIV. Les déplacements obtenus rejoignent les vitesses mesurées par sondes. Le calcul de la vitesse moyenne, qui doit prendre en compte les difficultés de la PIV liés à la configuration de la machine, a été discuté. La caméra a également donné des résultats prometteurs sur la machine Tore Supra, où elle a participé, avec d'autres diagnostics, à l'établissement d'un profil de vitesse poloidale.

La caméra permet un enregistrement des fluctuations de densité du plasma avec une très bonne résolution spatiale. Il est notamment possible d'extraire des séries temporelles à différentes positions, afin d'obtenir des données analogues à celles obtenues avec des couronnes de sondes électrostatiques. Les ensembles de sondes sont entre autres utilisés pour étudier les couplages non-linéaires entre différents modes par le calcul du bispectre et de la bicohérence. Ces grandeurs permettent de vérifier si les conditions d'accord de phase et de nombre d'onde entre différentes composantes du signal sont remplies. Le chapitre 5 présente d'abord une comparaison entre les résultats obtenus par caméra et par sondes. Il a été vérifié que la détection des couplages par le calcul de bicohérence en fréquence sur les images de caméra donne des résultats similaires à ceux obtenus avec des données de sonde. Comme la caméra enregistre une image bi-dimensionnelle dans une section complète de la colonne de plasma, il a ensuite été possible d'étudier les couplages à différents rayons. Ceci a permis de montrer que le maximum de couplage est localisé aux grands rayons, proche des modes à m élevé. La résolution temporelle de la caméra, bien qu'inférieure à celle des mesures par sondes, était suffisante pour observer plusieurs séquences qui montrent une augmentation de la bicohérence sommée sur un mode, suivie d'une augmentation de la puissance spectrale du mode. Ceci peut être dû à un transfert d'énergie par couplages non-linéaires. L'interprétation des couplages en terme de transfert d'énergie est complexe et demande en général le choix d'un modèle de couplage ainsi que d'hypothèses réductrices. La dernière partie du chapitre 5 a présenté des méthodes pour tester à partir des observations

expérimentales l'existence d'un lien systématique entre l'évolution des couplages et celle des spectres de puissance, sans utiliser un modèle théorique préalable.

Les résultats présentés montrent l'importance de l'étude dynamique des phénomènes aussi bien temporellement que spatialement. La réunion de tous les diagnostics et de méthodes d'analyse perfectionnées ouvrent de nombreuses perspectives. L'étude systématique du transport pourra être poursuivie, notamment pour caractériser l'influence du contrôle de la turbulence sur le transport. Pour faire des mesures quantitatives, il sera cependant indispensable de mesurer le transport sur toute la circonférence du plasma. Cela sera prochainement réalisable grâce à la couronne de sondes radialement déplaçable. Dans le cadre de l'étude du transport par structures cohérentes, la caméra pourrait être utilisée pour observer des blobs. En effet, le rapport entre la taille et la vitesse du blob varie selon le modèle utilisé pour sa description (pour un exemple de modèle de filament [129]). En conséquence, une caractérisation de leur taille et de leur déplacement s'impose, afin d'estimer leur impact sur le transport radial. Malgré des mesures utilisant un limiteur de faible diamètre de façon à créer un fort cisaillement et à obtenir un bon contraste dans l'ombre du limiteur, aucune structure cohérente détachée n'a été clairement observée dans Mirabelle. Des échanges de paquets de matière à travers le centre de la colonne sont souvent observés, mais leur propagation radiale au-delà de la zone lumineuse au centre de la colonne n'a pour l'instant pas encore pu être suivie. La validation de la caméra demande également des études complémentaires. La plus importante est vraisemblablement la détermination de l'impact des fluctuations de température sur l'émission de lumière. Cette thématique sera abordée très prochainement sur la machine Mirabelle grâce à des mesures de spectroscopie plus poussées. La vélocimétrie pourrait constituer un outil efficace pour l'étude des profils radiaux de vitesse. Cette étude pourrait être poursuivie pour les régimes contrôlés par octupole, afin de vérifier si l'octupole peut affecter le cisaillement de vitesse. L'étude du décrochage lors du *periodic pulling* pourrait également bénéficier de la mesure bi-dimensionnelle par caméra. Concernant les couplages non-linéaires, la nécessité de mieux comprendre les possibilités d'interprétation des bispectres semble évidente. Si l'analyse à partir de l'imagerie semble prometteuse, la fréquence d'acquisition de la caméra est trop faible pour l'étude détaillée de certains régimes. De nouveau, une couronne de sonde radialement déplaçable comportant un nombre de sondes suffisant pourrait corroborer les résultats obtenus grâce à la caméra.

