



HAL
open science

Caractérisation expérimentale des instabilités et du transport non diffusif dans une colonne de plasma magnétisé. Développement, analyse critique et validation des diagnostics par sondes et imagerie rapide

Guillaume Busselin

► To cite this version:

Guillaume Busselin. Caractérisation expérimentale des instabilités et du transport non diffusif dans une colonne de plasma magnétisé. Développement, analyse critique et validation des diagnostics par sondes et imagerie rapide. Autre [cond-mat.other]. Université de Lorraine, 2013. Français. NNT : 2013LORR0176 . tel-01750353

HAL Id: tel-01750353

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01750353>

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



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>

**Caractérisation expérimentale des
instabilités et du transport non diffusif
dans une colonne de plasma magnétisé.
Développement, analyse critique et
validation des diagnostics par sondes et
imagerie rapide**

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 22 octobre 2013

pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Lorraine

en Physique

par

Guillaume BOUSSELIN

Composition du jury

Président : Michel VERGNAT, Professeur des Universités, Université de Lorraine.

Rapporteurs : Ivo FURNO, Maître d'Enseignement et de Recherches,
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (Suisse).

Dominique GRESILLON, Directeur de Recherches,
Ecole Polytechnique, Palaiseau.

Examineurs : Guido VAN OOST, Professeur des Universités,
Université de Gent (Belgique).

James GUNN, Ingénieur CEA, Cadarache.

Directeur de thèse : Gérard BONHOMME, Professeur des Universités, Université de Lorraine.

Co-directeur de thèse : Nicolas LEMOINE, Maître de Conférences, Université de Lorraine.

Mis en page avec la classe thloria.

*À mes parents,
À ma soeur*

Table des matières

Contexte général	1
Chapitre 1	
Introduction	3
1.1 Transport dans un plasma cylindrique	5
1.1.1 Transport collisionnel	6
1.1.2 Transport turbulent	6
1.2 Instabilités basses fréquences	8
1.2.1 L’instabilité d’ondes de dérive	9
1.2.2 L’instabilité de Rayleigh-Taylor	11
1.2.3 L’instabilité de Kelvin-Helmholtz	12
1.3 La machine de laboratoire Mirabelle	13
1.3.1 Principe de fonctionnement	14
1.3.2 Grandeurs caractéristiques du plasma de Mirabelle	15
1.3.3 Historique des expériences réalisées sur Mirabelle	15
1.4 Plan du mémoire de thèse	17
Partie I Mesures de profils d’équilibre par sondes électrostatiques	19
Chapitre 2	
Sondes de Langmuir	21
2.1 Exploitation théorique d’une caractéristique I-V de sonde de Langmuir	23
2.2 Acquisition et traitement expérimental	29
2.3 Influence des paramètres de contrôle sur les profils d’équilibre	34
2.4 Etude du champ de compensation	40

2.5	Conclusion	44
Chapitre 3		
Sondes émissives		47
3.1	Principe général de fonctionnement	48
3.2	Dispositif expérimental	49
3.3	Résultats expérimentaux	52
3.3.1	Calibration des sondes émissives	52
3.3.2	Comparaison de profils de potentiel plasma	55
3.3.3	Loi empirique de calibration	60
3.4	Conclusion	62
Chapitre 4		
Conception et validation de la sonde ball-pen		63
4.1	Principe de fonctionnement de la sonde ball-pen et applications	64
4.2	Sonde ball-pen sur Mirabelle	65
4.2.1	Dispositif expérimental	65
4.2.2	Résultats expérimentaux	67
4.3	Conclusion	78
Partie II Mesures des fluctuations du plasma et du transport associé		81
Chapitre 5		
Imagerie rapide		83
5.1	Caractéristiques techniques de la caméra rapide et de l'intensificateur	84
5.2	Traitement et exploitation des images	87
5.3	Interprétation des images de caméra rapide	89
5.3.1	Validation du diagnostic dans un plasma d'argon	91
5.3.2	Validation du diagnostic dans un plasma d'hélium	94
5.3.3	Effets d'intégration de la lumière en volume	104
5.4	Conclusion	112

Chapitre 6	
Mesures du transport turbulent par triple sonde	113
6.1 Détermination expérimentale du transport turbulent	114
6.2 Différentes approches du calcul du transport turbulent	116
6.2.1 Calcul direct du transport moyen	116
6.2.2 Calcul du transport en fonction des fréquences par transformée de Fourier	117
6.2.3 Calcul du transport en fonction des fréquences et du temps par transformée en ondelettes	119
6.3 Fiabilité de la mesure du transport turbulent par triple sonde	119
6.3.1 Comparaison sondes froides/sondes émissives	120
6.3.2 Filtrage <i>RC</i> passe bas des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde de Langmuir	129
6.3.3 Validité de la mesure des fluctuations du potentiel plasma par sonde émissive	134
6.4 Conclusion	142
Conclusion	145
Annexe A Méthodes d'analyses spectrales	149
A.1 Analyse spectrale par transformée de Fourier	149
A.2 Analyse spectrale par transformée en ondelettes continues	150
Annexe B La décomposition biorthogonale	155
Annexe C Relation de dispersion expérimentale	161
Bibliographie	163
Remerciements	169

Contexte général

La fusion nucléaire contrôlée se révèle être une des sources d'énergie les plus prometteuses. Elle apparaît en effet, au coté des énergies renouvelables, comme une solution particulièrement adéquate aux problèmes énergétiques et climatiques auxquels sont d'ores et déjà confrontées nos sociétés modernes.

La fusion par confinement magnétique, consistant à confiner un plasma de deutérium et tritium au sein d'un réacteur de plusieurs centaines de mètre cube à l'aide d'intenses champs magnétiques, demeure à l'heure actuelle le concept le plus développé en vue d'une production énergétique future. Afin d'aboutir à une balance énergétique positive, il faut parvenir à confiner de manière efficace et suffisamment longtemps le plasma dans des conditions de densité et de température suffisamment élevées définies par le critère de Lawson. L'efficacité du confinement nécessite que le paramètre β , défini comme le rapport de la pression cinétique du plasma à la pression magnétique, soit inférieur à un. Cette condition élémentaire impose un seuil de densité qu'il est impossible de dépasser sous peine de voir se développer des instabilités liées au fait que la pression cinétique exercée par le plasma devient supérieure à la pression magnétique. Par conséquent, l'effort de recherche pour améliorer les performances des réacteurs à fusion vise actuellement en grande partie à augmenter le temps de confinement. Celui-ci est limité par les processus de rayonnements qui induisent une perte de l'énergie du plasma ainsi que par les différents phénomènes de transport de particules et de chaleur à travers les lignes de champ magnétique.

En l'absence d'instabilités, le transport est déterminé par les collisions entre les différentes particules composant le plasma. Il a cependant rapidement été constaté que le transport effectif était très largement supérieur au transport classique ou néo-classique résultant de ces phénomènes collisionnels. En réalité, le plasma tend spontanément, sous l'effet des gradients transverses inhérents au confinement, à développer une turbulence se manifestant par des fluctuations électriques et magnétiques induisant un transport convectif de particules et d'énergie. Ce transport turbulent à travers les lignes de champ magnétique est responsable du transport dit anormal observé expérimentalement.

La connaissance des mécanismes d'instabilités à l'origine du transport convectif turbulent permettra d'améliorer le confinement des futurs réacteurs. La théorie concernant les instabilités dans les plasmas de fusion s'avère particulièrement complexe et il n'existe pas actuellement de modèles complets permettant de prédire de façon exacte leur influence sur le transport. Toutefois, la performance en termes de confinement des prochaines machines, telle que le tokamak international ITER par exemple, peut être estimée à partir de lois d'échelle empiriques basées sur une large base de données provenant des différents

réacteurs d'ores et déjà en opération à travers la planète. Malgré cela, la compréhension des phénomènes complexes de turbulence au sein des plasma reste l'un des défis majeurs dans la mise en oeuvre de la fusion par confinement magnétique.

Les mécanismes à l'origine de la turbulence et du transport convectif peuvent être étudiés de manière approfondie au sein de machines de laboratoire. Outre leur coût et leur dimension beaucoup plus modestes, ces machines disposent d'un certain nombre d'avantages par rapport aux instruments de grandes échelles les rendant particulièrement appropriées aux recherches sur les mécanismes fondamentaux de la turbulence dans les plasmas magnétisés. Leur géométrie est notamment relativement simple et le plasma y est stationnaire et de faible température. Ainsi, l'accès expérimental à la colonne de plasma y est grandement facilité et il est possible d'étudier des décharges de longue durée en utilisant des diagnostics internes tels que les sondes électrostatiques sans risquer de les endommager. Les petites décharges de laboratoire sont par conséquent très utiles au développement de méthodes de diagnostics innovantes pouvant par la suite être adaptées aux grands instruments mais également à d'autres machines de laboratoire utilisées pour des travaux de recherche dont le cadre dépasse celui de la fusion.

Les principales familles d'instabilités puisant leur énergie des gradients transverses de densité et de température sont également observées au sein des plasmas magnétisés des machines de laboratoire mais leur étude y est nettement plus commode. En effet, les gradients transverses étant nettement moins importants dans ces plasmas, le nombre restreint de régimes d'instabilités facilite leur identification et la turbulence qu'ils engendrent y est plus faiblement développée. Les petites machines permettent donc d'étudier une partie des phénomènes complexes rencontrés au sein des plasma de fusion par une approche expérimentale et théorique simplifiée.

Le travail expérimental présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre général de la recherche sur la fusion contrôlée. Il a été réalisé sur la machine cylindrique Mirabelle permettant de produire un plasma à faible β par décharge thermoionique. Bien que les conditions de densité et de température soient très différentes du plasma de bord des tokamaks, le plasma de Mirabelle présente beaucoup d'analogies avec la région à lignes de champ magnétique ouvertes, ou *Scrape-Off-Layer*, des tokamaks. Il est ainsi possible d'y étudier les propriétés des deux grandes classes d'instabilités à basse fréquence excitées par les gradients transverses : (i) les ondes de dérive ; (ii) les instabilités hydrodynamiques (Kelvin-Helmholtz ou Rayleigh-Taylor) excitées par le champ de vitesse poloïdale $E_r \times B$. Ce travail de thèse est principalement dédié au développement de diagnostics robustes permettant de caractériser ces différents régimes d'instabilités ainsi que le transport convectif associé.

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Transport dans un plasma cylindrique	5
1.1.1	Transport collisionnel	6
1.1.2	Transport turbulent	6
1.2	Instabilités basses fréquences	8
1.2.1	L'instabilité d'ondes de dérive	9
1.2.2	L'instabilité de Rayleigh-Taylor	11
1.2.3	L'instabilité de Kelvin-Helmholtz	12
1.3	La machine de laboratoire Mirabelle	13
1.3.1	Principe de fonctionnement	14
1.3.2	Grandeurs caractéristiques du plasma de Mirabelle	15
1.3.3	Historique des expériences réalisées sur Mirabelle	15
1.4	Plan du mémoire de thèse	17

Pour qu'un réacteur de fusion soit utilisable comme un système producteur d'énergie, la puissance libérée par les réactions de fusion doit être largement supérieure à celle fournie au plasma de l'extérieur pour compenser l'ensemble des pertes énergétiques (diffusion, convection, échange de charge, rayonnements) et entretenir ainsi la réaction de fusion. On parlera dans ce cas d'un facteur d'amplification de l'énergie Q très nettement supérieur à un ($Q \gg 1$). Le *critère de Lawson* [44] détermine les conditions de plasma à adopter en fonction du facteur d'amplification à atteindre. Sa formulation générale est la suivante :

$$nT\tau_e = f(Q) \quad (1.1)$$

Il définit ainsi, la densité n , la température des ions T et le temps de confinement de l'énergie τ_e comme les trois facteurs déterminant la performance d'un réacteur. Pour espérer une application à l'échelle industrielle de la fusion, un facteur d'amplification $Q \geq 40$, correspondant au triple produit $nT\tau_e = 2,7 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{keV} \cdot \text{s}$, est requis pour être économiquement viable. La température étant généralement imposée ($\approx 15 \text{ keV}$) afin de maximiser le taux de réactions de fusion, seuls les paramètres que constituent la densité et le temps de confinement peuvent être ajustés pour essayer de satisfaire le critère de Lawson. La fusion par confinement magnétique¹ met en jeu des densités de plasma très faibles ($n \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ à comparer avec la densité des atomes d'un gaz $\approx 10^{25} \text{ m}^{-3}$ dans des conditions de pression et de températures normales). Par conséquent, le temps de confinement doit atteindre plusieurs secondes afin d'aboutir à un facteur $Q \geq 40$.

Le confinement magnétique d'un plasma repose sur la propriété qu'ont les particules chargées individuelles à suivre une trajectoire en spirale le long des lignes de champ magnétique. Pour une particule de masse m et de charge q , cette trajectoire se compose d'un déplacement uniforme dans la direction parallèle aux lignes de champ et d'un mouvement cyclotron dans la direction transverse. Le mouvement cyclotron est caractérisé par une pulsation ω_c et un rayon de giration correspondant au rayon de Larmor ρ_c , tous deux liés par la relation :

$$\rho_c = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \quad (1.2)$$

avec $\omega_c = \frac{qB}{m}$ et v_{\perp} la vitesse transverse de la particule par rapport au champ magnétique. La vitesse perpendiculaire moyenne dans un plasma correspond approximativement à la vitesse thermique $v_{\perp} \approx \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$. Ainsi, dans un plasma de fusion, le rayon de Larmor peut varier typiquement du millimètre au centimètre en fonction de l'énergie des particules considérées et de l'intensité du champ magnétique. Il reste néanmoins très inférieur au rayon du plasma (typiquement 1 m), assurant ainsi le confinement des particules dans la direction transverse au champ magnétique. Pour confiner également le plasma dans la direction parallèle au champ magnétique, il est indispensable de refermer les lignes de champ sur elles mêmes selon une configuration torique. Une telle configuration, avec un champ magnétique purement toroidal, est instable². Pour améliorer considérablement le

1. Il existe un second concept ; celui de la fusion par confinement inertiel. Une micro-capsule de combustible D/T est exposée à un rayonnement laser de plusieurs mégajoules entraînant son implosion. La densité est ici maximisée mais le temps de confinement extrêmement court.

2. La courbure et le gradient du champ magnétique entraînent une dérive verticale des ions et des électrons dans des directions opposées résultant sur une dérive global $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ du plasma vers les parois.

confinement, il est nécessaire d'ajouter une composante poloïdale au champ magnétique. Il existe deux concepts différents permettant d'obtenir cette structure magnétique héli-coïdale, le *stellarator* [12, 79] et le *tokamak* [80]. Dans un stellarator, la torsion en hélice des lignes de champ, mesurée par la transformée rotationnelle, est créée directement par des bobines tridimensionnelles réparties autour de la chambre torique. Dans un tokamak, le champ magnétique toroïdal est généré par de simples bobines planes et la composante poloïdale est induite par un courant circulant dans le plasma dans la direction toroïdale. Le confinement d'une particule chargée individuelle dans ce genre de machines toriques est parfait. En réalité, les collisions entre les différentes particules composant le plasma et les phénomènes de turbulence entraînent un transport de particules et d'énergie perpendiculaire aux lignes de champ magnétique. Ce transport détermine en grande partie les performances d'un réacteur en termes de temps de confinement. De nombreuses études expérimentales, réalisées sur différents réacteurs à travers le monde, ont démontré que la contribution du transport turbulent convectif au flux transverse au champ magnétique dominait nettement la contribution collisionnelle décrite par les théories classiques ou néo-classiques basées sur une approche diffusive [76, 19, 31].

Dans les expériences utilisant le confinement magnétique, il est possible de distinguer le plasma confiné à l'intérieur de la dernière surface fermée de flux magnétique ou séparatrice, du plasma de bord situé entre l'enceinte à vide et la séparatrice. Dans cette région, appelée *Scrape-Off-Layer* (SOL), les lignes de champ magnétique interceptent une paroi matérielle (limiteur ou divertor). Le transport des particules et de l'énergie y est par conséquent très différent de celui observé dans le plasma confiné. La machine linéaire de laboratoire Mirabelle permet de produire un plasma à géométrie cylindrique de faible β confiné par un champ magnétique axial. Cette configuration magnétique, avec des lignes de champ interceptant les parois de la machine à chaque extrémité, est relativement similaire à celle correspondant à la SOL. Elle est néanmoins considérablement simplifiée car les lignes de champ magnétique ne sont pas courbées (à l'inverse de la géométrie torique) et il n'existe pas, par conséquent, de gradient de champ magnétique radial. Malgré des conditions de densité et de température très différentes, on observe dans Mirabelle les principales classes d'instabilités basses fréquences, puisant leur énergie dans les gradients de pressions, considérées comme responsables du transport turbulent dans les plasmas de bord des grands instruments. Ainsi, il est possible d'y étudier les mécanismes complexes de turbulence à l'origine du transport convectif.

1.1 Transport dans un plasma cylindrique

Le transport de particules et d'énergie dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique détermine les propriétés de confinement des réacteurs à géométrie torique. Nous rappelons brièvement ici les différents mécanismes à l'origine de ces flux transverses dans le cadre d'une description simplifiée correspondant au plasma cylindrique de la machine Mirabelle.

1.1.1 Transport collisionnel

Dans un plasma cylindrique, confiné par un champ magnétique axial ($\mathbf{B} = B_z \mathbf{e}_z$) et sujet à aucune instabilité, le transport de particules dans la direction radiale est d'origine collisionnelle.

Le centre guide d'une particule chargée (c'est à dire son centre instantané de rotation) peut être, suite à une collision avec un atome neutre ou suite à une interaction électrostatique (collision Coulombienne) avec une seconde particule chargée, déplacé sur une ligne de champ magnétique voisine. La succession de ces collisions aléatoires entraîne une marche au hasard de la particule par rapport à sa position d'origine. Pour évaluer le transport au sein du plasma, il faut considérer l'ensemble des déplacements nets de chacune des particules. Ces déplacements étant le résultat d'un processus de marche aléatoire, leur sens est équiprobable et il n'en résulte, dans un milieu homogène, aucun transport effectif. La présence d'un gradient de densité entraîne une asymétrie dans le déplacement des particules du plasma conduisant à un transport net dans la direction opposée à celle du gradient. Dans un plasma cylindrique où le gradient de densité radial domine très largement le gradient de densité axial, le transport perpendiculaire au champ magnétique peut être décrit selon une loi de Fick rendant compte du processus de diffusion :

$$\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \quad (1.3)$$

En accord avec le modèle de marche aléatoire, le coefficient de diffusion D_{\perp} peut être estimé à partir de la distance moyenne Δx sur laquelle une particule est déplacée perpendiculairement au champ magnétique suite à une collision et le temps moyen τ entre deux collisions :

$$D_{\perp} = \frac{(\Delta x)^2}{\tau} \quad (1.4)$$

Dans le cas d'un plasma cylindrique magnétisé, Δx correspond typiquement à une fraction du rayon de Larmor ρ_c et τ à l'inverse de la fréquence de collision ν_c . Le coefficient de diffusion transverse au champ magnétique est ainsi défini par :

$$D_{\perp} = \rho_c^2 \nu_c \quad (1.5)$$

à une constante multiplicatrice près.

1.1.2 Transport turbulent

Le transport turbulent dans un plasma magnétisé constitue une seconde contribution au flux transverse au champ magnétique, généralement beaucoup plus importante que la contribution diffusive présentée précédemment. Ce transport, souvent appelé transport anormal, est le fruit d'instabilités basses fréquences ($\omega \lesssim \omega_{ci}$) se développant au sein du plasma grâce aux différentes sources d'énergie libre que constituent les gradients de pression et de potentiel transverses au champ magnétique.

Ces instabilités engendrent des fluctuations de densité et de potentiel qui, dans le cas d'un plasma cylindrique, se propagent essentiellement dans la direction azimutale. Les

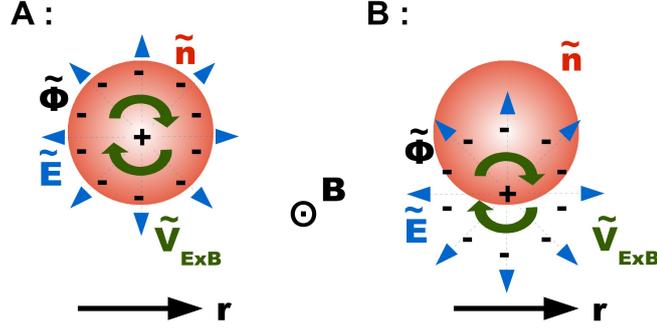


Figure 1.1: A : La dérive électrique locale $\tilde{V}_{E \times B}$ n'induit aucun transport net de particules lorsque la perturbation de densité (rouge) est en phase avec la perturbation de potentiel (noir). B : Un déphasage entre \tilde{n} et $\tilde{\phi}$ entraîne à l'inverse un transport net.

fluctuations de potentiel entraînent l'apparition d'un champ électrique azimutal fluctuant \tilde{E}_θ à l'origine d'une vitesse de dérive radiale³ :

$$\tilde{v}_\perp = \frac{\tilde{E}_\theta}{B} \quad (1.6)$$

La présence simultanée et synchronisée des fluctuations de vitesse et des fluctuations de densité \tilde{n} induit un transport de particules convectif :

$$\Gamma_\perp = \langle \tilde{n} \tilde{v}_\perp \rangle = \frac{1}{B} \langle \tilde{n} \tilde{E}_\theta \rangle \quad (1.7)$$

La moyenne $\langle \rangle$ sur un certain nombre de périodes de fluctuations détermine le transport radial net. Ce dernier dépend non seulement de l'amplitude mais également de la différence de phase entre les fluctuations de densité et les fluctuations de potentiel. La figure 1.1(A) représente une perturbation locale de densité en phase avec une perturbation de potentiel. Dans ce cas, le transport net est nul car le nombre de particules convectées depuis la partie supérieure de la perturbation de densité est exactement compensé par celui des particules convectées depuis la partie inférieure. En augmentant désormais la différence de phase entre la densité et le potentiel (figure 1.1(B)), les flux convectifs locaux ne sont plus symétriques, il en résulte alors un transport radial net.

Les réseaux de sondes électrostatiques [36] permettent de mesurer simultanément les fluctuations de densité et les fluctuations de champs électriques (à partir de mesures de fluctuations de potentiel) avec une résolution spatiale et temporelle très satisfaisante. Leurs coûts modestes et leurs relatives simplicités d'utilisation font de ces dispositifs les outils de diagnostics les plus répandus pour la mesure expérimentale du transport turbulent [14]. Ces réseaux de sondes sont particulièrement utilisés dans les plasmas magnétisés

3. Des fluctuations d'un champ électrique transverse au champ magnétique résultent en toute rigueur une vitesse de dérive électrique perpendiculaire au champ magnétique $v_\perp = \frac{E \times B}{B^2}$ ainsi qu'une vitesse de dérive de polarisation dans la direction du champ électrique $v_p = \frac{1}{\omega_c B} \frac{dE_\perp}{dt}$. Dans l'hypothèse de fluctuations basses fréquences ($\omega \lesssim \omega_{ci}$), v_p est négligeable devant v_\perp .

de laboratoire [10, 11, 54, 47, 13] où la température est suffisamment faible pour pouvoir les exposer au plasma de façon continue sans risquer de les endommager. Leur utilisation dans les tokamaks ou stellarators est plus délicate du fait de l'importance des flux de chaleur et de particules pouvant atteindre les différentes sondes et se limite uniquement à des mesures dans le plasma de bord (SOL) [23, 82].

Obtenir une mesure fiable par sondes électrostatiques, des fluctuations du plasma et du transport qu'elles induisent, reste cependant une tâche difficile qui fait encore à l'heure actuelle l'objet de nombreuses études. *B. LaBombard* [42] pose par exemple la problématique de la perturbation du plasma par la seule présence des sondes. Il s'interroge entre autres sur la possibilité de considérer les mesures de sondes électrostatiques comme significatives des flux turbulents présents au sein du plasma en absence de sondes. *R. Schrittwieser et al.*, [68] présentent des mesures comparatives de transport turbulent réalisées avec des sondes de Langmuir et des sondes émissives dans le plasma de bord du tokamak ISTTOK. Ils rendent compte d'un écart significatif entre le flux turbulent moyen mesuré avec les sondes émissives et celui obtenu à partir des sondes de Langmuir ($\Gamma_{emissive} \approx 4\Gamma_{Langmuir}$). Ils attribuent cette différence aux fluctuations importantes de température dans cette région de plasma de bord. L'influence des fluctuations de température sur la mesure du transport turbulent par sondes de Langmuir a été étudiée, entre autres, par *B. Nold et al* [56], au sein du plasma de bord du tokamak ASDEX Upgrade. Ils rapportent que les fluctuations de potentiel flottant, mesurées avec une sonde de Langmuir, peuvent s'écarter considérablement de celles du potentiel plasma en présence de fluctuations de température électronique. Dans ce cas, l'estimation du flux turbulent à partir de ces mesures de sondes est erronée et peut conduire à des erreurs d'interprétation importantes. *B. Nold et al.*, démontrent toutefois que la mesure des fluctuations du courant de saturation ionique n'est que peu influencée par les fluctuations de température assurant ainsi un accès correct aux fluctuations de densité électronique. Les questions quant à la fiabilité des mesures de sondes se posent également dans les plasmas de laboratoire à basse température. *C. Theiler et al* [75] font part, par exemple, de la difficulté à mesurer correctement la différence de phase entre les fluctuations de densité et les fluctuations de champs électriques (ou de potentiels) dans les plasmas de faibles densités.

Les nombreuses problématiques liées à la fiabilité des mesures du transport à travers les lignes de champ magnétique, ont motivé en grande partie le développement, réalisé pendant ce travail de thèse, des différentes sondes utilisées jusqu'à présent pour la mesure du transport turbulent dans le plasma de Mirabelle.

1.2 Instabilités basses fréquences

Comme il l'a été mentionné dans la section précédente, le transport turbulent dans un plasma magnétisé est le résultat d'instabilités électrostatiques à basses fréquences. Trois types d'instabilités peuvent être observés dans la machine Mirabelle : l'instabilité d'ondes de dérive, l'instabilité de Rayleigh-Taylor et l'instabilité de Kelvin-Helmoltz. Ces instabilités sont également observées dans les plasmas de tokamaks où la turbulence d'ondes de dérive est généralement désignée comme responsable du transport anormal dans les régions de plasma de bord [81], tandis que les instabilités de Rayleigh-Taylor sont analogues

aux instabilités d'interchanges.

Avant de présenter les propriétés de ces différentes instabilités, il est nécessaire de rappeler une caractéristique essentielle du plasma de Mirabelle. Celui-ci étant confiné à l'intérieur d'une chambre à vide, les gradients radiaux de densité, température et potentiel sont inévitables. Couplés au champ magnétique axial, ces gradients constituent des sources d'énergie libre à l'origine de la croissance des instabilités traitées ci-dessous. Il est donc important de pouvoir les mesurer avec la meilleure précision possible. Le gradient radial de potentiel détermine le champ électrique radial d'équilibre E_r à l'origine de la rotation globale du plasma dans la direction azimutale à la vitesse de dérive :

$$\mathbf{V}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}(r) = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} = \frac{E_r(r)}{B} \mathbf{e}_\theta \quad (1.8)$$

Dans un plasma présentant une structure azimutale caractérisée par le nombre d'onde \mathbf{k}_θ , cette rotation résulte en un glissement de la pulsation de l'onde d'une quantité :

$$\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}(r) = k_\theta V_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}(r) = -\frac{m}{rB} \frac{d\phi}{dr} \quad (1.9)$$

avec $m = k_\theta r$ le mode poloïdal et r la position radiale.

La rotation globale du plasma dans la direction azimutale n'engendre pas une perte de particules pour le plasma contrairement au transport radial turbulent. Néanmoins, elle apparaît comme un facteur déstabilisant dans le taux de croissance des ondes de dérive et joue un rôle dans l'apparition des instabilités de Rayleigh-Taylor et Kelvin-Helmoltz. Elle influence par conséquent fortement le développement des différentes instabilités et donc, indirectement, l'apparition d'un transport turbulent radial. La vitesse de dérive globale $\mathbf{V}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ doit être prise en compte lors de l'interprétation des données expérimentales. Cela nécessite une mesure fiable du profil radial de potentiel plasma.

1.2.1 L'instabilité d'ondes de dérive

Les ondes de dérive [35] sont des ondes basses fréquences ($\omega \lesssim \omega_{ci}$) qui se manifestent par des fluctuations locales de densité et de potentiel. Elles sont engendrées par l'existence d'un gradient de pression d'équilibre transverse au champ magnétique. Les fluctuations de température ainsi que les gradients de température sont souvent négligeables dans les plasmas de laboratoire de telle manière que seuls les gradients de densité constituent les sources d'énergies libres permettant à l'instabilité de se développer. Dans un plasma cylindrique confiné par un champ magnétique axial homogène $\mathbf{B} = B_z \mathbf{e}_z$, les ondes de dérive se propagent essentiellement dans la direction azimutale correspondant à celle de la vitesse diamagnétique électronique :

$$V_{dia,e} = \frac{k_B T_e}{e} \frac{1}{n} \frac{\nabla n \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.10)$$

Elles présentent également une composante de propagation axiale liée à la dynamique des électrons le long des lignes de champ magnétique. La propagation des perturbations de densité et de potentiel est donc caractérisée par une fréquence angulaire ω et un vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\theta + \mathbf{k}_\parallel$ avec $k_\theta \gg k_\parallel$. En géométrie cylindrique, les conditions aux limites

périodiques restreignent la propagation azimutale à des modes propres caractérisés par le mode poloïdal $m = k_\theta r = \frac{2\pi r}{\lambda_\theta}$.

Les ondes de dérives deviennent instables lorsque les fluctuations de densité précèdent les fluctuations de potentiel dans la direction de propagation azimutale. Un tel déphasage résulte du couplage étroit entre la dynamique des électrons dans la direction parallèle au champ magnétique et celle des ions dans la direction transverse. Les mécanismes de propagation et de croissance des instabilités d'ondes de dérive sont détaillés en particulier dans les mémoires de thèse de C. Brandt, F. Brochard et S. Oldenbürger [13, 15, 58]. Nous nous contentons ici de rappeler uniquement les propriétés spécifiques des ondes de dérive [39, 15, 69] permettant d'identifier une instabilité observée expérimentalement comme une instabilité d'onde de dérive :

1. La vitesse de phase d'une onde de dérive est dans le sens de la vitesse diamagnétique électronique et ne peut pas la dépasser. Elle est définie par :

$$V_\varphi(r) = \frac{V_{dia,e}(r)}{1 + k_\perp^2 \rho_s^2} \quad (1.11)$$

avec r la position radiale, k_\perp le nombre d'onde azimutal et ρ_s le rayon de Larmor hybride :

$$\rho_s = \frac{c_s}{\omega_{ci}} = \frac{\sqrt{k_B T_e M}}{qB} \quad (1.12)$$

Cette vitesse de phase théorique provient de la relation de dispersion dérivée du modèle fluide local en géométrie cartésienne (*local slab model*) proposé par *Ellis et al* [30]. Les postulats de ce modèle (\mathbf{B} axial et homogène, profil radial d'équilibre, collision entre particules chargées et neutres dominantes, courant électronique axial, ions froids, instabilité basse fréquence, ...) sont adaptés au plasma de Mirabelle mais l'hypothèse de localité ($\rho_s/L_g \ll 1$, avec L_g la longueur typique de gradient radial) est discutable. Le modèle en géométrie cylindrique, également proposé par *Ellis et al* [30, 29], prenant en compte la géométrie des modes globaux (non-locaux) est vraisemblablement plus réaliste. Cependant la vitesse de phase théorique, obtenue à partir de ce second modèle, dépend d'un grand nombre de paramètres physiques dont certains sont difficilement accessibles expérimentalement. On préférera donc utiliser l'approximation du modèle *slab* (eq 1.11), celle-ci facilitant les comparaisons entre la théorie et l'expérience. Il est important de préciser néanmoins que la vitesse définie par l'équation 1.11 reste une approximation correcte de celle dérivée du modèle cylindrique global dans la limite où le mode azimutal des fluctuations reste faible ($m = k_\theta r \leq 3$) [17, 29], ce qui est souvent le cas dans le plasma de Mirabelle.

Pour comparer la vitesse de propagation azimutale des fluctuations à la vitesse de phase théorique, cette dernière doit être corrigée afin de prendre en compte le décalage Doppler lié à la vitesse de rotation azimutale $V_{E \times B}$ résultant du champ électrique radial d'équilibre E_r [50] :

$$V_{\varphi^*}(r) = \frac{V_{dia,e}(r)}{1 + k_\perp^2 \rho_s(r)^2} + V_{E \times B}(r) \quad (1.13)$$

Grâce aux mesures précises des profils radiaux d'équilibre de densité électronique n_e , de température électronique T_e et de potentiel plasma ϕ_p , il est possible de calculer

la vitesse de dérive électrique $V_{E \times B}$, la vitesse diamagnétique électronique et le rayon de Larmor hybride. Les mesures de profils doivent être complétées par une mesure du nombre d'onde azimutal k_{\perp} , mesure facilitée par l'utilisation de l'imagerie rapide (détaillée chapitre 5). La vitesse théorique V_{φ^*} ainsi estimée, peut ensuite être comparée à la vitesse réelle de propagation mesurée expérimentalement, offrant ainsi un premier critère d'identification.

2. La longueur d'onde axiale d'une onde de dérive est finie ($k_{\parallel} \neq 0$), généralement de l'ordre de la longueur L de la machine (figure 1.2(A)).
3. L'amplitude des fluctuations de densité est similaire à celle des fluctuations de potentiel et est maximale dans la région correspondant au maximum du gradient de densité.
4. Les fluctuations de densité sont typiquement déphasées par rapport aux fluctuations de potentiel de $0 < \Delta\varphi_{\tilde{n},\tilde{\phi}} < \frac{\pi}{4}$.

1.2.2 L'instabilité de Rayleigh-Taylor

L'instabilité de Rayleigh-Taylor est une instabilité hydrodynamique qui se développe à l'interface séparant deux fluides de densités différentes. Elle apparaît sous l'effet du champ de pesanteur lorsque le fluide le plus dense repose sur le fluide le moins dense. Elle conduit à la permutation des deux fluides réduisant ainsi l'énergie potentielle du système initialement instable.

Le plasma de Mirabelle satisfait également les conditions nécessaires à la croissance d'une telle instabilité. La rotation azimutale du plasma, présentée en début de section, crée une force centrifuge radiale dirigée dans la direction opposée au gradient de densité. Cette configuration dynamique est donc parfaitement analogue au système statique décrit précédemment, à la différence que le champ d'accélération gravitationnel est ici remplacé par un champ d'accélération centrifuge. Par conséquent, l'instabilité de Rayleigh-Taylor est souvent qualifiée dans ces conditions d'*instabilité centrifuge*.

Dans un plasma cylindrique magnétisé ($\mathbf{B} = B_z \mathbf{e}_z$), la rotation de la colonne de plasma à la vitesse $V_{E \times B}$ induit une force centrifuge radiale $\mathbf{F}_c = F_c \mathbf{e}_r$. Cette force, perpendiculaire au champ magnétique, entraîne le déplacement des particules chargées dans la direction azimutale à la vitesse de dérive :

$$\mathbf{V}_{F_c} = \frac{\mathbf{F}_c \times \mathbf{B}}{qB^2} = \frac{m\mathbf{a}_c \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (1.14)$$

avec m la masse et q la charge d'une particule.

La dérive des ions⁴ au niveau d'une perturbation déjà existante de l'interface séparant deux régions de plasma de densité différentes, conduit à une séparation de charge entraînant l'apparition de champs électriques locaux E_c perpendiculaires au champ magnétique. La dérive des particules à la vitesse de dérive $E_c \times B$ amplifie la perturbation initiale rendant le système instable.

Une description détaillée des mécanismes de croissance de cette instabilité ainsi que la

4. La dérive des électrons liée à la force centrifuge est négligeable devant celle des ions à cause de la différence de masse.

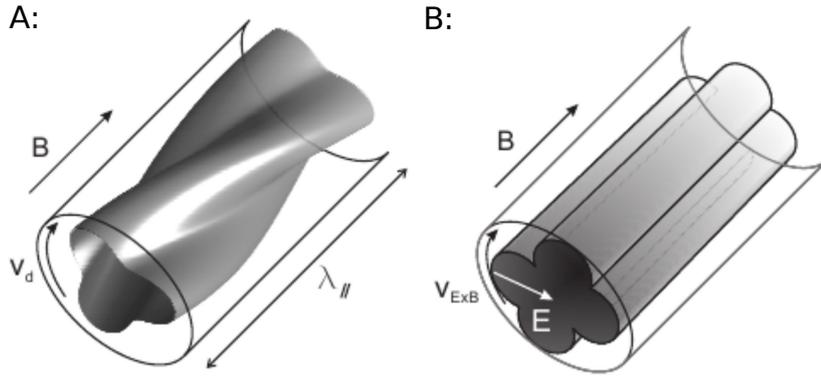


Figure 1.2: Comparaison entre A : une onde de dérive présentant une longueur d'onde axiale finie et B : un mode flûte caractérisé par une longueur d'onde axiale infinie [58].

dérivation de la relation de dispersion sont présentées dans les références [15, 58, 22]. Les principales caractéristiques de l'instabilité centrifuge permettant son identification expérimentale sont [39, 69] :

1. Contrairement aux ondes de dérive, les fluctuations de densité et de potentiel se propagent uniquement dans la direction azimutale. L'instabilité centrifuge est donc caractérisée par une longueur d'onde axiale infinie ($\lambda_{\parallel} = \infty$; $k_{\parallel} = 0$). Les instabilités à longueur d'onde axiale infinie sont souvent qualifiées d'instabilités *flûtes* car les surfaces de densité constantes selon l'axe z ressemblent à des colonnes grecques (figure 1.2(B)).
2. La vitesse de phase des fluctuations est proche de la vitesse de dérive électrique liée au champ électrique radial :

$$V_{\varphi, RT} \approx V_{E \times B} \quad (1.15)$$

3. L'amplitude des fluctuations de densité et de potentiel est maximale dans la région correspondant au maximum du gradient de densité.
4. L'amplitude des fluctuations de potentiel est très supérieure à l'amplitude des fluctuations de densité.
5. La variation radiale de phase entre densité et potentiel est comprise entre $\frac{\pi}{4} < \Delta\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\phi}} < \frac{\pi}{2}$.

1.2.3 L'instabilité de Kelvin-Helmholtz

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est également une instabilité de type hydrodynamique qui se développe dans un fluide sujet à un cisaillement de vitesse. Une petite perturbation de l'interface séparant deux cellules de fluides se déplaçant à des vitesses différentes sera entraînée par le fluide le plus rapide et amplifiée jusqu'à former une structure tourbillonnaire responsable du mélange des différentes cellules. La formation de vagues, lorsque le vent souffle parallèlement à la surface de l'océan, est une manifestation typique de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Cette instabilité peut également apparaître dans un

plasma cylindrique si la rotation azimutale $E \times B$ présente un cisaillement de vitesse. Les caractéristiques de cette instabilité dans un plasma magnétisé sont [69, 39, 15] :

1. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz se développe uniquement en présence d'un champ de vitesse cisailé.
2. La vitesse de phase des fluctuations est comprise entre $0, 2V_{E \times B} \leq V_{KH} \leq 0, 6V_{E \times B}$.
3. Il s'agit, comme pour l'instabilité centrifuge, d'une instabilité à longueur d'onde axiale infinie ($\lambda_{\parallel} = \infty$; $k_{\parallel} = 0$).
4. L'amplitude des fluctuations de densité et de potentiel est maximale dans la région correspondant au maximum du cisaillement de vitesse.
5. L'amplitude des fluctuations de potentiel est très supérieure à l'amplitude des fluctuations de densité.
6. La variation radiale de phase entre densité et potentiel à la traversée de la couche de cisaillement est comprise entre $\frac{\pi}{2} < \Delta\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\phi}} < \pi$.

Les principales caractéristiques des différentes instabilités observables dans la machine Mirabelle sont répertoriées dans le tableau 1.1.

Table 1.1: Critères permettant d'identifier expérimentalement les instabilités d'ondes de dérive, de Rayleigh-Taylor et de Kelvin-Helmholtz [39, 15].

Paramètres	Ondes de dérive	Rayleigh-Taylor	Kelvin-Helmholtz
Vitesse	$\frac{V_{dia,e}}{1+k_{\perp}^2 \rho_s^2} \pm V_{E \times B}$	$V_{E \times B}$	$0, 2 - 0, 6V_{E \times B}$
$\lambda_{\parallel} (m)$	$\approx L$	∞	∞
$max(\frac{e\tilde{\phi}(r)}{k_B T_e(r)})$	1	1	$\gg 1$
$max(\frac{e\tilde{\phi}(r)/k_B T_e(r)}{\tilde{n}(r)/n(r)})$	≤ 1	≥ 1	$\gg 1$
Variation radiale de phase	$\leq 45^\circ$	$\approx 90^\circ$	$90 - 180^\circ$

1.3 La machine de laboratoire Mirabelle

Les expériences présentées dans ce manuscrit ont été réalisées sur la machine de laboratoire Mirabelle [63]. Il s'agit d'une machine à géométrie cylindrique permettant de produire un plasma par décharge thermoionique confiné par un champ magnétique axial. Le plasma est caractérisé par une température électronique de quelques eV, une température ionique de l'ordre de 0,025 eV et une densité de l'ordre de $10^{15} - 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Du fait de la faible température électronique, la pression magnétique est nettement supérieure à la pression cinétique du plasma. Le paramètre β est par conséquent très faible, de l'ordre de 10^{-6} .

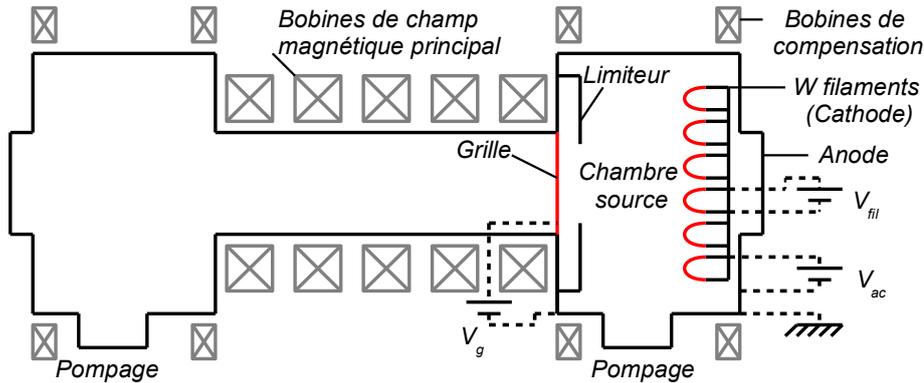


Figure 1.3: Schéma de la machine Mirabelle.

1.3.1 Principe de fonctionnement

La machine de laboratoire Mirabelle, dont on peut voir un schéma de principe Fig. 1.3, est composée d'une section centrale cylindrique de 33 cm de diamètre et 1,4 m de longueur, délimitée à chaque extrémité par deux chambres sources. Deux pompes à palettes permettent d'évacuer l'enceinte jusqu'à un vide primaire d'environ 3×10^{-3} mbar. A ce stade, deux pompes à diffusion prennent le relais pour atteindre une pression résiduelle de l'ordre de 2×10^{-6} mbar. Le gaz (argon ou hélium) est injecté au centre de la section cylindrique à l'aide d'une vanne micro-fuite nous permettant d'ajuster précisément la pression de travail. Cette dernière varie selon les expériences de 1×10^{-4} à 4×10^{-4} mbar.

Production et confinement du plasma

Une seule des deux chambres sources est utilisée pour la production du plasma. A l'intérieur de celle-ci, 24 filaments de tungstène, d'une quinzaine de centimètres de longueur et de 0,2 mm de diamètre, constituent la cathode chaude. Une paroi métallique, superposée et isolée de la paroi de la chambre source, constitue l'anode de la décharge. Les filaments de tungstène, reliés à une alimentation électrique externe, sont portés à incandescence afin qu'ils émettent des électrons par thermoémission. Ces électrons, appelés électrons primaires, sont ensuite accélérés par la différence de potentiel V_{ac} appliquée entre la cathode et l'anode. Lorsque ces électrons primaires ont acquis l'énergie correspondante au potentiel d'ionisation du gaz utilisé, ils produisent le plasma par collisions avec les atomes neutres. Ce type de décharge est appelée décharge thermoionique. Un champ multipolaire permanent, créé par un assemblage d'aimants positionnés sur l'anode, permet d'améliorer le confinement des électrons primaires au sein de la chambre source afin d'augmenter la probabilité de collisions ionisantes.

Une fois le plasma produit dans la chambre source, il diffuse dans la section centrale de la machine où il est confiné par un champ magnétique axial. Le champ magnétique est produit par un ensemble de 24 bobines réparties de manière équidistante autour de la section centrale et connectées à une alimentation électrique pouvant délivrer un courant de 0 à 900 A. L'intensité du champ magnétique ainsi généré varie entre 0 et 100 mT et est

uniforme dans toute la section centrale. Des bobines dites de compensation, situées autour de chacune des deux chambres sources, permettent d'écranter la contribution du champ magnétique principal à proximité des filaments afin d'homogénéiser le flux d'électrons primaires à l'intérieur de la section centrale.

Paramètres de contrôle du régime de plasma

La pression de travail, la puissance électrique fournie aux filaments ainsi que la tension V_{ac} sont des paramètres de contrôle ajustables influant sur le régime de plasma. Une légère variation de ces paramètres, et plus particulièrement de la tension V_{ac} , peut aboutir à des transitions d'un régime plasma relativement stable vers un régime plus chaotique. L'intensité du champ magnétique constitue un quatrième paramètre de contrôle, sa variation permettant d'observer des transitions entre différents types d'instabilités. Une grille transparente est située entre la chambre source et la section centrale. Sa polarisation V_g constitue le dernier paramètre de contrôle. Elle influence le flux électronique parallèle aux lignes de champ magnétique ainsi que les profils radiaux de densité et de potentiel. Ce paramètre important permet donc de modifier le champ électrique radial moyen, et par conséquent influe sur la vitesse de rotation azimutale de la colonne de plasma au sein de la chambre centrale. Le champ électrique radial peut être aussi nettement modifié en ajoutant un diaphragme métallique à l'entrée de la chambre centrale. Ce dernier se comporte comme un limiteur réduisant le diamètre de la colonne de plasma, augmentant ainsi les gradients de densité et de potentiel.

1.3.2 Grandeurs caractéristiques du plasma de Mirabelle

Les différents paramètres caractéristiques du plasma produit dans la machine Mirabelle sont répertoriés dans le tableau Tab. 1.2 pour des plasmas d'hélium et d'argon. Les grandeurs sont calculées à partir des valeurs extrêmes de pressions, de températures électroniques, de densités et de champs magnétiques précisées également dans le tableau.

1.3.3 Historique des expériences réalisées sur Mirabelle

La machine Mirabelle a été construite à Nancy au milieu des années 1980 dans le but d'étudier les ondes dans les plasmas magnétisés. Différentes études ont ainsi été consacrées aux instabilités cyclotroniques ioniques excitées par faisceaux d'ions, à la conversion d'ondes de Bernstein en ondes électromagnétiques ou encore à la propagation de solitons à la fréquence hybride haute.

Les travaux menés durant les quinze dernières années ont montré que Mirabelle était bien adaptée à l'étude de régimes turbulents à basses fréquences possédant beaucoup d'analogies avec ceux observés dans la *Scrape-Off-Layer* des tokamaks. En effet, les deux grandes classes d'instabilités excitées par les gradients transverses au champ magnétique que constituent les ondes de dérives et les instabilités de type mode flûtes y ont été observées. *F. Brochard* [15, 17] a démontré que, grâce à l'utilisation d'un diaphragme circulaire situé à l'entrée de la colonne de plasma, il était possible de sélectionner un type particulier d'instabilité en jouant sur l'intensité du champ magnétique et par conséquent sur le

Table 1.2: Paramètres typiques du plasma obtenu dans Mirabelle

Paramètres		Helium	Argon
Pression	P	$(1 - 4) \times 10^{-4}$ mbar	$(1 - 4) \times 10^{-4}$ mbar
Champ magnétique	B_0	5 – 100 mT	5 – 100 mT
Densité électronique	n_e	$1 \times 10^{15} - 5 \times 10^{16}$ m ⁻³	$1 \times 10^{15} - 1 \times 10^{17}$ m ⁻³
Taux d'ionisation	α	0,04 – 0,5%	0,04 – 1%
Température électronique	T_e	1 – 7 eV	1 – 5 eV
Température ionique	T_i	0,025 eV	0,025 eV
Rayon de Larmor électronique	ρ_{ce}	0,02 – 1,2 mm	0,02 – 1 mm
Rayon de Larmor ionique	ρ_{ci}	0,3 – 6 mm	1 – 20 mm
Fréquence cyclotron électronique	f_{ce}	0,15 – 3 GHz	0,15 – 3 GHz
Fréquence cyclotron ionique	f_{ci}	20 – 400 kHz	2 – 40 kHz
Fréquence plasma électronique	ν_{pe}	0,3 – 2 GHz	0,3 – 3 GHz
Fréquence plasma ionique	ν_{pi}	3 – 25 MHz	1 – 10 MHz
Vitesse thermique électronique	v_{the}	$(4 - 10) \times 10^5$ m.s ⁻¹	$(4 - 9) \times 10^5$ m.s ⁻¹
Vitesse thermique ionique	v_{thi}	770 m.s ⁻¹	250 m.s ⁻¹
Vitesse de Bohm	c_s	$(5 - 13) \times 10^3$ m.s ⁻¹	$(1,5 - 3,5) \times 10^3$ m.s ⁻¹
Rayon de Larmor Hybride	ρ_s	0,1 – 3 cm	0,5 – 3 cm
Longueur de Debye	λ_D	35 – 650 μ m	25 – 500 μ m
Section efficace électrons/neutres	$\sigma_{e,0}$	7×10^{-20} m ²	1×10^{-20} m ²
Section efficace ions/neutres	$\sigma_{i,0}$	$6,9 \times 10^{-19}$ m ²	$1,3 \times 10^{-18}$ m ²
Fréquence de collisions électroniques (électrons/électrons et électrons/neutres)	ν_e	0,3 – 2 MHz	0,5 – 2MHz
Fréquence de collisions ioniques (ions/ions et ions/neutres)	ν_i	0,3 – 30 MHz	0,3 – 20 MHz

diamètre du plasma. Il a notamment établi que le paramètre ρ_s/L_g (avec L_g la longueur de gradient caractéristique) jouait un rôle déterminant dans la transition entre les régimes d'ondes de dérive et les régimes d'instabilités à longueur d'onde axiale infinie.

Pour chacune de ces instabilités, les scénarios de transitions de régimes réguliers vers le chaos spatio-temporel ou la turbulence ont également été clairement observés et détaillés [18]. Par ailleurs, différentes méthodes de contrôle externes de la turbulence ont été étudiées [16]. Ces méthodes ont permis dans un premier temps de stabiliser le système en synchronisant les instabilités sur un régime régulier ou au contraire, dans un second temps, de renforcer la turbulence pour mieux pouvoir l'étudier.

Les études suivantes, dans le cadre de la thèse de *S. Oldenbürger* [58], ont permis en particulier d'aborder la caractérisation du transport radial induit par les fluctuations turbulentes. Une triple sonde permettant la mesure locale et simultanée des fluctuations de densité plasma et de champ électrique azimuthal a été utilisée à cet effet. *S. Oldenbürger* a également développé une méthode d'analyse basée sur les transformées en ondelettes permettant de déterminer les différentes composantes fréquentielles du transport tout en

conservant l'information sur son évolution temporelle. Pour compléter les mesures réalisées principalement par sondes électrostatiques, la machine Mirabelle a été récemment équipée d'une caméra rapide permettant d'enregistrer les fluctuations de lumière visibles émises par le plasma à des fréquences d'acquisition de plusieurs dizaines de kHz. Les travaux récents menés sur Mirabelle ont démontré l'apport de l'imagerie rapide pour l'étude des mécanismes de la turbulence dans les plasmas magnétisés. *S. Oldenbürger* a notamment justifié l'utilisation de l'imagerie rapide pour l'étude des fluctuations de densité du plasma d'argon de Mirabelle [59]. Toutefois, l'utilisation de cette technique repose sur un certain nombre d'hypothèses qui seront analysées ultérieurement dans ce mémoire.

1.4 Plan du mémoire de thèse

Les recherches précédemment réalisées sur Mirabelle et l'analyse des questionnements concernant les diagnostics trouvés dans la littérature ont conduit aux travaux réalisés dans le cadre de cette thèse. Ils ont essentiellement été consacrés au développement et à la validation de méthodes de diagnostic permettant l'étude rigoureuse des phénomènes d'instabilités et de transport à travers les lignes de champ magnétique au sein du plasma de la machine Mirabelle.

Ce mémoire de thèse est articulé autour de deux parties principales. La première partie est dédiée à la mesure des profils radiaux d'équilibre de densité, de température et de potentiel plasma par sondes électrostatiques. Les diverses études présentées dans cette partie ont été motivées par la nécessité de mesurer précisément ces différents profils afin, d'une part, d'évaluer le transport collisionnel servant de base de comparaison avec le transport associé aux fluctuations du plasma et d'autre part, d'identifier et de caractériser les différents régimes d'instabilités. Cette première partie est organisée selon trois chapitres de la manière suivante :

Le chapitre 2 est consacré aux mesures de profils radiaux d'équilibre par traitement de caractéristiques courant-tension de sondes de Langmuir. La théorie classique permettant d'interpréter les caractéristiques de sonde de Langmuir y est brièvement rappelée et son utilisation dans le cadre de mesures réalisées dans le plasma de Mirabelle validée. L'influence des différents paramètres expérimentaux sur les profils radiaux y est présentée. Dans ce chapitre sont également discutés les avantages et limites de cette première méthode de diagnostic.

Les sondes émissives font l'objet du chapitre 3. Elles constituent un outil alternatif aux sondes de Langmuir présentant l'avantage considérable de permettre une mesure directe du potentiel plasma. Elles sont utilisées dans ce chapitre uniquement pour la mesure du potentiel plasma moyen. Les différentes méthodes de calibration d'une sonde émissive sont présentées. Les mesures de profils radiaux réalisées avec cette seconde sonde sont comparées à celles obtenues avec les sondes de Langmuir.

Le fonctionnement d'une troisième sonde est étudiée dans cette première partie ; la sonde *ball-pen*. Cette sonde, dont l'application dans les plasmas magnétisés est relativement récente, permet également de mesurer directement le potentiel plasma moyen en s'affranchissant toutefois de certaines difficultés rencontrées lors de l'utilisation des deux sondes précédentes. Le développement et la validation de cette méthode de diagnostic pour la

mesure du profil radial de potentiel plasma dans Mirabelle sont détaillés dans le chapitre 4.

La seconde partie de ce mémoire est composée de deux chapitres. Elle est dédiée aux mesures de fluctuations du plasma et du transport turbulent associé.

Le chapitre 5 est consacré à la caractérisation des fluctuations de densité électronique par imagerie rapide. La question délicate de l'interprétation des données de caméra rapide y est étudiée en détails, en particulier dans le cas d'un plasma d'hélium de décharge thermoionique. Les problématiques liées à l'intégration lumineuse en volume inhérentes à l'imagerie dans les plasmas sont également discutées.

Enfin, le chapitre 6 est dédié à la mesure du transport turbulent par triple sonde. Différentes sondes sont à nouveau utilisées à cet effet et leur fiabilité discutée.

Première partie

Mesures de profils d'équilibre par sondes électrostatiques

Chapitre 2

Mesures par traitement de caractéristiques courant-tension de sonde de Langmuir

Sommaire

2.1	Exploitation théorique d'une caractéristique I-V de sonde de Langmuir	23
2.2	Acquisition et traitement expérimental	29
2.3	Influence des paramètres de contrôle sur les profils d'équilibre	34
2.4	Etude du champ de compensation	40
2.5	Conclusion	44

L'existence de gradients de pression et de potentiel transverses au champ magnétique entraîne l'apparition d'instabilités d'ondes de dérives et de types modes flûtes (instabilité centrifuge, instabilité de Kelvin-Helmholtz) au sein du plasma de Mirabelle. La connaissance précise de la localisation et de l'intensité des gradients de densité, de température et de potentiel est par conséquent indispensable à la caractérisation du régime d'instabilité. La mesure expérimentale des profils radiaux d'équilibre offre plusieurs critères permettant d'identifier le type d'instabilité. En effet, grâce aux profils de n_e , T_e et ϕ_p , il est possible de calculer la vitesse de dérive électrique $V_{E \times B}$, la vitesse diamagnétique électronique $V_{dia,e}$ et le rayon de Larmor hybride ρ_s définis respectivement par les équations 1.9, 1.10, 1.12 présentées dans le chapitre d'introduction. Ces paramètres permettent d'estimer les vitesses de phase théoriques des différentes instabilités susceptibles de se développer dans la machine Mirabelle pour ensuite les comparer à la vitesse de propagation azimutale des fluctuations mesurée expérimentalement. La connaissance précise du gradient de densité radial est également nécessaire pour déterminer la contribution du transport collisionnel au transport perpendiculaire aux lignes de champ magnétique.

Obtenir une mesure fiable de ces profils est donc un pré-requis à toutes études. Cette partie est consacrée à la mesure des profils radiaux d'équilibre par sondes électrostatiques.

Les sondes constituent une catégorie de diagnostic plasma bien spécifique, celle des diagnostics en contact direct avec le plasma. Insérer une sonde au sein du plasma est sans doute l'approche la plus naturelle pour en obtenir des informations. Elles représentent par conséquent la plus ancienne méthode de diagnostic plasma, les premières théories datant des années 1920 [43]. Les sondes offrent un certain nombre d'avantages. Elles sont en effet généralement peu coûteuses, relativement simples de fabrication, d'installation et d'utilisation. De plus, elles offrent une très bonne résolution spatiale et temporelle. Leur application est cependant limitée aux plasmas auxquels elles peuvent résister. Elles sont donc majoritairement employées dans les petites machines de laboratoire où la température du plasma est suffisamment faible pour pouvoir les utiliser de façon continue sans les dégrader.

Différents types de sondes électrostatiques (sondes de Langmuir, sondes émissives, sonde ball-pen) sont installées sur la machine Mirabelle et sont utilisées pour des mesures locales de densité électronique n_e , de température électronique T_e et de potentiel plasma ϕ_p . Elles permettent également d'accéder aux fluctuations de densité et de potentiel du plasma. Ce second chapitre est consacré aux mesures par sondes de Langmuir.

Les sondes de Langmuir [43, 33] sont généralement constituées d'un collecteur métallique (électrode) placé directement au contact du plasma. Celui-ci peut être polarisé par rapport au potentiel plasma afin de collecter une partie des ions et/ou des électrons du plasma. Les sondes de Langmuir peuvent opérer suivant deux régimes de fonctionnement distincts :

- Le premier consiste à appliquer à la sonde une rampe de tension, d'une valeur de potentiel négative vers une valeur positive. L'analyse du courant collecté par la sonde en fonction de sa polarisation permet d'obtenir des mesures locales de densité électronique n_e , de température électronique T_e et de potentiel plasma ϕ_p . On parle dans ce cas d'exploitation de caractéristiques courant-tension (I-V) de sondes [53].

L'acquisition de caractéristiques de sondes, à différentes positions radiales, permet d'obtenir les profils radiaux d'équilibre de ces trois quantités.

- Le second consiste à utiliser la sonde à polarisation fixe ou en absence de polarisation externe. Cette méthode offre une mesure des fluctuations de densité et de potentiel.

Nous nous intéressons dans ce chapitre uniquement à l'exploitation des caractéristiques de sondes de Langmuir, la méthode relative aux mesures de fluctuations étant détaillée dans la deuxième partie de ce manuscrit. La théorie classique, prévalant pour les sondes électrostatiques et permettant de faire le lien entre les courants collectés et les quantités physiques (n_e, T_e, ϕ_p) , est détaillée ci-dessous dans la section 2.1. La description technique des sondes de Langmuir utilisées sur Mirabelle est présentée dans la section 2.2 ainsi que les méthodes d'acquisition et d'exploitation des courbes courant-tension expérimentales. L'influence des différents paramètres expérimentaux sur les profils d'équilibres est discutée section 2.3 et 2.4.

2.1 Exploitation théorique d'une caractéristique I-V de sonde de Langmuir

Pour acquérir une caractéristique courant-tension (I-V) de sonde, il est nécessaire d'utiliser le montage illustré Fig. 2.1. La méthode consiste à appliquer une rampe de tension à la sonde et à mesurer le courant collecté en fonction de la polarisation. Le courant collecté est généralement obtenu en mesurant la tension aux bornes d'une résistance de mesure R_{mes} dont la valeur peut être ajustée selon l'ordre de grandeur du courant à mesurer. La fabrication d'une sonde de Langmuir et l'acquisition d'une caractéristique I-V sont relativement simples. La difficulté réside davantage dans la manière d'exploiter les courbes I-V pour obtenir des valeurs précises et fiables des différents paramètres plasma.

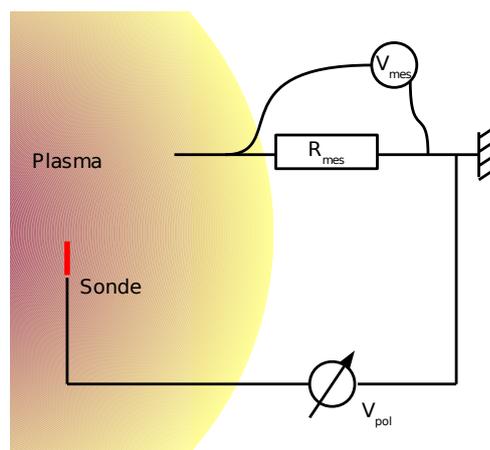


Figure 2.1: Montage caractéristique de sonde.

L'aspect général de la caractéristique de sonde est déterminé par les conditions de col-

lection des charges du plasma. Lorsque la sonde est au contact direct du plasma, elle est entourée d'une gaine où la quasi-neutralité n'est plus vérifiée. Cette dernière assure l'écrantage du potentiel de la sonde par rapport au plasma et fixe les conditions de collections des charges par la sonde. La seule modification de la forme ou de la taille de cette gaine, qu'elle soit due à la forme du collecteur utilisé (sonde plane, cylindrique ou même sphérique) ou aux conditions de plasma (collisionnalité du plasma, plasma magnétisé ou non, etc), entraîne une modification des conditions de collection du courant affectant l'aspect de la courbe I-V. La description théorique d'une caractéristique de sonde de Langmuir s'avère donc particulièrement complexe et il n'existe pas de description unique pouvant être appliquée indépendamment de la sonde utilisée et du plasma à caractériser.

Cependant la théorie dite classique, concernant les sondes planes dans les plasmas non magnétisés basse pression (0,1 – 100 Pa), reste relativement simple et peut être appliquée dans la plupart des situations, y compris dans les plasmas magnétisés [64] lorsque les conditions suivantes sont vérifiées :

- Le plasma est isotrope sur une échelle plus grande que celle du libre parcours moyen des charges qui le composent.
- La dimension de la sonde est grande devant la longueur de gaine (de l'ordre de la longueur de Debye).
- Le rayon de la sonde ainsi que la longueur de gaine sont petits devant les libres parcours moyens collisionnels des électrons et des ions. Cela signifie qu'une charge, originaire d'une région du plasma non perturbée par la présence de la sonde, interceptant la gaine, atteint la surface de la sonde sans aucune collision. On parle dans ce cas de gaine non-collisionnelle.
- Le rayon de la sonde est petit devant le rayon cyclotronique des charges afin de pouvoir considérer que la sonde opère dans un régime de plasma faiblement magnétisé. Dans ce cas, la surface de collection des charges est équivalente à la surface réelle de la sonde.
- L'émission secondaire électronique est négligeable.
- Le courant collecté par la sonde est négligeable devant le courant de décharge.
- La surface de la sonde n'est pas contaminée.
- Le plasma est stationnaire et macroscopiquement neutre au voisinage de la sonde.

