



Projet de Master

Etude expérimentale des effets de gaine sur
les modes d'interchange dans Torpex

Jérôme Guterl

sous la direction de
Dr. Ivo Furno
Pr. Ambrogio Fasoli

CRPP-SPH-FSB

Janvier 2009

Résumé

La présence d'une instabilité d'interchange dans la zone d'écorçage des Tokamak (Scrape-Off Layer) est à l'origine d'une diffusion anormale dans cette région qui entraîne des pertes de chaleur et de particules. Ces pertes peuvent s'avérer gênantes dans le cadre de la fusion nucléaire. Les effets de gaine du plasma jouent cependant un rôle dans le développement des instabilités d'interchange dans cette région où les lignes de champs magnétiques sont ouvertes et génèrent donc ces effets de bords. La compréhension des mécanismes qui lient ces effets de bord et le développement de l'interchange permettrait de mieux contrôler ces instabilités dans la région d'écorçage. Cependant la densité et la température dans les Tokamak sont relativement élevées ce qui rend difficile une caractérisation expérimentale de ces effets de bords sur l'interchange. L'expérience Torpex reproduit une configuration à lignes de champ magnétique ouvertes avec la présence de gradient de pression et de champs magnétiques courbés et inhomogènes qui permettent l'apparition de l'instabilité d'interchange. En outre les plasmas produits dans Torpex ont de faibles densités et de faibles températures qui permettent de réaliser des mesures directes dans tout le plasma. Ce projet propose donc la caractérisation expérimentale des effets de bords sur le développement de l'interchange dans Torpex en configuration de lignes de champ ouvertes. Deux plasmas sont étudiés : un plasma d'hydrogène et un plasma d'hélium. L'influence des effets de bords dépend de la longueur de reconnexion elle-même liée à la hauteur des lignes de champ. Lorsqu'on fait varier cette longueur, un développement de modes dans le plasma est observé. Les modes présents dans ces configurations sont caractérisés expérimentalement par la mesure de leur fréquence temporelle, leurs nombres d'onde parallèle et orthogonal aux lignes de champ, leur amplitude et leur position spatiale en fonction de la hauteur des lignes de champ. L'allongement vertical des modes observés et la mesure du nombre d'onde parallèle permettent d'affirmer que le mode observé est une instabilité d'interchange. Des mesures de la température, de la densité et du potentiel de ces plasmas étudiés permettent ensuite de comparer ces résultats expérimentaux avec la théorie linéaire. Les équations d'évolution du plasma sont linéarisées au premier ordre. Elles permettent d'en déduire la relation de dispersion linéaire des modes d'interchange et d'évaluer numériquement le taux de croissance de celle-ci. La comparaison du taux de croissance avec l'évolution des amplitudes des modes permet de vérifier la validité de la théorie linéaire.

Table des matières

Introduction	5
I L'environnement expérimental	7
1 Quelques notions sur la physique des plasmas	8
1.1 Cadre général	8
1.2 Dérives des particules dans un plasma	9
1.2.1 Dérive des particules soumises à un champ de force constant	9
1.2.2 Dérive des particules en présence d'un champ électrique	10
1.2.3 Dérive des particules en présence d'un gradient de densité, de température ou de pression	10
1.3 Equations régissant le comportement du plasma	11
1.4 Influences des pertes aux bords	12
1.5 Instabilités d'interchange et de dérive dans un plasma	13
1.5.1 Instabilité d'interchange	13
1.5.2 Instabilité de dérive	17
2 L'expérience Torpex	18
2.1 Torpex : Quid ?	19
2.2 Pseudo-équilibre du plasma	20
2.3 Production du plasma	21
2.3.1 Injection de neutres	21
2.3.2 Ionisation des neutres et chauffage micro-onde	23
3 Les diagnostics	24
3.1 Que cherche-t-on à mesurer ?	24
3.2 Principe d'une sonde de Langmuir	24
3.3 Diagnostics utilisés pour la campagne de mesure	28
3.3.1 la Sonde Hextip	29
3.3.2 La sonde SLP	30
3.3.3 La sonde Trip	31
4 Conditions expérimentales	32
4.1 Conditions de génération du plasma	32
4.1.1 Champs magnétiques vertical et toroïdal	32
4.1.2 Génération du plasma	33

4.2	Caractéristiques des plasmas étudiés	34
4.3	Paramètres des diagnostics	35
4.3.1	Mesures en courant de saturation ionique	36
4.3.2	Mesure en mode sweep	37
4.4	Résumé des conditions expérimentales	37
5	Méthodes d'analyse	39
5.1	Les outils de l'analyse de Fourier	39
5.1.1	Principes de l'analyse harmonique	39
5.1.2	Transformées de Fourier	40
5.1.3	Traitement des signaux acquis aux bornes des sondes	41
5.2	Mesure des fréquences des modes	42
5.3	Mesures des nombres d'ondes	42
5.3.1	Généralités	42
5.3.2	Mesure du nombre d'onde orthogonal aux lignes de champ	44
5.3.3	Mesure du nombre d'onde parallèle aux lignes de champ	44
II Caractérisations expérimentales des plasmas d'hydrogène et d'hélium		46
6	Positions spatiales et caractérisations en fréquences temporelle et spatiale des plasmas d'hydrogène	48
6.1	Localisation spatiale des modes	48
6.2	Mesures des fréquences	54
6.3	Mesures de l'amplitude	57
6.4	Mesures des fréquences spatiales k_{\perp} et k_{\parallel}	59
6.4.1	Nombre d'onde parallèle k_{\parallel}	59
6.4.2	Nombre d'onde vertical	61
7	Positions spatiales et caractérisations en fréquences temporelle et spatiale des plasmas d'hélium	64
7.1	Localisation spatiale des modes	64
7.2	Mesures des fréquences	67
7.3	Mesures de l'amplitude	70
7.4	Mesures des fréquences spatiales k_{\perp} et k_{\parallel}	72
7.4.1	Nombre d'onde parallèle k_{\parallel}	72
7.4.2	Nombre d'onde vertical	72
8	Profils en densité, température, pression et potentiel des plasmas d'hydrogène et d'hélium	76
8.1	Profils de température, pression, densité et potentiel et des gradients correspondants	76
8.2	Profils de la vitesse de dérive $v_{E \times B}$ et du cisaillement de vitesse $v'_{E \times B}$	84
8.3	Résumé	87
9	Discussions des résultats expérimentaux	89

III Confrontation des résultats expérimentaux avec la théorie linéaire et discussions	92
10 Confrontation des mesures expérimentales aux relations de dispersion linéaires	93
10.1 Linéarisation des équations du plasma	93
10.2 Relations de dispersion issues de la théorie linéaire	95
10.3 Mécanisme de saturation et de transport	97
11 Conclusion	100

Introduction

Si la fusion thermonucléaire représente sans doute l'énergie du futur -nous l'espérons- elle soulève néanmoins de nombreuses difficultés tant sur le plan technologique que sur le plan physique. L'une des problématiques est un transport turbulent dans la zone d'écorçage¹, zone située entre la paroi du Tokamak et la limite du plasma définie par la séparatrice ou le divergeur. Les lignes de champ magnétique dans cette zone sont ouvertes et sont en contact avec une surface matérielle, générant ainsi un transport parallèle le long de ces lignes de champ. Une diffusion anormale dans cette région -par opposition à la diffusion classique, conséquence des collisions - due entre autres à la présence d'une instabilité d'interchange génère des pertes de chaleurs et de particules que l'on cherche à contrôler dans le cadre d'une application à la fusion. La zone d'écorçage est une configuration magnétique ouverte puisque située à l'extérieur de la séparatrice. La présence de lignes de champ magnétique ouvertes entraîne l'apparition d'effets de gaine dus à la présence de la paroi. Ces effets de bords ont une influence sur la croissance et le comportement des instabilités d'interchange observées dans ces plasmas. Il s'agit donc de comprendre les mécanismes qui lient ces effets de bords au développement d'instabilités d'interchange afin de pouvoir contrôler les pertes générées par ces dernières en influant sur les conditions aux bords.

L'étude de tels phénomènes dans les Tokamak n'est pas une chose aisée car ces derniers produisent généralement un plasma dense et chaud. La mise en place de diagnostics dans de telles conditions n'est pas évidente et il est difficile d'effectuer des mesures directes sur le plasma. L'expérience Torpex constitue en revanche un cadre idéal pour l'étude des effets de bords évoqués précédemment puisqu'il s'agit d'une configuration toroïdale à lignes de champ ouvertes. Les plasmas qui y sont produits ont une température de l'ordre de quelques Kelvins et une densité d'environ 10^{17}m^{-3} . Ainsi l'insertion de diagnostics directement dans le plasma est possible et permet de mesurer de nombreux paramètres sur toute la surface poloïdale, ce qui n'est pas possible dans un Tokamak de fusion par exemple. L'intérêt de Torpex réside dans la présence en son sein de gradients de pression et de champ magnétique courbés et inhomogènes nécessaires à l'apparition des instabilités d'interchange. Torpex reproduit ainsi les conditions de la zone d'écorçage et permet une étude approfondie de la physique des effets de bords.

L'étude présentée ici propose une caractérisation expérimentale de ces effets de bords sur le comportement de l'instabilité d'interchange. Les lignes de champ magnétique dans Torpex sont hélicoïdales et ainsi l'importance des effets de bords est proportionnelle à

1. Scrape-Off Layer

la hauteur des lignes de champ². Cette distance est elle-même proportionnelle au champ magnétique vertical généré dans Torpex. Cette étude propose donc la caractérisation des effets de bords en fonction de la hauteur des lignes de champ qui détermine leur importance pour des plasmas d'hydrogène et d'hélium. La présentation qui suit se décompose en trois parties : une présentation de la physique des plasmas en jeu dans les configurations étudiées, configurations qui sont décrites, ainsi que l'environnement expérimental, dans une seconde partie. La troisième partie décrit les résultats expérimentaux et leurs confrontations à la théorie linéaire. Le travail mené ici est donc principalement d'ordre expérimental et c'est pourquoi la description de l'expérience et des conditions expérimentales occupe à elle seule plusieurs chapitres.

La démarche de ce projet se décompose par conséquent en trois étapes :

1. Caractérisation des ondes observées dans le plasma en fonction de la hauteur des lignes de champ donc en fonction de l'importance des conditions aux bords. Il s'agit de montrer que les ondes observées sont des instabilités d'interchange et d'étudier leur comportement en terme de fréquences spatiale et temporelle, de localisation spatiale et d'amplitude.
2. Déterminer les caractéristiques des profils des plasmas \tilde{U} densité, température, potentiel, pression- correspondantes aux différentes configurations des hauteurs de ligne de champ étudiées précédemment
3. Développement de la théorie linéaire avec l'introduction des caractéristiques des profils dans les équations pour proposer une comparaison des mesures expérimentales et des résultats théoriques.

L'une des difficultés principales de cette étude est la présence de nombreux paramètres d'étude qui jouent un rôle plus ou moins important dans l'évolution de l'instabilité d'interchange. Nous avons privilégié la hauteur de ligne de champ en tant que principal paramètre d'étude. L'importance de la pression des neutres injectés dans le plasma a été par exemple également abordée expérimentalement durant cette étude. La variation de ce paramètre n'offre cependant pas de résultats fondamentalement intéressants dans le cadre de cette présentation. Ainsi la question de la pression des neutres dans le plasma ne sera pas soulevée.

Remerciements

Je tiens à remercier Ivo Furno pour m'avoir encadré durant ce semestre pour ce projet de master. Je remercie également Paolo Ricci, Christian Theiler, Benoit Labit ainsi qu'Ambrogio Fasoli et tous les autres membres du groupe Torpex et du CRPP en général qui m'ont aidé à un moment ou à un autre dans la réalisation de ce travail.

2. distance séparant une ligne de champ de son premier retour dans le tore

Première partie

L'environnement expérimental

Chapitre 1

Quelques notions sur la physique des plasmas

Le plasma constitue le matériel essentiel de cette étude. Nous décrivons dans ce chapitre la physique des plasmas étudiés ainsi que les instabilités qui y apparaissent. Ces considérations générales amènent également à rappeler les équations régissant le comportement du plasma. La description de la physique est cependant succincte et veut simplement rappeler les éléments essentiels à la compréhension de l'étude présentée ici.

1.1 Cadre général

Lorsqu'un plasma est confiné par un champ magnétique toroïdal et un autre champ magnétique (poloïdal ou vertical dans le cas de Torpex), il est soumis à des gradients de champs magnétiques, de pression, de potentiel ect... qui sont à l'origine de l'apparition d'ondes et d'instabilités dans le plasma. Un plasma n'est rien d'autre qu'un gaz neutre ionisé dont l'évolution est commandée par le comportement collectif des particules qui le constituent. En ce sens, un plasma est une combinaison d'un comportement de type fluide et d'un comportement de particules électriquement chargées. Dans un plasma faiblement ionisé et faiblement énergétique comme c'est le cas pour des plasmas produits dans Torpex, les oscillations électromagnétiques du plasma sont faibles devant les champs magnétiques imposés et la fréquence de ces oscillations est très petite devant les fréquences caractéristiques du plasma. Il s'agit là de l'approximation électrostatique. Ainsi les fréquences des ondes électrostatiques développées dans un plasma vérifiant l'approximation électrostatique sont très petites devant les fréquences de relaxation du plasma. Nous verrons par la suite que c'est le caractère chargé des particules constituant le plasma qui provoquent des dérives de celles-ci mais c'est la présence d'un gradient de champ magnétique et de pression par exemple qui permet l'apparition d'ondes (électrostatiques de fait) dans le plasma. Autrement dit si les origines de ces ondes sont un effet combiné du caractère fluide et du caractère chargé du plasma, les conséquences c'est à dire les ondes elles-même sont des phénomènes dominés par un comportement fluide (d'où la qualification d'onde électrostatique).

Dans le cadre de l'approximation électrostatique, l'équation de Faraday montre que $\mathbf{k} \times \mathbf{E} \simeq 0$ d'où $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}$. \mathbf{k} est le nombre d'onde qui peut s'écrire $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\perp + \mathbf{k}_\parallel$ où \mathbf{k}_\perp est la

composante orthogonale aux lignes de champ magnétique et \mathbf{k}_{\parallel} la composante parallèle aux lignes de champ magnétique. L'onde se développe donc principalement dans le plan du gradient de potentiel puisque en présence d'un champ magnétique stationnaire, $\mathbf{E} = -\nabla\phi$. Dans notre cadre d'étude c'est à dire la configuration toroïdale de Torpex (voir chapitre 2), le champ vertical est très petit devant le champ toroïdal en première approximation et la symétrie toroïdale est donc conservée. Par conséquent les gradients de densité et de potentiel évoluent dans le plan orthogonal aux lignes de champ magnétique et il en est donc de même des ondes puisque $\mathbf{k} \parallel \nabla\phi$. Ainsi nous pouvons affirmer que de manière générale les ondes électrostatiques présentes dans de telles configurations se développent principalement dans une direction orthogonale aux lignes de champ magnétique et par conséquent $\mathbf{k}_{\perp} \gg \mathbf{k}_{\parallel}$.

Ces quelques trivialisés permettent de comprendre l'intérêt d'un développement linéaire des équations régissant l'évolution du plasma pour caractériser les ondes présentes dans celui-ci. En effet si les équations régissant le comportement du plasma intègrent les charges des électrons et des ions, elles sont néanmoins identiques dans leur structures à celles d'un fluide non chargé (continuité, énergie, entropie,...). Dans le cas de l'instabilité¹ de Rayleigh-Taylor(R-Y), un développement linéaire des équations permet de caractériser celle-ci avec un certain succès dans le cadre de certaines hypothèses [12], [7]. Nous verrons par la suite que l'une des instabilités présentes dans le plasma, l'instabilité d'interchange, se comporte comme l'instabilité de R-Y. Cette similitude permet de comprendre pourquoi le développement linéaire des équations régissant le comportement du plasma constitue un point de départ satisfaisant et probant pour l'étude des instabilités.

Nous nous proposons donc de rappeler rapidement le principe des dérives des particules dans un plasma confiné par un champ magnétique toroïdal et les équations régissant le comportement d'un tel plasma afin de présenter les instabilités de dérive et d'interchange qui y apparaissent. La présentation de ces deux seules instabilités est un choix arbitraire dicté par les observations expérimentales qui montrent la présence de ces deux instabilités. D'autres instabilités pourraient par ailleurs être citées comme l'instabilité de Kelvin-Helmoltz.

1.2 Dérives des particules dans un plasma

1.2.1 Dérive des particules soumises à un champ de force constant

Supposons que le plasma soit plongé dans un champ magnétique en l'absence de champ électrique et qu'il soit soumis à un champ de force \mathbf{F} indépendant du temps. La conservation de la quantité de mouvement peut alors s'écrire :

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} + q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.1)$$

1. Nous utilisons sans distinction précise les termes "instabilité" et "onde" puisqu'une instabilité n'est qu'une onde croissante

En posant $\mathbf{v}_d = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB^2}$ et $\mathbf{v}_r = \mathbf{v} - \mathbf{v}_d$, l'équation 1.1 s'écrit simplement

$$m \frac{d\mathbf{v}_r}{dt} = q (\mathbf{v}_r \times \mathbf{B})$$

Tout se passe donc comme si le plasma était soumis à un champ magnétique seul mais avec une vitesse de dérive $\mathbf{v}_d = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB^2}$. Cette dérive s'effectue dans une direction orthogonale aux lignes de champ magnétique et au champ de force appliqué. Le sens de la dérive est déterminé par la charge de la particule et le signe de F . Autrement dit lorsque la force dépend linéairement de la charge q , la vitesse de dérive est la même quelque que soit le signe de la particule. La dérive s'effectue en revanche en sens opposé lorsque F ne dépend pas de la charge. C'est deux exemples jouent un rôle fondamentale dans les instabilités d'interchange et de dérive présentées ci-dessous.

1.2.2 Dérive des particules en présence d'un champ électrique

En présence d'un champ électrique, la force qui s'applique sur les particules est $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$. La vitesse de dérive qui en résulte est alors immédiate :

$$\mathbf{v}_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

La présence d'un champ électrique dans un plasma induit une dérive identique pour les ions et les électrons dans une direction orthogonale aux lignes de champ magnétique et aux lignes de champ électrique.

1.2.3 Dérive des particules en présence d'un gradient de densité, de température ou de pression

La pression est reliée à la température et à la densité par la relation des gaz parfaits $P = nT$. La présence d'un gradient de densité ou de température entraîne alors l'existence d'un gradient de pression. Lorsqu'on tient compte des forces de pression dans un plasma soumis à un champ magnétique, l'équation de conservation du moment devient :

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla P}{n} + q (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Tout se passe donc comme si le plasma était soumis à un champ de force $\mathbf{F} = -\frac{\nabla P}{n}$ et la vitesse de dérive devient :

$$\mathbf{v}_d = -\frac{\nabla P \times \mathbf{B}}{nqB^2}$$

Ce champ de force ne dépend pas de la charge des particules. Ainsi les ions et les électrons dérivent dans des directions opposées orthogonales aux lignes de champ et au gradient de pression. Cette dérive des particules est par conséquent appelée dérive diamagnétique. Cette dérive est engendrée par la présence de gradients de densité et de température et donc de pression. La dérive diamagnétique existe donc toujours dans des plasmas magnétisés.

1.3 Equations régissant le comportement du plasma

Jetons un rapide coup d'oeil aux équations générales qui régissent le comportement du plasma. Celles-ci permettent d'en déduire les équations de Braginskii qui amène à l'étude linéaire que nous présenterons dans le chapitre 10.

L'équation de Vlasov nous donne la variation de la distribution des espèces f_j dans le plasma :

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \nabla_x \cdot \mathbf{v} f_j + \frac{q_j}{m_j} \nabla_v \cdot ((\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) f_j) = \left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{collisions} + \left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{sources} + \left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{bords}.$$

Le terme $\left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{bords}$ revêt ici une importance particulière puisqu'il correspond aux pertes aux bords dont l'influence sur le comportement du plasma est l'un des objets de l'étude. Il s'agit du terme qui prend en compte le fait que le plasma touche la paroi du tore dans lequel il évolue, générant ainsi des pertes dites aux bords. Dans une telle configuration, le plasma n'est donc que partiellement confiné. Lorsqu'on intègre le moment d'ordre 0 sur l'espace des vitesses, on obtient l'équation de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_x \cdot \mathbf{v} n = D \nabla^2 n + S_n + \Pi_n$$

où le terme de diffusion classique est issu des processus de collisions entre les espèces du plasma et S_n représente les termes de source. Π représente le terme de pertes aux bords. En intégrant sur l'espace des vitesse, on aboutit aux équations de chaleur et de continuité qui régissent le comportement du plasma.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_x \cdot \mathbf{v} n = D \nabla^2 n + S_n \quad (1.2)$$

$$\frac{3}{2} n_j \left(\frac{\partial T_j}{\partial t} + \mathbf{v}_j \cdot \nabla_x \cdot T_j \right) = -p_j \nabla_x \cdot \mathbf{v}_j - \nabla_x \cdot \mathbf{q}_j + \Pi_T - \overline{\overline{\Sigma}}_j \cdot \nabla \mathbf{v}_j + S_T \quad (1.3)$$

où \mathbf{q}_j est le flux de chaleur qui peut s'écrire $\mathbf{q}_j = k_j \nabla T_j$ et $\overline{\overline{\Sigma}}_j$ est le tenseur de contraintes fluides.

Les vitesses des électrons et des ions peuvent s'écrire :

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_{\perp e} + \mathbf{v}_{\parallel e} = \mathbf{v}_E + \mathbf{v}_{de} + \mathbf{v}_{\parallel e}$$

$$\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_{\perp i} + \mathbf{v}_{\parallel i} = \mathbf{v}_E + \mathbf{v}_{di} + \mathbf{v}_{pol} + \mathbf{v}_{\parallel i}$$

avec $\mathbf{v}_{\parallel i} = v_{\parallel} \mathbf{e}_b$, $\mathbf{e}_b = \frac{\mathbf{B}}{B}$, $\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$, $\mathbf{v}_d = -\frac{\nabla P \times \mathbf{B}}{neB^2}$ et \mathbf{v}_{pol} la vitesse de polarisation ionique.

Le théorème de Gauss amène une troisième équation du potentiel :

$$\nabla^2 \phi = -4\pi(n_i - n_e) \quad (1.4)$$

Ces trois équations 1.4 1.2 1.3 deviennent dans l'approximation de Boussineq, en négligeant les termes de polarisation [3] et en intégrant sur la direction parallèle aux lignes de champ magnétique un système de trois équations qui régissent le comportement du plasma en deux dimensions et intègrent les termes de pertes aux bords sous la forme

de flux surfaciques d'ion et d'électron Γ_i et Γ_e . Les distributions de vitesse électronique peuvent être considérées comme maxwellienne [6] et conduisent à

$$\Gamma_e = nc_s e^{-\frac{e\phi}{T_e} + \Lambda}$$

$$\Gamma_i = nc_s$$

Le système d'équations qui régit le comportement du plasma en deux dimensions s'écrit donc :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \underbrace{\left[\frac{\phi}{B_0}, n_e \right]}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B} \text{ drift}} + \underbrace{\frac{2}{eRB_0} \left\{ n_e \frac{\partial T_e}{\partial y} + T_e \frac{\partial n_e}{\partial y} - en_e \frac{\partial \phi}{\partial y} \right\}}_{\text{diamagnetic drift}} + \underbrace{D \nabla^2 n_e}_{\text{diffusion classique}} - \underbrace{\frac{\sigma n_e c_s}{R} e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}}}_{\text{pertes au bords}} + \underbrace{S_{ne}}_{\text{source}} \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} = \underbrace{\left[\frac{\phi}{B_0}, \nabla^2 \phi \right]}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B} \text{ drift}} + \underbrace{\frac{2B_0}{m_i R} \left\{ \frac{T_e}{n} \frac{\partial n_e}{\partial y} + \frac{\partial T_e}{\partial y} \right\}}_{\text{diamagnetic drift}} + \underbrace{\nu \nabla^4 \phi}_{\text{diffusion classique}} + \underbrace{\frac{\sigma c_s m_i \Omega_i^2}{eR} \left(1 - e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}} \right)}_{\text{pertes au bords}} + \underbrace{S_{ne} - S_{ni}}_{\text{source}=0} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \underbrace{\left[\frac{\phi}{B_0}, T_e \right]}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B} \text{ drift}} + \underbrace{\frac{4}{3eRB_0} \left\{ \frac{7}{2} T_e \frac{\partial T_e}{\partial y} + \frac{T_e^2}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial y} - eT_e \frac{\partial \phi}{\partial y} \right\}}_{\text{diamagnetic drift}} + \underbrace{k \nabla^2 T_e}_{\text{diffusion classique}} - \underbrace{\frac{2\sigma T_e c_s}{3R} \left(1.71 e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}} - 0.71 \right)}_{\text{pertes au bords}} \quad (1.7)$$

Les termes de pertes aux bords sont donc proportionnelles à σ qui est défini par $\sigma = \frac{\Delta}{2\pi L_h}$ où L_h est la hauteur de la configuration verticale. Les pertes aux bords sont donc proportionnelles à la hauteur de ligne de champ Δ et on comprend ainsi pourquoi l'augmentation de la hauteur des lignes de champ permet de contrôler les contributions des effets de bords. La hauteur de la ligne de champ magnétique est reliée à la longueur de reconnexion magnétique L_c par la relation $\Delta = 2\pi R \frac{L_v}{L_c}$. La longueur de reconnexion joue également un rôle important dans la physique des TOKAMAK.

1.4 Influences des pertes aux bords

L'influence des pertes aux bords est donc régie par la hauteur de la ligne de champ Δ . L'influence des conditions aux bords sur les instabilités du plasma est importante lorsque celles-ci sont supérieures aux taux de croissance de l'instabilité. Un développement linéaire au premier ordre de l'équation du laplacien du potentiel permet de comparer les termes de bords à la croissance des instabilités lorsqu'on néglige les autres contributions. On définit donc le potentiel comme la somme d'un terme stationnaire et d'une fluctuation : $\phi(x, y, t) = \phi_0(x) + \phi_1(y, t)$ (voir chapitre 10) .

$$\frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} = \underbrace{\left[\frac{\phi}{B_0}, \nabla^2 \phi \right]}_{\text{négligé}} + \underbrace{\frac{2B_0}{m_i R} \left\{ \frac{T_e}{n} \frac{\partial T_e}{\partial y} + \frac{\partial T_e}{\partial y} \right\}}_{\text{négligé}} + \underbrace{\nu \nabla^4 \phi}_{\text{négligé}} + \underbrace{\frac{\sigma m_i c_s \Omega_i^2}{eR} \left(1 - e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}} \right)}_{\text{pertes au bords}}$$

Cette dernière équation devient :

$$\frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} = \frac{\sigma m_i c_s \Omega_i^2}{eR} \left(1 - e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}} \right)$$

Une décomposition en ondes planes permet d'étudier la relation de dispersion et dans ce cas précis le taux de croissance γ de l'instabilité.

$$k_{\perp}^2 \gamma \phi_1 = \frac{\sigma m_i c_s \Omega_i^2}{eR} \left(1 - e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}} \right)$$

avec $\phi_0 = \Lambda T_e$. L'équation 1.4 devient alors :

$$k_{\perp}^2 \gamma \phi_1 = \frac{\sigma m_i c_s \Omega_i^2}{eR} \frac{e\phi_1}{T_e}$$

soit encore

$$k_{\Delta}^2 \gamma = \frac{\sigma \Omega_i^2}{c_s R}$$

Les effets des termes de pertes au bords sur les instabilités ne sont pas donc négligeables lorsque :

$$k_{\Delta}^2 \gamma < \frac{\sigma \Omega_i^2}{c_s R} \quad (1.8)$$

Ce résultat est important dans le cadre de notre étude car il permet de déterminer les conditions dans lesquelles les effets de bords entrent en jeu dans le comportement des ondes.

1.5 Instabilités d'interchange et de dérive dans un plasma

Comme indiqué précédemment, nous présentons les deux instabilités présentes et observables dans le cadre de cette étude. L'instabilité d'interchange y joue un rôle primordial et c'est pourquoi nous nous attarderons particulièrement sur celle-ci.