Annexe A

Paramètres des expériences

Paramètres de décharge utilisés pour obtenir les résultats présentés dans ce manuscrit :

Référence	I_B (A)	U_{ac} (V)	U_{fil} (V)	I_{fil} (A)	U_{ga} (V)	I_c (A)	p (10^{-4} Torr)
Fig. 2.3	200	25	16	123,9	2	2	2,1
Fig. 2.4	200	25	16	123,9	2	2	2,1
Sec. 3.3.1 •	500	15	17	127	16	2	1,6
Sec. 3.3.2	800	25	17,9	—	6	4	1,2-2
Sec. 3.3.3	600	25	17,9	—	6	4	1,2-2
Sec. 3.3.4	200	36	16,7	119,4	4,8	2	1,9
Sec. 3.4 •	600	14	17,4	—	7	2	2,5
Fig. 3.18	200-800	22	15,7	—	18	2	2,3
Sec. 3.5, autres	200-800	25	17	123,2	6	2	1,2-1,4
Fig. 4.2	800	28	16,4	-	0	2	2,5
Fig. 4.3	400	23	-	126	19	2	2,5
Sec. 4.3.2	650	24	16,4	—	13	2	2,9
Fig. 4.9	600	22	16	122	3	2	1,8
Sec. 4.3.3, autres	600	22	15,7	—	18	2	2,4-2,5
Fig. 4.12	600	22	15,7	—	18	2	2,4-2,5
Fig. 4.13 ★	100	69	17,7	—	13	5,5	1,2-2
Fig. 4.15 ○	600	22	15,7	—	18	2	1,8
Fig. 4.16 ○	600	22	15,7	—	18	2	2,6
Fig. 4.18	400	23	—	126	19	2	2,5
Sec. 4.7	280	6,5	16,1	—	2,8	2	2,4
Fig. 5.7	750	24	16,4	—	10	2	2,8
Chap. 5 autres	600	22	15,7	—	18	2	2,4-2,5

• : limiteur de diamètre 10 cm, ○ : sans limiteur, sans symbol : limiteur de diamètre 15 cm, ★ : tube englobant la colonne de plasma dans la section linéaire polarisé à -3.1 V.

Bibliographie

- [1] E. J. Powers, Spectral techniques for experimental investigation of plasma diffusion due to polychromatic fluctuations, *Nucl. Fusion* **14**, 749–752 (1974).
- [2] C. P. Ritz et al., Advanced plasma fluctuation analysis techniques and their impact on fusion research, *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 1739–1744 (1988).
- [3] Values of the abstract, *Nature* **405**(6785), 379 (2000), <http://www.claymath.org/millennium/>.
- [4] E. Gravier, *Etude expérimentale des régimes dynamiques des ondes de dérive dans un plasma magnétisé de laboratoire. Contrôle du chaos spatio-temporel*, Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré (1999).
- [5] E. Gravier, X.Caron, G.Bonhomme, T.Pierre et J. L.Briançon, Dynamical study and control of drift waves in a magnetized laboratory plasma, *Eur. Phys. J. D* **8** (2000).
- [6] T. Pierre, G. Bonhomme et A. Atipo, Controlling the Chaotic Regime of Nonlinear Ionization Waves using the Time-Delay Autosynchronization Method, *Phys. Rev. Lett.* **76**(13) (1996).
- [7] T. Klinger, C. Schröder, D. Block, F. Greiner, A. Piel, G. Bonhomme et V. Naulin, Chaos control and taming of turbulence in plasma devices, *Phys. Plasmas* **8**(5), 1961–1968 (2001).
- [8] C. Schröder, T.Klinger, D.Block, A.Piel, G.Bonhomme et V.Naulin, Mode selective control of drift wave turbulence, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001).
- [9] F. Brochard, *Caractérisation des instabilités à basse fréquence dans une colonne de plasma magnétisé et étude de leur transition à la turbulence*, Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré (2004).
- [10] E. Gravier, F. Brochard, G. Bonhomme, T. Pierre et J. l. Briançon, Low-frequency instabilities in a laboratory magnetized plasma column, *Phys. Plasmas* **11**(2), 529–537 (2004).
- [11] F. Brochard, E.Gravier et G.Bonhomme, Transition from flute modes to drift waves in a magnetized plasma column, *Phys. Plasmas* **12** (2005).
- [12] F. Brochard, E.Gravier et G.Bonhomme, Transition to spatiotemporal chaos and turbulence for flute instabilities in a low- β magnetized plasma, *Phys. Rev. E* **73** (2006).