Sous réserve que ces conditions soient vérifiées, l'utilisation de la théorie classique permet d'obtenir des mesures satisfaisantes de densité électronique n_e , de température électronique T_e et de potentiel plasma ϕ_p à partir des caractéristiques courant-tension de sonde. Un exemple de caractéristique théorique de sonde plane est illustré Fig. 2.2.

Pour exploiter cette caractéristique, il est nécessaire de distinguer le potentiel flottant du potentiel plasma ainsi que les différents courants (ionique ou électronique) collectés par la sonde :

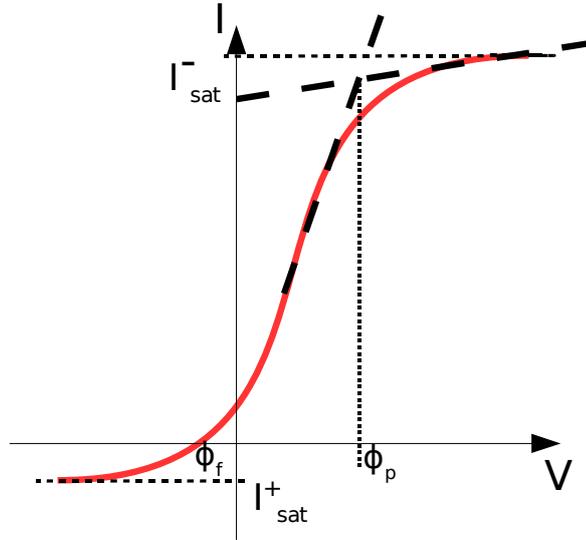


Figure 2.2: Caractéristique courant-tension de sonde de Langmuir théorique. ϕ_f correspond au potentiel flottant, ϕ_p est le potentiel plasma, I_{sat}^+ et I_{sat}^- les courants de saturation ionique et électronique respectivement.

Le potentiel flottant :

Une sonde, placée directement au contact du plasma sans polarisation externe et avec une impédance importante par rapport à la masse, est définie comme étant électriquement flottante dans le sens où elle ne collecte aucun courant net du plasma. Dans cette condition, le potentiel de la sonde est automatiquement réglé vers une valeur qui assure ce courant nul. Cette valeur de potentiel est définie comme étant le potentiel flottant ϕ_f de la sonde.

Lorsque la sonde est introduite dans le plasma, les électrons atteignent la surface de collection plus rapidement que les ions à cause de leur plus grande mobilité. La sonde flottante collecte donc initialement un courant électronique important. Afin de garantir un courant net nul, le potentiel de la sonde devient négatif par rapport au plasma afin de repousser le flux d'électrons et augmenter la collection des ions jusqu'à l'équilibre des flux. Le potentiel flottant est donc par conséquent inférieur au potentiel plasma. Le potentiel flottant est facilement identifiable sur la caractéristique courant-tension, celui-ci correspondant au courant $I = 0$.

Le potentiel plasma :

Le potentiel plasma ϕ_p , aussi parfois appelé potentiel d'espace, est le potentiel du plasma par rapport à la masse. Les gradients du potentiel plasma induisent le développement de champs électriques, à l'origine d'instabilités au sein du plasma. Il s'agit donc d'un paramètre déterminant dans la majorité des phénomènes physiques se produisant dans la colonne. Le potentiel plasma est le potentiel de référence de la caractéristique courant-

tension de sonde. En effet, on parle de tension de polarisation négative lorsque celle-ci est inférieure au potentiel plasma, elle est positive lorsque qu'elle lui est supérieure. Si les conditions permettant d'utiliser la théorie classique sont vérifiées, le potentiel plasma correspond au point d'inflexion de la caractéristique.

Le courant électronique :

La majorité du courant collecté par la sonde lorsque celle-ci est polarisée autour du potentiel plasma correspond à un courant électronique. Les électrons du plasma peuvent être décrits par une fonction de distribution de vitesses $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, qui détermine le nombre d'électrons par unité de volume ayant une vitesse comprise dans l'intervalle $[\mathbf{v}; \mathbf{v} + d\mathbf{v}]$, à la position \mathbf{r} et au temps t . La densité électronique à \mathbf{r} et t est définie par :

$$n_e(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv_x dv_y dv_z \quad (2.1)$$

La densité de courant électronique collectée par la sonde peut être exprimée par :

$$j = e \int f(\mathbf{v}) \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} d^3v \quad (2.2)$$

avec \mathbf{n} , le vecteur unitaire normal à la surface de la sonde. Le courant électronique peut donc fournir des informations sur la fonction de distribution des électrons. Dans le cas d'une sonde plane située par exemple dans le plan $(Ox; Oy)$, la densité de courant peut être écrite en coordonnées cartésiennes comme :

$$j = e \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{v_{min}}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) v_z dv_x dv_y dv_z \quad (2.3)$$

où $v_{min} = [2e(\phi_p - V)/m_e]^{\frac{1}{2}}$, avec V la tension de polarisation de la sonde et m_e la masse de l'électron.

Dans le cas spécifique d'une distribution Maxwellienne correspondant à la densité électronique n_e et à la température électronique T_e :

$$f(v_e) = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}} \exp\left(-\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e}\right) \quad (2.4)$$

La densité de courant collectée par une sonde plane polarisée à V est estimée par :

$$j_e(V) = e \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) v_z dv_x dv_y dv_z \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} j_e(V) &= en_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\left(\frac{m_e(v_x^2 + v_y^2)}{2k_B T_e}\right)\right] dv_x dv_y \\ &\times \int_{v_{min}}^{+\infty} \exp\left[-\left(\frac{m_e v_z^2}{2k_B T_e}\right)\right] v_z dv_z \end{aligned}$$

Après avoir calculé les intégrales suivantes :

$$\int \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[- \left(\frac{m_e(v_x^2 + v_y^2)}{2k_B T_e} \right) \right] dv_x dv_y = \frac{2\pi k_B T_e}{m_e} \quad (2.6)$$

$$\int_{v_{min}}^{+\infty} \exp \left[- \left(\frac{m_e v_z^2}{2k_B T_e} \right) \right] v_z dv_z = \lim_{v_z \rightarrow \infty} -\frac{1}{2} \frac{\exp \left[- \left(\frac{m_e v_z^2}{2k_B T_e} \right) \right] - \exp \left[- \left(\frac{m_e v_{min}^2}{2k_B T_e} \right) \right]}{\frac{m_e}{2k_B T_e}} \quad (2.7)$$

et multiplié par la surface de collection de la sonde A_e , le courant électronique collecté par la sonde en fonction de la tension de polarisation est :

$$I_e(V) = \begin{cases} I_{sat}^- \exp \left[\frac{-e(\phi_p - V)}{k_B T_e} \right] & \text{lorsque } V \leq \phi_p \\ I_{sat}^- & \text{lorsque } V > \phi_p \end{cases} \quad (2.8)$$

Lorsque $V \gg \phi_p$, la sonde collecte le courant de saturation électronique I_{sat}^- . Dès lors que $V < \phi_p$, les électrons commencent à être repoussés par la sonde et le courant électronique décroît exponentiellement avec V . Pour des valeurs de V très négatives par rapport à ϕ_p , le courant électronique atteignant la sonde est nul.

Le courant de saturation électronique I_{sat}^- est donné par :

$$I_{sat}^- = \frac{1}{4} e n_e v_{e,th} A_e \quad (2.9)$$

avec $v_{e,th} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}$, la vitesse thermique électronique.

Le courant ionique :

Lorsque la tension de polarisation V est suffisamment négative par rapport à ϕ_p , la sonde collecte le courant de saturation ionique I_{sat}^+ . Les ions positifs sont collectés par la sonde jusqu'à ce que la tension de polarisation atteigne le potentiel plasma. A ce stade, les ions commencent à être repoussés par la sonde. Lorsque $V \gg \phi_p$, tous les ions sont repoussés et le courant ionique est nul. Par conséquent, pour une distribution ionique Maxwellienne correspondant à la température T_i , le courant ionique (courant négatif par référence) collecté par la sonde est donné par :

$$I_i(V) = \begin{cases} -I_{sat}^+ \exp \left[\frac{e(\phi_p - V)}{k_B T_i} \right] & \text{lorsque } V \geq \phi_p \\ -I_{sat}^+ & \text{lorsque } V < \phi_p \end{cases} \quad (2.10)$$

Lorsque T_i est du même ordre que T_e , le courant de saturation ionique I_{sat}^+ s'exprime de la même manière que le courant de saturation électronique par :

$$I_{sat}^+ = \frac{1}{4} e n_i v_{th,i} A_i \quad (2.11)$$

avec n_i la densité ionique, A_i la surface collectrice des ions et $v_{th,i} = \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}}$, la vitesse thermique ionique.

Dans le cas où $T_e \gg T_i$, ce qui est le cas dans le plasma de Mirabelle, I_{sat}^+ correspond au courant de Bohm défini par :

$$I_{sat}^+ = I_{Bohm} = 0,6 e n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} A_i \quad (2.12)$$

Mesures de n_e , T_e et ϕ_p :

Une fois les différentes régions de la caractéristique identifiées, il est possible d'obtenir une mesure de T_e , n_e et ϕ_p .

La température électronique T_e est obtenue à partir du courant électronique dans la région $V \leq \phi_p$. En supposant une distribution Maxwellienne, T_e est obtenu grâce à la pente de la droite $\ln(I_e) = f(V)$:

$$k_B T_e = \frac{e}{\left| \frac{d \ln I_e(V)}{dV} \right|} \quad (2.13)$$

La densité électronique n_e peut être obtenue à partir des courants de saturation (I_{sat}^- ou I_{sat}^+). Généralement, il est préférable d'utiliser le courant de saturation ionique, celui-ci n'étant pas ou très peu perturbé par les différentes instabilités. Dans ce cas, et connaissant T_e , on obtient :

$$n_e = \frac{I_{sat}^+}{0,6 \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} A_i} \quad (2.14)$$

ϕ_p correspond au point d'inflexion de la courbe courant-tension, il correspond donc au potentiel où la dérivée du courant est maximum. Il est aussi possible d'obtenir ϕ_p en utilisant la relation qui le lie au potentiel flottant ϕ_f :

$$I(\phi_f) = 0$$

$$I_e(\phi_f) = I_i(\phi_f) \quad (2.15)$$

$$\phi_f = \phi_p - \left(\frac{k_B T_e}{e} \right) \ln \left(\frac{I_{sat}^-}{I_{sat}^+} \right)$$

2.2 Acquisition et traitement expérimental

Trois sondes de Langmuir sont installées sur Mirabelle. La sonde n°1 (Fig. 2.3) est située au centre de la section centrale et les sondes n°2 et n°3 sont placées chacune à chaque extrémité. Ces trois sondes peuvent être déplacées radialement grâce à différents systèmes de translation. L'acquisition de caractéristiques de sondes, à différentes positions radiales, permet de mesurer les profils radiaux d'équilibre de n_e , T_e et ϕ_p . Ces sondes peuvent être également utilisées à polarisation fixe pour la mesure de fluctuations (chapitre 6).

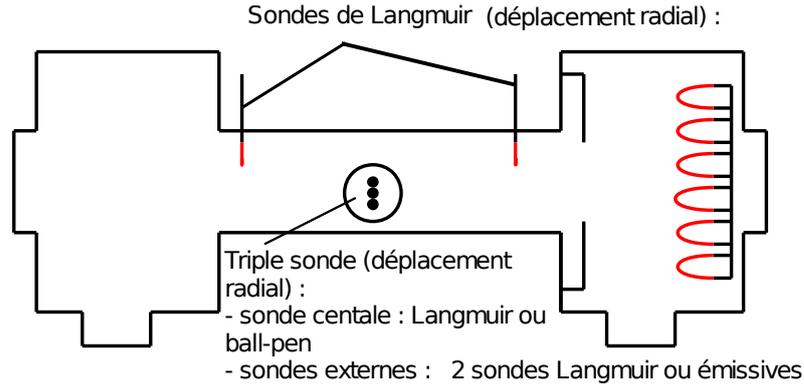


Figure 2.3: Schéma des différentes sondes utilisées sur Mirabelle.

Acquisition des caractéristiques de sondes

Les sondes de Langmuir sont constituées d'une électrode cylindrique en tungstène, de 4 mm de longueur (l_s) et de 0.1 mm de rayon (r_s), orientée perpendiculairement aux lignes de champ magnétique (l'orientation du collecteur par rapport aux lignes de champ détermine l'aire de collection de la sonde). L'électronique utilisée pour l'acquisition des caractéristiques de sondes est représentée Fig. 2.4. Une rampe de tension à 200 Hz, allant de -30 à 30 volts, est appliquée à la sonde à travers l'entrée *BNC1*. Le courant collecté est ensuite évalué en mesurant le potentiel aux bornes d'une résistance de mesure (R_{mes} : R_8 ou R_9 sur la figure 2.4). Cette mesure de potentiel est effectuée à l'aide d'un amplificateur différentiel INA 132 utilisé en suiveur avec un gain unitaire. Ce dernier étant alimenté en $+/- 15$ V, il est nécessaire de rajouter un diviseur de tension afin de pouvoir polariser la sonde entre -30 et 30 volts. Le signal, à la sortie de l'amplificateur (*BNC2*), est envoyé sur un tiroir d'acquisition (LTT 16bit) où il est échantillonné à 625 kHz. La valeur R_{mes} de la résistance de mesure peut être adaptée (1 ou 10 k Ω) en fonction de l'intensité du courant à mesurer. Le bruit thermique aux bornes de la résistance de mesure est exprimé par la relation de Nyquist : $\sigma^2 = 4kTR_{mes}\Delta f$ où σ est l'écart-type de la tension aux bornes de la résistance et Δf la bande passante considérée. L'amplitude du bruit thermique est donc de $\sigma = 2\sqrt{kTR_{mes}\Delta f}$ et le rapport signal sur bruit de :

$$\frac{R_{mes}I}{\sigma} = \frac{R_{mes}I}{2\sqrt{kTR_{mes}\Delta f}} \propto \sqrt{R_{mes}}$$

Il est donc préférable d'augmenter la résistance de mesure tant que la tension mesurée ne dépasse pas le calibre du détecteur ou la tension d'alimentation de l'amplificateur.

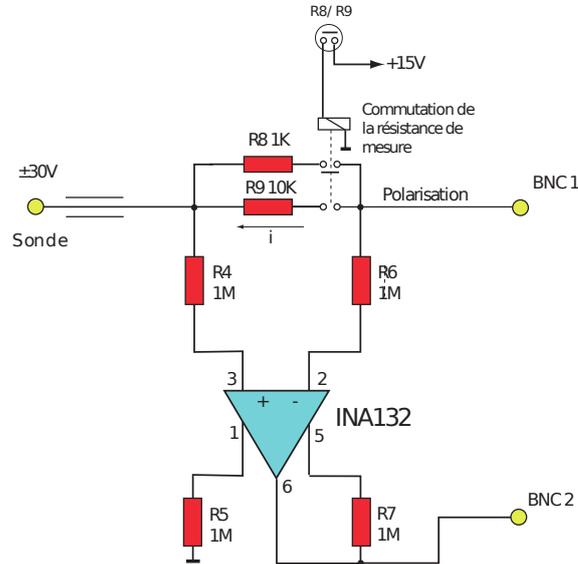


Figure 2.4: *Électronique de sonde pour l'acquisition des caractéristiques I-V.*

Traitement et exploitation expérimentale

La caractéristique courant-tension est obtenue après avoir moyenné le courant sur plusieurs rampes de polarisation. Ces enregistrements bruts sont généralement affectés par la présence de fluctuations. Afin de faciliter l'analyse des courbes I-V, il est préférable d'appliquer un filtrage numérique avant toute exploitation. Nous utilisons ici un algorithme de Savitsky-Golay permettant de lisser la courbe. L'efficacité de cette méthode est nettement améliorée si les valeurs discrètes de polarisation sont équidistantes, ce qui n'est pas le cas pour les caractéristiques brutes moyennées. Il est donc nécessaire d'interpoler le courant sur des valeurs de polarisation équidistantes avant de procéder au lissage. Il a également été constaté qu'il était possible de mesurer un courant en l'absence de plasma. Ce courant parasite résulte, de fait, d'une isolation imparfaite de l'électronique utilisée par rapport à la masse. Bien que ce courant soit très faible, il peut entraîner des erreurs significatives dans les régions de faible densité de plasma. Il est donc indispensable de correctement l'évaluer afin de pouvoir le soustraire systématiquement des caractéristiques de sondes.

La figure 2.5(A) montre un exemple typique de caractéristique de sonde de Langmuir obtenue dans la machine Mirabelle. Elle a été mesurée dans un plasma d'argon et a été soumise au traitement numérique décrit ci-dessus. Avant d'en déduire les quantités T_e , n_e et ϕ_p , il est nécessaire de valider l'utilisation de la théorie simplifiée décrite dans la

section précédente. Une méthode simple consiste à s'assurer que le rapport des courants de saturation ($R = I_{sat}^-/I_{sat}^+$) mesuré expérimentalement correspond à celui prédit par la théorie prévalant pour les sondes électrostatiques.

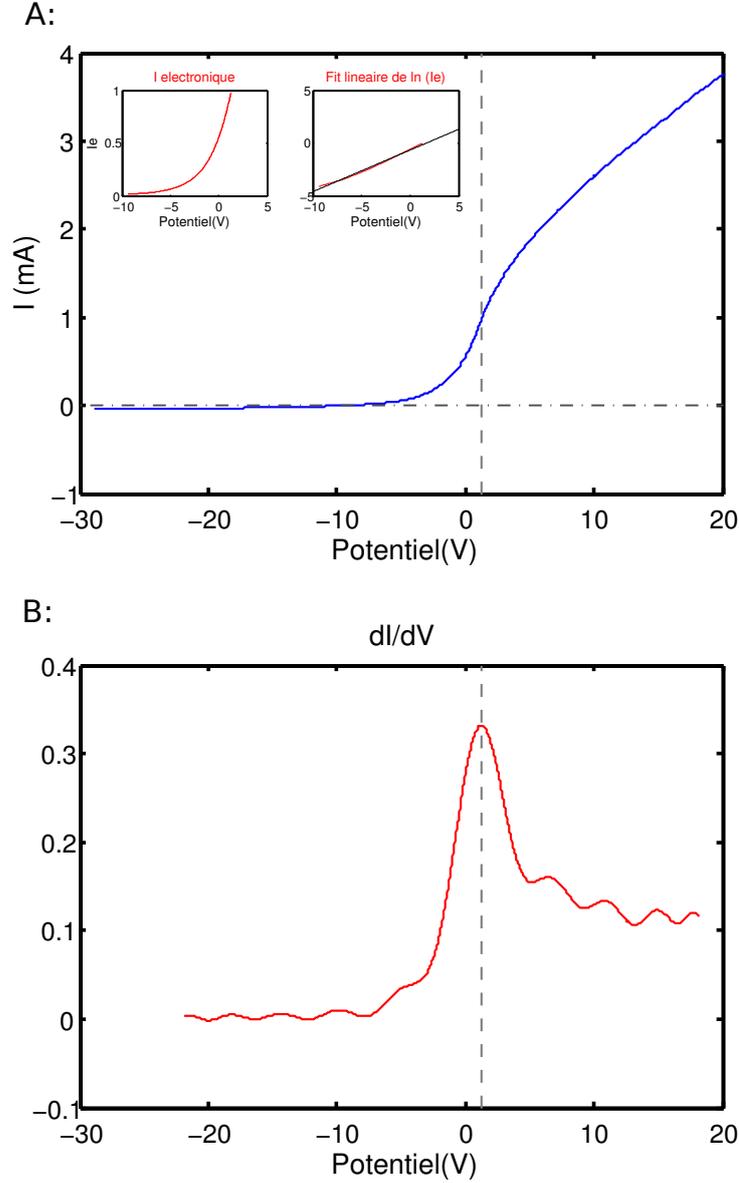


Figure 2.5: A : Caractéristique I-V expérimentale mesurée dans le régime de plasma correspondant aux paramètres expérimentaux : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 20$ V, $V_{fil} = 17$ V, $B = 11,4$ mT et $d_{limiteur} = 15$ cm. B : Le potentiel plasma est déterminé par le maximum de la dérivée de la caractéristique.

On peut constater sur la courbe expérimentale (Fig. 2.5(A)) que les courants ioniques et électroniques augmentent avec la tension de polarisation, rendant plus délicat la détermination des courants de saturation. Cette absence de saturation résulte de l'agrandis-

sement des dimensions de la gaine entourant la sonde lorsque la polarisation augmente. L'expansion de la gaine a pour effet d'augmenter le courant collecté car la surface effective de collection des charges ne correspond plus à la surface géométrique de la sonde mais bien à la surface de la gaine. Le courant électronique expérimental équivalant au courant de saturation électronique I_{sat}^- défini théoriquement par la relation 2.9 correspond au courant collecté lorsque la sonde est polarisée à un potentiel égal au potentiel plasma. En effet, dans ce cas, la surface de gaine est minimale et l'aire de collection des électrons correspond bien à la surface géométrique de la sonde. On définira donc le courant de saturation électronique expérimental comme étant le courant mesuré à ϕ_p . La détermination du courant de saturation ionique doit être réalisée à un potentiel suffisamment négatif par rapport à ϕ_p afin d'exclure la contribution électronique. La procédure, pour obtenir expérimentalement le courant de saturation ionique, consiste à faire une régression linéaire du courant ionique I_i aux potentiels très négatifs. I_{sat}^+ est définie comme étant la valeur de I_i linéarisée au potentiel flottant. Des méthodes plus précises traitant de ces problèmes d'absence de saturation sont discutées en détail dans les références [21, 73, 45].

Ainsi, le rapport des courants de saturation expérimentaux, correspondant à la courbe de la figure 2.5(A), est égal à $R = 60$ avec $I_{sat}^- = 0,97$ mA et $I_{sat}^+ = 0,016$ mA. Dans l'hypothèse d'une distribution électronique Maxwellienne et en présence d'ions froids ($T_e \gg T_i$), le rapport théorique issu des relations 2.9 et 2.12 est défini par :

$$R = \frac{1}{0,6} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e} \frac{A_e}{A_i}} \quad (2.16)$$

Dans l'hypothèse d'un plasma non magnétisé, la surface de collection électronique est identique à celle des ions ($A_e = A_i$). Dans ce cas, pour un plasma d'argon, la valeur théorique du rapport des courants de saturation est $R = 180$.

Or, dans Mirabelle, les conditions pour pouvoir considérer que $A_e = A_i$ ne sont pas remplies. Les ions peuvent en effet être considérés comme non magnétisés car le rayon de la sonde r_s est toujours inférieur au rayon de Larmor ionique. Par conséquent, l'aire de collection des ions correspond à la surface géométrique complète de la sonde, soit $A_i = 2\pi r_s l_s$. Ce n'est pas le cas pour les électrons dont le rayon de Larmor est inférieur ou du même ordre que r_s . Il faut donc prendre en compte, dans la relation 2.16, la magnétisation des électrons. Elle se manifeste par la réduction de la surface de collection des électrons. Quelle que soit l'orientation de la sonde, la surface effective de collection a une surface égale à la projection orthogonale de la sonde sur un plan orthogonal aux lignes de champ magnétique. Dans le cas où l'axe de la sonde est rigoureusement orthogonal aux lignes de champ magnétique et que les électrons arrivent sur la sonde de chaque côté, la surface effective de collection correspond à deux fois la section du cylindre soit $A_e = 4r_s l_s$. Cependant, dans Mirabelle, le plasma est créé dans une chambre source puis diffuse le long des lignes de champ jusqu'à l'extrémité de la colonne. Cela induit une direction préférentielle d'écoulement et la partie collectrice de la sonde en amont de la source ombre la partie en aval. La surface effective de collection est donc réduite à $A_e = 2r_s l_s$ soit $A_e = A_i/\pi$.

En prenant en compte cet effet dans la relation 2.16, on obtient un rapport théorique de $R = 180/\pi \approx 57$. Cette valeur est donc cohérente avec celle obtenue expérimentalement de $R = 60$.

Il semble donc que la distribution électronique soit bien Maxwellienne malgré la probable

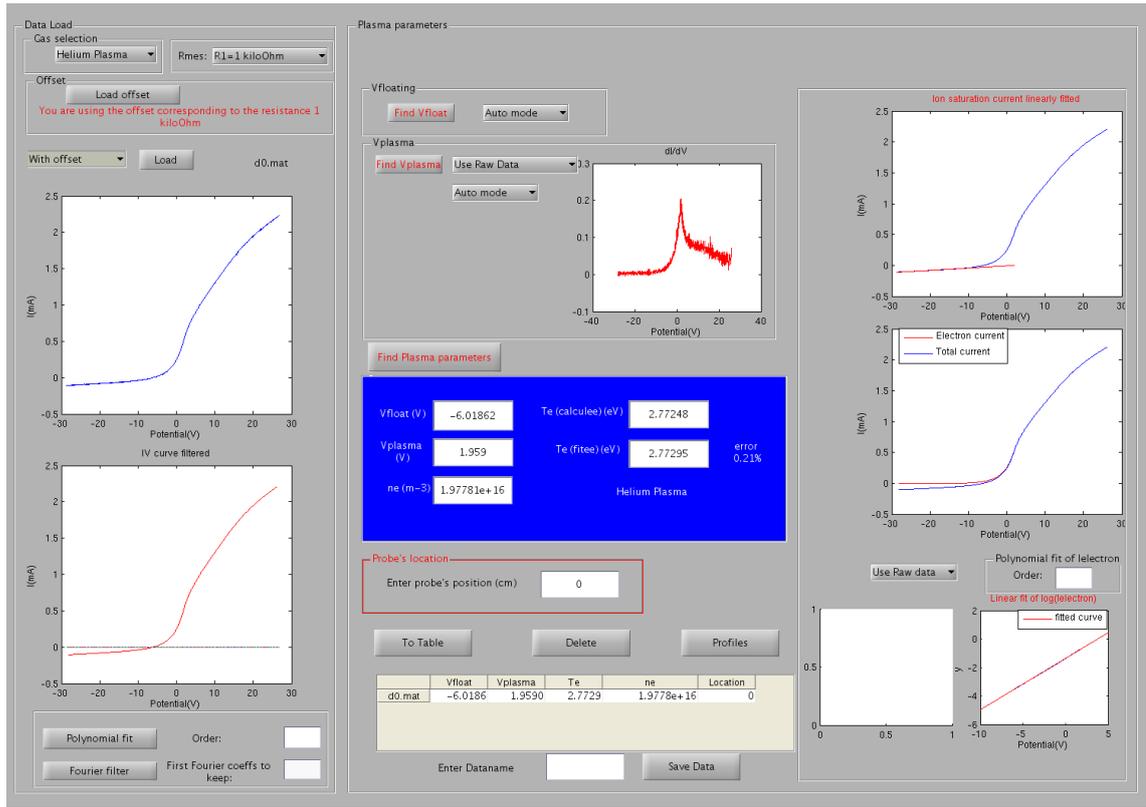


Figure 2.6: Interface graphique pour le traitement automatique des caractéristiques de sondes.

présence d'électrons primaires dans la colonne. L'analyse des caractéristiques reposant sur la théorie des sondes électrostatiques est donc raisonnable. Il est ainsi possible de déterminer le potentiel plasma en dérivant la caractéristique, ϕ_p correspondant à la position du maximum de la dérivée (Fig. 2.5(B)). Pour obtenir la température électronique, le courant de saturation ionique est soustrait au courant total pour conserver uniquement la contribution électronique. Une régression linéaire est effectuée sur le logarithme du courant électronique I_e compris entre ϕ_f et ϕ_p (zoom sur Fig. 2.5(A)). T_e est mesurée comme étant l'inverse de la pente de cette droite en accord avec la relation 2.13. Connaissant T_e , la densité n_e est calculée à partir de I_{sat}^+ selon la relation 2.14.

On obtient après l'analyse de la courbe typique de la figure 2.5(A) : $\phi_f = 9,42$ V, $\phi_p = 1,25$ V, $T_e = 2,6$ eV et $n_e = 2,7 \cdot 10^{16}$ m⁻³. On peut facilement vérifier que la relation 2.15 est satisfaite validant de nouveau l'utilisation de cette théorie. Il est important aussi de vérifier que la densité obtenue à partir de I_{sat}^+ est identique à celle obtenue à partir de I_{sat}^- en utilisant la relation 2.9. C'est effectivement le cas dans Mirabelle, en considérant que $A_e = A_i/\pi$.

Une interface graphique regroupant la partie pré-traitement numérique des courbes courant-tension ainsi que la partie exploitation a été développée sous Matlab. Cette interface est présentée figure 2.6, elle permet une analyse quasi-automatique des caractéristiques de sondes.

2.3 Influence des paramètres de contrôle sur les profils d'équilibre

Pour un régime de plasma particulier, on réalise au moyen de la sonde centrale des enregistrements de caractéristiques I-V sur un rayon de plasma, desquels sont ensuite déduits les profils de densité, potentiel plasma et température électronique en utilisant la méthode décrite précédemment. Les mesures sont répétées dans différents régimes en variant les paramètres de contrôle de la décharge.

Les dépendances paramétriques des profils d'équilibre illustrées dans cette section faciliteront l'interprétation des différents résultats présentés dans la suite de ce mémoire.

Influence du champ magnétique axial :

Nous étudions dans un premier temps la dépendance des profils avec l'intensité du champ magnétique. Trois profils de densité, potentiel et température correspondant à trois champs magnétiques différents, $B = 11,4$ mT, $B = 34,2$ mT et $B = 64,8$ mT sont représentés figure 2.7. Ces profils radiaux ont été mesurés dans le régime de plasma correspondant aux paramètres expérimentaux suivant : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 70$ V, $V_{fil} = 17$ V, $V_g = V_{flottant}$ et $d_{limiteur} = 15$ cm. Ces paramètres ont été conservés à l'identique pour la mesure de chaque profil afin d'observer uniquement l'influence de la variation du champ magnétique.

La densité est mesurée ici à partir du courant de saturation ionique I_{sat}^+ obtenu après avoir moyenné le courant collecté par la sonde sur une dizaine de rampes de tension. En superposant ces différentes rampes, on peut constater des fluctuations significatives du courant ionique. On observe généralement que la dispersion des valeurs du courant ionique en fonction de la tension de polarisation est relativement constante (du moins pour des tensions comprises entre -30 et -15 V). Par conséquent, on considère ici que l'incertitude ΔI_{sat}^+ sur la mesure du courant de saturation ionique correspond à l'écart-type des fluctuations du courant ionique aux tensions de polarisation suffisamment négatives (typiquement entre -30 et -25 V). L'incertitude sur n_e est déterminée à partir de $\Delta I_{sat}^+ / \sqrt{(n)}$ avec n le nombre de rampes considérées, en accord avec le théorème de la limite centrale, en supposant le nombre de rampes assez grand (on considère que les différentes valeurs de I_{sat}^+ suivent une loi normale). De plus, on néglige l'incertitude sur la température électronique.

L'évolution radiale de la densité moyenne est représentative de l'influence du champ magnétique. L'augmentation de celui-ci a pour effet d'augmenter la densité au centre du plasma à cause vraisemblablement de la réduction du transport radial. On constate également clairement le renforcement du gradient de densité avec le champ magnétique ainsi que son déplacement vers le centre du plasma résultant d'une part, sur une réduction importante du rayon de la colonne et d'autre part, sur un recentrage des fluctuations.

Le profil de potentiel plasma suit une évolution similaire à celle observée sur les profils de densité. Celui-ci est en effet relativement constant à faible champ magnétique. On observe une augmentation du gradient de potentiel et donc une hausse du champ électrique radial

lorsque l'intensité du champ magnétique est augmentée. Il est important de préciser ici que ces profils ont été enregistrés avec la grille située à l'entrée de la colonne au potentiel flottant. Nous verrons par la suite que la polarisation de cette grille permet de modifier considérablement le profil de potentiel et cela même à fort champ magnétique.

Le potentiel plasma est déterminé par le maximum de la dérivée de la caractéristique de sonde moyennée sur les différentes rampes de tension. Le niveau de bruit obtenu lors du calcul de la dérivée (après lissage de la caractéristique) est soustrait du maximum de cette dernière afin d'estimer l'incertitude sur la mesure de ϕ_p . L'incertitude relative $\Delta\phi_p/T_e$ typique au centre du plasma est d'environ 10% et peut atteindre 30% sur le bord. Dans un régime de plasma où le niveau de fluctuations est important, l'incertitude sur la mesure de ϕ_p peut dépasser 100% de T_e dans les régions de gradients, démontrant la limite de la méthode de détermination de ϕ_p par exploitation de caractéristiques de sondes. L'influence du champ magnétique sur le profil de température électronique est plus négligeable. L'incertitude sur T_e est déterminée à partir de l'incertitude sur la pente de la droite obtenue par régression linéaire du logarithme du courant électronique (entre ϕ_f et ϕ_p). On peut constater sur la figure 2.7 que ces incertitudes statistiques sur T_e sont très faibles. Cela démontre que la décroissance du courant électronique est bien exponentielle, en accord avec l'hypothèse d'une distribution électronique Maxwellienne.

Influence de la tension d'accélération V_{ac} :

La différence de potentiel appliquée entre l'anode et les filaments de décharge (cathode) permet d'accélérer les électrons primaires afin de produire le plasma par effet collisionnel. Avant d'étudier l'influence de cette tension d'accélération sur les profils d'équilibre, on peut dans un premier temps examiner l'évolution du courant de décharge en fonction de V_{ac} . Une caractéristique courant-tension de décharge typique est illustrée figure 2.8. Elle a été mesurée dans un plasma d'argon à $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar dans les conditions expérimentales suivantes : $B = 34,2$ mT, $V_{fil} = 17$ V. L'ionisation de l'argon débute pour une tension V_{ac} d'environ 11 V, c'est à dire avant même que les électrons primaires n'aient atteint l'énergie E_1 d'ionisation ($E_1 = 15,7$ eV est représentée par la ligne en tirets noirs Fig 2.8). L'énergie de 11,5 eV correspond à un état métastable de l'argon neutre [85]. L'ionisation de l'argon dans cette première région ($V_{ac} < 15,7$ eV) résulte donc d'un double impact électronique sur les neutres, la première collision permettant de peupler l'état métastable et la seconde induisant l'ionisation effective. Le courant augmente brusquement dès lors que la tension V_{ac} dépasse 15,7V. Le plasma est désormais produit par impact électronique direct. Il en résulte un taux d'ionisation beaucoup plus important. Le courant de décharge augmente ensuite linéairement avec la tension V_{ac} . On constate un phénomène d'hystérésis lorsque V_{ac} redevient inférieur à E_1 . Les électrons du plasma, situés dans la queue de la distribution, permettent d'entretenir la décharge lorsque l'énergie des primaires n'est plus assez importante.

Trois profils de densité, potentiel et température sont de nouveau illustrés figure 2.9. Ils correspondent aux trois tensions d'accélération indiquées en rouge Fig 2.8. Les valeurs d'incertitude étant généralement du même ordre de grandeur que celles présentées précédemment, celles-ci ne sont plus représentées sur les différents profils afin d'améliorer leur lisibilité.

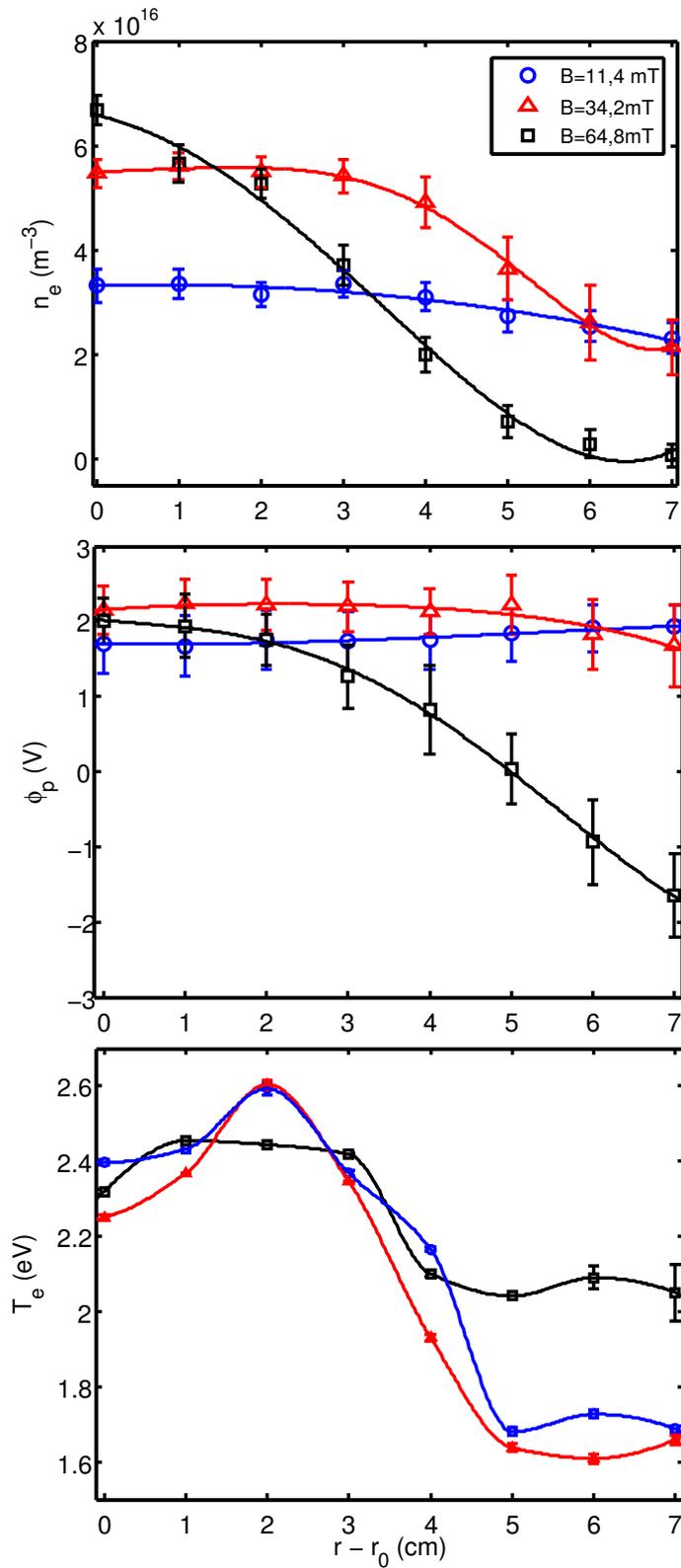


Figure 2.7: Profils de densité, potentiel plasma et température électronique pour trois intensités de champ magnétique différentes. Les autres paramètres de contrôle sont fixés à : $P_{\text{argon}} = 4 \times 10^{-4} \text{ mbar}$, $V_{\text{ac}} = 70 \text{ V}$, $V_{\text{fil}} = 17 \text{ V}$, $V_g = V_{\text{flottant}}$ et $d_{\text{limiteur}} = 15 \text{ cm}$.

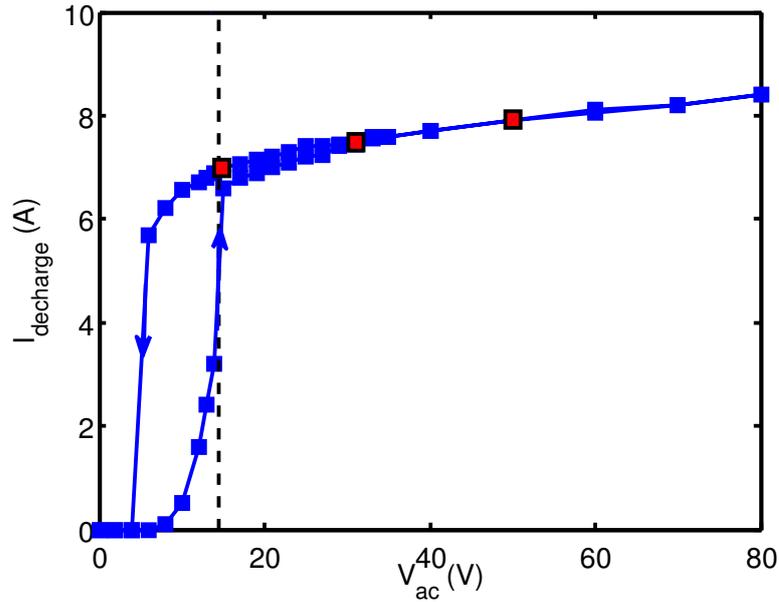


Figure 2.8: Caractéristique courant-tension de la décharge thermoionique mesurée dans l'argon.

L'augmentation de V_{ac} se traduit par une augmentation globale de la densité sur tout le rayon de la colonne. Son influence sur l'amplitude et la localisation du gradient de densité reste marginale. L'allure des profils de potentiel n'est pas radicalement modifiée. On constate néanmoins une augmentation du potentiel plasma avec V_{ac} . Cet effet résulte probablement de l'augmentation du flux électronique axial lorsque l'on augmente V_{ac} . On peut également noter ici que les profils de température électronique ne présentent pas une dépendance significative vis à vis de la tension de décharge.

Influence de la tension des filaments de décharge :

Les profils présentés figure 2.10 ont été mesurés à champ magnétique constant ($B = 68,4$ mT) dans un régime de plasma déterminé par les paramètres expérimentaux suivants : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 70$ V, $V_g = V_{flottant}$ et $d_{limiteur} = 15$ cm. Ces trois profils correspondent désormais à trois tensions aux bornes des filaments de décharge différentes : $V_{fil} = 16,5$ V, 17 V et 17,5 V.

Augmenter la tension des filaments permet d'augmenter la densité au centre de la colonne de plasma et d'accentuer le gradient de densité. Cette hausse de densité est liée à l'accroissement du taux d'ionisation engendré par l'augmentation de l'émission thermoionique. La seule variation de V_{fil} ne modifie pas de façon radicale l'allure des profils de potentiel plasma et de température électronique.

Influence de la polarisation de la grille :

La polarisation de la grille située à l'entrée de la section centrale permet de modifier

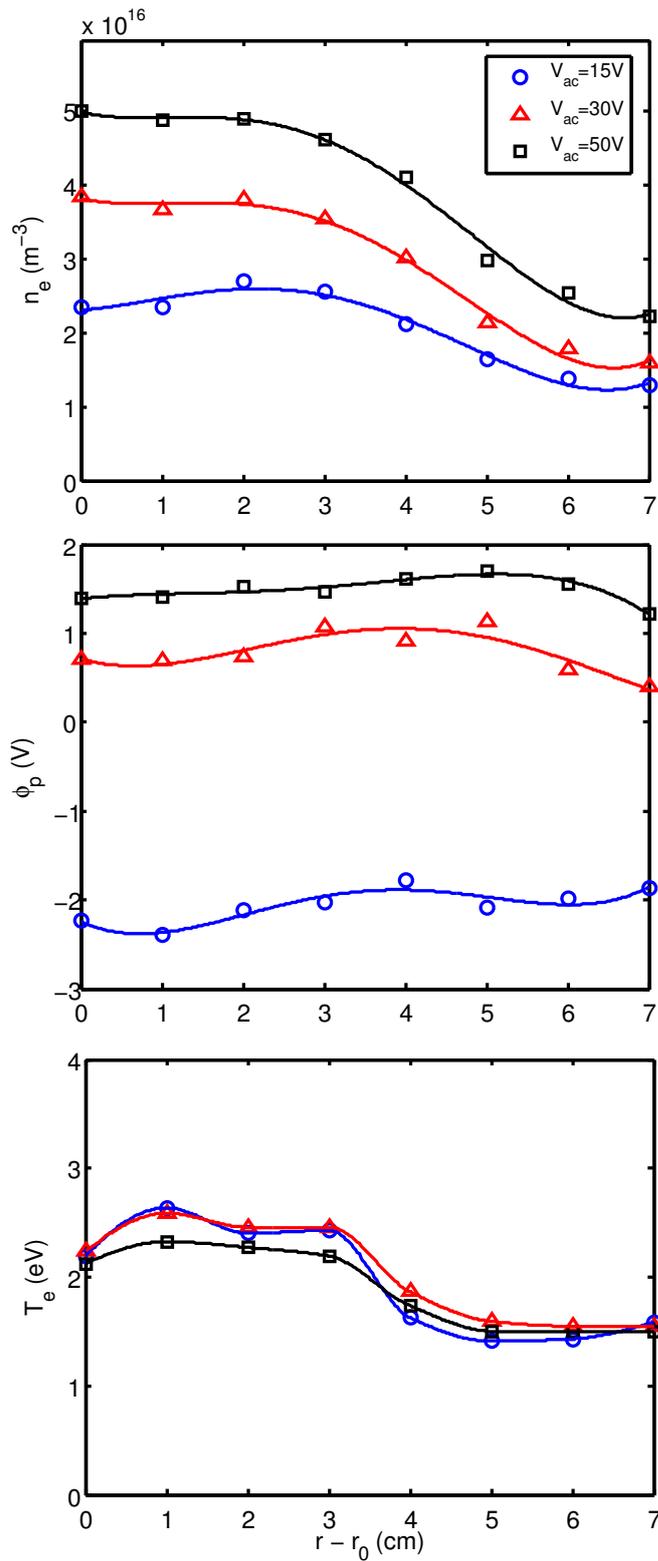


Figure 2.9: Profils de densité, potentiel plasma et température électronique pour trois tensions d'accélération V_{ac} différentes. Les autres paramètres de contrôle sont fixés à : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 34,2$ mT, $V_g = V_{flottant}$ et $d_{limiteur} = 15$ cm.

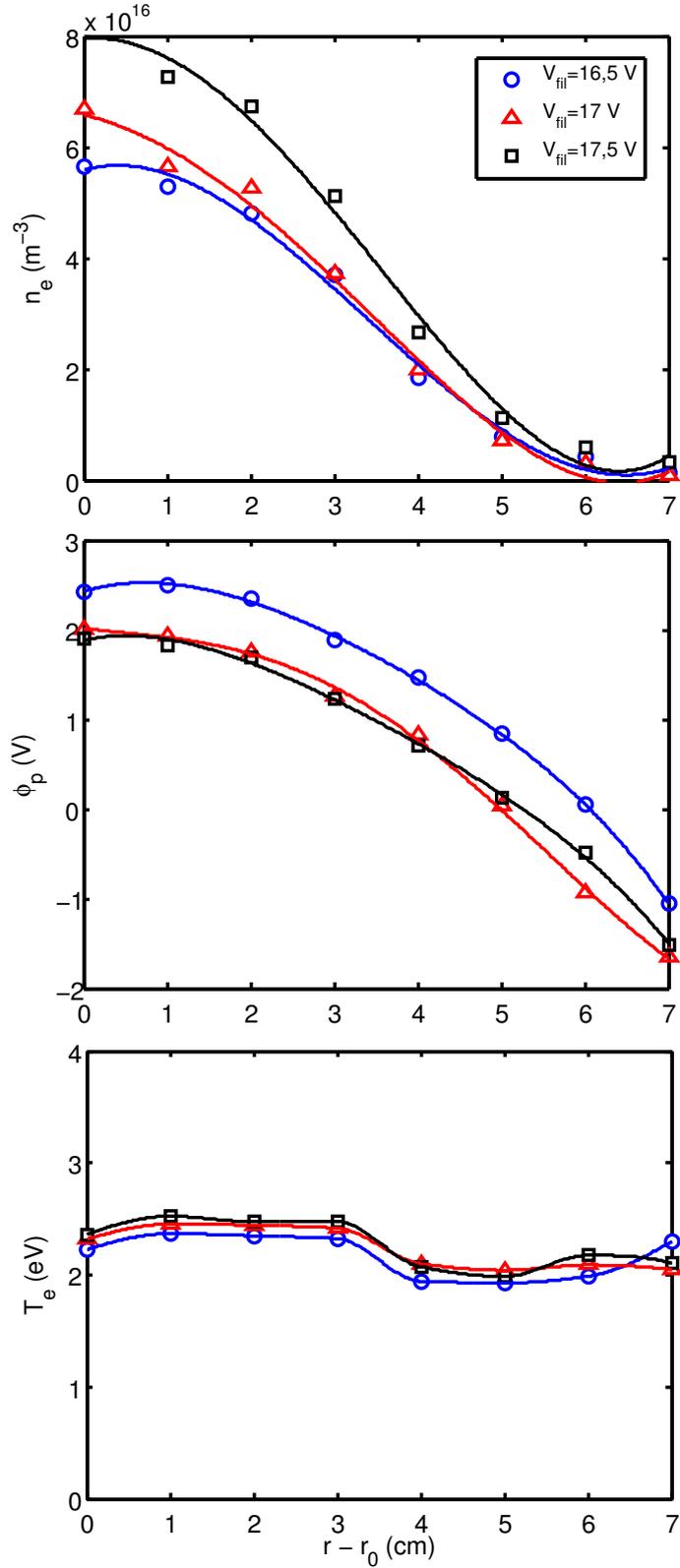


Figure 2.10: Profils de densité, potentiel plasma et température électronique pour trois tensions de filaments V_{fil} différentes. Les autres paramètres de contrôle sont fixés à : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 68,4$ mT, $V_{ac} = 70$ V, $V_g = V_{flottant}$ et $d_{limiteur} = 15$ cm.

le flux axial d'électrons et influence par conséquent le champ électrique radial d'équilibre. L'influence de la polarisation de la grille sur les profils d'équilibre est illustrée figure 2.11. Ces profils ont été mesurés en conservant les paramètres de contrôle à $B = 68,4$ mT, $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 70$ V, $V_{fil} = 17$ V et $d_{limiteur} = 15$ cm. Les trois premiers profils de densité, potentiel et température ont été obtenus avec la grille au potentiel flottant. Les deux autres séries ont été enregistrées après avoir polarisé la grille à $V_g = 4$ V puis $V_g = 8$ V par rapport à l'anode.

La polarisation de la grille a pour effet d'accroître le flux d'électrons primaires à l'intérieur de la section principale. Cela se traduit par une diminution des gradients de densité au centre de la colonne et à leurs déplacements vers les plus grands rayons. La polarisation de la grille permet donc d'influencer la localisation des fluctuations. On constate de nouveau ici que les profils de température ne sont pas modifiés de façon significative par la variation de V_g .

La polarisation de la grille a une incidence principale sur l'allure du profil de potentiel plasma. Elle permet en effet de fixer le potentiel au centre de la colonne et de jouer sur l'amplitude et le signe du gradient de potentiel sur le bord du plasma. Il est ainsi possible de changer l'intensité et la direction du champ électrique radial d'équilibre et donc de modifier le sens et la vitesse de rotation $E \times B$ de la colonne de plasma. Cette rotation azimutale peut avoir un effet déstabilisant sur les ondes de dérives si elle est dans la direction de la vitesse diamagnétique électronique [52]. C'est par exemple le cas sur le bord du plasma lorsque la grille est polarisée à 4 V (figure 2.12). A l'inverse, lorsque la grille est au potentiel flottant, les vitesses diamagnétiques électroniques et de dérives électriques sont dans des sens opposés. La modification de la valeur absolue de la vitesse de rotation azimutale de la colonne de plasma clairement observée figure 2.12(B) peut également influencer le développement des instabilités de types Rayleigh-Taylor ou Kelvin-Helmoltz. La polarisation de la grille est par conséquent le paramètre expérimental qui offre le contrôle le plus souple sur la dynamique du régime de plasma.

2.4 Etude du champ de compensation

Dans la chambre source, le champ magnétique multipolaire permanent permet d'améliorer le temps de confinement des électrons primaires et donc d'augmenter le taux de collisions ionisantes. Il est cependant nécessaire, dans cette configuration, de réduire au minimum la contribution du champ magnétique axial au niveau des filaments de décharge afin d'éviter l'apparition de faisceaux d'électrons primaires dans la section centrale. Les bobines supplémentaires entourant la chambre source ont pour but de créer un champ magnétique de compensation réduisant le champ total régnant à proximité des filaments. Afin d'obtenir la meilleure compensation possible, il est indispensable d'adapter correctement le courant I_{comp} circulant dans ces bobines en fonction de l'intensité du champ magnétique axial.

On peut observer l'influence de la compensation sur les profils radiaux de densité, potentiel flottant et température électronique illustrés figure 2.13. Les paramètres expérimentaux correspondant à ces profils sont : $B = 57$ mT, $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 25$ V, $V_{fil} = 18$ V, $d_{limiteur} = 15$, absence de grille à l'entrée de la colonne.

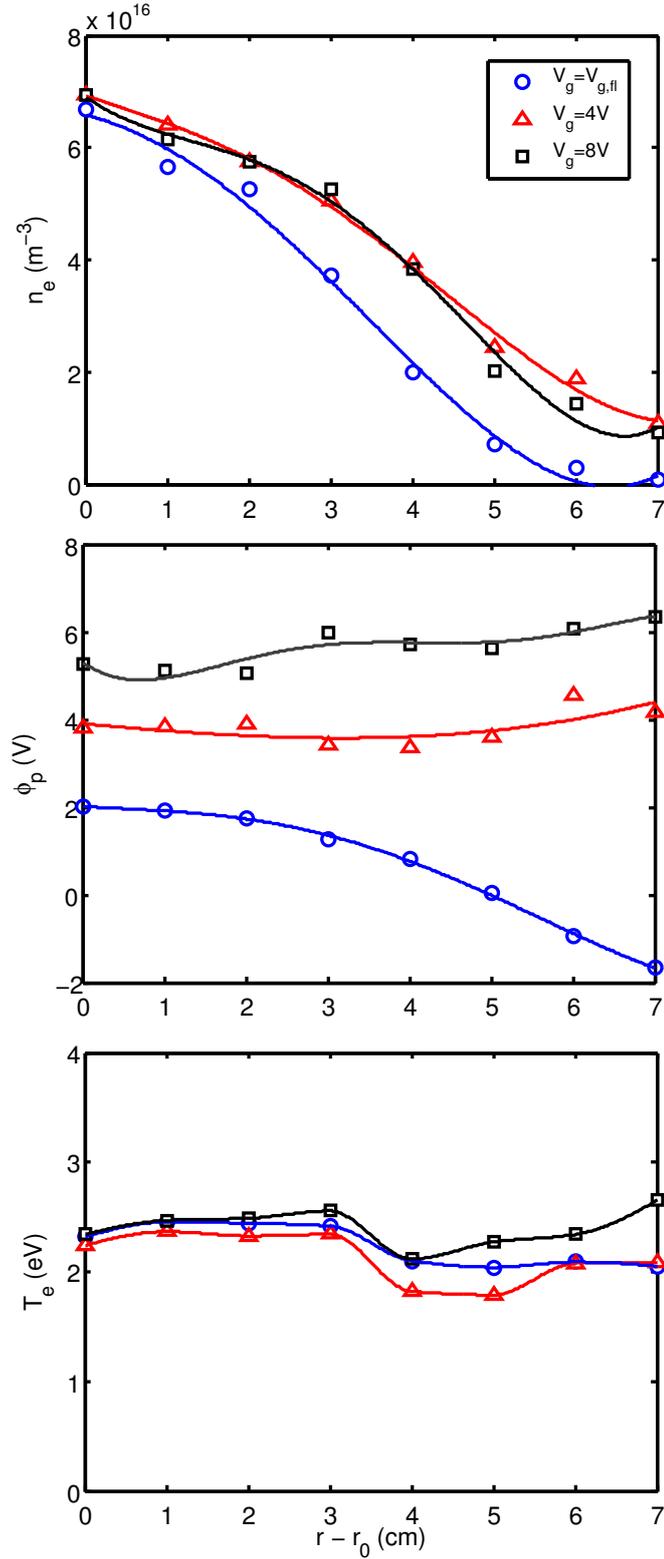


Figure 2.11: Profils de densité, potentiel plasma et température électronique pour trois tensions de polarisation de la grille V_g différentes. Les autres paramètres de contrôle sont fixés à : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 68,4$ mT, $V_{ac} = 70$ V, $V_{fil} = 17$ V et $d_{limiteur} = 15$ cm.

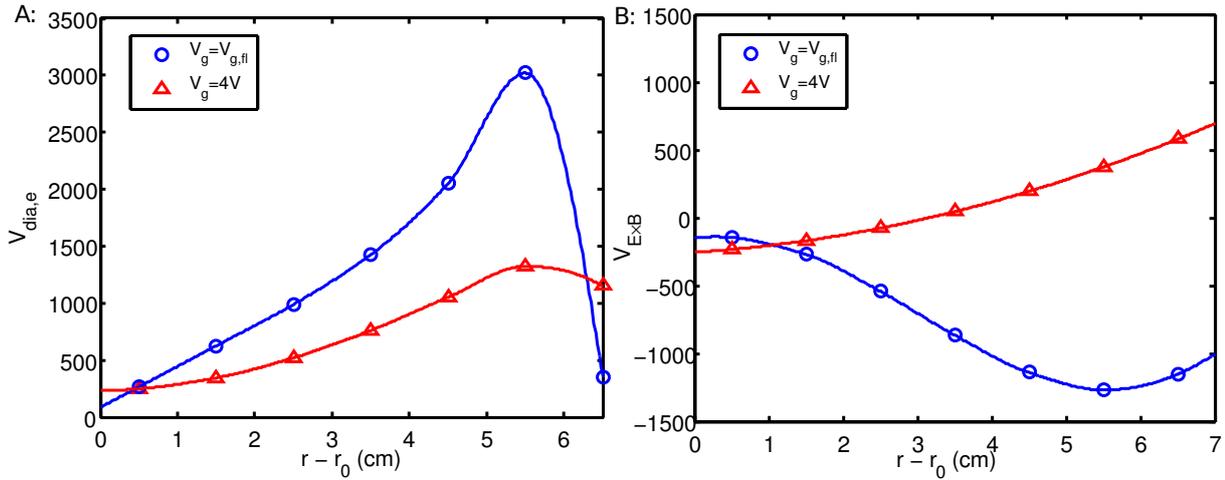


Figure 2.12: *A* : Vitesses diamagnétiques électroniques et *B* : vitesses de dérives électriques $E \times B$ pour la grille au potentiel flottant (bleu) et la grille polarisée à $V_g = 4$ V (rouge). Les profils utilisés pour le calcul de ces vitesses sont ceux correspondant à la figure 2.11.

En absence de champ de compensation ($I_{comp} = 0$ A), les filaments émettent les électrons primaires le long des lignes de champ magnétique axial. Il en résulte l'apparition de faisceaux localisés d'électrons primaires qui se manifestent sur le profil de densité par les deux minima locaux. Les électrons primaires ont pour effet d'augmenter le courant de saturation ionique I_{sat}^+ car ces derniers ont une énergie suffisante (ici 25 eV) pour atteindre la surface de la sonde lorsque celle-ci est polarisée au courant ionique. La densité étant estimée à partir de I_{sat}^+ , on comprend que son estimation par la méthode présentée dans la section 2.2 soit sous-estimée lorsque la sonde est située dans un faisceau d'électrons primaires. Dans ce cas, la mesure de densité est biaisée par la présence des primaires et ne correspond pas à la densité réelle du plasma qui augmente à l'intérieur du faisceau car l'ionisation y est augmentée. Elle nous permet néanmoins de constater clairement l'inhomogénéité de la colonne de plasma lorsque la compensation n'est pas adaptée. Les mesures de profils de potentiel flottant et de température électronique sont également largement influencées par la présence des électrons primaires dans la colonne.

On arrive, dans ce cas particulier, à annuler complètement le mécanisme à l'origine de l'inhomogénéité du plasma en faisant circuler un courant de 5 A dans les bobines de compensation. On constate en effet que les différents profils ont été lissés. La densité au centre du plasma diminue lorsque l'on compense correctement le champ magnétique axial car les électrons primaires qui s'échappent du champ multipolaire et pénètrent dans la section centrale sont moins nombreux et moins énergétiques. Le courant de 5 A est donc bien adapté à l'intensité de champ magnétique axial de 57 mT.

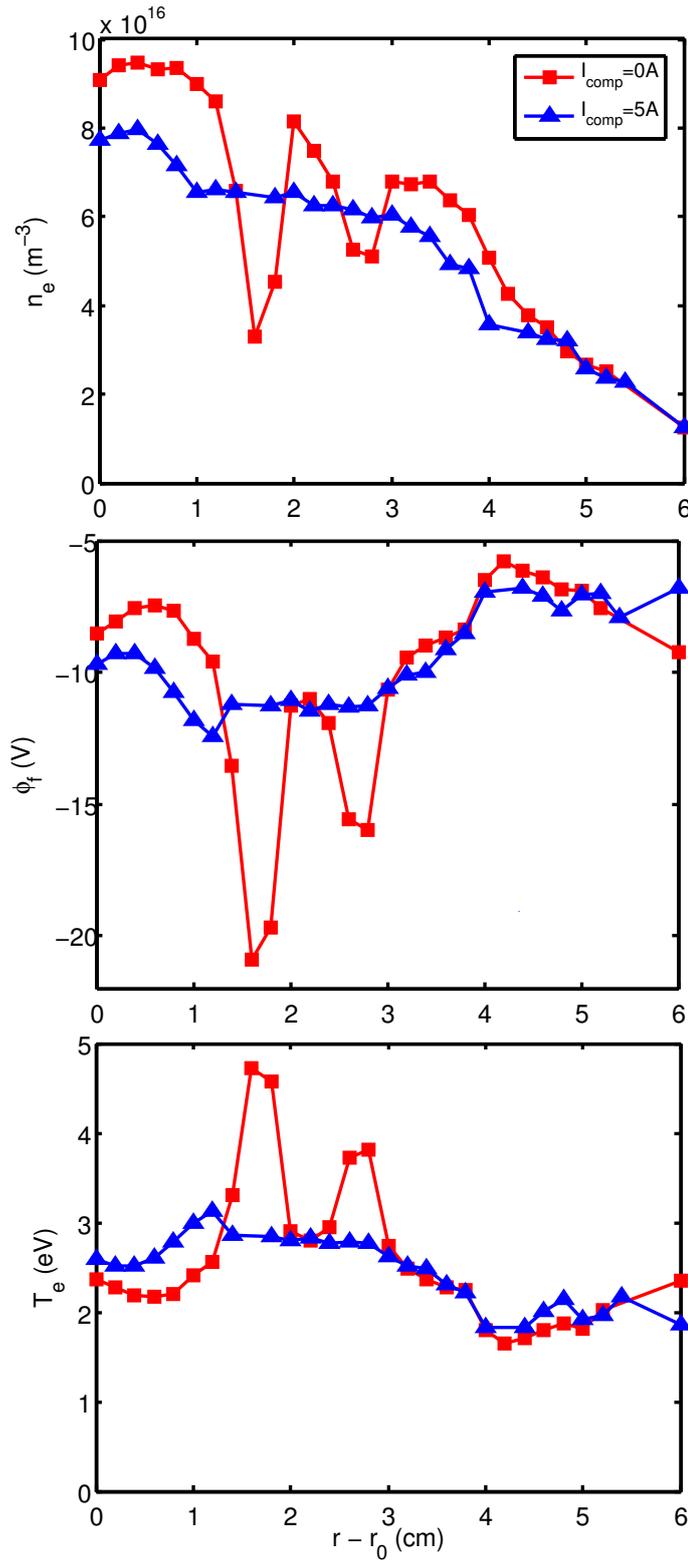


Figure 2.13: Profils de densité, potentiel flottant et température électronique pour deux intensités de courant de compensation I_{comp} . Les paramètres expérimentaux sont : $B = 57 \text{ mT}$, $P_{\text{argon}} = 4 \times 10^{-4} \text{ mbar}$, $V_{\text{ac}} = 25 \text{ V}$, $V_{\text{fil}} = 18 \text{ V}$, $d_{\text{limiteur}} = 15 \text{ cm}$, absence de grille à l'entrée de la colonne.