1.5.1 Instabilité d'interchange

Approche heuristique

L'instabilité d'interchange n'est rien d'autre que l'instabilité de R-T dans un plasma. Afin de comprendre le mécanisme de l'interchange, nous exposons rapidement le mécanisme qui conduit à l'instabilité de R-T. Cette dernière peut se comprendre aisément lorsqu'on considère deux fluides superposés dont l'un est plus lourd que l'autre. Le fluide le plus pesant est situé au dessus du fluide le plus léger (respectivement à gauche et à droite pour la figure 1.1) et ces fluides sont soumis à un champ de force extérieur, en l'occurrence la gravité. Si la surface entre les deux fluides est parfaitement plane (étape 1), un équilibre est créé et le fluide lourd reste au dessus du fluide léger. Cependant cet équilibre est instable. En effet si l'interface est perturbée (étape 2), le système cherchera à minimiser son énergie potentielle et le fluide lourd va pénétrer la zone de fluide léger. Il est entendu que les fluides sont non miscibles dans cet exemple et ainsi il n'y pas de

mélange des deux fluides. Le système formés des deux fluides va convertir cette énergie potentielle en énergie cinétique [7]. Le fluide le plus léger pénètre également ce fluide lourd mais avec une vitesse plus grande. S'il n'y avait pas d'effets visqueux, les fluides s'interpénétreraient sous forme de structures lisses et régulières(étape 3). Cependant la présence de ces effets visqueux conduisent à des échanges d'énergie cinétique entre les deux fluides qui font apparaître des termes non linéaires(étape 4 et 5). Il se forment ainsi des bulles ou des cellules convectives locales (étape 6).

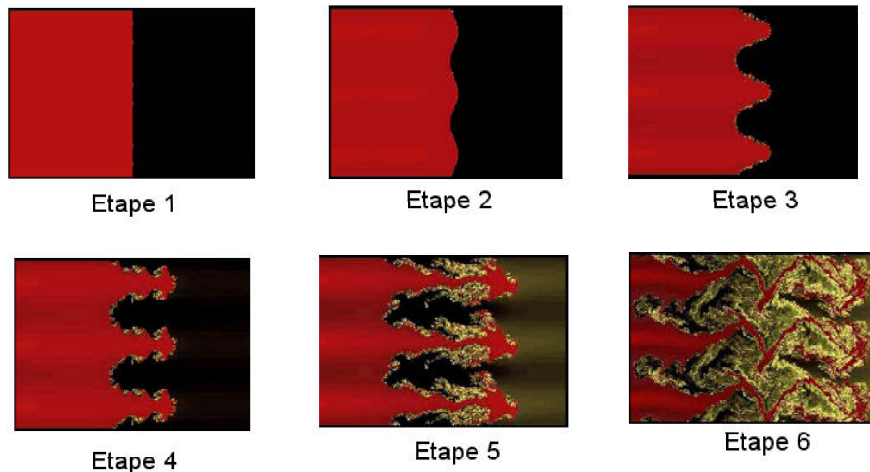


FIGURE 1.1 – Développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans un système composé de deux fluides de densité différente soumis à un champ de force horizontal. Images extraites de [12]

Comme évoqué précédemment, le comportement du plasma lorsqu'il est soumis à des phénomènes électrostatiques à basse fréquence est de type fluide. Ainsi l'instabilité d'interchange qui doit son nom au fait que l'interpénétration des deux fluides constitue un "échange" en deux phases correspond au même comportement physique. Cependant le champ de gravité est bien trop faible par rapport aux forces électromagnétiques pour être pris en compte. Ainsi on considérera un champ de gravité apparente dû aux effets de courbure du champ magnétique et à l'inhomogénéité de celui-ci. En outre les effets visqueux sont d'ordre fluide mais également d'ordre collisionnel (au sens de la présence de charges) dans un plasma.

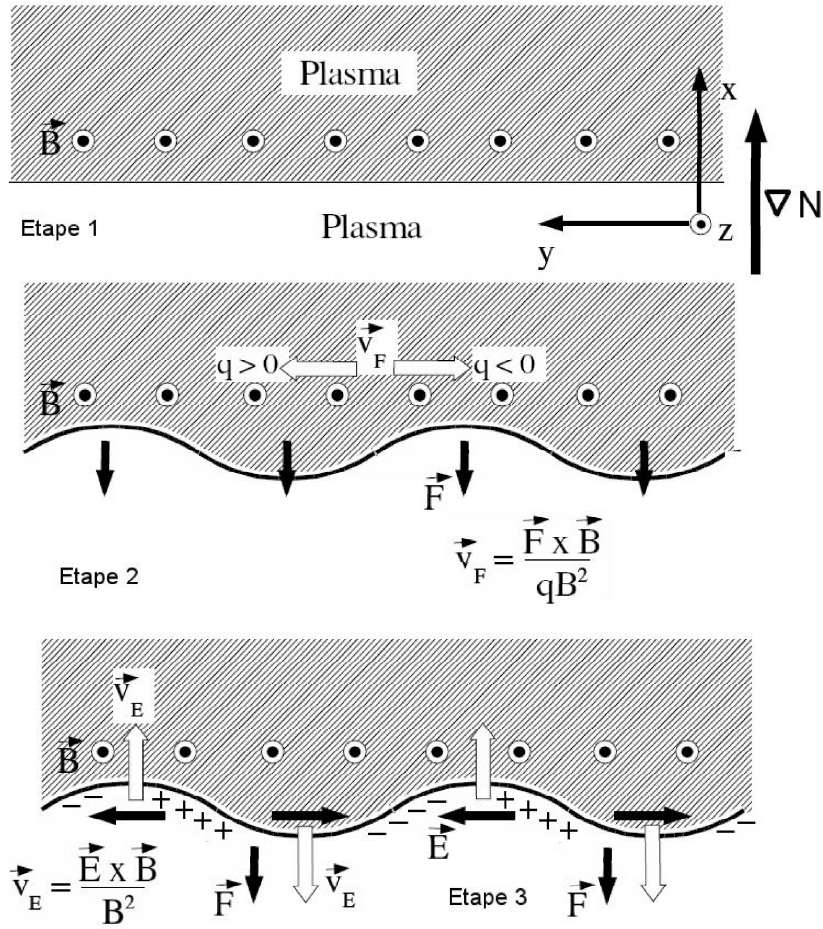


FIGURE 1.2 – Principe du développement de l’instabilité d’interchange. Le plasma est soumis à un champ de force \mathbf{F} qui ne dépend pas de la charge. La présence d’un gradient de densité permet de différencier deux fluides bien que la limite entre les fluides ne soit pas nécessairement définie. L’étape 1 correspond à l’équilibre, l’étape 2 à une perturbation de l’interface et l’étape 3 à l’amplification de la perturbation par la vitesse de dérive due à l’apparition d’un gradient de potentiel, c’est à dire d’un champ électrique. Images extraites de [13].

Approche analytique

Tentons à présent de donner une raison analytique au développement de l’instabilité d’interchange et considérons un champ magnétique inhomogène B . Les particules qui sont en mouvement cyclotronique autour des lignes de champ sont soumises à un champ de force donné par $\mathbf{F}_{\text{inhomogène}} = -\frac{1}{2}mv_{\perp}^2\nabla_{\perp}\ln(B)$ [13]. Lorsque les lignes de champ sont courbées, les particules sont soumises à la force d’entraînement classique qui s’écrit sous la forme $\mathbf{F}_e = -mv_{\parallel}^2\nabla_{\perp}\ln(B)$ soit finalement un champ de force $\mathbf{F}_{\text{inh+e}} = -m(\frac{1}{2}v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2)\nabla_{\perp}\ln(B)$. On définit alors R comme l’inverse du rayon de courbure des lignes de champ. Pour une configuration toroïdal, R n’est rien d’autre que le rayon du tore. En intégrant sur l’espace des vitesse des particules, le champ de force devient finalement $F = -\frac{2T}{R}$. Tout se passe donc comme si les ions et les électrons subissaient un champ de gravité apparent $g_{\text{app}} = \frac{2T_e}{Rm_i}$ où étant donné la neutralité du plasma, seule la force la plus

importante qui s'applique sur les deux fluides a été prise en compte.

L'analyse linéaire de l'équation de Vlasov² montre alors que le développement du tenseur diélectrique amène un taux de croissance linéaire [13] de la forme :

$$\gamma_{lin} = \sqrt{\frac{2T_e \frac{\partial r}{\partial \ln(n_e)}}{m_i R}}$$

L'analyse linéaire permet également de montrer que le taux de croissance est pour deux fluides classiques de la forme $\gamma = \sqrt{gk}$ où g est le champ de gravité et k le nombre d'onde avec $k \ll 1$ [12]. Dans notre cas de figure, le taux de croissance s'écrit donc :

$$\gamma = \sqrt{\frac{2T_e}{Rm_i}} k$$

Toutefois dans ces développements linéaires des équations, les termes dûs au gradient de température n'ont pas été pris en compte. Lorsque ceux-ci sont introduits dans l'analyse linéaire [11], le taux de croissance devient :

$$\gamma = \sqrt{\frac{2T_e}{m_i} \left(\frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \right) \cdot \left(\frac{\mathbf{B} \times \nabla p}{Bp} \right)}$$

Cette relation est sensiblement la même que la relation précédente lorsque le gradient de température est pris en compte. Il est immédiat qu'une condition pour le développement de l'instabilité d'interchange est :

$$\nabla p \nabla B > 0 \quad (1.9)$$

L'analyse linéaire permet d'écrire $\nabla p = kp$ ou autrement dit d'un point de vue monodimensionnel $\frac{1}{L_p} = k$. D'après l'expression 1.5.1, l'expression du taux de croissance de l'interchange approximé linéairement s'écrit donc :

$$\gamma_{lin} = \sqrt{\frac{2T_e}{Rm_i}} k = \frac{\sqrt{2}c_s}{\sqrt{RL_p}} \quad (1.10)$$

qui est en accord avec l'expression 1.5.1. Dans le cas de Torpex, ∇B est négatif et constant. L'instabilité d'interchange aura donc lieu là où le gradient de pression sera négatif. Le taux de croissance de l'instabilité étant linéairement lié au gradient de pression, l'instabilité d'interchange sera maximum dans la zone où le gradient de pression sera maximum. Comme nous l'avons expliqué intuitivement auparavant, la vitesse de dérive des particules $v_{E \times B}$ qui permet à l'instabilité de se développer est dans le plan poloïdal. Ainsi le développement de l'onde se situe dans le plan poloïdal³. De ce fait, on peut écrire et montrer analytiquement que l'instabilité d'interchange est caractérisée par $k_{\parallel} \approx 0$ [8].

2. L'approximation électrostatique montre que les ondes de développe principalement dans la plan poloïdal. Le caractère slab des plasmas étudiés dans Torpex (voir chapitre 2) suggère en outre que les gradients de température, de densité et de pression sont principalement dans la direction radiale de Torpex. Ainsi la linéarisation est menée selon la seule direction radiale r .

3. Le plan poloïdal est par abus de langage le plan orthogonal aux lignes de champ. Dans Torpex, les lignes de champ sont quasi-toroïdale et donc le plan orthogonal aux lignes de champ est quasiment confondu au plan poloïdal

1.5.2 Instabilité de dérive

Comme cette instabilité n'a pas un rôle majeur dans le travail présenté ici, nous nous contenterons simplement de donner quelques caractéristiques de cette instabilité. Celle-ci est générée par la présence d'un gradient de densité qui induit une vitesse de dérive diamagnétique. Cette vitesse entraîne l'apparition périodique de zones où le potentiel est élevé générant une variation du champ électrique et donc une seconde vitesse de dérive. Lorsque cette seconde dérive permet à l'onde d'approcher la forme des perturbations générées par la dérive diamagnétique dont elle est sa vitesse de propagation, il y a résonance et amplification du phénomène ce qui engendre l'apparition d'une instabilité. Comme elle dépend uniquement des gradients de densité, cette instabilité est dite universelle dans le sens où elle apparaît ainsi dans tous les plasmas. Comme pour l'instabilité d'interchange, cette instabilité est principalement localisée dans le plan poloïdal [8] :

$$k_{\parallel} \ll k_{\perp}$$

. Le taux de croissance d'une telle instabilité [8] est donnée par :

$$\gamma = \frac{k_{\perp} c_s \rho_s}{L_n}$$

Chapitre 2

L'expérience Torpex

L'étude présentée ici s'inscrit dans le prolongement des travaux concernant la caractérisation des instabilités observées dans les plasmas menés sur la machine Torpex, expérience dépendante du CRRP [16]. S'il y a actuellement de nombreux Tokamak de taille très variable en exploitation dans le monde, les plus gros comme Jet ou Iter permettent de mener des campagnes expérimentales avec des plasmas très chauds et très denses. Ces expériences durent plusieurs mois. En revanche une machine comme Torpex sur laquelle la campagne expérimentale a été réalisée permet d'effectuer des séries de mesures durant une journée voir une demi-journée.. Bien évidemment la taille de Torpex est réduite (devant la plupart des machines en activité pour l'étude des plasmas) et il en est de même pour les valeurs typiques des champs magnétiques, des puissances injectées et des paramètres du plasma autour du point de fonctionnement choisi. Nous présentons rapidement les caractéristiques de Torpex et la manière dont y est produit le plasma. Les éléments relatant la configuration utilisée lors des expériences menées durant cette étude sont en revanche présentés dans le chapitre 4.

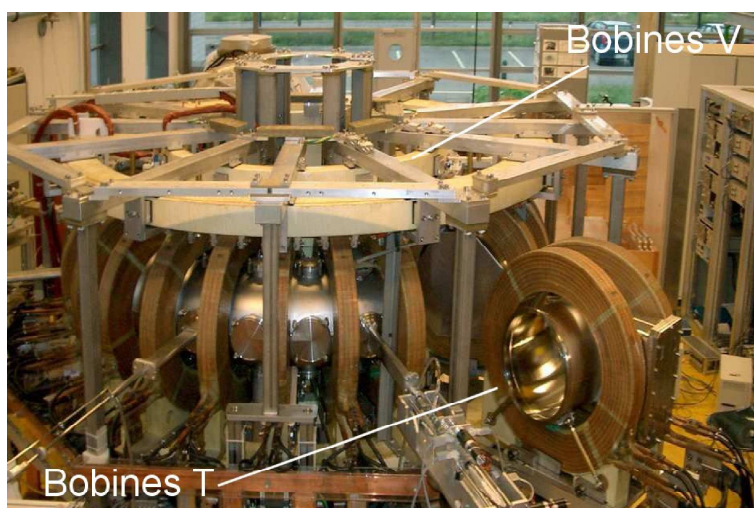


FIGURE 2.1 – Photo de l'expérience Torpex. Photo issue de [9]

2.1 Torpex : Quid ?

Si Torpex autorise plusieurs types de configuration, notre étude se déroule dans une configuration toroïdale à lignes de champ ouverte qui assure le confinement du plasma par un champ magnétique toroïdal B_ϕ aussi noté indifféremment B_T et un champ magnétique vertical B_z . Le terme "confinement" est galvaudé puisque de confinement il s'agit là d'un confinement partiel dans le plan poloïdal. Il y a en effet des pertes de plasma lorsque les lignes de champ atteignent les parois puisqu'elles sont ouvertes. Une production constante de plasma est donc nécessaire pour compenser ces pertes. Cette production est assurée par un magnétron qui apporte la puissance nécessaire à l'ionisation d'un gaz neutre injecté continûment. Le vide est assuré par des pompes primaires et des turbopompes qui permettent une pression de l'ordre de 5.10^{-8} bar donc un vide bien réalisé.

L'expérience Torpex est constituée de 12 tronçons escamotables afin de permettre la mise en place aisée de divers diagnostics comme les sondes présentées ci-dessous par exemple (voir chapitre 3). Ces 12 tronçons forment un tore de grand rayon $R = 1m$ et de petit rayon $a = \frac{L_w}{2} = 0.2m$. Dans un plan poloïdal, on définit l'écart vertical entre deux lignes de champ magnétique par la distance $\Delta = 2\pi R \frac{B_z}{B_\phi}$. En outre, z et r sont définis respectivement comme la direction verticale et la direction radiale (fig. 2.2). Les coordonnées radiale et verticale sont par conséquent définies par rapport à la chambre toroïdale, le point $(0, 0)$ étant situé sur l'axe toroïdal.

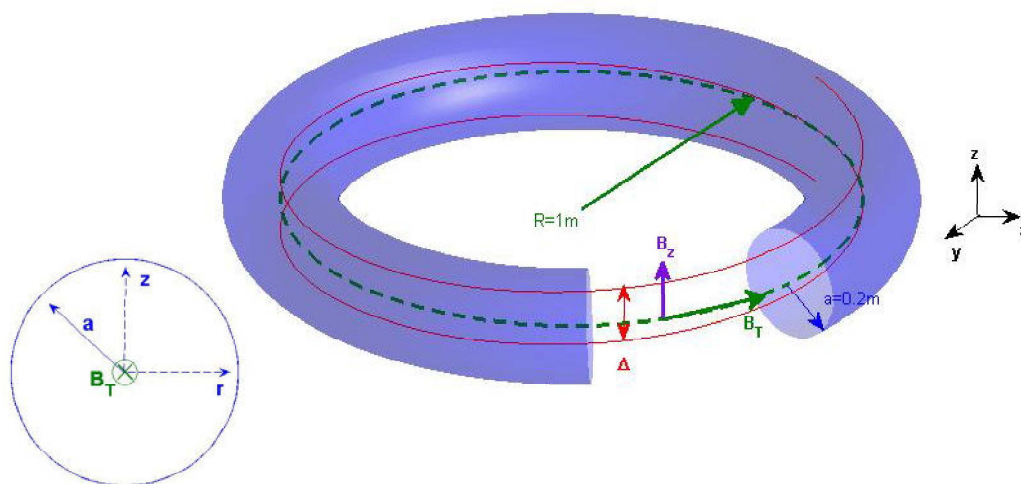


FIGURE 2.2 – Schéma de l'expérience Torpex. L'axe toroïdal est en vert. Une ligne de champ ouvert est représentée en rouge.

Le tableau 2.1 présente les valeurs typiques de Torpex et les ordres de grandeur caractéristiques des paramètres des plasmas produits dans Torpex mis en parallèle avec les ordres de grandeur pour ITER [15].

Machine	TORPEX	ITER
R	1m	6.2m
a	0.2m	2m
Volume chambre	$0.79m^3$	$840m^3$
B_ϕ	0.1T	5.3T
T_e	10eV	20keV
n_e	$10^{16}m^{-3}$	$10^{20}m^{-3}$

TABLE 2.1 – Caractéristiques de Torpex mises en parallèle avec celles de ITER.

Torpex est donc une machine de taille modeste et produit un plasma relativement froid et d'une densité relativement faible ce qui la rend facilement accessible. Il n'est donc nullement question de fusion. Il s'agit pour Torpex d'étudier les phénomènes magnétofluides du plasma qui sont pour certains les mêmes que dans les expériences de fusion. Les phénomènes étudiés sont entre autres les instabilités du plasma et les phénomènes de transport. L'intérêt de Torpex réside dans ses caractéristiques qui permettent l'apparition de ces phénomènes c'est à dire une courbure du champ magnétique toroïdal, des gradients de champ, de pression, de densité et des termes de source entre autres.

2.2 Pseudo-équilibre du plasma

Dans une configuration toroïdale, le confinement du plasma n'est pas possible avec un seul champ magnétique toroïdal. En effet, la pression du plasma est plus forte lorsque le rayon augmente. Il s'agit d'un point de vue microscopique des effets cinétiques classiques lors d'une rotation autour de l'axe toroïdal. Ainsi la pression est plus forte vers l'extérieur du tore que vers l'intérieur. Cette différence génère des instabilités qui empêchent la formation d'un équilibre. Pour remédier à ces effets déstabilisants, un champ magnétique vertical a été ajouté au champ toroïdal dans Torpex. Il s'agit simplement d'exploiter l'existence d'un courant plasma I_p généré par le déplacement toroïdal des charges qui combiné au champ vertical B_z amène une force de Lorentz horizontale $F = \mathbf{I}_p \times \mathbf{B}_z$. L'orientation de B_z détermine le sens de la force de Lorentz. Un champ magnétique vertical orienté de façon à avoir une force de Lorentz orientée vers l'intérieur du tore crée donc une force de rappel qui permet un pseudo-équilibre (fig. 2.3). En effet comme nous l'avons indiqué auparavant, l'adjonction d'un champ vertical crée des lignes de champ ouverts avec des pertes aux bords, contrairement à la configuration Tokamak où les lignes de champ sont refermées grâce à la présence d'un champ magnétique poloïdal généré par un courant ohmique.

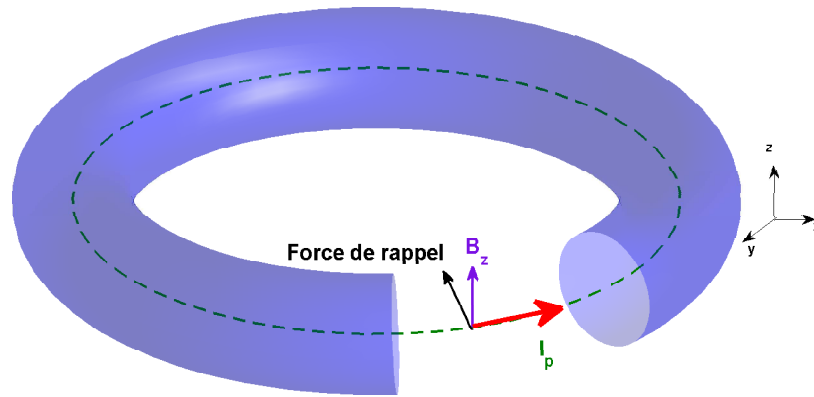


FIGURE 2.3 – Génération d’un pseudo-équilibre dans Torpex par la présence d’un champ magnétique vertical qui crée avec le courant plasma une force de rappel orienté vers l’intérieur du tore.

2.3 Production du plasma

La production de plasma se fait dans Torpex à travers l’injection d’un gaz neutre ionisé par des micro-ondes. Trois paramètres entrent donc en jeu dans la formation des plasma et le type de phénomènes magnétofluides qu’on y observe :

- Le choix du gaz et donc de la masse de l’ion
- La quantité de gaz injecté dans Torpex qui détermine donc la quantité de neutres et le nombre de collision en jeu avec les particules chargés.
- La puissance injectée dans Torpex sous forme de micro-onde qui détermine la fraction de gaz ionisé et l’énergie apportée aux particules chargées

2.3.1 Injection de neutres

Différents gaz peuvent être injectés dans Torpex pour y être ionisé et produire un plasma. Les gaz sont du plus léger au plus lourd l’hydrogène, l’hélium, le néon et l’argon. Leur propriétés et les grandeurs associées sont présentées dans la tableau 2.2.

Gaz	Nucléons	Ω_i (MHz)	ρ_s (m)
H_2	2	3.64	$3.94.10^{-5}$
He	4	1.82	$5.58.10^{-5}$
Ne	20	0.364	$1.248.10^{-4}$
Ar	40	0.182	$1.765.10^{-4}$

TABLE 2.2 – Valeurs des fréquences cyclotroniques et du rayon $\rho_s = \frac{c_s}{\Omega_i}$ pour un plasma à $T_e = 5\text{eV}$ et $B = 0.076\text{T}$ pour différents gaz.

Le contrôle de l'injection des neutres se fait par la contrôle du débit d'injection et par la mesure de la pression grâce à trois capteurs de pression situé dans Torpex. Un capteur de pression est par ailleurs situé à proximité de la valve d'injection du gaz. La quantité de gaz injectée peut donc être soit contrôlée par le débit de gaz injecté au niveau de la valve soit par la pression mesurée par ce capteur de pression. Le choix a été fait de contrôler la quantité de neutres injectés en tenant compte uniquement de la pression mesurée par le capteur à l'intérieur de Torpex. En effet, le débit de neutre contrôlé par la valve dépend de la pression des bouteilles de gaz. Néanmoins le choix de la pression de neutres comme indicateur de la quantité de gaz injecté peut s'avérer problématique car il n'y a pas d'étalonnage précis de ce capteur. Il peut donc s'avérer difficile de retrouver la même configuration avant et après l'ouverture de la machine.

Comme exposé dans [9], la densité de particules chargées décroît avec la pression des neutres car l'augmentation de la pression diminue l'efficacité de l'ionisation des ces derniers. Par ailleurs, la densité du plasma est très peu sensible au champ magnétique vertical. Nous pouvons donc vérifier a posteriori mais avec une certaine précision la quantité de neutres injectés en connaissant le profil de densité du plasma (fig. 2.4). La pression du gaz injecté peut varier de 3.10^{-5} mbar à 5.10^{-4} mbar.

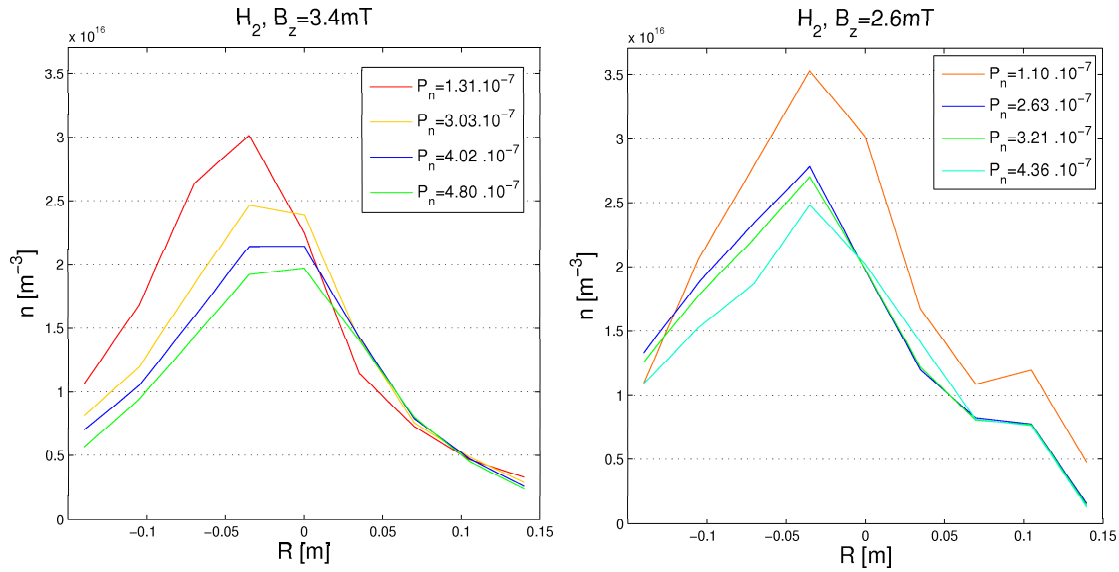


FIGURE 2.4 – Densité de plasma à $Z = 0\text{cm}$ en fonction de R pour de l’hydrogène. Les différentes courbes représentent des pressions d’injections de neutres de $1.10 \cdot 10^{-7}\text{bar}$ à $4.80 \cdot 10^{-7}\text{bar}$. La densité du plasma décroît avec l’augmentation de la pression des neutres injectés mais dépend peu du champ magnétique vertical.

2.3.2 Ionisation des neutres et chauffage micro-onde

Le plasma est produit par l’injection de neutres du type hydrogène, hélium, néon et argon et par l’ionisation de ceux-ci. L’énergie nécessaire à l’ionisation est fournie par des ondes micro-ondes produites par un magnétron. Deux magnétrons peuvent fournir la puissance nécessaire sous forme de micro-ondes. Un petit magnétron mobile permet d’injecter de faible puissance ($P < 400\text{W}$) tandis qu’un grand magnétron fixe permet d’injecter des puissances supérieures de 400W jusqu’à quelques kilowatts.

Le mécanisme d’ionisation repose sur l’excitation des électrons libres avec la résonance cyclotronique électronique. Les électrons excités vont alors provoqués les processus d’ionisation avec les neutres. La fréquence cyclotronique est donnée par $\omega_{CE} = \frac{eB}{m_e}$ et vaut environ $\omega_{CE} \sim 2\text{GHz}$ pour un champ magnétique $B_0 \sim B_\phi = 0.07\text{T}$. Les ondes injectées doivent donc être dans la gamme des radio fréquences. La fréquence de la source choisie est $\omega_{source} = 2.45\text{GHz}$. Ainsi toutes la puissance de l’onde ne va pas être transmises par la résonance cyclotronique aux électrons et une seconde résonance apparaît mais cette fois-ci de type hybride-supérieure et va fournir de l’énergie supplémentaire aux électrons avec une résonance autour de $\omega_{UH} = \sqrt{\omega_{CE}^2 + \omega_{plasma}^2}$. Il y a donc une source de température et une source de densité avec ces deux résonances. D’après les travaux de [9], on constate que la position des sources i.e la position radiale des raies d’absorption électronique CE et UH, se déplacent respectivement avec B_ϕ , B_z et la puissance injectée mais dépend peu de la pression des neutres injectés. On peut donc contrôler la position radiale du plasma entre autres par le champ magnétique toroïdal ce qui est le cas en pratique.