- [13] D. Block, *Synchronization of drift waves and its effect on fluctuation-induced transport*, Thèse de doctorat, CAU Kiel (2001).
- [14] C. Brandt, *Active Control of Drift Wave Turbulence*, Thèse de doctorat, Ernst-Moritz-Arndt Universität Greifswald (2009).
- [15] W. Horton, Drift waves and transport, *Reviews of Modern Physics* **71**(3), 735–778 (1999).
- [16] F. F. Chen, *Introduction the plasma physics*, Plenum Press (1974).
- [17] L. Tonks et I. Langmuir, Oscillations in ionized gases, *Phys. Rev.* **33**, 135 (1929).
- [18] F. F. Chen, “Universal” Overstability of a Resistive, Inhomogeneous Plasma, *The Physics of Fluids* **8**, **7**, 1323–1333 (1965).
- [19] H. W. Hendel, T. K. Chu et P. A. Politzer, Collisional Drift Waves - Identification, Stabilization, and Enhanced Plasma Transport, *The Physics of Fluids* **11**(11), 2426–2439 (1968).
- [20] A. Hasegawa et K. Mima, Pseudo-three-dimensional turbulence in magnetized nonuniform plasma, *Phys. Fluids* **21**(1), 87–92 (1978).
- [21] A. Hasegawa et M. Wakatani, Plasma Edge turbulence, *Physical Review Letters* **50**(9), 682–686 (1983).
- [22] R. F. Ellis et E. M. Marshall, Comparison of local and nonlocal theories of the collisional drift instability, *Phys. Fluids* **22**(11), 2137 (1979).
- [23] E. M. Marshall, R. F. Ellis et J. E. Walsh, Collisional drift instability in a variable radial electric field, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **28**(9B), 1461–1482 (1986).
- [24] P. P. Sosenko, G. Bonhomme et T. Pierre, Global drift waves in weakly ionized magnetized plasmas : theory and observations, *J. Plasma Physics* **63**(2), 157–190 (2000).
- [25] C. Schröder, O. Grulke, T. Klinger et V. Naulin, Spatial mode structures of electrostatic drift waves in a collisional cylindrical helicon plasma, *Phys. Plasmas* **11**(9), 4249–4253 (2004).
- [26] V. Naulin, T. Windisch et O. Grulke, Three-dimensional global fluid simulations of cylindrical magnetized plasmas, *Phys. Plasmas* **15**, 012307 (2008).
- [27] E. D’Ambrogio et A. Nocentini, On the flute instability in a Q-machine, *J. Plasma Physics* **7**, 247 (1972).
- [28] A. M. Al-Khateeb et N. M. Laham, Stability criteria of Rayleigh-Taylor modes in magnetized plasmas, *Contrib. Plasma Phys.* **1**, 25 (2003).
- [29] P. K. Sharma et R. K. Chhajlani, Effect of rotation on the Rayleigh-Taylor instability of two superposed magnetized conducting plasma, *Phys. Plasmas* **5**, 2203 (1998).
- [30] J. D. Huba, J. G. Lyon et A. B. Hassam, Theory and Simulation of the Rayleigh-Taylor Instability in the Limit of Large Larmor Radius, *Physical Review Letters* **59**(26), 2971–2974 (1987).