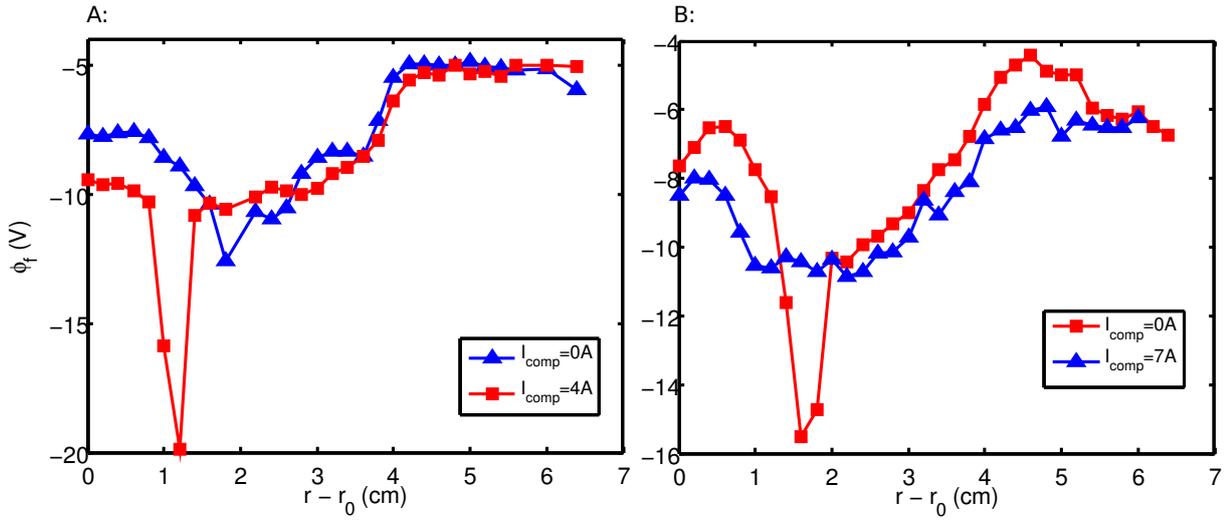


Figure 2.14: Profils de potentiel flottant mesurés à A : $B = 35$ mT et B : $B = 80$ mT. On fait varier le courant I_{comp} afin de déterminer la meilleure compensation possible.

Table 2.1: Courant de compensation à adopter en fonction de l'intensité du champ magnétique axial

B (mT)	I_{comp} (A)
5 – 35	0 – 1
45	4
55	5
70	6
80	7

Nous avons répété ces mesures de profils pour les différentes intensités de champ magnétique axial accessibles dans Mirabelle en variant le courant de compensation (voir profils de potentiel flottant mesurés à $B = 34,2$ mT et $B = 80$ mT Fig 2.14). Les valeurs de I_{comp} à adopter en fonction de l'intensité du champ magnétique sont répertoriées dans le tableau 2.1.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons validé l'interprétation des caractéristiques courant-tension de sondes de Langmuir basée sur la théorie classique prévalant pour les sondes électrostatiques. L'influence des différents paramètres de contrôle de la décharge sur les profils radiaux d'équilibre de densité électronique, température électronique et potentiel plasma a été étudié. Ces profils donnent accès aux vitesses de dérives électrique $E \times B$ et diamagnétiques électronique $V_{dia,e}$ pouvant ensuite être comparées avec les modèles d'instabilités.

Toutefois, dans les régimes instables d'intérêt, l'analyse des caractéristiques peut s'avérer particulièrement délicate du fait de l'influence des fluctuations de densité et de potentiel et aboutir à des résultats peu précis. Dans ce cas, il est utile de mettre en oeuvre d'autres sondes, comme les sondes émissives ou la sonde ball-pen, qui font l'objet des chapitres suivants.

Chapitre 3

Mesures de potentiel plasma par sondes émissives

Sommaire

3.1	Principe général de fonctionnement	48
3.2	Dispositif expérimental	49
3.3	Résultats expérimentaux	52
3.3.1	Calibration des sondes émissives	52
3.3.2	Comparaison de profils de potentiel plasma	55
3.3.3	Loi empirique de calibration	60
3.4	Conclusion	62

Il est très utile de mesurer le champ électrique radial moyen qui se développe au sein de la colonne de plasma afin d'estimer la vitesse de dérive $E \times B$ azimutale correspondante. La comparaison de cette vitesse de rotation globale du plasma avec la vitesse réelle de propagation azimutale des fluctuations offre un critère facilitant la distinction entre les instabilités d'ondes de dérive et les modes flûtes.

La mesure la plus courante du champ électrique radial dans un plasma froid résulte de la mesure préalable du profil radial de potentiel plasma. Cependant, obtenir une mesure fiable du potentiel plasma ϕ_p reste une tâche difficile. Différents types de sondes électrostatiques ont été développés à cet effet, chacune ayant leurs propres avantages et désavantages. Les sondes de Langmuir sont les sondes les plus largement utilisées pour la mesure indirecte du potentiel plasma. Dans les plasmas de laboratoire, ϕ_p est généralement obtenu après traitement des caractéristiques courant-tension de sondes. On a pu constater dans le chapitre précédent que cette méthode donne des résultats très satisfaisants lorsqu'elle est appliquée au plasma de Mirabelle. Néanmoins, l'interprétation des courbes courant-tension peut s'avérer délicate, en particulier dans un régime instable, où les fluctuations de densité et de potentiel sont importantes. De plus, dans le cas d'une distribution non Maxwellienne ou dans le cas d'un plasma comportant plusieurs populations électroniques par exemple, les résultats peuvent être difficiles à interpréter.

Pour surmonter ces difficultés, des mesures directes du potentiel plasma peuvent être effectuées en utilisant des sondes émissives [70]. A partir d'une émission électronique suffisante, ces sondes flottent au potentiel plasma. La mesure du potentiel flottant de ces sondes fournit ainsi une mesure directe du potentiel plasma.

3.1 Principe général de fonctionnement

Dans un plasma conventionnel, le caractère asymétrique des caractéristiques courant-tension de sondes de Langmuir résulte de la plus grande mobilité des électrons par rapport aux ions, due à leur plus faible inertie. Le fait que le potentiel flottant soit toujours inférieur au potentiel plasma (relation 2.15) est également une conséquence de cette différence de mobilité. L'objectif, en utilisant une sonde émissive, est de compenser l'asymétrie de la caractéristique par l'émission d'un courant électronique additionnel.

Les sondes émissives les plus largement répandues [70] consistent en une boucle d'un métal réfractaire chauffée par un courant continu externe. Lorsque le chauffage permet de porter la sonde à une température suffisamment haute, celle-ci commence à émettre des électrons. Cette émission thermoionique est décrite par la loi de Richardson où la densité de courant électronique émis j_{em} est définie par :

$$j_{em} = AT^2 \exp \frac{-eW}{k_B T} \quad (3.1)$$

où A est la constante de Richardson (elle dépend du métal utilisé), T est la température du métal en Kelvin et W le travail d'extraction du matériau en électron-volts. La valeur de W est sensible à l'état de surface et donc à toute pollution.

On peut constater que l'émission thermoionique augmente considérablement avec la température et devient proportionnelle au carré de celle-ci pour des températures suffisamment élevées ($\frac{k_B T}{e} > W$).

Les électrons émis par la sonde produisent un courant qui s'additionne aux courants ioniques et électroniques du plasma. Dans un plasma où la distribution électronique est Maxwellienne et où la température des ions est négligeable devant celle des électrons⁵ ($T_e \gg T_i$), le courant total I_{sonde} collecté par une sonde émissive polarisée au potentiel V est désormais :

$$I_{sonde} = I_{sat}^+ - I_{sat}^- \exp\left[\frac{-e(\phi_p - V)}{k_B T_e}\right] + I_{em} \quad (3.2)$$

avec $I_{em} = j_{em} A_{em}$ le courant d'émission. A_{em} est la surface effective d'émission de la sonde. Elle peut être considérée comme étant égale à la surface totale de la boucle, d'où l'approximation $A_{em} \approx A_i$.

Par conséquent, la relation liant le potentiel flottant au potentiel plasma (relation 2.15) devient dans ces conditions :

$$\phi_f = \phi_p - \left(\frac{k_B T_e}{e}\right) \ln\left(\frac{I_{sat}^-}{I_{sat}^+ + I_{em}}\right) \quad (3.3)$$

Cette relation montre que lorsque le courant d'émission augmente, le rapport des courants diminue et le potentiel flottant approche le potentiel plasma. Le second terme de la relation 3.3 disparaît complètement lorsque $I_{sat}^- = I_{sat}^+ + I_{em}$, c'est à dire lorsque le courant d'émission compense exactement le courant de saturation électronique (I_{sat}^+ est négligeable devant I_{sat}^-). Dans ce cas, la caractéristique I-V de la sonde émissive est parfaitement symétrique et la sonde flotte au potentiel plasma. Par conséquent, celle-ci ne collecte aucun courant net et n'est entourée d'aucune gaine [37]. Un exemple de caractéristique théorique de sonde émissive est présenté Fig. 3.1. Cette méthode offre l'avantage considérable de pouvoir mesurer le potentiel plasma ϕ_p directement, en mesurant le potentiel flottant $\phi_{f,em}$ de la sonde, facilitant et réduisant le temps nécessaire à la mesure du profil de ϕ_p . De plus elle permet en théorie de mesurer les fluctuations du potentiel plasma avec une résolution temporelle remarquable. La mesure de fluctuations par sondes électrostatiques est discutée dans le chapitre 6 de ce mémoire.

3.2 Dispositif expérimental

Les sondes émissives utilisées pour la mesure directe du potentiel plasma dans la machine Mirabelle sont constituées d'un filament de tungstène ($W = 4,55$ eV) de 0,2 mm de diamètre formant une boucle d'environ 3 mm de diamètre. Chaque extrémité de cette boucle est connectée à deux fils de cuivre de 0,4 mm de diamètre. La connexion tungstène/cuivre est réalisée en tissant les deux fils de cuivre autour du filament de tungstène sur une longueur d'environ 1 cm. Cette méthode assure un excellent contact électrique et mécanique entre ces deux matériaux qui ne peuvent être soudés ensemble d'une manière classique. Les deux extrémités de la boucle, une fois recouvertes de cuivre, sont insérées

5. Ces conditions sont bien respectées dans le plasma de la machine Mirabelle, voir chapitre 2.

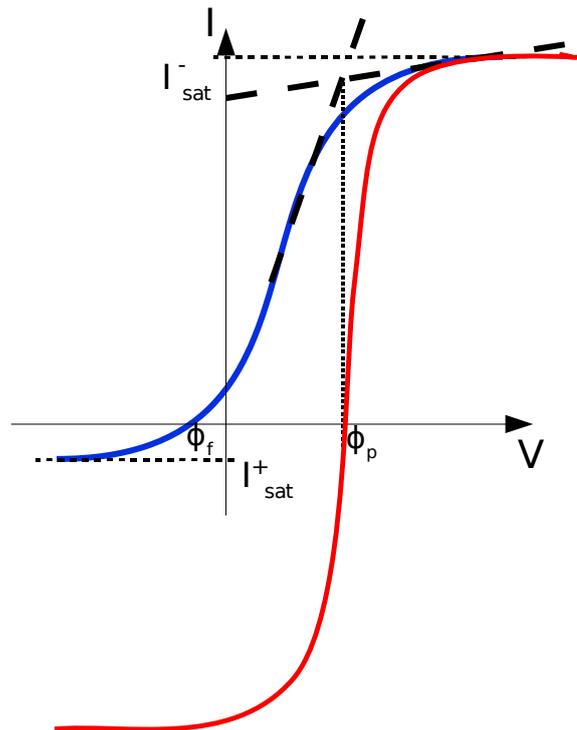


Figure 3.1: *Caractéristiques courant-tension théoriques de sonde de Langmuir (bleue) et de sonde émissive (rouge). L'émission thermoionique permet d'augmenter considérablement le courant de saturation ionique. Lorsque la caractéristique est symétrique, la sonde émissive flotte au potentiel plasma.*

dans un tube capillaire (4 mm de diamètre extérieur, 40 cm de longueur) en alumine (Al_2O_3), percé de deux trous de 1,2 mm de diamètre. Le maintien mécanique de la sonde à l'intérieur du tube est assuré par la compression des connexions tungstène/cuivre dont l'épaisseur est ajustée à la taille des trous. Ces connexions sont insérées dans le tube sur toute leur longueur afin que seul le filament de tungstène nu constitue la boucle exposée au plasma. L'entrelacement des brins permet d'augmenter la conductivité de la zone de connexion. Par conséquent, seul le filament de tungstène nu, ayant la résistivité la plus importante, sera chauffé par le courant circulant dans la sonde. Seuls les fils de cuivre émergent à l'autre extrémité du tube et peuvent ainsi être raccordés facilement à une alimentation électrique (source du courant de chauffage).

On peut observer figure 3.2, une sonde émissive prête à l'emploi ainsi qu'un agrandissement du filament et de ses connexions tungstène/cuivre avant son insertion complète dans le tube en céramique.

La sonde est reliée à une batterie de 12 V, en série avec une résistance variable ($1 - 10 \Omega$) permettant de contrôler précisément le courant de chauffage circulant dans la sonde. L'utilisation d'une batterie permet de s'assurer du caractère flottant de l'alimentation de courant. Sur la figure 3.3 est représenté le circuit électrique constitué de l'alimentation flottante et d'un pont de résistance permettant de déplacer le point de référence de la mesure de potentiel au centre du filament de tungstène où l'émission est supposée

maximum à cause du maximum de température. Ce montage n'exclut pas une distribution de potentiel le long du filament mais cet effet est négligeable dans la majorité des cas.

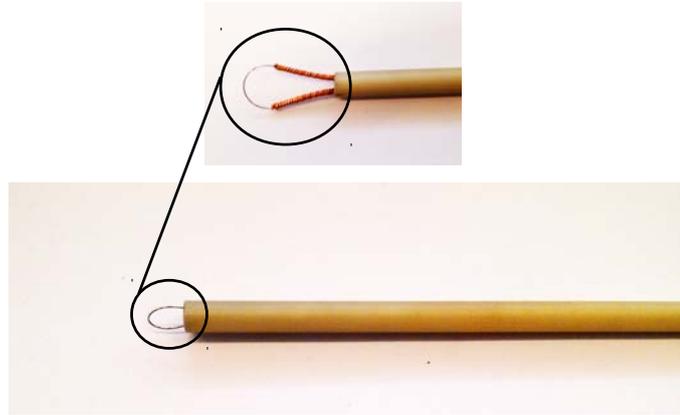


Figure 3.2: Photographie d'une sonde émissive utilisée sur Mirabelle. L'agrandissement permet de visualiser les connexions cuivre/tungstène avant que celles-ci ne soit insérées dans le tube en alumine.

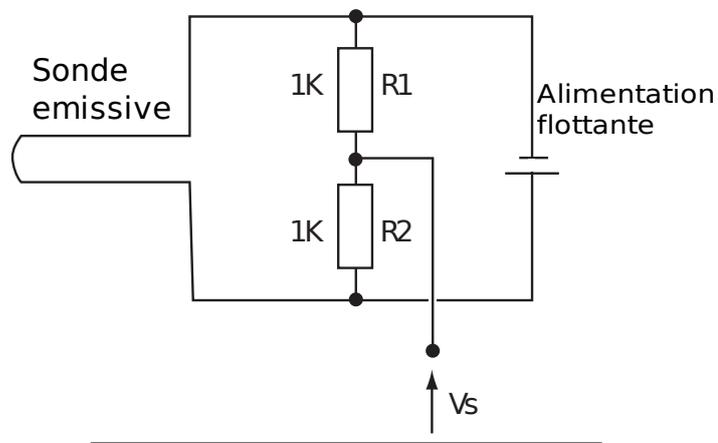


Figure 3.3: Schéma électrique d'une sonde émissive.

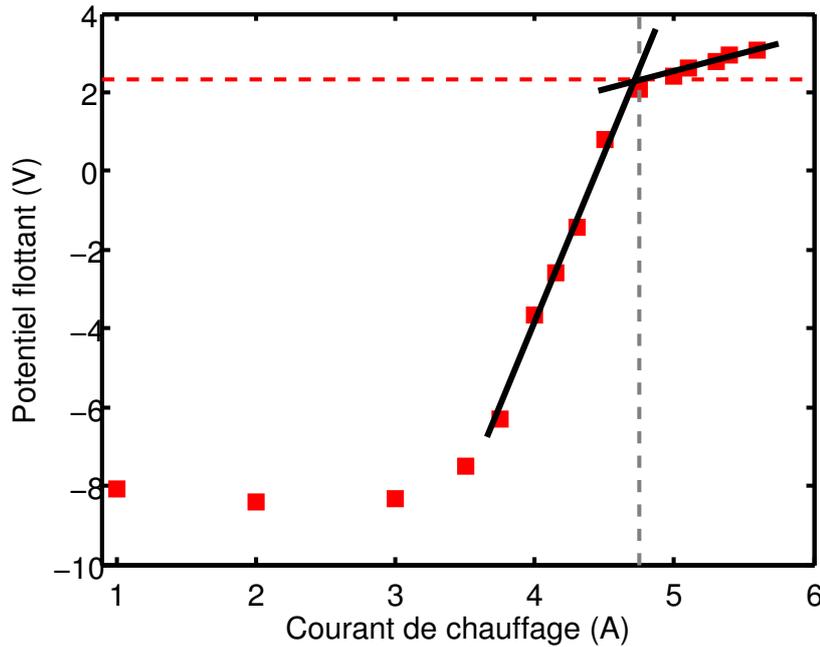


Figure 3.4: Variation du potentiel flottant de la sonde émissive en fonction du courant de chauffage. Paramètres expérimentaux : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 50$ V, $V_{fil} = 17$ V, $B = 34,2$ mT, et $V_g = V_{flottant}$.

3.3 Résultats expérimentaux

3.3.1 Calibration des sondes émissives

Avant de mesurer le potentiel plasma avec une sonde émissive, il est indispensable de déterminer le courant de chauffage correspondant à une émission thermoionique suffisante pour compenser le courant électronique du plasma. Il existe différentes méthodes expérimentales permettant ainsi de calibrer correctement une sonde émissive. Ces méthodes intègrent de façon naturelle toutes les corrections à apporter au modèle idéal pour prendre en compte les différents effets tels que la variabilité de la résistance de la sonde en fonction du chauffage, la distribution de potentiel le long du filament ou encore l'état de surface de la sonde.

Variations du potentiel flottant en fonction du courant de chauffage :

La méthode la plus répandue [71, 47, 66, 37] consiste à augmenter progressivement le courant de chauffage I_c tout en mesurant l'évolution du potentiel flottant $\phi_{f,em}$ qui en résulte. Une mesure typique de $\phi_{f,em}$ en fonction de I_c , réalisée dans un plasma d'argon, est présentée figure 3.4.

Pour un courant de chauffage inférieur à 3 A, le potentiel flottant de la sonde est constant et correspond au potentiel flottant classique d'une sonde de Langmuir froide (en opposition avec une sonde émissive chaude). Dès lors que le courant excède 3 A, le potentiel

augmente de façon exponentielle en accord avec la loi d'émission de Richardson (eq 3.1). Le potentiel plasma, mesuré en utilisant le point d'inflexion d'une caractéristique de sonde de Langmuir, est représenté par la droite tiretée rouge. Il est atteint pour une intensité d'environ 4,7 A. On peut préciser que dans le cas de décharges typiques, l'intensité du courant de chauffage nécessaire est généralement comprise entre 4 A et 5,5 A.

On constate cependant que le potentiel flottant ne sature pas complètement mais continue à augmenter légèrement avec le courant de chauffage. La possibilité ici de surestimer le potentiel plasma diffère de nombreuses observations [86, 66] où le potentiel flottant de la sonde sature en dessous de ϕ_p . Il est en effet souvent rapporté [86] dans les plasmas chauds et denses que la saturation de $\phi_{f,em}$, généralement de l'ordre de T_e/e en dessous de ϕ_p , résulte de la formation d'un nuage électronique autour de la sonde limitant l'émission. Cependant, l'absence de saturation rencontrée dans le plasma de Mirabelle a déjà été observée dans différents plasmas de faible température électronique [51, 25]. Le modèle 1D, développé par Takamura et al.[74], décrivant la gaine entourant une sonde dont on peut faire varier l'émission, rend bien compte de ces deux observations expérimentales opposées. Il en résulte en effet que si la température des électrons émis T_{eW} est négligeable devant la température des électrons du plasma T_e (cas dans un plasma de tokamak par exemple) alors ϕ_p peut être largement sous-estimé. Il s'agit de l'effet de limitation d'émission engendré par la cathode virtuelle entourant la sonde. A l'inverse, si T_e est relativement proche de T_{eW} , le potentiel plasma peut alors être surestimé. C'est précisément le cas dans Mirabelle où T_e est du même ordre que T_{eW} ($T_e \approx 2$ eV ; $T_{eW} \approx 0,3$ eV ≈ 3000 °K).

L'absence de saturation du potentiel flottant complique la détermination du courant de chauffage à adopter pour une mesure fiable du potentiel plasma. Dans ce cas, la méthode consiste à choisir le courant correspondant à l'intersection des deux droites représentant l'augmentation brutale du potentiel flottant d'une part et son augmentation plus lente dans la région de quasi-saturation d'autre part. Dans l'exemple présenté figure 3.4, cette méthode donne un courant de chauffage adapté⁶ de 4,75 A.

Sur la figure 3.5 sont représentées plusieurs caractéristiques I-V de la sonde émissive correspondant à différentes intensités du courant de chauffage. Ces courbes ont été mesurées en parallèle des mesures de $\phi_{f,em}$ en fonction de I_c (fig 3.4). Augmenter le courant de chauffage permet de symétriser la caractéristique et donc de déplacer le potentiel flottant de la sonde émissive vers le potentiel plasma. Ce dernier est déterminé ici à partir du maximum de la dérivée de la caractéristique de la sonde froide ($I_c = 0$ A). On constate que le potentiel flottant de la sonde émissive atteint le potentiel plasma pour une intensité de $I_c = 4,75$ A, en accord avec la méthode précédente. Les sondes émissives permettent donc de mesurer correctement le potentiel plasma dans Mirabelle.

Il est attendu que le courant de saturation électronique ne soit pas affecté par l'émission électronique de la sonde, étant donné que les électrons émis sont attirés vers la sonde dès que cette dernière est polarisée positivement par rapport à ϕ_p . Or, on observe sur les courbes de la figure 3.5 une augmentation significative du courant de saturation électronique lorsque la sonde devient émissive. Ces variations du courant de saturation

6. Dans la suite du mémoire, on parlera de courant adapté lorsque celui-ci est précisément calibré pour la mesure précise du potentiel plasma.

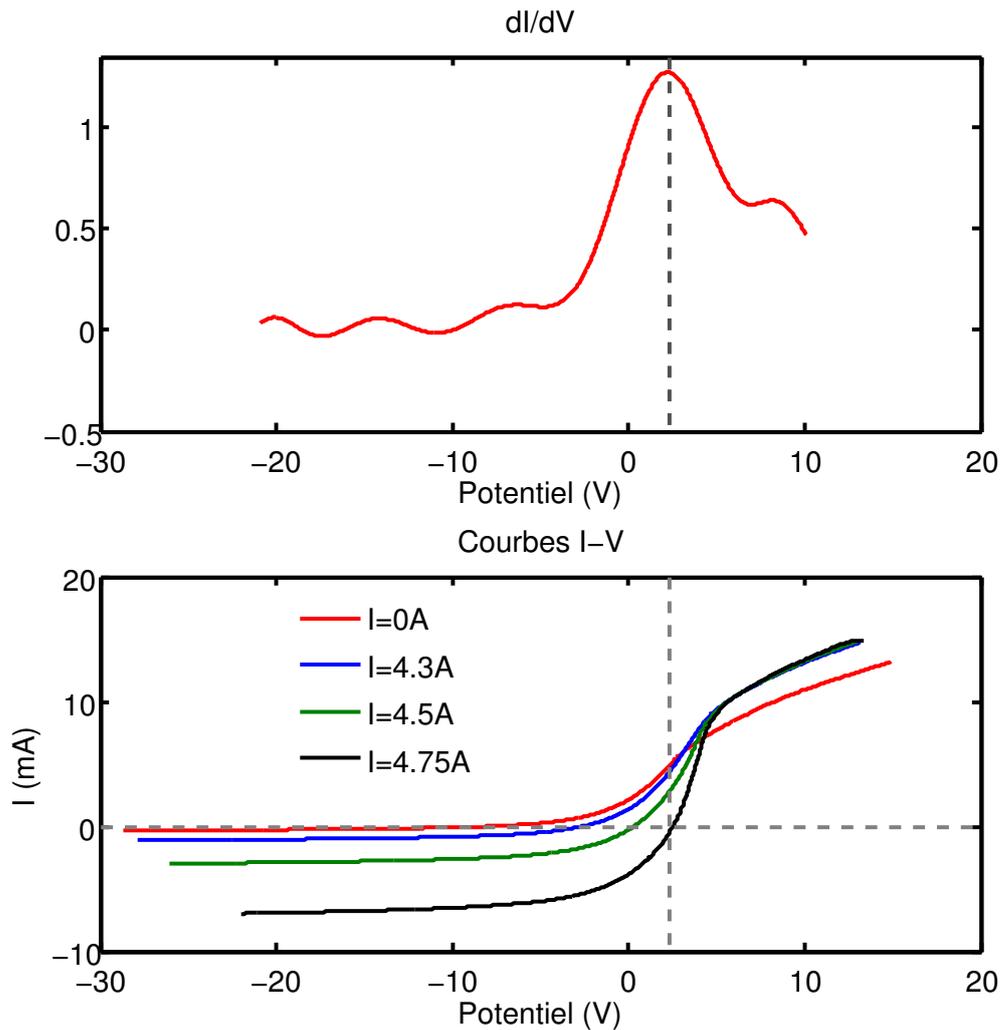


Figure 3.5: Caractéristiques courant-tension de sonde émissive pour différentes intensités du courant de chauffage (partie inférieure). Le potentiel plasma est déterminé grâce au maximum de la dérivée de la caractéristique de la sonde froide (partie supérieure).

électronique sont souvent observées expérimentalement et sont attribuées aux conditions de contamination de la surface de la sonde qui diffèrent selon sa température [51].

Variations de l'écart-type des fluctuations du potentiel flottant en fonction du courant de chauffage :

Nous proposons une seconde méthode permettant de calibrer la sonde émissive. Elle consiste à mesurer l'écart-type des fluctuations du potentiel flottant en fonction du courant de chauffage. Un exemple de cette seconde méthode est illustré figure 3.6.

Plusieurs séries temporelles du potentiel flottant $\phi_{f,em}$ de la sonde émissive ont été enregistrées pour différentes intensités I_c du courant de chauffage. Ces mesures ont été réalisées dans un plasma d'argon, au centre de la colonne, dans un régime caractérisé par un niveau

de fluctuations $\Delta\phi/T_e$ d'environ 20%. L'écart-type des fluctuations du potentiel flottant de la sonde émissive en fonction du courant de chauffage est présenté figure 3.6(A). L'évolution du potentiel moyen $\phi_{f,em}$ en fonction de I_c est illustrée figure 3.6(B). Elle est très similaire à celle observée dans l'exemple précédent (Fig 3.4) et n'est utilisée ici que dans un but comparatif.

Sur l'intervalle de courant 1 – 3 A, le potentiel moyen est constant ; la température de la sonde n'est pas assez importante pour que celle-ci soit émissive. L'écart-type des fluctuations demeure également constant. A partir d'une intensité de 3 A, on constate, en parallèle de la croissance exponentielle de $\phi_{f,em}$, la chute brutale de l'écart-type consécutive au déclenchement d'une émission électronique significative. En augmentant le courant de chauffage, on observe que l'écart-type passe par un minimum puis augmente de nouveau soudainement avant de saturer. Le courant de chauffage permettant la mesure fiable de ϕ_p est déterminé à 4,4 A sur la courbe de la figure 3.6(B) (en utilisant la méthode détaillée précédemment). Il correspond précisément, sur la courbe de variation de l'écart-type, à la transition située entre le minimum et la région de saturation. Cette évolution de l'écart-type est systématiquement observée dès lors que l'on chauffe une sonde émissive dans le plasma de Mirabelle. Elle offre donc une seconde méthode de calibration. Cette seconde méthode a l'avantage, d'un point de vue expérimental, d'être plus rapide. Il suffit en effet de choisir le courant correspondant à la transition entre le minimum et la saturation de l'écart-type. Cette transition est en général très clairement identifiable.

3.3.2 Comparaison de profils de potentiel plasma

Nous avons pu constater dans la section précédente que les sondes émissives permettent d'obtenir une mesure directe et fiable du potentiel plasma dans Mirabelle à condition toutefois de scrupuleusement choisir le courant de chauffage adéquat.

Un premier exemple de deux mesures comparatives de profil radial de potentiel plasma est présenté figure 3.7. Ces mesures ont été réalisées dans le régime de plasma correspondant aux paramètres expérimentaux suivants : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 11,4$ mT, $V_{ac} = 50$ V, $V_{fil} = 17,5$ V et $I_{comp} = 1$ A. La première mesure a été réalisée avec une sonde émissive. Celle-ci a été calibrée au centre de la colonne ($r - r_0 = 0$ cm) et le courant de chauffage ($I_c = 4,6$ A) conservé constant sur toute la mesure du profil. ϕ_p a bien entendu été évalué directement en mesurant le potentiel flottant de la sonde. Le second profil a été obtenu après analyse des caractéristiques courant-tension d'une sonde de Langmuir selon la méthode détaillée dans le chapitre 2. Les profils de densité et de température électronique, également issus des courbes I-V, sont illustrés figure 3.9.

Ce régime est caractérisé par un faible niveau de fluctuations (voir écart-type des fluctuations de potentiel plasma mesuré avec la sonde émissive figure 3.10). Les caractéristiques courant-tension sont par conséquent peu bruitées et le potentiel plasma peut être estimé avec une très bonne précision. L'incertitude sur la mesure de ϕ_p est évaluée à $\Delta\phi_p = 0,3$ V, soit environ 10% de T_e . Elle est relativement constante sur tout le rayon de la colonne. L'accord remarquable des résultats valide clairement l'utilisation des sondes émissives pour la mesure du profil radial d'équilibre de potentiel plasma. Néanmoins, dans ce type de régime stable, la précision sur la mesure de ϕ_p obtenue avec une sonde de Langmuir

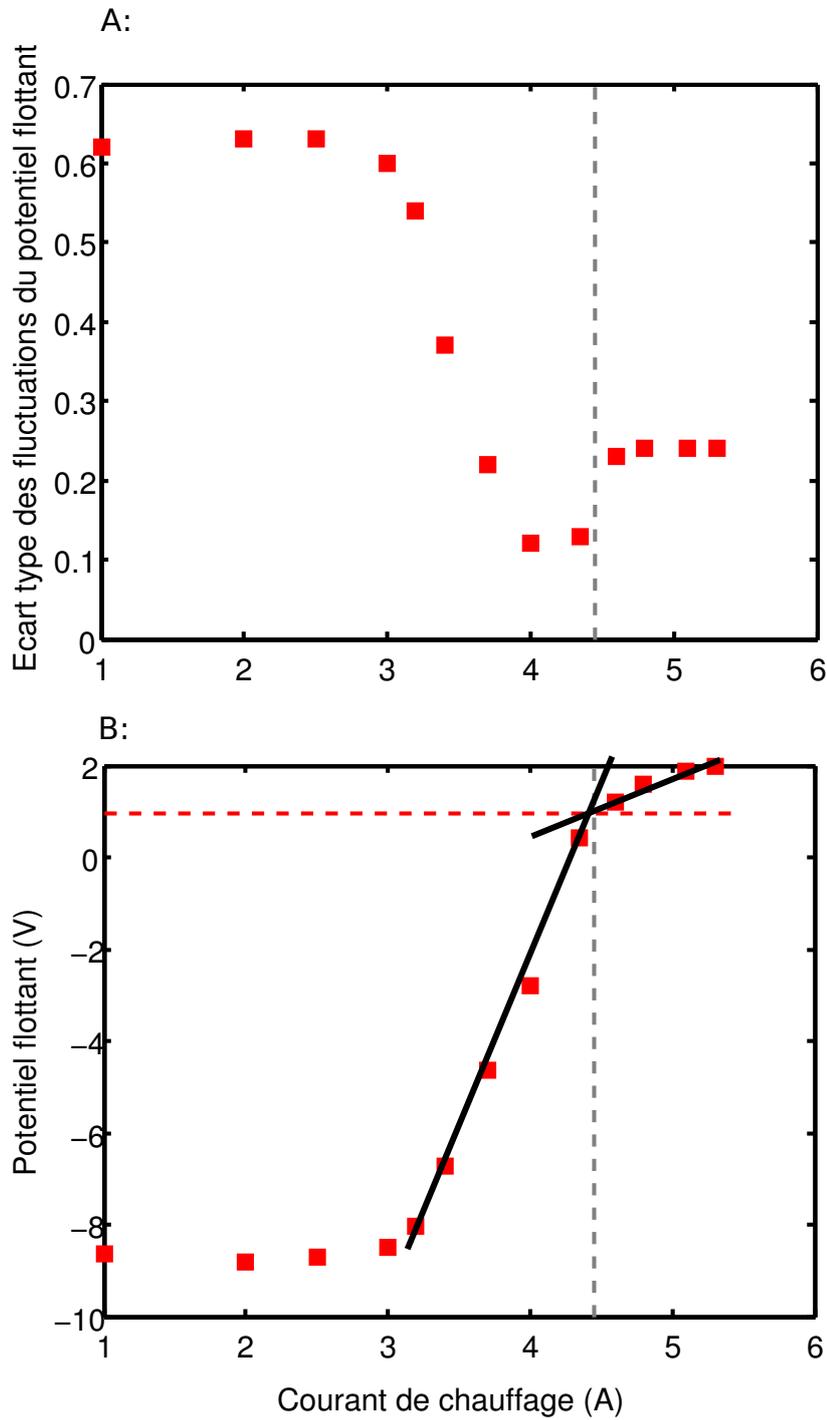


Figure 3.6: *A* : Variation de l'écart-type des fluctuations du potentiel flottant de la sonde émissive en fonction du courant de chauffage. *B* : Variation du potentiel flottant de la sonde émissive en fonction du courant de chauffage.

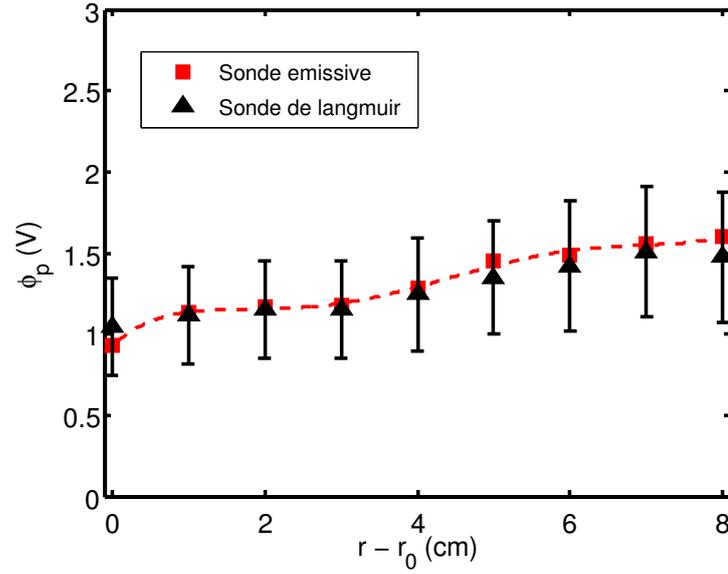


Figure 3.7: Profils radiaux de potentiel mesurés avec une sonde de Langmuir et une sonde émissive dans le régime 1 : $P_{\text{argon}} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 11,4$ mT, $V_{ac} = 50$ V, $V_{fil} = 17,5$ V et $I_{comp} = 1$ A. Le courant de chauffage de la sonde émissive est déterminé au centre de la colonne de plasma et conservé constant durant toute la mesure du profil.

est très satisfaisante et l'intérêt à utiliser une sonde émissive réside plus dans la rapidité à obtenir la mesure du profil que dans l'amélioration significative de sa fiabilité.

Des mesures identiques ont été réalisées dans un second régime⁷ se différenciant du régime précédent par une plus forte intensité de champ magnétique ($B = 57$ mT) et une plus grande tension d'accélération ($V_{ac} = 70$ V). Le profil radial de température électronique (Fig 3.9(B)) ainsi que le niveau de fluctuation (Fig 3.10) sont similaires à ceux obtenus dans le cas précédent. La différence réside principalement dans le profil de densité. On constate effectivement sur la figure 3.9(A) que le gradient de densité dans ce second régime est nettement plus important que celui mesuré à plus bas champ magnétique.

Le profil radial de potentiel plasma, représenté en rouge sur la figure 3.8, a été mesuré avec une sonde émissive, préalablement calibrée au centre de la colonne, en conservant le courant de chauffage constant à chaque position radiale. On peut observer la bonne cohérence entre ce profil et celui issu des caractéristiques courant-tension au centre du plasma, là où la densité est relativement constante. On constate ensuite un écart significatif entre les résultats des deux sondes à partir de la région du gradient de densité. La surestimation du potentiel plasma par la sonde émissive aux rayons supérieurs à 4 cm vient du fait que le courant de chauffage est mal adapté. Ce dernier a été précisément déterminé au centre de la colonne. Il en résulte un courant d'émission permettant de compenser exactement le

7. $P_{\text{argon}} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 57$ mT, $V_{ac} = 70$ V, $V_{fil} = 17,5$ V et $I_{comp} = 5$ A.

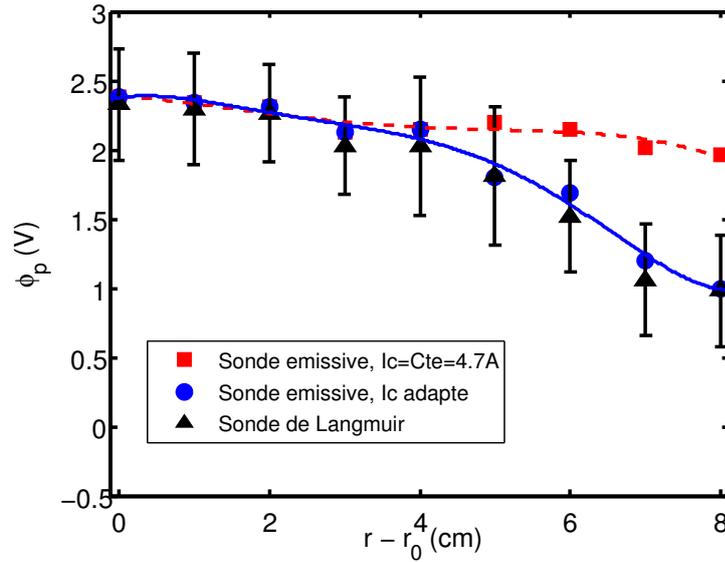


Figure 3.8: Profils radiaux de potentiel mesurés avec une sonde de Langmuir et une sonde émissive dans le régime 2 : $P_{\text{argon}} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 57$ mT, $V_{ac} = 70$ V, $V_{fil} = 17,5$ V et $I_{comp} = 5$ A. Le courant de chauffage de la sonde émissive est dans un premier temps conservé constant à la valeur déterminée au centre du plasma. Dans un second temps, le courant de chauffage est calibré précisément à chaque position radiale.

flux électronique arrivant sur la sonde dans cette région de forte densité. Étant donné que ce flux diminue avec la densité mais que l'intensité du courant de chauffage est conservée radialement, le courant d'émission devient trop important dans la zone de gradient et le potentiel flottant devient supérieur au potentiel plasma.

On peut noter que cet effet est également légèrement visible sur le profil de potentiel de la sonde émissive obtenue dans l'exemple précédent (Fig 3.7). Il n'entraîne cependant pas une erreur significative car le profil de densité dans le premier régime est relativement constant.

Une seconde mesure du profil de potentiel a été effectuée avec la sonde émissive en calibrant précisément le courant de chauffage à chaque position radiale. Le profil obtenu est représenté en bleu figure 3.8. Il est en accord avec celui obtenu avec la sonde de Langmuir sur tout le rayon de la colonne de plasma.

Cet exemple montre donc clairement qu'il est indispensable d'adapter le courant de chauffage à la densité du plasma pour obtenir une mesure fiable du profil de potentiel. Dans un régime comprenant un fort gradient de densité, la durée de la mesure avec une sonde émissive peut donc être allongée. S'il s'agit, comme dans cet exemple, d'un régime où le niveau de fluctuations est faible, l'avantage à utiliser une sonde émissive pour mesurer le profil moyen de potentiel plutôt qu'une simple sonde de Langmuir dans Mirabelle est par conséquent discutable.

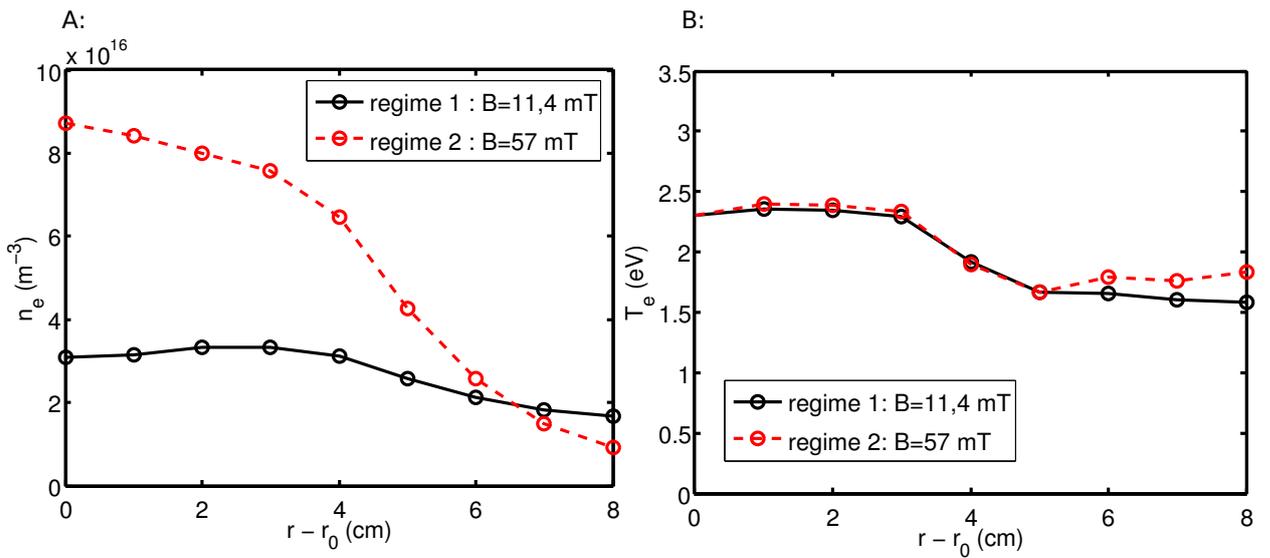


Figure 3.9: A : Profils de densité électronique correspondant aux régimes 1 et 2. B : Profils de température électronique.

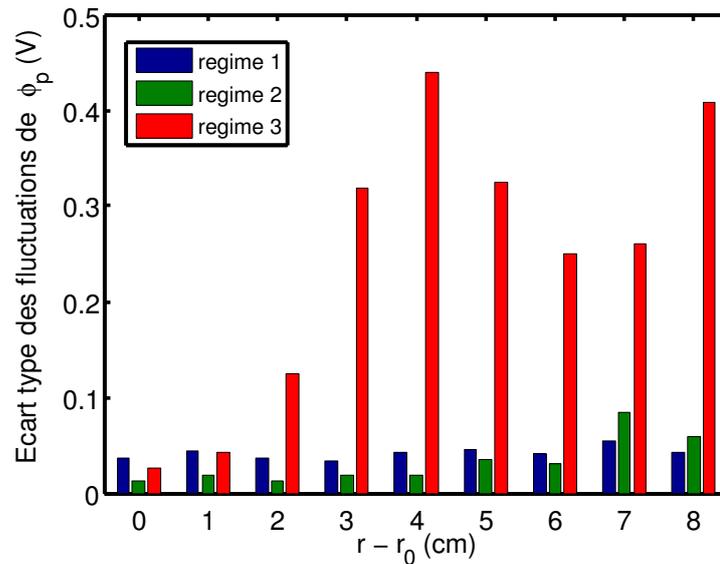


Figure 3.10: Profils de l'écart-type des fluctuations du potentiel plasma correspondant aux régimes 1, 2 et 3.

La figure 3.11 illustre de nouveau trois mesures du profil radial de potentiel correspondant à un troisième régime⁸. Ce dernier régime se différencie des deux premiers par un niveau de fluctuations beaucoup plus élevé (Fig 3.10). L'exploitation des caractéristiques de sonde de Langmuir est donc nettement plus difficile réduisant considérablement la précision sur la détermination de ϕ_p . L'incertitude $\Delta\phi_p$ peut atteindre 40% à 50% de la température électronique sur le bord du plasma. L'intérêt de la sonde émissive dans ce type de régime dynamique est cette fois incontestable. En effet, bien que le temps néces-

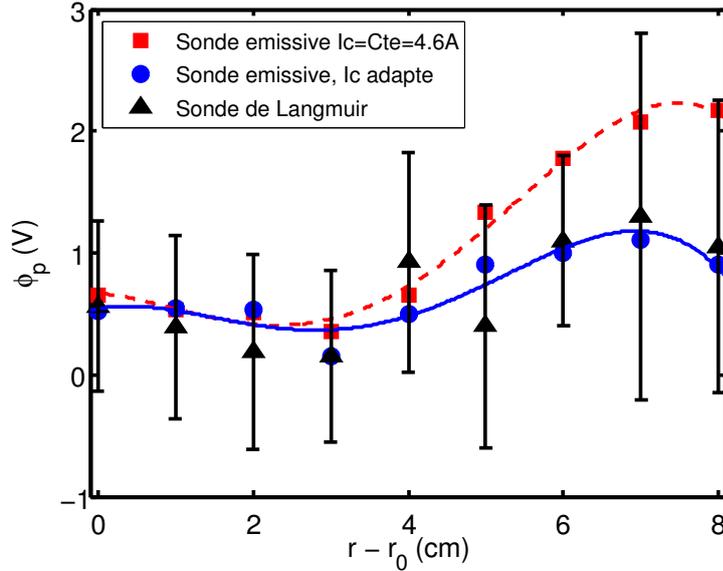


Figure 3.11: Profils radiaux de potentiel mesurés avec une sonde de Langmuir et une sonde émissive dans le régime 3 : $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 57$ mT, $V_{ac} = 25$ V, $V_{fil} = 17,5$ V et $I_{comp} = 5$ A.

saire à l'adaptation du courant soit accru (on constate de nouveau ici la surestimation du potentiel plasma sur le bord de la colonne lorsque le courant de chauffage est conservé à celui déterminé au centre), la possibilité de mesurer directement ϕ_p permet d'augmenter la fiabilité de la mesure du profil de potentiel.

3.3.3 Loi empirique de calibration

On a pu constater clairement dans la section précédente qu'il était indispensable de correctement adapter le courant de chauffage à la densité du plasma afin d'obtenir une mesure fiable du profil de potentiel plasma en utilisant une sonde émissive. Les profils avec courant adapté des figures 3.8 et 3.11 ont été obtenus en calibrant la sonde émissive à chaque position radiale en utilisant une des deux méthodes détaillées section 3.3.2. Ces méthodes de calibration requièrent une variation de l'intensité du courant de chauffage. Or, faire varier le courant de chauffage à chaque position radiale, dans le but d'obtenir une mesure fiable de ϕ_p , n'est pas une solution durable à plusieurs titres. En effet, cela

⁸. $P_{argon} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 57$ mT, $V_{ac} = 25$ V, $V_{fil} = 17,5$ V et $I_{comp} = 5$ A.

augmente considérablement la durée de mesure du profil complet de potentiel et réduit significativement la durée de vie de la sonde émissive.

Une bien meilleure solution consiste à calibrer, une fois seulement, la sonde émissive au centre de la colonne (là où la densité est généralement la plus élevée) puis à adapter le courant de chauffage en fonction de la variation radiale de densité. Cette méthode nécessite donc, d'une part de mesurer préalablement le profil de densité et d'autre part, de disposer d'une loi définissant l'intensité du courant de chauffage à adopter en fonction de la densité. Cette loi a pu être obtenue de façon empirique à partir des mesures de profils de

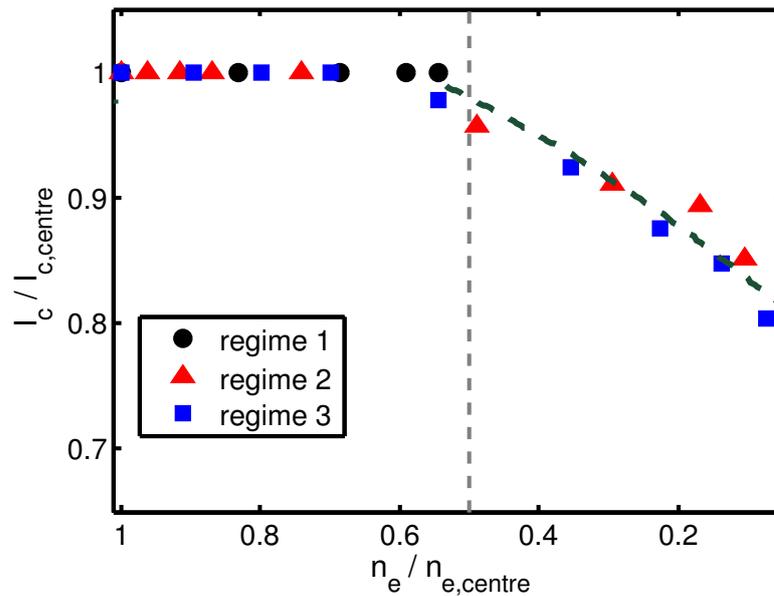


Figure 3.12: Loi empirique de calibration d'une sonde émissive dans Mirabelle.

potentiel réalisées dans les trois régimes de plasma présentés dans la section précédente. Elle est illustrée figure 3.12. Les courants adaptés (correspondant aux différentes positions radiales), normalisés au courant déterminé au centre de la colonne, sont représentés en fonction de la densité normalisée à la densité mesurée également au centre de la colonne. Cette loi empirique nous permet donc d'adapter directement le courant de chauffage à partir du courant calibré au centre du plasma en fonction de la diminution de densité par rapport à la densité au centre du plasma.

On constate ainsi que tant que la densité n'a pas été diminuée de moitié, il est possible de conserver le courant de chauffage identique à celui déterminé au centre de la colonne. Pour une densité divisée par trois, il est nécessaire de choisir un courant de chauffage correspondant à 90% de celui déterminé à la densité maximale. Dans le cas où la densité atteint 10% de celle mesurée au centre (valeur typique sur le bord du plasma de Mirabelle), l'intensité du courant de chauffage permettant de mesurer ϕ_p avec la meilleure précision doit correspondre à 80% de l'intensité calibrée au centre du plasma.

3.4 Conclusion

Le bilan de ces différentes études concernant la mesure du profil radial de potentiel plasma par sondes émissives dans Mirabelle est le suivant :

- Les sondes émissives utilisées sur Mirabelle permettent d'obtenir une mesure directe et fiable du profil de potentiel si le courant de chauffage est correctement adapté à la densité du plasma. Il est donc indispensable de précisément connaître le profil radial de densité avant de mesurer le profil de potentiel avec une sonde émissive.
- Dans un plasma où la densité est assez homogène ($n_{e,min}/n_{e,max} \geq 1/2$), la mesure du profil de potentiel est grandement facilitée par l'utilisation d'une sonde émissive. Celle-ci peut être calibrée à une seule position radiale et le profil mesuré directement avec une précision très satisfaisante. Si le gradient de densité est plus important ($n_{e,min}/n_{e,max} \in [1/2 - 1/10]$), il est nécessaire de modifier le courant de chauffage. La loi empirique décrite ci-dessus permet de déterminer rapidement le courant à adopter en fonction de la variation de densité radiale réduisant significativement la durée de mesure du profil de potentiel.
- Utiliser une sonde émissive pour la mesure du profil radial de potentiel plasma présente un avantage considérable lorsque les fluctuations du plasma sont importantes. Elles offrent une mesure beaucoup plus fiable du profil que celle obtenue à partir de l'analyse de caractéristiques I-V. Étant donné que nous nous intéressons à la caractérisation de régime instable, elles sont d'un grand intérêt pour obtenir une mesure précise du profil moyen de ϕ_p .

Chapitre 4

Conception et validation de la sonde ball-pen pour des mesures de potentiel plasma dans un plasma faiblement magnétisé

Sommaire

4.1	Principe de fonctionnement de la sonde ball-pen et applications	64
4.2	Sonde ball-pen sur Mirabelle	65
4.2.1	Dispositif expérimental	65
4.2.2	Résultats expérimentaux	67
4.3	Conclusion	78

Nous avons pu constater dans le chapitre précédent que les sondes émissives offrent une alternative efficace aux sondes de Langmuir pour mesurer localement le potentiel plasma. Les sondes de type Katsumata [40, 67] comme la sonde ion-sensitive [57], la sonde tunnel [32], la sonde baffle [27] ou encore la sonde ball-pen [6, 5], peuvent également être utilisées comme méthodes alternatives pour la mesure directe du potentiel plasma dans les plasmas magnétisés. Dans ce chapitre, nous étudions spécifiquement le cas de la sonde ball-pen. Son principe de fonctionnement ainsi que quelques études antérieures sont présentés section 4.1. Le dispositif mécanique et électronique conçu pour la sonde ball-pen utilisée sur Mirabelle est décrit dans la section suivante. Les résultats expérimentaux sont présentés et sont suivis d'une discussion sur les conditions d'opérations de cette sonde dans un plasma froid faiblement magnétisé.

4.1 Principe de fonctionnement de la sonde ball-pen et applications

Le principe de la sonde ball-pen est de réduire le courant de saturation électronique au niveau du courant de saturation ionique en rétractant le conducteur métallique d'une sonde de Langmuir classique à l'intérieur d'un tube isolé et orienté perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Si les deux courants de saturation sont équilibrés, alors le rapport des courants de saturation R vaut un, la caractéristique de sonde devient symétrique et le potentiel flottant de la sonde est égal au potentiel plasma (Eq. (2.15)).

La sonde ball-pen a récemment été installée sur plusieurs tokamaks. Les premières expériences, réalisées sur le tokamak CASTOR [5], consistaient à mesurer, à partir de courbes courant-tension, le rapport des courants de saturation R en fonction de la profondeur de rétraction du collecteur. Une modification importante du rapport R , imputée à une forte diminution de la contribution électronique, a été observée durant la rétraction du collecteur à l'intérieur du tube. La valeur minimale de $R = 1,1$ a été atteinte, indiquant un quasi équilibre des courants de saturation électronique et ionique. Ces premières mesures ont montré la capacité de cette sonde à modifier sa collection des courants de saturation. Dans le cas $R = 1,1$ et assumant une distribution Maxwellienne, le potentiel flottant de la sonde est proche du potentiel plasma mais reste inférieur à ce dernier de la quantité $T_e \ln R$. La température électronique dans la SOL de CASTOR étant d'environ 10 eV, la différence reste faible, de l'ordre du volt et la mesure du potentiel plasma par la sonde ball-pen est convenable.

Un assemblage multi-sondes comprenant 4 sondes ball-pen et 4 sondes de Langmuir a été utilisé sur le tokamak ASDEX Upgrade [2]. Le profil radial de température électronique dans la SOL, durant des décharges du type L-mode, a été évalué en effectuant des mesures simultanées de potentiel plasma avec les sondes ball-pen et de potentiel flottant avec les sondes de Langmuir. Un bon accord a été obtenu entre le profil de température obtenu par cette méthode combinée BPP/LP et les profils radiaux de T_e obtenus avec les techniques standards telles que les sondes de Langmuir balayées en polarisation et la diffusion Thomson. Ce même ensemble de sondes a été utilisé pour la mesure du profil radial de potentiel plasma à proximité du limiteur au cours de décharges de type ELMs

H-mode [4]. Grâce à la bonne résolution temporelle des mesures par sonde ball-pen, le champ électrique pendant les ELMs a pu être directement mesuré et comparé au champ électrique inter-ELMs. Une augmentation significative (facteur 6) du champ électrique pendant les ELMs a pu ainsi être mesuré.

Les premières applications de la sonde ball-pen dans les plasmas chauds fortement magnétisés ont fourni des résultats satisfaisants et encourageants. Cependant, la physique de ce diagnostic et les conditions de son bon fonctionnement ne sont pas encore parfaitement comprises. Pour améliorer notre compréhension, il est nécessaire de travailler spécifiquement sur cette sonde en plasma de laboratoire, dans des machines mieux adaptées, du fait de la plus faible température électronique, au développement de sondes électrostatiques. Des sondes ball-pen ont, par exemple, été installées sur différentes machines de plasma à faible température [3] (Torsatron TJ-K de Stuttgart, Cylindrical magnetron de Prague, Linear magnetized plasma device de Ljubljana) mais les résultats expérimentaux sont encore rares. Dans ce contexte, une sonde ball-pen a été installée sur la machine Mirabelle. Le but de cette étude est de déterminer le design de sonde le plus adapté aux mesures de potentiel plasma dans un plasma de faible température et faiblement magnétisé.

4.2 Sonde ball-pen sur Mirabelle

4.2.1 Dispositif expérimental

Le système de sondes utilisé pour cette étude spécifique est constitué d'une sonde ball-pen et d'une sonde émissive. Chaque sonde est située à la même position radiale et la distance azimutale qui les sépare est de 2 mm. Cette distance est suffisamment courte pour considérer que les mesures réalisées avec les deux sondes sont effectuées à la même position dans le plasma. Les deux sondes sont fixées sur un même châssis, situé au centre de la section linéaire de Mirabelle, pouvant être déplacé radialement pour la mesure des profils radiaux des différents paramètres plasma. Une photo et un schéma du dispositif sont présentés Fig. 4.1. La sonde émissive consiste en une boucle de tungstène (filament) chauffée par courant externe et reliée à une alimentation flottante (voir chapitre 3). La sonde ball-pen quant à elle, est constituée d'un collecteur cylindrique en tungstène (0,2 mm de diamètre) rétractable à l'intérieur d'un tube isolé en céramique. Trois différents diamètres d de tube céramique ont été utilisés ($d = 1, 0, 6$ et $0, 3$ mm). Le déplacement du collecteur dans le tube est effectué à l'aide d'une traversée linéaire permettant le contrôle précis de sa position h à l'intérieur ou à l'extérieur du tube. La référence $h = 0$ correspond à l'entrée du tube. A cette position, le bout du fil de tungstène conducteur est aligné avec l'entrée du tube. Lorsque $h < 0$, le collecteur est situé à l'intérieur du tube. Inversement, lorsque $h > 0$, le collecteur se situe à l'extérieur et la sonde ball-pen peut être utilisée comme une sonde de Langmuir classique. L'axe de chacune des deux sondes est orienté perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. L'objectif est de voir si il est possible, et à quelles conditions, d'atteindre le rapport des courants de saturation $R = 1$ avec la sonde ball-pen afin de mesurer ϕ_p directement.

Le choix de l'électronique est déterminant pour une bonne interprétation des mesures de sondes. Le potentiel flottant V_{em} de la sonde émissive est mesuré en utilisant le dispositif

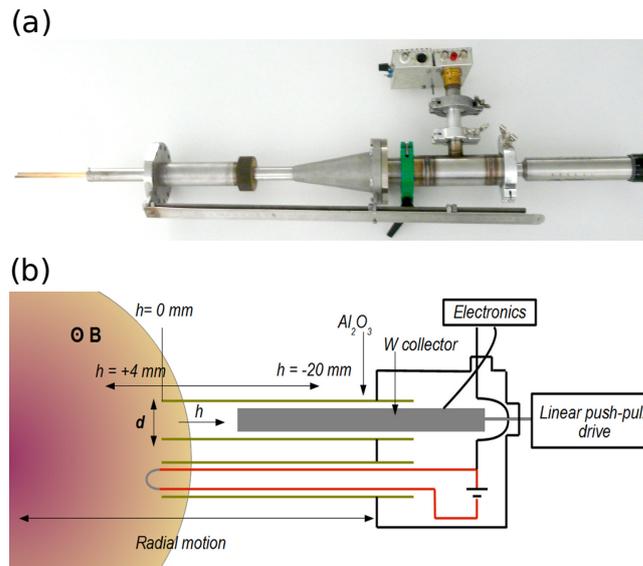


Figure 4.1: (a) Photo du dispositif de sondes. (b) Schéma de l'ensemble sonde ball-pen (dessus) / sonde émissive (dessous).

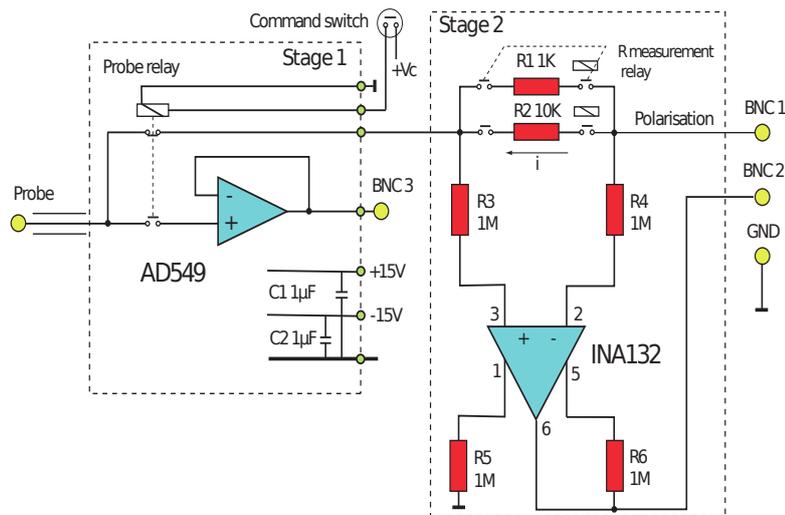


Figure 4.2: Circuit électronique pour la mesure du potentiel flottant de la sonde ball-pen V_{bp} (stage1) et pour l'acquisition des courbes courant-tension (stage2).

électronique détaillé figure 3.3 dans le chapitre 3. La mesure du potentiel flottant de la sonde ball-pen est plus délicate et nécessite une électronique particulièrement adaptée. En effet, lorsque le collecteur est positionné à l'intérieur du tube ($h < 0$), l'impédance, entre la sonde et le plasma, augmente considérablement jusqu'à atteindre des valeurs de plusieurs centaines de Mégaohms. Un voltmètre électronique classique d'impédance 1 ou 10 $M\Omega$ n'est donc pas adapté à cette mesure. Pour éviter les courants de fuite à travers le circuit de mesure, un amplificateur électromètre AD549 à haute impédance ($10^{15} \Omega$)

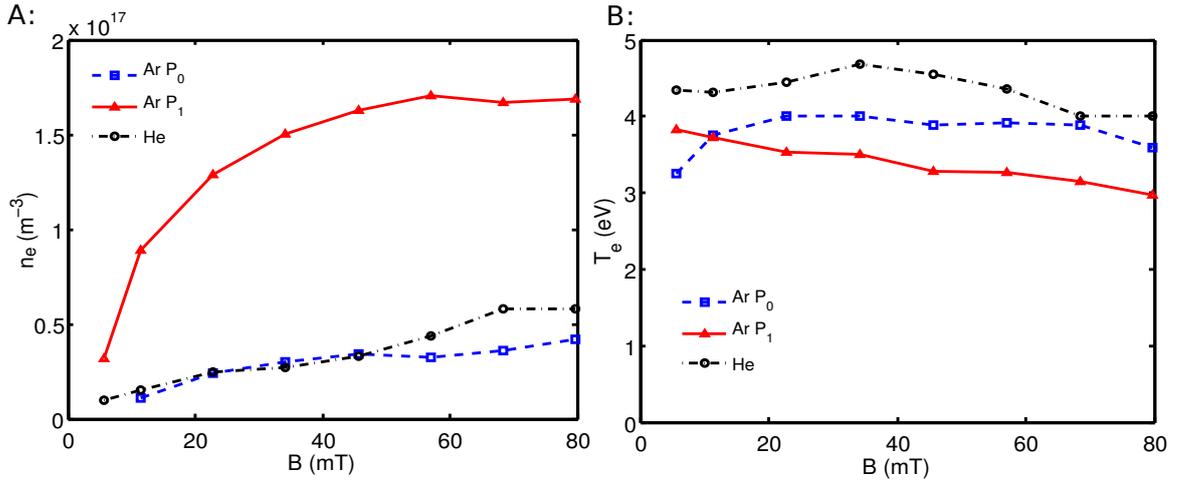


Figure 4.3: A : Densité électronique et B : température électronique correspondant aux différents paramètres expérimentaux.

est utilisé en montage suiveur pour les mesures de potentiels électrostatiques (1er étage sur Fig. 4.2). Lorsque $h > 0$, la sonde ball-pen est utilisée comme une sonde de Langmuir classique pour des mesures de caractéristiques courant-tension. Le courant est obtenu en mesurant la différence de potentiel aux bornes d'une résistance de mesure variable grâce à un amplificateur différentiel (2nd étage sur Fig. 4.2). Un relais électromécanique permet de passer de la mesure de potentiel à la mesure de courant et inversement.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Dans la machine Mirabelle, les premières expériences ont consisté à mesurer le potentiel flottant V_{bp} de la sonde ball-pen en fonction de la profondeur de rétraction h du collecteur. Les mesures ont été réalisées à une position radiale fixe, au centre de la colonne, afin d'éviter de travailler dans les régions de gradients de densité ou de potentiel où le plasma est beaucoup plus instable. Deux campagnes expérimentales ont été réalisées dans l'argon à deux pressions de neutres différentes $P_0 = 2 \times 10^{-4}$ mbar et $P_1 = 4 \times 10^{-4}$ mbar, mais avec des paramètres de décharges identiques : $V_{ac} = 8$ V et $V_g = 8,5$ V. Une troisième campagne a été réalisée dans l'hélium. La pression de neutre, ainsi que les paramètres de décharge ont été ajustés afin de travailler dans les mêmes conditions de densité électronique que celles obtenues dans l'argon à la pression P_0 . Pour ces trois expériences, l'intensité du champ magnétique axial fut variée de 5 à 80 mT. La densité ainsi que la température électronique correspondant à ces différentes conditions expérimentales sont présentées Fig. 4.3. Les principaux paramètres plasmas, évalués à partir des valeurs minimales et maximales de densité, de température et de champ magnétique obtenus durant ces manipulations, sont répertoriés dans le tableau Tab. 4.1.