Chapitre 3

Les diagnostics

Le choix des instruments de diagnostics dans une étude expérimentale est un élément déterminant afin de pouvoir acquérir les données souhaitées. Ils font donc l'objet du chapitre qui suit. Nous présentons d'abord les éléments du plasma que nous souhaitons connaître. Le principe d'une sonde de Langmuir est ensuite décrit afin de présenter le fonctionnement des différentes sondes présentes dans Torpex.

3.1 Que cherche-t-on à mesurer ?

La thématique du projet porte principalement sur la caractérisation expérimentale des ondes dans un régime et une plage de conditions expérimentales donnés. Il s'agit donc d'une part de caractériser les phénomènes ondulatoires observés et d'autre part d'identifier les conditions dans lesquelles ces ondes apparaissent et dont elles dépendent (voir chapitre 1). Par conséquent, les objectifs de la campagne expérimentale sont la caractérisation des nombres d'ondes, fréquences des ondes observées et des profils de plasma correspondants à ceux-ci. Le choix des sondes utilisées pour réaliser les mesures expérimentales est donc dicté par :

- la mesure des nombres d'onde
- la mesure des profils de densité, de température et de potentiel (le profil de pression étant simplement issu du profil de température et de densité par la loi des gaz parfaits $P = nT$).

Les sondes utilisées durant cette étude, si elles diffèrent par leurs positions, leurs tailles ou leur nombre de points de mesure fonctionnent cependant toutes à partir du principe d'une sonde de Langmuir. En ce sens, les sondes réalisées pour l'expérience Torpex sont classiques dans le domaine des plasmas. Chaque sonde est constituée de plusieurs points de mesure qui sont chacun une sonde de Langmuir.

3.2 Principe d'une sonde de Langmuir

Une sonde de Langmuir est typiquement constituée d'une partie conductrice, d'une enveloppe isolante et d'une structure mécanique (fig. 3.1).

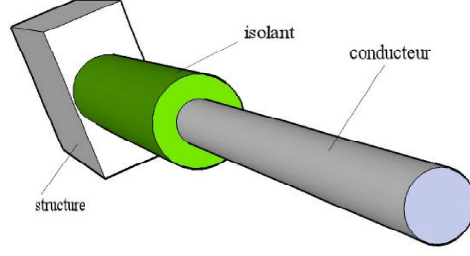


FIGURE 3.1 – Sonde de Langmuir constitué d’un fil conducteur entouré d’un isolant et d’une structure. La partie non isolée du conducteur constitue le collecteur de charge au contact du plasma.

Lorsque cette sonde est plongée dans un plasma, elle est soumise au flux des particules chargées (électrons et ions) qui constituent le plasma. Ainsi le courant aux bornes de la sonde est donné par : $I = -eS_C\Gamma_{particules}$ où $\Gamma_{particules}$ désigne le flux incident de particules sur la surface efficace de la sonde S_C qui collecte les charges. Les plasmas considérés peuvent être supposés à l’équilibre thermodynamique. La longueur de Debye $\lambda_{Debye} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{e^2 n}}$ qui caractérise la distance au delà de laquelle les effets locaux de charge peuvent être négligés est très inférieure à l’ordre de grandeur typique des sondes de Langmuir utilisées dans cette étude qui est le millimètre. On constate en effet que les plasmas générés par Torpex ont une longueur de Debye de l’ordre de $50\mu m$ ¹. En outre, la faible densité des plasma permet d’avoir un libre parcours moyen des particules de l’ordre du cm très supérieur à l’ordre de grandeur des sondes de Langmuir (millimètre). De fait le plasma est considéré comme non collisionnel autour de la sonde. Enfin l’hypothèse d’une vitesse thermique des ions inférieure à la vitesse thermique des électrons est vérifiée dans Torpex et donc $T_i < T_e$.

Ces hypothèses nous amène à considérer la relation de Bohm entre la tension V et le courant I aux bornes de la sonde qui est bien vérifiée expérimentalement [5] dans le cadre des hypothèses évoquées ci-dessus.

$$I = \underbrace{\frac{1}{2}eS_C n \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}}_{\text{contribution ionique}} - \underbrace{\frac{1}{2}eS_C n \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} e^{-\frac{V-V_f}{T_e}}}_{\text{contribution électronique}} \quad (3.1)$$

Le courant produit est donc la somme du courant produit par le flux des ions et du courant produit par le flux d’électrons qui seul dépend de la tension. Il dépend de la densité n du plasma. La quasi neutralité impliquant $n \sim n_i \sim n_e$, on parlera indifféremment de densité du plasma, de densité électronique ou de densité ionique. L’expression du courant I fait également intervenir la température électronique T_e et le potentiel flottant du plasma V_f . La caractéristique $I - V$ de la sonde (fig. 3.2) peut se décomposer en trois intervalles : $[V < V_f]$, $[V_f < V < V_p]$ et $[V > V_p]$.

1. $n \sim 10^{16}$ et $T_e \sim 5eV$ pour les plasmas générés dans Torpex

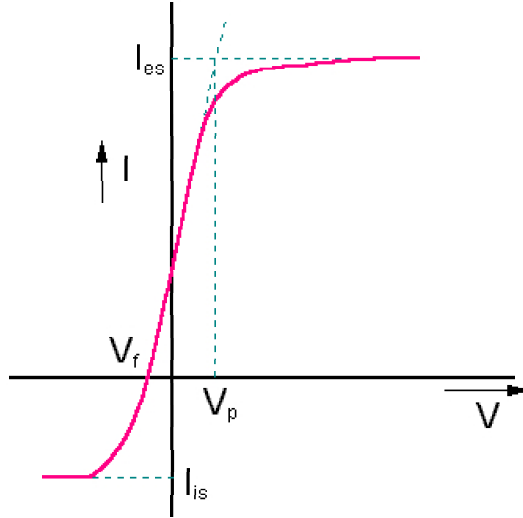


FIGURE 3.2 – Caractéristique typique de l’intensité en fonction de la tension aux bornes d’une sonde de Langmuir dans un plasma.

Le potentiel flottant représente le potentiel libre lorsque la sonde est isolée électriquement du reste du plasma pour lequel la sonde sature en charges négatives, ne collecte plus d’électrons et atteint donc le seuil $I = 0$. Le potentiel plasma V_P représente lui le potentiel réel du plasma en l’absence de sonde. Lorsque $V > V_P$, le courant des électrons est maximum, c’est à dire que la sonde sature en charges positives et ne collecte plus d’ions. Par conséquent, lorsque $V < V_f$, le courant est le courant de saturation ionique, lorsque $V > V_p$ le courant est le courant de saturation électronique. Lorsque $V_f < V < V_p$, il n’y a pas de saturation et I évolue avec V . La tension appliquée aux bornes de la sonde permet donc de choisir différents régimes de fonctionnement de la sonde afin de déterminer différents paramètres.

Fonctionnement en courant de saturation ionique Lorsque qu’on applique une tension V aux bornes de la sonde telle que $V \ll V_f$, le courant mesuré aux bornes de la sonde est donc le courant de saturation ionique qui est indépendant de la tension. I_{sat} et qui est donc proportionnel à la densité et à la température électronique.

$$I_{saturation} = \frac{1}{2} e S_C n \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$$

Les fluctuations de la température peuvent être négligées devant celles de la densité [8] et de ce fait une mesure directe de I_{sat} permet de connaître la densité ou plus précisément les fluctuations de n si T_e est fixée arbitrairement ce qui est le cas en pratique puisqu’on s’intéresse aux fluctuations de n et non à la valeur absolue de la densité (fig. 3.3). Néanmoins elle ne permet pas de connaître la température proprement dite ni le potentiel flottant du plasma.

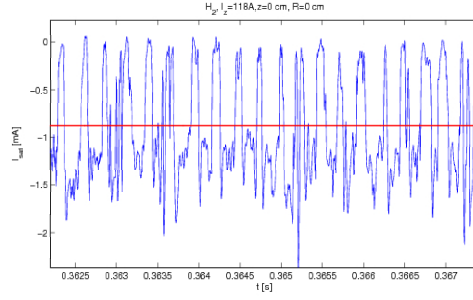


FIGURE 3.3 – Exemple d'un courant de saturation ionique I_{sat} acquis au borne d'une sonde de Langmuir. En rouge la moyenne des fluctuations.

Fonctionnement en régime sweep L'application d'une rampe de tension aux bornes de la sonde permet de déterminer la caractéristique tension courant de la sonde dans le plasma. Cette caractéristique dont le comportement est régi par la relation de Bohm (3.1) permet alors de déterminer la température électronique, la densité et le potentiel flottant. En effet, la pente de la caractéristique dans l'intervalle $V_f < V < V_p$, en négligeant les variations de I_{sat} , est reliée à T_e par la relation suivante :

$$T_e = \frac{e(I - I_{sat})}{\frac{dI}{dV}}$$

Le potentiel est quant à lui obtenu en cherchant la valeur de V pour laquelle $I = 0$. L'obtention de la densité est alors aisée à partir de la relation de Bohm qui permet de l'exprimer en fonction de I et V . Toutefois le plasma fluctue au cours du temps ce qui ne permet pas d'obtenir une caractéristique proche de celle donnée par la relation de Bohm pour une rampe. Pour s'affranchir de cette difficulté, une série de rampe en tension successives qui constitue donc un signal triangulaire, est appliquée aux bornes de la sonde. En effectuant une moyenne sur l'ensemble des caractéristiques pour chaque rampe du signal triangulaire, on obtient une caractéristique moyenne qui permet de déterminer proprement le potentiel flottant, la température et la densité (fig. 3.4). Il s'agit cependant de quantité moyennée temporellement puisque celles-ci sont obtenues à partir de I fonction de V moyennés sur plusieurs intervalles de temps. Il n'est donc pas possible avec cette méthode de mesurer les fluctuations temporelles de n , V_f et T_e . L'application d'un signal triangulaire permet donc de déterminer les valeurs du potentiel flottant, de la température et de la densité moyennés sur la durée du signal et ne permet pas par conséquent la mesure des fluctuations temporelles de ces quantités (fig. 3.4).

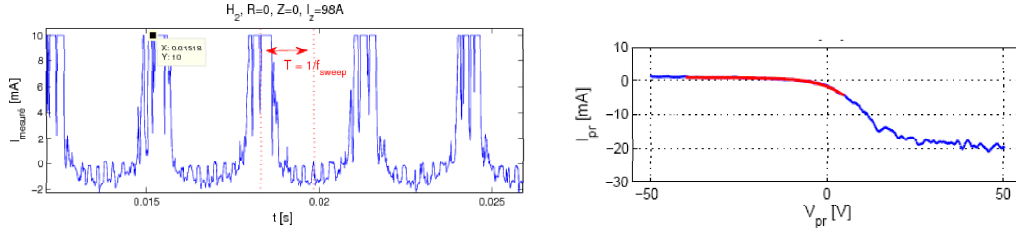


FIGURE 3.4 – Régime sweep. A gauche : Courant mesuré aux bornes de la sonde lorsqu'on y applique tension triangulaire de fréquence $f_{sweep} = 330\text{Hz}$ et d'amplitude $20\text{V} - 40\text{V}$ afin de dépasser le potentiel plasma et flottant. A droite : Superposition de chaque demi-période de mesure et régression pour déterminer la caractéristique $I - V$ de la sonde. En rouge les données utilisées pour extraire T_e , n_e et V_f (figure issue de [9])

En outre, le potentiel plasma est relié au potentiel flottant par la relation $V_{plasma} = V_{flottant} + \Lambda T_e$ où $\Lambda = \log \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}}$. La connaissance du potentiel plasma est donc aisée à partir du potentiel flottant.

Il existe également d'autres régimes de fonctionnement des sondes : l'isolation du potentiel aux bornes de la sonde du plasma donc en le laissant flottant, permet de déterminer par exemple la température. Il existe également des sondes double ou triple qui utilisent deux ou trois sondes de Langmuir couplées entre elles en mesurant par exemple la tension entre deux sondes. Cette méthode permet ainsi de mesurer également les fluctuations temporelles du potentiel flottant, de la température ainsi que de la densité (simultanément) mais n'a pas été explorée au cours de cette étude et n'est de ce fait pas développée ici.

Il faut donc choisir l'un ou l'autre des régimes de fonctionnement des sondes de Langmuir :

- soit un régime en courant de saturation ionique qui permet de mesurer uniquement les fluctuations temporelles de la densité.
- soit un régime sweep qui permet de déterminer simultanément le potentiel flottant et a fortiori le potentiel plasma, la densité et la température électronique moyennés temporellement.

3.3 Diagnostiques utilisés pour la campagne de mesure

Il s'agit donc de mesurer l'intensité aux bornes de chaque point de mesure de chaque sonde afin d'établir une caractéristique courant-tension ou mesurer le courant de saturation ionique. Le triptyque "mesure, traitement du signal et acquisition" répond à un schéma-système classique (sonde, acquisition, traitement) puisque celui-ci est constitué de la sonde située sur la machine, d'un système de traitement analogique normalisé et d'un système d'acquisition numérique également normalisée [9]. La normalisation de l'acquisition permet donc d'opérer facilement avec tout types de sondes et de mettre en place rapidement (demi-journée) l'une d'elle selon les besoins de l'expérimentateur. Le système sonde est évidemment soumis à une chaîne de contrôle en position également normalisée.

La réalisation d'une telle sonde à proprement dite n'est pas nécessairement d'une grande complexité sur un plan technologique (en excluant les systèmes de traitement et

d'acquisition). En effet, la sonde au contact du plasma est constituée d'une enveloppe en céramique qui assure sa structure rigide et les points de mesures sont constitués de fils conducteurs partiellement entourés par un isolant électrique afin de fixer la taille de la surface de collection des particules chargés dans le plasma. La partie conductrice de la sonde est constituée d'un métal réfractaire, métal qui a donc la propriété de très bien résister à la chaleur et à l'érosion ce qui constituent deux qualités essentielles au contact d'un plasma. Néanmoins un certain nombre de difficultés peuvent apparaître sur des cas spécifiques, par exemple lorsque les sondes sont de petites tailles (cf 3.3.3). Si l'élaboration d'une sonde ne constitue pas une difficulté majeure, elle demande cependant de concevoir ou d'adapter un système de contrôle et de le tester.

Un certain nombre de sondes ont été réalisées sur l'expérience depuis sa mise en route et une partie est toujours disponible à l'heure actuelle. De ce fait, l'élaboration d'une sonde n'a pas été nécessaire puisque d'une part les sondes disponibles répondaient aux spécifications nécessaires de la campagne expérimentale menée durant ce projet et d'autre part l'élaboration d'une sonde nécessite un temps et un certain nombre de connaissances qui sortent largement du cadre de l'étude présentée ici.

Le choix des sondes doit satisfaire les objectifs cités précédemment :

- déterminer les fluctuations de n afin de mesurer les nombres d'onde
- déterminer les profils de densité, de potentiel plasma et de température.

Pour répondre à ce cahier des charges, trois sondes ont été utilisées :

- Hextip, qui permet d'obtenir la fluctuation de densité sur l'ensemble de la section poloïdale simultanément
- SLP qui permet de mesurer les fluctuations de n localisées spatialement mais également des réaliser des profils en température, potentiel flottant et densité moyennée temporellement (régime sweep).
- TRIP qui permet également de mesurer les fluctuations de n localisées spatialement

3.3.1 la Sonde Hextip

La sonde Hextip est constituée de 86 points de mesures répartis de façon homogène dans la section poloïdale de Torpex selon une structure hexagonale. Les points de mesure sont espacés verticalement de 6 cm et radialement d'environ 3.5 cm. Les points de mesure forment néanmoins deux ensembles non alignés dans la plan poloïdal pour des raisons de place. Hextip est une sonde fixe et ne possède pas de système de contrôle en position. En outre, elle possède une électronique propre et ne permet pas pour l'heure d'effectuer des mesures en régime sweep. Une seule acquisition permet donc simplement d'obtenir le profil de fluctuations de densité sur l'ensemble de la section poloïdale du plasma (fig. 3.5). La résolution verticale est d'environ 6cm (environ 1.8cm pour SLP). De ce fait, Hextip a été utilisée pour contrôler la position du plasma et localiser spatialement les modes étudiés dans la section poloïdale du plasma.

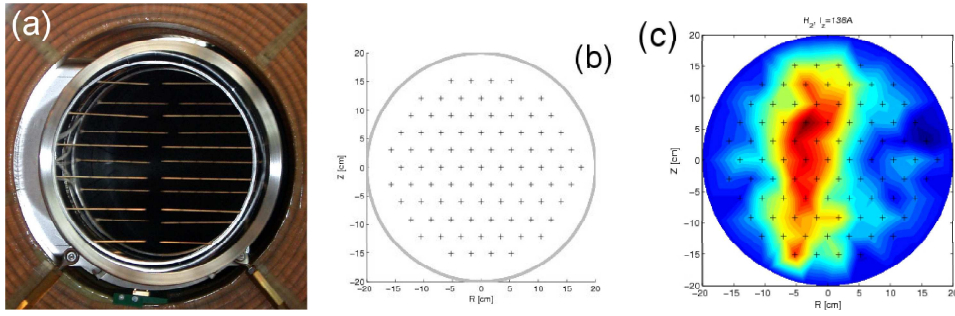


FIGURE 3.5 – Figure a : Photographie de la sonde Hextip (extraite de [9]). Figure b : position des 86 points de mesure (sondes de Langmuir) de Hextip dans le plan poloïdal. Figure c : exemple d'un profil de densité obtenu avec Hextip. Le profil ainsi calculé est issu d'une interpolation linéaire entre les points de mesure.

3.3.2 La sonde SLP

La sonde SLP est constituée de 8 points de mesure en forme de râtelier qui permettent d'effectuer les mesures selon la seule direction verticale. Les 8 points de mesure sont espacés verticalement d'environ 1.8cm et sont donc alignés radialement (fig. 3.6). Elle possède deux degrés de liberté : sa position radiale dans le plan poloïdale et sa position angulaire autour du vecteur radial.

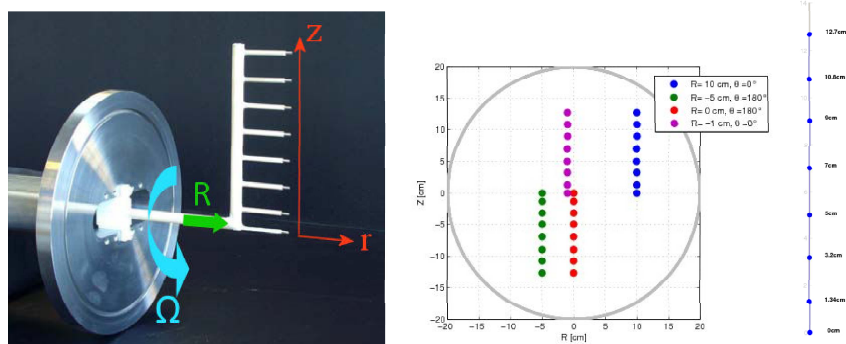


FIGURE 3.6 – A gauche : photographie de SLP avec les directions de déplacement radial(vert) et angulaire (bleu ciel). A droite : exemple de différentes positions de SLP dans TORPEX et position verticale des points de mesure de SLP.

Le positionnement radial de SLP peut être contrôlé avec une précision de l'ordre du millimètre et sa position angulaire de l'ordre du degré. Néanmoins lors de cette étude, nous nous sommes principalement attachés à étudier les profils dans un plan poloïdal. Les seules position angulaires utilisées ont été une rotation de 0 degré ou une rotation de 180 degrés qui permet de mesurer la partie inférieure ($z < 0$) du plasma (fig. 3.6). SLP fonctionne en régime sweep ou en courant de saturation ionique. Elle permet donc de déterminer soit les fluctuations de densité localisées spatialement avec une bonne résolution soit les profils de température, potentiel flottant et densité moyennées sur le temps en réalisant une acquisition pour chaque position radiale et chaque position verticale ($\theta = 0$ ou $\theta = \pi$). La résolution radiale est donc déterminée par l'expérimentateur. Nous avons effectué un

balayage radiale du plasma avec SLP en orientant le râteau verticalement alternativement vers le haut et vers le bas pour chaque position radiale permettant ainsi d'obtenir des profils du plasma sur une surface rectangulaire (fig. 3.7).

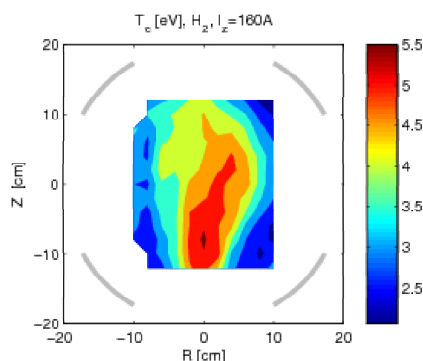


FIGURE 3.7 – Exemple d'un profil en température électronique (eV) obtenu avec SLP en régime sweep avec une résolution radiale de 2cm.

3.3.3 La sonde Trip

La sonde Trip est également structurée comme un râteau avec 4 points de mesure mais de dimension nettement plus petite (fig. 3.8). Différentes versions de TRIP ont été réalisées et utilisées au cours de la campagne de mesure. Les points de mesure de la sonde sont alignés verticalement dans le plan poloïdal et sont espacés d'environ 2mm. La sonde peut se déplacer radialement à la hauteur $z=0$. Elle n'a été utilisée que dans un régime de courant de saturation ionique afin de déterminer les fluctuations de n et de mesurer avec SLP le nombre d'onde parallèle aux lignes de champ. L'une des difficultés par ailleurs rencontrée avec les différentes versions de TRIP est l'existence d'interactions entre les différents points de mesure puisque ces derniers sont très proches. Ainsi la réalisation d'une telle sonde demande un travail approfondi.

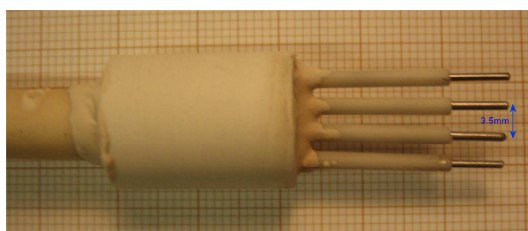


FIGURE 3.8 – Photographie de la 2ème version de la sonde TRIP. L'écart entre deux pointes est d'environ 3mm.

Ces trois sondes ont été réalisées par l'équipe de recherche de Torpex et sont décrites plus précisément dans [8], [10], [9]. Par ailleurs les profils obtenus à partir des sondes sont issus de l'interpolation des données entre chaque point de mesure. Il faut donc être attentif au type d'interpolation réalisée ainsi qu'au fait qu'un profil complet spatialement n'est pas nécessairement d'une grande précision. On interpole par exemple linéairement les données des différents points de mesure de Hextip séparés verticalement de 6cm.

Chapitre 4

Conditions expérimentales

Après avoir présenté la machine Torpex sur laquelle la campagne expérimentale a été réalisée et les différents diagnostics utilisés au cours de celle-ci, nous décrivons à présent les conditions expérimentales dans lesquelles les mesures ont été effectuées.

4.1 Conditions de génération du plasma

4.1.1 Champs magnétiques vertical et toroïdal

L'objet de ces travaux est l'étude de l'évolution des modes qui apparaissent dans le plasma en fonction de la hauteur des lignes de champ Δ . La hauteur des lignes de champ Δ est donnée par $\Delta = 2\pi R \frac{B_z}{B_T}$ avec $B_z \ll B_T$. De plus dans le cadre de notre campagne de mesures, $\frac{\delta B_z}{B_z} \gg \frac{\delta B_T}{B_T}$ ce qui signifie que l'intervalle de variation relative de B_T est nettement inférieur à l'intervalle de variation relative de B_z . Nous avons donc contrôlé la hauteur de ligne de champ Δ par la variation de B_z . Le champ toroïdal permet quant à lui de contrôler la position radiale du plasma. Comme indiqué en introduction, l'importance de l'influence des conditions aux bords sur le comportement du plasma est liée aux nombres de tours (en rotation toroïdale) effectués par les particules dans le tore : plus le nombre de tours est grand, plus l'influence des conditions aux bords est faible. Le nombre de tours N est inversement proportionnel à la hauteur des lignes de champ : $N = \frac{L_v}{\Delta}$.

L'augmentation de la hauteur des lignes de champ implique la croissance de l'influence des conditions de bords sur le comportement du plasma et par conséquent il s'agit d'avoir une hauteur de ligne de champ qui varie sur un large intervalle. Selon ce critère, nous avons donc effectué notre étude en fonction du champ magnétique verticale avec des valeurs de B_z comprises entre 1.5mT et 4mT. La valeur basse du champ magnétique vertical est fixée par le choix d'étudier les effets de la hauteur de ligne de champ lorsque celle-ci devient importante. La valeur haute correspond à la limite imposée par le générateur de courant employé pour la campagne de mesure. Le champ toroïdal évolue lui entre 70mT et 80mT afin de conserver le plasma à une position radiale fixe pour permettre des mesures correctes avec les sondes. Avec ces valeurs de champs magnétiques, $\Delta \in [15\text{cm}; 35\text{cm}]$ ce qui correspond à un nombre de tours N entre 1 tours et 2.5 tours.

Les champs magnétiques toroïdal et vertical sont évidemment contrôlés par les courants injectés dans les bobines horizontales et verticales (fig. 2.1). Le contrôle du champ magnétique se fait à travers le courant injecté dans les bobines. Il n'est cependant pas aisé de connaître avec précision l'intensité des champs magnétiques. Celles-ci sont déterminées avec précision en tout point du tore grâce à une routine proposée par [14]. Celle-ci calcule les champs vertical et toroïdal en fonction des courants injectés dans la plasma (fig. 4.1).

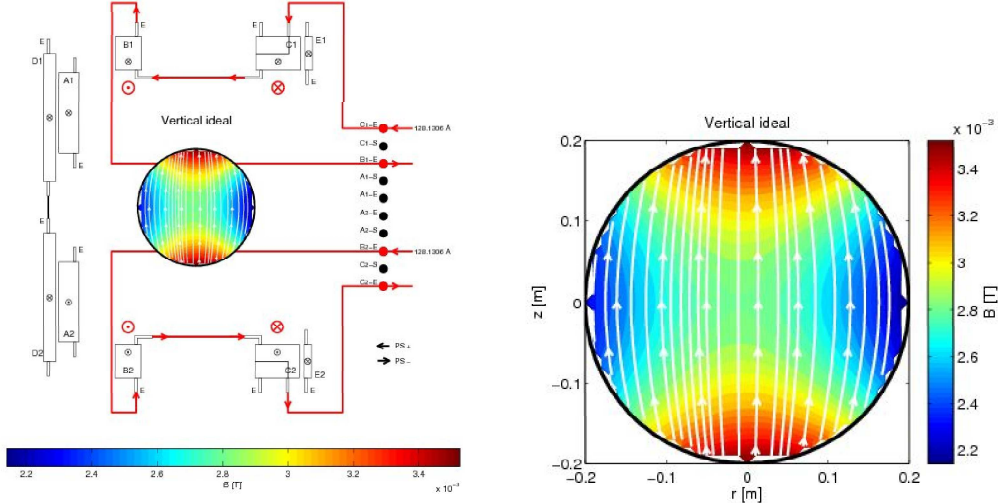


FIGURE 4.1 – Exemple des résultats de la routine utilisée pour calculer le champs magnétiques. A gauche : choix des courants injectés dans les bobines et résultats sur Torpex. A droite : champ magnétique vertical résultant.

Le champ vertical n'est ni radialement ni verticalement homogène (fig. 4.1). Néanmoins nous pouvons constater que la variation du champ vertical n'excède pas $XX3mTm^{-1}$ entre $R = -6cm$ et $R = 6cm$ qui est la zone d'étude du plasma. En première approximation, nous pouvons donc considérer le champ vertical comme constant entre pour $-6cm < R < 6cm$. En revanche le champ vertical varie radialement avec la loi classique $B_T(r, z) = \frac{B_T(0,0)}{1+r}$ où $B_T(0,0)$ est la valeur du champ magnétique toroïdal sur l'axe toroïdal mais il peut être considéré comme constant verticalement. Seule la décroissance radiale du champ magnétique toroïdal est donc prise en compte dans le calcul du champ magnétique total à une position donnée dans le tore.