- [31] M. Matsukuma, T. Pierre, A. Escarguel, D. Guyomarc'h, G. Leclert, F. Brochard, E. Gravier et Y. Kawai, Spatiotemporal structure of low frequency waves in a magnetized plasma device, *Phys. Lett. A* **314**, 163 (2003).
- [32] N. D'Angelo et S. v. Goeler, Investigation of the Kelvin-Helmholtz Instability in a Cesium Plasma, *The Physics of Fluids* **9**(2), 309–313 (1966).
- [33] G. I. Kent, N. C. Jen et F. F. Chen, Transverse Kelvin-Helmholtz Instability in a Rotating Plasma, *The Physics of Fluids* **12**(10), 2140 (1969).
- [34] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford University Press (1970).
- [35] R. M. Kelso, T. T. Lim et A. E. Perry, An experimental study of round jets in cross-flow, *J. Fluid Mech.* **306** (1996).
- [36] W. Horton, T. Tajima et T. Kamimura, Kelvin-Helmholtz instability and vortices in magnetized plasma, *Phys. Fluids* **11**, 3485 (1987).
- [37] F. W. Perkins et D. L. Jassby, Velocity Shear and Low-Frequency Plasma Instabilities, *The Physics of Fluids* **14**(1), 102–115 (1971).
- [38] D. L. Jassby, Transverse Velocity Shear Instability within a Magnetically Confined Plasma, *The Physics of Fluids* **15**(9), 1590–1604 (1972).
- [39] J. C. Glowienka, W. C. Jennings et R. L. Hickok, Experimental investigation of a coherent flute instability using a heavy ion beam probe, *Phys. Fluids* **31**(9), 2704–2709 (1988).
- [40] J. Edward Thomas, J. D. Jackson, E. A. Wallace et G. Ganguli, Observations of low-frequency oscillations due to transverse sheared flows, *Phys. Plasmas* **10**, 1191 (2003).
- [41] M. E. Koepke, W. E. Amatucci, J. J. C. III et T. E. Sheridan, Experimental Verification of the Inhomogeneous Energy-Density Driven Instability, *Phys. Rev. Lett.* **72**(21), 3355 (1994).
- [42] W. E. Amatucci, D. N. Walker, G. Ganguli, J. A. Antoniadis, D. Duncan, J. H. Bowles, V. Gavrishchaka et M. E. Koepke, Plasma Response to Strongly Sheared Flow, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1978 (1996).
- [43] J. Wesson, *Tokamaks*, Oxford Engineering Science, Oxford University Press (1987).
- [44] M. Ramisch, N. Mahdizadeh, U. Stroth, F. Greiner, c. Lechte et K. Rahbarnia, ρ_s scaling of characteristic turbulent structures in the torsatron TJ-K, *Phys. Plasmas* **12**, 032504 (2005).
- [45] X. Garbet, Turbulence in fusion plasmas : key issues and impact on transport modelling, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, A251–A266 (2001).
- [46] P. Ghendrih *et al.*, Theoretical analysis of the influence of external biasing on long range turbulent transport in the scrape-off layer, *Nucl. Fusion* **43**, 1013–1022 (2003).
- [47] N. Mahdizadeh, M. Ramisch, U. Stroth et C. Lechte, Investigation of intermittency in simulated and experimental turbulence data by wavelet analysis, *Phys. Plasmas* **11**(8), 3932–3938 (2004).

- [48] G. Y. Antar, S. I. Krashennnikov, P. Devynck, R. P. Doerner, E. M. Hollmann, J. A. Boedo, S. C. Luckhardt et R. W. Conn, Experimental Evidence of Intermittent Convection in the Edge of Magnetic Confinement Devices, *Physcial Review Letters* **87**(6), 065001 (2001).
- [49] I. Furno, B. Labit, A. Fasoli, F. M. Poli, P. Ricci, C. Theiler, S. Brunner, A. Diallo, J. P. Graves, M. Podestà et S. H. Müller, Mechanism for blob generation in the TORPEX toroidal plasma, *Phys. Plasmas* **15**, 055903 (2008).
- [50] T. Happel, F. Greiner, N. Mahdizadeh, B. Nold, M. Ramisch et U. Stroth, Generation of Intermittent Turbulent Events at the Transition from Closed to Open Field Lines in a Toroidal Plasma, *Physical Review Letters* **102**, 255001 (2009).
- [51] T. A. Carter, Intermittent turbulence and turbulent structures in a linear magnetized plasma, *Phys. Plasmas* **13**, 010701 (2006).
- [52] C. Holland, G. R. Tynan, R. J. Fonck, G. R. McKee, J. Candy et R. E. Waltz, Zonal-flow-driven nonlinear energy transfer in experiment and simulation, *Phys. Plasmas* **14**, 056112 (2007).
- [53] H. Tsuchiya, S.-I. Itoh, A. Fujisawa, K. Kamataki, S. Shinohara, M. Yagi, Y. Kawai, A. Komori et K. Itoh, Sheared flow generation and mode suppression in a magnetized linear cylindrical plasma, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 055005 (2008).
- [54] A. Fujisawa *et al.*, Experimental studies of zonal flows and field in compact helical system plasma, *Phys. Plasmas* **15**, 055906 (2008).
- [55] T. Pierre, G. Leclert et F. Braun, Magnetized double-plasma device for wave studies, *Rev. Sci. Instrum.* **58**, 6–11 (1987).
- [56] A. Latten, T. Klinger, A. Piel et T. Pierre, A probe array for the investigation of spatio-temporal structures in drift wave turbulence, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3254 (1995).
- [57] C. Brault, A. Escarguel, M. Koubiti, R. Stamm, T. Pierre, K. Quotb et D. Guyomarc'h, Experimental study of the recombination of a drifting low temperature plasma in the divertor simulator Mistral-B (2004), <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00001945>, version 1.
- [58] Y. Saitou, A. Yonesu, S. Shinohara, M. V. Ignatenko, N. Kasuya, N. Kawaguchi, K. Terasaka, T. Nishijima, Y. Nagashima, Y. Kawai, M. Yagi, S.-I. Itoh, M. Azumi et K. Itoh, *Phys. Plasmas* **14**, 072301 (2007).
- [59] M. J. Burin, G. R. Tynan, G. Y. Antar, N. A. Crocker et C. Holland, *Phys. Plasmas* **12**, 052320 (2005).
- [60] O. Grulke, C. M. Franck, T. Klinger, C. Schröder, A. Stark, T. Windisch et J. Zalach, Electromagnetic Waves and Instabilities in Magnetoplasmas : Ion and Electron Dynamics of Whistler, Alfven and Drift Waves, *Contrib. Plasma Phys.* **45**, 385 (2005).
- [61] A. Poyé, *Contrôle des ondes de dérive et du transport*, thèse de master, Master Science de la Fusion, Nancy Université (2009).