En ce qui concerne les paramètres de la sonde, trois différents diamètres intérieurs de tube en céramique, $d_1 = 1$ mm, $d_2 = 0,6$ mm, $d_3 = 0,3$ mm, ont été utilisés. Les diamètres extérieurs correspondant à ces tubes sont $D_1 = 2$ mm, $D_2 = 1$ mm et $D_3 = 0,6$ mm

Table 4.1: Paramètres plasma typique dans la machine Mirabelle. (avec $\rho_{ce/ci}$ le rayon de Larmor électronique et ionique, $f_{ce/ci}$ la fréquence cyclotronique électronique et ionique, λ_D la longueur de Debye, $\nu_{e/i}$ la fréquence de collisions électronique et ionique, $\lambda_{e/i}$ le libre parcours moyen électronique et ionique, $\beta_{e/i}$ le paramètre de Hall électronique et ionique, $\sigma_{e,0}$ la section efficace électron/neutre [26] et $\sigma_{i,0}$ la section efficace ion/neutre [62, 61] avec $T_i = 0,025$ eV.)

Parameters	Helium	Argon
ρ_{ce}	0,05 – 1 mm	0,05 – 1 mm
ρ_{ci}	0,4 – 6 mm	1 – 20 mm
f_{ce}	1 – 10 GHz	1 – 10 GHz
f_{ci}	0,1 – 2 MHz	0,01 – 0.2 MHz
λ_D	50 – 700 μm	40 – 300 μm
$\nu_e = \nu_{ee} + \nu_{e0}$	0,3 – 2 MHz	0.5 – 2 MHz
$\nu_i = \nu_{ii} + \nu_{i0}$	0,3 – 30 MHz	0.3 – 20 MHz
λ_e	1 – 3 m	5 – 20 m
$\lambda_i \sim \lambda_{ii}$	100 – 600 μm	50 – 500 μm
$\beta_e = \frac{\Omega_{ce}}{\nu_e}$	$\gg 1$	$\gg 1$
$\beta_i = \frac{\Omega_{ci}}{\nu_i}$	< 1	$\ll 1$
$\sigma_{e,0}$	$7 \times 10^{-20} \text{ m}^2$	$1 \times 10^{-20} \text{ m}^2$
$\sigma_{i,0}$	$6,9 \times 10^{-19} \text{ m}^2$	$1,3 \times 10^{-18} \text{ m}^2$

respectivement. Des caractéristiques courant-tension ont été enregistrées en utilisant la sonde ball-pen comme une sonde de Langmuir classique (avec $h = 4$ mm) afin d'obtenir des mesures locales de la densité électronique n_e , de la température électronique T_e et du potentiel plasma ϕ_p .

Variation du potentiel flottant de la sonde ball-pen en fonction de la profondeur h du collecteur

Dans un premier temps, l'influence de la profondeur h du collecteur sur la variation du potentiel flottant V_{bp} de la sonde ball-pen a été étudiée. Une courbe représentant l'évolution de V_{bp} en fonction de h , dite courbe h -scan, a été enregistrée dans chacune des différentes conditions plasmas avec chacun des différents tubes céramiques, offrant une étude paramétrique complète du fonctionnement de la sonde ball-pen. Deux exemples représentatifs de courbes h -scan sont illustrés Fig. 4.4. Les courbes de la Fig. 4.4(A) et Fig. 4.4(B) ont été obtenues dans des conditions de plasma identiques correspondant à la décharge dans l'argon à $P_0 = 2 \times 10^{-4}$ mbar avec $V_{ac} = 8$ V et $V_g = 8,5$ V. Les courbes de la Fig. 4.4(A) ont été obtenues avec le tube de diamètre intérieur $d_1 = 1$ mm, celles de la Fig. 4.4(B), en utilisant le tube de diamètre intérieur $d_3 = 0,3$ mm. Le potentiel plasma ϕ_p , obtenu à partir du maximum de la dérivée première de la caractéristique courant-tension enregistrée avec le collecteur située à $h = 4$ mm, est indiqué sur chacune des deux figures afin de le comparer avec le potentiel flottant de la sonde ball-pen. Il est intéressant

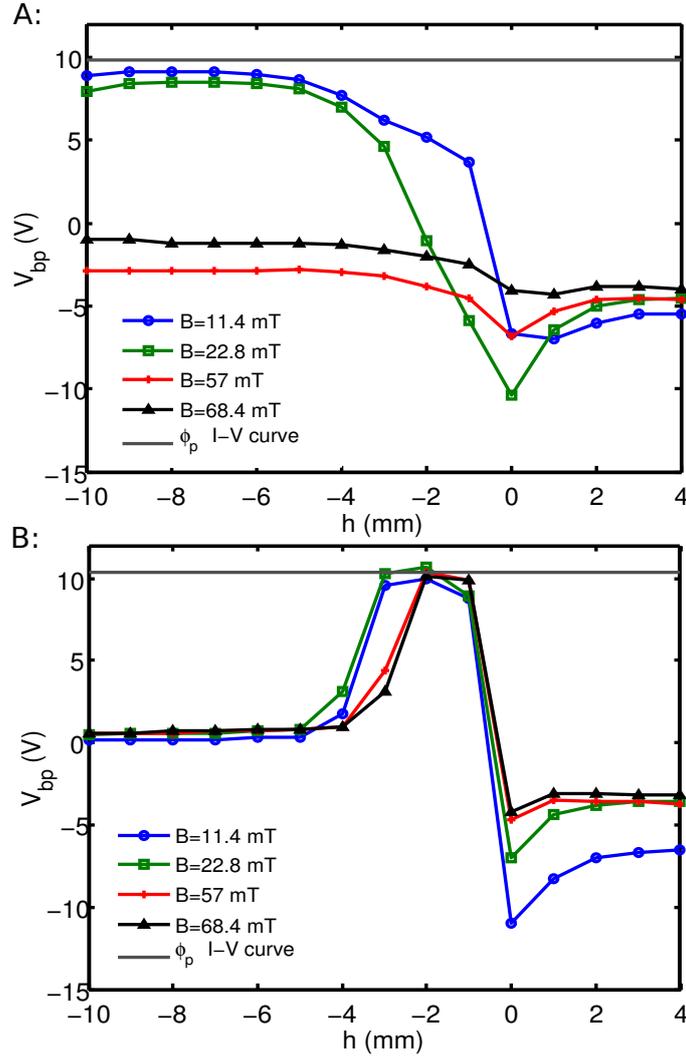


Figure 4.4: Exemples représentatifs de la variation du potentiel flottant de la sonde ball-pen V_{bp} en fonction de la profondeur du collecteur h . Plasma d'argon à $P_0 = 2 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 8$ V, $V_g = 8,5$ V. A : diamètre du tube $d_1 = 1$ mm. B : diamètre du tube $d_3 = 0,3$ mm.

de noter que pour les paramètres de décharge choisis, le potentiel plasma au centre de la colonne ne dépend pas de manière significative de l'intensité du champ magnétique. Lorsque le collecteur est complètement exposé au plasma ($h = 4$ mm), la sonde ball-pen se comporte comme une sonde de Langmuir classique et mesure le potentiel flottant ϕ_f . Lorsque l'on commence à rétracter le collecteur, V_{bp} devient inférieur à ϕ_f . Cet effet, visible sur chacune des deux figures, est probablement dû à l'exploration de la gaine formée au voisinage de la sonde. En effet, la chute de potentiel est plus importante pour les plus petites valeurs de champ magnétique où la densité est plus basse et la longueur de Debye plus élevée. Dès que le collecteur est situé à l'intérieur du tube, le potentiel V_{bp} de la sonde augmente soudainement jusqu'à atteindre un plateau de saturation. Selon les conditions

de plasma et les dimensions de la sonde utilisée, V_{bp} atteint ϕ_p ou sature bien en dessous. Pour des conditions de décharge identiques, le potentiel flottant de la sonde avec le plus petit diamètre intérieur atteint le potentiel plasma indépendamment de l'intensité du champ magnétique alors que ce n'est pas toujours le cas pour la sonde de diamètre supérieur. Dans les deux cas, V_{bp} finit par décroître vers zéro. La position du collecteur à partir de laquelle V_{bp} commence à chuter dépend du diamètre de la sonde. En effet, on peut observer que pour la plus petite sonde, V_{bp} commence à diminuer à partir de $h = -4$ mm, tandis que pour la sonde de plus gros diamètre, le potentiel diminue seulement après $h = -10$ mm. Par conséquent, la longueur de saturation pour laquelle V_{bp} est constant, est plus courte lorsqu'on utilise la sonde avec le plus petit diamètre intérieur. Dans ce cas, un positionnement précis du collecteur à l'intérieur du tube est crucial pour une mesure fiable de ϕ_p .

On peut observer grâce à ces courbes que, pour des conditions particulières, le potentiel flottant de la sonde ball-pen tend vers le potentiel plasma ou du moins s'en approche lorsque le collecteur est rétracté à l'intérieur du tube isolant. Pour mieux comprendre ce phénomène, des caractéristiques courant-tension ont été enregistrées à différentes profondeurs h . Deux courbes sont présentées Fig. 4.5(A). Elles ont été enregistrées au centre de la colonne de plasma avec le tube de diamètre $d_1 = 1$ mm durant le scan en h présenté Fig. 4.4(A). (courbe bleu : plasma d'argon à $P_0 = 2 \times 10^{-4}$ mbar et $B = 11,4$ mT). La courbe en tireté rouge a été mesurée avec le collecteur complètement exposé au plasma ($h = 4$ mm). Il s'agit donc d'une caractéristique classique de sonde de Langmuir, typique de celles obtenues dans le plasma de Mirabelle. La courbe bleue a quant à elle été mesurée avec la sonde ball-pen, le collecteur rétracté à la profondeur $h = -2$ mm dans le tube. Les deux courbes sont normalisées au courant de saturation ionique afin de pouvoir comparer facilement le ratio R des courants de saturation entre les deux courbes. Il est intéressant de noter que la caractéristique rouge satisfait de nouveau parfaitement l'équation 2.15. La méthode de détermination classique du potentiel plasma à partir du point d'inflexion de la caractéristique de sonde est donc bien adaptée (Fig. 4.5(B)).

Lorsque le collecteur est positionné à l'intérieur du tube, le courant de saturation électronique est nettement réduit et le potentiel flottant se rapproche du potentiel plasma mesuré à partir de la caractéristique à $h = 4$ mm. Selon la courbe de la figure 4.4(A), le potentiel de la sonde ball-pen devient égal au potentiel plasma à la position $h = -6$ mm. On peut imaginer que les courants de saturation doivent être parfaitement égaux à cette position mais il nous a été impossible de mesurer des caractéristiques I-V à cette profondeur, les courants étant trop faibles, le rapport signal-bruit obtenu était inférieur à un. Ces courbes I-V permettent néanmoins d'observer clairement la symétrisation des courants de saturation et le déplacement de V_{bp} vers ϕ_p lorsque on utilise la sonde en régime ball-pen.

Comparaison entre le potentiel flottant de la sonde ball-pen et le potentiel plasma pour trois tailles de sonde

On a pu constater grâce aux différentes courbes h -scan que le potentiel flottant V_{bp} de la sonde ball-pen peut atteindre le potentiel plasma ϕ_p . Cependant il semble que le bon fonctionnement de la sonde dépende à la fois des conditions du plasma et de la géométrie de

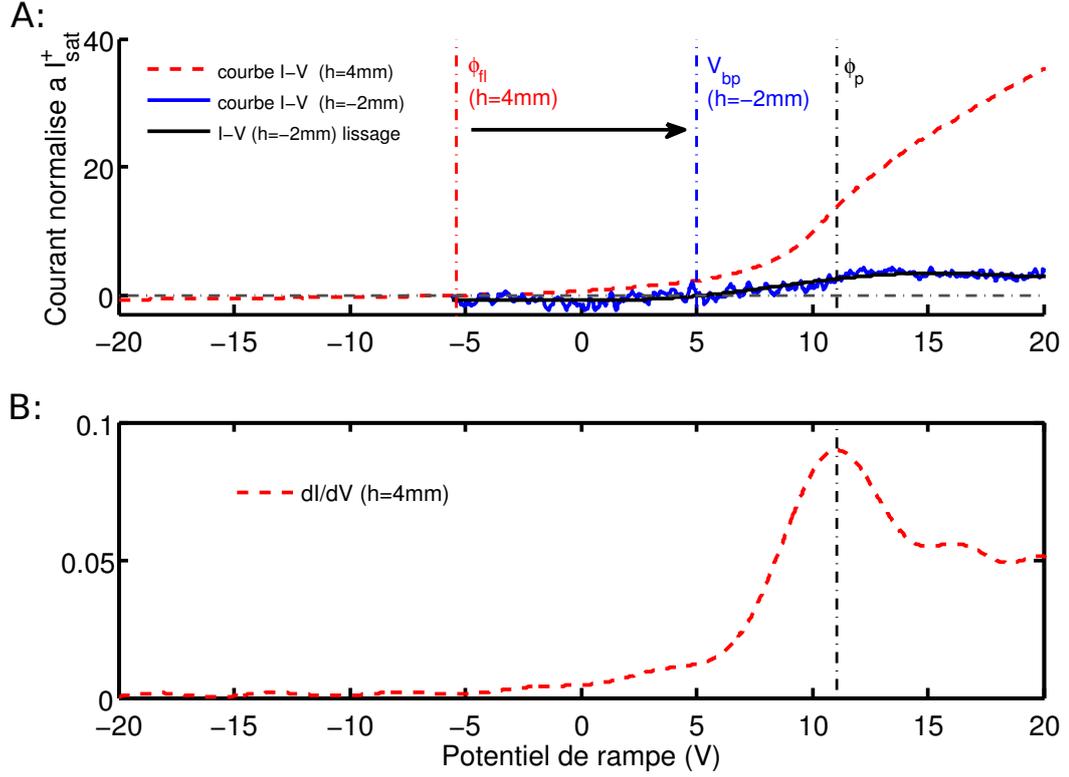


Figure 4.5: A : Caractéristiques courant-tension normalisées mesurées avec le tube de diamètre $d_1 = 1$ mm à $h = 4$ mm et $h = -2$ mm. Les paramètres de décharge sont : $P_{0,argon} = 2 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 8$ V, $V_g = 8,5$ V et $B = 11,4$ mT. Le déplacement du potentiel flottant vers le potentiel plasma est observé. B : Dérivée de la caractéristique ($h = 4$ mm) pour la détermination de ϕ_p .

la sonde utilisée. Afin d'identifier plus clairement ces conditions, le maximum du potentiel flottant de la sonde ball-pen atteint lors d'un h -scan, noté ϕ_{bp} , a été comparé de façon systématique au potentiel plasma à travers le paramètre normalisé $\Delta\phi = (\phi_p - \phi_{bp})/T_e$. La normalisation permet ici de s'abstraire de la dépendance de l'écart entre les potentiels ϕ_p et ϕ_{bp} avec la température électronique. La valeur de ϕ_p est obtenue à partir des caractéristiques I-V mesurées avec la sonde au contact du plasma à la position $h = 4$ mm. Cette comparaison a été effectuée dans toutes les conditions expérimentales présentées précédemment. L'évolution de $\Delta\phi$ en fonction du champ magnétique, du gaz, de la pression de neutre et de la taille du tube céramique est présentée Fig. 4.6.

Les résultats correspondant à la décharge dans l'argon à $P_1 = 4 \times 10^{-4}$ mbar avec $V_{ac} = 8$ V, $V_g = 8,5$ V, et trois diamètres intérieurs de tube céramique différents sont présentés Fig. 4.6(A). En observant la première courbe (ligne rouge, symboles carrés) correspondant au tube le plus large de diamètre d_1 , trois régions de fonctionnement différentes peuvent être distinguées. Dans la première région, correspondant à des valeurs de champ magnétique faibles (5 à 15 mT), $\Delta\phi$ est bien inférieur à un. Cela signifie que la sonde ball-pen donne une mesure directe et correcte du potentiel plasma ϕ_p . Dans la seconde

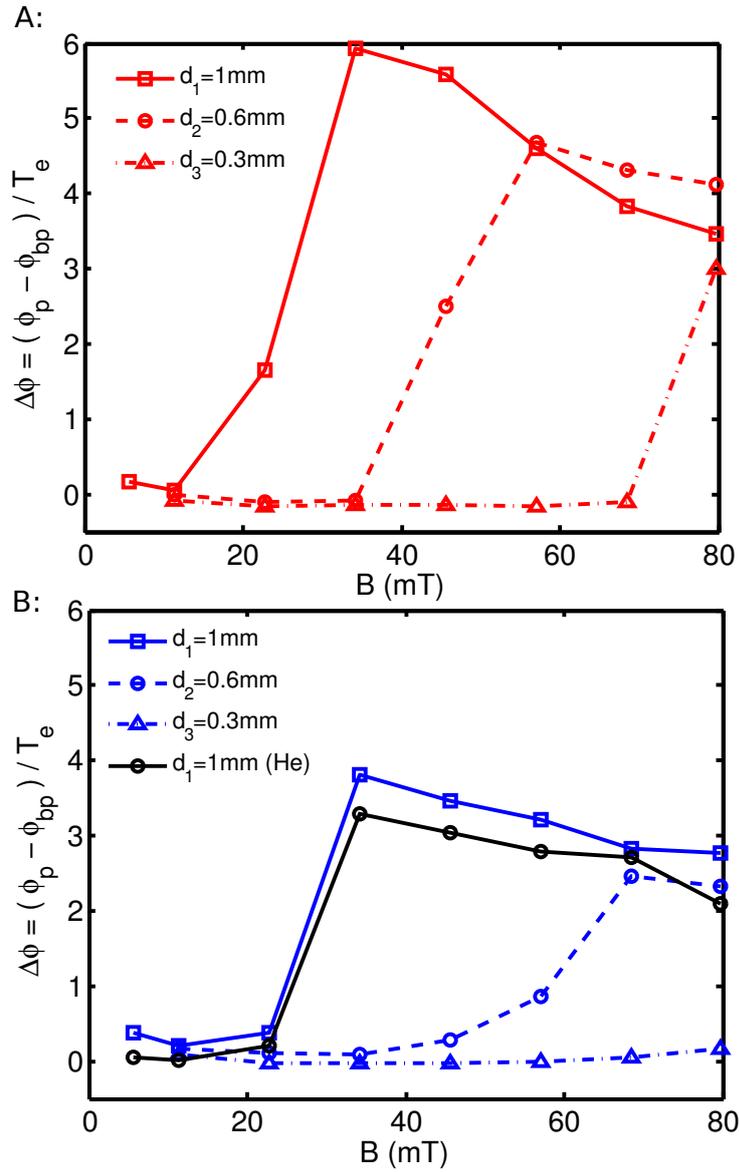


Figure 4.6: Dépendance de la différence normalisée $\Delta\phi = (\phi_p - \phi_{bp})/T_e$ vis à vis du champ magnétique B . A : Plasma d'argon à $P_1 = 4 \times 10^{-4}$ mbar. B : Plasma d'argon à $P_0 = 2 \times 10^{-4}$ mbar et plasma d'hélium dans les mêmes conditions de densité que celles obtenues dans le cas de l'argon.

partie, entre 15 et 35 mT, $\Delta\phi$ augmente très rapidement et la sonde ball-pen n'est plus capable de fournir une mesure acceptable de ϕ_p . La troisième région, de 35 à 80 mT, est caractérisée par une diminution significative de $\Delta\phi$ avec le champ magnétique indiquant que l'écart entre le potentiel de la sonde et le potentiel plasma se réduit progressivement. Dans ces conditions plasma spécifiques, la réduction du diamètre du tube isolant améliore considérablement l'efficacité de la sonde ball-pen. En effet, on peut clairement observer que lorsque l'on utilise le tube de diamètre $d_2 < d_1$, l'intervalle des valeurs d'intensité

de champ magnétique pour lesquelles $\Delta\phi$ est nettement inférieur à un, a été élargi. Avec cette géométrie, et dans des conditions de décharge identiques, l'augmentation soudaine de $\Delta\phi$ ne commence désormais qu'à 40 mT. $\Delta\phi$ atteint ensuite des valeurs similaires à celles observées avec le plus gros tube et décroît de façon similaire pour les valeurs de champ magnétique plus élevées. L'amélioration est encore plus importante en utilisant la plus petite sonde de diamètre intérieur d_3 , l'intervalle de fonctionnement étant élargi maintenant jusqu'à 70 mT.

Les mêmes expériences ont été réalisées dans l'argon avec une pression de neutre de $P_0 = 2 \times 10^{-4}$ mbar et avec les paramètres de décharge identiques. Les résultats sont regroupés Fig. 4.6(B). La température électronique est légèrement plus élevée dans ces conditions de plus basse pression que dans les expériences précédentes (Fig. 4.3(B)), mais le rayon de Larmor électronique reste équivalent, sa dépendance en la température étant à la puissance 1/2. La différence principale se situe au niveau de la densité électronique, cette dernière étant plus faible dans ce régime que dans le régime précédent (Fig. 4.3(A)). Le comportement de $\Delta\phi$ est similaire aux observations précédentes. Les trois sondes mesurent correctement le potentiel plasma aux faibles champs magnétiques. L'écart $\Delta\phi$ augmente toujours pour des valeurs plus élevées jusqu'à atteindre un maximum. Comme précédemment, ce maximum est déplacé vers des valeurs de champ magnétique plus importantes lorsque l'on diminue le diamètre du tube des sondes ball-pen. On peut cependant noter que l'intervalle de champ magnétique pour lequel $\Delta\phi$ est très inférieur à un est plus large. De plus, les valeurs maximales atteintes par $\Delta\phi$ lorsque l'on augmente l'intensité du champ magnétique sont plus faibles que dans les manipulations précédentes. Cet effet est probablement dû à la plus faible densité dans la seconde expérience. La sonde avec le plus petit diamètre de tube intérieur semble, dans ces conditions de plasma peu dense, être davantage susceptible de donner une mesure directe de ϕ_p .

Des expériences identiques ont été réalisées dans l'hélium, pour observer l'effet des ions sur le fonctionnement de la sonde. Les résultats correspondant aux manipulations dans l'hélium avec $V_{ac} = 20$ V et $V_g = 10$ V, sont aussi présentés Fig. 4.6(B). Une attention particulière a été prise afin de travailler dans des conditions de densité identiques aux manipulations faites dans l'argon à P_0 (Fig. 4.3(A)). La température électronique est légèrement supérieure mais encore une fois, l'influence sur le rayon de Larmor est négligeable. Seuls les résultats obtenus avec le tube de diamètre d_1 sont présentés ici mais les résultats obtenus avec les trois sondes sont très similaires à ceux obtenus dans l'argon. Cela signifie que, dans des conditions de densité équivalentes, l'évolution de $\Delta\phi$ est indépendante du gaz utilisé et donc que le fonctionnement de la sonde est indépendant des ions.

Ces résultats peuvent, dans un premier temps, paraître en contradiction avec ceux obtenus dans les tokamaks. On a pu constater précédemment que, dans le plasma de Mirabelle, la sonde ball-pen ne permet plus une mesure fiable du potentiel plasma lorsque l'intensité du champ magnétique et/ou la taille de la sonde augmentent. Or, malgré des champs magnétiques beaucoup plus intenses (de l'ordre du tesla) et des tailles de sonde plus importantes (de l'ordre du centimètre pour le diamètre intérieur du tube isolant),

les sondes ball-pen utilisées dans les plasmas de tokamaks ont abouti à des résultats très satisfaisants [5, 4, 2]. La justification du bon fonctionnement de la sonde ball-pen dans les plasmas fortement magnétisés est généralement basée sur la différence entre les rayons de giration des électrons et des ions. Lorsque le collecteur est situé à $h = -\rho_{ci}$ à l'intérieur du tube, seuls les ions peuvent atteindre la sonde et le courant de saturation électronique est ajusté pour obtenir l'égalité des courants $R = I_{sat}^-/I_{sat}^+ = 1$. Cette description n'est plus valide dans le cas du plasma faiblement magnétisé de Mirabelle. En effet, pour l'ensemble des conditions expérimentales, les électrons sont toujours magnétisés car le paramètre de Hall β_e défini comme le rapport entre la fréquence cyclotronique et la fréquence de collision électronique est nettement supérieur à un ($\beta_e = \omega_{ce}/\nu_e \gg 1$). Or, ce n'est pas le cas pour les ions dont la dynamique est principalement gouvernée par les collisions puisque $\beta_i = \omega_{ci}/\nu_i < 1$ (voir Tab. 4.1). Par conséquent les ions peuvent être considérés comme non magnétisés. Cette différence avec les plasmas de tokamaks, où chaque espèce est fortement magnétisée, permet de comprendre le fonctionnement différent de la sonde. Dans notre machine, le fonctionnement de la sonde ball-pen est complètement indépendant du mouvement cyclotronique ionique. Ceci est confirmé par les résultats similaires obtenus dans les plasmas d'argon et d'hélium (Fig. 4.6(B)). Le transport des ions à l'intérieur du tube n'est pas restreint par le champ magnétique mais est gouverné uniquement par les collisions, tandis que les électrons, dont la dynamique est fortement contrainte par le champ magnétique, ne peuvent pénétrer à l'intérieur du tube que par transport perpendiculaire aux lignes de champ. Par conséquent, la fiabilité de la sonde ball-pen, dans ces conditions de plasma spécifiques, dépend uniquement de la capacité de celle-ci à écranter le flux perpendiculaire d'électrons.

Nous avons montré expérimentalement que les conditions sur les paramètres de plasma telles que le paramètre $\Delta\phi$ soit très inférieur à un (équivalent à un rapport des courants $R = 1$), sont clairement dépendantes de la dimension de la sonde et de l'intensité du champ magnétique. Le mécanisme à l'origine du transport d'électrons à l'intérieur du tube est détaillé dans la référence [41]. Puisque les ions peuvent pénétrer plus facilement dans le tube que les électrons magnétisés, une charge d'espace positive se développe à l'entrée du tube. Comme la longueur de Debye, caractérisant la longueur de la gaine, reste globalement inférieure, pour toutes les conditions expérimentales, aux rayons des trois tubes utilisés (Fig. 4.7(A)), un champ électrique radial⁹ se développe à l'entrée du tube. Les électrons sont donc principalement entraînés à l'intérieur du tube par transport $E_R \times B$. Le flux d'électrons entrant est donc proportionnel à la densité du plasma. Les ions sont quant à eux entraînés à l'intérieur du tube par diffusion, générée par un gradient de densité et de potentiel. La densité de courant ionique est ainsi définie par :

$$j_i = -eD_i \frac{\partial n_i}{\partial Z} + en_i \mu_i E_Z \quad (4.1)$$

9. On se place ici dans le système de coordonnées associé au tube cylindrique de la sonde ball-pen. Les quantités orientées selon la direction radiale, du centre du tube vers le bord, sont notées avec un indice R afin de ne pas confondre avec la direction radiale correspondant au système de coordonnées associé à la machine Mirabelle. De la même façon, on utilise l'indice Z lorsqu'il s'agit de quantités orientées selon l'axe de la sonde.

Le gradient de n_i est grossièrement proportionnel à la densité du plasma or, le coefficient de diffusion D_i est inversement proportionnel à n_i puisque les ions ne sont pas magnétisés et que la fréquence de collision dominante est la fréquence de collision ion-ion. Par conséquent, le changement de densité du plasma n'a pas d'effet sur le premier terme de la relation 4.1. Par ailleurs, la mobilité ionique μ_i étant également inversement proportionnelle à n_i , le seul paramètre qui permet d'ajuster le flux ionique au flux électronique afin de conserver un courant net nul (la sonde ball-pen est au potentiel flottant) est le champ électrique E_Z le long de l'axe de la sonde. Ainsi, si la densité du plasma augmente, alors le flux électronique pénétrant à l'intérieur du tube augmente et donc le champ électrique le long de l'axe de la sonde doit également augmenter pour équilibrer les flux, entraînant une augmentation de la différence de potentiel entre la sonde et le plasma. On comprend ainsi que les valeurs $\Delta\phi$ soient plus élevées pour les conditions de plasma plus denses (Fig. 4.6(A)).

La dérive $E_R \times B$ importante des électrons à l'intérieur du tube explique la difficulté à égaliser les courants de saturation ionique et électronique et par conséquent, la difficulté à mesurer directement le potentiel plasma ϕ_p à travers la mesure du potentiel flottant ϕ_{bp} de la sonde ball-pen. Cependant, ce flux électronique peut être fortement réduit si le rayon de Larmor électronique ρ_{ce} est plus grand ou du même ordre que le rayon du tube isolant. Dans ce cas, les électrons, dérivant dans le tube à la vitesse $E \times B$, vont heurter le tube avant d'atteindre le collecteur. Cet effet de filtrage géométrique explique clairement l'influence du diamètre d du tube sur le paramètre $\Delta\phi$. Sur la Fig. 4.7(B), l'évolution de ρ_{ce} est représentée en fonction de l'intensité du champ magnétique pour les conditions plasma de la Fig. 4.6(A).

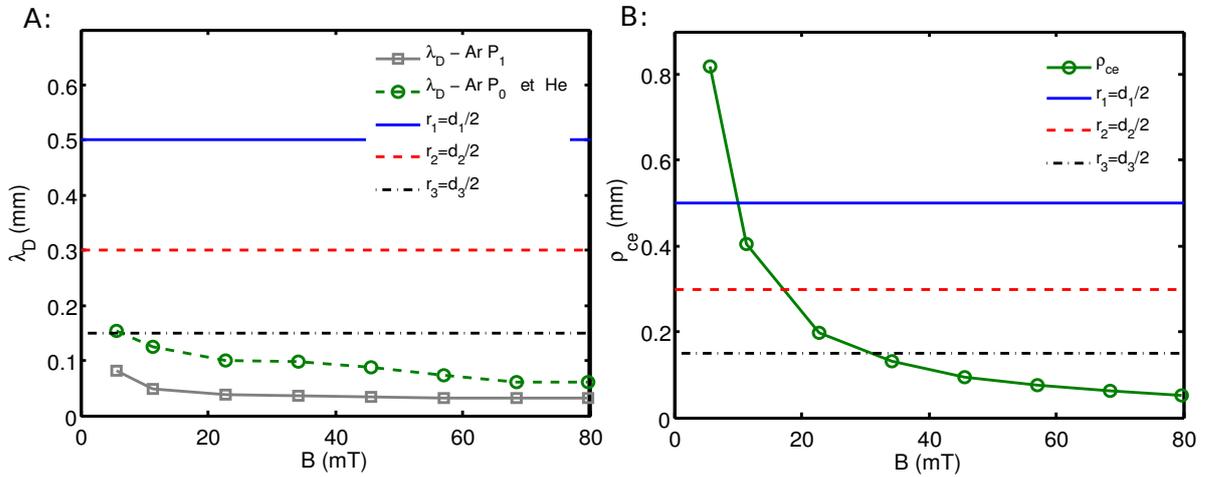


Figure 4.7: Comparaison entre les longueurs caractéristiques du plasma et les rayons des tubes en alumine. A : Longueur de Debye correspondant aux différentes expériences. B : Rayon de Larmor électronique correspondant aux mesures réalisées dans le plasma d'argon à $P_1 = 4 \times 10^{-4}$ mbar.

Les conditions plasmas pour lesquelles $\Delta\phi$ est petit par rapport à un sur la Fig. 4.6(A) correspondent aux conditions où ρ_{ce} est plus grand ou quasiment égal au rayon de la sonde utilisée $r_{sonde} = d/2$. Réduire le diamètre de la sonde permet de conserver le rapport $\rho_{ce}/r_{sonde} \geq 1$ pour toutes les conditions expérimentales et permet ainsi d'écranter le flux électronique perpendiculaire aux lignes de champ magnétique. De plus, le rapport entre le rayon du tube et la longueur de Debye diminue également lorsque l'on réduit le diamètre du tube. Si λ_D/r_{sonde} est suffisamment grand, le potentiel à l'entrée du tube est quasiment constant et cela annule la dérive électronique $E_R \times B$.

Ces deux effets expliquent le comportement de $\Delta\phi$ observé Fig. 4.6 et donnent deux critères pour correctement choisir la dimension de la sonde pour une utilisation dans un plasma faiblement magnétisé de basse densité. Le rayon du tube isolant doit être, si possible, inférieur à la longueur de Debye afin que le potentiel soit constant à l'entrée du tube. Dans ce cas, la diffusion ambipolaire prend le dessus, le flux d'électrons et d'ions s'égalise permettant ainsi une mesure directe du potentiel plasma. Si ce critère n'est pas satisfait, le rayon de la sonde doit être inférieur au rayon de Larmor électronique. Cette condition permet de réduire nettement le flux électronique à l'intérieur du tube. Dans ce cas, pour une certaine position du collecteur, il est possible d'équilibrer les deux flux et ainsi de mesurer directement le potentiel plasma.

Importance de l'électronique à haute impédance

La bonne convergence du potentiel flottant de la sonde ball-pen vers le potentiel plasma ne dépend pas uniquement de la dimension de la sonde par rapport aux grandeurs caractéristiques du plasma (ρ_{ce} , λ_D) mais dépend aussi fortement de l'électronique utilisée. Pour mieux illustrer ce point important, une comparaison entre des profils radiaux de potentiel flottant d'une sonde ball-pen utilisée avec deux électroniques différentes (ϕ_{bp1} et ϕ_{bp2}) est présentée Fig. 4.8(A). Ces profils de potentiel sont également comparés avec un profil radial de potentiel flottant de sonde émissive (V_{em}) et un profil de potentiel plasma (ϕ_p). En accord avec les résultats obtenus ci-dessus, le tube de diamètre $d_3 = 0,3$ mm est utilisé dans les deux cas et seule l'électronique diffère. Dans le premier cas (ϕ_{bp1}) on utilise une électronique à haute impédance ($10^{15} \Omega$) décrite Fig. 4.2(B). Dans le second cas (ϕ_{bp2}) on utilise un circuit à plus basse impédance ($470 \text{ M}\Omega$). Les quatre profils ont été mesurés dans les mêmes conditions de plasma correspondant aux paramètres de décharge suivants : $P_0 = 2 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 8$ V, $V_g = 8,5$ V, $B = 34$ mT. Le profil de densité électronique correspondant est représenté Fig. 4.8(B).

Le potentiel plasma est obtenu à partir de caractéristiques courant-tension avec le collecteur exposé au plasma à $h = 4$ mm. L'incertitude sur la mesure de ϕ_p est estimée en utilisant la méthode détaillée chapitre 2 section 2.3. Seulement quelques barres d'erreur sont représentées Fig. 4.8(A) afin de faciliter la lisibilité. Il est important de noter que l'erreur est maximale dans la région de gradient de densité, région où les fluctuations sont les plus importantes.

Les potentiels ϕ_{bp1} obtenus avec une électronique à haute impédance et ϕ_p sont cohérents sur l'ensemble du profil radial. Seule la dernière valeur de ϕ_{bp1} , correspondant à la

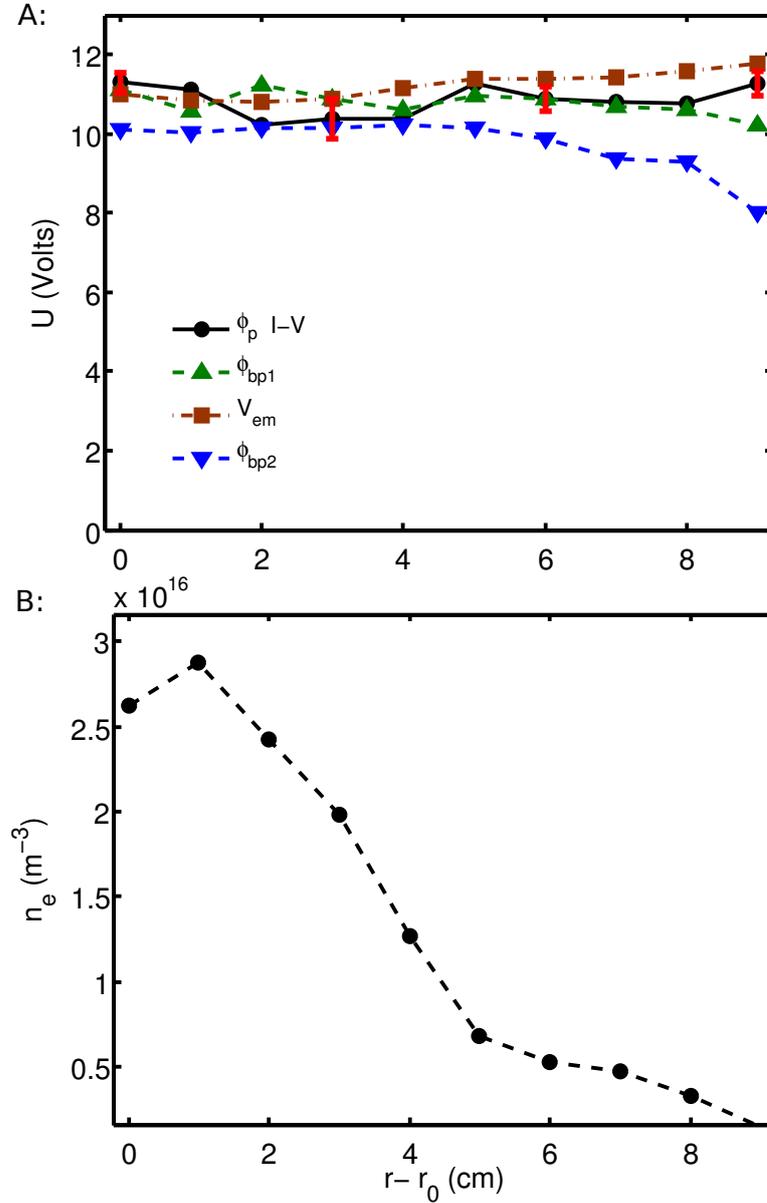


Figure 4.8: A : Profils radiaux des potentiels flottants de deux sondes ball-pen (ϕ_{bp1} et ϕ_{bp2}), de potentiel flottant d'une sonde émissive (V_{em}), et du potentiel plasma (ϕ_p) obtenu à partir de caractéristiques de sondes. Régime plasma argon : $P_0 = 2 \times 10^{-4}$ mbar, $V_{ac} = 8$ V, $V_g = 8,5$ V, $B = 34$ mT. B : Densité électronique correspondante.

densité la plus faible, commence à dévier de ϕ_p . L'électronique à haute impédance permet donc d'obtenir une mesure directe et fiable du potentiel plasma dans la plupart des conditions de plasma caractéristiques de la machine Mirabelle. Les mesures de sonde émissive sont également cohérentes avec les mesures obtenues avec les deux méthodes précédentes. Cependant, on peut observer que dans la région de plus faible densité, V_{em} est légèrement supérieur à ϕ_p et ϕ_{bp1} . Il est vraisemblable que cela soit dû de nouveau au fait que le courant de chauffage de la sonde émissive fut conservé constant durant toute la mesure du profil (voir chapitre 3 section 3.3.2).

En ce qui concerne les mesures avec l'électronique à plus faible impédance, ϕ_{bp2} est légèrement inférieur à V_{em} et ϕ_p au centre de la colonne de plasma. L'écart par rapport à V_{em} et ϕ_p augmente significativement sur le bord. Ce comportement est clairement lié à la chute de densité du plasma sur le bord. Dans cette région de faible densité, la résistance entre la sonde et le plasma augmente considérablement et peut atteindre plusieurs centaines de mégaohms. Par conséquent, l'impédance de 470 M Ω est trop faible pour éviter les courants de fuite à travers le circuit de mesure. Dans ce cas, le potentiel flottant ϕ_{bp2} est sous-estimé et la mesure du potentiel plasma erronée.

Ces observations démontrent l'importance d'une impédance du circuit de mesure correctement adaptée au régime de plasma à étudier.

4.3 Conclusion

Une sonde ball-pen a été installée sur la machine Mirabelle afin de réaliser des mesures directes du potentiel plasma moyen. L'originalité de cette sonde est de réduire le courant de saturation électronique au même niveau que celui du courant de saturation ionique en rétractant le collecteur de la sonde à l'intérieur d'un tube isolé. Lorsque le rapport des courants de saturation est ajusté à un, le potentiel flottant de la sonde est égal au potentiel plasma. Différentes conceptions de sondes ball-pen ont été testées dans des conditions de plasma variées assurant ainsi une étude paramétrique complète.

Dans le plasma de faible température et faiblement magnétisé de la machine Mirabelle, la sonde ball-pen est insensible au mouvement cyclotronique ionique et son efficacité dépend seulement de sa capacité à restreindre la contribution électronique. Les effets indésirables du transport électronique perpendiculaire au champ magnétique à la vitesse de dérive $E_R \times B$ ont été observés. Un écrantage efficace du flux électronique est atteint lorsque le rayon du tube isolé est inférieur au rayon de Larmor électronique. Le diamètre de la sonde est donc un paramètre crucial pour la bonne opération de la sonde ball-pen dans un plasma faiblement magnétisé de faible température. La réduction du diamètre interne du tube isolé permet d'atteindre le potentiel plasma mais réduit l'intervalle h où le potentiel flottant de la sonde ball-pen est égal au potentiel plasma. Dans ce cas, il est nécessaire de positionner très précisément le collecteur à l'intérieur du tube. Pour faciliter l'utilisation de la sonde, un compromis, entre un petit diamètre de tube permettant de réduire significativement le courant électronique et un plus gros diamètre permettant d'obtenir des plateaux de saturation du potentiel flottant plus long, doit être trouvé.

Cependant, une géométrie de sonde adaptée n'est pas suffisante et l'importance d'utiliser une électronique de mesure adéquate a été observée. Le collecteur de la sonde étant positionné à l'intérieur du tube isolé, l'impédance entre la sonde et le plasma peut atteindre des valeurs très importantes. Par conséquent, pour obtenir une mesure fiable du potentiel flottant, il est indispensable d'utiliser un circuit de mesure à très haute impédance afin d'éviter les fuites de courant.

En prenant en compte ces différents paramètres, une combinaison électronique/géométrie adaptée aux conditions de plasma de la machine Mirabelle a été utilisée pour la mesure de profil radial de potentiel plasma. Les résultats obtenus sont cohérents avec ceux obtenus à partir de mesures par sondes de Langmuir classiques ou par sondes émissives, montrant que la sonde ball-pen peut être utilisée pour des mesures directes et fiables du potentiel plasma.

Deuxième partie

Mesures des fluctuations du plasma et du transport associé

Chapitre 5

Imagerie rapide

Sommaire

5.1	Caractéristiques techniques de la caméra rapide et de l'intensificateur	84
5.2	Traitement et exploitation des images	87
5.3	Interprétation des images de caméra rapide	89
5.3.1	Validation du diagnostic dans un plasma d'argon	91
5.3.2	Validation du diagnostic dans un plasma d'hélium	94
5.3.3	Effets d'intégration de la lumière en volume	104
5.4	Conclusion	112

Les caméras rapides pouvant acquérir à des fréquences de l'ordre de la centaine de kHz sont apparues récemment. Elles sont désormais largement utilisées aussi bien dans les machines toroïdales [9, 38, 48] que dans les machines linéaires [8] pour l'étude des instabilités et de la turbulence dans les régions de plasma de bord. Elles sont en particulier d'un grand intérêt pour étudier l'origine et l'évolution des structures convectives, ces dernières offrant une mesure bi-dimensionnelle non perturbative avec une résolution temporelle et spatiale très satisfaisante. Toutefois, cette application à l'étude des fluctuations dans les plasmas reste encore à formaliser pour dépasser le stade de l'observation qualitative et obtenir une analyse quantitative des images. Une caméra rapide a été récemment installée sur la machine Mirabelle. Ce chapitre est entièrement dédié à la validation de l'imagerie rapide en tant que méthode de diagnostic permettant l'étude des instabilités se développant au sein du plasma de Mirabelle.

5.1 Caractéristiques techniques de la caméra rapide et de l'intensificateur

La caméra rapide utilisée sur Mirabelle est une caméra FASTCAM SA1.1 de la société Photron permettant d'enregistrer la lumière visible émise par le plasma. Elle dispose d'un capteur C-MOS de haute sensibilité avec une résolution maximale de 1024×1024 pixels (1 pixel = $20 \mu m$). Cependant, le taux de lecture du capteur C-MOS est limité et fixe le nombre maximum de pixels exploitables par unité de temps. La résolution de l'image est donc étroitement liée à la fréquence d'acquisition. Pour des fréquences d'acquisitions relativement faibles (1 – 5,4 kfps¹⁰), il est possible de travailler à la résolution maximale. Aux fréquences de prises de vue plus importantes, seule la partie centrale du capteur peut être utilisée. Ainsi, à la fréquence d'acquisition maximale (625 kfps), la zone exploitable au centre du capteur n'est plus que de 64×16 pixels. Sur Mirabelle, une fréquence d'acquisition de l'ordre de 90 – 100 kfps offre le meilleur compromis entre résolution temporelle et résolution spatiale. Elle correspond en effet à une fréquence d'échantillonnage suffisante pour pouvoir étudier les fluctuations du plasma¹¹ et permet de conserver une taille de capteur effective de 192×192 pixels ou 208×192 pixels.

L'enregistrement est monochrome et l'intensité lumineuse est échantillonnée sur 12 bits. Les données sont dans un premier temps stockées sur la mémoire interne de la caméra. Celle-ci a une capacité de 8 GB nous permettant d'enregistrer un film d'une durée maximale de l'ordre de 1,5 s à la fréquence de 90 kfps. Les données sont ensuite transférées à un ordinateur par liaison Ethernet. Le tableau de correspondance (Look Up Table LUT), qui assure la conversion de l'intensité lumineuse enregistrée en différents niveaux de gris pour l'affichage, peut être soit modifié au niveau hardware de la caméra en forçant un décalage de bit (bit shift de 1 à 4), soit modifié au niveau du software de la caméra (Photron FASTCAM Viewer PFV) en post-traitement.

Le temps d'obturation peut être varié indépendamment de la caméra. Dans les régimes

10. fps= frame per second, nombres d'images par seconde.

11. Les fréquences typiques des instabilités dans l'argon sont comprises entre 1 et 15 kHz, dans l'hélium entre 5 et 50 kHz.

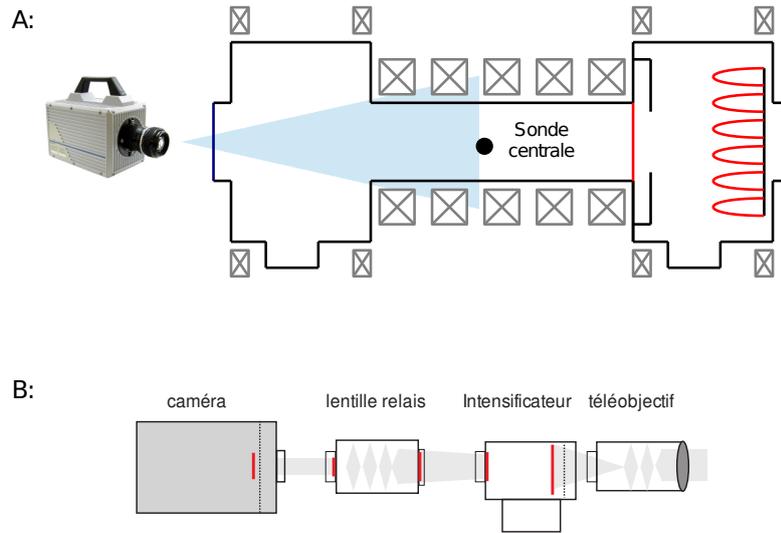


Figure 5.1: (A) Schéma du positionnement de la caméra rapide et de la ligne de visée utilisée sur Mirabelle. (B) Schéma de l'ensemble caméra / intensificateur [58].

de plasma typiques étudiés ici, il correspond à la durée d'acquisition d'une image mais peut être diminué (jusqu'à $1 \mu s$) si l'exposition, dans des cas très particuliers, est trop importante.

La caméra dispose d'une entrée et d'une sortie TTL 5 V (positif ou négatif) permettant de synchroniser l'acquisition des images avec les mesures de sondes électrostatiques par exemple.

L'optique utilisée est un objectif Nikon de focale fixe $f = 50$ mm avec un nombre d'ouverture atypique de $N = f/D = 1,2$, D correspond au diamètre d'entrée par laquelle pénètre la lumière. Il permet de contrôler la quantité de lumière qui entre dans l'objectif. Un nombre d'ouverture de 1,2 permet ainsi de collecter bien plus de lumière qu'un objectif standard de 50 mm dont l'ouverture est généralement comprise entre 1,8 et 2. La caméra est positionnée face à un hublot à l'extrémité de la machine et est généralement focalisée sur la sonde localisée au centre de la section linéaire (figure 5.1). Le manque de luminosité du plasma de Mirabelle limite l'utilisation de l'imagerie rapide aux régimes les plus lumineux. Nous disposons néanmoins d'un intensificateur de lumière permettant d'élargir la gamme de régimes accessibles.

L'intensificateur de lumière utilisé est un intensificateur Hamamatsu C10880-03. Celui-ci est constitué d'un photomultiplicateur à l'intérieur duquel une photocathode multi-alkali convertit les photons captés en électrons. La réponse spectrale de la photocathode (figure 5.2(A)) est très large. Elle inclut les longueurs d'ondes de l'UV jusqu'au proche IR et est maximale à 430 nm. Les électrons émis par la photocathode sont ensuite multipliés et accélérés vers un écran de phosphore P-46 qui réémet des photons de longueurs d'ondes comprises entre 500 nm et 650 nm (figure 5.2(B)). Ces photons sont ensuite concentrés sur le capteur de la caméra rapide. Le temps nécessaire à l'émission des photons par l'écran de phosphore (temps de désexcitation) est suffisamment court ($< 1 \mu s$) (figure 5.2(C)) pour pouvoir acquérir les images à hautes fréquences.

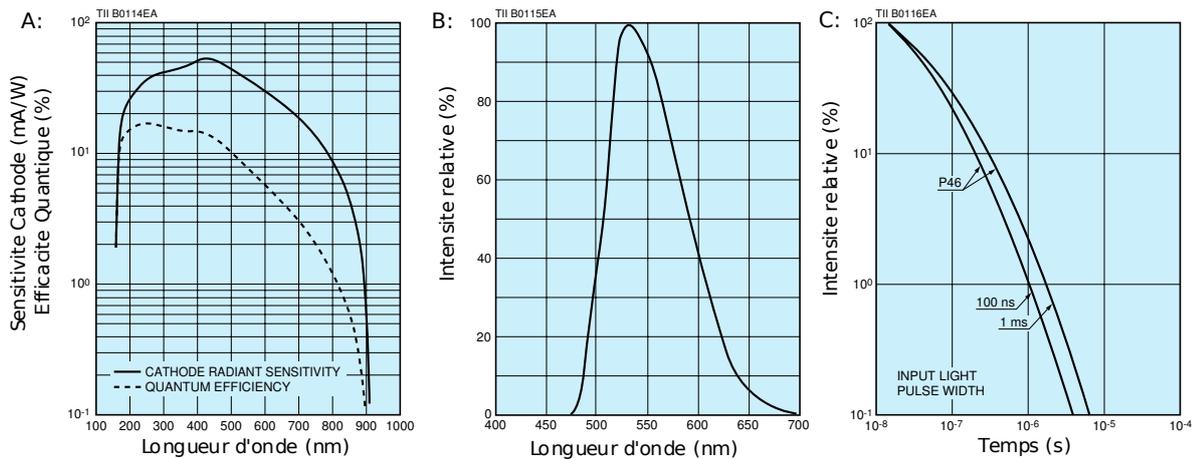


Figure 5.2: (A) Réponse spectrale de la photocathode. (B) Émission spectrale de l'écran de phosphore. (C) Temps typiques de désexcitation de l'écran de phosphore.

Table 5.1: Chaîne de mesure avec intensificateur. L'image est projetée sur une surface du capteur qui correspond à la surface utile lors des mesures aux fréquences d'acquisition typiques de 90 – 100 kfps [58].

Caméra		Lentille relais 3 :1		Intensificateur	
taille 1 px 20 μm	diamètre du capteur éclairé	diamètre de sortie	surface d'entrée	surface de l'écran P-46	diamètre de la photocathode
265 pixels	5,3 mm	5,3 mm	16 \times 16 mm ²	16 \times 16 mm ²	25 mm

Les temps d'obturation typiques de l'intensificateur utilisé pour l'imagerie sur Mirabelle peuvent varier entre 50 ns et 10 μs en fonction de la luminosité du régime de plasma observé et l'utilisation éventuelle de filtres interférentiels. L'obturation de l'intensificateur est synchronisée avec celle de la caméra par un signal TTL 5 V issu de cette dernière. La caméra est connectée à l'intensificateur grâce à une lentille relais A6110 (3 :1). Étant donné que la lentille réduit la surface efficace de l'image projetée sur le capteur de la caméra, il est nécessaire de remplacer l'objectif de 50 mm par un téléobjectif de $f = 200$ mm afin d'éclairer la totalité de la surface de la photocathode de l'intensificateur. Le téléobjectif a un nombre d'ouverture minimale $N = f/D = 4$. Ainsi, la surface utile du capteur, d'environ 192 \times 192 pixels aux fréquences d'acquisitions typiques, est légèrement inférieure à la surface éclairée (tableau 5.1).

Le gain lumineux obtenu avec l'intensificateur est typiquement de 10⁵ (lm/m²)/lx mais son utilisation augmente significativement le niveau de bruit. On limite donc l'utilisation de l'intensificateur aux régimes de faibles luminosités ou lorsque l'on travaille avec des filtres interférentiels.

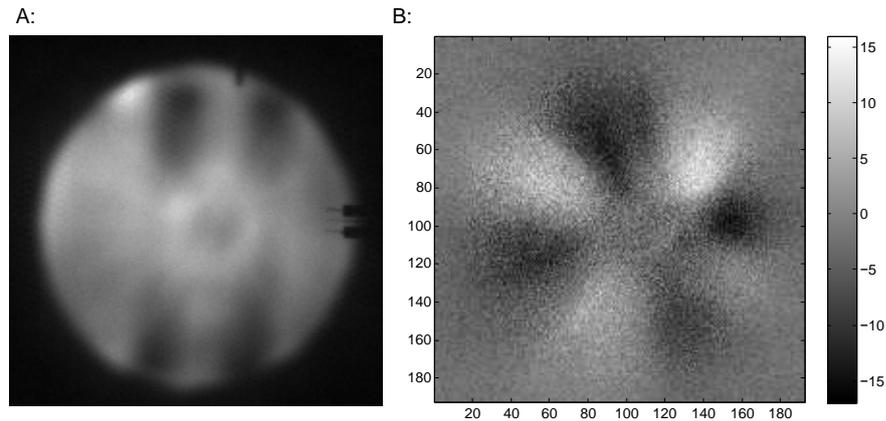


Figure 5.3: (A) Image brute. (B) Image traitée par soustraction de l'image moyenne.

5.2 Traitement et exploitation des images

Avant de discuter de l'interprétation à donner aux images de caméra rapide, il est préférable dans un premier temps d'introduire les traitements d'images généraux appliqués à la majorité des films. La caméra rapide fournit une représentation bi-dimensionnelle des fluctuations de luminosité sur une section complète de la colonne de plasma de Mirabelle. Cependant, ces variations spatio-temporelles sont difficilement visibles sur les films bruts à cause du manque de luminosité du plasma et du faible temps d'exposition (typiquement $10 \mu s$). Il est donc nécessaire de procéder à un traitement des images brutes préalablement à leur exploitation. Le traitement généralement appliqué consiste à soustraire l'image moyenne calculée sur l'ensemble du film, à chaque image de ce même film. Cela permet d'éliminer la lumière constante provenant des filaments de décharge et des réflexions sur les parois internes de la machine afin de conserver uniquement les fluctuations de luminosité qui constituent l'information utile. Il permet également de s'affranchir des objets immobiles présents sur les images brutes tels que les sondes, le limiteur ou encore les différentes ombres liées à la forme de l'enceinte. Le résultat de ce premier traitement est présenté figure 5.3. Après soustraction de l'image moyenne, on distingue très clairement sur cet exemple la structure azimutale ($m=4$) des fluctuations de lumière.

Extraction de séries temporelles des fluctuations de luminosité

Une fois le film traité, on peut extraire des séries temporelles des fluctuations de luminosité sur un ou plusieurs pixels. On peut, par exemple, extraire les fluctuations d'intensité du pixel correspondant à la position d'une sonde afin de comparer les mesures des différents diagnostics. Il est aisé d'identifier ce pixel sur une image brute, le collecteur de la sonde y étant clairement visible (voir Fig 5.3(A)).

Lorsque l'on désire extraire une série temporelle des fluctuations de lumière d'un film enregistré avec intensificateur, il peut être utile d'appliquer un second traitement aux images. En effet, un certain nombre de pixels de très fortes intensités peuvent apparaître avec l'utilisation de l'intensificateur. Il est donc nécessaire de les localiser et de les corriger

afin de limiter les intensités aberrantes. Une valeur seuil d'intensité est ainsi déterminée à partir de l'histogramme des intensités calculé sur l'ensemble des images. Si l'intensité d'un pixel est supérieure à cette valeur seuil, elle est substituée par la moyenne des intensités lumineuses des quatre pixels adjacents. Cette méthode relativement simple permet de réduire significativement le nombre de pixels surexposés. Le rapport signal sur bruit est également dégradé lorsque l'on utilise l'intensificateur. Il est donc préférable d'appliquer un lissage spatial autour du pixel dont on veut extraire l'information en moyennant l'intensité lumineuse sur les huit pixels voisins.

Extraction d'une couronne de sondes virtuelles

Les instabilités au sein du plasma de Mirabelle se propagent principalement dans la direction poloïdale. L'étude de la dynamique dans le plan azimutal permet donc d'analyser la structure des modes poloïdaux et d'accéder à leurs vitesses de propagation. Dans les machines linéaires, des couronnes de sondes sont souvent utilisées à cet effet [69, 13, 83]. Les sondes, régulièrement réparties sur un cercle poloïdal, mesurent simultanément les séries temporelles des fluctuations du courant de saturation ionique ou du potentiel flottant et fournissent ainsi un accès direct aux nombres d'ondes et aux vitesses de phases. Il est possible de simuler ces couronnes à partir des données de caméra rapide. On parlera dans ce cas de couronnes virtuelles.

Avant d'extraire les séries temporelles correspondant à une couronne de sonde virtuelle, il faut dans un premier temps déterminer le centre de la colonne de plasma. Celui-ci ne correspond pas nécessairement au centre de l'image ou au centre de la machine. Une première méthode permettant de le localiser consiste à moyennner le module des fluctuations de luminosité sur l'ensemble des images. Cela permet de mieux distinguer la localisation des modes et donc d'estimer les coordonnées de l'image $[x_c, y_c]$ correspondant au centre de la colonne de plasma. Le centre de rotation étant généralement imposé par le limiteur circulaire, il est également possible de le localiser en identifiant la position du pixel correspondant au centre du limiteur sur une image brute. Il suffit pour cela de choisir trois pixels répartis sur le bord du limiteur et d'appliquer la méthode des médiatrices pour en localiser le centre.

Une fois les coordonnées $[x_c, y_c]$ déterminées, les séries temporelles des fluctuations lumineuses sont extraites sur N pixels correspondant à N sondes virtuelles (Fig 5.4), répartis sur le cercle de centre $[x_c, y_c]$ et de rayon r_0 pixels. La position sur l'image de la i 'ème sonde virtuelle (avec $i = 1..N$) correspond aux coordonnées $[x_i, y_i]$ définis par $x_i = x_c + r_0 \cos(\frac{2\pi i}{N})$, $y_i = y_c + r_0 \sin(\frac{2\pi i}{N})$.

Grâce aux données de la couronne de sondes virtuelles extraites de chaque image, le diagramme spatio-temporel des fluctuations à un rayon donné peut ensuite être reconstruit. Un exemple est présenté figure 5.5. Il est issu du même film que les images présentées figure 5.3. 64 sondes virtuelles ont été extraites sur 180 images. Les minima et maxima des fluctuations lumineuses forment des bandes transversales régulières indiquant la présence d'un mode cohérent. Pour un temps donné, le nombre de maxima ou de minima entre $\theta = 0$ et $\theta = 2\pi$ détermine le nombre spatial m du mode présent. Il s'agit bien ici d'un mode $m = 4$ en accord avec l'image traitée figure 5.3. La pente des bandes transversales indique

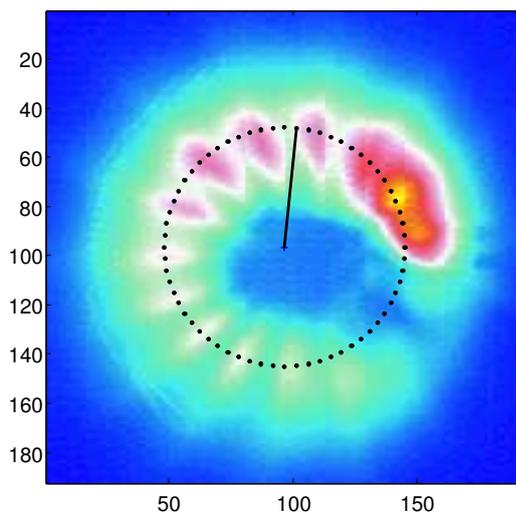


Figure 5.4: *Extraction d'une couronne de 64 sondes virtuelles.*

la vitesse de propagation azimutale de l'instabilité. Elle peut être significativement modifiée si la couronne virtuelle n'est pas bien centrée. Cela revient en effet à extraire les séries temporelles de pixels situés à différents rayons par rapport au centre réel de rotation. La vitesse étant bien entendu fonction du rayon, on mesure alors des vitesses différentes en fonction de la position poloïdale et cela se traduit par la déviation des bandes transversales sur le diagramme spatio-temporel. Il est nécessaire dans ce cas de corriger les coordonnées du centre de la couronne virtuelle pour qu'elles coïncident parfaitement avec le centre de la colonne de plasma.

L'extraction de couronnes virtuelles à partir de films de caméra rapide présente un certain nombre d'avantages par rapport aux couronnes de sondes mécaniques. Il s'agit d'une méthode de diagnostic non intrusive et donc non perturbative. Il est facile de corriger les défauts de centrage de la couronne virtuelle, ce qui est nettement plus difficile avec une couronne mécanique. Le diamètre de la colonne virtuelle est déterminé librement permettant ainsi une étude simultanée de la dynamique spatio-temporelle à différents rayons. Il est toutefois important de préciser que l'utilisation de sondes virtuelles peut être, contrairement aux sondes réelles, limitée par la fréquence d'échantillonnage déterminée par la caméra.