4.1.2 Génération du plasma

Dans le cadre de cette étude, nous avons choisi de réaliser des mesures sur des plasmas d'hydrogène et des plasmas d'hélium, le temps imparti pour ces travaux ne permettant pas réaliser des séries de mesure avec du néon ou de l'argon. En outre, l'étude sur les plasmas d'hydrogène et d'hélium s'avère suffisamment large. Les séries de mesure ont toutes été effectuées à une pression de neutre fixée $P_n = 4.5 \cdot 10^{-4}$ mbar. Le choix de la pression est un élément important car il détermine les fluctuations observées. Plusieurs séries de mesures tests ont montré que les profils avec modes les plus forts apparaissaient pour une pression de neutre élevée $P_n > 3.5 \cdot 10^{-4}$ mbar. Le choix de fixé P_n à $4.5 \cdot 10^{-4}$ mbar se justifie donc par la présence de modes ayant une forte amplitude à cette pression. Les

profils réalisés à différentes pressions ont par ailleurs montré que le comportement du plasma est quasi-identique et c'est pourquoi nous avons considéré la pression des neutres comme un paramètre fixe dans cette étude.

La puissance des micro-ondes injectées est constante durant la phase de génération du plasma et a été fixée à $400W$ pour toute les expériences ce qui constitue une valeur moyenne standard utilisée par exemple dans les travaux précédemment sur les ondes de dérive et d'interchange [8]. La durée de la phase de génération du plasma i.e. la durée pendant laquelle des micro-ondes sont injectées à la puissance voulue a été choisie entre 300 et 600 ms.

4.2 Caractéristiques des plasmas étudiés

Les plasmas dans Torpex ont une faible densité ($n \sim 10^{17}m^{-3}$) et sont faiblement énergétiques. La température électronique typique T_e est d'environ $5eV$ alors que la température ionique ne dépasse pas $0.1eV$ [10]. Ils vérifient donc $T_e \gg T_i$. Par conséquent le rapport de la pression cinétique sur la pression magnétique est très faible : $\beta = \frac{P_{cin}}{P_{mag}} = \frac{2\mu_0 n T_e}{B^2} \ll 1$ avec les valeurs de température, de densité et du champ magnétique évoquées précédemment. Cela traduit physiquement que les "forces" générées par le déplacement des particules sont trop faibles devant les forces magnétiques pour modifier ces dernières de manière significative. Autrement dit le champ magnétique reste constant au cours du temps et permet de se placer dans l'approximation électrostatique. Cela signifie donc que la fréquence ω typique des phénomènes magnétofluides (au sens macroscopique) qui l'objet de notre étude est très petite devant les fréquences typiques du plasma au niveau microscopique dont la plus petite d'entre elles est la fréquence cyclotronique ionique : $\omega \ll \omega_{ci}$. D'autre part, on vérifie que les fréquences cyclotroniques ionique et électronique sont très inférieures aux fréquences typiques de relaxation du plasma $\omega_{pi/e}$. Autrement dit, le plasma peut se relaxer et retrouver son équilibre électrostatique à tout instant. Par conséquent, la quasi-neutralité est assurée et $n \simeq n_e \simeq n_i$. Les plasmas produits dans Torpex vérifient donc l'approximation électrostatique et respectent le principe de quasi-neutralité.

L'équilibre du plasma dans Torpex est assuré par l'introduction d'un champ magnétique vertical. Ce dernier confine verticalement le plasma et lui confère un allongement vertical dit "slab". Les profils de plasma sont donc orientés verticalement et varient principalement selon la direction radiale (fig. 4.2). Les gradients de densité, de pression, ect... sont donc orientés radialement. En outre, tous les plasmas ont été centrés radialement en $R = -5cm$ en contrôlant judicieusement la valeur du champ magnétique toroïdal.

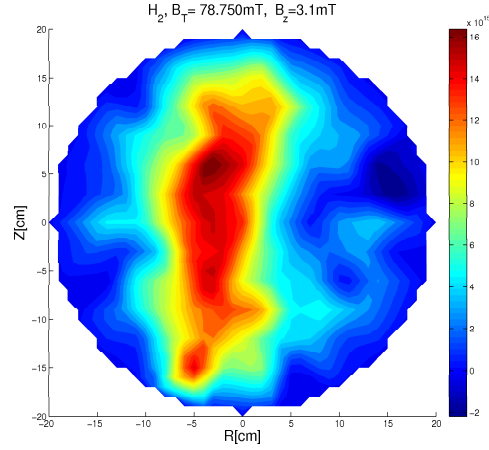


FIGURE 4.2 – Profil typique d’un plasma dans Torpex. Le plasma est allongé verticalement.

4.3 Paramètres des diagnostics

Les mesures effectuées sur le plasma ont été réalisées avec les sondes SLP, TRIP et Hextip évoquées précédemment. Dans le mode de saturation ionique, il a été imposée aux bornes de chaque sonde une tension de $-42V$. Cette tension est inférieure au potentiel flottant du plasma. Par conséquent, le courant mesuré aux bornes de la sonde est bien un courant de saturation ionique. Le signal mesuré comporte généralement plusieurs phases de génération du plasma. Seule la phase où les fluctuations du courant sont les plus élevées nous intéresse car elle correspond à la génération du plasma à $400W$ (fig. 4.3).

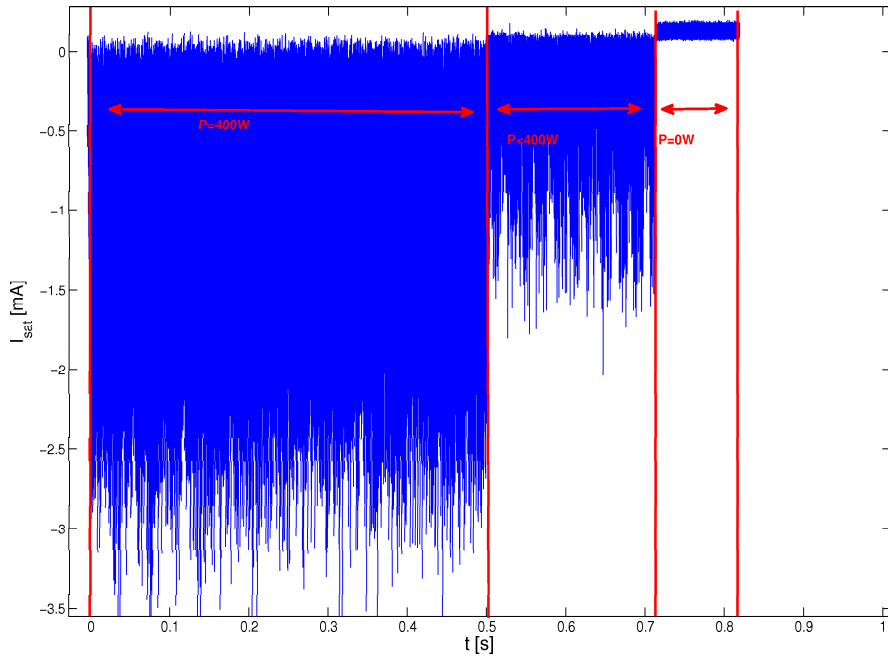


FIGURE 4.3 – I_{sat}

Les données sont acquises à une fréquence d'acquisition de 250kHz . La fréquence de Nyquist des signaux enregistrés est donc 125kHz .

4.3.1 Mesures en courant de saturation ionique

Les mesures effectuées en courant de saturation ionique concerne les trois sondes. Si SLP et Hextip permette de déterminer des profils de densité et des nombres d'onde dans le plan poloïdal, l'association de SLP et de TRIP permet de mesurer un nombre d'onde dans la direction toroïdale. Il est donc important de connaître précisément leur position relative (fig. 4.4). Deux versions de TRIP ont été utilisées au cours de la campagne de mesure (que l'on nommera TRIP1 et TRIP2). L'angle toroïdal entre SLP et TRIP1 est de 128 degrés. L'angle toroïdal entre TRIP2 et SLP est de 90 degrés. L'idée est de placer SLP de façon à mesurer une ligne de champ passant par TRIP qui est fixé à $z = 0$ (milieu du tore). Les lignes de champ montent dans le sens contraire des aiguilles d'une montre lorsqu'on observe Torpex par le haut. SLP est donc située après TRIP1 et avant TRIP2 relativement aux lignes de champ ; SLP est donc dirigée vers le haut avec TRIP1 et vers le bas avec TRIP2.

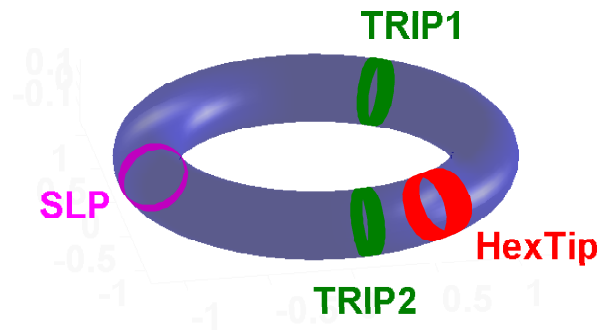


FIGURE 4.4 – posisonde

4.3.2 Mesure en mode sweep

Seul SLP est utilisé en mode sweep afin de déterminer les profils de densité, température électronique et potentiel flottant. La tension appliquée aux bornes de SLP est un signal triangulaire de fréquence 330Hz et d'amplitude 20 – 40V. On obtient alors un signal formé d'une succession d'exponentielles sur lesquelles sont effectués une régression afin d'en extraire les profils du plasma en densité, température et potentiel.

4.4 Résumé des conditions expérimentales

Voici un résumé des conditions standards dans lesquelles les mesures ont été effectuées.

Torpex	
Grand rayon	$R = 1m$
Petit rayon	$a = 0.2m$
Champ toroïdal	$B_T \in [70mT, 80mT]$
Champ vertical	$B_z = [1.5mT, 4mT]$
Hauteur des lignes de champ	$\Delta \in [15cm, 35cm]$
Plasma	
Gaz	H_2, H_e
Pression de neutre	$P_n = 610^{-5}mbar - 510^{-4}mbar$
Densité du plasma	$n \sim 10^{16}m^{-3} - 10^{17}m^{-3}$
Température électronique	$T_e \sim 5eV$
Température ionique	$< 0.1eV$
$\frac{P_{cin}}{P_{magn}}$	$\beta \ll 1$
Potentiel plasma	$V_p \sim 10V$
Puissance injectée	$P = 400W$
Temps de génération du plasma	$\tau_g = 300ms - 600ms$
Acquisition des données	
Fréquence d'acquisition des signaux	$f_{aq} = 250kHz$
Tension en saturation ionique	$V = -42V$
Amplitude tension en mode sweep	$ V \sim 20 - 40V$
Fréquence sweep	$f_s = 330Hz$

TABLE 4.1 – Résumé des conditions standards expérimentales pour la campagne de mesure effectuée sur Torpex.

Chapitre 5

Méthodes d'analyse

Ce chapitre présente la méthode générale d'analyse des signaux mesurés aux bornes des sondes. Quelques notions simples de l'analyse harmonique sont présentées pour être ensuite appliquées à la détermination des fréquences temporelles et spatiales des modes observés dans le plasma. La mesure des nombres d'onde orthogonaux et parallèle constitue l'un des points forts de la description des modes observés dans le plasma. Les méthodes de mesure de ces deux fréquences spatiales sont présentées de manière détaillée à la fin de ce chapitre.

5.1 Les outils de l'analyse de Fourier

Dans le cadre de nos expériences sur Torpex, la phase de génération du plasma à la puissance nominale correspond à un régime permanent pour les phénomènes ondulatoires qui apparaissent dans le plasma. En effet, s'il y a évidemment des fluctuations temporelles de la densité, de la température et du potentiel, les phénomènes ondulatoires présents sont persistants pendant toute la durée de vie du plasma. Notre étude porte donc sur des événements qui se reproduisent un grand nombre de fois durant une expérience. Il s'agit donc de caractériser des ondes ayant un caractère stationnaire en termes de fréquence spatiale, de fréquence temporelle et d'amplitude. L'analyse de Fourier répond à ces besoins. Si elle répond très bien à la description fréquentielle des ondes, elle ne permet pas en revanche de localiser simultanément dans le temps et l'espace ces dernières. La technique des ondelettes est par exemple une réponse à cette problématique mais nous ne nous intéressons pas à l'évolution temporelle ni spatiale des fréquences des ondes observées et nous nous contentons ainsi d'utiliser les outils de l'analyse de Fourier pour étudier ces ondes dans le plasma.

5.1.1 Principes de l'analyse harmonique

L'analyse de Fourier repose sur la décomposition d'un signal $s(\mathbf{r}, t)$ qui dépend du temps et de l'espace en une superposition d'ondes planes, ce qui se traduit par :

$$s(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{k} d\omega s(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

Si cette décomposition en fréquence spatiale ω et en fréquence spatiale \mathbf{k} est valable mathématiquement pour toute fonction de carré intégrable, c'est à dire pour tout signal dont l'énergie est finie ce qui est toujours le cas pour des mesures physiques qui sont finies dans le temps, la signification physique d'une telle décomposition est nettement plus subtile. En effet, la décomposition en ondes planes est une superposition linéaire de celles-ci. Cette approche ne permet donc pas d'étudier des phénomènes fortement non linéaires ou fortement stochastique. Le choix de l'analyse harmonique classique comme méthode d'étude présuppose donc la présence d'ondes à caractère stationnaire. S'agissant de l'étude des modes d'une onde présente dans le plasma, c'est donc un outil approprié.

Nous ne disposons de sondes ayant que très peu de points de mesure : SLP possède 8 points de mesure et TRIP 4, 5 ou 6 points de mesure, 6 sont alignés par colonne pour Hextip. Or une précision fréquentielle suffisante nécessite généralement au moins 512 points de mesure. Envisager une analyse harmonique spatiale est donc vain et seule une analyse du spectre temporel est possible avec les sondes disponibles sur Torpex. Nous nous autorisons donc à omettre la dépendance spatiale dans les notations.

5.1.2 Transformées de Fourier

Les composantes spectrales $\tilde{s}(\omega)$ du signal $s(t)$ sont données par la transformée de Fourier à temps continu :

$$\tilde{s}(\omega) = \int dt s(t) \exp^{i\omega t}$$

La densité spectrale de puissance (DSP) $P(\omega)$ de $s(t)$ est définie par :

$$P(\omega) = |\text{conj}(\tilde{s}(\omega))\tilde{s}(\omega)|$$

et l'amplitude du mode à la fréquence ω est donc donnée par $A(\omega) = \sqrt{P(\omega)}$. Néanmoins d'après le théorème de Wiener-Khintchine qui relie densité spectrale de puissance et fonction de corrélation croisée, $P(\omega)$ peut aussi s'écrire :

$$P(\omega) = \int dt d\tau \text{conj}(s(t))s(t + \tau)e^{i\omega\tau}$$

La notion de densité spectrale de puissance peut-être généralisée à plusieurs signaux et la densité spectrale d'interaction (cross-power density) de deux signaux $s(t)$ et $u(t)$ se définit alors par :

$$P_{su}(\omega) = |\text{conj}(\tilde{s}(\omega))\tilde{u}(\omega)|$$

. La densité spectrale d'interaction peut s'interpréter comme la représentation de l'amplitude de la similitude entre deux signaux "indépendamment" de la phase d'interaction (cross-phase). Cette dernière est définie par :

$$\phi_{su}(\omega) = \text{arg}(\text{conj}(\tilde{s}(\omega))\tilde{u}(\omega))$$

et représente le déphasage entre les composantes de même fréquence de chaque signal.

Ces définitions sont néanmoins uniquement valable pour des signaux à temps continu. Les signaux acquis aux bornes des sondes sont eux échantillonnées à une fréquence $f_e = 250kHz$. Le théorème de Shannon-Nyquist impose alors que les fréquences observables sur un tel signal numérisé sont inférieures à la fréquence de Nyquist $\frac{f_e}{2}$. On introduit la transformée de Fourier à temps discret définie par :

$$\tilde{s}(\omega_j) = \sum_n^{N-1} s(nT) e^{i2\pi \frac{(nT)\omega_j}{2\pi}}$$

où $\omega_j = \frac{j}{NT}$ est la fréquence de la composante observée, T est la période d'échantillonnage du signal $T = \frac{1}{f_e}$ et N est le nombre de points pris pour calculer la transformée de Fourier. D'après le théorème de Shannon-Nyquist, $\omega_j < \frac{f_e}{2}$ donc $j < \frac{N}{2}$. Les fréquences observées sont donc inférieures à $125kHz$. Avec $N = 2048$ points, la résolution fréquentielle est de $\Delta\omega = \frac{250kHz}{2048} = 0.122kHz$. Cette résolution est satisfaisante pour caractériser les modes observés. L'ensemble des définitions évoquées auparavant est généralisables à la transformée de Fourier discrète. Par ailleurs, le calcul des transformées de Fourier discrète se fait classiquement à l'aide de l'algorithme de la transformée de Fourier rapide (FFT).

L'ensemble de ces outils sont classiques mais il possède toute une propriété forte de linéarité. Par conséquent, ils ne permettent de prendre en compte les effets non linéaires. Tous les résultats obtenus à partir des outils précités ne tiennent donc compte que des effets linéaires. Une généralisation de ces outils doit être introduite afin de caractériser les effets non linéaires [8].

5.1.3 Traitement des signaux acquis aux bornes des sondes

Les signaux acquis aux bornes des sondes de Langmuir en mode de courant de saturation ionique donnent l'évolution de la densité n en fonction du courant mesuré I_{sat} (3.2). La densité peut se décomposer en une somme d'un terme d'offset n_0 qui n'est autre que la moyenne temporelle et d'un terme de fluctuations $\tilde{n}(t)$ (fig. 3.3). Ainsi $n(t) = n_0 + \tilde{n}(t)$. n_0 est donc la composante de fréquence nulle. Cette composante est systématiquement supprimée dans l'étude des signaux. Les spectres obtenus sont peu réguliers ce qui constitue une difficulté pour caractériser les piques de fréquences visibles à l'aide d'une régression avec des fonctions gaussiennes afin de déterminer notamment la largeur spectrale des piques en question.

Comme nous l'avons rappelé auparavant, les phénomènes ondulatoires observés dans le plasma sont considérés dans l'analyse de Fourier comme stationnaires. Ces derniers se répètent dans le temps durant la phase de génération du plasma mais l'hypothèse de stationnarité n'est pas exactement vérifiée. Nous touchons là les limites de l'analyse de Fourier pour l'étude de phénomènes qui n'ont pas un caractère stationnaire bien établis comme c'est le cas dans les plasmas où des turbulences même faibles naissent obligatoirement.

Nous nous intéressons dans notre cas aux modes qui apparaissent et qui persistent dans le plasma. De ce fait ces modes sont observables de façon répétée pendant toute

la durée de l'existence du plasma même si leur caractère stationnaire n'est pas total ce qui entraîne l'élargissement et le bruitage des spectres de ces modes. On superpose alors à la notion d'analyse fréquentielle une approche statistique comme suggéré dans [8]. Il s'agit simplement d'échantillonner le signal avec une fenêtre carré¹. L'introduction d'une telle fonction supprime la périodicité des signaux et des effets de filtres passe-bandes fréquentielles apparaissent. Ces effets sont toutefois négligeables car les fenêtres choisies sont de taille réduites devant la fréquence d'acquisition permettant ainsi d'obtenir de large bandes de fréquences non coupées. Les modes étudiés sont à basses fréquences devant les fréquences de coupure ce qui permet d'être certains qu'ils ne sont pas affectés par ces effets de fenêtrage. Ainsi le signal initial est décomposé en une suite de signaux composés de 2048 points nécessaires à la transformée discrète de Fourier.

La superposition des spectres obtenus pour chaque signal de 2048 points permet l'obtention d'une statistique du spectre sur la durée d'acquisition du signal. On réalise alors un histogramme en échantillonnant l'intervalle de fréquence temporelle et en pondérant la valeur des fréquences centrés sur les piques avec leur densité spectrale. Cette méthode permet d'obtenir des spectres de fréquence lisses et qui donnent une bonne approximation lisible des largeurs spectrales des piques. La statistique permet donc de mettre en avant les modes récurrents sur chaque fenêtre de temps et permet ainsi d'isoler les modes fortement stationnaires. Elles ne fournit en revanche aucune indication sur l'amplitude des modes. Cette méthode permet en outre de déterminer avec une bonne précision les largeur fréquentielles des piques.

5.2 Mesure des fréquences des modes

5.3 Mesures des nombres d'ondes

5.3.1 Généralités

Si l'étude des fréquences est rendu très simple par l'analyse de Fourier pour un signal, il n'en pas de même pour l'évaluation des nombres d'ondes. Une transformation de Fourier spatiale nécessite un grand nombre de points de mesure ce que nous n'avons pas à notre disposition sur Torpex. Néanmoins une méthode spectrale à deux points de mesure permet de s'affranchir de cette difficulté. Le principe de cette méthode peut être présenté très simplement : Considérons une onde plane d'amplitude 1 qui se propage transversalement selon la direction z à la fréquence ω avec un nombre d'onde k_z . Une fonction représentant une telle onde s'écrit dans le plan complexe :

$$f(t, z) = e^{i(k_z z - \omega t)}$$

Lorsque deux mesures sont effectuées par deux sondes 1 et 2 situées à deux positions différentes z_1 et z_2 sur l'axe z séparées d'une distance Δz (fig. 5.1), un déphasage apparaît entre les deux mesures. En effet, le signal enregistré par la sonde 1 s'écrit : $s1(t) =$

1. Le terme de fenêtre désigne la multiplication du signal par une fonction de type $f_I(x) = 1$ si $x \in I$ sinon $x = 0$. Il existe une grande variété de fenêtres disponibles.

$e^{i(k_z z_1 - \omega t)}$ alors que celui enregistré par la sonde 2 s'écrit : $s_2(t) = e^{i(k_z z_2 - \omega t)}$. Les deux signaux sont déphasés entre eux (fig. 5.1) car l'onde se propage : $s_1(t) = s_2(t + \Delta t)$ où Δt est le temps de parcours de l'onde entre les deux sondes. En posant $\phi = \omega \Delta t$, on peut alors écrire très simplement que $k_z z_1 - \omega t = k_z z_2 - \omega t + \phi$ ce qui se ramène à :

$$k_z = \frac{\phi}{z_1 - z_2}$$

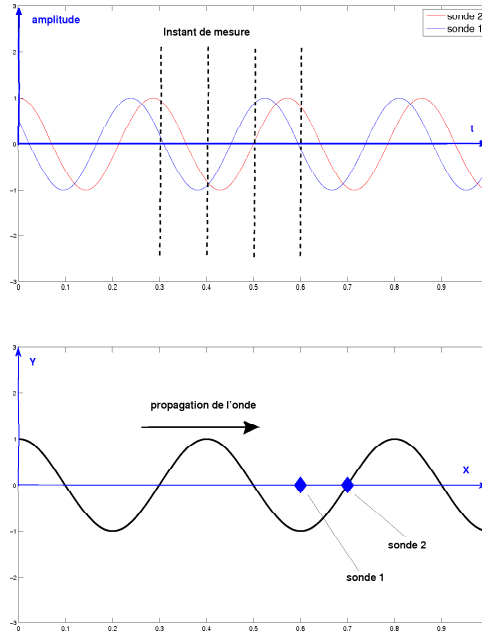


FIGURE 5.1 – Principe de la mesure de la fréquence spatiale avec deux sondes.

Il suffit donc de mesurer le déphasage ϕ pour déterminer le nombre d'onde k_z . La théorie de Fourier décompose le signal en une somme d'ondes planes caractérisées chacune par un couple (ω, \mathbf{k}) . Évidemment le nombre d'onde dépend de la fréquence $\mathbf{k}(\omega)$ ce qui constitue une relation de dispersion. En mesurant donc le déphasage entre les signaux pour toutes les fréquences, on peut reconstituer la relation de dispersion d'une onde se propageant entre deux sondes. La mesure du déphasage ϕ s'obtient aisément par la mesure de la phase d'interaction $\phi_{s_1 s_2}(\omega_j)$

$$\phi_{s_1 s_2}(\omega_j) = \arg(\text{conj}(\tilde{s}_1(\omega_j))\tilde{s}_2(\omega_j))$$

. Une méthode statistique similaire à celle proposée pour le domaine fréquentielle est effectuée pour les fréquences spatiales. Une représentation statistique de la relation de dispersion est ainsi obtenue sous forme d'histogramme à deux dimensions. En effectuant la sommation statistique sur les nombres d'ondes ou sur les fréquences temporelles, on obtient une DSP lisse pour les fréquences ou pour les nombres d'onde ce qui permet de mesurer avec précision les fréquences, les nombres d'onde et la largeur spectrale de ceux-ci.

Le nombre d'onde mesuré par deux sondes est la projection du nombre en trois dimensions sur l'axe formé par les deux sondes. Ainsi lorsqu'on utilise deux points de mesure de SLP, le nombre d'onde ainsi déterminé est la composante verticale du nombre d'onde noté k_z . Le théorème de Nyquist-Shannon s'applique également pour cette mesure à deux points. Une telle méthode ne permet donc pas de mesurer des longueurs d'onde inférieures à deux fois la distance séparant les points de mesure. Avec SLP dont les points de mesure sont espacés d'environ 1.8cm, nous ne pouvons donc pas mesurer des longueurs d'onde inférieures à 3.2cm soit des nombres d'onde supérieurs à $196m^{-1}$. Cette valeur est bien au delà des nombres d'onde caractéristiques des modes observés dans le plasma de Torpex dans les conditions expérimentales citées précédemment et par conséquent nous ne nous soucierons pas de cette limite.

5.3.2 Mesure du nombre d'onde orthogonal aux lignes de champ

La sonde SLP orientée verticalement permet donc de mesurer k_z où z est la direction verticale dans le plan poloïdal. Il s'agit d'utiliser tous les couples possibles formés par les 8 points de mesure de la sonde pour effectuer une statistique globale. Néanmoins nos séquences d'acquisition sont relativement courtes². S'ils se recouvrent à la moitié, on peut doubler ce nombre qui reste néanmoins faible pour obtenir une statistique convenable et ne permettent donc pas d'obtenir une statistique entre deux sondes suffisante. Pour remédier à ce problème, la statistique en fréquence spatiale et temporelle est effectuée par la sommation des statistiques obtenues sur l'ensemble des couples de signaux possibles. L'information sur l'évolution spatiale du mode selon la direction des 8 sondes de SLP est perdue mais en revanche une indication supplémentaire est donnée sur la persistance spatiale de ces modes. En sommant sur les fréquences voulues (l'intervalle de fréquence d'un mode par exemple), on obtient la DSP de la fréquence spatiale qui permet de déterminer le nombre d'onde qui est la valeur de k_{\perp} au maximum de la DSP correspondant à l'intervalle de fréquence choisi.

5.3.3 Mesure du nombre d'onde parallèle aux lignes de champ

Cette mesure suit le même principe que la mesure du nombre d'onde orthogonal. Il s'agit de placer deux sondes sur une ligne de champ magnétique à deux positions différentes du tore pour effectuer la mesure. Néanmoins nous ne disposons pas d'un contrôle en altitude des sondes. On peut montrer que le nombre d'onde mesuré en plaçant un point de mesure proche de la ligne de champ peut s'écrire

$$k_{mesur} = k_{\parallel} - \frac{k_{\perp}}{L} \Delta z$$

où L est la distance entre la première sonde et le plan vertical de la seconde sonde. Δz est la distance verticale qui sépare la sonde de la ligne de champ qui passe par la première sonde. On a ainsi une relation linéaire entre la position verticale de la ligne de champ par rapport à la deuxième sonde et le k_{mesur} . Il suffit donc d'interpoler cette relation linéaire en $\Delta z = 0$ et déterminer la position exacte de la ligne de champ passant par la

2. environ 125000 points de mesure soit une environ une soixantaine d'intervalle non recouverts disponibles

première sonde (fig. 5.2) ce qui est relativement délicat lorsque les sondes sont éloignées entre elles. On obtient ainsi k_{\parallel} . On peut ajouter une dimension statistique à ces mesures afin d'obtenir des résultats plus fins. Une telle technique de mesure de k_{\parallel} a déjà été mise en oeuvre [2] mais avec la sonde Tweedy constituée de 12 points de mesure très proches ($<1\text{cm}$) qui permettent d'établir une statistique spatiale large des signaux obtenus. Cette sonde n'est cependant plus disponible sur TORPEX et nous avons donc utilisé TRIP et SLP. Comme nous le verrons par la suite, les mesures de k_{\parallel} ont été un relatif échec (cf 6.4.1).