- [62] F. Brochard, G. Bonhomme, E. Gravier, S. Oldenburger et M. Philipp, Spatiotemporal control and synchronization of flute modes and drift waves in a magnetized plasma column, *Phys. Plasmas* **13**, 052509 (2006).
- [63] H. M. Mott-Smith et I. Langmuir, The theory of collectors in gaseous discharges, *Phys. Rev.* **28**, 727 (1929).
- [64] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, seconde édition (2005), chapitre 3.
- [65] M. A. Lieberman et A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Wiley Interscience, seconde édition (2005).
- [66] V. I. Demidov, S. V. Ratynskaia et K. Rypdal, Electric probes for plasmas ; the link between theory and instrument, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 3409 (2002).
- [67] J. A. Bittencourt, *Fundamentals of plasma physics*, Springer (2004).
- [68] J. Ripault-Misguich, Mesure de la densité d'un plasma par sonde de Langmuir en présence de champ magnétique, *Le journal de physique* **33**, 761 (1972).
- [69] J. M. Beall, Y. C. Kim et E. J. Powers, Estimation of wavenumber and frequency spectra using fixed probe pairs, *Journal of Applied Physics* **53**(6), 3933–3940 (1982).
- [70] F. F. Chen, Probe Techniques in Low-Density Plasmas, dans *Proceedings of Conference on Physics of Quiescent Plasmas, Frascati, Italy*, Vol. II, p. 563 (1967).
- [71] P. C. Liewer, J. M. McChesney, S. J. Zweben et R. W. Gould, Temperature fluctuations and heat transport in the edge regions of a tokamak, *Phys. Fluids* **29**(1), 309–317 (1986).
- [72] A. W. Carlson, Two-point estimates of the spectral density function with finite separation and volume, *J. Appl. Phys.* **70**(8), 4033–4036 (1991).
- [73] C. Brault, *Développement et mise en oeuvre d'un diagnostic d'imagerie ultra-rapide en magnétoplasma de laboratoire : Application à la caractérisation du transport radial du plasma*, Thèse de doctorat, Université de Provence, UMR C.N.R.S. 6633 (2007).
- [74] J. Chung, K. D. Lee, D. C. Seo, Y. U. Nam, W. H. Ko, J. H. Lee et M. C. Choi, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 103503 (2009).
- [75] D. Block et A. Piel, Fluctuation induced transport of driven drift waves, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 413–425 (2003).
- [76] S. Devaux et A. Junier, *Étude expérimentale des instabilités et du transport dans un plasma magnétisé*, thèse de master, U.H.P., LPMIA (2002).
- [77] S. Ratynskaia, V. Demidov et K. Rypdal, Measurements of anomalous particle and energy fluxes in a magnetized plasma, *Phys. Rev. E* **65**, 00664XX (2002).
- [78] K. R. et al., Confinement and turbulent transport in a plasma torus with no rotational transform, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36**, 1099–1114 (1994).
- [79] F. J. Øynes, H. L. Pécseli et K. Rypdal, Fluctuations in a Magnetized Toroidal Plasma without Rotational Transform, *Physica Review Letters* **75**(1), 81–84 (1995).