5.3 Interprétation des images de caméra rapide

Bien que cela puisse paraître trivial, il est toujours important de garder à l'esprit que les données de caméra rapide correspondent uniquement à des fluctuations d'intensité lumineuse provenant du plasma. Avant d'analyser en détail les images de caméra, il est nécessaire de connaître la nature physique du processus d'émission lumineuse.

L'imagerie rapide est, par exemple, de plus en plus répandue pour étudier la turbulence du plasma de bord dans les tokamaks. En principe, dans la SOL (Scrape Off Layer), l'émission dans le domaine visible est issue de transitions électroniques d'atomes neutres

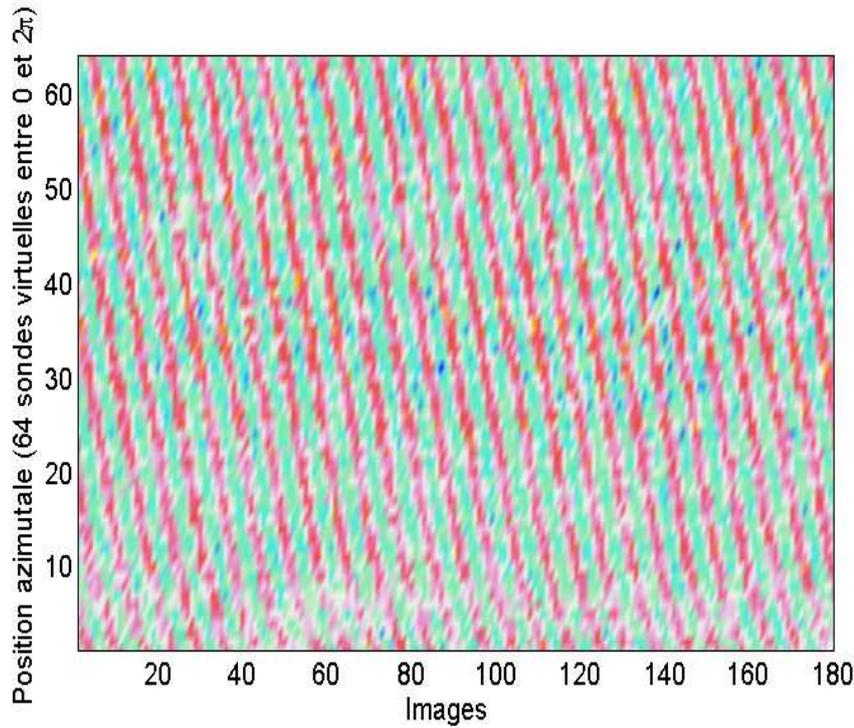


Figure 5.5: *Diagramme spatio-temporel des fluctuations d'intensité lumineuse.*

et est modulée à la fois par la densité des neutres et également par les fluctuations de densité et de température électronique. Dans cette région du plasma, les neutres sont généralement issus de recombinaisons sur les parois du premier mur et leur densité peut fluctuer significativement en fonction du taux de recyclage. Une interprétation des images de caméra en termes de dynamique électronique uniquement peut donc être biaisée. Le système de Gaz Puffing Imaging GPI [49, 7] permet de remédier à ce problème en injectant dans le plasma un gaz neutre (He ou De) dont le flux est précisément contrôlé. Le filtrage des raies d'émissions de ces atomes neutres permet de suivre la dynamique des électrons du plasma indépendamment de la densité des atomes neutres recyclés. Cet exemple démontre que la connaissance précise des mécanismes physiques à l'origine de l'émission de photons au sein du plasma est essentielle afin d'établir un lien clair entre intensité lumineuse et grandeurs physiques.

Ces mécanismes diffèrent bien entendu en fonction de la composition du plasma étudié et du type de décharge utilisée. Cette partie est dédiée à l'interprétation des images de caméra visible sur Mirabelle. Les fluctuations d'intensité lumineuse sont comparées aux données de sondes de Langmuir et des filtres interférentiels sont utilisés pour isoler les différents processus atomiques à l'origine de l'émission de lumière par le plasma. La validation du diagnostic d'imagerie a été réalisé dans l'argon et l'hélium en choisissant les filtres adéquats. Les résultats présentés ici sont spécifiques aux décharges thermoioniques à basse pression.

5.3.1 Validation du diagnostic dans un plasma d'argon

Stella Oldenbürger a montré dans sa thèse qu'il existe une relation biunivoque entre les fluctuations de densité et fluctuations d'intensité lumineuse [58, 59]. Les méthodes utilisées ainsi que les résultats obtenus dans un plasma d'argon sont rappelés brièvement ci-dessous. Des méthodes similaires ont été utilisées dans le cadre de ce travail de thèse pour valider l'interprétation des images de caméra dans l'hélium.

Les faibles densités électroniques et de neutres ainsi que la température élevée des électrons par rapport à celle des ions ont permis à *Oldenbürger* de dériver un modèle simplifié des phénomènes radiatifs au sein du plasma de Mirabelle. Dans ce modèle, on suppose que l'excitation des atomes, de l'état k vers l'état j , se fait par collision électronique et que la transition de l'état j vers un état inférieur i est spontanée et accompagnée par l'émission d'un photon. L'intensité de lumière émise I_{ji} peut être exprimée dans ce cas par :

$$I_{ji} = \frac{E_{ji}}{4\pi} A_{ji} n_j \Delta V \Delta \Omega \quad (5.1)$$

I_{ji} dépend du coefficient d'Einstein d'émission spontanée A_{ji} correspondant à la transition de j vers i , de l'énergie du photon émis E_{ji} et de la densité des atomes neutres excités n_j . ΔV correspond au volume de plasma considéré et $\Delta \Omega$ à l'angle solide.

La densité n_j d'atomes excités est proportionnelle à la densité d'atomes dans l'état k , à la densité électronique n_e et à la probabilité d'interaction $\langle \sigma \nu_e \rangle$ où σ est la section efficace de collision électron-neutre et ν_e la fréquence de collision :

$$n_j \propto n_k n_e \langle \sigma \nu_e \rangle_{k \rightarrow j} \quad (5.2)$$

Dans le cas le plus simple, le seul état k considéré est l'état fondamental $k = 0$ des neutres. Étant donné que les coefficients d'Einstein, les énergies de transition et le volume sont constants, l'intensité lumineuse émise est proportionnelle à :

$$I \propto n_0 n_e \langle \sigma \nu_e \rangle_{0 \rightarrow j} \quad (5.3)$$

Dans le cadre de cette description simplifiée, l'absorption des photons par le plasma est négligée et l'intensité lumineuse captée par la caméra correspond à l'intensité lumineuse issue de l'émission spontanée. Les fluctuations de lumière enregistrées par la caméra peuvent avoir pour origine des fluctuations de densité des neutres, de densité électronique et de température électronique (\tilde{T}_e influence $\langle \sigma \nu_e \rangle$). Dans Mirabelle, la distribution des neutres est uniforme et les fluctuations de température souvent considérées comme négligeables. Dans ces conditions, la modulation de l'intensité lumineuse dépend uniquement des fluctuations de densité électronique.

Mesures synchronisées de sondes de Langmuir et caméra rapide

Afin de vérifier la corrélation supposée entre l'intensité lumineuse et la densité électronique, *Oldenbürger* a réalisé des mesures simultanées de sondes et de caméra rapide dans l'argon.

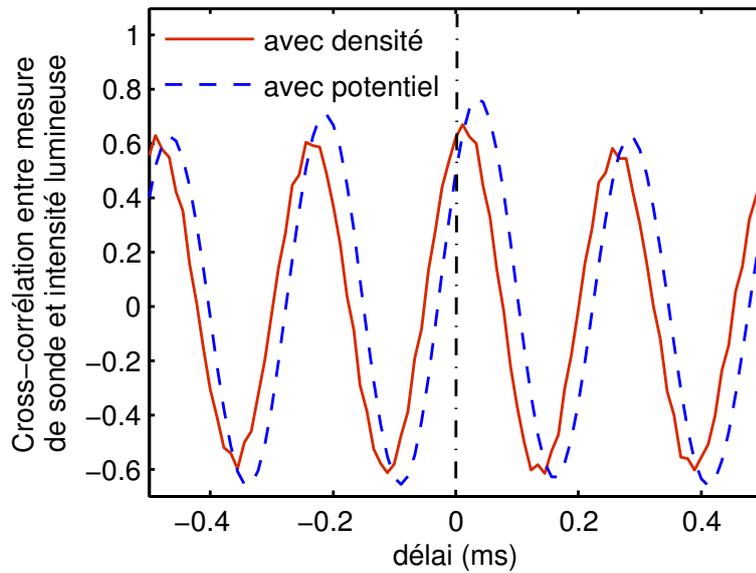


Figure 5.6: *Corrélacion croisée entre intensité lumineuse enregistrée sur le pixel situé au niveau de la sonde et le courant de saturation ionique (rouge), respectivement le potentiel flottant (tirets bleus) [58].*

Pour ces mesures, une triple sonde composée de trois sondes de Langmuir séparées azimutalement est utilisée. La sonde centrale est polarisée à un potentiel fixe suffisamment négatif par rapport au potentiel plasma pour être dans le régime de saturation ionique. Elle permet de mesurer les fluctuations du courant de saturation ionique, ces dernières offrant une image des fluctuations de densité¹² (voir équation 2.12). Les deux sondes externes sont utilisées pour la mesure simultanée des fluctuations du potentiel flottant. Le potentiel flottant au niveau de la sonde centrale est ensuite approximé linéairement. Des enregistrements synchronisés de fluctuations de densité, de potentiel flottant et de lumière peuvent ainsi être réalisés. L'intensité du pixel correspondant à la position de la sonde centrale est extraite de chaque image du film. La série temporelle des fluctuations de lumière est ensuite comparée aux signaux de sondes.

Un exemple typique de corrélation croisée entre les différents signaux obtenue par *Oldenbürger* dans un régime périodique, est présenté figure 5.6.

Le déphasage temporel entre la densité et l'intensité lumineuse est inférieur à la période d'échantillonnage des images. Le déphasage avec le potentiel est plus important et reste dans ce régime supérieur à $0,25\pi$. Ces résultats montrent donc clairement que les fluctuations de lumière enregistrées par la caméra sont en phase avec les fluctuations de densité électronique.

12. Les fluctuations de température électronique sont négligeables.

Mesures avec filtres interférentiels

Des mesures identiques ont été réalisées en plaçant des filtres interférentiels devant la caméra afin d'isoler les transitions électroniques à l'origine des fluctuations d'intensité lumineuse. La lumière étant fortement atténuée par le filtrage, il est nécessaire d'utiliser durant ce type d'expériences l'intensificateur décrit précédemment.

Trois filtres centrés sur les longueurs d'ondes 420, 428 et 765 nm ont été utilisés par *Oldenbürger*. Ces longueurs d'ondes correspondent aux raies d'émissions principales mesurées par spectroscopie dans le plasma d'argon de Mirabelle. Les raies à 420 et 765 nm correspondent à des transitions électroniques de l'argon neutre alors que la raie à 428 nm correspond à une transition de l'ion argon Ar^+ .

A partir de l'étude comparative des histogrammes d'intensité lumineuse correspondant aux films enregistrés avec et sans filtres interférentiels¹³, *Oldenbürger* a pu démontrer que la raie ionique à 428 nm ne contribuait que très peu aux fluctuations observées en absence de filtres. En revanche, elle a pu observer que les distributions d'intensités, obtenues en utilisant les filtres à 420 et 765 nm, correspondaient bien à des fluctuations de luminosité autour d'une valeur d'intensité moyenne.

La corrélation croisée entre les fluctuations de lumière et les fluctuations de densité électronique en fonction de la raie d'émission considérée, est présentée figure 5.7. Le déphasage entre intensité lumineuse et le courant de saturation ionique est négligeable, comme dans le cas sans filtres. La corrélation est améliorée lorsque les filtres à 420 et 765 nm sont utilisés démontrant que la lumière émise par les neutres est parfaitement corrélée avec les fluctuations de densité.

L'étude des transitions électroniques responsables de l'émission à 420 et 765 nm permet de mieux comprendre la bonne corrélation observée entre les fluctuations de lumière enregistrées avec les filtres correspondant à ces deux raies et les fluctuations de densité électronique. Les raies à 420 et 765 nm correspondent aux transitions du même état initial $3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)4s$ vers l'état $3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)5p$ dans le premier cas et vers l'état $3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)4p$ dans le second cas. L'état initial est un état métastable dont l'énergie est 11,5 eV. Les atomes neutres doivent donc initialement passer de leur état fondamental à un état excité supérieur par collision avec les électrons primaires ou avec des électrons situés dans la queue de la distribution. Une fois l'atome retombé sur cet état métastable, une collision avec un électron de plus faible énergie est suffisante pour atteindre de nouveau un état d'excitation supérieur. Il peut ainsi réaliser plusieurs aller-retour entre ces deux états et, par conséquent, émettre plusieurs photons avant de retomber à l'état fondamental.

L'état métastable est séparé d'environ 3 eV de l'état $3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)5p$ correspondant à la raie à 420 nm et de 1,6 eV de l'état $3s^23p^5(^2P_{3/2}^0)4p$ correspondant à la raie à 720 nm. Ces énergies sont typiquement celles des électrons du plasma dans Mirabelle. La grande partie de la lumière émise par les neutres est donc originaire de leurs collisions avec les électrons thermiques du plasma. Les fluctuations de lumière enregistrées par la caméra peuvent donc valablement être reliées aux fluctuations de densité des électrons du plasma.

13. La méthode utilisée par *Oldenbürger* est détaillée [58, 59].

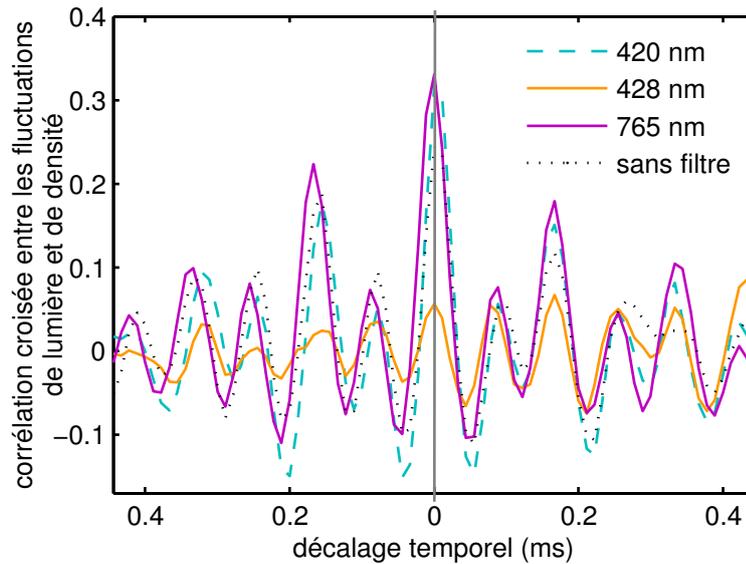


Figure 5.7: *Corrélation croisée entre l'intensité lumineuse enregistrée avec différents filtres interférentiels et le courant de saturation ionique mesuré par sonde de Langmuir dans un plasma d'argon [58].*

5.3.2 Validation du diagnostic dans un plasma d'hélium

Des mesures similaires à celles entreprises précédemment dans l'argon ont été réalisées dans l'hélium afin de vérifier de nouveau le lien direct entre la densité du plasma et l'intensité lumineuse. Les mesures ont volontairement été réalisées dans un régime régulier facilitant l'interprétation des résultats. Les paramètres expérimentaux correspondant à ce régime sont les suivants : $P_{helium} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 35$ mT, $V_{ac} = 20$ V, $V_{fil} = 17,5$ V, $V_g = 21$ V. Des enregistrements de caméra rapide ont, comme précédemment, été synchronisés avec des mesures de triple sonde. Les différents films servant de base à la comparaison ont tous été enregistrés en utilisant l'intensificateur de lumière et ont également tous été traités par soustraction de l'image moyenne. Les fréquences de fluctuations dans l'hélium étant supérieures à celles observées dans l'argon, nous avons utilisé la fréquence d'échantillonnage maximale de 100 kfps permettant de travailler à la résolution de 192×192 pixels

Une première série de mesures simultanées a été effectuée en utilisant la caméra sans aucun filtre. La lumière enregistrée correspond donc ici à l'ensemble du spectre visible émis par le plasma d'hélium. La figure 5.8 représente les fluctuations de l'intensité lumineuse au niveau de la sonde centrale, du courant de saturation ionique et du potentiel flottant ϕ_f correspondant à cette première série de mesures. Afin d'estimer précisément le déphasage moyen entre ces différents signaux ainsi que leur degré de cohérence, on calcule de nouveau leur corrélation croisée. La figure 5.9 présente l'inter-corrélation entre l'intensité lumineuse et le courant de saturation ionique d'une part et entre l'intensité lumineuse et le potentiel flottant d'autre part. Le déphasage entre le courant de saturation ionique et l'intensité lumineuse est inférieur à 0,1 rad. La fréquence des fluctuations étant dans

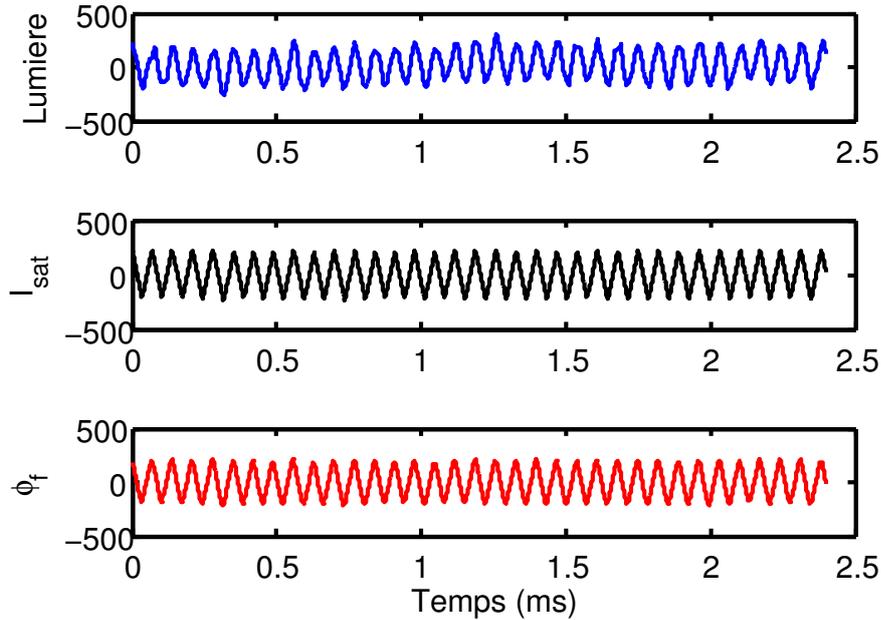


Figure 5.8: *Séries temporelles synchronisées des fluctuations d'intensité lumineuse(bleu), du courant de saturation ionique(noir) et du potentiel flottant(rouge).*

ce régime d'environ 14 kHz, ce déphasage correspond à un décalage temporel proche de la microseconde. Le retard entre les fluctuations de densité et les fluctuations d'intensité lumineuse est donc un ordre de grandeur inférieur à la période d'échantillonnage des images de caméra. Le potentiel flottant, quant à lui, est plus déphasé (environ 0,3 rad) par rapport aux fluctuations de luminosité. La faible différence de phase observée entre les fluctuations du potentiel flottant et les fluctuations de densité suggère que le régime, utilisé ici pour valider l'interprétation des images de caméra dans l'hélium, est un régime d'ondes de dérive. La corrélation entre le signal de caméra et les deux signaux de sondes est excellente, la valeur maximale atteignant les 95%. On constate donc, grâce à cette première série de mesures que les fluctuations de lumière visible dans l'hélium sont, comme dans l'argon, parfaitement représentatives des fluctuations de densité du plasma.

Le spectre de la lumière visible captée par la caméra rapide est présentée figure 5.10. Celui-ci a été enregistré avec un spectromètre placé à la même position que la caméra rapide dans des conditions de plasma identiques à celles détaillées ci-dessus. Le bruit de fond clairement observable entre 450 et 750 nm correspond vraisemblablement à la lumière provenant des filaments de décharge. Sur le spectre, deux raies d'amplitude équivalente se distinguent clairement des autres. Il s'agit des raies à 501,6 nm et 587,6 nm correspondant à deux transitions électroniques de l'hélium neutre. La participation de ces deux raies d'émissions dominantes à la dynamique des fluctuations de lumière est étudiée en utilisant des filtres interférentiels.

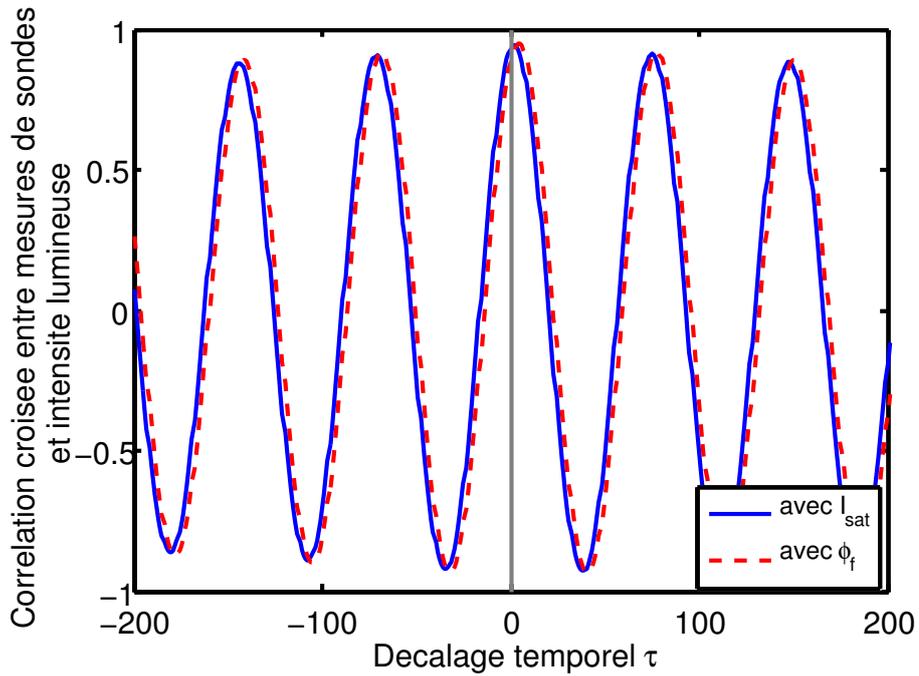


Figure 5.9: Corrélation croisée entre intensité lumineuse enregistrée sur le pixel situé au niveau de la sonde et le courant de saturation ionique(bleu), respectivement le potentiel flottant(tirets rouges).

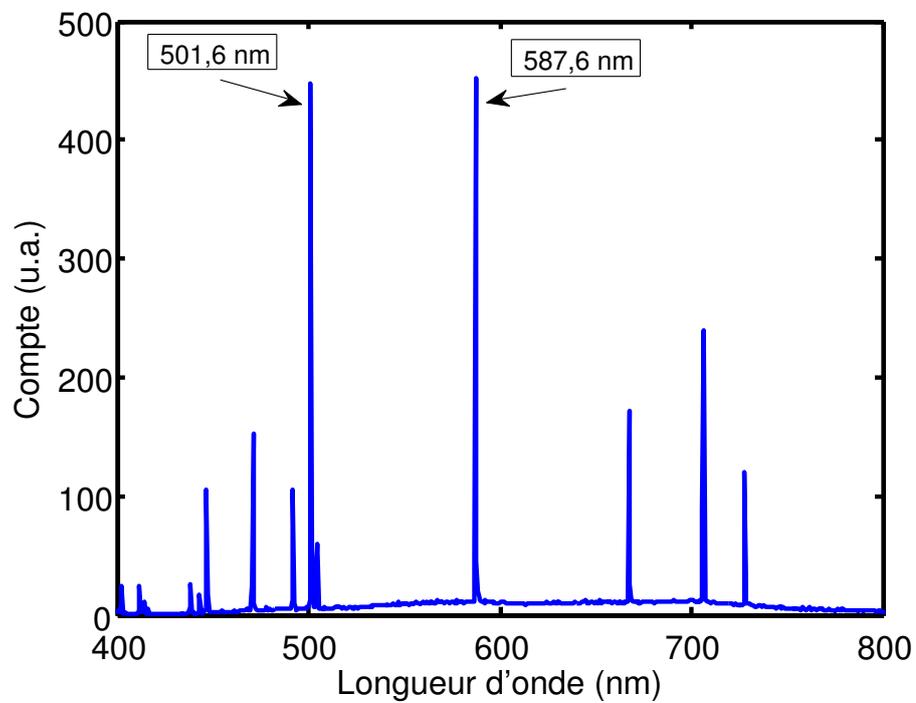


Figure 5.10: Spectre d'émissions de la colonne de plasma d'hélium.

Table 5.2: Longueur d'onde centrale et largeur des filtres interférentiels utilisés. Longueur d'onde λ_0 de la transition étudiée. Espèce et niveau atomique de la transition. Niveaux d'énergies depuis l'état fondamental.

λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	λ_0 (nm)	Espèce atomique	Transition	Niveaux (eV)
500	10	501.5678	He neutre	3^1P	23.0870
				2^1S	20.6157
590	10	587.5625	He neutre	3^3D	23.0736
				2^3P	20.9640

A cette fin, deux films ont de nouveau été enregistrés successivement dans le même régime de plasma que précédemment. Le premier film a été enregistré avec un filtre centré sur la longueur d'onde 590 nm et le second avec un filtre centré à 500 nm. Le tableau 5.2 présente les caractéristiques techniques de ces filtres ainsi que les transitions électroniques qu'ils permettent d'observer. Les fluctuations du courant de saturation ionique, assimilées aux fluctuations de densité électronique sont, dans ce régime, très régulières avec une fréquence largement dominante à $\nu_1 = 14$ kHz. On a pu observer précédemment la très bonne corrélation entre les fluctuations de lumière enregistrées sans filtres et les fluctuations de densité. Une première étude, en utilisant les filtres interférentiels, consiste à comparer l'amplitude des fluctuations d'intensité lumineuse entre les différents films (avec et sans filtres) afin de déterminer dans quelles proportions, les raies à 501,6 et 587,6 nm sont responsables des fluctuations observées en absence de filtres. Le but est de nouveau d'identifier les processus atomiques à l'origine de ces fluctuations lumineuses afin de déterminer explicitement le lien entre la lumière et la densité du plasma.

Pour ne pas biaiser les comparaisons d'amplitude, il est nécessaire de normaliser l'intensité entre les différents films afin de s'affranchir d'une part, de la variation de gain de l'intensificateur en fonction de l'utilisation ou non de filtres interférentiels, et d'autre part, de la différence de réponse de celui-ci en fonction de la longueur d'onde observée. Pour cela, l'intensité lumineuse moyenne de chacun des trois films est calculée à partir de l'ensemble des images brutes (sans aucun traitement préalable) qui les composent. La normalisation d'intensité du film enregistré sans filtre par exemple est ensuite effectuée en multipliant chaque pixel de l'ensemble des images brutes de ce film par le produit des intensités moyennes des deux films filtrés. Chaque film est de la même façon normalisé en fonction de l'intensité moyenne des deux autres films. Une fois cette normalisation réalisée, il est possible de comparer l'amplitude des fluctuations d'intensité lumineuse en fonction de la raie d'émission observée.

Nous utilisons ici une méthode nous permettant d'étudier les variations d'intensité lumineuse à une fréquence choisie et de localiser ces fluctuations sur une section poloïdale complète. Les séries temporelles des fluctuations d'intensité lumineuse sont extraites de chacun des pixels composant chaque film. Pour un film particulier, nous disposons ainsi de 192×192 séries temporelles $s_{x,y}(t)$ avec $x = 1..192$ et $y = 1..192$ les coordonnées du pixel dont est extraite la série. Pour rendre plus visible les fluctuations d'intensité, la

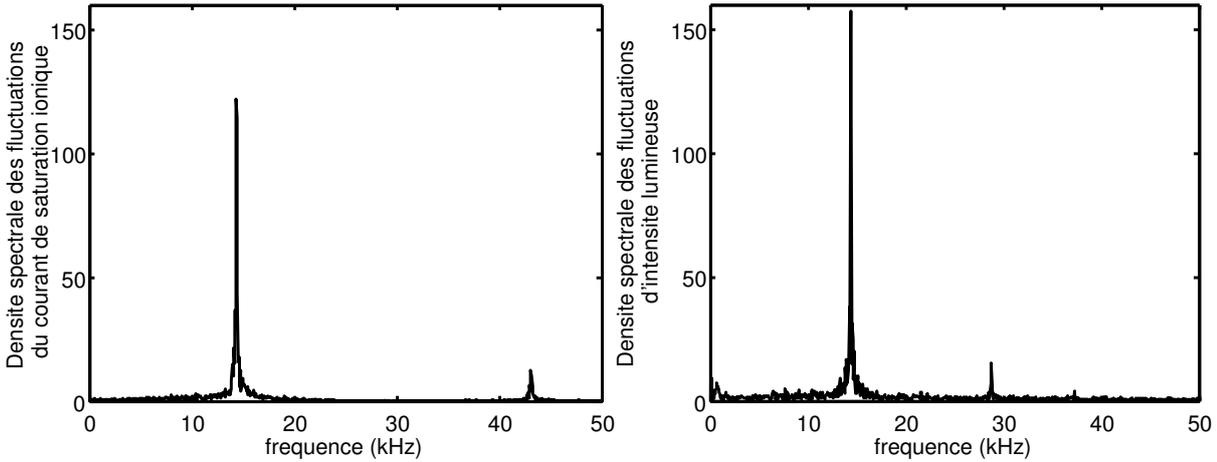


Figure 5.11: Densité spectrale des fluctuations du courant de saturation ionique (gauche), des fluctuations d'intensité lumineuse (droite).

valeur moyenne de chaque série $s_{x,y}(t)$ est soustraite. La longueur de ces séries est bien entendu fonction du nombre d'images N sélectionnées. Chacune des séries $s_{x,y}(t)$ subit ensuite une transformée de Fourier discrète¹⁴. Pour chacun des trois films, on obtient 192×192 séries de $N + 1$ coefficients de Fourier complexes $F_{x,y}(\nu)$. La densité spectrale $P_{x,y}(\nu) = F_{x,y}(\nu)F_{x,y}^*(\nu)$ est ensuite calculée sur chaque pixel $[x, y]$ des différents enregistrements. On s'intéresse sur ces différents spectres uniquement à la composante spectrale $P_{x,y}(\nu_1)$ correspondant à la fréquence ν_1 caractéristique des fluctuations de densité électronique et de luminosité (voir Fig 5.11 : dans le cas présent, $\nu_1 = 14$ kHz). La valeur de référence $P_{ref}(\nu_1)$ est définie de la manière suivante :

$$P_{ref}(\nu_1) = \text{Max}[\text{Max}(P_{x,y}^{\text{sansfiltres}}(\nu_1)); \text{Max}(P_{x,y}^{590nm}(\nu_1)); \text{Max}(P_{x,y}^{500nm}(\nu_1))]$$

Elle correspond à la valeur maximale de la composante spectrale à ν_1 atteinte sur un pixel particulier d'un des trois films. La composante spectrale $P_{x,y}(\nu_1)$ de chaque pixel $[x, y]$ de chacun des trois films est normalisée par cette valeur de référence. On obtient ainsi une valeur $\alpha_{x,y} = P_{x,y}(\nu_1)/P_{ref}$ comprise entre 0 et 1.

Cette étude correspond à une étude de contraste entre tous les pixels de tous les films. Elle rend compte des variations d'intensités normalisées. La représentation de la carte des $\alpha_{x,y}$ permet également de localiser les zones de fluctuations. Sur la figure 5.12(A) sont représentées les différentes cartes des composantes spectrales à $\nu_1 = 14$ kHz normalisées correspondant aux films enregistrés avec et sans filtres interférentiels. Pour chaque film, un échantillon de 128 images, correspondant à un temps équivalent à une vingtaine de période des fluctuations, a été utilisé pour le calcul de ces cartes.

On constate très clairement que les fluctuations sont maximales sur le film enregistré avec le filtre interférentiel adapté à la raie à 587,6 nm. Cette transition semble donc être la plus sensible aux fluctuations du plasma. En revanche, le contraste obtenu avec la raie à

14. L'algorithme de FFT utilisé ici est celui de Cooley-Tukey.

501,6 nm est beaucoup plus faible. Malgré ce faible contraste, la zone fluctuante reste observable, elle est toutefois plus bruitée. Le cas sans filtres correspond au cas intermédiaire où la zone de fluctuation est clairement localisable avec toutefois un contraste réduit par rapport à la raie à 587,6 nm. L'utilisation du filtre à 590 nm permet a priori d'obtenir la meilleure sensibilité aux fluctuations de densité électronique dans le plasma d'hélium de Mirabelle.

Une seconde méthode complémentaire est utilisée afin d'obtenir des informations sur la structure spatiale des fluctuations d'intensité lumineuse. Pour un film donné, un pixel de référence de coordonnées $[x_{ref}, y_{ref}]$ est défini arbitrairement. La différence de phase entre les fluctuations d'intensité de ce pixel de référence et les fluctuations d'intensité correspondant à chaque pixel $[x, y]$ de l'image est ensuite calculée. On utilise pour cela de nouveau les coefficients de Fourier $F_{x,y}(\nu)$ déterminés précédemment et la différence de phase, entre les fluctuations d'un pixel $[x, y]$ et celles du pixel de référence, définie par $\Delta\varphi_{x,y}(\nu) = \arg[F_{x,y}(\nu)] - \arg[F_{x_{ref},y_{ref}}(\nu)]$. La représentation de la carte des $\Delta\varphi_{x,y}(\nu)$ permet d'observer la cohérence spatiale des structures à chaque fréquence. Nous nous intéressons ici de nouveau uniquement à la fréquence $\nu_1 = 14$ kHz. La figure 5.12(B) présente les différentes cartes des $\Delta\varphi_{x,y}(\nu_1)$ correspondant aux différents films. Le pixel de référence utilisé sur chaque film correspond au pixel $[122, 122]$.

La structure spatiale des fluctuations est très claire sur l'enregistrement sans filtres et sur celui obtenu avec le filtre centré à 590 nm, la symétrie de la différence de phase par rapport au centre de rotation de la colonne indiquant un mode azimutal cohérent $m = 2$. La résolution spatiale est toutefois légèrement meilleure sur l'enregistrement correspondant au filtre à 590 nm. La résolution spatiale de la perturbation est fortement diminuée lorsque le filtre à 500 nm est utilisé. On distingue néanmoins toujours la même structure cohérente $m = 2$.

Pour compléter ces résultats, de nouvelles mesures comparatives sondes/caméra rapide ont été effectuées en utilisant les filtres interférentiels. La figure 5.13 présente les corrélations croisées entre les fluctuations d'intensité lumineuse et les fluctuations du courant de saturation ionique en fonction du filtre utilisé. Le déphasage entre la lumière mesurée avec les filtres et le courant reste négligeable et est sensiblement le même que celui observé en absence de filtres. On remarque, en accord avec les mesures précédentes, que lorsque on utilise le filtre à 500 nm, la valeur maximale de la corrélation est pratiquement diminuée de moitié par rapport au cas sans filtres. En revanche, on constate également que la corrélation est légèrement améliorée avec le filtre à 590 nm, la valeur maximale étant désormais proche de 98% alors qu'elle est de 95% en absence de filtres interférentiels.

L'excellente corrélation entre les fluctuations de la lumière filtrée à 590 nm et les fluctuations du courant de saturation ionique ainsi que la corrélation, plus faible mais bien significative, entre la lumière filtrée à 500 nm et ce même courant, tendent à démontrer qu'il est possible de correctement suivre l'évolution des structures de densité du plasma en mesurant la lumière émise par les atomes d'hélium neutres. Afin de démontrer de manière explicite le lien entre la lumière et la densité électronique dans le plasma d'hélium de Mirabelle, il est nécessaire de déterminer quels sont les phénomènes physiques à l'origine de l'émission lumineuse.

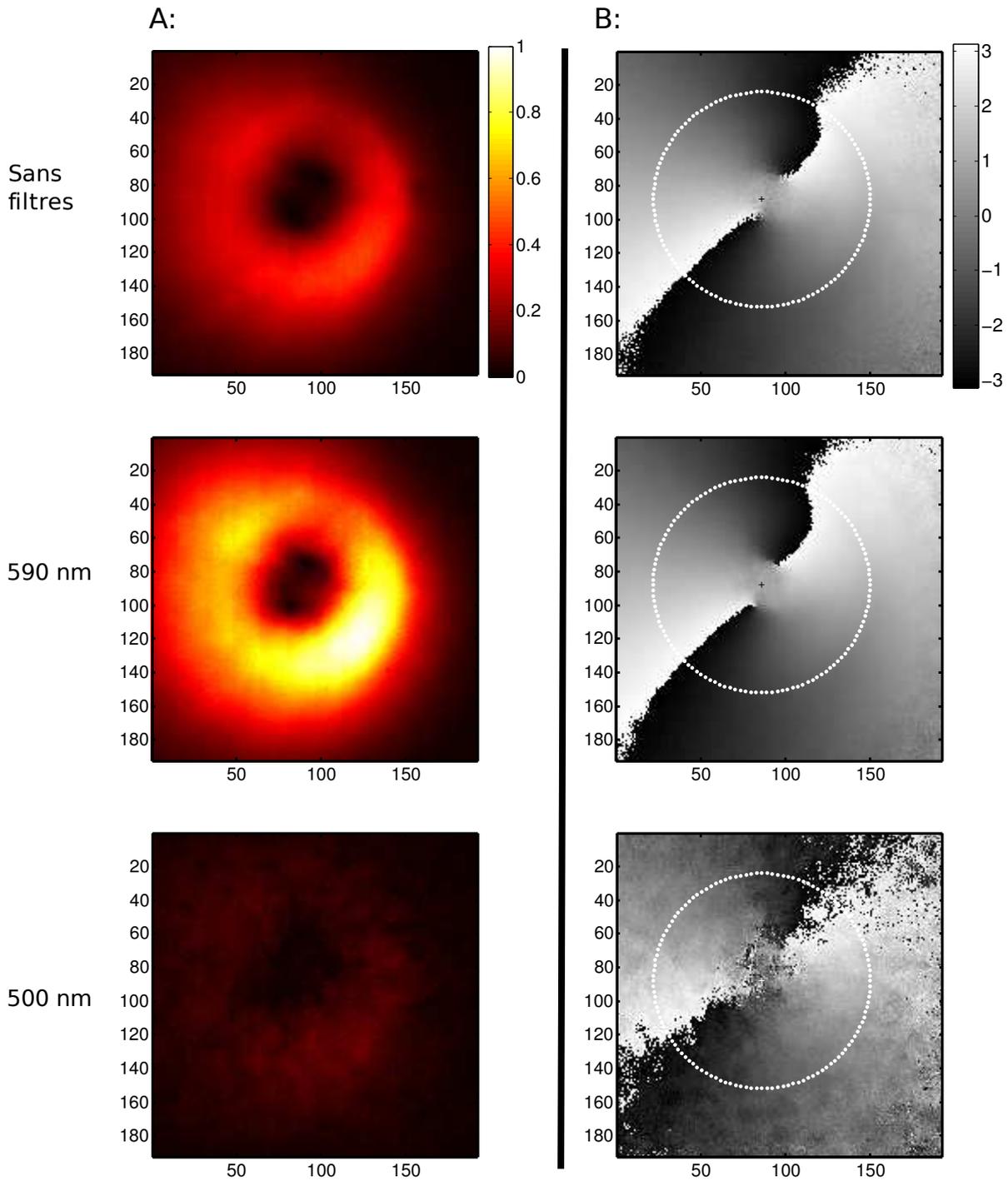


Figure 5.12: (A) Cartes des composantes spectrales normalisées (unités d'intensité lumineuse arbitraires) et (B) cartes des différences de phase (en radians), à la fréquence $\nu_1 = 14$ kHz caractéristique des fluctuations de densité.

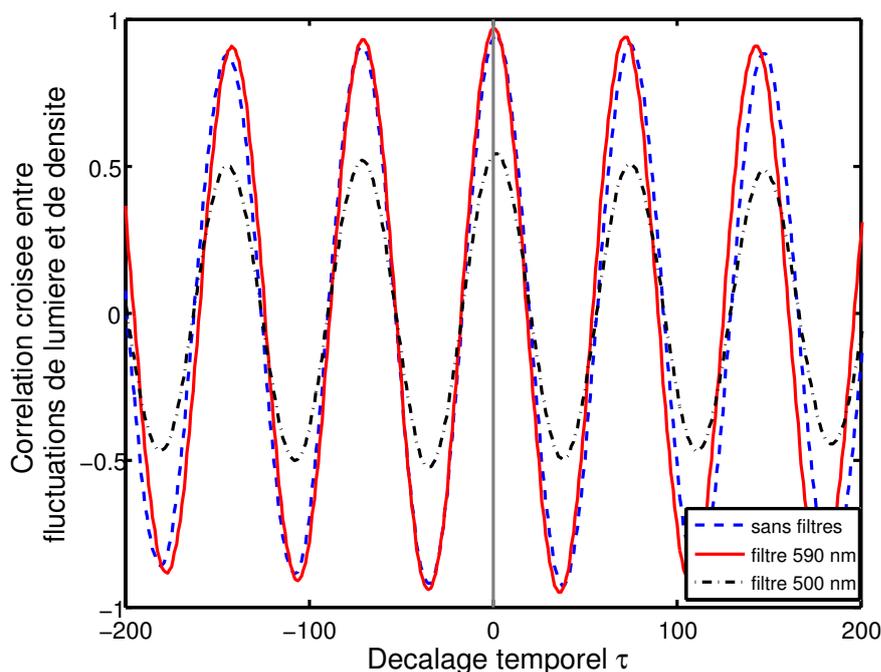


Figure 5.13: *Corrélation croisée entre l'intensité lumineuse enregistrée avec différents filtres interférentiels et le courant de saturation ionique mesuré par sonde de Langmuir dans un plasma d'hélium.*

On considère ici que l'excitation de l'hélium neutre, d'un état i vers un état j , se fait majoritairement par collision électronique et que les fluctuations de température électronique sont négligeables. On peut donc estimer que les modulations d'intensité lumineuse observées ne peuvent provenir que des fluctuations de densité des atomes neutres dans l'état i ou des fluctuations de densité électronique. Le flux d'hélium neutre injecté dans la machine est constant. Étant donné qu'ils ne sont pas confinés par le champ magnétique, leur distribution à l'intérieur de l'enceinte est uniforme et il est peu probable que leur densité soit perturbée de manière significative par les différentes instabilités présentes au sein du plasma. L'hypothèse selon laquelle les fluctuations d'intensité lumineuse pourraient provenir des fluctuations de densité des neutres peut donc rapidement être écartée. Les fluctuations de lumière doivent donc plus vraisemblablement leur origine aux fluctuations de densité électronique.

Deux populations électroniques différentes coexistent au sein du plasma de Mirabelle. Les électrons primaires, utilisés pour ioniser l'hélium, ont bien entendu une énergie suffisante (20–80 V) pour provoquer un grand nombre d'excitations et sont donc à l'origine de nombreuses transitions radiatives. Cependant, ils se déplacent principalement le long des lignes de champ magnétique et ne sont pas sujet aux instabilités du plasma. Les électrons thermiques constituent la seconde population électronique. La modulation de la densité de ces électrons est une signature évidente de l'existence d'instabilités au sein du plasma.

Il semblerait donc que ces derniers soient bien à l'origine des perturbations observées sur les différents films. La corrélation importante entre les fluctuations de lumière et les fluctuations du courant de saturation ionique, qui sont une image des fluctuations de densité de ces électrons thermiques, vient appuyer cette hypothèse. Dans l'hélium, ces électrons ont typiquement une énergie comprise entre 2 et 5 eV. Afin de comprendre comment ces électrons de faibles énergies peuvent être à l'origine de l'émission lumineuse par collisions avec les atomes neutres, il faut étudier en détail les transitions électroniques mises en jeu. Nous nous intéressons bien entendu en particulier aux deux transitions correspondant aux raies d'émissions dominantes : la raie à 501,6 nm ainsi que la raie à 587,6 nm.

Selon le diagramme des niveaux d'énergie de l'hélium neutre présenté figure 5.14, la raie d'émission à 501,6 nm correspond à la transition de l'état excité 3^1P vers l'état 2^1S . L'état 2^1S est un état métastable. Ces états excités particuliers ne peuvent se désexciter vers l'état fondamental de façon radiative qu'en effectuant une transition non autorisée par les règles de sélection. Ces transitions interdites étant relativement peu probables, les états métastables ont généralement des durées de vie (de quelques millisecondes à plusieurs secondes dans l'hélium¹⁵) très nettement supérieures à celles des autres états excités (de l'ordre de la nanoseconde). La différence d'énergie entre le niveau 3^1P et le niveau 2^1S est d'environ 2,5 eV. Elle correspond à la température typique des électrons thermiques du plasma de Mirabelle. On peut donc concevoir un scénario similaire à celui envisagé précédemment dans l'argon. L'atome d'hélium neutre devrait dans un premier temps subir une première excitation depuis l'état fondamental. L'énergie nécessaire à cette transition doit alors être supérieure à 20 eV et ne peut lui être cédée a priori que lors d'une collision avec un électron primaire. Une fois l'atome placé sur un niveau d'excitation supérieur, il peut redescendre sur l'état métastable 2^1S . Cet état métastable a une durée de vie d'environ 20 ms [77]. Étant donné que la fréquence de collision électrons-neutres dans le plasma d'hélium de Mirabelle est d'environ $5 \cdot 10^5$ Hz (2 ms), il est probable que l'atome dans l'état 2^1S subisse une nouvelle collision électronique avant d'avoir pu rejoindre son état fondamental. Désormais, une collision avec un électron thermique à quelques eV est suffisante pour le faire passer de l'état métastable 2^1S à l'état fluorescent 3^1P . Il peut ainsi être sujet à plusieurs transitions radiatives entre ces deux niveaux avant de retomber sur le fondamental. On comprend donc ainsi que l'émission lumineuse soit liée à la densité électronique.

Un raisonnement similaire peut être appliqué à la raie d'émission à 587,6 nm. Cette raie correspond à la transition radiative de l'état excité 3^3D vers l'état 2^3P (voir Fig 5.14). L'état 2^3P est un état fluorescent qui se désexcite spontanément sur l'état métastable 2^3S . La différence d'énergie entre les niveaux 3^3D et 2^3P est d'environ 2,1 eV. Le peuplement de l'état 3^3D à partir de l'état 2^3P suite à une collision avec un électron thermique semble cependant très peu probable étant donné la courte durée de vie de ce dernier. Toutefois, certaines études ont démontré que cette transition électronique pouvait apporter une contribution, certes faible mais non négligeable à l'intensité de la raie 587,6 nm [24]. Dans notre cas, il semble plus vraisemblable que l'état 3^3D soit directement peuplé à partir du métastable 2^3S dont la durée de vie dans les conditions les plus favorables

15. On ne considère ici que la désexcitation par émission spontanée. En prenant en compte les collisions, les durées de vies sont plus courtes.

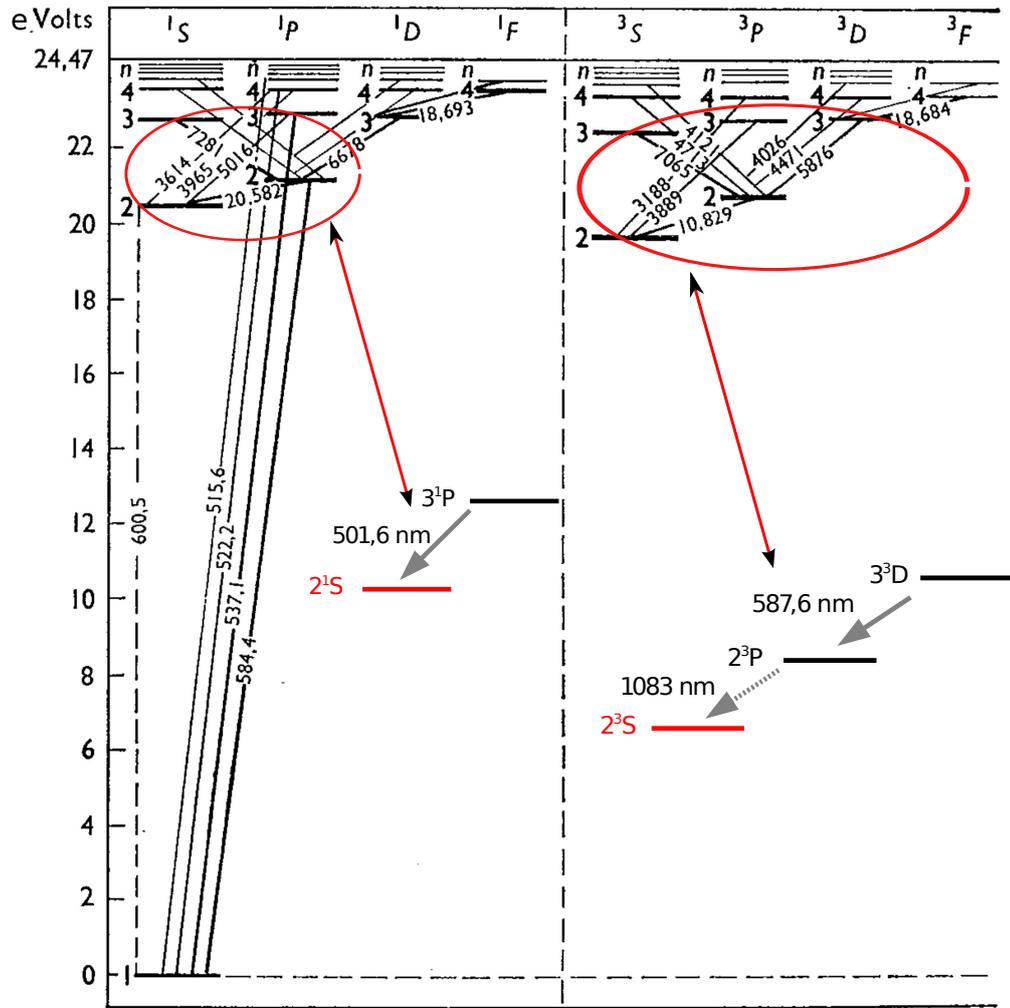


Figure 5.14: Diagramme des niveaux d'énergie de l'hélium neutre [60]. Un agrandissement des transitions correspondant aux raies à 501,6 nm et 587,6 nm est illustré. Les niveaux représentés en rouge sont des états métastables.

peut atteindre 7850 s [34]. La transition de l'état métastable 2^3S vers l'état 3^3D peut être le résultat, comme dans le cas précédent à 501,6 nm, d'une collision avec un électron thermique du plasma étant donné que la différence d'énergie entre ces deux niveaux est d'environ 3,3 eV. On comprend donc également dans ce cas que l'émission lumineuse soit fortement corrélée aux fluctuations de densité.

Toutefois, on a pu constater précédemment une différence significative de sensibilité aux fluctuations de densité entre la raie à 501,6 nm et celle à 587,6 nm, cette dernière contribuant davantage aux fluctuations d'intensité que la première bien que l'intensité totale de chaque raie captée sur le spectromètre soit très proche. Sachant que la fonction de distribution de vitesses électronique est identique pour les deux raies, seule une différence de section efficace d'excitation des niveaux 3^1P (raie à 501,6 nm) et 3^3D (raie à 587,6 nm) à partir de leurs métastables respectifs permet de comprendre cette différence de sensibilité. Ces sections d'excitations se trouvent dans la référence [20]. Pour les énergies correspondant à celles des électrons thermiques du plasma de Mirabelle, la section efficace d'excitation conduisant à l'émission à 501,6 nm est un ordre de grandeur plus faible que celle à l'origine de la raie à 587,6 nm expliquant les différences observées expérimentalement.

On peut observer figure 5.15 que les sections efficaces d'excitations par collision électronique des états métastables 2^1S et 2^3S sont équivalentes pour l'énergie de 40 eV correspondant à celle des électrons primaires durant ces expériences. En revanche, pour cette même énergie (40 eV), l'état radiatif 3^1P peut être plus facilement peuplé directement à partir de l'état fondamental suite à une collision avec un électron primaire que ne peut l'être l'état 3^3D , la section efficace d'excitation de ce dernier étant un ordre de grandeur plus faible que celle correspondant à l'état 3^1P . La transition de l'état 3^1P vers 2^1S (501,6 nm) a donc une contribution peu sensible aux fluctuations de densité des électrons thermiques ce qui réduit le contraste observé figure 5.12. Le fait que les deux raies aient la même amplitude sur le spectre figure 5.10 s'explique donc de la manière suivante : La raie à 501,6 nm provient de deux contributions distinctes. L'une, dominante, correspond à l'excitation directe depuis l'état fondamental par collision avec les électrons primaires et l'autre provient des transitions à partir du métastable 2^1S engendrées par les collisions avec les électrons thermiques. Ceci rend bien compte du faible contraste observé figure 5.12 sur la raie 501,6 nm. La raie 587,6 nm, quant à elle, provient très majoritairement de transitions à partir du métastable 2^3S résultant uniquement des interactions avec les électrons thermiques du plasma. Ces résultats sont confirmés par les travaux de *Ma et al.* [46].

5.3.3 Effets d'intégration de la lumière en volume

Les études précédentes ont permis de démontrer qu'il était correct d'interpréter les fluctuations d'intensité lumineuse enregistrées par la caméra rapide comme étant une image des fluctuations de densité électronique. L'imagerie rapide représente par conséquent un outil de diagnostic non perturbatif particulièrement adapté à l'étude des différentes instabilités présentes au sein du plasma de Mirabelle. Toutefois, une question délicate quant à la bonne interprétation des images de caméra demeure, celle des effets indésirables liés à l'intégration de la lumière visible en volume. En effet, le plasma étudié étant un milieu

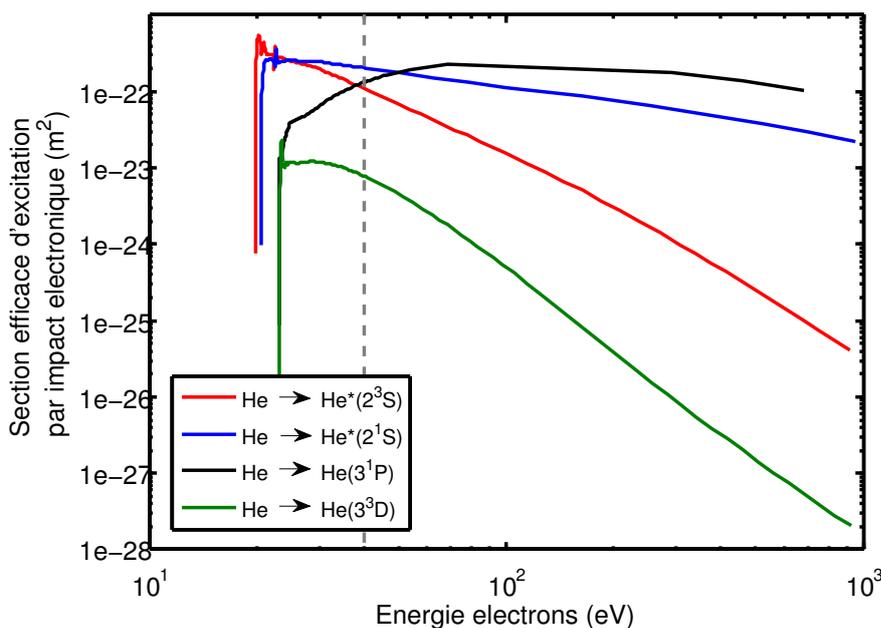


Figure 5.15: Sections efficaces d'excitation par collision électronique [1] de l'état métastable 2^3S (rouge), de l'état métastable 2^1S (bleu), de l'état radiatif 3^1P (noir) et de l'état radiatif 3^3D (vert).

transparent, il est impossible de collecter la lumière provenant d'une section poloïdale unique du plasma correspondant à une position z particulière le long de l'axe de Mirabelle. Ainsi, la lumière totale collectée par la caméra ne correspond pas uniquement à la lumière provenant du plan conjugué au capteur CCD (zone focalisée) mais correspond à l'intégration de l'ensemble de la lumière émise le long de la ligne de visée.

Nous rapportons dans cette section différentes études réalisées dans le but d'évaluer les conséquences de cette intégration lumineuse sur la structure spatiale des différentes perturbations observées sur les images de caméra rapide. Une première étude a consisté à simuler, grâce au logiciel de tracé de rayon Zeemax, la lumière émise par un plasma sujet à une instabilité de type mode flûte. L'émission en volume occasionnée par cette instabilité est simulée par quatre séries de quarante sources lumineuses indépendantes alignées le long d'un axe z correspondant à l'axe central de la section linéaire de Mirabelle (figure 5.16). Ces séries représentent quatre structures de densité identiques et axialement homogènes. Elles sont localisées à quatre positions azimutales différentes mais situées sur le même rayon par rapport à l'axe z . Cette configuration correspond à une instabilité caractérisée par un mode azimutal $m = 4$ et une longueur d'onde axiale infinie typique d'une instabilité de type mode flûte. Un système optique représentant l'objectif et le capteur CCD de la caméra est également simulé (figure 5.17). L'assemblage de lentilles utilisé pour l'objectif virtuel ne correspond pas à la configuration de l'objectif réel utilisé sur Mirabelle. Néanmoins, il permet de conserver les paramètres les plus importants tels que la distance focale de 50 mm et le nombre d'ouverture $N = 1,2$. Le capteur CCD est simplement

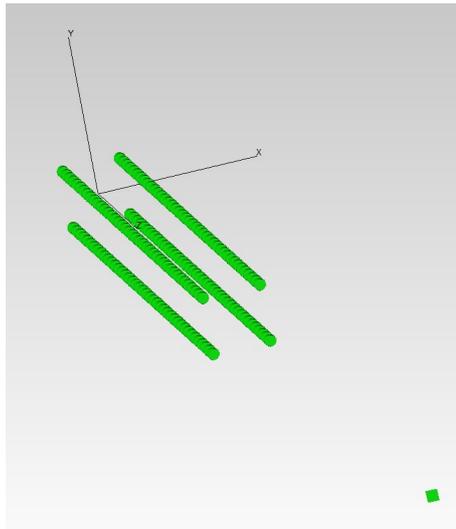


Figure 5.16: Configuration des sources lumineuses utilisées pour la simulation de l'émission en volume d'une instabilité mode flûte.

simulé par un écran localisé au niveau du plan image de l'objectif.

L'assemblage des sources lumineuses couvre une distance de 1,4 mètre en accord avec la taille de la colonne de plasma de Mirabelle. L'objectif virtuel est positionné à une distance de 1,5 mètre du plan focal situé au centre de cet assemblage. Chacune des 160 sources émet un million de rayons lumineux dans toutes les directions de l'espace. L'image, résultant des différents rayons ayant atteint le capteur, est présentée figure 5.18. On y remarque clairement un élargissement radial des structures. Cela résulte du fait que deux sources lumineuses séparées axialement mais situées à la même position azimutale sur un même rayon apparaissent à deux rayons différents sur l'image, la source la plus proche de la caméra correspondant à un rayon plus important que celle située plus en aval. Cette convolution de l'image dans la direction radiale, avec une fonction de largeur typique de quelques centimètres, peut dénaturer la structure spatiale des fluctuations de densité et fausser l'interprétation des phénomènes observés.

Les conséquences d'une intégration lumineuse en volume dans le cas d'un régime d'ondes de dérive ont également été étudiées. Pour cela, des expériences d'optiques ont été réalisées et les résultats comparés à ceux obtenus par simulation numérique.

Pour simuler expérimentalement la lumière émise par le plasma dans un régime d'ondes de dérive, nous avons procédé de la manière suivante : La caméra rapide, équipée de l'objectif 50 mm, est placée sur un banc optique et sa ligne de visée définit l'axe optique z de référence. Une source lumineuse diffuse de forme circulaire est positionnée à un rayon de l'axe optique correspondant à celui où sont typiquement observées les fluctuations maximales dans Mirabelle. Pour simuler une onde de dérive, nous déplaçons cette source le long de l'axe z par pas de trois centimètres sur une distance totale de un mètre. La position angulaire de la source par rapport à l'axe optique est modifiée de cinq degrés après chacune

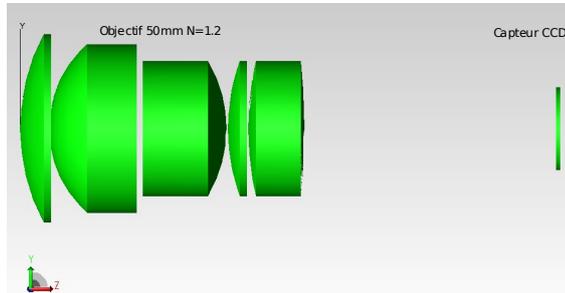


Figure 5.17: Assemblage de lentilles permettant de simuler l'objectif ($f = 50$, $N = 1,2$) de la caméra rapide. Le capteur CCD est situé dans le plan image de l'objectif virtuel.

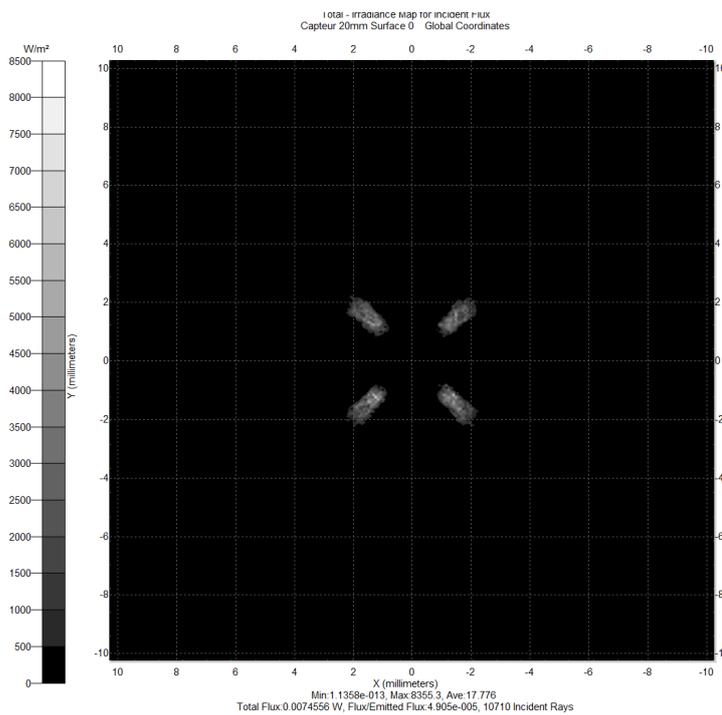


Figure 5.18: Résultat de la simulation par tracé de rayons. L'image collectée représente des structures élongées radialement.

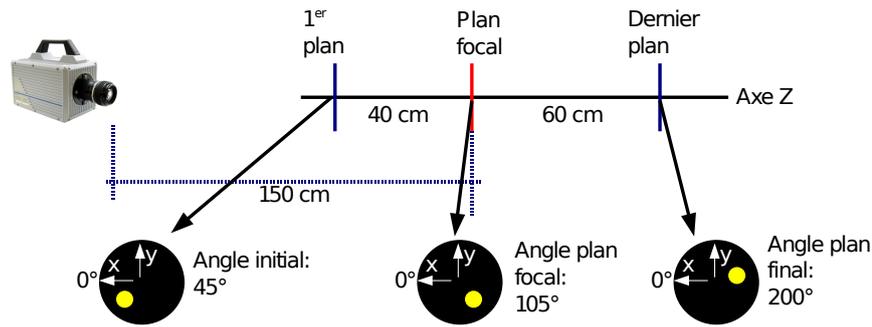


Figure 5.19: Schéma des expériences d'optiques réalisées pour simuler l'émission lumineuse d'un mode d'ondes de dérive. Le rond jaune correspond à la source de lumière diffuse.

de ces translations nous permettant ainsi de modéliser une longueur d'onde axiale proche de 2,2 m. La caméra est focalisée sur un plan localisé à une distance de 1,5 m. Le premier plan, correspondant à la position de la source lumineuse sur l'axe z la plus proche de la caméra, est situé à 40 cm en amont du plan focal. Le dernier plan est quant à lui localisé 60 cm en aval. Le schéma correspondant à cette manipulation est représenté figure 5.19.