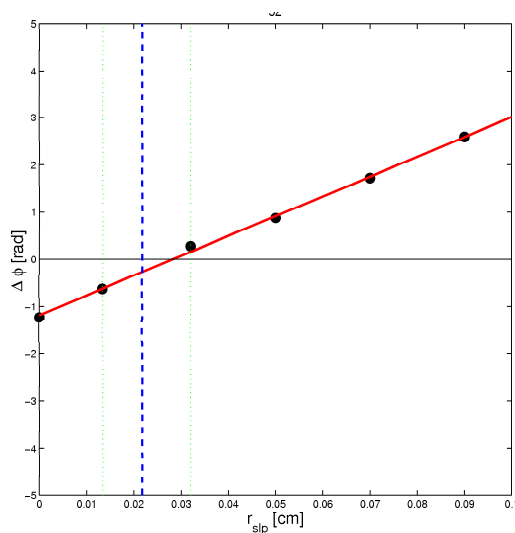


FIGURE 5.2 – Exemple d'une interpolation (en rouge) de k_{\parallel} . La ligne en pointillé bleu représente la position théorique de la ligne de champ. C'est le déphasage qui est interpolé ici mais c'est similaire à l'interpolation directe de k_{\parallel} . Les marges d'erreur sont cependant plus élevées en interpolant le déphasage.

Deuxième partie

Caractérisations expérimentales des plasmas d'hydrogène et d'hélium

Nous avons vu précédemment que l'influence des conditions de bords augmente avec la hauteur des lignes de champ magnétique. L'objectif de la campagne expérimentale est donc d'exprimer les caractéristiques du plasma et des instabilités qui s'y développent en fonction de la hauteur des lignes de champ. La caractérisation expérimentale des modes observés dans le plasma en fonction de Δ constitue donc la pierre angulaire de l'étude. Les chapitres qui suivent présentent l'ensemble des résultats expérimentaux portant sur des plasmas d'hydrogène et d'hélium en commençant notamment par la détermination des positions spatiales des modes observés puis par la caractérisation en fréquences spatiale et temporelle de ces derniers en fonction de Δ . Les données extraites des profils de température, de densité et de potentiel sont ensuite présentées afin de permettre l'étude des relations de dispersions des modes observés dans le plasma issues de la théorie.

Les mesures décrites dans ces chapitres ont été réalisées grâce aux méthodes présentées dans le chapitre 5. Le choix du domaine des paramètres d'étude a principalement été déterminé par les résultats antécédents [1] et de manière empirique, notamment dans le choix de la pression d'injection des neutres (voir section 4.1.2). Celle-ci constitue un paramètre important et a été choisie comme constante (dans les limites des possibilités expérimentales) au cours des séries de mesure. Toutes les mesures présentées dans ce chapitre ont donc été effectuées avec le même débit de neutres injectés dans le tore. Les conditions expérimentales sont celles rappelées dans le tableau 4.1. Le chapitre qui suit présente les résultats obtenus pour un plasma d'hydrogène. Les résultats obtenus pour un plasma d'hélium sont présentés de manière plus succincte dans le chapitre suivant qui précède lui-même un chapitre décrivant les profils en densité, température et potentiel des plasmas d'hydrogène et d'hélium en fonction de Δ .

Nous présentons les données expérimentales brutes en fonction du champ magnétique verticale. Mais comme nous l'avons rappelé auparavant, le paramètre de l'étude qui nous intéresse est la hauteur de ligne de champ magnétique Δ^3 . Le tableau 5.1 permet au lecteur d'avoir une idée de la relation liant les champs magnétiques évoqués ci-dessous et les hauteurs de ligne de champ correspondantes.

B_T [mT]	75.4	76.4	78.2	78.7	79.3	79.3	79.3	79.3	79.3	79.3
B_z [mT]	1.6	1.9	2.2	2.4	2.6	2.9	3.1	3.3	3.5	3.7
Δ [m]	0.137	0.159	0.175	0.193	0.201	0.226	0.244	0.261	0.278	0.296

TABLE 5.1 – Valeurs de Δ en fonction des champs magnétiques vertical et toroidal au centre du tore.

3. Δ est défini par $\Delta = 2\pi \frac{B_z}{B_T}$

Chapitre 6

Positions spatiales et caractérisations en fréquences temporelle et spatiale des plasmas d'hydrogène

6.1 Localisation spatiale des modes

L'une des premières caractéristiques d'un mode observé dans le plasma est sa localisation spatiale dans la section poloïdale du tore. Cette question peut être résolue par l'exploitation des données de la sonde Hextip qui permet d'établir un profil poloïdal de la densité (voir section 3.3.1) pendant la durée de production du plasma. Les fluctuations de la densité sont donc connues et permettent de localiser grossièrement la région où est produit le plasma, la région où le mode dominant apparaît et la fréquence de ce dernier. La description du mode dominant¹ permet d'avoir une idée générale de la localisation des ondes observées sans préjuger de leur caractéristiques précises. Pour un plasma en hydrogène (fig. 6.1) dont le profil de la densité moyenne est centré en $R = -5cm$, un mode dominant apparaît dans une région proches du centre $R \in [0cm, 6cm]$ avec une fréquence qui diminue de 5kHz à 3kHz lorsque le champ magnétique vertical B_z décroît jusqu'à environ 3mT puis qui augmente à nouveau jusqu'à 5.5 kHz lorsque B_z augmente. Il reste localisé radialement dans la région centrale de Torpex. Ce mode dominant reste donc spatialement localisé quelque soit la valeur de B_z . Un mode à 8kHz est également observé au bords du plasma mais avec une amplitude très faible.

1. Le mode dominant est le mode ayant l'amplitude maximum sur tout le spectre.

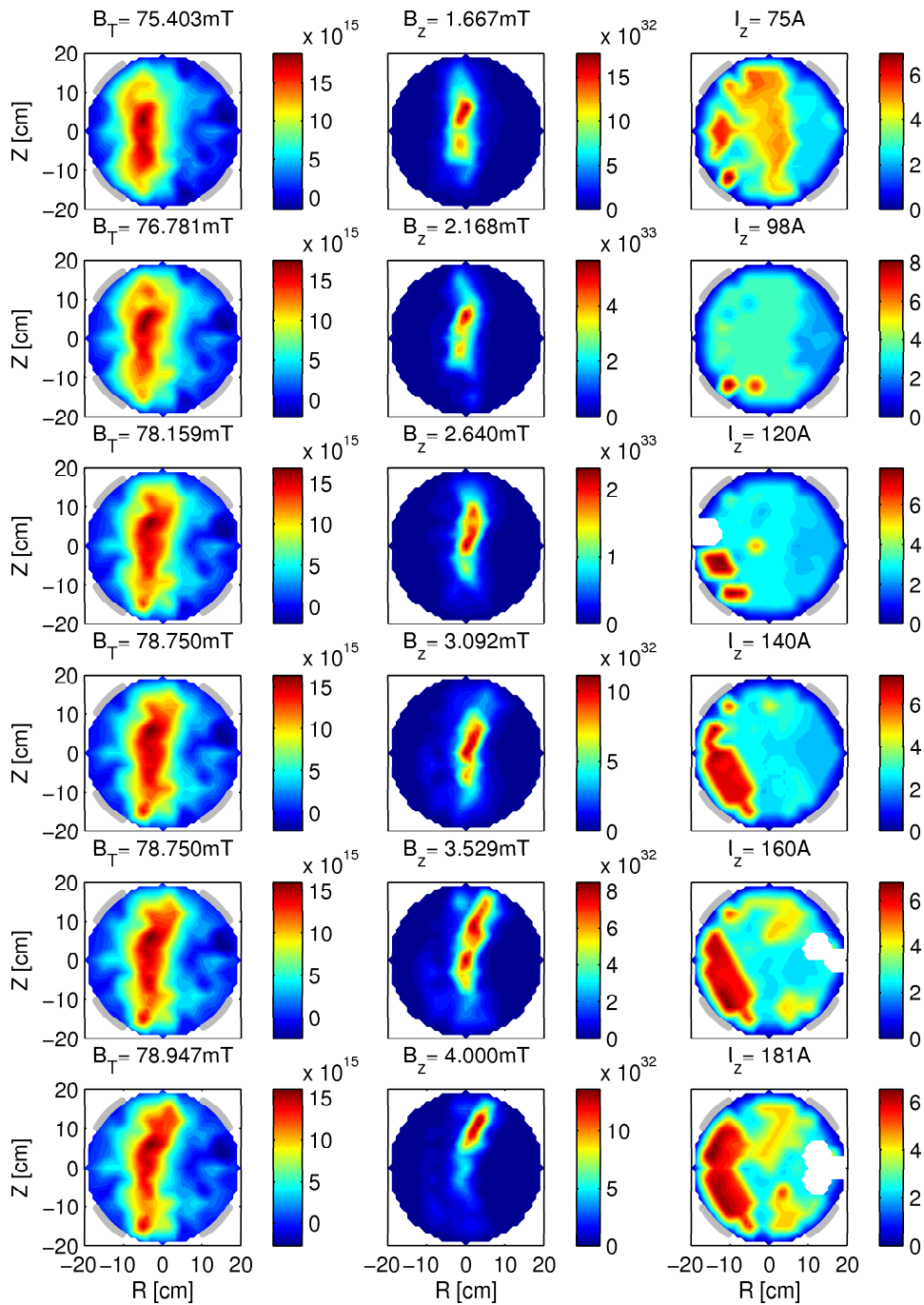


FIGURE 6.1 – Profils d'un plasma d'hydrogène en fonction du champ magnétique vertical de 1.7mT à 4mT(configuration du champ magnétique toroïdal et vertical indiquée au dessus de chaque ligne). A gauche : profils des densités moyennées sut le temps. Au centre : profils des amplitudes(au carré) du mode dominant. A droite : profils de fréquence du mode dominant. On observe une transition en fréquence et en amplitude entre 2.82mT et 3.73mT.

Lorsqu'on s'intéresse de plus près à la zone de transition où la fréquence du mode

dominant croit (fig. 6.2), on observe qu'il existe une transition du mode dominant pour B_z compris entre 3.3mT et 3.5mT. Cette série de mesure montre par ailleurs un comportement quantitativement un peu différent de la série précédente car elles sont effectuées pendant des séquences de mesures différentes et les conditions expérimentales ne sont pas exactement identiques. Elles sont néanmoins très semblables. Afin de les différencier clairement, on les nomme "série A" et "série B" dans la suite de l'exposé. En outre les profils deviennent légèrement obliques lorsque B_z augmente car la résonance E_c se déplace vers le haut entraînant l'apparition d'une courbure du plasma due à la présence de la paroi du tore. L'amplitude du mode dominant décroît par ailleurs quand B_z augmente quelle que soit sa fréquence. Ces profils servent de référence pour placer SLP afin d'effectuer des mesures plus fines(fig. 6.4).

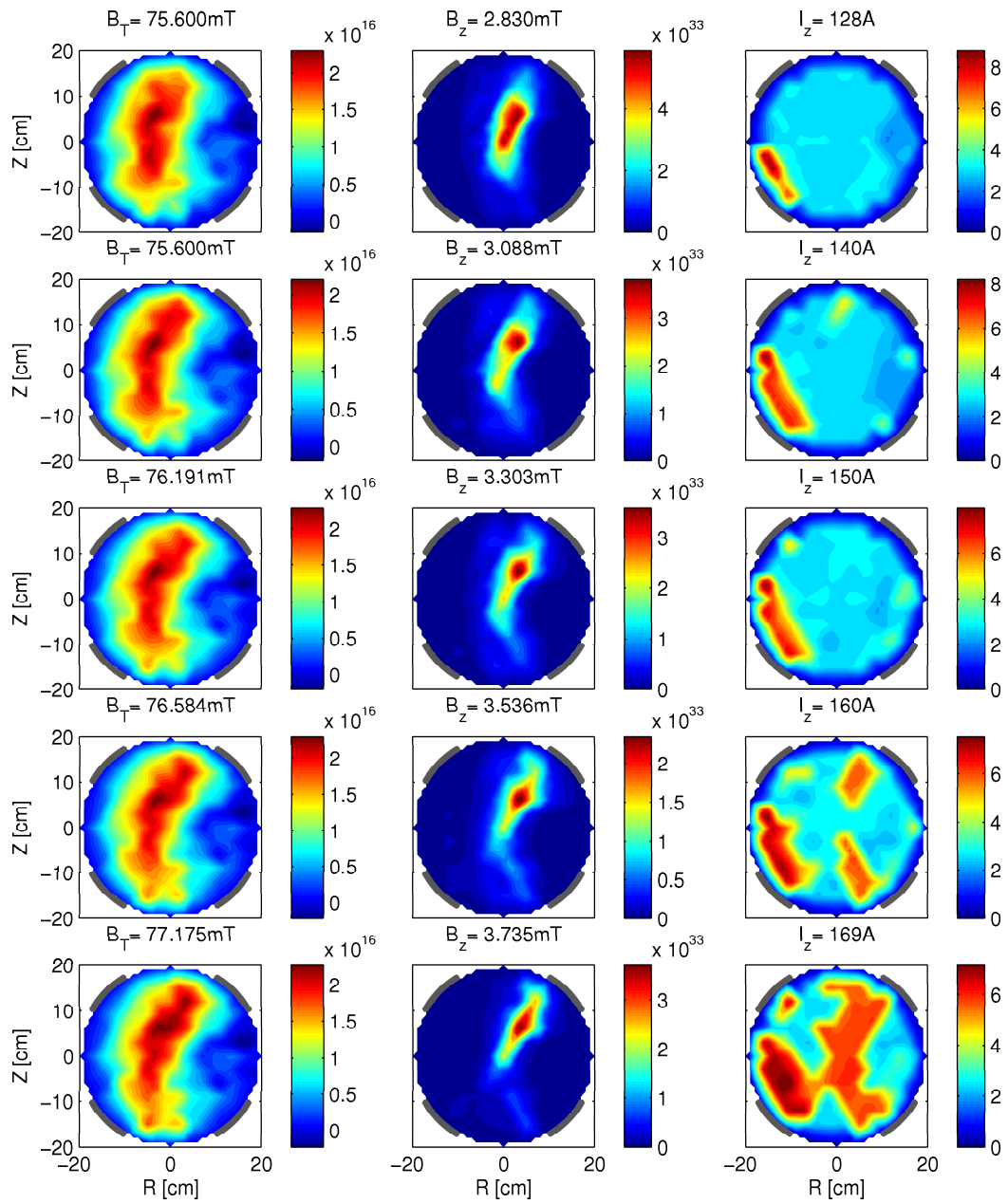


FIGURE 6.2 – Profils dans le plan poloïdal d'un plasma en hydrogène en fonction du champ magnétique vertical de 2.8mT à 3.73mT. A gauche : profils de densité moyenne. Au centre : profils des amplitudes du mode dominant. A droite : profils de fréquence du mode dominant. On observe une transition pour $B_z=3.3\text{mT}$ où la fréquence du mode dominant augmente de nouveau.

La densité spectrale de puissance(DSP) calculée pour les cinq profils (fig. 6.3) présentés en 6.1 montrent l'existence d'un mode au bords du plasma (colonne (a), $R=-18\text{cm}$) à environ 6kHz lorsque B_z est supérieur à 3mT. L'amplitude de ce mode est cependant très petite devant l'amplitude du premier mode présent (10 fois inférieures, la densité spectrale étant le carré de l'amplitude) au centre. La fréquence de celui-ci décroît jusqu'à

3kHz avec B_z alors que l'amplitude atteint un maximum pour $B_z=2.17\text{mT}$. Ce mode apparaît alors également au bords du plasma. D'autre part il y a une transition entre deux modes pour $B_z > 3\text{mT}$ où un second mode à environ 6kHz apparaît, croit et devient supérieur en amplitude au premier mode qui diminue à la fréquence d'environ 3kHz. Pour ces deux modes, l'amplitude est maximum dans la région centrale du tore.

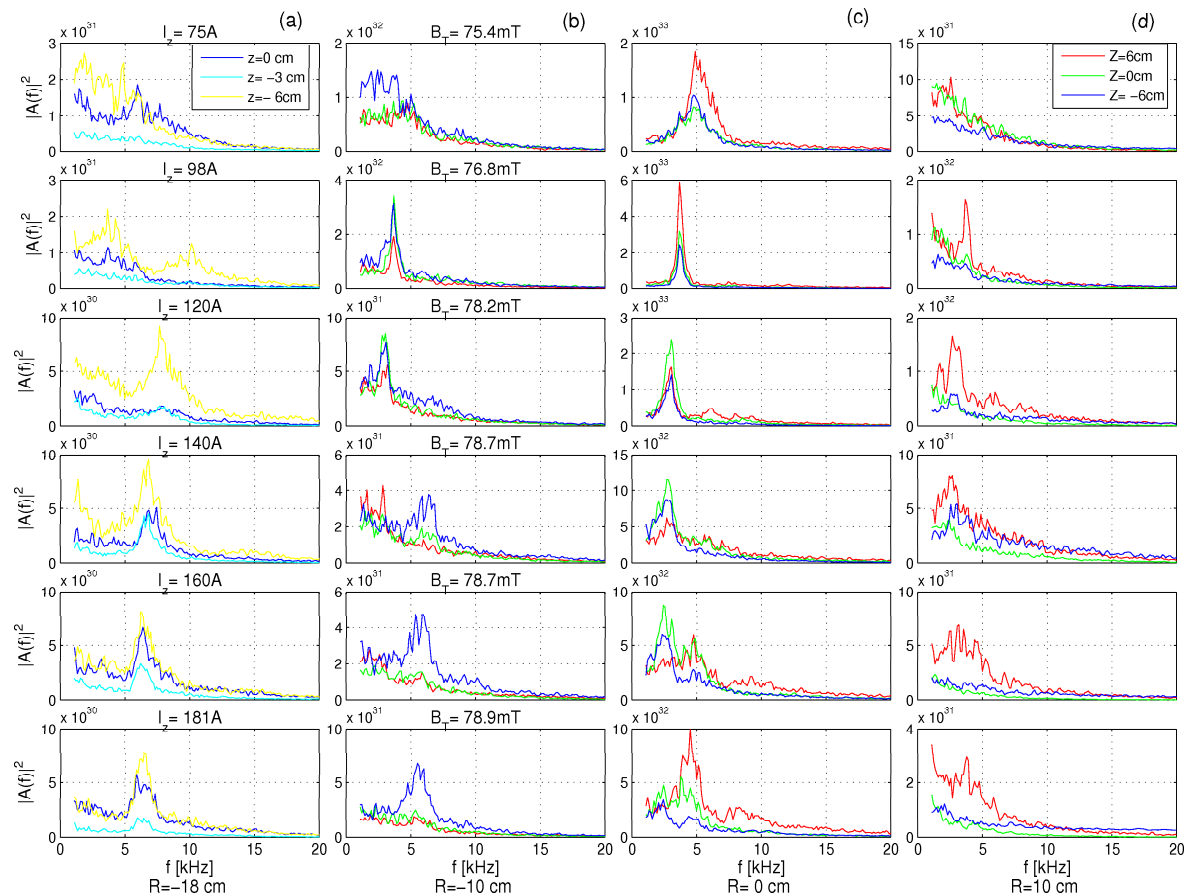


FIGURE 6.3 – Densité spectrale de puissance pour un plasma d'hydrogène au bords intérieur du tore(a), dans la partie HFS(High Field Side) du plasma (b), au centre du tore (c) et dans la partie LFS(Low Field Side) (d) obtenue avec Hextip pour de l'hydrogène.

Pour étudier en détail cette transition, des profils avec une meilleure résolution spatiale ont été réalisés avec SLP (fig. 6.4) pour un champ magnétique vertical variant de 2.83mT à 3.73mT (série de mesure présentée 6.2) avec une résolution de 1.75cm. Les deux modes observés précédemment sont présentés chacun en fréquence et en amplitude. Il est immédiat que les positions verticales des deux modes sont différentes de celles observées avec Hextip. En revanche la position radiale est pratiquement identique. L'hypothèse d'un transport vertical du mode est envisageable pour expliquer cette variation de position verticale puisque SLP et Hextip sont placées à des positions distinctes dans Torpex (fig. 4.4). Nous reviendrons plus tard sur cette hypothèse. L'amplitude du premier mode décroît alors que l'amplitude du second croit avec B_z mais de façon plus lente. Par ailleurs les fréquences des deux modes observés sont stables autour de 3kHz et 6kHz lorsque B_z croit. On constate de plus que les deux modes sont très localisés spatialement et sont à la

même position. Leur extension est plutôt verticale puisqu'ils se développent verticalement sur environ 20 cm à la position radiale de leur maximum d'amplitude.

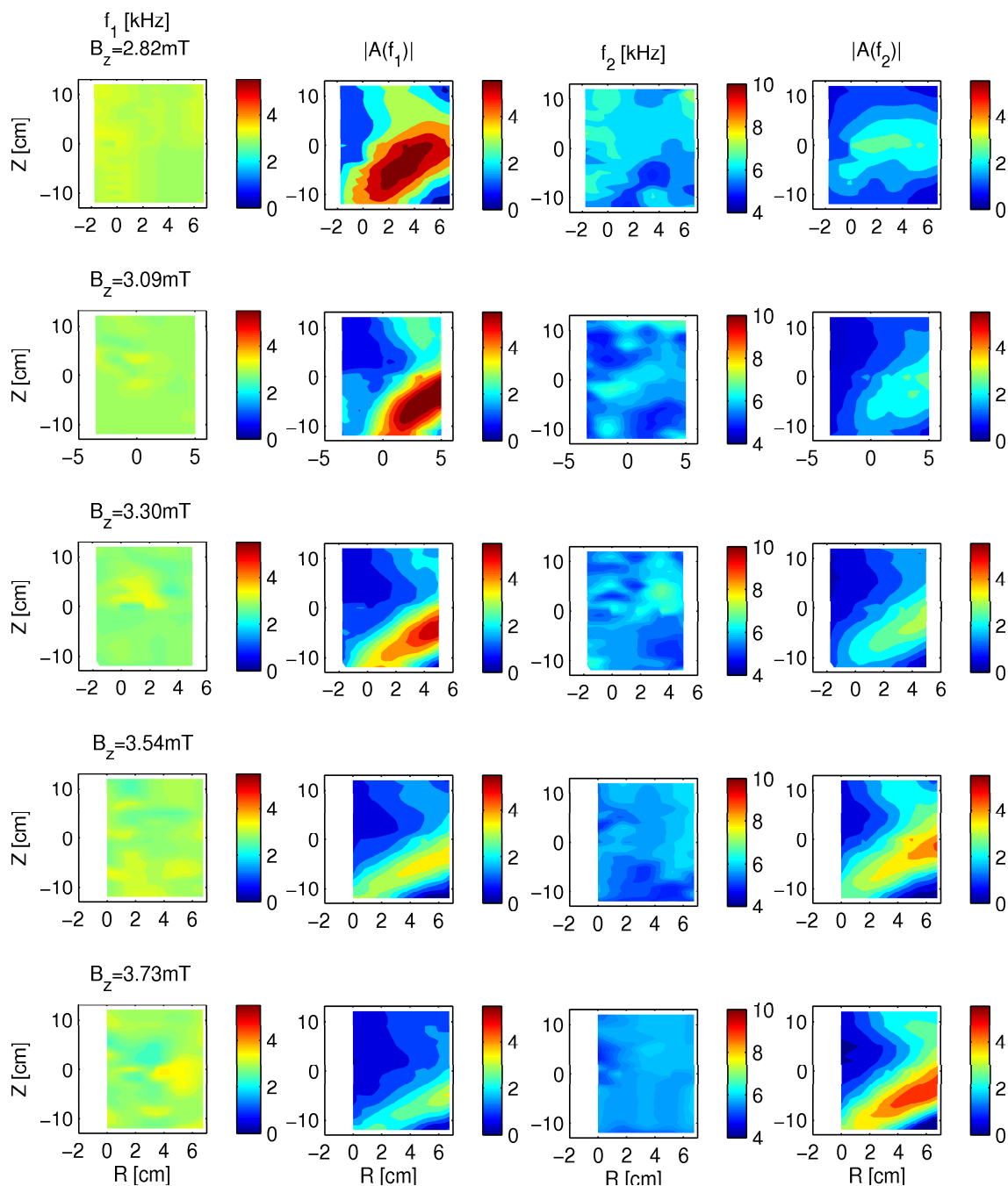


FIGURE 6.4 – Profils de fréquence et d'amplitude des deux modes observés mesurés avec SLP (résolution radiale : 1.75cm) pour un plasma d'hydrogène et un champ vertical variant de 2.83mT à 3.73mT . Deux colonnes à gauche : fréquence et amplitude du 1er mode. Deux colonnes à droite : fréquence et amplitude du 2ème mode. L'amplitude est mesurée en mA et est donc directement proportionnelle à la densité (voir chapitre 3).

La localisation spatiale d'un mode permet d'avoir une première idée du type d'instabilité observée. En effet, il a été montré qu'une instabilité de dérive existe dans la région HFS² [8] et que cette dernière est convectée le long de la paroi du tore. C'est ce que nous observons pour le mode à 8kHz au bords (fig. 6.1) et (fig. 6.3). Il s'agit donc probablement d'une onde de dérive créée par un gradient de densité généré par les sources de particules chargées qui sont les résonance E_c et UH située aux alentours de $R = -5cm$. Cependant son amplitude est très faible devant les modes observés dans la région centrale du tore et c'est pourquoi nous ne nous attarderons pas sur celle-ci dans cette étude. Les deux modes observés sont donc dans la région LFS où le gradient de pression est maximum³. En outre, l'extension des modes est plutôt verticale comme le suggère les profils mesurés sur Hextip. On peut donc imaginer qu'il s'agit des modes d'une instabilités d'interchange ou de dérive-interchange.

6.2 Mesures des fréquences

Une onde se caractérise par une relation de dispersion entre son nombre d'onde et sa fréquence. Nous avons donc établi les relations de dispersion des configuration du plasma que nous étudions. Elles ont été mesurées avec SLP placée à la position où l'amplitude du mode dominant était la plus forte. SLP est orientée verticalement vers le haut. Le nombre d'onde mesuré est k_z ⁴. Pour mesurer une relation de dispersion statistique, il faut un ensemble de points suffisamment grand pour être significatif. Or nous avons réalisé des séries de mesures sur un temps court⁵. Comme nous l'avions évoqué au chapitre 5, nous avons superposé les signaux des différents points de mesure de SLP pour obtenir une relation de dispersion globale sur les 8 points de mesure. Par conséquent les relations de dispersions établies ne fournissent pas d'informations sur l'amplitude. Elles en donnent en revanche sur les fréquences et l'élargissement spectral des modes présents. La DSP statistique est obtenu en sommant sur les nombres d'onde pour chaque fréquence. Ainsi le premier mode voit sa fréquence décroître lorsque B_z augmente. Sa largeur spectrale diminue et atteint un minimum pour $B_z = 2.4mT$ puis augmente à nouveau avec B_z . La fréquence se stabilise autour de 3kHz lorsque $B_z > 2.85mT$. Le second mode apparaît clairement pour $B_z > 2.82mT$. Un troisième mode apparaît d'ailleurs en même temps mais de façon peu distincte. Il se situe aux alentours de 9kHz ce qui constitue le triple de la fréquence du premier qui est aux alentours de 3kHz. Les relations de dispersions permettent donc d'obtenir avec précision les fréquences des modes en fonction du champ vertical c'est à dire en fonction de Δ (fig. 6.7).