- [80] A. Fasoli, B. Labit, M. McGrath, S. H. Müller, G. Plyushchev, M. Podestà et F. M. Poli, Electrostatic turbulence and transport in a simple magnetized plasma, *Phys. Plasmas* **13**, 055902 (2006).
- [81] J. S. Chiu, M. D. Tinkle et A. k. Sen, Anomalous transport reduction via feedback suppression, *Physical Review E* **54**(2), 2158–2161 (1996).
- [82] D. Block et A. Piel, Fluctuation induced transport of driven drift waves, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 427–437 (2003).
- [83] B. LaBombard, An interpretation of fluctuation induced transport derived from electrostatic probe measurements, *Phys. Plasmas* **9**(4), 1300–1311 (2002).
- [84] G. R. McKee, R. J. Fonck, D. K. Gupta, D. J. Schlossberg, M. W. Shafer, G. Holland et G. Tynan, Turbulence velocimetry of density fluctuation imaging data, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 3490–3492 (2004).
- [85] M. Agostini, S. J. Zweben, R. Cavazzana, P. Scarin, G. Serianni, R. J. Maqueda et D. P. Stotler, Study of statistical properties of edge turbulence in the National Spherical Torus Experiment with the gas puff imaging diagnostic, *Phys. Plasmas* **14**, 102305 (2007).
- [86] G. Y. Antar, J. H. Yu et G. Tynan, The origin of convective structures in the scrape-off layer of linear magnetic fusion devices investigated by imaging, *Phys. Plasmas* **14**, 022301 (2003).
- [87] S. Jaeger, T. Pierre et C. Rebont, Direct observation of a cross-field current-carrying plasma rotating around an unstable magnetized plasma column, *Phys. Plasmas* **16**, 022304 (2009).
- [88] D. Garcia, Robust smoothing of gridded data in one and higher dimensions with missing values, *Comput. Statist. Data Anal.* **54**, 1167 (2010).
- [89] G. B. Rybicki et A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-VCH (1979).
- [90] S. Oldenburger, N. Lemoine, F. Brochard, G. Bonhomme, A. Lazurenko et S. Mazouffre, dans *Proc. of 35th EPS Conference on Plasma Physics*, Vol. 32D de ECA, p. P-2.189 (2008).
- [91] T. D. de Wit, V. V. Krasnosel'skikh, S. D. Bale, M. W. Dunlop, H. Lühr, S. J. Schwartz et L. J. C. Woolliscroft, Determination of dispersion relations in quasi-stationary plasma turbulence using dual satellite data, *Geophysical Research Letters* **22**, 2653 (1995).
- [92] Y. Ralchenko, A. E. Kramida, J. Reader et N. A. T. 2008, NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5), Online, <http://physics.nist.gov/asd3>.
- [93] S.-L. Chen et T. Sekiguchi, Instantaneous Direct-Display System of Plasma Parameters by Means of Triple Probe, *Journal of Applied Physics* **36**, 2363 (1965).
- [94] Y. Zayachuk, F. Brochard, S. Bardin et *et al.*, Investigation of dust transport in a RF plasma sheath using fast imaging, à paraître sous peu dans *Rev. Sci. Instrum.*