A chaque position axiale de la source, nous enregistrons un film d'une centaine d'images à une fréquence d'acquisition de 5000 fps afin de moyenniser les oscillations à 50 Hz de l'intensité lumineuse. Pour obtenir l'image correspondant à une émission lumineuse en volume, nous additionnons les images moyennes sur l'ensemble des positions le long de la ligne de visée en considérant, dans un premier temps, un même poids pour chaque image et dans un second temps, un poids proportionnel à la position z dans le but de simuler un profil axial de densité linéaire plus proche des conditions de plasma réelles dans Mirabelle. Les résultats de ces manipulations sont présentés figure 5.20. La figure 5.20(A) représente uniquement l'image de la source lumineuse située au niveau du plan conjugué avec le capteur de la caméra. La figure 5.20(B) correspond à l'image obtenue après intégration des différentes sources sur la distance de 1 m en utilisant un poids identique pour chaque position axiale. La figure 5.20(C) montre l'image intégrée sur la même distance obtenue en utilisant une pondération augmentant linéairement avec la position axiale. L'intensité lumineuse de chaque image est normalisée par son maximum.

La lumière collectée présente une structure azimuthale en spirale qui diffère significativement de la structure originale circulaire. On constate également une modification des dimensions de la structure dans la direction radiale. Cet effet résulte, comme dans le cas d'une instabilité mode flûte, de la variation de la taille apparente de la structure en fonction de sa distance z par rapport à la caméra. Le cisaillement azimuthal observé est quant à lui un effet indésirable supplémentaire de l'intégration lumineuse en volume, spécifique aux régimes d'ondes de dérive caractérisées par une longueur d'onde axiale finie. Ces différents effets d'intégration sont bien entendu moins importants dans le cas d'un profil axial de densité linéaire. On peut remarquer figure 5.20(C) que l'intensité lumineuse est maximale à la position azimuthale correspondant à la position de la source dans le plan conjugué avec le capteur, indiquant que la localisation de la structure n'est pas, dans ce

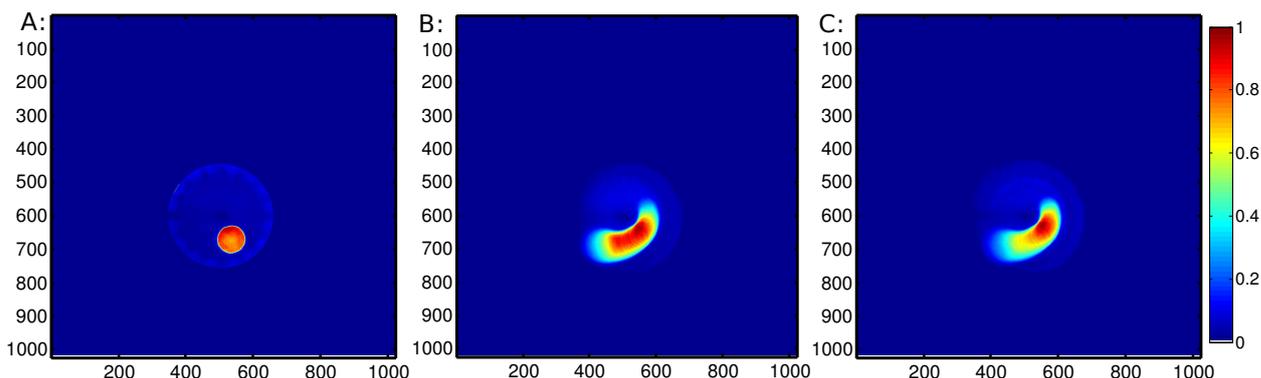


Figure 5.20: *Simulation expérimentale d'une instabilité d'ondes de dérive typique de celles observées sur Mirabelle. (A) Source lumineuse située dans le plan conjugué au capteur CCD. (B) Image intégrée sur l'ensemble des positions axiales de la source, le gradient de densité axial est ici négligé. (C) Image intégrée sur une distance identique, le profil axial de densité linéaire est ici pris en compte (unités d'intensité lumineuse arbitraires).*

cas, radicalement faussée.

Ces résultats expérimentaux sont comparés à des résultats de simulations numériques réalisées par *C. Brandt*. Le code utilisé simule, sur une grille (x_i, y_i, z_i) de résolution spatiale raisonnable, une densité de plasma $n(x, y, z)$ caractérisée par des fluctuations spatiales correspondant à une onde de dérive. Chaque point $n_i(x_i, y_i, z_i)$ de la matrice de densité représente une source de lumière. L'image de ces différentes sources sur un capteur virtuel est calculée à partir de l'équation de conjugaison d'une lentille mince. Une première simulation a été réalisée en prenant comme paramètres d'entrées du code, les paramètres expérimentaux correspondant aux manipulations précédentes. Le résultat de cette simulation est présenté figure 5.21(b). Il est parfaitement cohérent avec le résultat expérimental¹⁶ (figure 5.21(a)). La même structure en spirale ainsi que les mêmes déformations radiales y sont observées.

Suite à ce premier résultat, une simulation plus réaliste d'un mode cohérent d'onde de dérive $m = 3$ a été réalisée. La matrice de densité $n(x, y, z)$ utilisée pour cette simulation est constituée de $280 \times 280 \times 29$ points. Les 29 surfaces de densité ainsi modélisées représentent une colonne de plasma de 1,4 m. Les résultats de cette simulation sont présentés figure 5.22. La première colonne représente 5 surfaces de densité correspondant à 5 positions axiales z différentes. La référence $z = 0$ correspond à la position du capteur CCD. Le centre de la colonne de plasma est situé à la position $z = 1,5$ m et est situé dans le plan focal de la caméra. La variation de phase du mode le long de l'axe z correspond ici à une longueur d'onde axiale de 1,4 m. La seconde colonne montre uniquement les images collectées par le capteur correspondant à ces 5 surfaces de densité particulières. Chaque image est normalisée par son maximum d'intensité. Afin de comparer la lumière réellement

16. Il s'agit ici du cas où le gradient de densité axial est négligé.

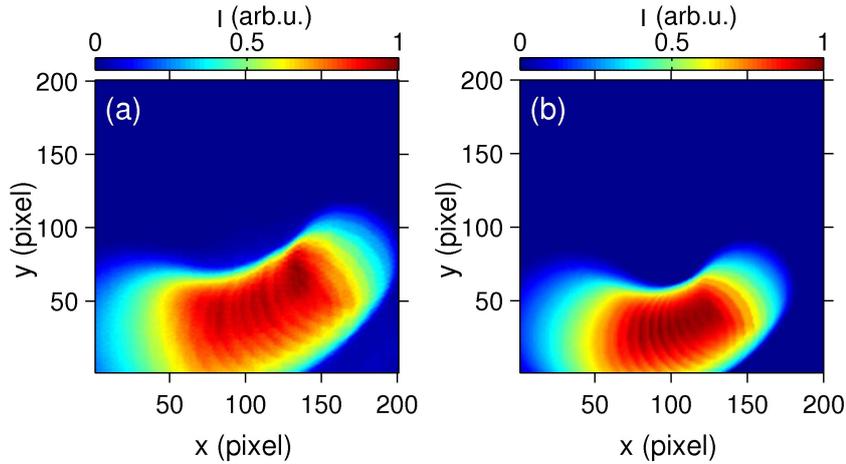


Figure 5.21: Comparaison entre résultats expérimentaux (a) et résultats de simulation numérique (C. Brandt) (b).

détectée, le facteur de normalisation Γ_{max} est précisé sur chacune des images. On constate clairement sur ces cinq images l'agrandissement ou le rétrécissement radial des structures apparentes en fonction de la position de leur source par rapport au capteur. La troisième colonne représente les images intégrées selon z , la dernière image (e_3) de cette colonne correspondant à la somme sur l'ensemble des 29 images collectées. Le mode finalement détecté affiche une structure azimutale fortement cisailée bien que le mode original ne présente aucun cisaillement.

L'intégration de la lumière sur l'ensemble de la colonne de plasma peut, en accord avec les résultats précédents, fausser l'information contenue sur les images de caméra rapide et induire par conséquent des erreurs d'interprétation quant à la dynamique des structures de densité étudiées. Il est cependant difficile d'estimer dans quelle mesure sont réellement altérées les structures observées sur les films enregistrés sur Mirabelle. On peut néanmoins penser que les conséquences de l'intégration en volume sont moins importantes sur les images réelles que sur les images simulées. Dans le cadre de la seconde simulation (figure 5.22), les cas les plus préjudiciables correspondant à une courte longueur d'onde axiale (1,4 m) et à un gradient de densité axial nul, ont été modélisés afin de pouvoir observer clairement les convolutions radiales et azimutales que pouvait engendrer l'intégration lumineuse. Les longueurs d'ondes axiales typiquement mesurées sur Mirabelle, dans le cas de régimes d'ondes de dérive, sont rarement inférieures à 2,5 m et peuvent atteindre plusieurs dizaines de mètre dans des régimes de type mode flûte. La modification azimutale en spirale des structures est donc vraisemblablement plus faible que dans le cas extrême simulé précédemment. On peut également supposer que les effets de convolution radiale sont moins prononcés à cause de la présence d'un gradient de densité axial non négligeable.

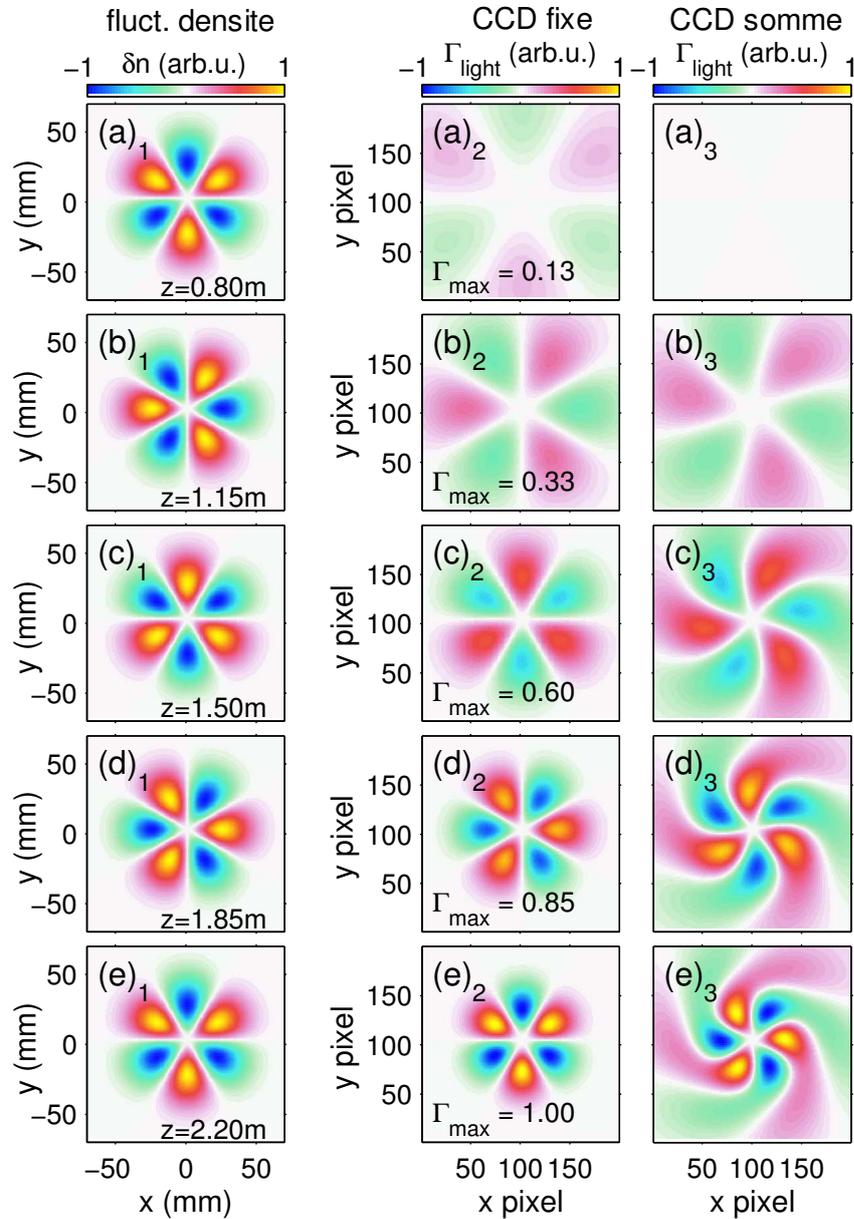


Figure 5.22: Simulation d'images de caméra provenant d'un mode cohérent $m = 3$ d'ondes de dérive. (colonne 1) Modélisation des fluctuations de densité à 5 positions axiales z . (colonne 2) Images sur le capteur CCD correspondant aux fluctuations de densité de la colonne 1. (colonne 3) Images intégrées sur les positions z . (les images sont cumulées au fur et à mesure que l'on descend de a_3 vers e_3) (C. Brandt)

5.4 Conclusion

Ce chapitre est entièrement consacré à la validation de l'imagerie rapide en tant que méthode de diagnostic permettant la caractérisation des instabilités présentes au sein du plasma de la machine Mirabelle. Une partie de cette validation avait d'ores et déjà été réalisée dans le cadre de travaux précédents dans un plasma d'argon, nous nous sommes donc attachés à poursuivre ce travail dans l'hélium. Il a été clairement démontré que l'imagerie rapide permettait d'obtenir une mesure bi-dimensionnelle non perturbative des fluctuations de densité du plasma. La combinaison de mesures spectroscopiques et de mesures avec filtres interférentiels, ainsi que l'étude détaillée des différentes transitions radiatives mises en jeu, nous ont permis d'établir le lien explicite entre la densité électronique et la lumière émise. En particulier, il nous a été possible d'identifier la raie d'émission offrant le meilleur contraste et fournissant ainsi la mesure la plus précise des fluctuations de densité. Toutefois, il reste encore certains points à clarifier quant à l'interprétation globale à donner aux images de caméra rapide, indépendamment du plasma étudié. Le plasma étant une source de lumière diffuse en volume, l'intégration de la lumière sur toute la ligne de visée peut engendrer une modification de la forme des structures turbulentes. De simples manipulations d'optique ainsi que des simulations par tracé de rayons tendent à démontrer que la lumière provenant des zones extérieures à la région focalisée (région d'intérêt) par la caméra rapide, entraîne un élargissement radial et une élongation azimutale des structures sur le film par rapport à la forme réelle de ces structures dans le plan focal, en particulier dans les régimes d'ondes de dérive à longueur d'onde axiale proche des dimensions de la machine. Les effets réels de cette intégration lumineuse en volume sur les images du plasma de Mirabelle sont difficiles à estimer. La poursuite de ces travaux de validation dans ce sens serait néanmoins nécessaire pour définitivement certifier l'interprétation des images de caméra rapide.

Chapitre 6

Mesures du transport turbulent par triple sonde

Sommaire

6.1	Détermination expérimentale du transport turbulent	114
6.2	Différentes approches du calcul du transport turbulent	116
6.2.1	Calcul direct du transport moyen	116
6.2.2	Calcul du transport en fonction des fréquences par transformée de Fourier	117
6.2.3	Calcul du transport en fonction des fréquences et du temps par transformée en ondelettes	119
6.3	Fiabilité de la mesure du transport turbulent par triple sonde	119
6.3.1	Comparaison sondes froides/sondes émissives	120
6.3.2	Filtrage <i>RC</i> passe bas des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde de Langmuir	129
6.3.3	Validité de la mesure des fluctuations du potentiel plasma par sonde émissive	134
6.4	Conclusion	142

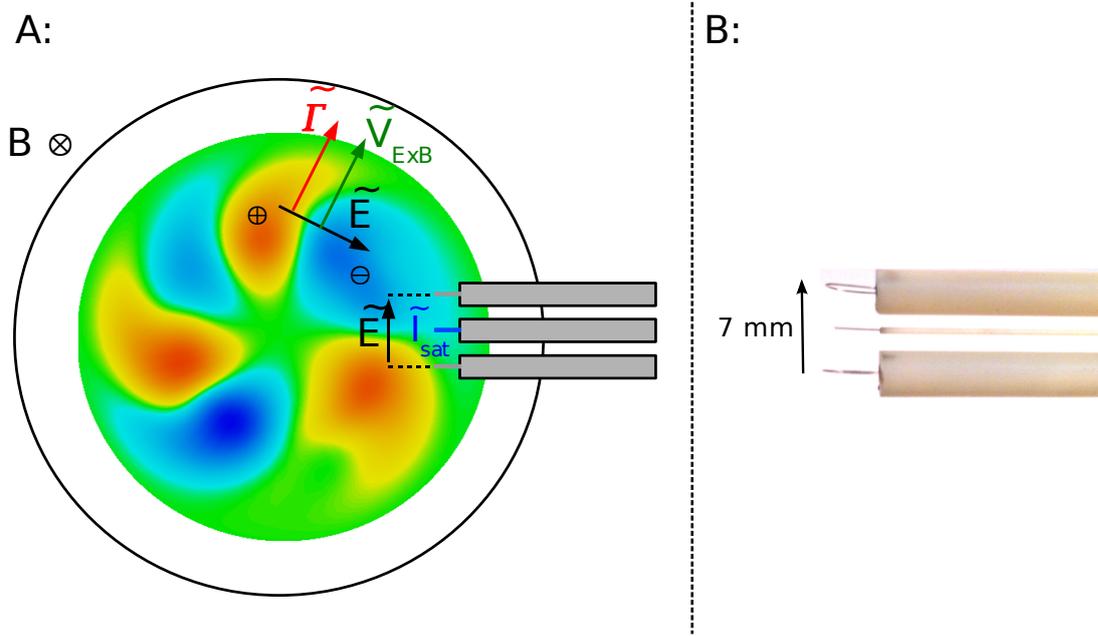


Figure 6.1: *A : Schéma de la mesure du transport turbulent par triple sonde. Les deux sondes externes enregistrent les fluctuations du potentiel flottant pour pouvoir calculer les fluctuations du champ électrique azimuthal. La sonde centrale mesure simultanément les fluctuations du courant de saturation ionique afin d'en déduire les fluctuations de densité. B : Photographie de la triple sonde utilisée sur la machine Mirabelle. Elle est composée d'une sonde de Langmuir centrale et de deux sondes émissives externes pouvant être utilisées comme de simples sondes de Langmuir (froides) ou en régime d'émission.*

6.1 Détermination expérimentale du transport turbulent

Les fluctuations synchronisées de densité \tilde{n} et de champ électrique azimuthal \tilde{E}_θ sont à l'origine du transport radial turbulent dans la machine Mirabelle. Ce dernier est défini par la relation 1.7 présentée dans le chapitre introductif et rappelée par commodité ci-dessous :

$$\Gamma_\perp = \langle \tilde{n} \tilde{v}_\perp \rangle = \frac{1}{B} \langle \tilde{n} \tilde{E}_\theta \rangle \quad (6.1)$$

La détermination expérimentale de ce flux turbulent local nécessite donc une mesure simultanée des fluctuations de densité et de champ électrique à la même position. Un système de triple sonde électrostatique est utilisé à cet effet sur la machine Mirabelle. Il est représenté sur le schéma de la figure 6.1.

Trois sondes sont orientées perpendiculairement aux lignes de champ magnétique et sont localisées à la même position radiale et axiale. Elles sont séparées azimuthalement de

telle manière que la sonde centrale soit située à la même distance $d/2$ des deux sondes externes. Cette sonde centrale est une sonde de Langmuir classique polarisée à un potentiel DC suffisamment négatif par rapport au potentiel plasma afin de mesurer les fluctuations du courant de saturation ionique \tilde{I}_{sat}^+ . Elle permet donc de mesurer les fluctuations de densité \tilde{n} , ces dernières étant proportionnelles aux fluctuations de \tilde{I}_{sat}^+ [56]. Les deux sondes externes peuvent également être des sondes de Langmuir. Dans ce cas, elles sont utilisées pour mesurer les fluctuations du potentiel flottant et permettent d'estimer le champ électrique azimuthal \tilde{E}_θ au niveau de la sonde centrale. En toute rigueur, il est bien entendu préférable de calculer le champ électrique \tilde{E}_θ à partir des fluctuations du potentiel plasma $\tilde{\phi}_p$. Or, il est très difficile de mesurer ces fluctuations avec une simple sonde de Langmuir, cela nécessiterait en effet d'enregistrer et d'analyser des caractéristiques de sonde à une fréquence suffisamment élevée pour suivre les variations temporelles de ϕ_p . On préfère donc utiliser directement les fluctuations du potentiel flottant, ces dernières étant en phase et d'amplitude équivalente à celles du potentiel plasma dans l'hypothèse où les fluctuations de température électronique sont négligeables (en accord avec l'équation 2.15). Cette hypothèse étant justifiée dans le plasma de la machine Mirabelle, l'approximation du champ électrique azimuthal \tilde{E}_θ à partir de mesures de fluctuations de potentiel flottant semble convenable. Il est toutefois possible de remplacer les deux sondes de Langmuir externes par deux sondes émissives. Pour un courant de chauffage correctement calibré, les fluctuations du potentiel flottant de ces sondes sont en théorie égales à celles du potentiel plasma (voir chapitre 3). Elles permettraient donc a priori de mesurer le champ électrique fluctuant \tilde{E}_θ sans aucune approximation.

Avant de pouvoir calculer le transport turbulent, il est nécessaire de traiter préalablement les différentes séries temporelles mesurées avec la triple sonde.

Le premier traitement concerne les séries temporelles des fluctuations de potentiel (potentiel flottant ou potentiel plasma selon le type de sonde utilisé) enregistrées avec les deux sondes externes. Il est régulièrement observé dans le plasma de Mirabelle que l'amplitude de ces fluctuations est légèrement différente entre les deux sondes flottantes. Or, dans le cas général où une onde se propage dans la direction azimuthale, il est attendu que l'amplitude des fluctuations mesurées par deux sondes séparées azimuthalement soit identique. Par conséquent, les différences observées expérimentalement n'ont a priori aucune origine physique et sont plus vraisemblablement liées au dispositif de mesure. Une légère différence du positionnement radial des deux sondes ou une différence de réponse des composants électroniques utilisés pour la mesure du potentiel peuvent par exemple être à l'origine de ces écarts d'amplitude. Afin de ne pas biaiser la phase et l'amplitude des fluctuations du champ électrique azimuthal, il est préférable de corriger les séries temporelles des fluctuations de potentiel dans le but de s'affranchir de cette différence d'amplitude artificielle. Nous normalisons donc les séries temporelles de potentiel de la manière suivante :

$$\phi_2^*(t) = \phi_2(t) \frac{\sigma_{\phi_1(t)}}{\sigma_{\phi_2(t)}} \quad (6.2)$$

avec $\phi_1(t)$ et $\phi_2(t)$ les séries temporelles brutes des fluctuations de potentiel mesurées avec les deux sondes externes et σ_ϕ leur déviation standard respective.

La série temporelle du champ électrique azimutal $E_\theta(t)$ est ensuite calculée par :

$$E_\theta(t) = -\nabla_\theta \phi = \frac{\phi_1(t) - \phi_2^*(t)}{d} \quad (6.3)$$

avec d la distance séparant les deux sondes externes.

Une fois la série temporelle du champ électrique obtenue, un second traitement consiste à en retirer la valeur moyenne afin de ne conserver que les composantes fluctuantes à l'origine du transport turbulent :

$$\tilde{E}_\theta(t) = E_\theta(t) - \langle E_\theta(t) \rangle \quad (6.4)$$

Ce traitement doit également être appliqué à la série temporelle du courant de saturation ionique mesurée par la sonde centrale :

$$\tilde{I}_{sat}^+(t) = I_{sat}^+(t) - \langle I_{sat}^+(t) \rangle \quad (6.5)$$

La série temporelle des fluctuations de densité $\tilde{n}(t)$ est ensuite obtenue à partir de $\tilde{I}_{sat}^+(t)$ à travers l'équation 2.14.

La simple soustraction de la composante continue ne permet pas d'isoler les composantes à très basses fréquences (nettement inférieures à la fréquence des instabilités) liées à la dérive éventuelle des paramètres du plasma ou encore à la mauvaise isolation électrique des circuits électroniques de mesures. Si ces modulations à basses fréquences sont effectivement observées, elles sont généralement filtrées dans l'espace de Fourier où sont conservés uniquement les coefficients correspondant aux fréquences supérieures à une fréquence seuil choisie judicieusement.

Dans la suite de ce chapitre, nous rappelons les différentes méthodes de calcul du flux turbulent à partir des séries temporelles traitées de \tilde{n} et \tilde{E}_θ . Nous présentons ensuite des mesures comparatives de transport turbulent réalisées d'une part avec une triple sonde composée uniquement de sondes de Langmuir et d'autre part avec une seconde triple sonde composée de deux sondes émissives externes. Les différences significatives observées nous amènent à discuter de la fiabilité des mesures de transport en fonction du type de sondes utilisé.

6.2 Différentes approches du calcul du transport turbulent

6.2.1 Calcul direct du transport moyen

La méthode la plus évidente pour obtenir une première estimation quantitative du transport turbulent consiste simplement à calculer la moyenne du produit des fluctuations de densité et de champ électrique :

$$\Gamma_\perp = \frac{1}{B} \langle \tilde{n}(t) \tilde{E}_\theta(t) \rangle \quad (6.6)$$

Cette première méthode fournit une valeur moyennée du transport radial mais ne permet pas de distinguer les contributions des différentes composantes fréquentielles des fluctuations de densité et de champ électrique. Or, il est intéressant de pouvoir déterminer quelle partie du spectre des fluctuations a la plus grande influence sur ce transport turbulent. Pour cela, il est possible d'estimer le transport en fonction des composantes fréquentielles en utilisant différentes méthodes d'analyses spectrales. C'est l'objet des deux sous-sections suivantes.

6.2.2 Calcul du transport en fonction des fréquences par transformée de Fourier

La méthode utilisée pour calculer le transport en fonction des différentes fréquences de fluctuations est celle proposée par *E. J. Powers* [65].

Le transport turbulent moyen étant défini classiquement par :

$$\Gamma_{\perp} = \frac{1}{B} \left\langle \tilde{n}(t) \tilde{E}_{\theta}(t) \right\rangle = \frac{1}{B} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int \tilde{n}(t) \tilde{E}_{\theta}(t) dt \quad (6.7)$$

il peut être exprimé à partir de la corrélation croisée $C_{\tilde{n}, \tilde{E}_{\theta}}$ entre les fluctuations de densité et de champ électrique évaluée au temps $\tau = 0$:

$$\Gamma_{\perp} = \frac{1}{B} C_{\tilde{n}, \tilde{E}_{\theta}}(\tau = 0) \quad (6.8)$$

avec

$$C_{\tilde{n}, \tilde{E}_{\theta}}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int \tilde{n}(t) \tilde{E}_{\theta}(\tau + t) dt \quad (6.9)$$

En faisant l'hypothèse que les moyennes temporelles fournissent les moyennes statistiques, il est possible d'exprimer la corrélation croisée à partir de la transformée de Fourier¹⁷ du spectre croisé $P_{\tilde{n}, \tilde{E}_{\theta}}$, en accord avec le théorème de *Wiener-Khinchine* :

$$C_{\tilde{n}, \tilde{E}_{\theta}}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_{\tilde{n}, \tilde{E}_{\theta}} \exp(-i\omega\tau) d\omega \quad (6.10)$$

avec

$$P_{\tilde{n}, \tilde{E}_{\theta}} = F_{\tilde{n}}^*(\omega) F_{\tilde{E}_{\theta}}(\omega) \quad (6.11)$$

où $F_{\tilde{n}}(\omega)$ et $F_{\tilde{E}_{\theta}}(\omega)$ correspondent aux transformées de Fourier¹⁸ des fluctuations de densité et de champ électrique respectivement et l'astérisque * représente le complexe conjugué.

17. Un rappel sur les différentes méthodes d'analyses spectrales est présenté en annexe.

18. La convention utilisée pour la transformée de Fourier est la suivante :

$$F_{\tilde{n}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} n(t) \exp(-i\omega t) dt$$

La partie réelle du spectre croisé étant une fonction paire et sa partie imaginaire, une fonction impaire, il est possible de simplifier l'expression 6.10 :

$$C_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\tau) = 2\Re \int_0^\infty P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta} \exp(-i\omega\tau) d\omega \quad (6.12)$$

En accord avec l'équation 6.8, il est ainsi possible d'exprimer le transport total par :

$$\Gamma_\perp = \frac{2}{B} \Re \int_0^\infty P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta} d\omega \quad (6.13)$$

Les différentes composantes fréquentielles du transport sont par conséquent définies par :

$$\Gamma_\perp(\omega) = \frac{2}{B} \Re[P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega)] \quad (6.14)$$

Elles peuvent finalement être exprimées à partir du module et de la phase du spectre croisé :

$$\Gamma_\perp(\omega) = \frac{2}{B} |P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega)| \cos(\alpha_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega)) \quad (6.15)$$

$$\Gamma_\perp(\omega) = \frac{2}{B} |F_{\tilde{n}}^*(\omega)F_{\tilde{E}_\theta}(\omega)| \cos[\arg(F_{\tilde{n}}^*(\omega)F_{\tilde{E}_\theta}(\omega))] \quad (6.16)$$

Il est donc relativement aisé de calculer le transport en fonction des différentes composantes fréquentielles à partir de la transformée de Fourier des fluctuations de densité et de champ électrique. Le module du spectre croisé pondère la valeur absolue du transport, celui-ci ne pourra être significatif que si la densité et le champ électrique azimutal fluctuent à des fréquences identiques. La différence de phase entre \tilde{n} et \tilde{E}_θ contribue également à la valeur du transport. Elle détermine surtout le signe de ce dernier. Il est donc important de la mesurer avec la meilleure précision possible.

Il est intéressant de noter qu'il est également possible d'obtenir une expression du transport décomposé en fréquences à partir de mesures simultanées de fluctuations de densité et de potentiel. On peut en effet écrire :

$$P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega) = -ik(\omega)P_{\tilde{n}, \tilde{\phi}}(\omega) \quad (6.17)$$

avec $k(\omega)$ la relation de dispersion des fluctuations de potentiel. En insérant cette expression dans la relation 6.14, on obtient une expression du transport décomposé en fréquences, en fonction des transformées de Fourier des fluctuations de densité et de potentiel :

$$\Gamma_\perp(\omega) = \frac{2}{B} k(\omega) |P_{\tilde{n}, \tilde{\phi}}(\omega)| \sin(\alpha_{\tilde{n}, \tilde{\phi}}) \quad (6.18)$$

$$\Gamma_\perp(\omega) = \frac{2}{B} k(\omega) |F_{\tilde{n}}^*(\omega)F_{\tilde{\phi}}(\omega)| \sin[\arg(F_{\tilde{n}}^*(\omega)F_{\tilde{\phi}}(\omega))] \quad (6.19)$$

6.2.3 Calcul du transport en fonction des fréquences et du temps par transformée en ondelettes

La décomposition des séries temporelles (\tilde{n} et \tilde{E}_θ) sur une base de fonctions sinusoidales infinies par transformée de Fourier permet d'obtenir avec précision les différentes composantes fréquentielles des fluctuations. Cependant, les spectres ainsi obtenus étant moyennés sur toute la durée des signaux initiaux, l'information sur l'évolution temporelle des fluctuations et donc sur l'évolution du transport est perdue. Or, il est intéressant de conserver une partie de l'information liée à l'évolution temporelle complexe du transport, en particulier dans un régime turbulent caractérisé par des phénomènes d'intermittence. Pour cela, il est possible de décomposer les séries temporelles des fluctuations sur une base de fonctions oscillantes, non plus à support infini, mais bornées temporellement. Ces fonctions sont appelées ondelettes et la décomposition des signaux sur une base d'ondelettes est appelée transformée en ondelettes. La localisation temporelle des ondelettes permet de conserver une partie de l'information initiale sur l'évolution temporelle des fluctuations. Les méthodes d'analyses spectrales par transformée de Fourier et transformée en ondelettes sont détaillées en annexes.

En utilisant désormais la transformée en ondelettes $W_{\tilde{n}}(\omega, t)$ et $W_{\tilde{E}_\theta}(\omega, t)$ des séries temporelles respectives de densité et de champ électrique azimuthal, on peut exprimer le transport en fonction des fréquences et du temps en adaptant la relation 6.15 :

$$\Gamma_\perp(\omega, t) = \frac{2}{B} |P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega, t)| \cos(\alpha_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega, t)) \quad (6.20)$$

$$\Gamma_\perp(\omega, t) = \frac{2}{B} |W_{\tilde{n}}^*(\omega, t)W_{\tilde{E}_\theta}(\omega, t)| \cos[\arg(W_{\tilde{n}}^*(\omega, t)W_{\tilde{E}_\theta}(\omega, t))] \quad (6.21)$$

6.3 Fiabilité de la mesure du transport turbulent par triple sonde

Les premières mesures de transport turbulent dans le plasma de la machine Mirabelle ont été réalisées dans le cadre de travaux précédents [58]. Ces mesures ont été effectuées avec une triple sonde composée uniquement de sondes de Langmuir classiques. La validité de ces mesures repose sur l'hypothèse raisonnable de fluctuations de température négligeables au sein du plasma. Dans ce cas les fluctuations du potentiel flottant de ces sondes égalent les fluctuations du potentiel plasma. Cependant, les flux calculés à partir de ces mesures expérimentales, selon la méthode exposée dans la section 6.2, présentaient des caractéristiques surprenantes. Il a par exemple souvent été observé que le transport turbulent, dans la région du gradient de densité, était dirigé, non pas dans la direction opposée à celle du gradient comme on pourrait le présager mais bien dans la même direction. Ces résultats inattendus nous ont amené à reconsidérer la question de la fiabilité des mesures de transport par triple sonde.

Les sondes émissives ont été proposées pour la mesure des fluctuations du potentiel plasma dans la région de plasma de bord des tokamaks où les fluctuations de température ne sont

plus négligeables [68]. Elles peuvent bien entendu également être utilisées dans les machines de laboratoire, ces dernières offrant une méthode de mesure des fluctuations du champ électrique azimuthal alternative aux sondes de Langmuir. Dans le cadre de cette thèse, des mesures comparatives de transport turbulent réalisées d'une part, avec une triple sonde similaire à celle utilisée lors des études précédentes et d'autre part, avec une triple sonde composée de deux sondes émissives, ont été effectuées.

Dans la suite de cette section, nous présentons brièvement les caractéristiques du régime de plasma dans lequel ont été réalisées ces comparaisons. Les résultats des différentes mesures de transport sont ensuite présentés. Les différences significatives observées nous conduisent à envisager d'autres sources d'erreurs que celles pouvant être liées aux fluctuations de température. Ces différentes sources d'erreurs, pouvant fausser les mesures par sondes froides mais également celles effectuées avec des sondes émissives, sont détaillées à la fin de cette section.

6.3.1 Comparaison sondes froides/sondes émissives

Caractéristiques du régime de plasma étudié

Les mesures comparatives de transport ont été réalisées dans le régime de plasma d'hélium déterminé par les paramètres expérimentaux suivants : $P_{helium} = 4 \times 10^{-4}$ mbar, $B = 70$ mT, $V_{ac} = 58$ V, $V_{fil} = 18$ V, $V_g = 16$ V. Le diagramme spatio-temporel des fluctuations de densité correspondant à ce régime est illustré figure 6.2. Ce dernier a été obtenu à partir d'un film de caméra rapide en utilisant la méthode détaillée chapitre 5 consistant à extraire les données spatio-temporelles de couronnes de sondes virtuelles. Dans ce cas précis, 128 séries temporelles, issues d'autant de sondes virtuelles régulièrement réparties sur un cercle azimuthal centré sur la colonne de plasma et de rayon $r = 5$ cm, ont été utilisées pour construire le diagramme. Sur celui-ci, on peut observer que les bandes transversales représentatives des maxima de fluctuations (ou des minima) forment un motif quasi-périodique. Le régime de plasma en question est donc caractérisé par des fluctuations faiblement irrégulières. Néanmoins, ces bandes transversales semblent être modulées et certaines sont également interrompues. Ces effets sont la manifestation d'interactions entre différents modes spatio-temporels. On observe sur l'image spatio-temporelle un mode azimuthal dominant $m = 3$ mais il est également parfois possible de distinguer une alternance entre ce mode dominant et des modes inférieurs $m = 1$ ou $m = 2$.

La relation de dispersion, issue de deux sondes virtuelles séparées azimuthalement, est présentée figure 6.3. La méthode pour obtenir cette relation de dispersion est présentée en annexe. Celle-ci confirme l'impression visuelle précédente. On y observe en effet trois modes distincts, un mode $m = 1$ à la fréquence $f_1 = 11,1$ kHz, un mode $m = 2$ de plus faible amplitude de fréquence $f_2 = 17,4$ kHz et un mode $m = 3$ dominant de fréquence centrale $f_3 = 28,4$ kHz. Les fréquences des modes $m = 2$ et $m = 3$ sont inférieures à celles du premier et second harmonique ($2f_1$ et $3f_1$) du mode $m = 1$, indiquant une légère dispersion en accord avec le modèle d'ondes de dérive d'*Ellis et al* [30]. La large bande de fréquences correspondant au mode $m = 3$ (f_3) rassemble vraisemblablement la fréquence du mode propre et celle du second harmonique du mode $m = 1$ ($3f_1$), laissant d'ores et déjà envisager une interaction non-linéaire entre ces deux fréquences.

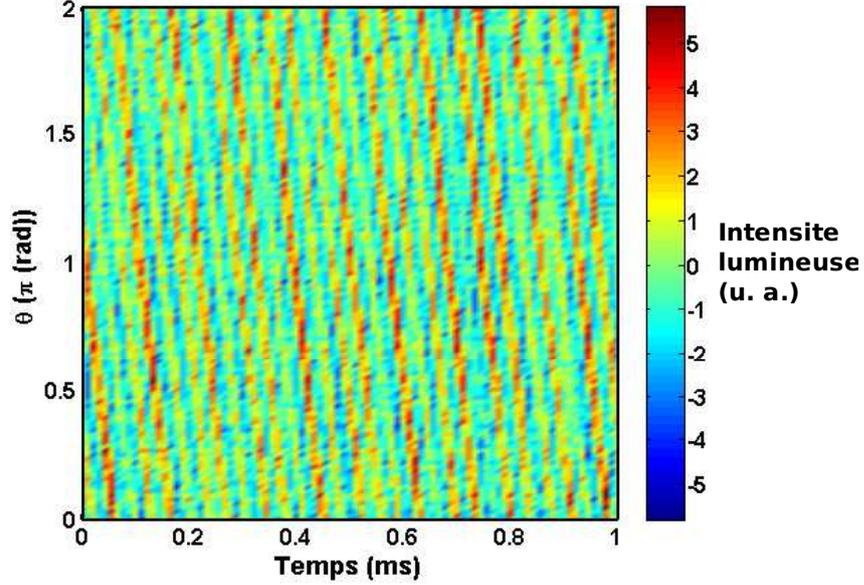


Figure 6.2: Diagramme spatio-temporel des fluctuations de densité obtenu à partir d'un film de caméra rapide par extraction de couronnes de sondes virtuelles.

Afin d'identifier clairement le régime d'instabilité, cette relation de dispersion expérimentale doit être comparée aux modèles théoriques d'instabilités basses fréquences. Pour cela il est nécessaire de disposer des profils radiaux d'équilibre. Les profils radiaux de densité et de potentiel plasma correspondant à ce régime sont présentés figure 6.4. Il est important de préciser maintenant que la position radiale où a été calculée la relation de dispersion ($r = 5$ cm) correspond à la région du maximum de gradient de densité. A partir de ces profils sont calculées la vitesse de dérive électrique azimuthale $V_{E \times B}$ (Eq. 1.8), la vitesse diamagnétique électronique $V_{dia,e}$ (Eq. 1.10) et les vitesses de phase (en fonction de m) (Eq. 1.11) prédites par le modèle d'*Ellis et al* pour le cas d'une instabilité d'ondes de dérive. Ces vitesses de dérives sont corrigées du décalage Doppler lié à la rotation du plasma à la vitesse $V_{E \times B}$, les gradients de densité et de potentiel étant de sens opposés, les deux vitesses s'additionnent (figure 6.5). Les fréquences théoriques sont ensuite calculées à partir des vitesses de phases corrigées correspondant à la position radiale $r = 5$ cm :

$$f_{theorique,m} = \frac{mV_{\varphi}}{2\pi r}$$

Les fréquences théoriques correspondant aux modes $m = 1, 2, 3$ sont représentées sur la figure 6.3 par les triangles noirs. La relation expérimentale est plus dispersée que celle obtenue à partir du modèle d'ondes de dérive mais les fréquences sont suffisamment cohérentes pour identifier légitimement ce régime comme un régime d'ondes de dérive.

Le filtrage par décomposition biorthogonale¹⁹ du diagramme spatio-temporel brut présenté précédemment permet d'observer plus clairement une des caractéristiques de ce

19. La méthode de décomposition biorthogonale est détaillée en annexe.

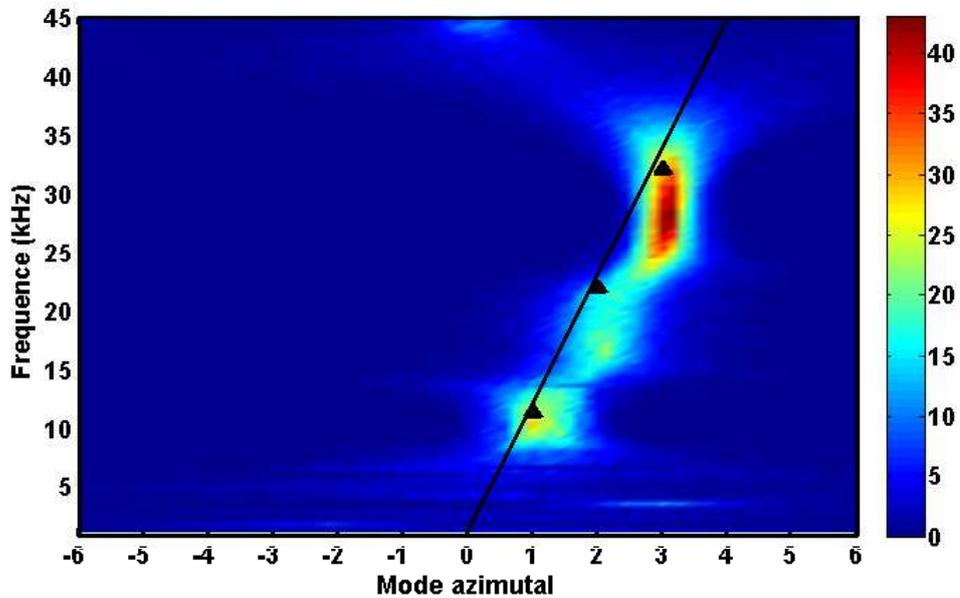


Figure 6.3: Relation de dispersion calculée à partir de deux séries temporelles correspondant à deux sondes virtuelles positionnées à la même position radiale $r = 5$ cm et séparées azimuthalement. La méthode de calcul est présentée en annexe. Les triangles noirs correspondent aux fréquences théoriques issues du modèle d'ondes de dérive d'Ellis et al [30].

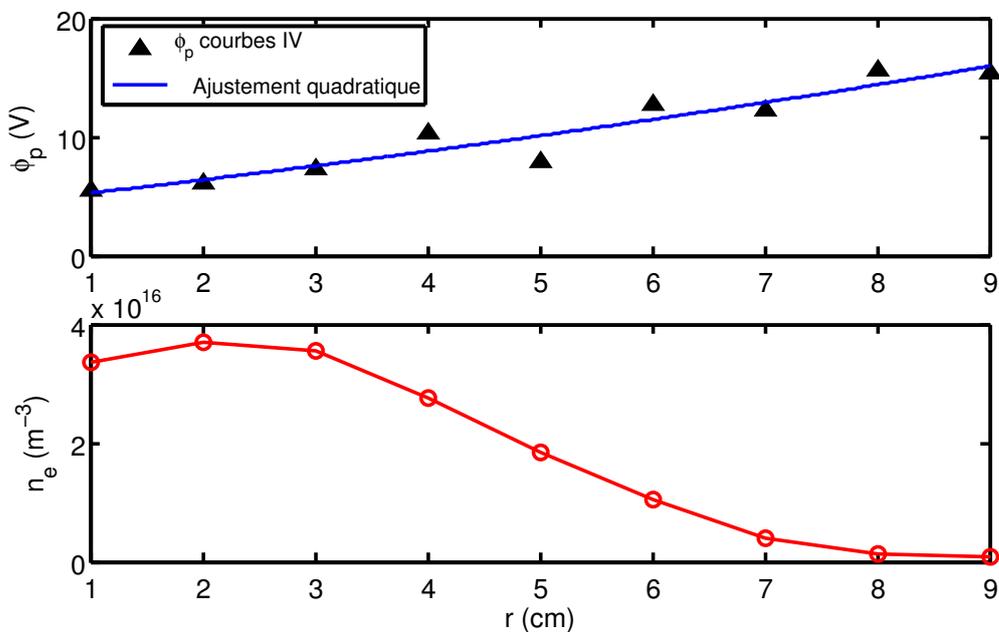


Figure 6.4: Profils radiaux de potentiel plasma et de densité obtenus par analyse de caractéristiques courant-tension.

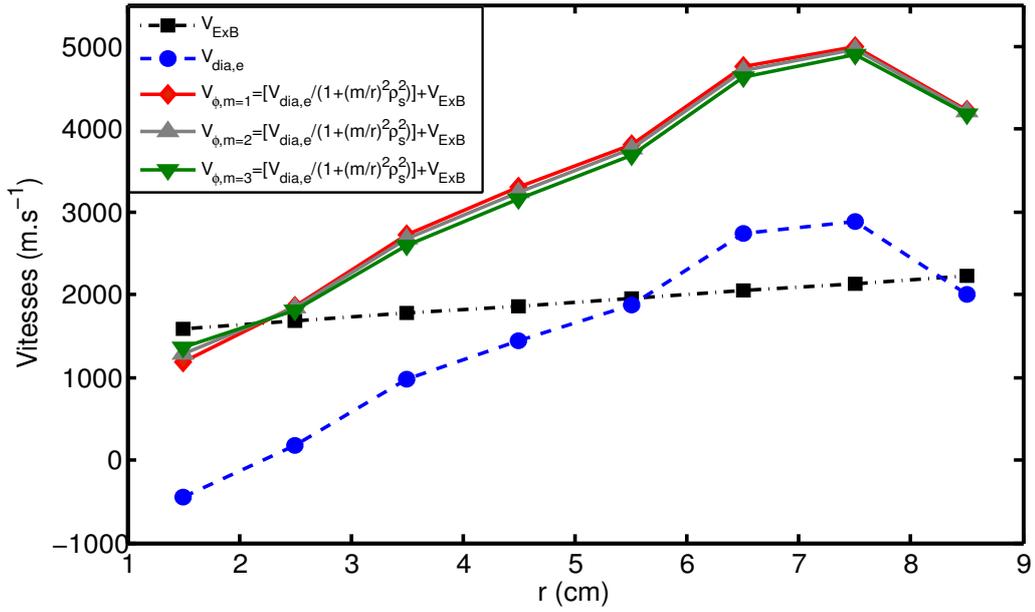


Figure 6.5: Profils radiaux de la vitesse de dérive électrique azimuthale $V_{E \times B}$, de la vitesse diamagnétique électronique $V_{dia,e}$ et des vitesses de phase (en fonction de m), corrigées du décalage Doppler, prédites par le modèle d'Ellis et al pour le cas d'une instabilité d'ondes de dérive. Ces vitesses sont calculées à partir des profils d'équilibre de n_e , ϕ_p et T_e .

régime particulier. En effet, en ne conservant que le mode dominant $m = 3$ (figure 6.6), on remarque désormais très clairement la modulation spatiale et temporelle que l'on pouvait légèrement distinguer sur le diagramme initial. Ce genre de modulation a déjà été observé dans d'autres machines linéaires et a même été qualifié de *streamer* [83]. En réalité, il ne s'agit ici que d'un simple phénomène de battement à la fréquence $f_b = 2,5$ kHz. Ce battement résulte vraisemblablement de la superposition entre le mode $m = 3$ à $f_3 = 28,4$ kHz et le second harmonique du mode $m = 1$ à la fréquence de $3f_1 = 33,3$ kHz, la différence entre ces deux fréquences $\Delta f = 3f_1 - f_3 = 4,9$ kHz correspondant bien à deux fois la fréquence f_b de la modulation.

Cet exemple montre clairement l'utilité de la combinaison des deux méthodes de diagnostics que constituent les sondes et l'imagerie rapide pour, non seulement, faciliter l'identification des instabilités, mais également plus généralement pour étudier leurs dynamiques.

Mesures comparatives de transport turbulent

Deux mesures locales de transport turbulent ont été réalisées dans ce régime d'ondes de dérive à la position radiale $r = 5$ cm correspondant au maximum du gradient de densité (Fig 6.4). Elles ont été effectuées en utilisant une triple sonde composée d'une sonde de Langmuir centrale et de deux sondes émissives externes. La sonde centrale est polarisée à -30 V afin de mesurer les fluctuations de densité à partir des fluctuations du courant de saturation ionique. Les deux sondes externes sont électriquement flottantes (non pola-

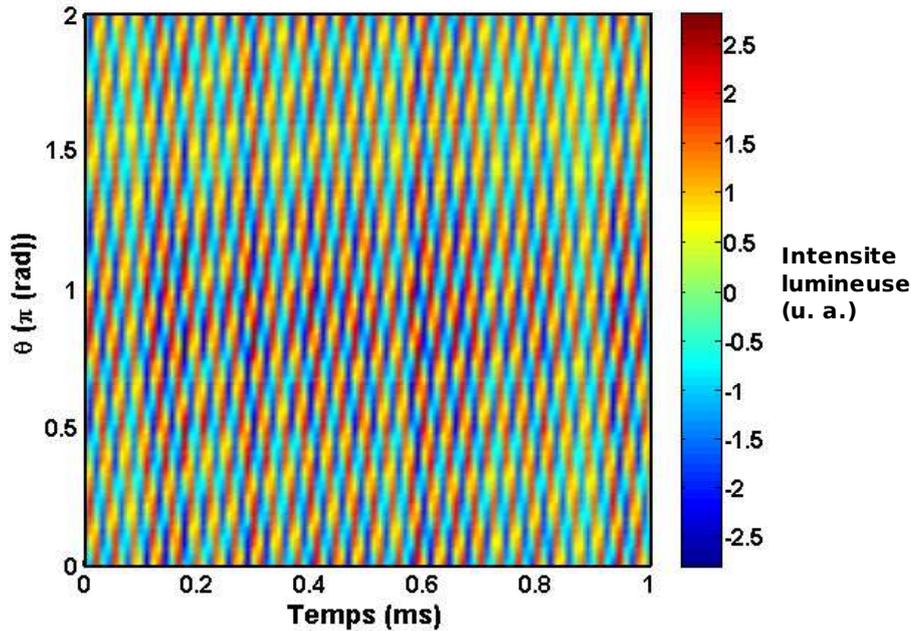


Figure 6.6: *Diagramme spatio-temporel correspondant uniquement au mode dominant $m = 3$ après filtrage par décomposition biorthogonale. On constate une modulation spatiale et temporelle de ce mode.*

risées) et connectées à un tiroir d'acquisition d'impédance d'entrée suffisamment grande ($1 \text{ M}\Omega$) devant l'impédance du plasma (typiquement une dizaine de $\text{k}\Omega$) permettant de mesurer les fluctuations de potentiel. Les différents signaux de sondes sont enregistrés simultanément et échantillonnés à une fréquence de 1 MHz .

La première mesure de transport a été réalisée avec les deux sondes externes en régime d'émission thermoionique, après avoir calibré le courant de chauffage I_c de telle manière que leurs potentiels flottants moyens correspondent au potentiel plasma moyen (voir chapitre 3). À l'inverse, dans le cadre de la seconde mesure, les deux sondes externes, n'ont pas été chauffées ($I_c = 0$) et ont par conséquent été utilisées comme de simples sondes de Langmuir. Dans la suite de ce mémoire, on qualifiera ces sondes de sondes *froides* par opposition aux sondes émissives chauffées.

Sur la figure 6.7 est illustré le transport turbulent, calculé en ondelettes, résultant de la première mesure par sondes émissives. Le transport global est essentiellement généré par les fréquences proches de 30 kHz correspondant au mode azimutal $m = 3$. Cette composante du transport est positive et indique, par convention, un transport dirigé radialement vers l'extérieur de la machine. Elle ne présente que peu de fluctuations temporelles, ce qui indique par conséquent un transport radial relativement régulier. Il est possible également de distinguer les contributions au transport des fréquences proches de 12 et 18 kHz correspondant respectivement aux modes $m = 1$ et $m = 2$. Ces contributions positives sont beaucoup plus faibles que celle à 30 kHz et présentent un caractère plus intermittent. Nous représentons figure 6.8 la moyenne temporelle de la norme des coefficients d'onde-

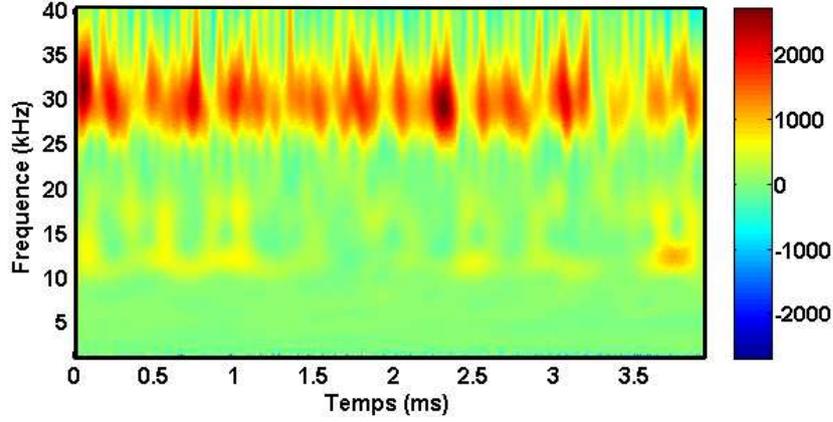


Figure 6.7: Transport turbulent calculé en ondelettes correspondant aux mesures par sondes émissives à la position radiale $r = 5$ cm (en unités arbitraires).

lettes associés aux fluctuations de densité ($\langle |W_{\tilde{n}}(\omega, t)| \rangle$) indiquant le spectre en fréquences de ces dernières. La différence de phase moyenne entre les fluctuations de densité et les fluctuations de champ électrique azimutal y est superposée, ainsi que la moyenne de la norme du spectre croisé $\langle |P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega, t)| \rangle$. Cette représentation permet de mieux comprendre l'origine des différentes contributions au transport.

Le spectre en fréquences des fluctuations de densité (bleu) est parfaitement cohérent avec la relation de dispersion obtenue précédemment. On y observe en effet la composante dominante à 29 kHz correspondant au mode $m = 3$, la composante à 12 kHz correspondant au mode $m = 1$ ainsi que la composante très faible à 18 kHz correspondant au mode $m = 2$. Le déphasage $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}$ (vert) à la fréquence 29 kHz est proche de zéro. Cela signifie que les composantes spectrales des fluctuations de densité et de potentiel correspondant à cette même fréquence sont en quadratures (déphasées de $\pi/2$ rad). Par conséquent, le transport qui en résulte est maximal et correspond à la valeur particulière du module du spectre croisé associé à la fréquence 29 kHz, à un facteur multiplicatif $2/B$ près (voir équation 6.20). Le module du spectre croisé (rouge), également appelé puissance croisée, étant maximal à la fréquence 29 kHz, on comprend désormais clairement la forte amplitude de la composante du transport à cette fréquence. A 18 kHz, le déphasage $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}$ est également proche de zéro mais la faible puissance croisée associée à cette fréquence explique que la contribution au transport du mode $m = 2$ soit négligeable devant celle du mode $m = 3$. A l'inverse, la puissance croisée associée au mode $m = 1$ est plus importante que celle correspondant au mode $m = 2$ mais la différence de phase $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}$ (12kHz), désormais proche de $-0,25$ rad, tend à réduire l'impact de ces fluctuations cohérentes à 12 kHz en termes de transport si bien que le transport associé au mode $m = 1$ est finalement presque équivalent à celui associé au mode $m = 2$.

Les valeurs importantes (presque $\pi/2$ rad) du déphasage $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\phi}}$ entre les fluctuations de densité et de potentiel mesurées ici peuvent paraître étonnantes au regard des faibles valeurs

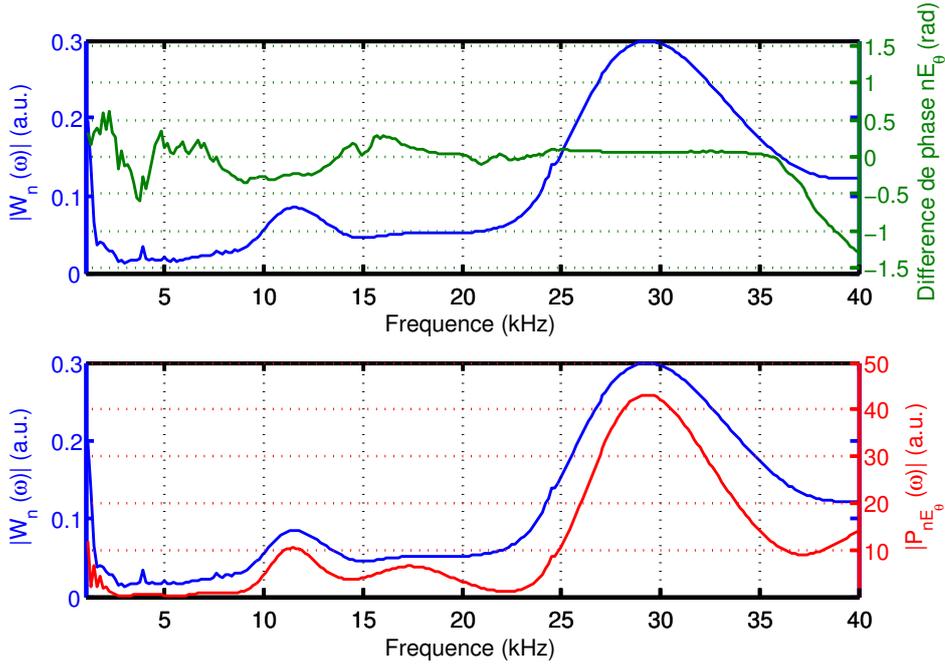


Figure 6.8: Haut : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (bleu) et différence de phase moyenne $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}_\theta}$ (vert). Bas : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (bleu) et moyenne temporelle du module du spectre croisé $|P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega, t)|$ (rouge). Mesures par sondes émissives.

(proches de 0 rad) prédites par la théorie relative aux ondes de dérive. Des différences de phases proches de zéro n'ont cependant jamais réellement été observées dans le plasma de Mirabelle bien que des instabilités d'ondes de dérive y soient clairement identifiées. C'est également le cas dans d'autres machines linéaires similaires à la machine Mirabelle. On peut par exemple citer les mesures réalisées par *D. Block et A. Piel* [11] sur la machine KIWI ayant abouti à des déphasages $\varphi_{\tilde{n}\tilde{\phi}}$ proches de $\pi/6$ rad, ou encore, les travaux effectués par *C. Brandt* sur la machine VINETA au cours desquels il a été mesuré des déphasages $\varphi_{\tilde{n}\tilde{\phi}}$ proches de $\pi/2$ rad dans des régimes pourtant identifiés comme des régimes d'ondes de dérive turbulents. Les écarts importants, entre les valeurs de déphasage théoriques et les valeurs expérimentales obtenues dans les différentes machines linéaires faiblement magnétisées, démontrent que le seul critère $\varphi_{\tilde{n}\tilde{\phi}} \approx 0$ rad ne constitue pas un critère robuste d'identification de l'instabilité d'ondes de dérive. Par conséquent, valider (ou invalider) une mesure de transport, à partir de la seule comparaison du déphasage $\varphi_{\tilde{n}\tilde{\phi}}$ mesuré avec celui prédit par la théorie, ne paraît pas totalement satisfaisant. Il est donc préférable d'effectuer des mesures comparatives de transport à partir de différentes méthodes de diagnostics pour s'assurer de la fiabilité des mesures.

Le résultat de la seconde mesure de transport turbulent réalisée avec les sondes froides est présenté figure 6.9. Les paramètres expérimentaux caractérisant le régime de plasma utilisés pour la mesure précédente ont été conservés à l'identique. Le transport obtenu avec cette seconde méthode de diagnostic est significativement différent de celui présenté

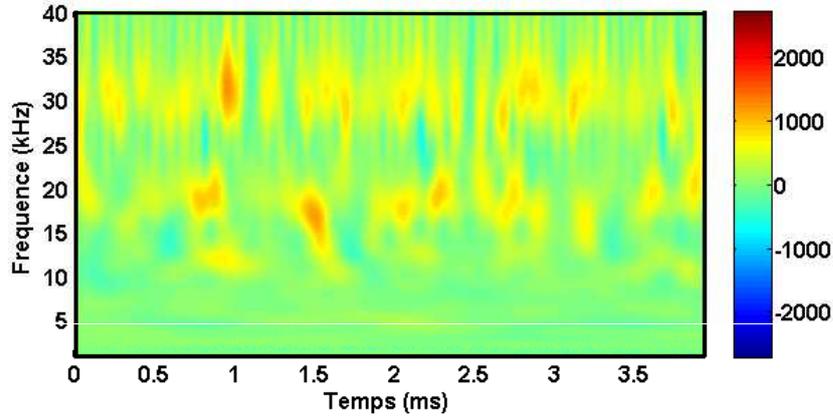


Figure 6.9: *Transport turbulent correspondant aux mesures par sondes froides à la position radiale $r = 5$ cm (en unités arbitraires).*

précédemment. On constate clairement que la contribution du mode $m = 3$ est nettement moins importante et qu'elle est désormais presque équivalente à celle du mode $m = 2$. On peut également observer que la fréquence 12 kHz associée au mode $m = 1$ ne contribue plus, ou très peu, au transport global. Afin de comprendre l'origine de ces différences, nous représentons de nouveau sur la figure 6.10 le spectre en fréquences des fluctuations de densité (bleu) ainsi que la différence de phase (vert) et la puissance croisée (rouge) entre les fluctuations de densité et les fluctuations de champ électrique azimuthal.

On constate dans un premier temps que les déphasages $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}_\theta}(\omega)$, associés à chacune des composantes spectrales correspondant aux différents modes, se distinguent de ceux mesurés avec les sondes émissives. Désormais, la différence de phase entre les composantes spectrales de \tilde{n} et \tilde{E}_θ à 29 kHz et 18 kHz est proche de $-0,6$ rad alors qu'elle était proche de zéro dans le cadre de la mesure précédente. De la même façon, le déphasage associé à la fréquence du mode $m = 1$ est désormais proche de $\pi/2$ rad expliquant la très faible contribution de ce mode au transport total.