2. High Field Side : côté haut champ situé vers l'intérieur du tore par opposition à la région Low Field Side (LFS) situé vers l'extérieure du tore

3. cf 2.2. L'existence d'un tel gradient est vérifiée expérimentalement ((fig. 8.3) et (fig. 8.4))

4. k_z est confondu avec k_\perp car les lignes de champ sont très peu inclinées par rapport à l'horizontal

5. $\tau = 500ms$ soit environ 125000 points ce qui est très peu au regard des 2048 points nécessaires pour effectuer une transformée de Fourier discrète avec une bonne résolution fréquentielle

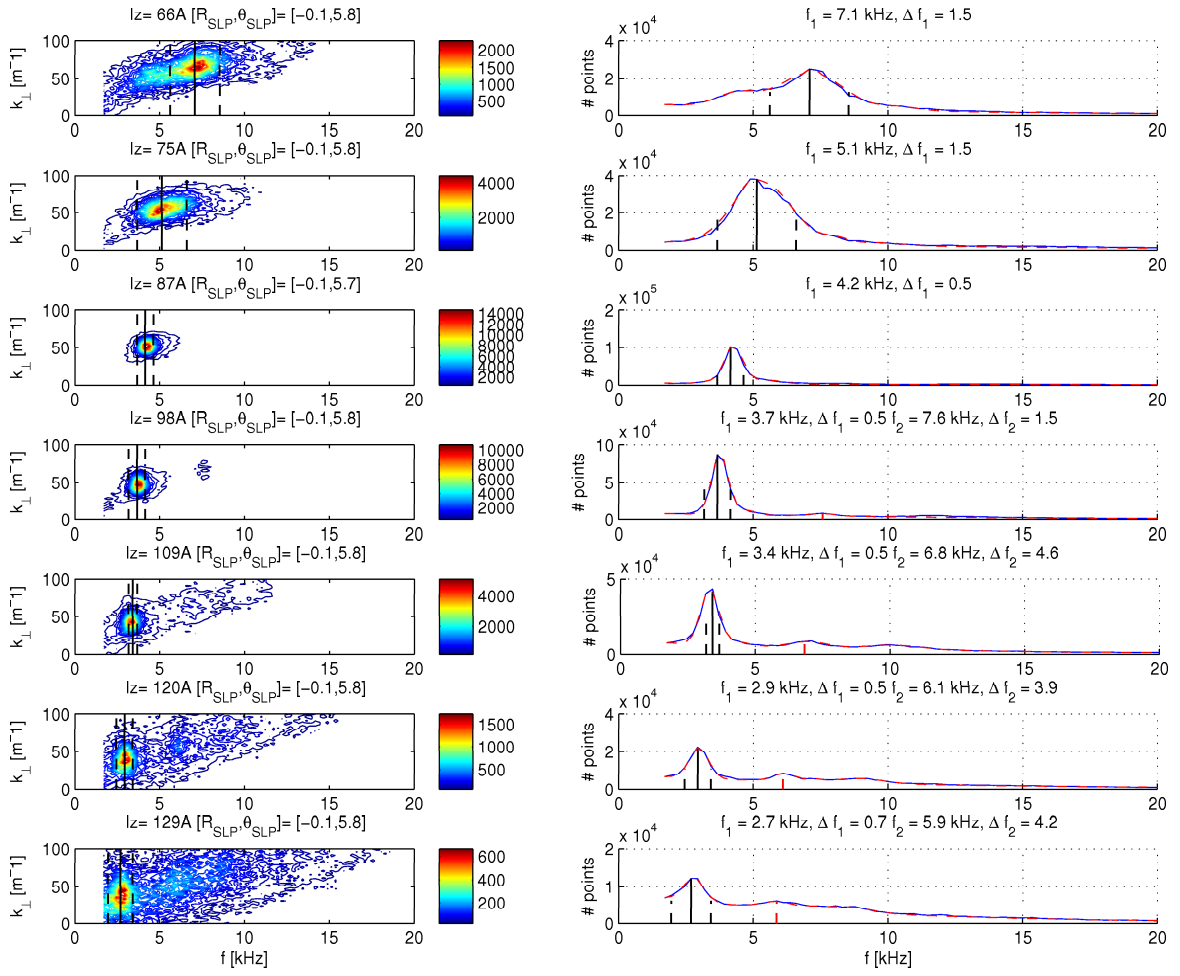


FIGURE 6.5 – Relation de dispersion $k_{\perp}(\frac{\omega}{2\pi})$ et densité spectrale de puissance de la fréquence obtenue en sommant les k_{\perp} mesurés avec SLP en fonction du champ magnétique vertical de 1.44mT à 3.1mT pour un plasma d'hydrogène. Mesures réalisées avec SLP à la position radiale où l'amplitude du mode est maximum.

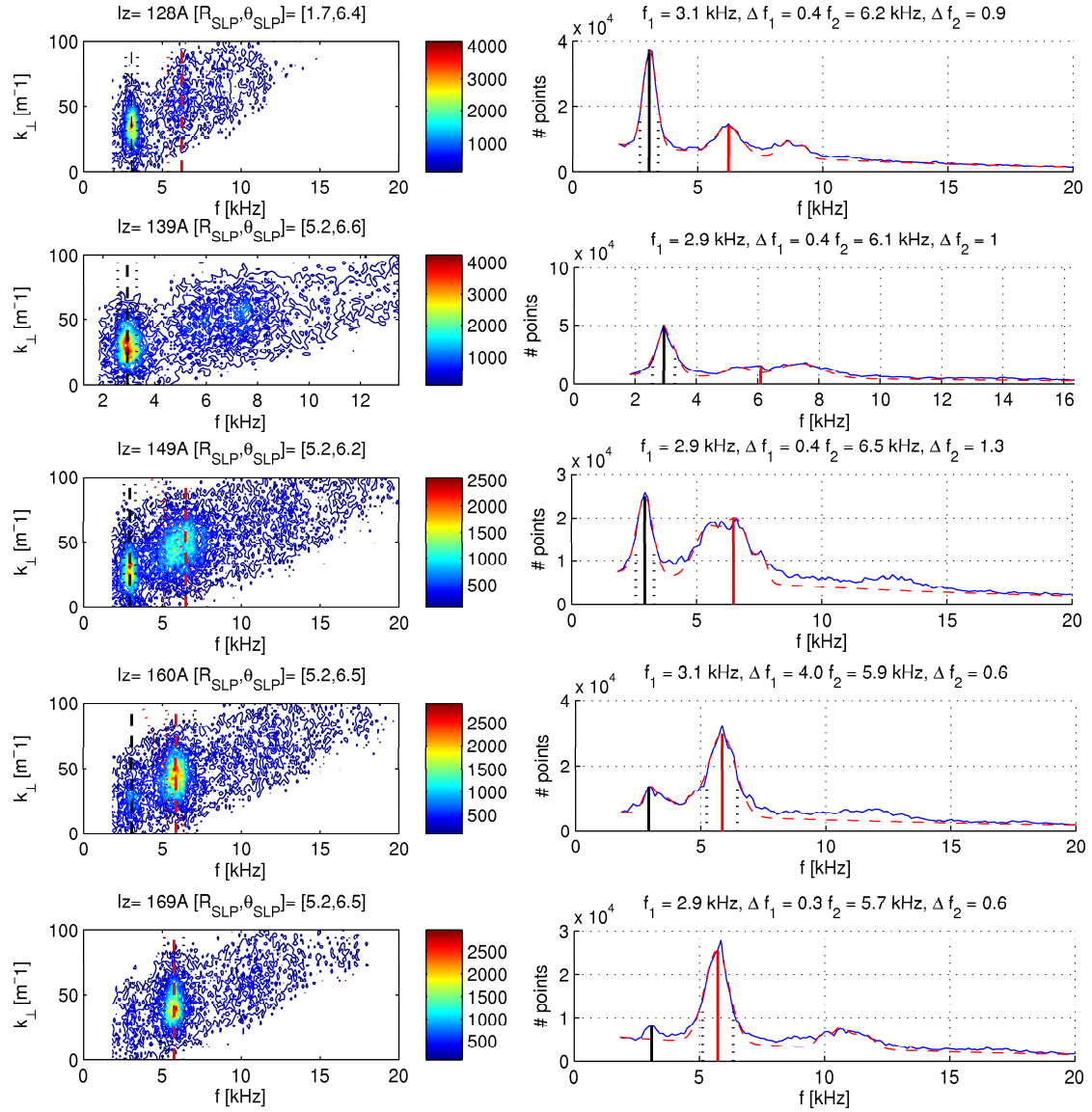


FIGURE 6.6 – Relation de dispersion $k_{\perp}(\frac{\omega}{2\pi})$ et densité spectrale de puissance de de la fréquence obtenue en sommant les k_{\perp} mesurés avec SLP en fonction du champ magnétique vertical de 2.82mT à 3.73mT pour un plasma d’hydrogène. Mesures réalisées avec SLP à la position radiale où l’amplitude du mode est maximum.

On observe donc que les fréquences pour les deux modes sont décroissantes avec Δ (fig. 6.7). Les fréquences du second mode sont par ailleurs proches du double de celles du premier mode. Les régressions linéaires montrent en effet que si l’on excepte la première mesure, les fréquences ont un comportement qui approche une fonction en $a\Delta^{-1}$ pour le premier mode et $2a\Delta^{-1}$ pour le seconde mode. Nous pouvons affirmer *ipso facto* que ces deux modes sont probablement le premier et le second harmonique d’une même onde. La présence d’un troisième mode au triple de la fréquence du premier mode et qui serait donc le troisième harmonique corrobore cette hypothèse même si l’amplitude de celui-ci

reste très limitée.

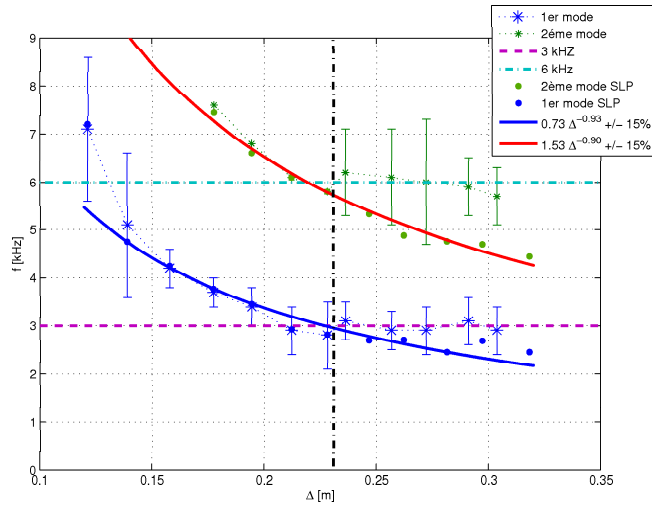


FIGURE 6.7 – Fréquences des modes observés pour un plasma d’hydrogène en fonction de Δ . Les fréquences sont déduites des relations de dispersions en sommant les k_{\perp} pour chaque fréquence ce qui permet d’obtenir la largeur spectrale (étoiles bleues pour le premier mode et étoiles vertes pour le second) et en mesurant directement les fréquences à partir de la DSP de la densité obtenue avec SLP (points bleus pour le premier mode et points verts pour le second mode).

6.3 Mesures de l’amplitude

Pour mesurer l’amplitude des modes, on utilise les signaux issus de Hextip positionnés au maximum d’amplitude des deux modes. On observe que l’amplitude du premier mode croît avec Δ , est maximum pour $\Delta=0.18\text{m}$ ce qui correspond à un champ magnétique de 2.4mT puis décroît continûment lorsque Δ augmente. Le second mode apparaît de façon distincte pour ce même Δ et croît. Il apparaît cependant de manière significative à partir de $\Delta=0.23\text{m}$. Les amplitudes mesurées entre les séries A et B ne sont pas exactement identiques à cause de la différence de pression de neutres qui influence la densité. La transition entre les deux modes est observée pour Δ compris entre 0.26m et 0.29m .

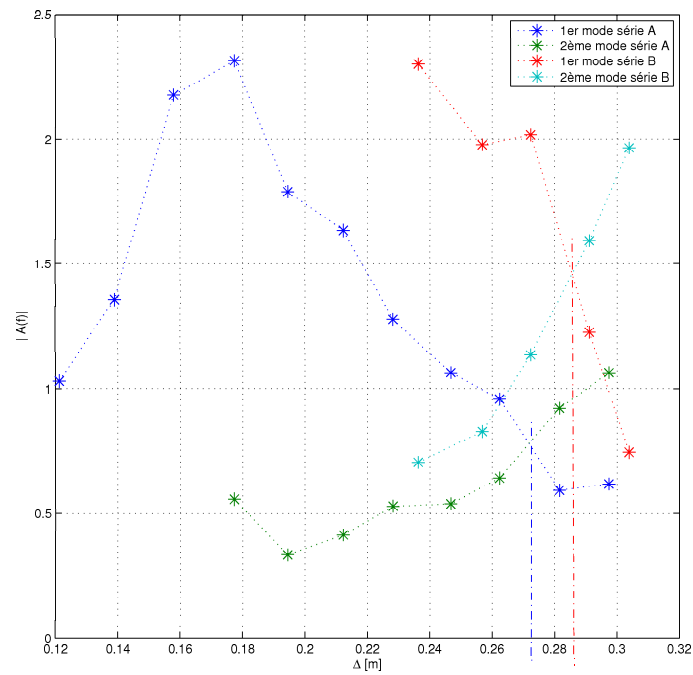


FIGURE 6.8 – Amplitude des deux modes (étoiles rouges et bleues pour le premier mode et étoiles vertes et bleues ciel pour le second mode) observées pour un plasma d'hydrogène en fonction de Δ . Les amplitudes sont normalisées par 10^{16} .

Le rapport entre l'amplitude de la première harmonique et l'amplitude de la seconde décroît avec Δ de façon quasi linéaire (fig. 6.9).

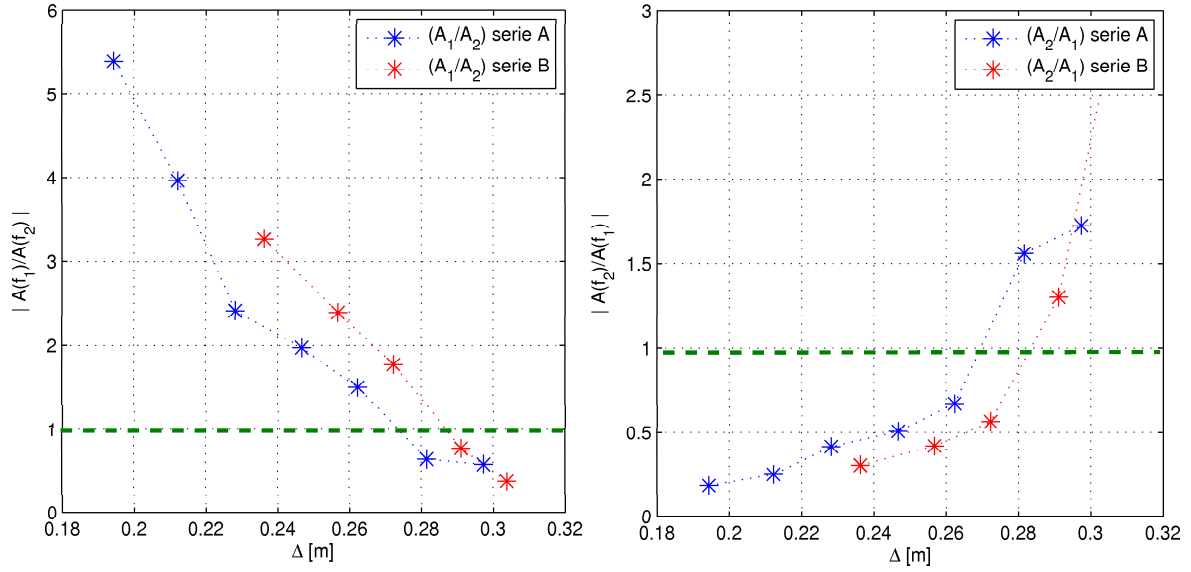


FIGURE 6.9 – Rapport des amplitudes des deux modes observés pour un plasma d’hydrogène en fonction de Δ .

6.4 Mesures des fréquences spatiales k_{\perp} et k_{\parallel}

6.4.1 Nombre d’onde parallèle k_{\parallel}

Cette mesure s’est révélée être relativement délicate. Elle revêt pourtant une grande importance dans la détermination du type d’instabilité en jeu puisque $k_{\parallel} = 0m^{-1}$ montre qu’il s’agit d’une instabilité d’interchange. Le principe de la mesure repose sur la construction d’une statistique (voir 5.3.3) et la question de la longueur du temps d’acquisition se pose à nouveau (cf 6.2). Celui-ci étant trop court, la statistique établie n’est pas satisfaisante pour effectuer une régression gaussienne et déterminer le nombre d’onde ce d’autant plus que les modes ont des largeurs spectrales assez importantes comme nous l’avons vu auparavant. Néanmoins on peut se satisfaire d’un argument plus simple pour estimer la nullité de k_{\parallel} : si k_{\parallel} interpolé est compris entre deux nombres d’onde mesurés dont les signes sont opposés alors on peut considérer que $k_{\parallel} = 0m^{-1}$, c’est à dire si la ligne de champ qui passe par TRIP est située entre deux points de mesure de SLP où les deux nombres d’onde mesurés sont de signe opposé. Cette situation est observée pour quelques cas de figure et notamment pour des valeurs de champs magnétiques élevées. Plutôt que de créer une statistique, on peut toutefois effectuer un calcul direct à partir du signal entier et calculer le déphasage entre un point de mesure de Hextip et les points de mesure de SLP. Cette méthode a été développée pour la série A et donne des résultats satisfaisants puisqu’il y a un changement de signe dans la région de la ligne de champ (fig. 6.10). Concernant la série B, on peut pour le cas $B_z = 2.82mT$ obtenir des régressions gaussiennes qui donnent un résultat exploitable mais ce n’est pas le cas pour les autres mesures de la série (fig. 6.11). Nous pouvons donc admettre que $k_{\parallel} = 0m^{-1}$. Les mesures directes du nombre d’onde ne sont donc pas précises mais donnent cependant des résul-

tats dans un intervalle de $0.01 - 0.5m^{-1}$. Nous pouvons donc affirmer de manière certaine que $k_{\parallel} \ll 1m^{-1}$ ce qui constitue malgré tout un résultat intéressant. Cette hypothèse constitue une faiblesse de cette étude car elle implique de ne pas considérer un cas tridimensionnelle qui n'est pas à exclure. Néanmoins en l'absence de mesures disponibles, nous avons donc choisi de considérer $k_{\parallel} = 0m^{-1}$. Ce choix ne rend pas nécessairement caduque l'étude si celui-ci s'avérait faux car nous sommes certains que $k_{\parallel} \ll 1m^{-1}$. L'étude du nombre d'onde orthogonal ci-dessous montre que $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$. Autrement dit l'influence de k_{\parallel} est faible même si ce dernier n'est pas nul et justifie par conséquent le choix précédent. Il est donc probable que l'instabilité observée soit une instabilité d'interchange.

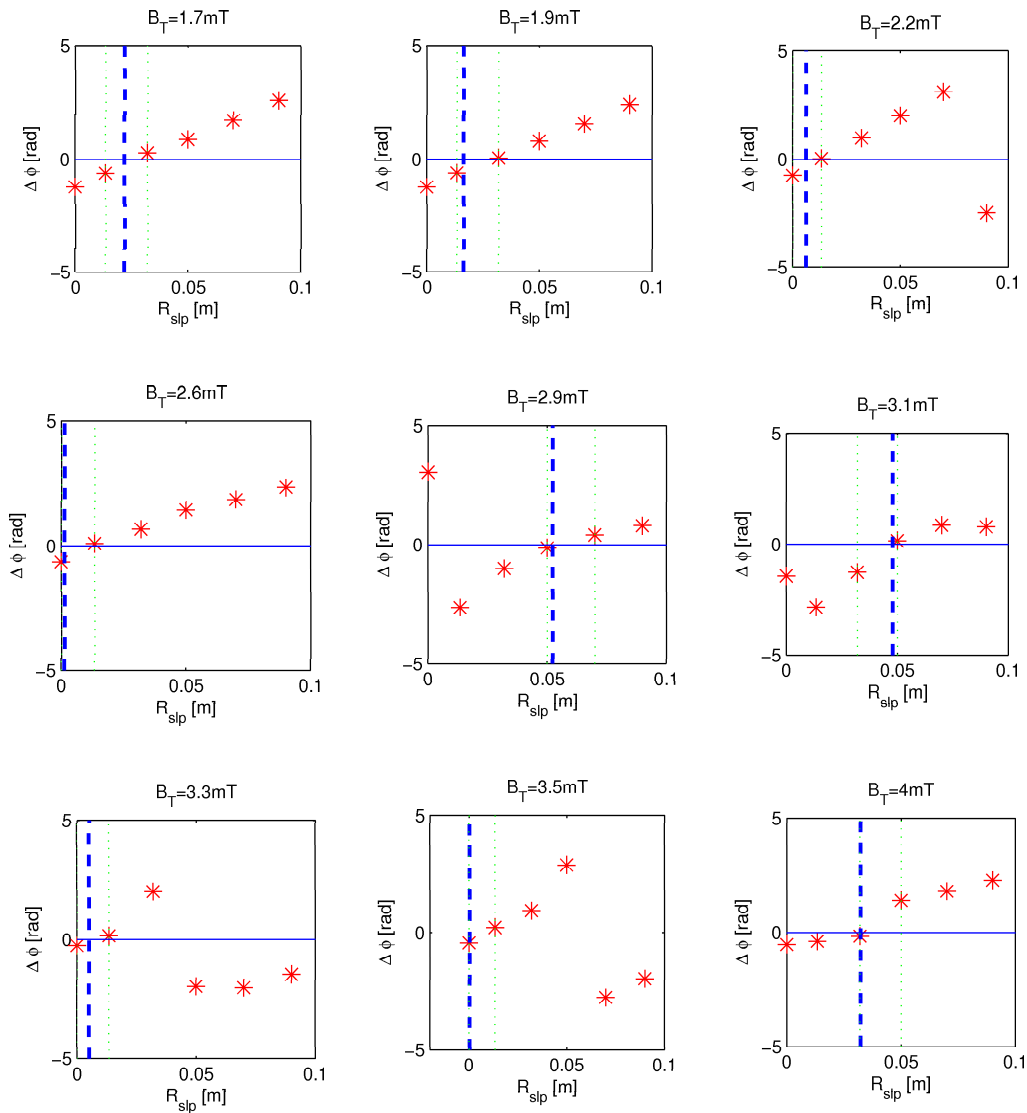


FIGURE 6.10 – Exemples de mesures directes (sans statistique) de k_{\parallel} pour B_z compris entre 1.7mT et 4mT. En pointillés bleus la ligne de champ théorique et en rouge les k mesurés à chaque points de mesure de SLP.

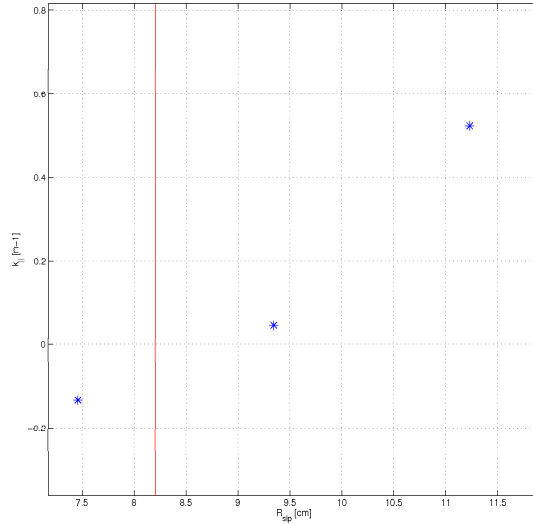


FIGURE 6.11 – Exemple d’une mesure statistique de k_{\parallel} pour $B_z=2.83\text{mT}$. En rouge la ligne de champ théorique et en bleu les k statistiques mesurés à chaque point de mesure de SLP.

6.4.2 Nombre d’onde vertical

La détermination du nombre d’onde orthogonal aux lignes de champ k_{\perp} (donc vertical) donne de bien meilleurs résultats que précédemment. On exploite pour cela les relations de dispersions pour la série A et B obtenus précédemment en sommant sur les fréquences de chaque mode afin de déterminer le nombre d’onde propre à chaque mode en obtenant la DSP de k_{\perp} . Par exemple pour la série de mesure B (fig. 6.12), on peut observer les contributions apportées par chaque mode à la DSP de k_{\perp} . C’est le mode dominant qui influence évidemment le plus sur celle-ci. Les spectre de k_{\perp} sont peu lisses et relativement larges ce qui constitue une difficulté pour déterminer avec précision les nombres d’onde.

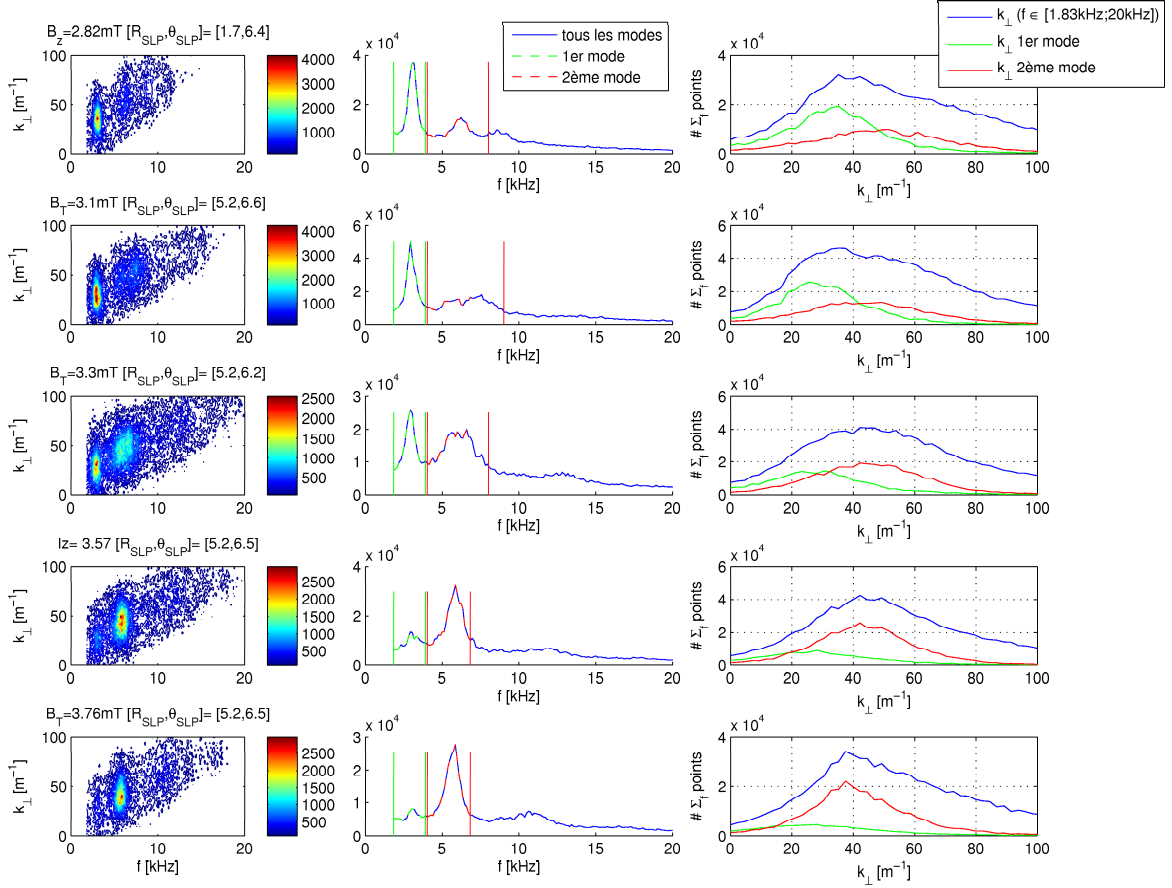


FIGURE 6.12 – Relation de dispersion (à gauche) et densité spectrale de puissance de la fréquence (au centre) et du nombre d'onde vertical (à droite) en fonction du champ magnétique vertical de 2.82mT à 3.76mT. Mesures réalisées avec SLP à la position radiale où l'amplitude du mode est maximale.

Nous présentons la longueur d'onde correspondante au k_{\perp} déterminé ci-dessus en fonction de Δ pour le premier mode (fig. 6.14). On remarque que pour la série A (6 premiers points), il y a une relation linéaire entre λ et Δ . En outre, les longueurs d'onde trouvées sont proches de Δ . La largeur des spectres de k_{\perp} étant importantes et ces derniers étant peu lisses, les marges d'erreurs données par $\delta\lambda = \frac{2\pi}{k_{\perp}^2} \delta k_{\perp}$ sont importantes. Les hauteurs de lignes de champ sont néanmoins proches des longueurs d'onde trouvées puisque elles sont situées dans les intervalles d'erreur. En considérant le comportement linéaire des k_{\perp} mesurés, nous sommes autorisés à penser que les longueurs d'onde du premier mode observés sur la série A se calent sur Δ . Ce comportement semble être confirmé par les deux premières mesures de λ_{\perp} calculés pour la série de mesure B (5 derniers points). Les trois dernières mesures ont moins de sens puisque le premier mode voit son amplitude devenir très faible. Cela conduit par ailleurs à $k_{\perp} \in [15\text{cm}, 25\text{cm}]$ ce qui confirme l'hypothèse $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$.