- [95] R. M. Endlich, D. E. Wolf, D. J. Hall et A. E. Brain, Use of a pattern recognition technique for determining cloud motions from sequences of satellite photographs, *Journal of Applied Meteorology* **10**, 105–117 (1970).
- [96] L. Gui et W. Merzkirch, A comparative study of the MQD method and several correlation-based PIV evaluation algorithms, *Exp. in Fluids* **28**, 36–44 (2000).
- [97] J. K. Sveen et E. A. Cowen, Quantitative imaging techniques and their application to wavy flow, dans *PIV and Water Waves*, édité par J. Grue, P. L. F. Liu et G. k. Petersen, World Scientific (2004).
- [98] J. K. Sveen, MatPIV - the PIV toolbox for MATLAB, <http://folk.uio.no/jks/matpiv/> (2004).
- [99] S. Oldenburger, C. Brandt, F. Brochard et G. Bonhomme, Spectroscopic interpretation and velocimetry analysis of fluctuations in a cylindrical plasma recorded by a fast camera, soumis à *Rev. Sci. Instrum.*
- [100] G. M. Quénot, J. Pakleza et T. A. Kowalewski, Particle image velocimetry with optical flow, *Experiments in Fluids* **25**, 177–189 (1998).
- [101] G. R. Tynan, P. H. Diamond, C. Holland, S. H. Muller, M. Xu, Z. Yan et J. Yu, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51**, 124055 (2009).
- [102] H. T. Huang, H. E. Fiedler et J. J. Wang, Limitation and Improvement of PIV, *Exp. Fluids* **15**, 263 (1993).
- [103] N. Kingsbury, Complex Wavelets for Shift Invariant Analysis and Filtering of Signals, *Appl. Comput. Harm. Anal.* **10**, 234 (2001).
- [104] A. Kirk, N. B. Ayed, G. Counsell, B. Dudson, T. Eich, A. Herrmann, B. Koch, R. Martin, A. Meakins, S. Saarelma, R. Scannell, S. Tallents, M. Walsh, H. R. Wilson et the MAST team, Filament structures at the plasma edge on MAST, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, B433 (2006).
- [105] O. Grulke, J. L. Terry, B. LaBombard et S. J. Zweben, Radially propagating fluctuation structures in the scrape-off layer of Alcator C-Mod, *Phys. Plasmas* **13**, 012306 (2006).
- [106] F. Brochard, N. Fedorczak, G. Bonhomme, F. Clairet, M. Farge, P. Ghendrih, J. Gunn, P. Hennequin, S. Heuraux, N. Lemoine, P. Monier-Garbet, R. Nguyen, S. Oldenburger, K. Schneider, M. Schubert et L. Vermare, dans *Proc. of 36th EPS Conference on Plasma Physics*, Vol. 33E de ECA, p. O2.006 (2009).
- [107] T. Klinger, F. Greiner, A. Rohde et A. Piel, Nonlinear dynamical behavior of thermionic low pressure discharges. II. Experimental, *Phys. Plasmas* **2**, 1822 (1995).
- [108] T. Klinger, *Control of plasma instabilities*, Habilitationsschrift, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (1998).
- [109] F. Greiner, T. Klinger et A. Piel, Nonlinear dynamical behavior of thermionic low pressure discharges. I. Simulation, *Phys. Plasmas* **2**, 1810 (1995).

- [110] D. Grésillon et M. S. Mohamed-Benkadda, Direct mode-mode coupling observation in the fluctuations of nonstationary transparent fluid, *Phys. Fluids* **31**(7), 1904–1909 (1988).
- [111] H. Punzmann, M. G. Shats et H. Xia, Phase Randomization of Three-Wave Interactions in Capillarity Waves, *Physical Review Letters* **103**, 064502 (2009).
- [112] Y. C. Kim et E. J. Powers, Digital bispectral analysis of self-excited fluctuation spectra, *Phys. Fluids* **21**(8), 1452 (1978).
- [113] B. P. van Milligen, E. Sánchez, T. Estrada, C. Hildalgo, B. Brañas, B. Carreras et L. Garcia, Wavelet bicoherence : A new turbulence analysis tool, *Phys. Plasmas* **2**, 3017 (1995).
- [114] B. P. van Milligen, C. Hildalgo et E. Sánchez, Nonlinear Phenomena and Intermittency in Plasma Turbulence, *Physical Review Letters* **74**(3), 395–398 (1995).
- [115] B. P. van Milligen *et al.*, Statistically robust linear and non-linear wavelet analysis applied to plasma edge turbulence, dans *11th Tropical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics*, Monterey, California (1996).
- [116] A. Fujisawa *et al.*, Intermittent characteristics in coupling between turbulence and zonal flows, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 211–217 (2007).
- [117] K. Itoh, Y. Nagashima, S.-I. Itoh, P. H. Diamond, A. Fujisawa, M. Yagi et A. Fukuyama, On the bicoherence analysis of plasma turbulence, *Phys. Plasmas* **12**, 102301 (2005).
- [118] F. Brochard, T. Windisch, O. Grulke et T. Klinger, Experimental evidence of mode coupling in drift wave intermittent turbulence using a wave number bicoherence analysis, *Phys. Plasmas* **13**, 122305 (2006).
- [119] Y. C. Kim, J. M. Beall et E. J. Powers, Bispectrum and nonlinear wave coupling, *Phys. Fluids* **23**(2), 258–263 (1980).
- [120] U. Greb et M. G. Rusbridge, The interpretation of the bispectrum and bicoherence for non-linear interactions of continuous spectra, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **30**(5), 537–549 (1988).
- [121] C. Z. Cheng et H. Okuda, Theory and numerical simulations on collisionless drift instabilities in three dimensions, *Nuclear Fusion* **18**(5), 587–607 (1978).
- [122] U. Greb et M. G. Rusbridge, Non-linear interactions of drift-waves in quadrupole geometry, *Plasma Phys. Control. Fusion* **30**(5), 551–574 (1988).
- [123] C. P. Ritz, E. J. Powers et R. D. Bengtson, Experimental measurement of three-wave coupling and energy cascading, *Phys. Fluids B* **1**(1), 153–163 (1989).
- [124] J. S. Kim, R. D. Dust, R. J. Fonck, E. Fernandez, A. Ware et P. W. Terry, Technique for the experimental estimation of nonlinear energy transfer in fully developed turbulence, *Phys. Plasmas* **3**, 3998 (1996).
- [125] P. Manz, M. Ramisch, U. Stroth, V. Naulin et B. D. Scott, Bispectral experimental estimation of the nonlinear energy transfer in two-dimensional plasma turbulence, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 035008 (2008).