Outre ces différences de déphasages significatives entre les deux mesures, on observe également une différence importante sur le spectre de puissance croisée. En effet, la composante de ce spectre à 30 kHz a été diminuée de près de 50% et est désormais comparable aux composantes associées aux modes $m = 1$ et $m = 2$. Ces dernières sont plus importantes que dans le cas précédent. Cela s'explique en partie par la plus forte amplitude des composantes à 12 kHz et 18 kHz sur le spectre en fréquence des fluctuations de densité. Il est toutefois important de noter que ce spectre des fluctuations de densité reste globalement similaire à celui obtenu précédemment, aux petites variations du régime de plasma près. Cela indique clairement que la mesure des fluctuations de densité n'est pas influencée par le chauffage et l'émission électronique des deux sondes externes. Étant donné que les composantes spectrales de \tilde{n} à 30 kHz sont identiques, la différence de puissance croisée observée à cette même fréquence entre les deux mesures, ne peut provenir que de la di-

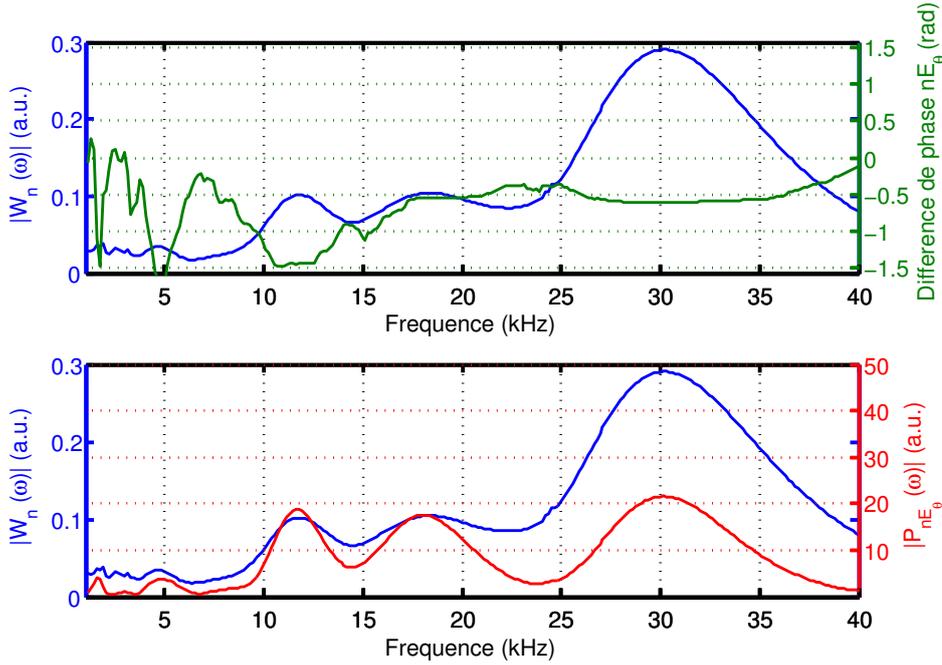


Figure 6.10: *Haut* : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (bleu) et différence de phase moyenne $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}_\theta}$ (vert).
Bas : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (bleu) et moyenne temporelle du module du spectre croisé $|P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega, t)|$ (rouge). Mesures par sondes froides.

minution de l'amplitude des fluctuations de champ électrique et donc de la diminution de l'amplitude des fluctuations du potentiel flottant lors de la mesure par sondes froides. Il est peu probable qu'une telle atténuation (presque 50%) soit le résultat d'un changement de température électronique. En revanche, le fait que seule la composante spectrale à haute fréquence soit atténuée laisse envisager qu'un filtrage passe bas des fluctuations de potentiel en soit la cause.

Dans la référence [75], *Theiler et al.* rendent compte de la difficulté à obtenir une mesure fiable des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde de Langmuir. En particulier, ils rapportent que dans les plasmas de faible densité, ces mesures peuvent être significativement altérées par des effets de filtrage RC résultant de l'association en série de la résistance, due à la gaine ionique entourant la sonde de Langmuir en régime flottant, avec la capacité, par rapport à la masse, portée par les câbles coaxiaux connectant la sonde à l'appareil de mesure. Les effets du filtre RC se manifestent d'une part, par une réduction de l'amplitude des composantes spectrales associées aux fréquences proches ou supérieures à la fréquence de coupure du filtre $f_c = 1/2\pi RC$ et d'autre part, par un déphasage de ces mêmes composantes par rapport aux composantes du signal initial. Ces effets s'avèrent correspondre assez justement à la description faite précédemment de la baisse d'amplitude et du déphasage des fluctuations du potentiel flottant des sondes froides.

Les incohérences entre les différentes mesures de transport décrites ci-dessus semblent donc résulter en partie d'artefacts expérimentaux liés, vraisemblablement, à des effets ca-

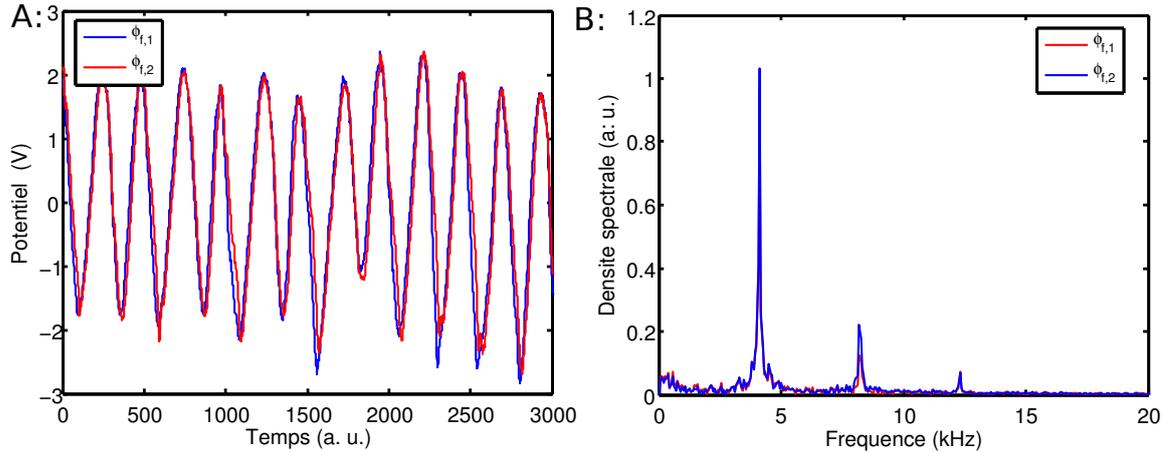


Figure 6.11: A : Séries temporelles des fluctuations du potentiel flottant des deux sondes externes. B : Densités spectrales associées.

pacitifs indésirables faussant la mesure des fluctuations du potentiel flottant des sondes froides.

6.3.2 Filtrage *RC* passe bas des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde de Langmuir

Différentes expériences ont été réalisées afin de mettre en évidence les effets capacitifs néfastes envisagés dans la section précédente. Ces expériences ont consisté à mesurer la différence de phase entre les fluctuations de potentiel flottant des deux sondes externes ($\phi_{f,1}$ et $\phi_{f,2}$) composant la triple sonde, et cela pour différentes valeurs de capacité associées au système d'acquisition. Ces mesures ont été effectuées dans un régime de plasma d'argon stationnaire facilitant ainsi l'interprétation des résultats. Ce régime, comme l'attestent les séries temporelles de potentiel flottant et les spectres en fréquences correspondant illustrés figure 6.11, est caractérisé par des fluctuations régulières à la fréquence principale $f = 4,2$ kHz.

Dans le cadre de ces mesures, la capacité de la chaîne d'acquisition correspondant à la première sonde a été réduite au minimum et conservée de la sorte durant l'ensemble des mesures. A l'inverse, la capacité associée à la seconde sonde a volontairement été augmentée entre chaque mesure de déphasage, en augmentant simplement la longueur du câble coaxial reliant cette seconde sonde au tiroir d'acquisition. Nous considérerons par la suite qu'un mètre de câble coaxial amène une capacité par rapport à la masse d'environ 100 pF, en accord avec la nature du matériau diélectrique constituant le câble. Les mesures ont été réalisées d'un part, avec les deux sondes en régime d'émission et d'autre part, en conservant ces deux mêmes sondes froides. Les résultats de ces différentes mesures de déphasages sont présentés figure 6.12 et sont sans équivoque. En effet, le déphasage entre les fluctuations de potentiel flottant des deux sondes froides est significativement modifié suite à l'augmentation de la capacité associée à la seconde sonde. Pour une capacité proche

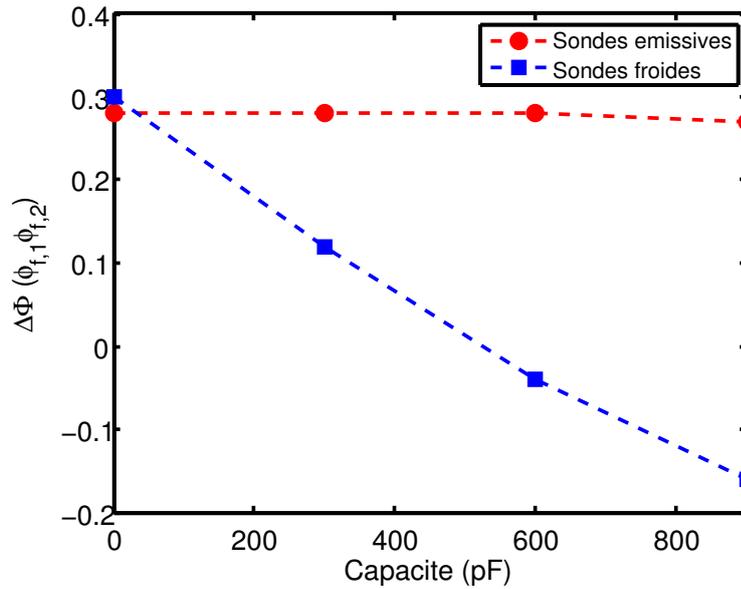


Figure 6.12: Différence de phase entre les fluctuations du potentiel flottant des deux sondes externes (1 et 2) en fonction de la capacité du circuit de mesure associée à la seconde sonde. La capacité du circuit de mesure associé à la première sonde est réduite au minimum et conservée à l'identique. Cas de deux sondes émissives (rouge) et de deux sondes froides (bleu).

de 300 pF (soit 3 m de câble coaxial sur la seconde sonde), la différence de phase entre les deux signaux est proche de 0,1 rad alors qu'elle était de 0,3 rad lorsque la capacité sur les deux sondes était proche de zéro. Les fluctuations mesurées avec la seconde sonde ont donc clairement été déphasées de près de 0,2 rad suite à l'augmentation de la longueur du câble coaxial correspondant. Ce déphasage continue de s'accroître si l'on augmente de nouveau la capacité. En revanche, la différence de phase entre les signaux enregistrés avec les sondes émissives reste identique, indiquant que les mesures par sondes émissives ne sont pas sensibles à l'augmentation de la capacité du circuit de mesure.

Ces résultats sont parfaitement cohérents avec le modèle proposé par *Theiler et al.* [75]. En effet, le changement de différence de phase entre les signaux provenant des sondes froides est très vraisemblablement la manifestation d'un filtre RC où C correspond à la capacité associée au câble coaxial et R à la résistance de gaine entourant la sonde froide électriquement flottante. Il est important de préciser que la modélisation de la gaine par une simple résistance est adaptée au plasma de Mirabelle étant donné la gamme de fréquence étudiée ($\omega \ll \omega_{pi}$). Cette gaine ionique étant fortement réduite autour des sondes émissives, du fait que leurs potentiels flottants soient proches du potentiel plasma, il est parfaitement compréhensible que les mesures provenant de ces dernières ne soient pas altérées par l'augmentation de la capacité puisque la résistance est quasi nulle.

Pour définitivement vérifier que le déphasage du signal de la seconde sonde froide est

bien le résultat d'un filtre RC , il est nécessaire de comparer ce déphasage expérimental avec le déphasage théorique induit par ce type de filtre. Pour cela, il faut pouvoir estimer la valeur de résistance de gaine R_g afin de déterminer la fréquence de coupure théorique du filtre $f_c = 1/2\pi R_g C$. En accord avec le modèle proposé par *Theiler et al.*, la résistance de gaine, pour une sonde froide au potentiel flottant, peut être estimée par le rapport entre la température électronique (en eV) et le courant de saturation ionique (en A) extrapolé à hauteur du potentiel flottant :

$$R_g = \frac{T_e}{I_{sat}^+} \quad (6.22)$$

Une caractéristique courant-tension a été enregistrée par la sonde centrale dans ce même régime de plasma afin de mesurer T_e et I_{sat}^+ . Ainsi, il est possible de comparer le déphasage expérimental avec le déphasage théorique défini par :

$$\Delta\Phi_{RC} = \arctan\left(\frac{-f}{f_c}\right) = \arctan(-2\pi f R_g C) = \arctan\left(\frac{-2\pi T_e C}{I_{sat}^+}\right) \quad (6.23)$$

On utilise cette expression figure 6.13 pour ajuster le glissement de phase des fluctuations du potentiel flottant de la seconde sonde en fonction de la capacité, avec $f = 4,2$ kHz la fréquence des fluctuations et $I_{sat}^+ = 45 \mu\text{A}$ obtenu à partir de la caractéristique courant-tension. La température électronique constitue le paramètre ajustable du fit. Le déphasage mesuré expérimentalement est correctement ajusté par le déphasage théorique, pour une valeur de $T_e = 1$ eV correspondant à une résistance de gaine de 22 k Ω . Expérimentalement, nous avons mesuré $T_e = 1,5$ eV à partir de la courbe I-V, cette valeur est cohérente avec la valeur ajustée à 1 eV.

De la même façon, on peut vérifier figure 6.14 que l'amplitude des fluctuations du potentiel flottant $A_{\phi_{f,2}}$ de la seconde sonde est bien réduite lorsque l'on augmente la capacité qui lui est associée. L'évolution de l'amplitude des fluctuations en fonction de la capacité est également correctement ajustée (de nouveau avec les paramètres $I_{sat}^+ = 45 \mu\text{A}$, $T_e = 1$ eV et $f = 4,2$ kHz) par le gain théorique relatif à un filtrage RC :

$$A_{\phi_{f,2}}(C) = \frac{A_{\phi_{f,2}}(C \approx 0)}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}} \quad (6.24)$$

De nouveau, on constate que les mesures par sondes émissives ne sont pas sensibles aux effets capacitifs car l'amplitude des fluctuations mesurées avec ces sondes reste identique malgré l'augmentation de la capacité de la chaîne de mesure. On peut cependant noter que l'amplitude de ces fluctuations est légèrement plus faible que celle des fluctuations mesurées avec la sonde froide dans la limite où la capacité associée reste proche de zéro. Cela est conforme aux résultats²⁰ rapportés dans le chapitre 3 où l'on observait déjà la diminution de l'amplitude des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde émissive lorsque l'on augmentait le courant de chauffage.

Les résultats présentés ci-dessus démontrent sans ambiguïté que la mesure des fluctuations de potentiel flottant d'une sonde de Langmuir peut être significativement faussée par

20. Les mesures de fluctuations de potentiels rapportées dans le chapitre 3 ont été réalisées en minimisant la capacité du circuit d'acquisition.

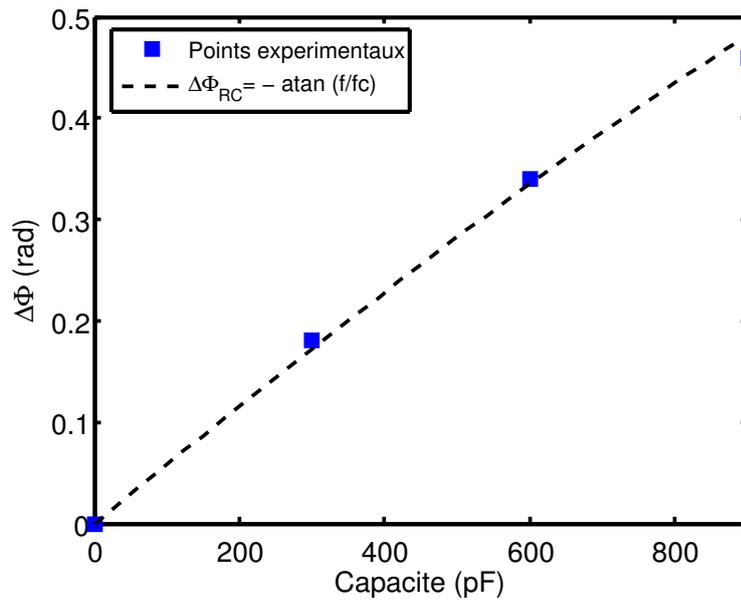


Figure 6.13: Déphasage des fluctuations du potentiel flottant (carrés bleus) mesurées avec la sonde dont on fait varier la capacité du circuit d'acquisition qui lui est associée. Ce déphasage expérimental est ajusté par le déphasage théorique (relation 6.23) provenant d'un filtrage RC. La température électronique constitue le paramètre ajustable du fit.

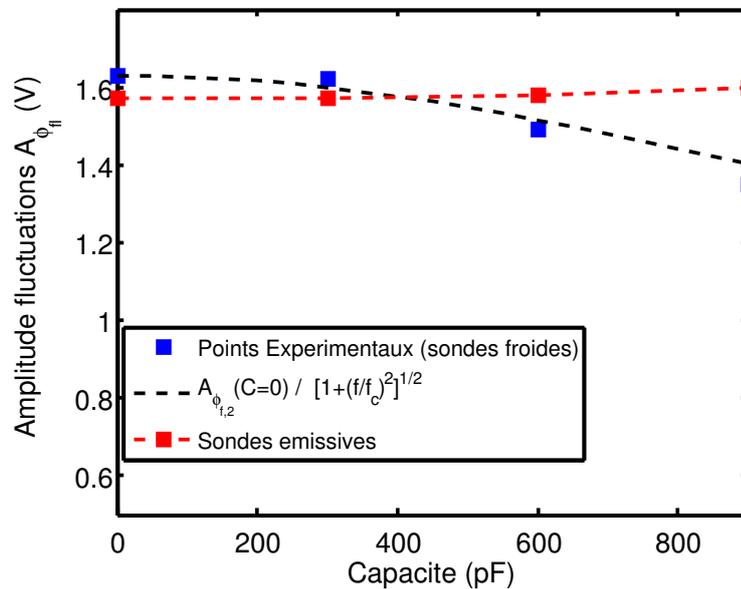


Figure 6.14: Evolution de l'amplitude des fluctuations du potentiel flottant de la seconde sonde, conservée froide (carrés bleus) ou en régime d'émission (carrés rouges), en fonction de la capacité du circuit d'acquisition associée. La diminution de l'amplitude des fluctuations mesurées avec la sonde froide est ajustée (tirets noirs) par le gain théorique relatif à un filtrage RC. (T_e est toujours un paramètre ajustable.)

des effets liés à un filtrage RC passe bas. La résistance de gaine étant inversement proportionnelle à la densité électronique ($R_g \propto \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}$), ces effets peuvent s'avérer particulièrement importants dans les plasmas de faible densité comme celui de la machine Mirabelle dès lors qu'il existe une capacité parasite par rapport à la masse non négligeable (\approx centaines de pF). Même si les fréquences de fluctuation restent basses par rapport à la fréquence de coupure, le déphasage et la réduction d'amplitude résultant du filtre ne peuvent être négligés. Par exemple, dans le régime de plasma d'argon précédent, la fréquence de coupure f_c correspondant à la capacité de 300 pF et à la résistance de gaine estimée à 22 k Ω , est proche de 25 kHz. Bien que la fréquence des fluctuations $f = 4,2$ kHz soit bien inférieure à f_c , le déphasage induit par le filtre est proche de 0,2 rad et est donc d'ores et déjà significatif.

Pour réaliser une mesure fiable du transport turbulent à partir de mesures de fluctuations de potentiel flottant de sondes de Langmuir, il est indispensable de s'affranchir de ces effets capacitifs.

Dans un premier temps, on peut envisager de corriger numériquement les séries temporelles des fluctuations après avoir déterminé la fréquence de coupure et la fonction de transfert du filtre correspondant mais cette méthode semble toutefois délicate. On a pu par exemple constater précédemment que la température ajustée à $T_e = 1$ eV permettait d'obtenir une valeur de résistance rendant compte du déphasage effectif. Or, la température mesurée expérimentalement était de 1,5 eV. Cette température est certes proche de la température ajustée mais conduit néanmoins à une valeur de résistance 1,5 fois plus importante que la résistance effective. L'incertitude sur la détermination expérimentale de la résistance liée à la gaine ne permet donc pas a priori d'appliquer une correction suffisamment fiable.

Une bien meilleure solution consiste bien entendu à réduire au minimum la capacité associée à la chaîne d'acquisition. Ainsi, pour des mesures par sondes de Langmuir dans le plasma de la machine Mirabelle, nous proposons d'utiliser le circuit électronique illustré figure 6.15. A la partie du circuit dédiée à la mesure de caractéristiques I-V (étage 1) d'ores et déjà présentée dans le chapitre 2, nous ajoutons simplement un amplificateur opérationnel en mode suiveur pour la mesure des fluctuations de potentiel flottant. Cet amplificateur, d'impédance d'entrée bien entendu très grande devant la résistance de gaine, est couplé à un diviseur de tension afin que le potentiel à l'entrée de celui-ci n'excède pas sa tension d'alimentation ± 15 V.

Ce circuit est très simple mais permet, si il est placé au plus proche des sondes, de réduire considérablement la capacité parasite. Sur Mirabelle, l'accessibilité aux différentes sondes étant très bonne, il est possible de le positionner directement à la sortie des sondes. Nous avons mesuré, qu'en utilisant ce circuit, la capacité parasite était réduite à environ 40 pF, cette valeur correspondant désormais principalement à la capacité introduite par le passage électrique air/vide. Il est à noter que cette électronique a été utilisée pour les mesures précédentes correspondant à la valeur de capacité proche de zéro. Elle a également été utilisée lors des mesures présentées chapitre 3, où la variation d'amplitude des fluctuations de potentiel flottant d'une sonde émissive en fonction du courant de chauffage permettait de calibrer correctement ce dernier.

L'utilisation de ce circuit permet de réduire significativement les effets de filtrage RC .

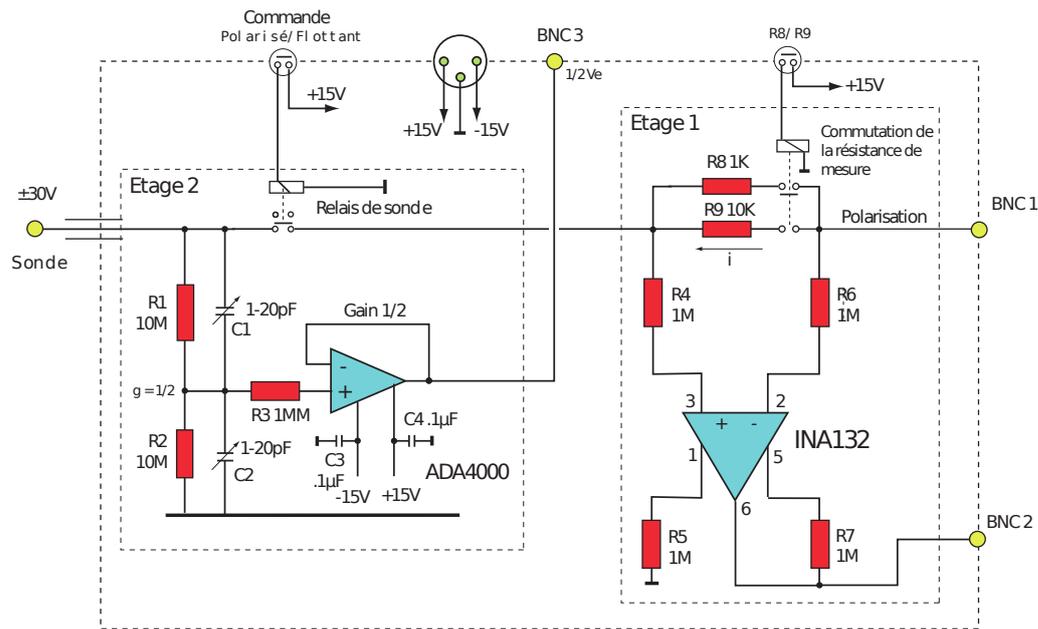


Figure 6.15: Électronique de sonde pour l'acquisition des fluctuations du potentiel flottant (étage 2) et des caractéristiques I-V (étage 1).

Néanmoins, la bande passante limitée de l'électronique peut également être source d'un second filtrage désormais lié aux caractéristiques des amplificateurs utilisés. Il est donc nécessaire de déterminer avec précision le diagramme de Bode des amplificateurs afin de pouvoir corriger les signaux numériquement. Dans le plasma d'argon de Mirabelle, cette correction est négligeable car les fréquences de fluctuations restent assez basses (typiquement $1 \leq f \leq 15$ kHz). En revanche, dans un plasma d'hélium où les fréquences sont plus élevées ($5 \leq f \leq 50$ kHz), la correction peut s'avérer sensible.

6.3.3 Validité de la mesure des fluctuations du potentiel plasma par sonde émissive

On a pu constater précédemment que les résultats de transport turbulent, obtenus dans le plasma d'hélium sujet à une instabilité d'ondes de dérive, présentaient des différences importantes selon que la mesure avait été réalisée avec des sondes froides ou des sondes émissives. Par la suite, nous avons clairement établi que les fluctuations de potentiel flottant des sondes froides, utilisées pour calculer les fluctuations du champ électrique azimuthal, pouvaient être significativement affectées par un filtrage passe bas, expliquant en partie l'incohérence des résultats de transport. Une méthode particulièrement simple a été proposée pour réduire la capacité parasite liée au système d'acquisition et ainsi atténuer les effets indésirables associés au filtrage. Dans le même temps, on a pu observer que les mesures de fluctuations du potentiel flottant des sondes émissives n'étaient en aucune façon perturbées par ces effets de filtre RC , la résistance de gaine étant dans ce cas négligeable. Toutefois, ce simple constat ne permet pas pour autant de conclure quant

à la véracité des résultats de transport issus des mesures par sondes émissives.

Pour avoir une meilleure idée quant à la validité ou non de la mesure du transport par sondes émissives, nous pouvons corriger numériquement les séries temporelles du potentiel flottant des sondes froides ; l'objectif étant de nouveau de comparer le transport mesuré par sondes froides, désormais corrigé des effets liés au filtre RC , avec celui issu des mesures par sondes émissives. Une correction efficace nécessite une estimation précise de la capacité parasite et de la résistance de gaine. La capacité est essentiellement dépendante de la longueur des câbles coaxiaux utilisés lors des mesures de transport et peut par conséquent être estimée avec une précision convenable. En revanche, comme il l'a été mentionné dans la section précédente, la détermination expérimentale de la résistance de gaine, à partir de la mesure du courant de saturation ionique et de la température électronique (Eq 6.22), est délicate.

Conscient de ce dernier point, nous avons tout de même procédé à la correction des séries temporelles de potentiel flottant enregistrées dans le plasma d'hélium avec les deux sondes froides externes. Le transport, résultant des fluctuations de potentiel corrigées (et bien sûr également des fluctuations de densité identiques aux fluctuations initiales), ne correspond très probablement pas au transport effectif du fait de la forte incertitude sur la fonction de transfert du filtre. Cependant, le transport corrigé peut tout de même nous indiquer la tendance générale, à savoir : est-ce que la correction des signaux de sondes froides permet d'améliorer la cohérence avec les mesures réalisées avec les sondes émissives ? Une meilleure cohérence entre les deux méthodes de mesure donnerait quelques assurances quant à la validité de celles-ci.

La correction des séries temporelles obtenues avec les sondes froides a donc été effectuée de la manière suivante : A partir de la caractéristique courant-tension enregistrée à la position radiale où ont été réalisées les mesures de transport, nous mesurons la température électronique : $T_e = 3$ eV, le courant de saturation ionique (extrapolé au potentiel flottant) : $I_{sat}^+ = 0,12$ mA, conduisant à la résistance de gaine $R_g = T_e/I_{sat}^+ = 25$ k Ω . La longueur des câbles coaxiaux utilisés pour les mesures de transport étant de 3 m, nous considérons une capacité par rapport à la masse de $C = 300$ pF qui, associée avec la résistance de gaine, induit une fréquence de coupure à $f_c \approx 21$ kHz. Chacune des deux séries temporelles $\phi_{out}(t)$ est décomposée par transformée de Fourier. Les coefficients de Fourier complexes $F_{\phi_{out}}(f)$ sont ensuite corrigés par la fonction de transfert $H(f)$ du filtre RC tel que :

$$\frac{F_{\phi_{out}}(f)}{H(f)} = F_{\phi_{in}}(f) \quad (6.25)$$

avec

$$H(f) = G(f) \exp(i\varphi(f)) \quad (6.26)$$

où

$$G(f) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\frac{f}{f_c})^2}} \quad (6.27)$$

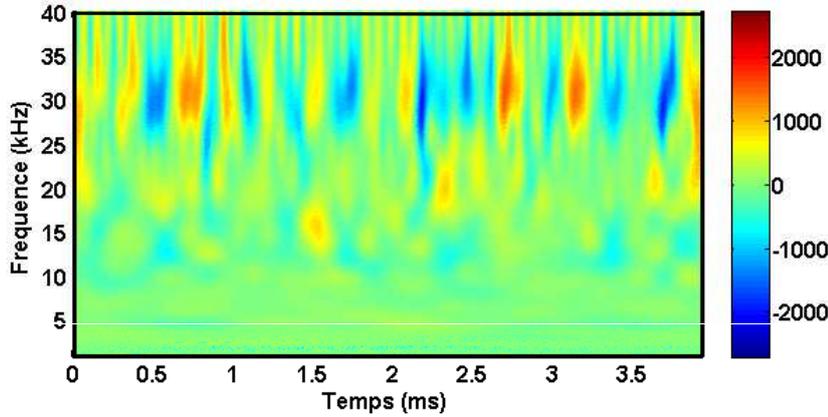


Figure 6.16: *Transport turbulent correspondant aux mesures par sondes froides corrigées (en unités arbitraires).*

est le gain de la fonction de transfert et

$$\varphi(f) = \arctan\left(-\frac{f}{f_c}\right) \quad (6.28)$$

est la phase de la fonction de transfert.

Les séries temporelles corrigées $\phi_{in}(t)$ sont ensuite obtenues par transformée inverse des coefficients $F_{\phi_{in}}(f)$.

Le transport, calculé en ondelettes, à partir des ces séries temporelles corrigées, est illustré figure 6.16. Le spectre des fluctuations de densité ainsi que la différence de phase et la puissance croisée entre les fluctuations de densité \tilde{n} et les fluctuations de champ électrique azimuthal \tilde{E}_θ corrigées, sont également représentés figure 6.17. Encore une fois, ces résultats doivent être analysés avec toute la prudence nécessaire, étant donné le manque de fiabilité de la correction numérique. Néanmoins, nous pouvons tout de même en extraire quelques indications intéressantes.

Suite à la correction, le spectre de puissance croisée (rouge) est désormais cohérent avec celui obtenu précédemment à partir des mesures réalisées avec les sondes émissives (figure 6.8). On rappelle que les modifications du spectre de puissance croisée sont bien entendu uniquement liées aux corrections appliquées sur les séries temporelles de fluctuations du potentiel flottant (utilisées pour calculer \tilde{E}_θ), la série temporelle des fluctuations de densité étant conservée à l'identique. L'amplitude de la composante du spectre de puissance croisée à 29 kHz a pratiquement doublé suite à la correction. Cela n'a rien d'étonnant étant donné que cette fréquence est bien supérieure à la fréquence de coupure f_c utilisée pour estimer la fonction de transfert du filtre RC . Cette composante, associée au mode $m = 3$, est désormais la composante dominante du spectre de puissance croisée, en accord avec les résultats de sondes émissives. Cela explique que le transport turbulent corrigé soit principalement généré par la fréquence 29 kHz. Une étude plus approfondie des fluctuations de potentiel flottant corrigées montre cependant que l'amplitude de ces dernières est plus importante que celle des fluctuations de potentiel mesurées avec les

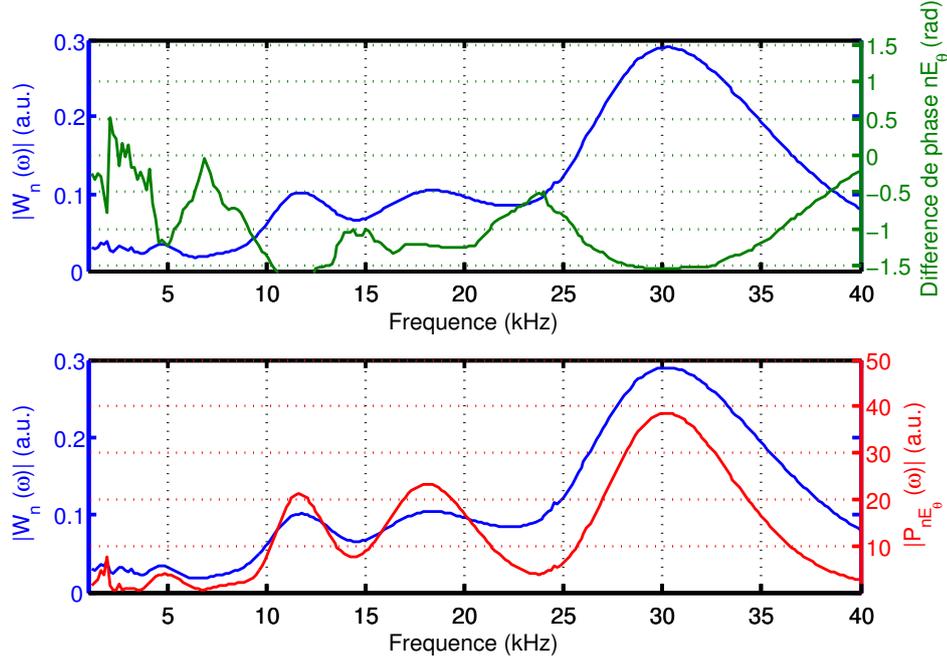


Figure 6.17: Haut : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (bleu) et différence de phase moyenne $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}_\theta}$ (vert). Bas : $|W_{\tilde{n}}(\omega, t)|$ moyenné (bleu) et moyenne temporelle du module du spectre croisé $|P_{\tilde{n}, \tilde{E}_\theta}(\omega, t)|$ (rouge). Mesures par sondes froides corrigées numériquement.

sondes émissives. Cette information doit être considérée avec prudence étant donné la dépendance de l'amplitude des fluctuations corrigées vis à vis du gain de la fonction de transfert. Toutefois, celle-ci n'est pas aberrante et va dans le sens des observations présentées dans le chapitre 3, section 3.3.1.

Nous comparons ensuite la phase croisée corrigée $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}_\theta}(\omega)$ (vert) avec celle issue des mesures par sondes émissives. Si on se concentre par exemple sur la différence de phase entre les composantes à 29 kHz des fluctuations de densité et de champ électrique mesurées avec les sondes froides (fig 6.10 et fig 6.17), on peut constater que cette dernière est passée d'une valeur proche de $-0,6$ rad à une valeur proche de $-\pi/2$ rad suite à la correction numérique. Cette valeur $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}_\theta}(29 \text{ kHz}) \approx -\pi/2$ est une valeur moyennée temporellement. En réalité, la différence de phase entre \tilde{n} et \tilde{E}_θ oscille au cours du temps autour de cette valeur moyenne, ce qui explique l'alternance entre les bouffées de transport radiales dirigées vers l'extérieur et celles dirigées vers l'intérieur de la machine visible sur la figure 6.16. Que cette différence de phase proche de $-\pi/2$ rad ne corresponde pas exactement au déphasage effectif à cause de l'incertitude sur la détermination de la phase de la fonction de transfert, n'a ici que peu d'importance. En revanche, il est clair que la correction des signaux de sondes froides, qu'elle sous-estime ou surestime les effets réels du filtre RC , a tendance à augmenter le déphasage entre les fluctuations de densité et les fluctuations de champ électrique. La différence de phase $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}_\theta}(29 \text{ kHz})$ mesurée avec les sondes émissives étant proche de zéro (fig 6.8), la correction des fluctuations du potentiel

flottant des sondes froides accentue par conséquent les différences entre les mesures de phases réalisées avec les deux méthodes de diagnostics.

Si la correction appliquée aux mesures de sondes froides ne permet pas d'améliorer la cohérence entre les résultats de transport alors qu'il est raisonnable de penser que ces mesures sont altérées par un filtrage RC , en accord avec les résultats obtenus précédemment dans l'argon, la question de la fiabilité de la mesure du transport par sondes émissives devient évidente. Finalement, mesure t-on réellement les fluctuations du potentiel plasma en amplitude et en phase à travers les fluctuations du potentiel flottant d'une sonde émissive? Le fait que d'une part, les valeurs de déphasage $\varphi_{\tilde{n}\tilde{E}_0}(\omega)$ soient si différentes entre les mesures réalisées avec des sondes froides et celles réalisées avec des sondes émissives et que, d'autre part, l'amplitude des fluctuations du potentiel flottant des sondes émissives soit très régulièrement inférieure à celle des sondes froides, pose en effet question.

Pour discuter de la validité de la mesure des fluctuations du potentiel plasma par sonde émissive, revenons à la relation présentée dans le chapitre 3 liant le potentiel flottant d'une sonde émissive $\phi_{f,em}$ au potentiel plasma ϕ_p :

$$\phi_{f,em} = \phi_p - \left(\frac{k_B T_e}{e} \right) \ln \left(\frac{I_{sat}^-}{I_{sat}^+ + I_{em}} \right) \quad (6.29)$$

Cette relation indique que pour un courant d'émission I_{em} suffisamment important pour compenser le courant de saturation électronique ($I_{sat}^- = I_{sat}^+ + I_{em} \approx I_{em}$ car $I_{sat}^- \gg I_{sat}^+$), le potentiel flottant de la sonde émissive est égal au potentiel plasma. Cette relation est parfaitement valable dès lors qu'elle est appliquée à un plasma caractérisé par une distribution électronique Maxwellienne et une température ionique négligeable devant la température électronique. Dans la machine Mirabelle, ces conditions étant respectées, on a pu clairement vérifier dans le chapitre 3 qu'il était effectivement possible de mesurer de façon fiable le potentiel plasma moyen à partir de la mesure du potentiel flottant d'une sonde émissive.

Pour le moment nous n'avons encore parlé que de potentiel flottant et de potentiel plasma moyens. Qu'en est t-il des fluctuations de potentiel? On considère généralement que les fluctuations du potentiel flottant de la sonde émissive $\tilde{\phi}_{f,em}$ correspondent également aux fluctuations du potentiel plasma dès lors que le courant d'émission compense le courant de saturation électronique²¹. Or, une simple analyse de la relation 6.29 en régime fluctuant conduit à en douter.

La relation 6.29 permet d'exprimer le potentiel flottant d'une sonde émissive en fonction de la densité électronique, du potentiel plasma, de la température électronique et du courant d'émission :

$$\phi_{f,em} = f(\phi_p, n_e, T_e, I_{em})$$

avec

$$f(\phi_p, n_e, T_e, I_{em}) = \phi_p - \left(\frac{k_B T_e}{e} \right) \ln \left(\frac{N_0 n_e}{k_0 n_e + I_{em}} \right)$$

21. C'est d'ailleurs pour cette raison que nous avons utilisé des sondes émissives pour la mesure du transport turbulent.

où

$$N_0 n_e = I_{sat}^- = \frac{1}{4} e n_e v_{e,th} A_e$$

$$k_0 n_e = I_{sat}^+ = 0,6 e n_e c_s A_i$$

Plaçons nous désormais dans le cadre d'un plasma sujet à des fluctuations de densité \tilde{n} et de potentiel plasma $\tilde{\phi}_p$ telles que :

$$\tilde{n} = n - \langle n \rangle$$

$$\tilde{\phi}_p = \phi_p - \langle \phi_p \rangle$$

En supposant raisonnablement que le courant d'émission ne dépend pas de la densité et que les fluctuations de température sont négligeables, un simple calcul différentiel permet d'établir la relation entre les fluctuations du potentiel flottant d'une sonde émissive et les variations de potentiel plasma et de densité :

$$\tilde{\phi}_{f,em} = \frac{\partial f}{\partial \phi_p} \tilde{\phi}_p + \frac{\partial f}{\partial n} \tilde{n}$$

Ce calcul conduit facilement à la relation :

$$\tilde{\phi}_{f,em} = \tilde{\phi}_p - \left(\frac{k_B T_e}{e} \right) \frac{I_{em}}{I_{sat}^+ + I_{em}} \frac{\tilde{n}}{n} \quad (6.30)$$

Les fluctuations du potentiel flottant d'une sonde émissive sont effectivement associées aux fluctuations de potentiel plasma mais il semblerait qu'elles soient également influencées par les fluctuations de densité. En effet, le terme associé à \tilde{n} dans la relation 6.30 ne peut manifestement pas être négligé. Cela vient du fait que la densité ne se simplifie plus dans l'argument du logarithme (relation 6.29) du fait de la présence du courant d'émission au dénominateur. Dans un plasma où les fluctuations de température sont négligeables, il est tout à fait convenable de considérer que les fluctuations du potentiel flottant d'une sonde froide correspondent aux fluctuations du potentiel plasma (sous réserve bien entendu de porter une attention particulière à la chaîne d'acquisition). En revanche il semble contestable d'affirmer la même chose au sujet des fluctuations de potentiel flottant d'une sonde émissive, ces dernières pouvant également être influencées par des fluctuations de densité. Toutefois, pour s'en assurer, il est nécessaire de confronter la relation théorique 6.30 à l'expérience. Une nouvelle série de mesures a donc été réalisée à cet effet dans un régime de plasma d'argon stationnaire caractérisé par des fluctuations régulières à 4 kHz.

Pour ces mesures, la triple sonde était positionnée radialement dans la région du gradient de densité où l'amplitude des fluctuations était maximale. Plusieurs séries temporelles du potentiel flottant $\phi_{f,em}(t)$ d'une sonde émissive ont été enregistrées pour différentes intensités I_c du courant de chauffage. La première mesure a été réalisée en conservant la sonde froide ($I_c = 0$ A) puis l'intensité du courant a progressivement été augmentée entre chaque mesure jusqu'à ce que la sonde atteigne le régime d'émission. Une caractéristique courant-tension a également été enregistrée avec la même sonde émissive pour chacune des différentes intensités I_c . Quelques unes de ces caractéristiques sont illustrées

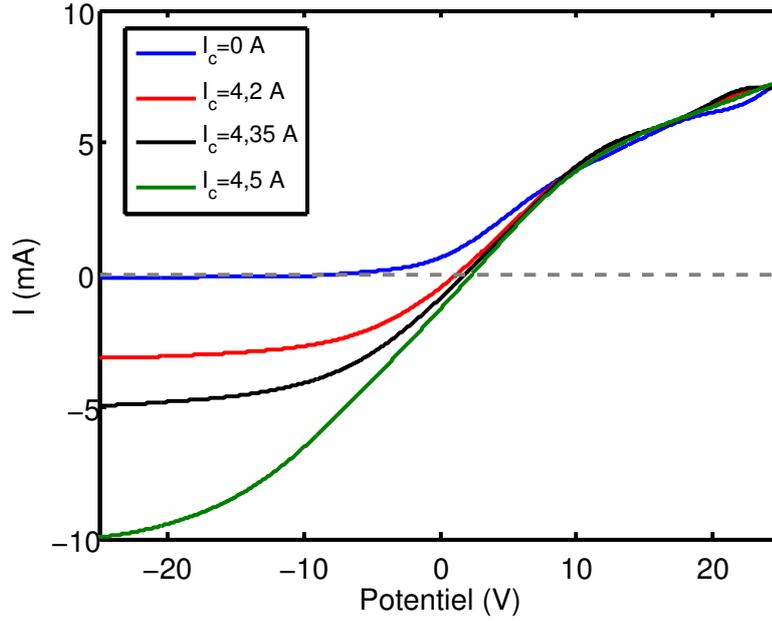


Figure 6.18: Caractéristiques courant-tension de sonde émissive pour différentes intensités du courant de chauffage.

figure 6.18. De nouveau, on peut constater que l'augmentation du courant de chauffage permet de symétriser la caractéristique de sonde, déplaçant ainsi le potentiel flottant de la sonde émissive vers le potentiel plasma. Ce dernier a été estimé à $\phi_p = 5$ V à partir de la caractéristique I-V correspondant à la sonde froide. De cette même caractéristique ont été obtenus la température électronique $T_e = 3,6$ eV, le courant de saturation électronique $I_{sat}^- = 2,75$ mA correspondant au courant collecté au potentiel plasma et le courant de saturation ionique $I_{sat}^+ = 0,05$ mA par extrapolation du courant ionique au potentiel flottant. Le courant d'émission I_{em} , associé à chacune des différentes intensités de courant de chauffage, a ensuite été calculé à partir des caractéristiques I-V correspondantes. Pour déterminer le courant d'émission, nous calculons la différence entre le courant collecté avec la sonde froide et le courant collecté par cette même sonde lorsqu'elle est chauffée. On obtient ainsi le courant d'émission en fonction de la polarisation appliquée à la sonde. Pour une valeur particulière du courant de chauffage I_c , on considère la valeur du courant d'émission au potentiel flottant.

Une fois ces données accessibles, nous avons dans un premier temps souhaité vérifier de nouveau la validité de la relation 6.29 liant le potentiel flottant moyen de la sonde émissive au potentiel plasma moyen. Sur la figure 6.19 sont représentées les valeurs expérimentales (carrés bleus) du potentiel flottant moyen de la sonde émissive $\phi_{f,em}$ en fonction du courant d'émission I_{em} . Ces valeurs correspondent aux moyennes des différentes séries temporelles $\phi_{f,em}(t)$ et sont bien entendu en accord avec les valeurs de potentiel flottant obtenus à partir des caractéristiques de sondes. A ces valeurs expérimentales sont superposées les valeurs théoriques (courbe rouge) calculées à partir de la relation 6.29 en utilisant les paramètres ϕ_p , T_e , I_{sat}^+ et I_{sat}^- issus de l'analyse de la caractéristique de sonde froide.

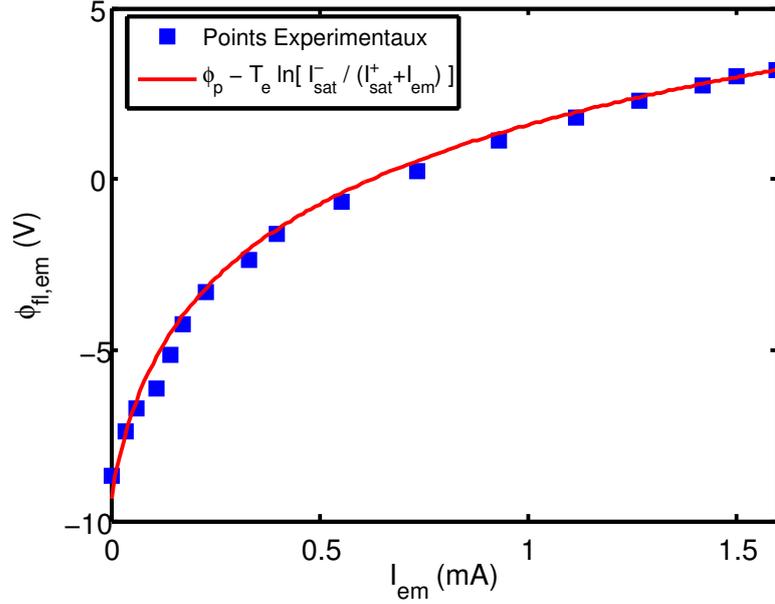


Figure 6.19: Evolution du potentiel flottant moyen de la sonde émissive en fonction du courant d'émission. Le modèle théorique (rouge, selon la relation 6.29) rend parfaitement compte des valeurs expérimentales (carrés bleus).

La courbe théorique obtenue sans aucun paramètre ajustable est en parfait accord avec les points expérimentaux. Cela signifie d'une part, que la relation 6.29 est définitivement valide dans le plasma de la machine Mirabelle et d'autre part, que l'évaluation des paramètres ϕ_p , T_e , I_{sat}^+ , I_{sat}^- et des différents courants d'émission I_{em} est très correcte.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés aux fluctuations du potentiel flottant de la sonde émissive. L'écart-type $\sigma_{\tilde{\phi}_{f,em}}$ de ces fluctuations, calculé à partir des différentes séries temporelles $\phi_{f,em}(t)$ est représenté figure 6.20 en fonction du courant d'émission I_{em} (carrés bleus). De nouveau, on observe un comportement similaire à celui rapporté dans le chapitre 3 section 3.3.1. L'écart-type des fluctuations décroît, dans un premier temps, avec l'augmentation du courant d'émission puis passe par un minimum avant d'augmenter de nouveau jusqu'à une valeur de saturation. Cette évolution expérimentale peut être comparée à l'évolution théorique prédite par l'expression 6.30 mettant en relation les fluctuations du potentiel flottant de la sonde émissive avec les fluctuations du potentiel plasma et de la densité. Pour calculer les valeurs théoriques de l'écart-type des fluctuations du potentiel flottant, nous faisons l'hypothèse que les fluctuations de température électronique sont négligeables au sein du plasma de Mirabelle. Étant donné la basse fréquence des fluctuations étudiées, on peut raisonnablement considérer que les électrons sont proches de l'équilibre dynamique. Nous faisons donc également l'hypothèse que les électrons sont adiabatiques et vérifient la relation de Boltzmann linéarisée :

$$\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{\phi}_p}{k_B T_e} \quad (6.31)$$

Cette seconde hypothèse permet d'écrire la relation 6.30 sous la forme :

$$\tilde{\phi}_{f,em} = \tilde{\phi}_p \left[\frac{I_{sat}^+}{I_{sat}^+ + I_{em}} \right] \quad (6.32)$$

à partir de laquelle il est aisé de calculer l'évolution théorique de l'écart-type des fluctuations du potentiel flottant $\sigma_{\tilde{\phi}_{f,em}}$ en fonction du courant d'émission :

$$\sigma_{\tilde{\phi}_{f,em}} = \sigma_{\tilde{\phi}_p} \left[\frac{I_{sat}^+}{I_{sat}^+ + I_{em}} \right] \quad (6.33)$$

Pour réaliser ce calcul, on considérera que l'écart-type des fluctuations du potentiel plasma est égal à l'écart-type des fluctuations du potentiel flottant de la sonde froide :

$$\sigma_{\tilde{\phi}_p} = \sigma_{\tilde{\phi}_{f,em}}(I_{em} = 0)$$

Cette hypothèse est tout à fait valable étant donné que les mesures ont été réalisées après avoir réduit au minimum la capacité associée au circuit d'acquisition. Par conséquent, les fluctuations du potentiel flottant de la sonde froide ne sont a priori pas affectées par les effets de filtrage RC et donnent, toujours dans l'hypothèse de fluctuations de température négligeables, une image correcte des fluctuations du potentiel plasma.

Les valeurs théoriques de $\sigma_{\tilde{\phi}_{f,em}}$ (en fonction de I_{em}), calculées à partir de la relation 6.33 sans aucun paramètre ajustable, sont superposées (courbe rouge) aux valeurs expérimentales figure 6.20. On constate que le modèle théorique rend correctement compte de la diminution de l'écart-type des fluctuations de potentiel flottant de la sonde émissive lorsque le courant d'émission augmente. Cependant, ce modèle, correspondant à une fonction monotone décroissante de I_{em} , ne peut représenter l'accroissement de l'écart-type aux courants d'émission plus élevés. Toutefois ces résultats semblent remettre en question la possibilité de mesurer directement les fluctuations du potentiel plasma à travers la mesure des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde émissive, ces dernières dépendant également des fluctuations de densité.

6.4 Conclusion

Différents types de sondes, émissives et conventionnelles (sondes de Langmuir froides), ont été utilisés pour mesurer le transport turbulent dans un régime instable d'ondes de dérive. La contradiction entre les résultats obtenus à partir des différentes méthodes de diagnostics nous a amené à réévaluer la fiabilité des mesures de transport par triple sonde. En particulier, nous nous sommes intéressés à la fiabilité de la mesure des fluctuations du potentiel plasma, ces dernières étant bien entendu essentielles pour estimer correctement les fluctuations du champ électrique azimuthal. Nous avons clairement démontré que l'estimation des fluctuations du potentiel plasma, basée sur la mesure des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde de Langmuir, pouvait être significativement faussée ; cette mesure pouvant en effet être affectée par un filtrage passe-bas RC résultant de l'association de la résistance de gaine entourant la sonde froide avec la capacité parasite introduite

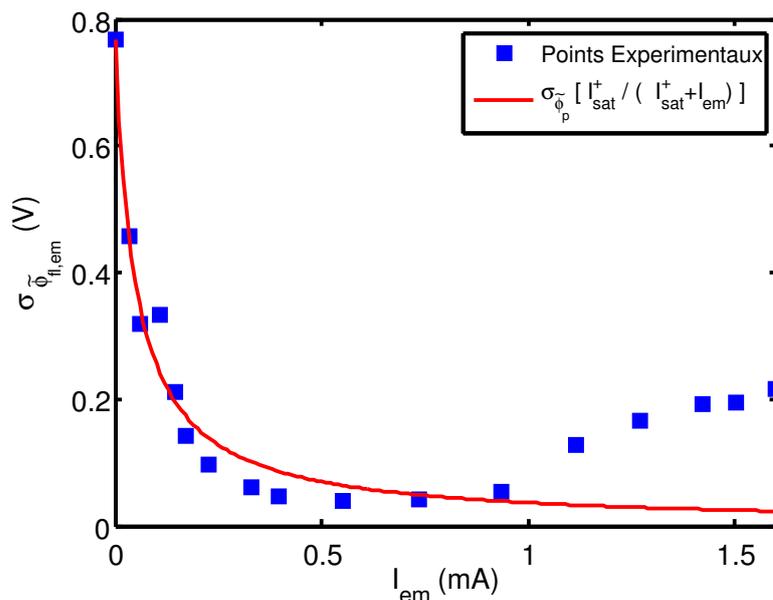


Figure 6.20: *Ecart-type des fluctuations du potentiel flottant de la sonde émissive en fonction du courant d'émission. Valeurs expérimentales (carrés bleus) et modèle théorique (relation 6.33, courbe rouge).*

par la chaîne d'acquisition. Le filtrage des fluctuations de potentiel flottant conduit naturellement par la suite à sous-estimer l'amplitude des fluctuations de champ électrique azimutal et fausse également le déphasage entre ces fluctuations et les fluctuations de densité. Par conséquent, pour réaliser une mesure fiable du transport turbulent dans le plasma de faible densité de la machine Mirabelle à l'aide de sondes de Langmuir, il est absolument indispensable de réduire au minimum la capacité du circuit d'acquisition.

Nous nous sommes penchés dans un second temps sur la mesure des fluctuations du potentiel plasma à travers la mesure des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde émissive. A partir de la relation classique liant le potentiel flottant d'une sonde émissive au potentiel plasma, un simple calcul différentiel a permis de montrer que la présence du courant d'émission introduisait une sensibilité des fluctuations du potentiel flottant de la sonde émissive aux fluctuations de densité, sensibilité qui n'existe pas dans le cas de sondes froides. Cette dépendance des fluctuations du potentiel flottant d'une sonde émissive vis à vis des fluctuations de densité a pu être confirmée expérimentalement. Ces résultats semblent donc remettre en question la capacité des sondes émissives à mesurer de façon fiable les fluctuations de potentiel plasma et donc à mesurer le transport associé.

Il apparaît finalement, sous réserve de porter une attention particulière au système d'acquisition, qu'une triple sonde composée uniquement de sondes de Langmuir conventionnelles soit l'outil le plus adapté pour obtenir une mesure fiable du transport turbulent dans les plasmas de laboratoire où les fluctuations de température sont souvent négligeables.

Conclusion

Les différents travaux présentés dans ce mémoire de thèse s'inscrivent dans le cadre général de l'étude des régimes instables et turbulents dans les plasmas confinés magnétiquement. L'objectif initial du travail de thèse était de caractériser le transport turbulent transverse aux lignes de champ magnétique dans les différents régimes d'instabilités rencontrés au sein du plasma magnétisé de la machine Mirabelle. Les premières mesures, ayant conduit à des résultats très disparates voire incohérents, ceci nous a amené à reconsidérer les différentes méthodes de diagnostics sachant que des questions relatives à leur fiabilité étaient d'ores et déjà préexistantes.

Dans la première partie de ce travail, nous nous sommes par conséquent attachés à valider, puis à améliorer, les mesures par sondes électrostatiques des paramètres macroscopiques que sont la densité électronique, la température électronique et le potentiel plasma. De nouvelles sondes de Langmuir ont été conçues puis installées sur la machine Mirabelle afin de mesurer les profils radiaux d'équilibre de ces quantités. L'interprétation des caractéristiques courant-tension de ces sondes, basée sur la théorie prévalant pour les sondes électrostatiques, a été validée. La qualité de l'acquisition des caractéristiques I-V ayant été grandement améliorée grâce à l'ajout de circuits électroniques dédiés, un traitement quasi-automatique de ces dernières a pu être développé, augmentant ainsi la précision de l'évaluation des profils radiaux de densité, de température et de potentiel plasma. Toutefois, la dégradation significative de la précision de ces mesures, en particulier celles du potentiel plasma moyen, dans les régimes de plasma sujets à des fluctuations de densité et de potentiel importantes, nous a conduit à développer des méthodes de diagnostics alternatives.

Des sondes émissives ont pour la première fois été testées dans le plasma de la machine Mirabelle. Elles ont été utilisées dans un premier temps pour mesurer le profil radial de potentiel plasma moyen. Nous avons démontré que ces sondes permettent d'obtenir une mesure directe et fiable du profil de potentiel plasma dans la machine Mirabelle sous réserve de calibrer précisément le courant de chauffage. Différentes méthodes de calibration du courant de chauffage ont donc été proposées. En particulier, nous avons constaté que la connaissance *a priori* du profil radial de densité électronique aidait grandement à calibrer les sondes émissives en fonction de leur localisation radiale, facilitant ainsi leur utilisation sur un rayon complet de la colonne de plasma. Les sondes émissives se sont révélées particulièrement utiles dans les régimes instables, ces dernières offrant dans ce cas une mesure plus précise du profil de potentiel plasma que celle obtenue à partir de l'analyse des caractéristiques courant-tension de sondes de Langmuir classiques.

Toujours dans le cadre du développement de méthodes de diagnostics alternatives aux sondes de Langmuir classiques, nous avons également conçu et validé une sonde dite *ball-pen* pour des mesures de potentiel plasma moyen dans la machine Mirabelle. Différentes géométries de sondes ainsi que différents circuits électroniques de mesure ont été testés dans des conditions de plasma variées. L'étude paramétrique complète du fonctionnement de la sonde ball-pen a permis d'isoler deux critères qu'il est indispensable de satisfaire pour obtenir une mesure fiable du potentiel plasma, dans les plasmas de faible température et faiblement magnétisés de Mirabelle. Le premier critère concerne la géométrie du tube isolé à l'intérieur duquel est déplacé le collecteur métallique de la sonde. Le rayon de celui-ci doit être inférieur au rayon de Larmor électronique afin de filtrer de manière efficace le flux électronique atteignant la sonde par dérive $E \times B$, ce dernier pouvant significativement fausser la mesure du potentiel plasma. Le second critère concerne l'électronique de mesure. Nous avons pu en effet clairement observer qu'il était nécessaire d'utiliser un circuit à très haute impédance d'entrée afin de ne pas sous-estimer la valeur réelle du potentiel mesuré. Une fois ces différents critères pris en compte, nous avons pu réaliser des comparaisons entre les profils radiaux de potentiel plasma mesurés avec la sonde ball-pen et ceux obtenus à partir de mesures réalisées avec les sondes de Langmuir et les sondes émissives. La cohérence entre les différentes mesures tend à démontrer que la sonde ball-pen peut également être utilisée pour des mesures directes et fiables du potentiel plasma moyen dans les conditions de plasma spécifiques à la machine Mirabelle.

A la suite des développements que nous avons apporté aux différentes méthodes de diagnostics dans la première partie du travail, il semble raisonnable de penser que l'on dispose désormais d'outils permettant de fournir des mesures fiables et reproductibles des profils radiaux d'équilibre de densité électronique, de température électronique et de potentiel plasma. Sachant que la fiabilité des mesures de fluctuations du plasma est encore plus cruciale, nous nous sommes à nouveau intéressés de plus près, dans le cadre de la seconde partie du travail, aux méthodes de diagnostics utilisées jusqu'à présent sur Mirabelle pour caractériser ces fluctuations et mesurer le transport turbulent associé.

Mirabelle est équipée depuis quelques années d'une caméra rapide permettant d'enregistrer les fluctuations de lumière visible provenant du plasma à des fréquences d'acquisition de l'ordre de la centaine de kilohertz. Si la validation de l'imagerie rapide, en tant que diagnostic performant pour la caractérisation des instabilités se développant dans le plasma d'argon de Mirabelle, avait d'ores et déjà été réalisée lors de travaux précédents, il restait encore à valider son utilisation dans le plasma d'hélium.

Dans ce cadre, des mesures synchronisées entre les sondes électrostatiques et la caméra rapide ont été effectuées dans le plasma d'hélium de Mirabelle et ont permis de vérifier la très bonne corrélation entre les fluctuations de densité électronique et les fluctuations de lumière. Une étude approfondie des mécanismes à l'origine de l'émission de photons a été conduite dans le but de mieux comprendre le lien entre la densité électronique du plasma et la lumière collectée. Des mesures spectroscopiques ont dans un premier temps été réalisées afin d'isoler les raies d'émissions dominantes du plasma d'hélium. Ces dernières résultent de transitions électroniques radiatives impliquant différents états métastables de l'hélium neutre. Le fait que ces états métastables puissent être excités par des électrons thermiques

de faible énergie indique clairement que la lumière émise est bien dépendante de la densité électronique. Toutefois, les enregistrements, effectués à l'aide d'un intensificateur de lumière couplé à des filtres interférentiels centrés sur les différentes raies d'émissions, nous ont permis d'observer que ces dernières ne contribuaient pas de manière équivalente aux fluctuations d'intensité lumineuse collectées. La différence significative entre les sections efficaces d'excitation par collision électronique des différents niveaux métastables de l'hélium neutre explique en partie ces observations. Par conséquent, ces expériences nous ont permis d'isoler la raie offrant le meilleur contraste, conduisant naturellement à la mesure la plus précise des fluctuations de densité.

Le lien entre les fluctuations de lumière et les fluctuations de densité étant clairement établi, l'imagerie rapide apparaît définitivement comme un outil particulièrement intéressant pour l'étude de la turbulence dans les plasmas. Un exemple de l'intérêt à utiliser les données de caméra rapide pour identifier un régime d'instabilité et caractériser sa dynamique spatio-temporelle a été ainsi présenté. Bien que l'apport de l'imagerie rapide sur Mirabelle soit incontestable, un certain nombre de questions quant à l'interprétation générale à donner aux images de caméra rapide persistent. Nous nous sommes penchés en particulier sur la question des effets indésirables pouvant survenir du fait de l'intégration lumineuse en volume inhérente au fait de filmer un plasma. Par le biais d'expériences d'optiques et de simulations par tracé de rayons, nous avons pu constater que la forme des structures réelles, finalement observées sur les images de caméra, pouvait être significativement modifiée par le simple fait de collecter de la lumière provenant d'un volume complet de plasma et non pas uniquement de la fine tranche de plasma correspondant à la région focalisée. Dans la majorité des cas, les effets de cette intégration en volume se manifestent par une élongation radiale des structures. Dans le cas particulier d'une instabilité à longueur d'onde axiale finie, les structures peuvent également présenter un cisaillement azimutal artificiel pouvant fausser l'interprétation quant à la dynamique des structures de densité étudiées.

Il est de fait difficile d'estimer l'impact réel des différentes convolutions liées à l'intégration de la lumière le long de l'axe de visée et il n'existe a priori pas de solutions simples permettant d'y remédier. On peut néanmoins envisager d'améliorer le système optique en couplant la caméra rapide à un télescope. Cette configuration est utilisée sur la machine linéaire CSDX [84] et permet vraisemblablement de limiter les effets de convolution radiale, le télescope permettant de collecter uniquement les photons se déplaçant parallèlement à l'axe optique. Cette configuration ne permettrait cependant pas de s'affranchir de la convolution azimutale, elle pourrait même probablement l'accentuer. La seule solution réellement efficace serait de réaliser des mesures stéréoscopiques à l'aide de plusieurs caméras mais elle est difficilement envisageable sur Mirabelle, seule la ligne de visée axiale étant réellement disponible.

La dernière partie du travail a été consacrée à valider les mesures de transport turbulent par triple sonde au sein du plasma de Mirabelle. A cet effet, une nouvelle triple sonde, constituée d'une sonde de Langmuir centrale et de deux sondes émissives externes, a été installée. Cette configuration particulière nous a permis de comparer deux méthodes de mesures du transport turbulent : la première méthode, qui est la méthode couramment utilisée dans les plasmas de laboratoire, consiste à utiliser les deux sondes externes

comme de simples sondes de Langmuir pour mesurer les fluctuations de potentiel flottant et la sonde centrale pour simultanément mesurer les fluctuations de densité ; la seconde méthode quant à elle consista à remplacer les sondes froides externes par des sondes émissives afin de mesurer en principe directement les fluctuations du potentiel plasma.