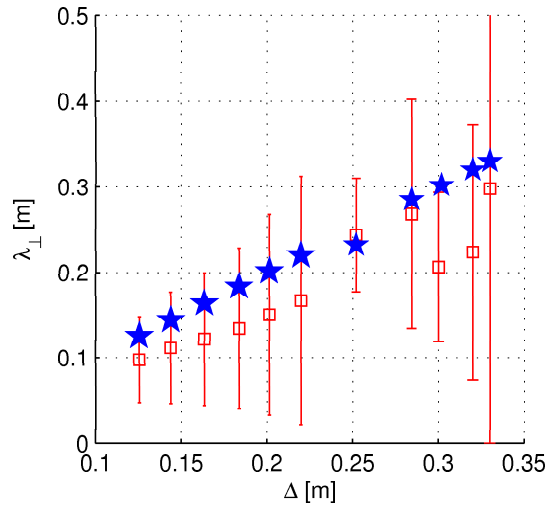


FIGURE 6.13 – Longueur d’onde du premier mode en fonction de Δ (carrés rouges) avec la largeur spectrale comparée à Δ (pentagones bleus).

Concernant le second mode, les longueurs d’onde n’ont été évaluées que pour les points de la série B où l’amplitude de ce mode est suffisamment significative. Les longueurs d’onde mesurées sont proches de $\frac{\Delta}{2}$ (fig. 6.14). Nous pouvons affirmer que les longueurs d’onde du premier et du second mode sont proches de Δ et de $\frac{\Delta}{2}$ et suivent a priori un comportement qui dépend linéairement de Δ . On peut donc envisager que $k_{\perp,1} \sim k_{\Delta}$ et $k_{\perp,2} \sim 2k_{\Delta}$.

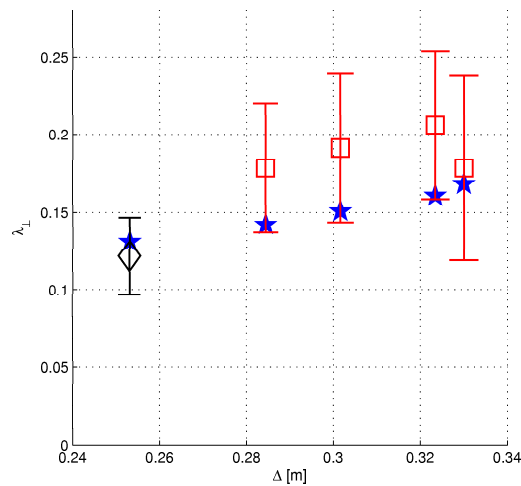


FIGURE 6.14 – Longueur d’onde du second mode en fonction de Δ (carrés rouges) avec la largeur spectrale comparée à Δ (pentagones bleus). Le losange noir représente une mesure faite avec SLP positionnée différemment car le mode est situé à une position radiale différente de celles observées pour les quatre autres mesures.

Chapitre 7

Positions spatiales et caractérisations en fréquences temporelle et spatiale des plasmas d'hélium

Nous reproduisons la même analyse des données pour les plasmas d'hélium. Les données présentées sont contrairement à l'hydrogène toutes issues d'une même série de mesure. La pression des neutres est la même que pour l'hydrogène, c'est à dire $P_n = 4.5.10^{-7}$ mbar. Le champ magnétique vertical varie sur le même intervalle ainsi que le champ magnétique toroïdal. Ainsi les hauteurs de ligne de champ dans les configurations étudiées sont identiques dans les deux plasmas.

7.1 Localisation spatiale des modes

Le plasma d'hélium est centré également sur $R=-5$ cm afin d'avoir une configuration spatiale identique entre les plasmas d'hydrogène et d'hélium(fig. 7.1). L'allongement vertical du plasma est conservé. On observe comme auparavant un mode dominant au centre du tore mais à une fréquence plus élevée qu'en hydrogène. La fréquence décroît également comme auparavant avec l'augmentation de B_z jusqu'à $B_z = 3.08$ mT où elle vaut environ 5kHz puis on voit apparaître des fréquences plus élevées autour de 10kHz. En revanche l'amplitude du mode dominant décroît continûment avec B_z . Il y a donc une transition lorsque $B_z > 3.08$ mT. L'allongement du mode dominant est également nettement plus vertical. Le mode à 8kHz sur le bords intérieur est toujours observé.

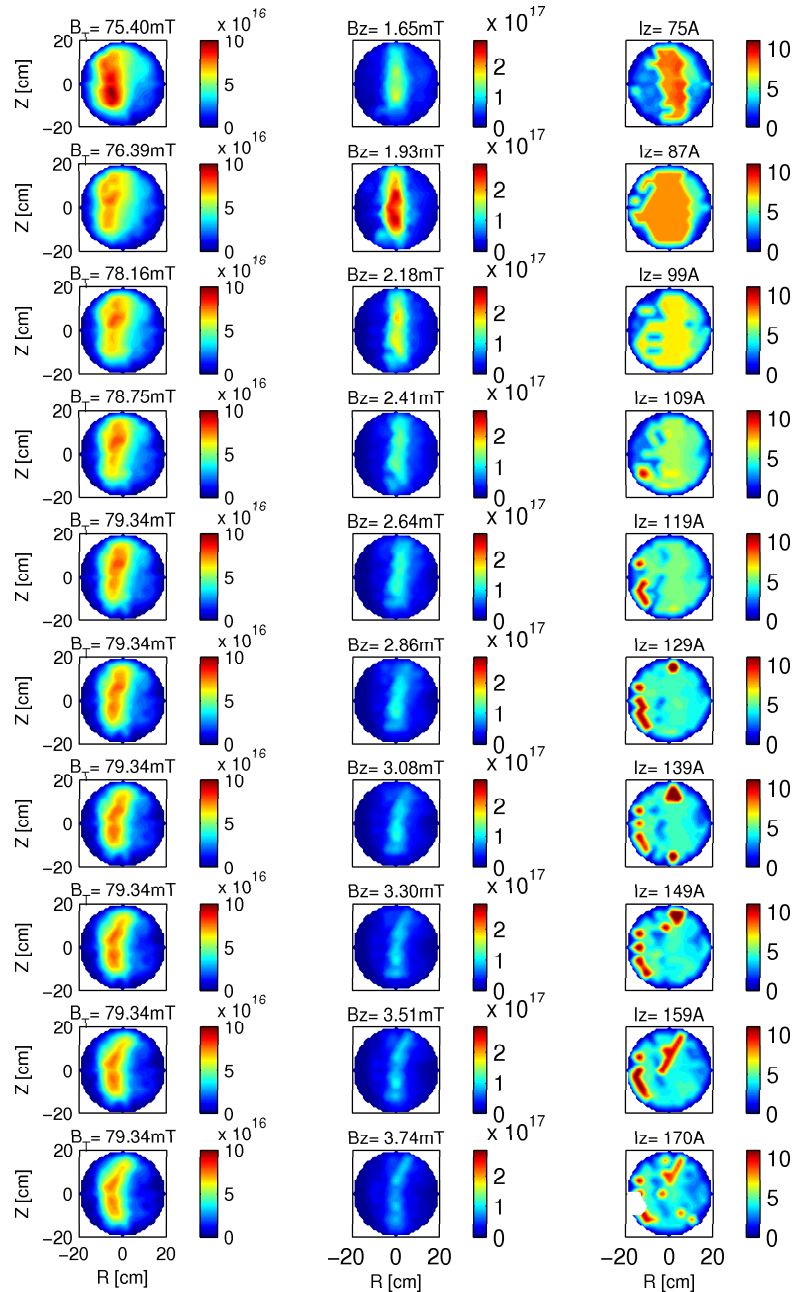


FIGURE 7.1 – Profils d’un plasma d’hélium en fonction du champ magnétique vertical de 1.65mT à 3.74mT(configuration du champ magnétique toroïdal et vertical indiquée au dessus de chaque ligne). A gauche : profils des densités moyennées sur le temps. Au centre : profils des amplitudes(au carré) du mode dominant. A droite : profils de fréquence du mode dominant. On observe une transition en fréquence et en amplitude entre 3.08mT et 3.30mT.

La densité spectrale de puissance calculée pour cinq profils (fig. 7.2) parmi les dix précédents avec des valeurs de B_z croissantes indique comme en hydrogène l’existence d’un mode au bords du plasma (colonne (a), $R=-18\text{cm}$) à environ 12kHz pour de grandes valeurs de B_z . On observe le mode dominant au centre du plasma dont la fréquence

décroit avec B_z jusqu'à $B_z = 2.9mT$ puis l'apparition d'un second mode à 15kHz dont la fréquence décroît également lorsque B_z augmente. L'amplitude du premier mode décroît continuent avec B_z tandis que l'amplitude du second mode augmente. On remarque par ailleurs que le premier mode est visible de toutes les positions radiales tandis que le second mode est plus localisé au centre. Cependant pour ces deux modes, l'amplitude est maximum dans la région centrale du tore.

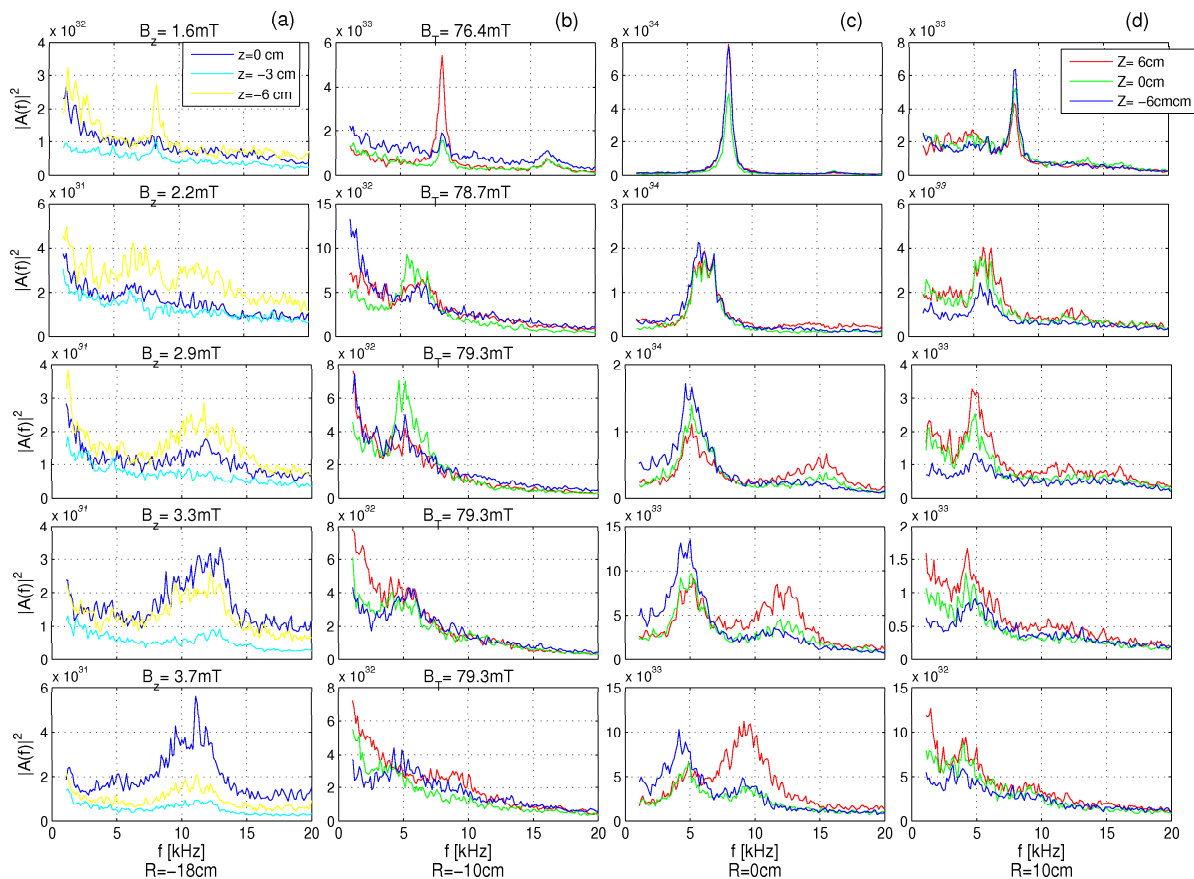


FIGURE 7.2 – Densité de puissance spectrale pour un plasma d'hydrogène au bords inférieur du tore(a), dans la partie HFS(High Field Side) du plasma (b), au centre du tore (c) et dans la partie LFS(Low Field Side) (d) obtenue avec Hextip pour de l'hélium avec une pression d'injection de neutres $P_n = 4.5.10^{-7}$ mbar.

Pour étudier de façon plus détaillée la position spatiale des deux modes observés, on a réalisé un profil en amplitude et en fréquence grâce à SLP avec une résolution de 1.75cm (fig. 7.3). On observe que les deux modes sont situés à la même position radiale alors qu'ils ne sont pas exactement à la même position verticale. Nous y reviendrons par la suite. Comme pour l'hydrogène, l'amplitude du premier mode diminue alors que l'amplitude du second croit avec B_z mais de façon plus lente. Les fréquences du premier mode sont stables autour de 5kHz mais les fréquences du second mode décroissent de 15kHz à 10kHz. Si les modes observés en hélium sont situés dans la même région que ceux observés en hydrogène, ils sont en revanche plus allongés verticalement.

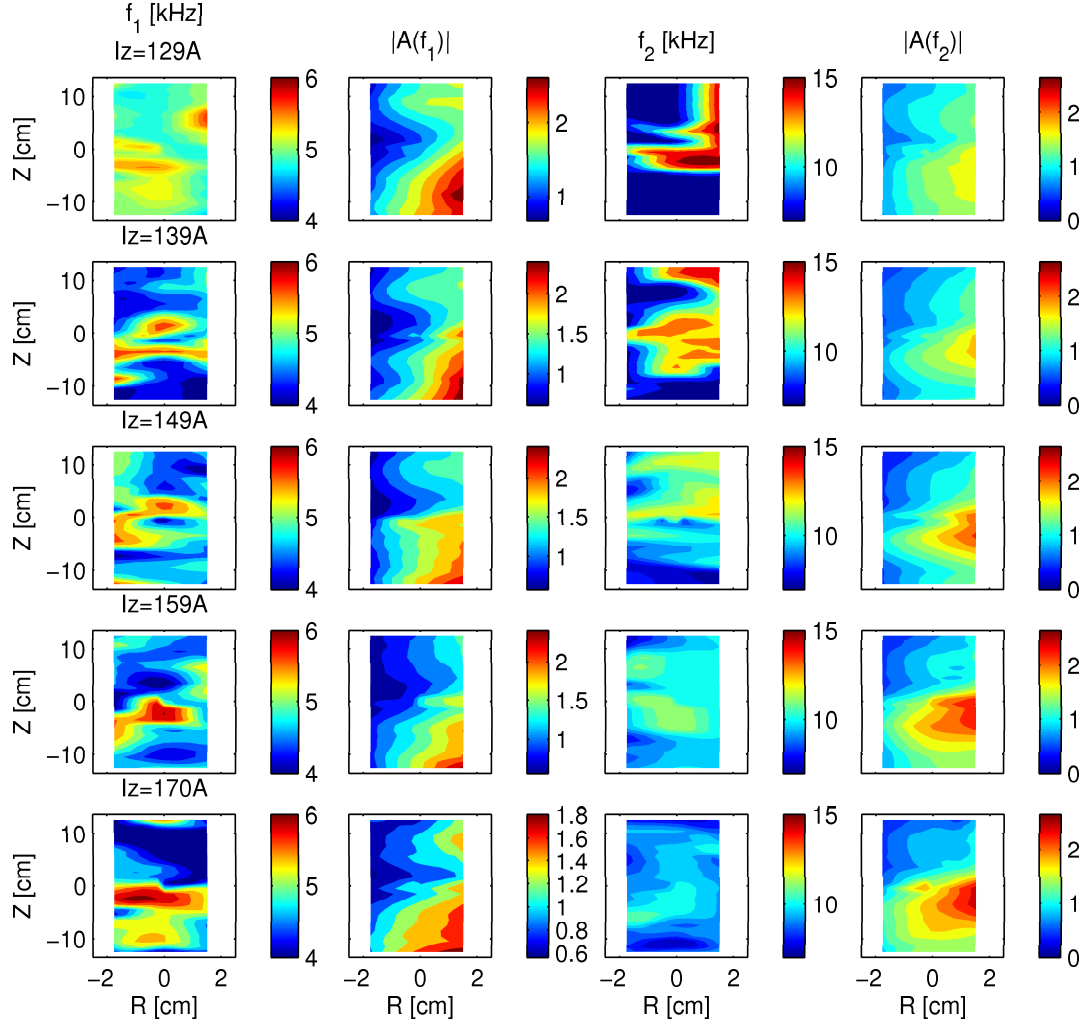


FIGURE 7.3 – Profils de fréquence et d’amplitude des deux modes observés entre $B_z=2.68\text{mT}$ et $B_z=3.74\text{mT}$ mesurés avec SLP (résolution radiale : 1.75cm) pour un plasma d’hélium. Deux colonnes à gauche : resp. fréquence et amplitude du 1er mode. Deux colonnes à droite : resp. fréquence et amplitude du 2ème mode. L’amplitude est mesurée en mA et est donc directement proportionnelle à la densité (voir chapitre 3).

7.2 Mesures des fréquences

Comme en hydrogène, on a mesuré la relation de dispersion pour les différentes configurations du champ magnétique verticale (fig. 7.4) et (fig. 7.5). On observe que la largeur spectrale des pics augmente avec B_z jusqu’à 1.9mT puis le mode s’élargit à nouveau. Le second apparaît de manière claire pour $B_z = 2.9\text{mT}$. La largeur spectrale de ce dernier est cependant relativement élevée et est plus large que le premier mode.

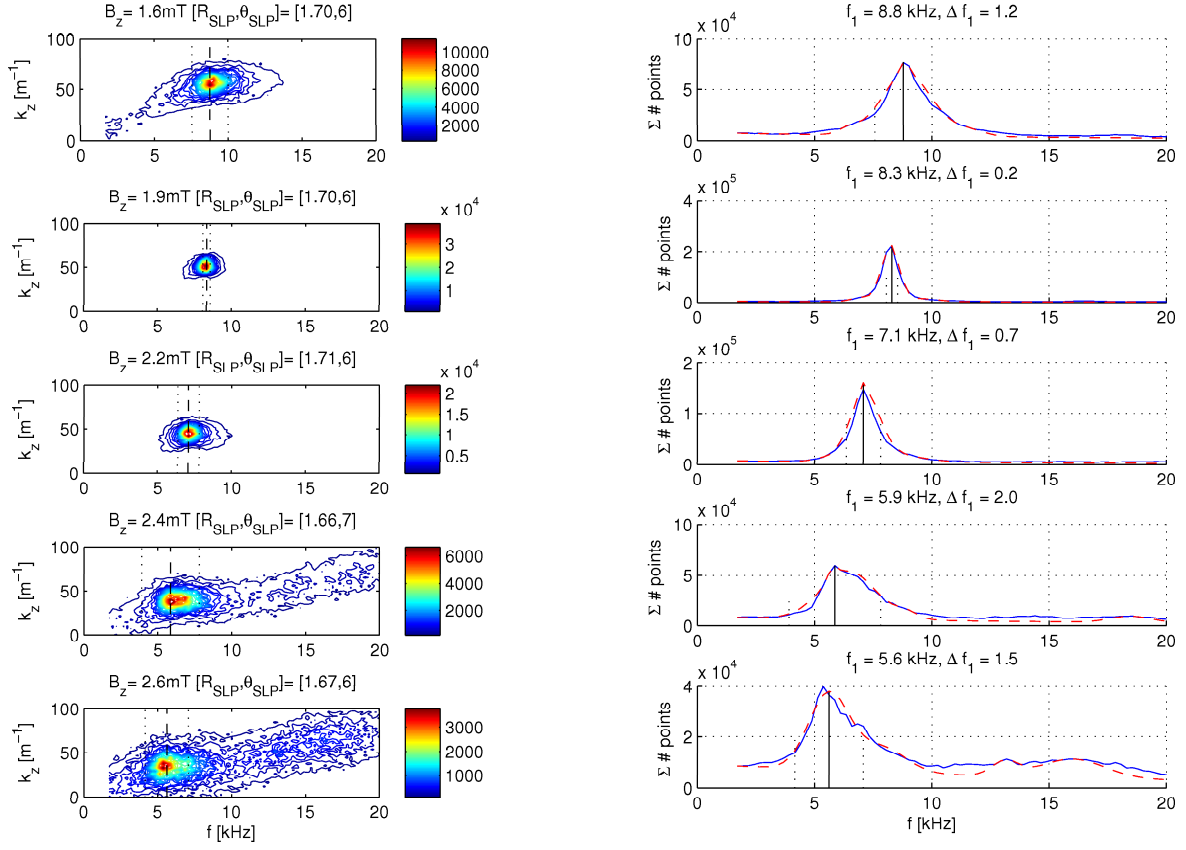


FIGURE 7.4 – Relation de dispersion $k_{\perp}(\frac{\omega}{2\pi})$ et densité spectrale de puissance de la fréquence obtenue en sommant sur k_{\perp} mesuré avec SLP en fonction du champ magnétique vertical de 1.6mT à 2.6mT pour un plasma d'hélium.

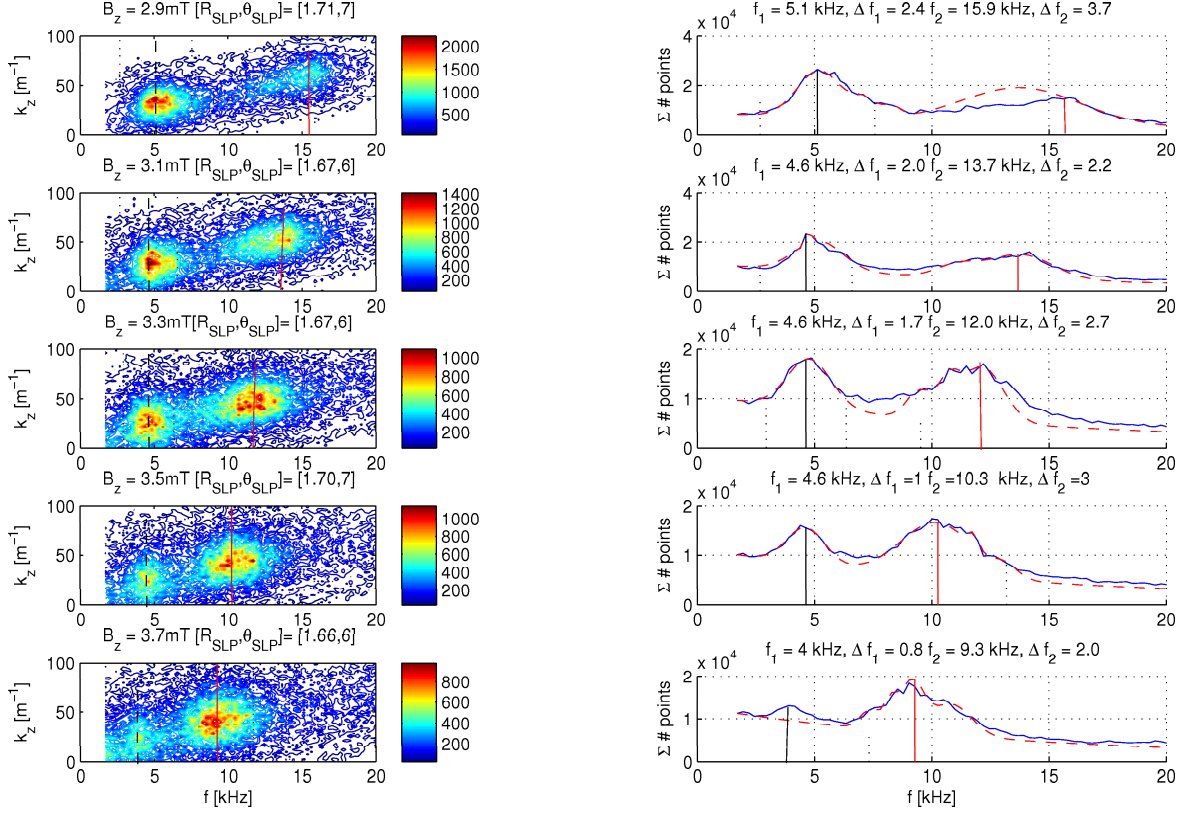


FIGURE 7.5 – Relation de dispersion $k_{\perp}(\frac{\omega}{2\pi})$ et densité spectrale de puissance de la fréquence obtenue en sommant sur k_{\perp} mesuré avec SLP en fonction du champ magnétique vertical de 2.96mT à 3.7mT pour un plasma d'hélium.

Les fréquences calculées à partir des relations de dispersions montrent un comportement différent de l'hydrogène. La fréquence du premier mode suit une loi qui s'approche fortement de la forme $a\Delta^{-1}$. En revanche la fréquence du second mode est au triple de la fréquence du premier mode lorsqu'il apparaît puis décroît en $2a\Delta^{-2}$ et semble tendre vers 10kHz soit le double de la fréquence du premier mode. On aurait pu s'attendre à un comportement identique à celui observé pour l'hydrogène où le second mode est le second harmonique. La présence d'un second mode à une fréquence triple puis progressivement à une fréquence double du premier laisse penser qu'il s'agit peut être d'effets non linéaires. Cette idée peut être soutenue par la différence de positionnement vertical des deux modes observés précédemment (fig. 7.3).

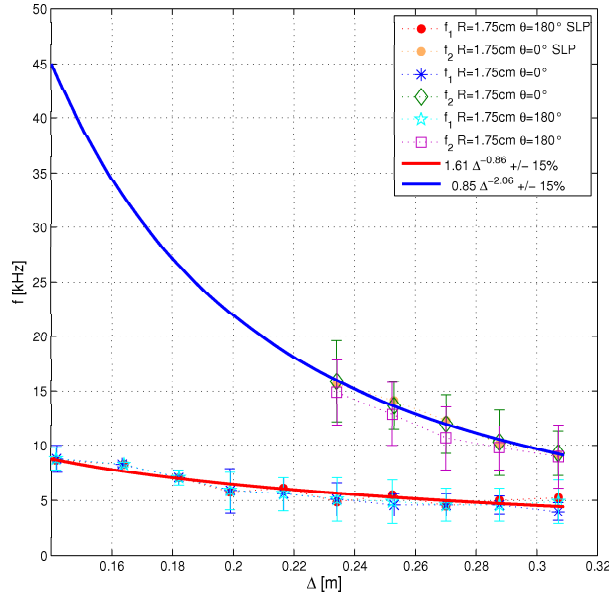


FIGURE 7.6 – Fréquences des deux modes observés pour un plasma d’hélium en fonction de Δ . Les fréquences sont déduites des relations de dispersions. On observe une décroissance des fréquences du premier et du second mode qui s’approche de la forme Δ^{-1}

7.3 Mesures de l’amplitude

L’amplitude des deux modes a été mesurée à la fois dans la région du tore supérieure $z > 0$ cm et inférieure $z < 0$ cm. Le comportement des amplitudes est identique dans les deux régions (fig. 7.7). Cela confirme l’hypothèse d’une extension verticale du mode. L’amplitude du premier mode atteint un maximum en $\Delta = 0.18$ m puis décroît lorsque Δ augmente. Le second mode apparaît de façon distincte pour $\Delta = 0.23$ m et croît. La transition observée entre les deux modes a lieu pour Δ compris 24.5 cm et 26.5 cm. La transition a donc lieu un peu avant celle observée pour l’hydrogène. Néanmoins les deux valeurs de transitions sont autour de 26 cm.