- [126] S. J. Camargo, D. Biskamp et B. D. Scott, Resistive drift-wave turbulence, *Phys. Plasmas* **2**, 48 (1995).
- [127] P. Manz, M. Ramisch et U. Stroth, Experimental estimation of the dual cascade in two-dimensional drift-wave turbulence, *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 035008 (2009).
- [128] Y. Nagashima *et al.*, Observation of the parametric-modulational instability between the drift-wave fluctuation and azimuthally symmetric sheared radial electric field oscillation in a cylindrical laboratory plasma, *Phys. Plasmas* **16**, 020706 (2009).
- [129] S. Sugita, M. Yagi, S. I. Itoh et K. Itoh, Propagation Velocity Analysis of a Single Blob in the SOL, *Plasmas Fus. Research* **3**, 040 (2008).

Étude de la turbulence et du transport par sondes électrostatiques et imagerie rapide dans une colonne de plasma magnétisé

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des recherches visant à caractériser les structures turbulentes dans les plasmas et le transport que celles-ci peuvent engendrer. En complément des mesures par sondes de Langmuir, utilisées pour étudier localement le transport généré par les instabilités, une caractérisation spatiale des structures turbulentes est réalisée dans une section droite de la colonne de plasma grâce à l'utilisation de l'imagerie rapide. L'intensité lumineuse a été reliée à la densité électronique du plasma par la comparaison avec des mesures de sondes et l'utilisation conjointe de filtres interférentiels. Des outils de traitement de données ont été adaptés aux spécificités de l'imagerie (filtrage, extraction de séries temporelles, vélocimétrie). Il a été montré qu'une détection des couplages non-linéaires entre modes est possible à partir des données de caméra. Des couplages simultanés à différents rayons ont ainsi pu être étudiés et leur intensité a pu être reliée à l'évolution temporelle des spectres grâce au calcul de bicohérence en ondelettes.

Mots clés : turbulence plasma, instabilités électrostatiques, transport convectif, couplages non-linéaires, imagerie rapide

Turbulence and transport in a magnetized plasma column investigated with electrostatic probes and fast imaging

This work is devoted to the characterization of turbulent structures and the induced transport in a magnetized plasma column. Complementary to Langmuir probe measurements, used for local investigation of instability induced turbulent transport, an accurate spatial characterization of structures is achieved using fast imaging of the plasma column's cross-section. The fluctuating light intensity has been linked to density fluctuations of plasma electrons by comparisons with probe measurements and the combined use of interference filters. Processing techniques have been adapted to image data (filtering, extraction of time series, velocimetry). It could be shown that detection of non-linear mode couplings is possible via fast imaging. Simultaneous couplings could be studied at different radii and using wavelet bicoherence, the temporal evolution of power spectra could be linked with the coupling intensities.

Keywords : plasma turbulence, electrostatic instabilities, convective transport, nonlinear couplings, fast imaging