Les résultats de transport obtenus à partir de ces différentes méthodes de diagnostics ont présenté des différences importantes nous conduisant à remettre en question la fiabilité de celles-ci. Une première source d'erreur a ainsi pu être identifiée. Elle concerne les mesures de fluctuations du potentiel plasma à travers les fluctuations du potentiel flottant des sondes de Langmuir. Nous avons démontré en effet que ces mesures peuvent être significativement altérées par un filtrage passe-bas dès lors que la capacité associée à la chaîne d'acquisition dépasse la centaine de picofarad. Ces effets indésirables sont d'autant plus importants dans la machine Mirabelle que la densité y est relativement basse. Nous avons pu constater en revanche que les mesures réalisées avec les sondes émissives n'étaient pas sensibles à ces effets capacitifs. Une méthode particulièrement simple a par la suite été utilisée pour réduire la capacité de la chaîne de mesure et atténuer les effets de filtrage des fluctuations du potentiel flottant des sondes de Langmuir. Toutefois, cette amélioration du circuit d'acquisition n'a pas abouti à une meilleure cohérence entre les différentes mesures de transport. Nous nous sommes donc concentrés dans un second temps sur les fluctuations de potentiel mesurées par sondes émissives. Un modèle relativement simple nous a permis de montrer que la présence du courant d'émission introduisait une dépendance des fluctuations du potentiel flottant des sondes émissives aux fluctuations de densité électronique, dépendance qui disparaît dans le cas de sondes froides. Ce modèle a pu être validé par l'expérience. Ces résultats semblent donc remettre en question la capacité des sondes émissives à mesurer de façon fiable les fluctuations de potentiel plasma et donc à mesurer le transport associé. Il apparaît finalement qu'une triple sonde composée uniquement de sondes de Langmuir soit l'outil le plus adapté pour mesurer le transport turbulent dans les plasmas de laboratoire où les fluctuations de température ne sont pas trop importantes, sous réserve de porter une attention toute particulière au système de mesure utilisé.

Une perspective intéressante de travail serait de mesurer le transport parallèle aux lignes de champ magnétique. La meilleure méthode pour réaliser ces mesures dans le plasma de Mirabelle serait d'utiliser un analyseur à champs retardés. La combinaison des mesures de transport parallèle et transverse au champ magnétique permettrait d'évaluer des coefficients de transport qui pourraient ensuite être utilisés pour résoudre l'équation de continuité. Les profils macroscopiques résultant de la résolution de cette équation pourraient alors être comparés aux profils expérimentaux dans le but de définitivement valider les mesures de transport dans Mirabelle.

En complément à l'étude expérimentale, une étude numérique, basée sur des simulations réalisées à l'aide du code fluide CYTO 3D développé par *V. Naulin et al.* [55], pourrait être entreprise. Ce code a été implémenté mais les premiers résultats ne reproduisent pas entièrement les phénomènes observés dans Mirabelle. Une étude paramétrique pour retrouver des conditions similaires à celles de Mirabelle doit être menée, l'objectif étant de pouvoir comparer les données de simulation avec les films obtenus par caméra rapide. De nouveau la mesure du transport parallèle au champ magnétique prend toute son importance, le courant axial constituant un paramètre d'entrée déterminant dans ces simulations.

Annexe A

Méthodes d'analyses spectrales

A.1 Analyse spectrale par transformée de Fourier

Il est souvent intéressant de caractériser un signal par son spectre de fréquences, s'il s'agit d'un signal temporel, ou par son spectre de nombres d'onde s'il s'agit d'un signal spatial. L'analyse de Fourier permet d'obtenir ces spectres à travers l'opération consistant à décomposer le signal initial sur une base de fonctions trigonométriques orthogonales à support infini. Cette opération, appelée transformée de Fourier, est définie par l'intégrale :

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (\text{A.1})$$

avec $F(\omega)$ la transformée de Fourier de la série temporelle $f(t)$.

Le spectre de Fourier ou densité spectrale peut ensuite être calculé par :

$$P(\omega) = \langle F^*(\omega) F(\omega) \rangle \quad (\text{A.2})$$

où $F^*(\omega)$ est le complexe conjugué de $F(\omega)$. Ce spectre permet de mettre en évidence les différentes fréquences composant les fluctuations du signal et de comparer leurs amplitudes relatives.

Le spectre croisé $P_{12}(\omega)$ est généralement utilisé pour mesurer la similitude spectrale entre deux signaux. Il est défini par :

$$P_{12}(\omega) = \langle F_1^*(\omega) F_2(\omega) \rangle \quad (\text{A.3})$$

où $F_1(\omega)$ et $F_2(\omega)$ correspondent aux transformées de Fourier respectives des séries temporelles $f_1(t)$ et $f_2(t)$.

Suite à une transformée de Fourier, l'information temporelle initiale est intégralement perdue au profit de l'information fréquentielle. Cela résulte de la décomposition du signal sur des fonctions trigonométriques non localisées dans le temps. L'analyse de Fourier est donc particulièrement adaptée aux régimes stationnaires car elle permet de déterminer avec une grande précision les différentes composantes fréquentielles des fluctuations. Elle est en revanche nettement moins adaptée aux régimes turbulents caractérisés par des processus intermittents par définition non stationnaires, cette dernière ne donnant aucune

information sur la variation temporelle des fréquences du signal. L'exemple présenté figure A.2 illustre cette limite de l'analyse de Fourier.

Deux séries temporelles $y_1(t)$ (Fig A.2(A1)) et $y_2(t)$ (Fig A.2(B1)) définies par :

$$y_1(t) = \sin(2\pi\nu_1 t) + \frac{1}{2} \sin(2\pi\nu_2 t) \quad \text{avec } \nu_1 = 50\text{Hz et } \nu_2 = 2\nu_1 \quad (\text{A.4})$$

$$(\text{A.5})$$

$$y_2(t) = \begin{cases} \sin(2\pi\nu_1 t) & \text{lorsque } 0 \leq t \leq 0,125 \\ \frac{1}{2} \sin(2\pi\nu_2 t) & \text{lorsque } 0,125 < t \leq 0,25 \end{cases}$$

sont décomposées par transformée de Fourier. Les spectres correspondant à chacune de ces deux séries sont illustrés sur les figures A.2(A2) et A.2(B2). A partir uniquement de ces spectres, il est délicat de distinguer la coexistence des fréquences ν_1 et ν_2 dans le cadre de la série $y_1(t)$, de l'intermittence entre ces deux mêmes fréquences dans le cadre de la série $y_2(t)$. En effet, seule la diminution d'un facteur deux de l'amplitude des composantes fréquentielles sur le spectre (B2) rend compte de la présence des fréquences ν_1 et ν_2 sur la moitié seulement du signal $y_2(t)$.

Pour contourner ce problème de perte de résolution temporelle, il est possible d'utiliser une seconde méthode d'analyse spectrale : l'analyse par transformée en ondelettes détaillée ci-dessous.

A.2 Analyse spectrale par transformée en ondelettes continues

La transformée en ondelettes consiste à décomposer une série temporelle (ou spatiale) sur une base de fonctions oscillantes, non plus à support infini, mais à support borné. Ces fonctions, appelées ondelettes, ont donc l'avantage, en plus d'être localisées en fréquence comme le sont les fonctions harmoniques servant de base à la transformée de Fourier, d'être également localisées dans le temps. C'est cette localisation temporelle qui permet de conserver une partie de l'information sur l'évolution temporelle du signal initial.

La transformée en ondelettes d'une fonction $x(t)$ est définie comme le produit scalaire de cette fonction avec l'ensemble des ondelettes $\Psi^{a,b}$:

$$W(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) \Psi^{a,b*}(\tau) d\tau \quad (\text{A.6})$$

La famille d'ondelettes $\Psi^{a,b}(\tau)$, sur laquelle est projeté le signal, est construite par dilatation et translation d'une fonction mère $\Psi(\tau)$ telle que :

$$\Psi^{a,b}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi\left(\frac{\tau - b}{a}\right) \quad (\text{A.7})$$

Dans le cas de la décomposition d'une série temporelle, b constitue le paramètre de translation déterminant la région temporelle du signal scannée par l'ondelette et a le paramètre

de dilatation ou paramètre d'échelle. Augmenter la valeur du paramètre a permet de dilater l'ondelette et donc d'accroître sa période d'oscillation ainsi que la largeur de son enveloppe. Une ondelette définie de la sorte est particulièrement adaptée pour la caractérisation des phénomènes à basses fréquences présents dans le signal. A l'inverse, diminuer a permet de réduire la période d'oscillation de l'ondelette (et la largeur de l'enveloppe) et donc de caractériser les processus à plus hautes fréquences. Les coefficients $W(a, b)$ de la transformée en ondelettes sont des fonctions des deux paramètres variables a et b définissant respectivement la fréquence et la partie temporelle du signal traitée. Dans le cas de l'étude des séries temporelles des fluctuations du plasma, on préférera utiliser l'expression $W(\omega, t)$ rendant compte directement de cette analyse temps-fréquence.

On définit le scalogramme des fluctuations par :

$$P(\omega, t) = W^*(\omega, t)W(\omega, t) \quad (\text{A.8})$$

Ce scalogramme $P(\omega, t)$ est l'analogie du spectre de Fourier, à la différence qu'il permet non seulement de déterminer les différentes composantes fréquentielles des fluctuations mais également de suivre leur évolution dans le temps.

Le choix de l'ondelette mère Ψ dépend de la nature des fluctuations à analyser et il est bien entendu préférable de choisir, parmi les différentes classes d'ondelettes disponibles, celle qui présente le plus de similitudes avec ces fluctuations. Indépendamment du signal à étudier, la fonction Ψ doit également satisfaire les conditions dictées par les équations :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi(t) dt = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(t)|^2 dt = 1 \quad (\text{A.10})$$

L'équation A.9 signifie que la valeur moyenne de la fonction Ψ doit être nulle. La relation A.10 impose que la norme euclidienne de la fonction Ψ soit égale à 1 dans l'espace des fonctions de carrés sommables relatives à la variable temporelle. Ces deux équations traduisent le fait qu'une ondelette doit non seulement osciller mais également être rapidement amortie afin d'être correctement localisée dans le temps.

Pour analyser les fluctuations du plasma de la machine Mirabelle, on utilisera les ondelettes continues complexes de Morlet dont la fonction mère est définie par :

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi s_b}} \exp(i2\pi f_0 t) \exp\left(\frac{-t^2}{s_b}\right) \quad (\text{A.11})$$

avec f_0 la fréquence centrale et s_b la largeur de bande.

La partie réelle de cette ondelette est représentée figure A.1(A1) pour les paramètres $s_b = 1,5 \text{ s}^{-2}$ et $f_0 = 1 \text{ Hz}$. La transformée de Fourier de cette dernière (figure A.1(B1)) confirme la présence de la composante fréquentielle centrale correspondant bien à $f_0 = 1 \text{ Hz}$. Une ondelette *filie* construite par dilatation et translation de cette première ondelette mère est illustrée figure A.1(A2). Elle correspond au couple de paramètres $[a; b] = [0, 5; 4]$. Le terme de dilatation est ici mal adapté car pour un facteur $a < 1$, l'ondelette est bien

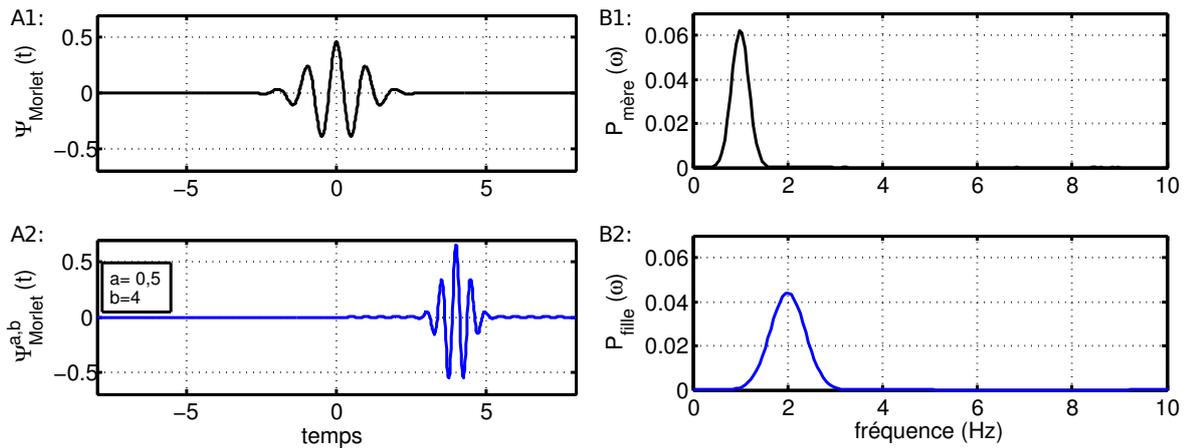


Figure A.1: *A1 : Partie réelle de l'ondelette de Morlet mère correspondant aux paramètres $s_b = 1,5 \text{ s}^{-2}$ et $f_0 = 1 \text{ Hz}$. B1 : Spectre de l'ondelette de Morlet calculé par transformée de Fourier. A2 : Partie réelle d'une ondelette fille construite par dilatation d'un facteur $a = 0,5$ et translation d'un facteur $b = 4$ de l'ondelette de Morlet mère. B2 : Spectre de l'ondelette fille.*

entendu contractée. Cette contraction modifie la fréquence centrale de l'ondelette. Elle est désormais de $f = f_0/a$ soit $f = 2f_0$ dans ce cas particulier comme le confirme la transformée de Fourier de cette seconde ondelette (figure A.1(B2)).

A titre d'exemple, l'analyse, par transformée en ondelettes complexes de Morlet, des signaux $y_1(t)$ et $y_2(t)$ définis précédemment est présentée figure A.2(A3) et figure A.2(B3). L'intérêt de l'analyse en ondelettes par rapport à l'analyse de Fourier est évident. Il est possible désormais de, non seulement, distinguer la coexistence des deux fréquences ν_1 et ν_2 (Fig A.2(A3)) de l'intermittence de ces deux fréquences (Fig A.2(B3)) mais également de déterminer à quelle instant se produit ce changement de fréquence. En revanche, la résolution fréquentielle est moins bonne que dans le cas de l'analyse de Fourier. Cela résulte du fait qu'une partie de l'information temporelle est conservée, au détriment de la précision sur la détermination des fréquences, en accord avec le principe d'incertitude liée au traitement du signal $\Delta\omega\Delta t \geq 1/2$.

Il est important également de préciser que les ondelettes continues ne sont pas des fonctions orthogonales. Par conséquent, il est impossible de retrouver le signal initial par transformée en ondelettes inverse comme cela est le cas par transformée de Fourier inverse. Le fait que les coefficients d'ondelettes contiennent de l'information redondante rend délicate l'interprétation quantitative des scalogrammes. Il est toutefois possible de comparer les scalogrammes de plusieurs signaux et d'en tirer des informations qualitatives sur la différence de dynamiques des fluctuations.

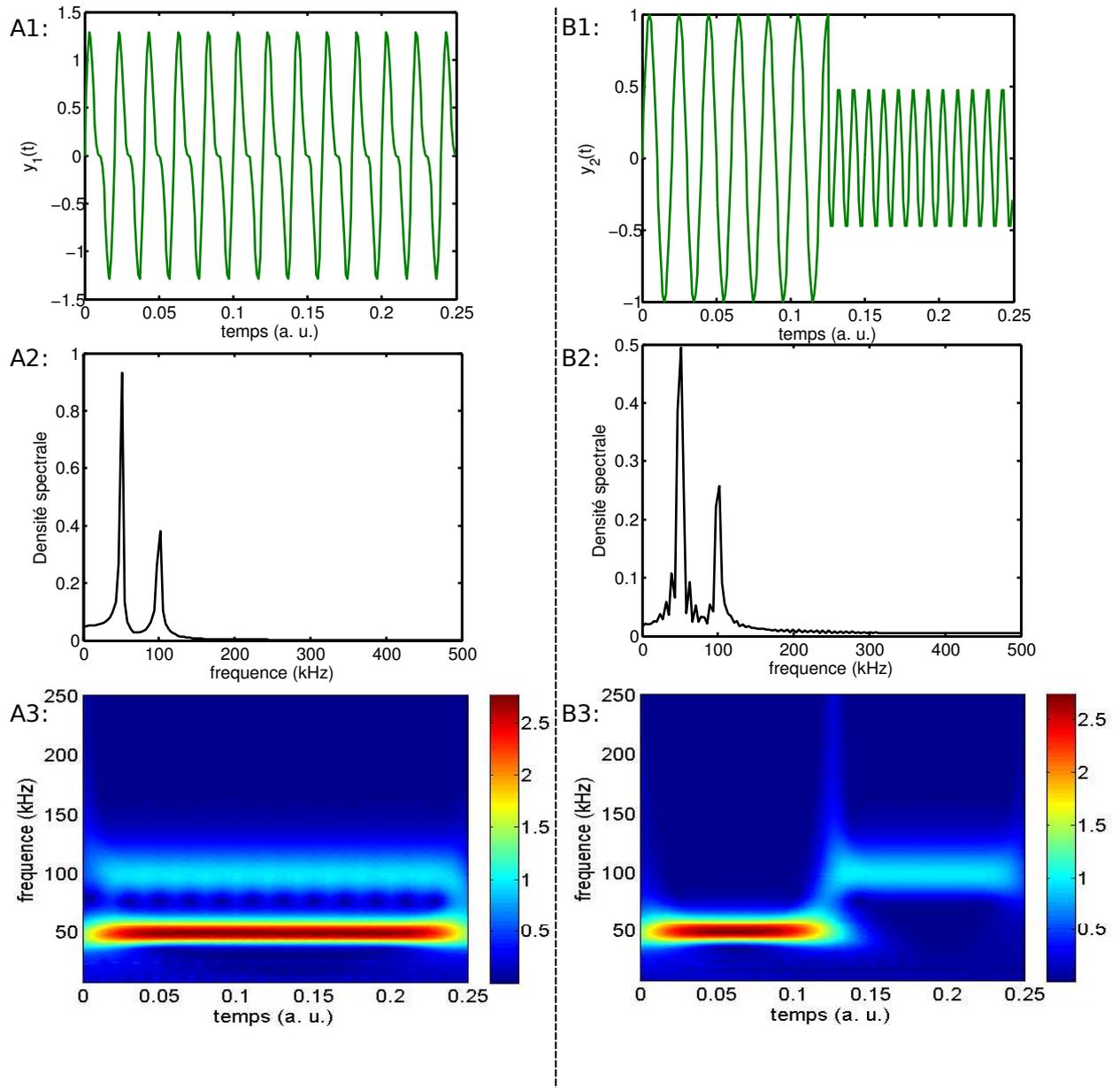


Figure A.2: A1 : Série temporelle $y_1(t)$ caractérisée par la coexistence de deux fréquences d'oscillations ν_1 et ν_2 . Spectre en fréquences calculé par transformée de Fourier (A2) et scalogramme calculé par transformée en ondelettes (A3) de la série $y_1(t)$. B1 : Série temporelle $y_2(t)$ caractérisée par l'intermittence entre deux fréquences d'oscillations ν_1 et ν_2 . Spectre en fréquences calculé par transformée de Fourier (B2) et scalogramme calculé par transformée en ondelettes (B3) de la série $y_2(t)$.

Annexe B

La décomposition biorthogonale

Afin d'étudier la dynamique spatio-temporelle d'un régime d'instabilité, il est nécessaire de mesurer simultanément un certain nombre N de séries temporelles t_i correspondant à N positions spatiales x_j différentes. Une fois ces données accessibles, l'analyse spatio-temporelle peut être réalisée de deux manières différentes :

- La première consiste à déterminer un ensemble de caractéristiques locales à partir de l'étude des différentes séries temporelles.
- La seconde repose sur l'analyse globale de la matrice bidimensionnelle Y_{ij} dont chacune des colonnes correspond à une série temporelle :

$$Y_{ij} = y(x_j, t_i) \text{ avec } i = 1..N \text{ et } j = 1..M$$

La décomposition biorthogonale [28] est une des différentes méthodes d'analyse globale du signal spatio-temporel. Il s'agit d'une méthode de décomposition linéaire permettant de développer le signal Y_{ij} en une somme pondérée de fonctions propres temporelles et spatiales :

$$Y_{ij} = \sum_k \alpha_k \Psi_k(t_i) \Phi_k(x_j) \quad (\text{B.1})$$

Les fonctions temporelles $\Psi_k(t)$ sont appelées *chronos* et les fonctions de l'espace $\Phi_k(x)$ *topos*. Ces fonctions vérifient les conditions d'orthogonalités suivantes :

$$\sum_i \Psi_l(t_i) \Psi_p(t_i) = \sum_j \Phi_l(x_j) \Phi_p(x_j) = \delta_{lp}$$

Pour une valeur particulière de k , le produit $\Psi_k(t) \Phi_k(x)$ correspond à un mode spatio-temporel des fluctuations. Contrairement aux modes servant de base de décomposition lors d'une analyse de Fourier ou en ondelettes, ces modes propres sont directement issus de l'analyse numérique des données spatio-temporelles et ne sont pas imposés de l'extérieur. La projection du signal initial sur cette base biorthogonale à variables temporelles et spatiales séparées, permet de détecter les structures cohérentes caractérisées par une forte corrélation entre leur dynamique spatiale et temporelle.

Dans le cas de données discrètes, la décomposition biorthogonale est simplement obtenue à travers la décomposition en valeurs singulières de la matrice rectangulaire $N \times M$ associée

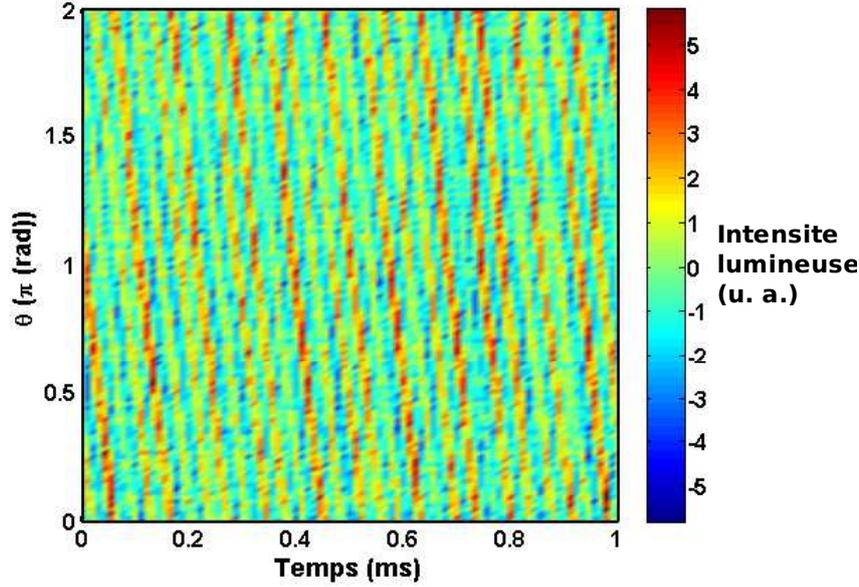


Figure B.1: Diagramme spatio-temporel brut correspondant à la matrice $Y_{ij} = y(\theta(j), t(i))$.

au signal spatio-temporel. Elle s'exprime sous la forme :

$$\begin{pmatrix} Y \\ (N \times M) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi \\ (N \times M) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 & & & \\ & \alpha_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \alpha_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi^T \\ (M \times M) \end{pmatrix}$$

La matrice diagonale contient les poids α_k correspondant aux valeurs singulières de la matrice Y . Ils sont représentatifs de l'énergie du mode propre $\Psi_k(t)\Phi_k(x)$ correspondant. Deux poids de valeurs identiques (dégénérescence) indiquent une symétrie spatio-temporelle. C'est le cas par exemple lorsqu'une onde se propage dans la direction x suivant la relation $g(x, t) = G \sin(\omega t - k_x x)$ avec $g(x, t + t_0) = g(x + x_0, t)$. Dans ce cas, les deux chronos et topos correspondant aux poids identiques ont la même structure spectrale et sont donc bien représentatifs d'une structure qui se propage. A l'inverse, une valeur α unique correspond à une structure qui ne se propage pas.

La distribution de poids renseigne donc sur la complexité spatio-temporelle du signal initial. Elle permet également de déterminer le nombre de termes à conserver (équation B.1) pour effectuer une reconstruction partielle mais adéquate du signal.

La distribution biorthogonale du diagramme spatio-temporel des fluctuations de densité correspondant au régime d'ondes de dérive étudié dans le chapitre 6 est présentée ci-dessous. Le diagramme brut est de nouveau illustré par commodité figure B.1. La matrice $Y_{ij} = y(\theta(j), t(i))$ correspondant à ce diagramme est factorisée en utilisant la méthode de

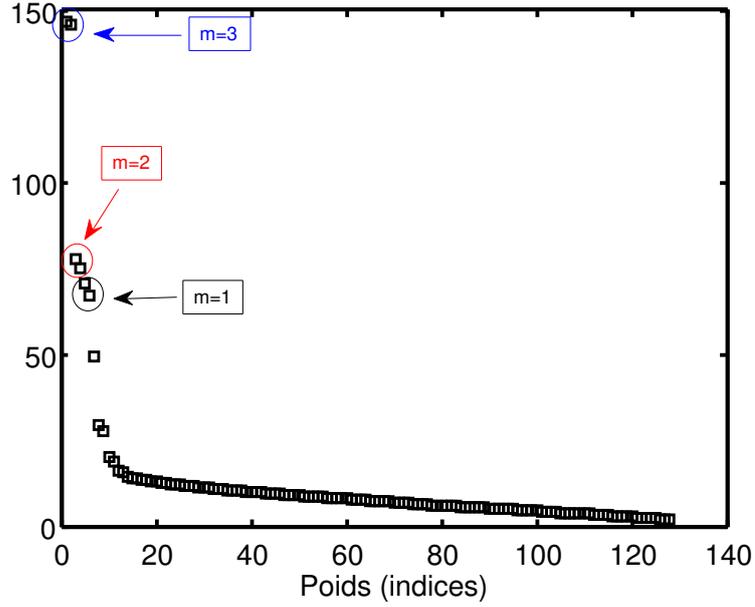


Figure B.2: Poids correspondant aux valeurs singulières de la matrice $Y_{ij} = y(\theta(j), t(i))$ associée au diagramme spatio-temporel brut.

décomposition en valeurs singulières :

$$Y = \Psi S \Phi^T$$

Les matrices Ψ et Φ (Φ^T est la matrice transposée de Φ) contiennent l'ensemble des fonctions orthogonales correspondant aux chronos et topos respectivement. La matrice diagonale S contient les poids α_k correspondant aux valeurs singulières de Y . La distribution de ces poids est illustrée figure B.2, ils sont classés par convention dans l'ordre décroissant. Cette distribution est clairement caractérisée par trois paires de poids dominantes dont les valeurs suffisamment proches indiquent qu'elles correspondent à trois modes se propageant dans la direction azimutale. Chacun de ces modes est caractérisé par deux paires de chronos et topos dont les fluctuations sont déphasées de $\pi/2$ (figure B.3). Le mode dominant est, en accord avec les topos correspondants, un mode azimutal $m = 3$ tandis que le second mode est un mode $m = 2$ et le troisième, un mode $m = 1$. Ces trois modes correspondent bien entendu à ceux observés sur la relation de dispersion illustrée figure 6.3 dans le chapitre 6. Il est possible désormais de reconstruire partiellement le diagramme spatio-temporel en ne conservant qu'un nombre limité de poids. Si l'on désire par exemple isoler le mode $m = 3$, il suffit de ne conserver que les deux premiers poids α_1 et α_2 ainsi que les chronos et topos correspondants. Le signal est ensuite partiellement reconstruit de la manière suivante :

$$y_{(m=3)}(\theta, t) = \Psi_1(t)\alpha_1\Phi_1^T(\theta) + \Psi_2(t)\alpha_2\Phi_2^T(\theta)$$

Le diagramme spatio-temporel correspondant à ce signal filtré est représenté figure B.4(A). D'une façon identique, on peut isoler le mode $m = 2$ ou le mode $m = 1$. On peut observer le résultat sur les diagrammes des figures B.4(B) et B.4(C).

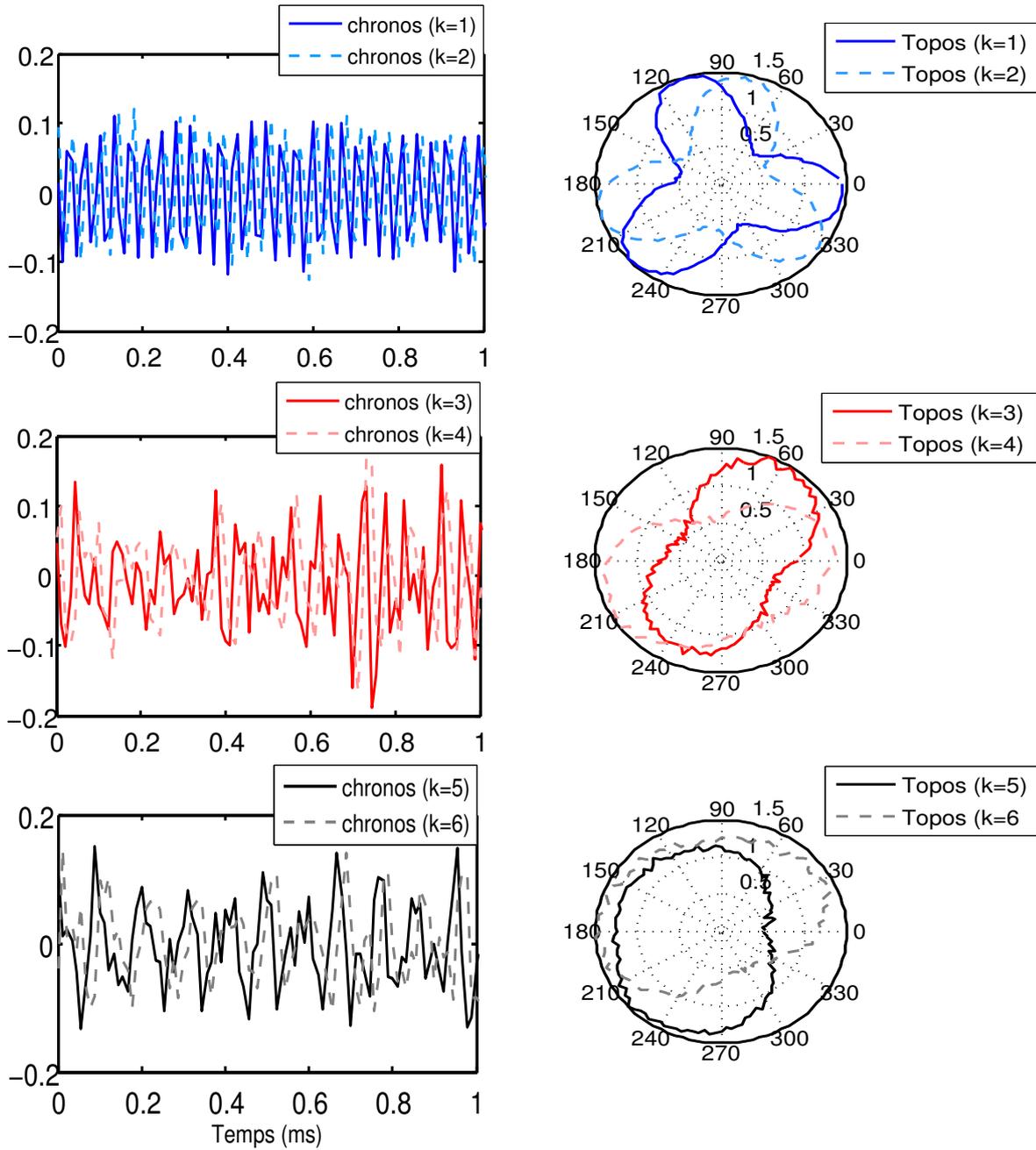


Figure B.3: Fonctions chronos et topos associées aux trois modes dominants $m = 3$, $m = 2$ et $m = 1$

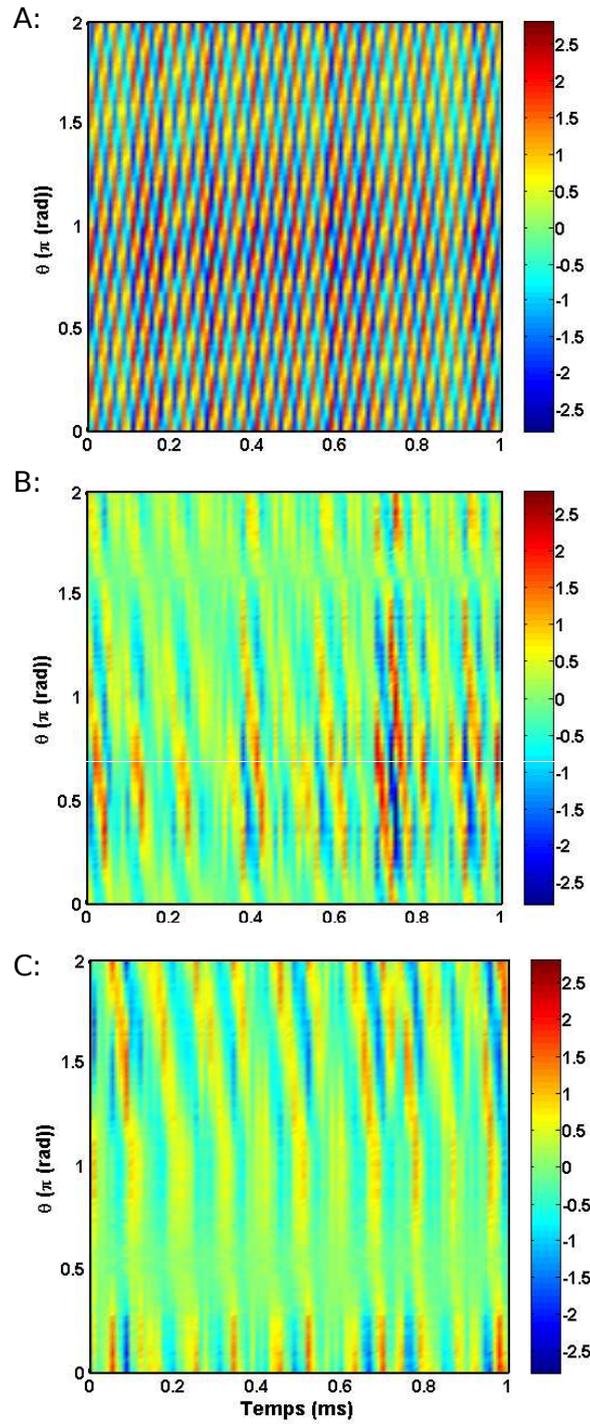


Figure B.4: Diagrammes spatio-temporels filtrés par décomposition biorthogonale correspondant désormais uniquement aux modes $m = 3$ (A), $m = 2$ (B) et $m = 1$ (C).

Annexe C

Relation de dispersion expérimentale

Pour construire la relation de dispersion à partir de mesures de fluctuations expérimentales, nous utilisons une méthode analogue à celle proposée par *Smith et Powers* [72]. Deux séries temporelles $x(t)$ et $y(t)$, enregistrées par deux sondes (réelles ou virtuelles) localisées à un même rayon mais séparées azimutalement d'un angle $\Delta\theta$, sont décomposées en ondelettes (ondelettes continues et complexes de Morlet). Le spectre croisé $P_{xy}(\omega, t)$ est calculé à partir des différents coefficients d'ondelettes :

$$P_{xy}(\omega, t) = W_x^*(\omega, t)W_y(\omega, t) \quad (\text{C.1})$$

Celui-ci est ensuite moyenné sur un nombre N de petits intervalles temporels couvrant l'intégralité de la série initiale afin d'augmenter la stabilité statistique de l'analyse tout en conservant une résolution temporelle convenable [78]. Ainsi, nous obtenons de cette manière N spectres croisés moyennés correspondant à chacune des N sous fenêtres temporelles.

Le spectre croisé moyenné sur l'intervalle temporel T centré sur T_0 tel que $[T_0 - T/2 \leq t \leq T_0 + T/2]$, est défini par :

$$P_{xy}(\omega, T_0) = \frac{1}{T} \int_T P_{xy}(\omega, t) dt \quad (\text{C.2})$$

Ce dernier étant une quantité complexe, il peut être exprimé par :

$$P_{xy}(\omega, T_0) = |P_{xy}(\omega, T_0)| \exp [i\varphi_{xy}(\omega, T_0)] \quad (\text{C.3})$$

où la phase croisée $\varphi_{xy}(\omega, T_0)$ indique la différence de phase, moyennée sur l'intervalle T centré sur T_0 , entre les différentes composantes fréquentielles des deux signaux. C'est à partir de ces différentes phases croisées correspondant à chaque intervalle temporel T qu'il est possible de construire la relation de dispersion. Avant de procéder à sa construction, il est toutefois nécessaire de calculer préalablement la fonction de cohérence croisée définie par :

$$\gamma_{xy}(\omega, T_0) = \frac{|P_{xy}(\omega, T_0)|}{\sqrt{P_{xx}(\omega, T_0)P_{yy}(\omega, T_0)}} \quad (\text{C.4})$$

où $P_{xx}(\omega, T_0)$ $P_{yy}(\omega, T_0)$ représentent respectivement les spectres moyennés sur T des signaux $x_T(t)$ et $y_T(t)$. Le paramètre normalisé $\gamma_{xy}(\omega, T_0)$ ($0 \leq \gamma_{xy} \leq 1$) indique le degré

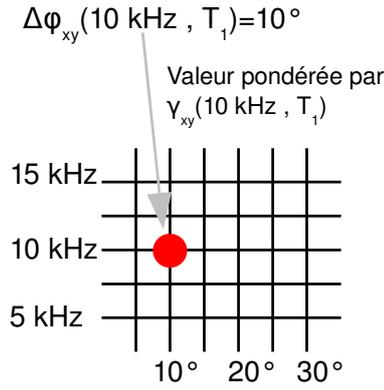


Figure C.1: Construction de l'histogramme des valeurs de phases croisées. La contribution $\varphi_{xy}(10 \text{ kHz}, T_1 = 10^\circ)$ est pondérée par la valeur de cohérence croisée correspondante.

moyen de similarité spectrale des deux signaux sur l'intervalle temporel centré sur T_0 . Une fois ces différents paramètres à disposition, nous procédons à la construction de l'histogramme de la différence de phase entre les deux signaux en fonction de la fréquence, où chaque contribution de cet histogramme est pondérée par la valeur de cohérence croisée correspondante. La figure C.1 permet de mieux comprendre la méthode.

On considère une fenêtre temporelle T centrée sur T_1 . La moyenne sur cet intervalle temporel de la différence de phase entre les composantes fréquentielles à 10 kHz des deux signaux vaut 10° . Cette différence de phase constitue une contribution particulière de l'histogramme (point rouge). Cette contribution est pondérée par la valeur de la cohérence croisée correspondant au temps T_1 et à la fréquence 10 kHz. Si, sur cet intervalle temporel, la cohérence croisée à 10 kHz est importante, la différence de phase correspondante est statistiquement stable. Sa contribution sur l'histogramme sera donc importante. A l'inverse, si la cohérence croisée est faible, la différence de phase n'a pas beaucoup de sens et sa contribution sur l'histogramme doit par conséquent être négligeable.

Nous procédons de cette manière à la construction de l'histogramme à partir de l'ensemble des N cohérences et phases croisées décrivant l'intégralité des séries temporelles initiales. L'information temporelle n'est plus présente sur l'histogramme mais celle de la cohérence entre les signaux est bien prise en compte.

Pour construire la relation de dispersion à partir de l'histogramme complet, il suffit de lier la différence de phase au nombre d'onde à travers la relation suivante :

$$\varphi_{xy}(\omega) = k(\omega)\Delta s \quad (\text{C.5})$$

avec $k(\omega)$ le nombre d'onde en fonction de la fréquence (relation de dispersion) et $\Delta s = r\Delta\theta$ la distance séparant les deux points de mesures des séries $x(t)$ et $y(t)$. En géométrie cylindrique, on obtient la relation de dispersion liant les modes azimutaux aux fréquences par :

$$m(\omega) = \frac{r\varphi_{xy}}{\Delta s} = \frac{\varphi_{xy}}{\Delta\theta} \quad (\text{C.6})$$

Bibliographie

- [1] Electron scattering database. www.lxcat.net.
- [2] J. Adamek, J. Horacek, H.W. Müller, V. Rohde, C. Ionita, R. Schrittwieser, F. Mehlmann, B. Kurzan, J. Stöckel, R. Dejarnac, V. Weinzettl, J. Seidl, M. Peterka, and ASDEX Upgrade Team. Ball-pen probe measurements in L-mode and H-mode on ASDEX Upgrade. *Contrib. Plasma Phys.*, 50(9) :854–859, 2010.
- [3] J. Adamek, M. Peterka, T. Gyergyek, P. Kudrna, M. Ramisch, U. Stroth, J. Cavalier, and M. Tichy. Application of the Ball-Pen Probe in two low-temperature magnetized plasma devices and in torsatron TJ-K. *Contrib. Plasma Phys.*, 53 :1–6, 2013.
- [4] J. Adamek, V. Rohde, H.W. Müller, A. Herrmann, C. Ionita, R. Schrittwieser, F. Mehlmann, J. Stöckel, J. Horacek, J. Brotankova, and ASDEX Upgrade Team. Direct measurement of the plasma potential in ELMy H-mode plasma with ball-pen probes on ASDEX Upgrade tokamak. *J. Nuc. Mat.*, 390-391 :1114–1117, 2009.
- [5] J. Adamek, J. Stöckel, I. Duran, M. Hron, R. Panek, M. Tichy, R. Schrittwieser, C. Ionita, P. Balan, E. Martines, and G. Van Oost. Comparative measurements of the plasma potential with the ball-pen and emissive probes on the CASTOR tokamak. *Czech. J. Phys.*, 55(3) :235–242, 2005.
- [6] J. Adamek, J. Stöckel, M. Hron, J. Ryszawy, M. Tichy, R. Schrittwieser, C. Ionita, P. Balan, E. Martines, and G. Van Oost. A novel approach to direct measurement of the plasma potential. *Czech. J. Phys.*, 54 :C95–C99, 2004.
- [7] M. Agostini, Zweben S.J., R. Cavazzana, P. Scarin, G. Serianni, R.J. Maqueda, and 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.
- [8] G.Y. Antar, J.H. Yu, and G. Tynan. The origin of convective structures in the scrape-off layer of linear magnetic fusion devices investigated. *Phys. Plasmas*, 14 :022301, 2007.
- [9] S. Baberjee, H. Zushi, Y. Nishino, Y. Nagashima, Nagashima, K. Hanada, and al. Fast visible imaging and edge turbulence analysis in QUEST. *Rev. Sci. Instrum.*, 83 :10E524, 2012.
- [10] D. Block and A. Piel. Fluctuation induced transport of driven drift waves : I. Monochromatic waves. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 45 :413–425, 2003.
- [11] D. Block and A. Piel. Fluctuation induced transport of driven drift waves : II. Weak turbulence. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 45 :427–437, 2003.

- [12] A. H. Boozer. What is a stellarator. *Phys. Plasmas*, 1 :1647, 1998.
- [13] C. Brandt. *Active control of drift wave turbulence*. PhD thesis, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, 2009.
- [14] N. Bretz. Diagnostic instrumentation for microturbulence in tokamaks. *Rev. Sci. Instrum.*, 68 :2927–2964, 1997.
- [15] F. Brochard. *Caractérisation des instabilités à basses fréquences dans une colonne de plasma magnétisé et étude de leur transition à la turbulence*. PhD thesis, Université Henri Poincaré Nancy 1, 2004.
- [16] F. Brochard, G. Bonhomme, E. Gravier, S. Oldenbürger, and M. Philipp. Spatio-temporal control and synchronization of flute modes and drift waves in a magnetized plasma column. *Phys. Plasmas*, 13 :052509, 2006.
- [17] F. Brochard, E. Gravier, and G. Bonhomme. Transition from flute modes to drift waves in a magnetized plasma column. *Phys. Plasmas*, 12 :062104, 2005.
- [18] F. Brochard, E. Gravier, and G. Bonhomme. Transition to spatiotemporal chaos and turbulence for flute instabilities in a low- β magnetized plasma. *Physical Review E : Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 73, 2006.
- [19] D. L. Brower, W. A. Peebles, and N. C. Luhmann Jr. The spectrum, spatial distribution and scaling of microturbulence in the TEXT tokamak. *Nuclear Fusion*, 27, 1987.
- [20] D.C. Cartwright and G. Csanak. Electron-impact excitation from metastable helium. *Physical Review A*, 55 :1962–1970, 1997.
- [21] F.F. Chen. *Plasma Diagnostic Techniques*. Academic, New York, 1965.
- [22] F.F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum Press, New York, 1984.
- [23] B.I. Cohen, M. V. Umansky, W. M. Nevins, M. A. Makowski, and J.A. Boedo. Simulation of drift resistive ballooning L-mode turbulence in the edge plasma of DIII-D tokamak. *Phys. Plasmas*, 20 :055906, 2013.
- [24] D.P. Cox and E. Daltabuit. Effect of collisional excitation on the intensities of the 5876 Å and 4471 Å lines of neutral helium. *The Astrophysical Journal*, 167 :257–259, 1971.
- [25] K. Dannemayer. *Scaling laws and electron properties in Hall effect thrusters*. PhD thesis, Université d’Orléans, 2012.
- [26] J.L. Delcroix and A. Bers. *Physique des plasmas*, volume 1. 1994.
- [27] V.I. Demidov, S.M. Finnegan, M.E. Koepke, and E.W. Reynolds. Baffled probe for real-time measurements of space potential in magnetized plasma. *Rev. Sci. Instrum.*, 74 :4558–4560, 2003.
- [28] T. Dudok de Wit, A.L. Pecquet, J.C. Vallet, and R. Lima. The biorthogonal decomposition as a tool for investigating fluctuations in plasmas. *Phys. Plasmas*, 1 :3288, 1994.
- [29] R. F. Ellis and E. Marden-Marshall. Comparison of local and nonlocal theories of the collisional drift instability. *Phys. Fluids*, 22 :2137–2139, 1979.

-
- [30] R. F. Ellis, E. Marden-Marshall, and R. Majeski. Collisional drift instability of a weakly ionized argon plasma. *Plasma Phys.*, 22 :113–131, 1980.
- [31] R.J. Groebner, W. W. Pfeiffer, F.P. Blau, K.H. Burrell, E.S. Fairbanks, R.P. Seraydarian, H. St. John, and R.E. Stockdale. Experimentally inferred ion thermal diffusivity profiles in the Doublet III tokamak : Comparison with neoclassical theory. *Nuclear Fusion*, 26, 1986.
- [32] J.P. Gunn. Magnetized plasma flow through a small orifice. *Phys. Plasmas*, 8 :1040–1047, 2001.
- [33] N. Hershkowitz. *Plasma Diagnostics*. Academic Press, 1989.
- [34] S.S. Hodgman, R.G. Dall, L.J. Byron, K.G.H Baldwin, S.J. Buckman, and A.G. Truscott. Metastable helium : a new determination of the longest atomic excited-state lifetime. *Physical Review Letters*, 103 :1–4, 2009.
- [35] W. Horton. Drift waves and transport. *Rev. of Mod. Phys.*, 71 (3) :735–778, 1999.
- [36] I. H. Hutchinson. *Principle of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, New York, 2002.
- [37] C. Ionita, J. Grünwald, Ch. Maszl, R. Stärtz, M. Cercek, B. Fonda, T. Gyergyek, G. Filipic, J. Kovacic, C Silva, H. Figueiredo, T. Windisch, O. Grulke, T. Klinger, and R. Schrittwieser. The use of emissive probes in laboratory and tokamak plasmas. *Contrib. Plasma Phys.*, 51 :264–270, 2011.
- [38] D. Iraj, A. Diallo, A. Fasoli, I Furno, and S. Shibaev. Fast visible imaging of turbulent plasma in TORPEX. *Rev. Sci. Instrum.*, 79 :10F508, 2008.
- [39] D. L. Jassby. Transverse velocity shear instabilities within a magnetically confined plasma. *Phys. Fluids*, 15 :1590, 1972.
- [40] I. Katsumata and M. Okazaki. Ion Sensitive Probe - A new diagnostic for plasma in magnetic fields. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 6(123) :123–124, 1967.
- [41] M. Komm, J. Adamek, R. Dejarnac, J.P. Gunn, and Z. Pekarek. Transport of electrons in the tunnel of ion sensitive probe. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 53(015005) :1–7, 2011.
- [42] B. LaBombard. An interpretation of fluctuation induced transport derived from electrostatic probe measurements. *Phys. Plasmas*, 9 :1300, 2002.
- [43] I. Langmuir and H Mott-Smith. The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev*, 28 :727–763, 1926.
- [44] J. D. Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of the Physical Society*, 70 (B) :6–10, 1957.
- [45] D. Lee and N. Hershkowitz. Ion collection by planar Langmuir probes : Sheridan’s model and its verification. *Phys. Plasmas*, 14 :033507 :1–4, 2007.
- [46] S. Ma, J. Howard, and N. Thapar. Relations between light emission and electron density and temperature fluctuations in a helium plasma. *Phys. Plasmas*, 18 :083301, 2011.

- [47] N. Mahdizadeh, F. Greiner, M. Ramisch, U. Stroth, W. Guttenfelder, C. Lechte, and K. Rahbarnia. Comparison of Langmuir and emissive probes as diagnostics for turbulence studies in the low-temperature plasma of the torsatron TJ-K. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47 :569–579, 2005.
- [48] R.J. Maqueda, G. A. Wurden, Zweben S., L. Roquemore, H. Kugel, and al. Edge turbulence measurements in NSTX by gas puff imaging. *Rev. Sci. Instrum.*, 72 :931, 2001.
- [49] R.J. Maqueda, G. A. Wurden, D. P. Stotler, S. J. Zweben, and LaBombard B. et al. Gas puff imaging of edge turbulence. *Rev. Sci. Instrum.*, 74 :2020, 2003.
- [50] E. Marden-Marshall, R. F. Ellis, and J. E. Walsh. Collisional drift instability in a variable radial electric field. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 1986 :1461–1482, 28 (9B).
- [51] A. Marek, M. Jilek, I. Pickova, P. Kudrna, M. Tichy, R. Schrittwieser, and C. Ionita. Emissive probe diagnostics in low temperature plasma - Effect of space charge and variations of electron saturation current. *Contrib. Plasma Phys.*, 48 :491–496, 2008.
- [52] E. M. Marshall, R. F. Ellis, and J. E. Walsh. Collisional drift instability in a variable radial electric field. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 28 :1461–1482, 1986.
- [53] R.L. Merlino. Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics. *Am. J. Phys.*, 75 :12, 2007.
- [54] Y. Nagashima, S Inagaki, K. Kamakaki, H Arakawa, and T. Yamada. Development of radially movable multichannel Reynolds stress probe system for a cylindrical laboratory plasma. *Rev. Sci. Instrum.*, 82 :033503, 2011.
- [55] V. Naulin, T. Windisch, and O. Grulke. Three-dimensional global fluid simulations of cylindrical magnetized plasmas. *Phys. Plasmas*, 15 :012307, 2008.
- [56] B. Nold, T.T. Ribeiro, M. Ramisch, Z. Huang, H.W. Müller, B.D. Scott, U. Stroth, and the ASDEX Upgrade Team. Influence of temperature fluctuations on plasma turbulence investigations with Langmuir probes. *New Journal of Physics*, 14 :063022, 2012.
- [57] R. Ochoukov, D.G. Whyte, B. Lipschultz, B. LaBombard, and S. Wukitch. Interpretation and implementation of an ion sensitive probe as a plasma potential diagnostic. *Rev. Sci. Instrum.*, 81(10E111) :1–3, 2010.
- [58] S. Oldenbürger. *Etude de la turbulence et du transport par sondes électrostatiques et imagerie rapide dans une colonne de plasma magnétisé*. PhD thesis, Nancy-Université, 2010.
- [59] S. Oldenbürger, C. Brandt, F. Brochard, N. Lemoine, and G. Bonhomme. Spectroscopic interpretation and velocimetry analysis of fluctuations in a cylindrical plasma recorded by a fast camera. *Rev. Sci. Instrum.*, 81(063505) :1–7, 2010.
- [60] C. Pecker-Wimel. *Introduction à la spectroscopie des plasmas*. Gordon and Breach, 1967.
- [61] A.V Phelps. Private communication, database <http://www.lxcat.net>.
- [62] A.V. Phelps. The application of scattering cross sections to ion flux models in discharge sheaths. *J. Appl. Phys.*, 76 :747–753, 1994.

-
- [63] T. Pierre, G. Leclert, and F. Braun. Magnetized double-plasma device for wave studies. *Rev. Sci. Instrum.*, 58(1) :6–11, 1987.
- [64] T.K. Popov, P. Ivanova, M. Dimitrova, J. Kovacic, T. Gyergyek, and M. Cercek. Langmuir probe measurements of the electron energy distribution function in magnetized gas discharge plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 21 :025004, 2012.
- [65] E. J. Powers. Spectral techniques for experimental investigation of plasma diffusion due to polychromatic fluctuations. *Nucl. Fusion*, 14 :749, 1974.
- [66] R. Schrittwieser, J. Adamek, P. Balan, M. Hron, C. Ionita, K. Jakubka, L. Kryška, E. Martines, J. Stöckel, M. Tichy, and G. Van Oost. Measurement with emissive probe in the CASTOR tokamak. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 44 :567–578, 2002.
- [67] R. Schrittwieser, C. Ionita, J. Adamek, J. Stöckel, J. Brotankova, E. Martines, G. Popa, C. Costin, L. Van De Peppel, and G. Van Oost. Direct measurements of the plasma potential by Katsumata-type probes. *Czech. J. Phys.*, 56 :Suppl. B, 2006.
- [68] R. Schrittwieser, C. Ionita, P. Balan, C. Silva, H. Figueiredo, C.A.F. Varandas, J. Juul Rasmussen, and V. Naulin. Turbulence and transport measurements with cold and emissive probes in ISTTOK. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 50(055004) :727–763, 2008.
- [69] C. Schröder. *Experimental investigations on drift waves in linear magnetized plasmas*. PhD thesis, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, 2003.
- [70] J.P. Sheehan and N. Hershkowitz. Emissive probes. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 20 :063001, 2011.
- [71] J.P. Sheehan, Y. Raitses, N. Hershkowitz, I. Kaganovich, and N.J. Fisch. A comparison of emissive probe techniques for electric potential measurements in a complex plasma. *Phys. Plasmas*, 18(073501) :1–9, 2011.
- [72] D.E. Smith and E. J. Powers. Experimental determination of the spectral index of turbulent plasma from digitally computed power spectra. *Phys. Fluids*, 16 :1373–1374, 1973.
- [73] J. D. Swift and M. J. R. Schwar. *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*. American Elsevier, New York, 1969.
- [74] S. Takamura, N. Ohno, M. Ye, and T. Kuwabara. *Contrib. Plasma Phys.*, 44 :126, 2004.
- [75] C. Theiler, I. Furno, A. Kuenlin, Ph. Marmillod, and A. Fasoli. Practical solutions for reliable triple probe measurements in magnetized plasmas. *Rev. Sci. Instrum.*, 82 :013504, 2011.
- [76] A. Truc and team TFR. Correlation between low frequency turbulence and energy confinement in TFR. *Nuclear Fusion*, 26 :1303, 1986.
- [77] R.S. Van Dyck, C.E. Johnson, and H.A. Shugart. Radiative lifetime of the 2^1S_0 metastable state of helium. *Physical Review A*, 4 :1327–1336, 1971.
- [78] B.Ph. Van Milligen, C. Hidalgo, E. Sanchez, M.A. Pedrosa, R. Balbin, and G.R. Tynan. Statistically robust linear and nonlinear wavelet analysis applied to plasma edge turbulence. *Rev. Sci. Instrum.*, 68 :967–970, 1997.

- [79] M. Wakatani. *Stellarator and Heliotron devices*. Oxford university press, 1998.
- [80] J. Wesson. *Tokamaks*. Oxford science publications, 2004.
- [81] A. J. Wooton, B. A. Carreras, H. Matsumoto, K. McGuire, P. W. Terry, and Zweben S.J. Fluctuations and anomalous transport in tokamaks. *Phys. Fluids B*, 2 (12) :2879–2903, 1990.
- [82] G.S. Xu and B. N. Wan. Measurement of Reynolds stress and zonal flow in a tokamak using Langmuir probe array. *Contrib. Plasma Phys.*, 46 :455–459, 2006.
- [83] T. Yamada, S.I. Itoh, T. Maruta, N. Kasuya, Y. Nagashima, S. Shinohara, K. Terasaka, M. Yagi, S Inagaki, Y. Kawai, A. Fujisawa, and K. Itoh. Anatomy of plasma turbulence. *Nature physics*, 4, 2008.
- [84] Z. Yan. *Turbulence-driven shear flow and self-regulating drift wave turbulence in a cylindrical plasma device*. PhD thesis, University of California, San Diego, 2009.
- [85] A. Yanguas-Gil, J. Cotrino, and L.L. Alves. An update of argon inelastic cross sections for plasma discharges. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 38 :1588–1598, 2005.
- [86] M.Y. Ye and S. Takamura. Effect of space-charge limited emission on measurements of plasma potential using emissive probes. *Phys. Plasmas*, 7(8) :3457–3463, 2000.

Remerciements

Je voudrais commencer par remercier l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté de consacrer une partie de leur temps que je sais précieux à lire et évaluer ce mémoire de thèse.

J'aimerais remercier chaleureusement Gérard Bonhomme et Nicolas Lemoine qui, avant de devenir mes deux directeurs de thèse, ont été dans un premier temps mes professeurs à l'université. Je leur suis fort obligé de m'avoir initié à la physique des plasmas et de m'avoir permis d'effectuer ce travail de thèse dans cette discipline que j'apprécie particulièrement. Durant ces trois années de thèse j'ai beaucoup appris à leurs cotés. La confiance et le soutien qu'ils m'ont apportés ont fortement contribué au bon déroulement de mon doctorat.

Je tiens à remercier tout particulièrement Stéphane Heuraux pour le temps qu'il m'a accordé lors de nombreuses discussions stimulantes consacrées à mes différents travaux. Sa grande disponibilité, sa patience ainsi que ses nombreuses idées et intuitions m'ont permis de faire avancer mes recherches et d'aboutir à une partie non négligeable des résultats présentés dans ce mémoire. Je n'oublie pas non plus l'aide qu'il m'a apportée lors de mes démarches administratives. Stéphane est également adepte des farces *vicelardes*, des canulars de mauvais goûts et autres espiègleries ; je le tiens donc pour responsable de la bonne ambiance qui a régné entre nos bureaux durant ces trois années. Pour tout cela, je lui suis très reconnaissant.

Comment ne pas saluer dans ces quelques lignes mes deux camarades et amis Jordan Cavalier et David Coulette avec lesquels j'ai embarqué trois ans auparavant dans la même caravelle (serait-ce plutôt une galère ?) pour atteindre aujourd'hui cette terre promise que représente ce mémoire. Avec Jordan, j'ai partagé le bureau des *Ewoks* à l'intérieur duquel une atmosphère de *déconnade* s'est installée dès les premiers jours et ne l'a plus quitté. L'excellente ambiance dans ce bureau m'a permis de traverser les périodes les plus délicates de la thèse toujours dans la bonne humeur. Outre le bureau, j'ai également beaucoup partagé avec Jordan les différents problèmes relatifs à mon travail de thèse. Je le remercie sincèrement pour toute l'aide qu'il m'a apportée au cours de ces trois années. Le chapitre consacré à la sonde ball-pen lui doit énormément. Les nombreuses expériences sur ce sujet que nous avons menées conjointement ainsi que ses nombreuses bonnes idées nous ont permis d'obtenir des résultats significatifs contribuant fortement à donner un nouvel élan à mon travail de thèse. David, quant à lui, étudiant doctorant atypique car ayant

pris le risque de s'aventurer dans une thèse de doctorat après une quinzaine d'années de service dans le secondaire, a également fortement contribué à nous distraire à travers ses fameux calembours et autres jeux de mots parfois douteux. Je tiens à le féliciter pour son courage et sa volonté dans sa reconversion qui est d'ores et déjà un succès. Au contact de ces deux charlots, j'ai également beaucoup appris scientifiquement. Pour ma part, je crois modestement leur avoir enseigné l'art du baby-foot. Plus encore que la technique pure que nécessite cet exercice, je pense leur avoir inculqué la mauvaise foi qu'un joueur de baby digne de ce nom se doit de maîtriser. Je crois qu'ils ont définitivement retenu la leçon. Je leur souhaite bien entendu le meilleur pour la suite.

Bien que la rédaction de ce mémoire soit un travail individuel, l'ensemble des travaux qui y sont présentés n'auraient pu être réalisés sans le concours de ces personnes :

- Jean-François Pautex, roi de l'électronique et des nouvelles technologies, n'a eu de cesse durant ces trois années de mettre ses compétences qui ne sont plus à prouver à mon service. J'ai passé un nombre d'heures impressionnant dans son bureau. Il a cependant toujours pris le temps de m'écouter pour finalement répondre rapidement à mes attentes. La majorité des sondes et circuits électroniques présentés dans ce mémoire sont le fruit de notre collaboration. Merci pour tout Jean-François.
- Jean-Georges Mussot, prince de la fraiseuse, du tour mécanique (et numérique) et de tous les outils qui représentent une source éventuelle de blessure pour moi. La recherche expérimentale ne pourrait se faire sans son travail. Merci pour toutes les pièces qu'il m'a fabriquées, pour les nombreux petits services qu'il m'a rendus et pour ses blagues légendaires.
- Anne-Sophie Latreille, princesse de la gestion et de la comptabilité. Elle s'est occupée, de *ses chercheurs* comme elle nous appelle, avec patience et bonne humeur communicative. Pour ces raisons, j'ai beaucoup apprécié travailler avec elle. Elle est d'une efficacité remarquable et d'un grand professionnalisme ; professionnalisme qui parfois selon moi frise l'excès de zèle. Je me demande d'ailleurs en écrivant ces lignes si les nombreux gâteaux, tartes ou encore cakes qu'elle nous a concoctés n'outrepassaient pas légèrement ses prérogatives. Néanmoins, ces offrandes sont la preuve de sa grande gentillesse ; ils nous ont permis de nous rassembler lors de pauses très distrayantes et agréables. Merci Anne-Sophie.
- Les membres du centre Héré ; je pense en particulier à Frédéric Breton, Damien Engeldinger et Cyril Noirel. Merci pour leurs coups de main lorsqu'il s'agissait de bricoler et réparer notre bonne vieille Mirabelle.

J'aimerais également remercier Frédéric Brochard pour m'avoir appris à manipuler sur Mirabelle, Ludovic De Poucques pour les discussions concernant l'étude des transitions radiatives dans l'hélium, Luc Moreau pour les nombreux services techniques qu'il m'a rendus, Philippe Pigeat pour son aide à la conception de la sonde ball-pen pour Mirabelle, Martine Gaulier pour son aide dans les tâches administratives, Joëlle Poisson pour ses éclats de rire bien connus ainsi que Xav, Thibault, Jérém, Seb et autres doctorants de l'IJL qui ont grandement contribué à l'excellente ambiance entre les thésards du laboratoire.

Je tiens bien entendu à remercier mes amis. Merci à eux d'être venus (parfois de très

loin) me soutenir le jour de ma soutenance. Je suspecte toutefois que la majorité d'entre eux n'ait pas compris un traître mot de ce que j'ai pu raconter même si certains prétendent le contraire en public. L'important n'est bien sûr pas là ; l'important fut d'être présent à mes cotés depuis un certain nombre d'années maintenant.

Il est très important pour moi de finir ces quelques pages en remerciant mes parents et ma soeur pour leur soutien inconditionnel. Ils m'ont toujours apporté leur confiance depuis mon plus jeune âge. Je sais que je peux compter sur eux. Je ne les remercierai jamais assez. Ce mémoire leur est dédié.