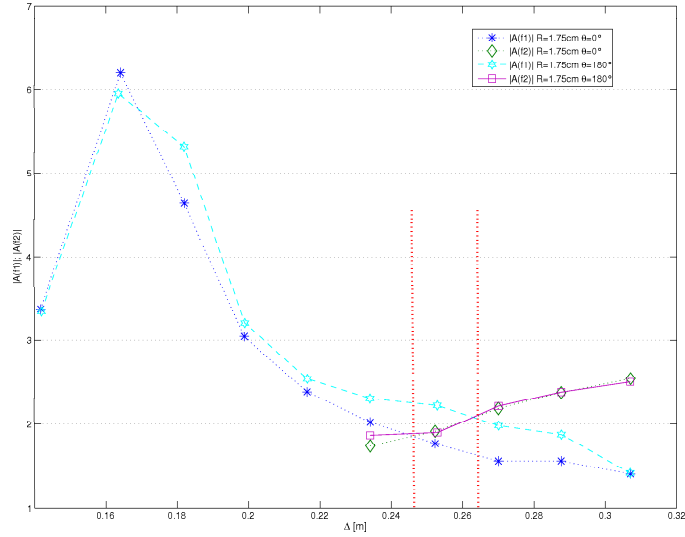


FIGURE 7.7 – Amplitudes des deux modes observés pour un plasma d’hélium en fonction de Δ (normalisée par 10^{33}).

Un comportement quasi linéaire du rapport entre l’amplitude du premier mode et l’amplitude du second en fonction de Δ est également observé comme pour l’hydrogène (fig. 7.8).

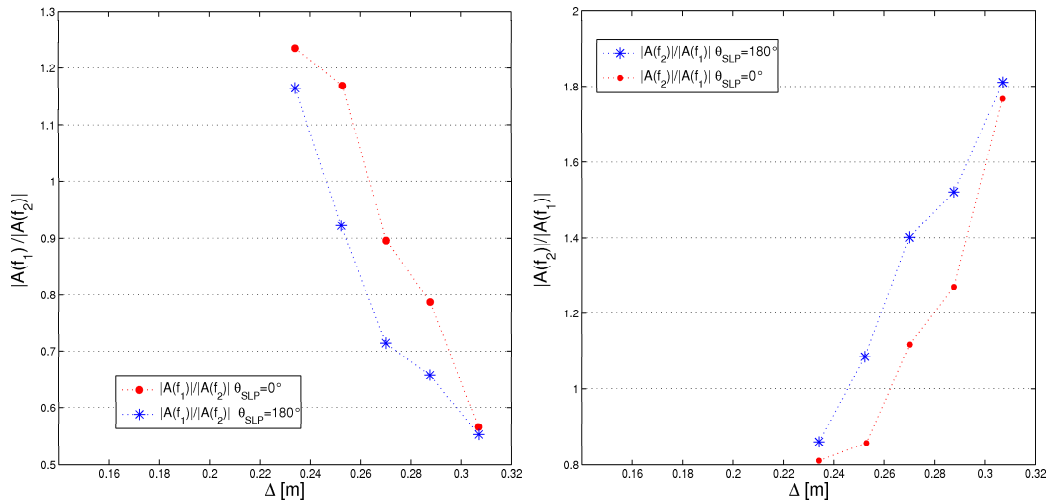


FIGURE 7.8 – Rapport des amplitudes des deux modes observés pour un plasma d’hélium en fonction de Δ .

7.4 Mesures des fréquences spatiales k_{\perp} et k_{\parallel}

7.4.1 Nombre d'onde parallèle k_{\parallel}

La mesure de k_{\parallel} s'est avérée particulièrement difficile pour les plasmas en hélium car nous ne disposons plus de la sonde TRIP utilisée initialement pour le plasma d'hydrogène. La nouvelle version de TRIP (TRIP2) a été placée après SLP à 90 degré ((fig. 4.4)) mais sans un système électrique de contrôle. Le déplacement manuel de TRIP est une opération coûteuse en temps et c'est pourquoi nous n'avons pas beaucoup de données extraites pour établir la valeur de k_{\parallel} . On peut observer néanmoins que les k_{\parallel} mesurés sont comme auparavant compris entre deux valeurs de signe opposé ce qui pour les mêmes raisons que précédemment peut laisser supposer que $k_{\parallel} = 0\text{m}^{-1}$. On mesure en outre des k_{\parallel} compris dans l'intervalle $[0.05\text{m}^{-1} - 0.6\text{m}^{-1}]$ ce qui permet d'affirmer que $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ comme pour l'hydrogène et on admet l'hypothèse de $k_{\parallel} = 0$ pour les mêmes raisons que celles évoquées dans le cas de l'hydrogène.

7.4.2 Nombre d'onde vertical

L'exploitation des relations de dispersions permet de déterminer le nombre d'onde vertical. Le nombre d'onde mesuré sur l'ensemble du spectre a un comportement dicté par le mode dominant (fig. 7.9) et (fig. 7.10). On observe en outre que la DSP de k_{\perp} est lisse mais présente un fort élargissement spectrale. Cependant les DSP sur les intervalles de fréquence présentent toutes un seul maximum qui permet d'établir avec une certaine précision le nombre d'onde du mode en jeu.

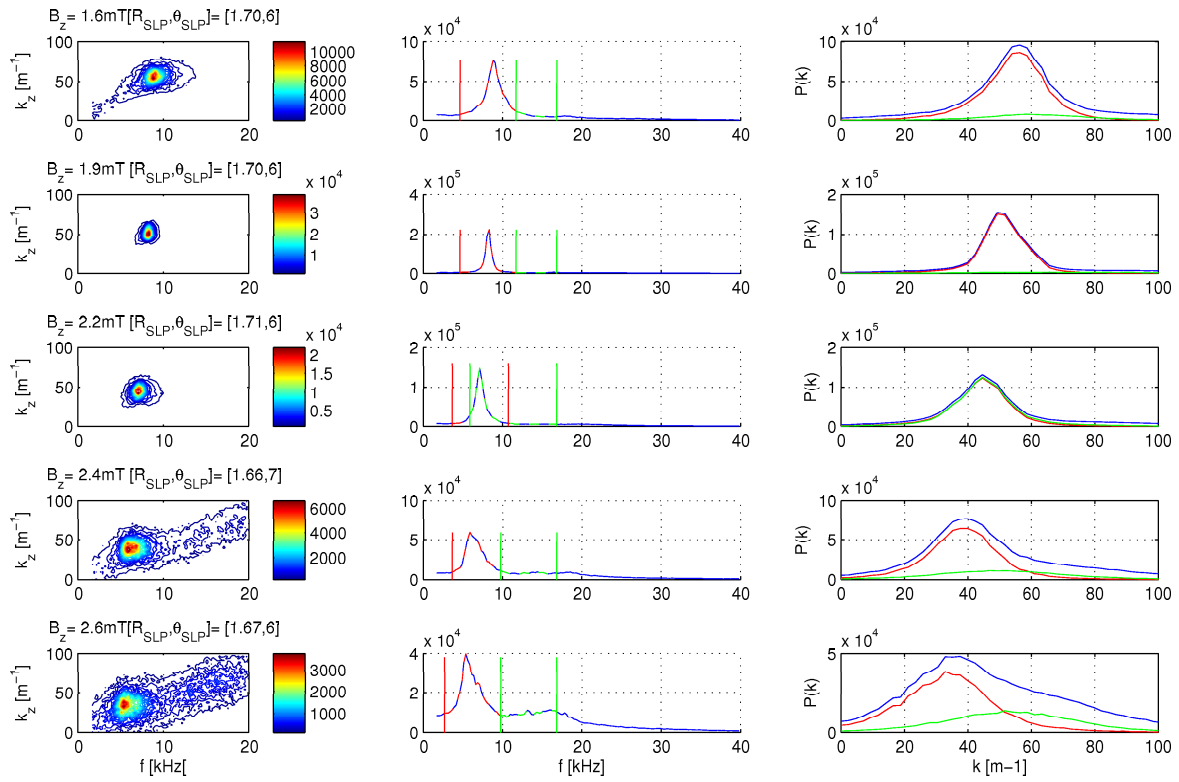


FIGURE 7.9 – Relation de dispersion, densité spectrale de puissance de la fréquence et densité spectrale de puissance du nombre d’onde vertical de $B_z=1.6\text{mT}$ à 2.69mT .

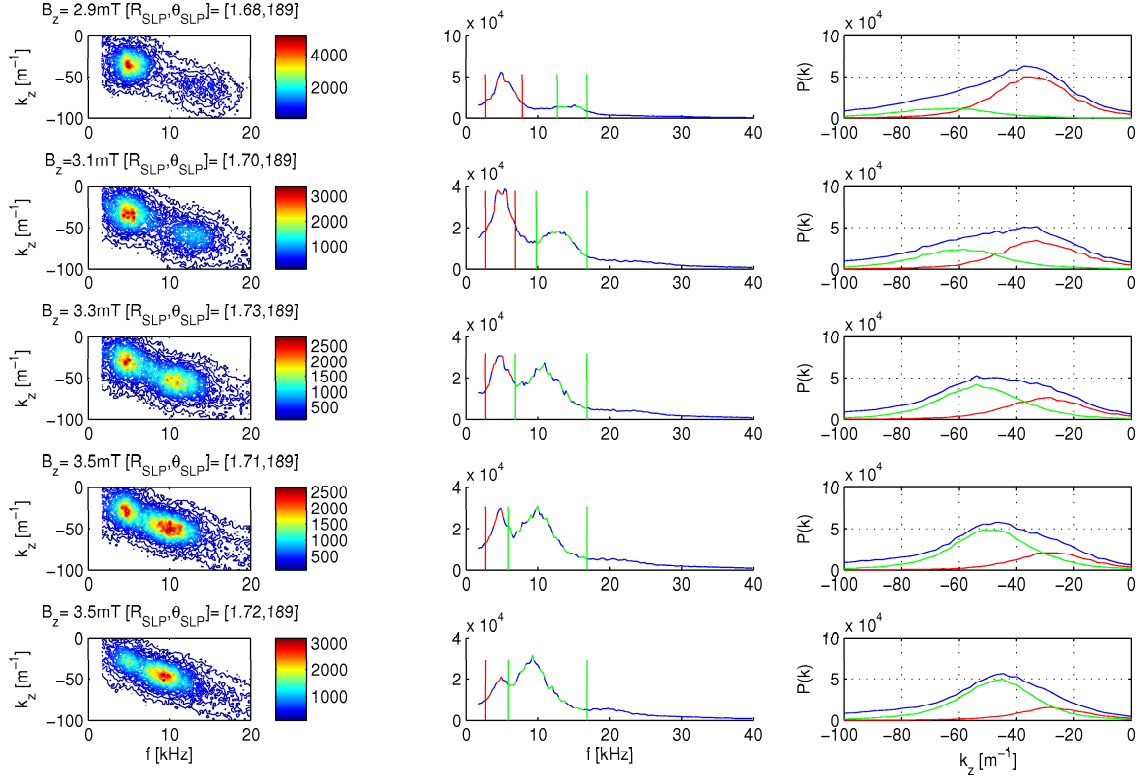


FIGURE 7.10 – Relation de dispersion, densité spectrale de puissance de la fréquence et densité spectrale de puissance du nombre d’onde vertical de $B_z=2.9\text{mT}$ à 3.5mT .

La longueur d’onde mesurée pour le premier mode est proche des valeurs de Δ (fig. 7.11). Elle évolue linéairement avec Δ ce qui permet de supposer comme en hydrogène que pour le premier mode $k_{\perp,1} \sim k_{\Delta}$. Les résultats sont donc meilleurs que ceux obtenus avec Δ . La régularité des DSP obtenues pour les nombre d’onde de l’hélium est en effet bien meilleure que celle en hydrogène. De ce fait la mesure du nombre d’onde du mode est nettement plus précise. Il en de même avec le second mode (fig. 7.12) où l’on observe que lorsque l’amplitude du second mode devient significative, c’est à dire lorsque l’on le voit apparaître pour $\Delta > 0.23\text{cm}$, les longueurs d’onde mesurées approchent significativement Δ .

Ces mesures du nombre d’onde mènent à un k_{\perp} variant de 20m^{-1} à 40m^{-1} ce qui justifie l’hypothèse $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$.

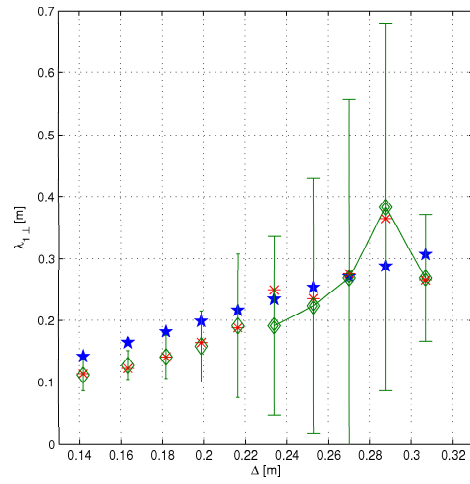


FIGURE 7.11 – Longueur d’onde du premier mode(losange) en fonction de Δ (pentagone).

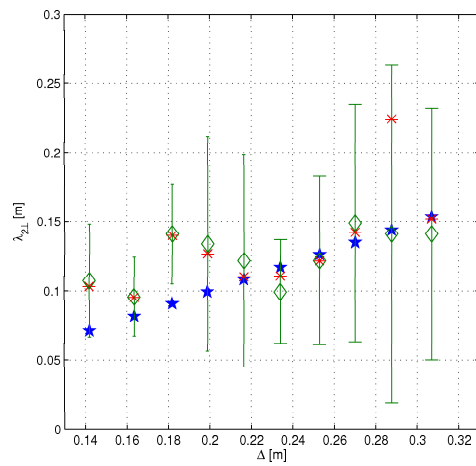


FIGURE 7.12 – Longueur d’onde du seconde mode(losange) en fonction de Δ (pentagone).

Chapitre 8

Profils en densité, température, pression et potentiel des plasmas d'hydrogène et d'hélium

Nous avons caractérisé dans le chapitre précédent des modes qui semblent être le premier et le second harmonique d'une instabilité pour l'hydrogène et deux modes qui sont harmoniquement liés par leurs nombres d'onde mais pas par leur fréquence en hélium. Pour comparer ces résultats expérimentaux à la relation de dispersion théorique correspondante, il est nécessaire d'obtenir les paramètres expérimentaux qui entrent en jeu dans l'expression de cette relation de dispersion. Ainsi la température électronique et les longueurs caractéristiques des profils de densité, de pression et de température entrent en jeu dans ces expressions théoriques. Pour mesurer celles-ci, il faut donc avoir accès aux profils correspondants. Nous avons vu précédemment que la sonde SLP en régime sweep permet de réaliser ces profils (cf 4.3.2). En outre, la connaissance du profil du potentiel permet également de donner une valeur expérimentale de la vitesse $v_{E \times B}$ et du cisaillement de vitesse $v'_{E \times B}$.

Nous avons établi les profils avec SLP avec une résolution radiale de 2cm pour le plasma d'hydrogène et de 1cm pour le plasma d'hélium à la pression d'injection de neutre $P_n = 4.5 \cdot 10^{-7}$ mbar pour des positions de -12cm à 12cm. La réalisation de ces séries s'avère relativement longue et ainsi nous n'avons mesuré que quatre profils pour chacun des deux gaz avec des valeurs de Δ (tab. 8.1) qui recouvrent les différentes situations observées précédemment dans le plasma.

8.1 Profils de température, pression, densité et potentiel et des gradients correspondants

Les profils de densité (fig. 8.1) obtenus en mode sweep pour l'hydrogène et l'hélium (fig. 8.2) ont des valeurs proches de celles obtenues pour Hextip ce qui nous rassure sur la concordance des résultats. On observe que la température maximum vaut environ 5eV pour l'hydrogène et entre 10 et 14eV pour l'hélium. On constate néanmoins que les deux plasmas amènent des situations identiques en terme de profils puisque que dans les deux

H_2 (au centre du tore)				
B_z [mT]	2.1	2.5	3.1	3.6
B_T [mT]	75.2	75	75.6	77
Δ [m]	0.181	0.219	0.256	0.29
H_e (au centre du tore)				
B_z [mT]	2.1	2.5	2.9	3.4
B_T [mT]	78.2	79.1	77.8	78.2
Δ [m]	0.17	0.206	0.249	0.2857

TABLE 8.1 – Champ magnétique vertical et toroïdal et hauteur de ligne de champ correspondante pour les quatre configurations choisies en régime sweep.

cas ceux-ci sont allongés verticalement même si les profils d'hélium ont un comportement plus vertical et plus piqué. Le mode dominant développé dans tous les cas de figure est dans une région de $R=0\text{cm}$ à $R=12\text{cm}$ et correspond à la région où les gradients sont minimum (fig. 8.3) (fig. 8.4). Le gradient de pression en particulier atteint son maximum en valeur absolue dans cette zone dans les deux cas de figure. Il est négatif et est dirigé radialement du fait de la verticalité du profil selon la direction radiale. Il est donc colinéaire et de même sens que le gradient de champ magnétique qui est dirigé vers le centre du tore¹ puisque le champ magnétique décroît avec le rayon. Nous avons là une condition *sine quinone* pour l'apparition d'un mode d'interchange (cf équation 1.9) ce qui corrobore notamment l'idée que le mode observé est principalement une instabilité d'interchange. Le potentiel et le gradient de potentiel sont nettement plus élevés en hélium qu'en hydrogène. Pour les deux plasmas les champs magnétiques sont du même ordre de grandeur et donc la vitesse de dérive $v_{E \times B}$ sera nettement plus élevée pour l'hélium.

1. Le champ vertical étant quasi constant dans la région en question, le gradient vertical est nul

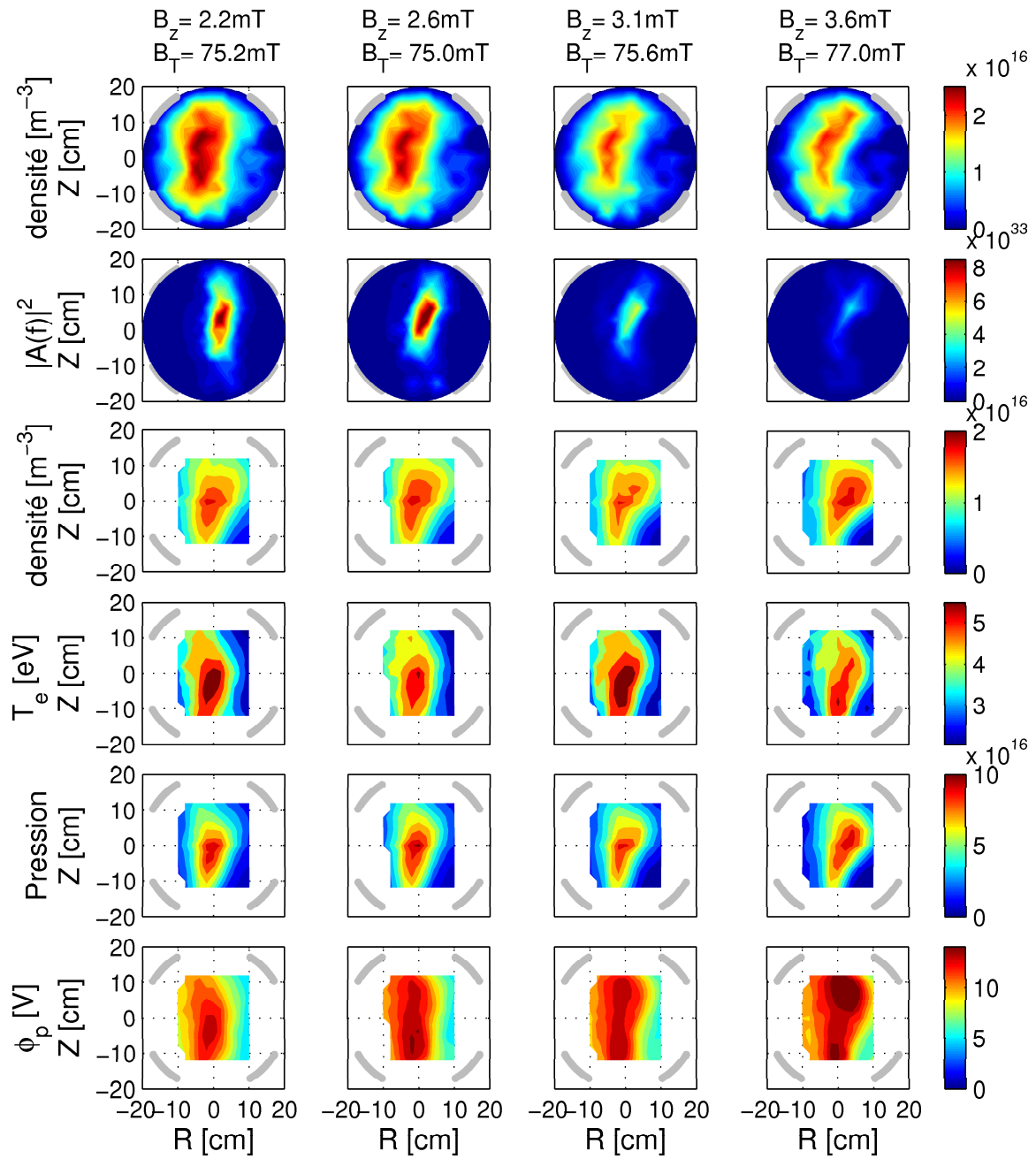


FIGURE 8.1 – Profils de température, pression, densité et potentiel obtenu avec SLP par en régime sweep pour un plasma d'hydrogène.

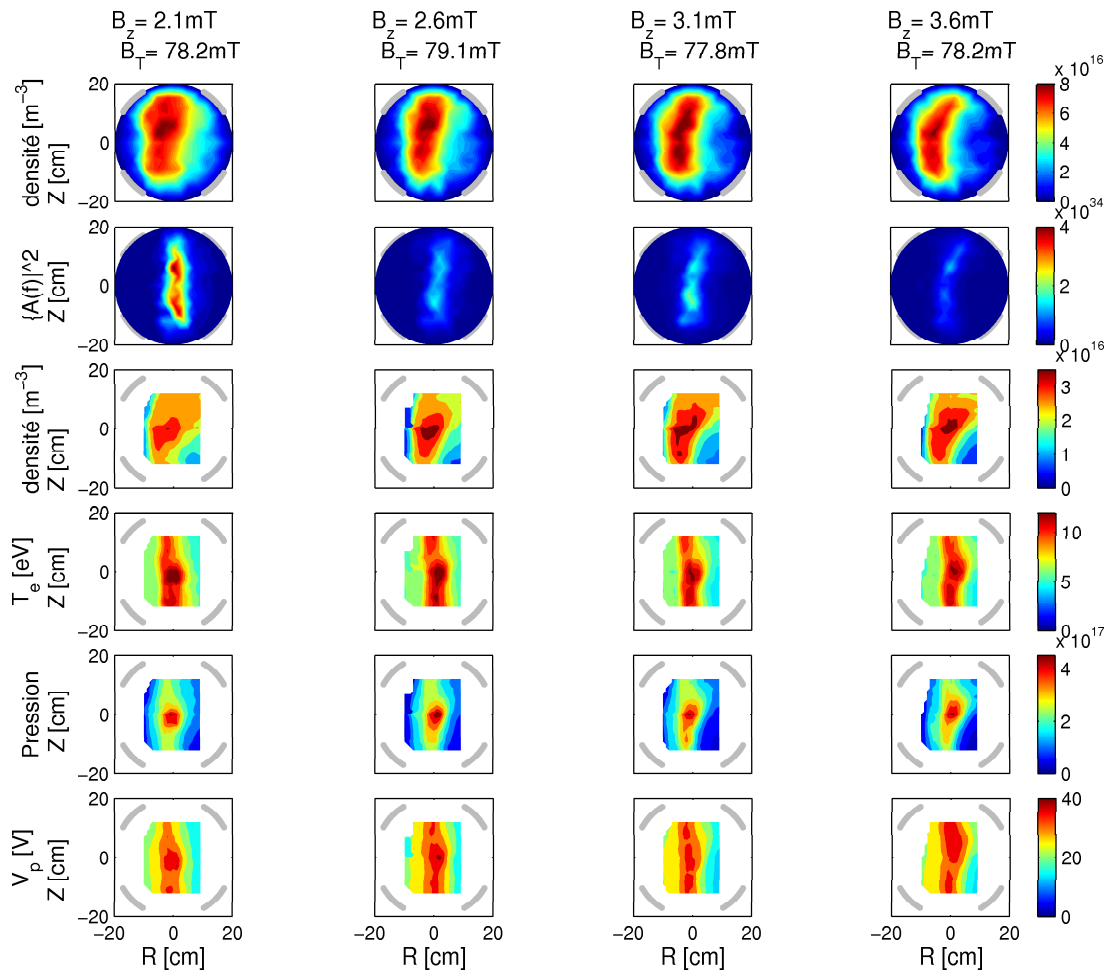


FIGURE 8.2 – Profils de température, pression, densité et potentiel obtenu avec SLP en régime sweep pour un plasma d'hélium.

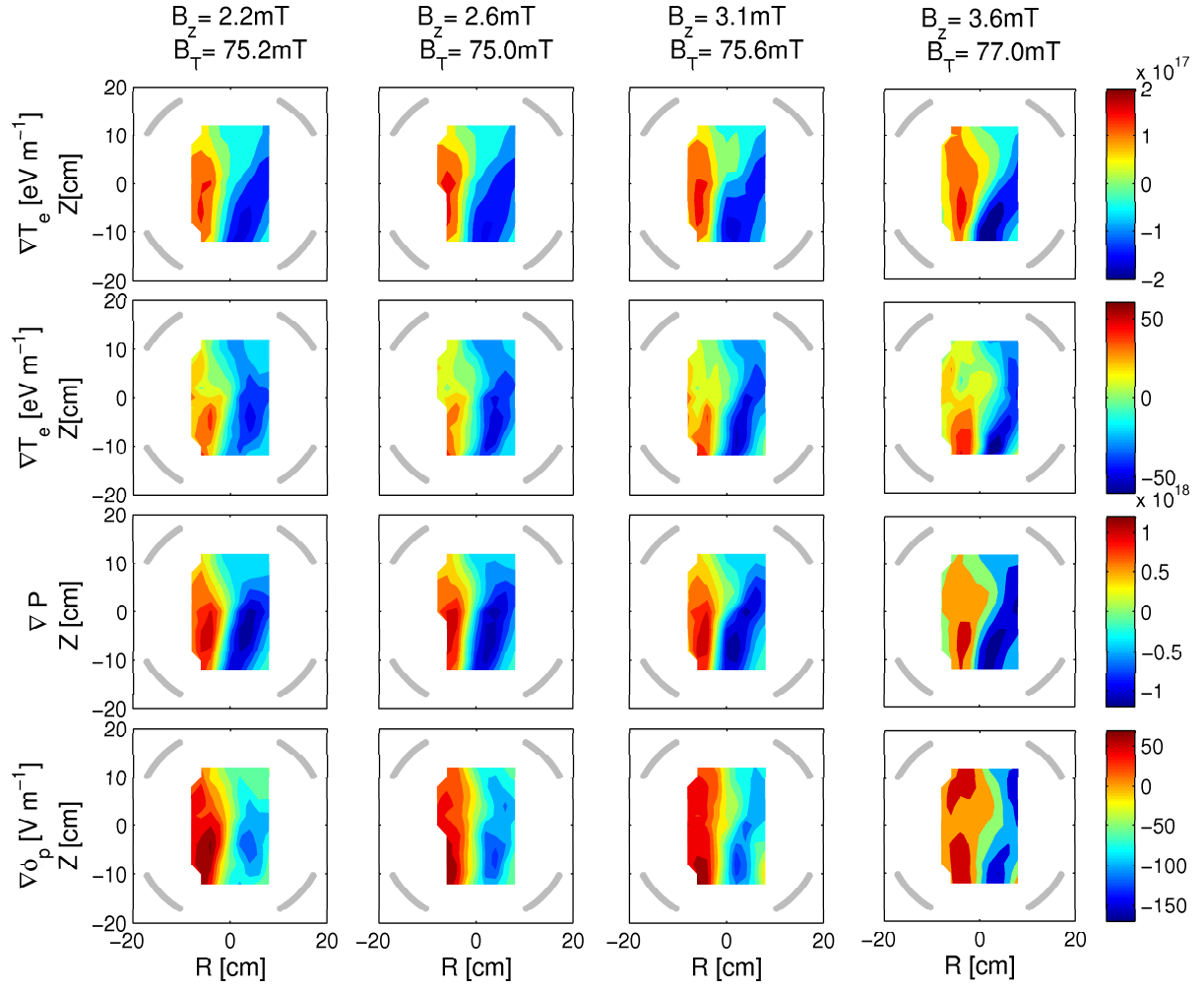


FIGURE 8.3 – Profils des gradients de température, pression, densité et potentiel obtenu avec SLP par en régime sweep pour un plasma d'hydrogène.

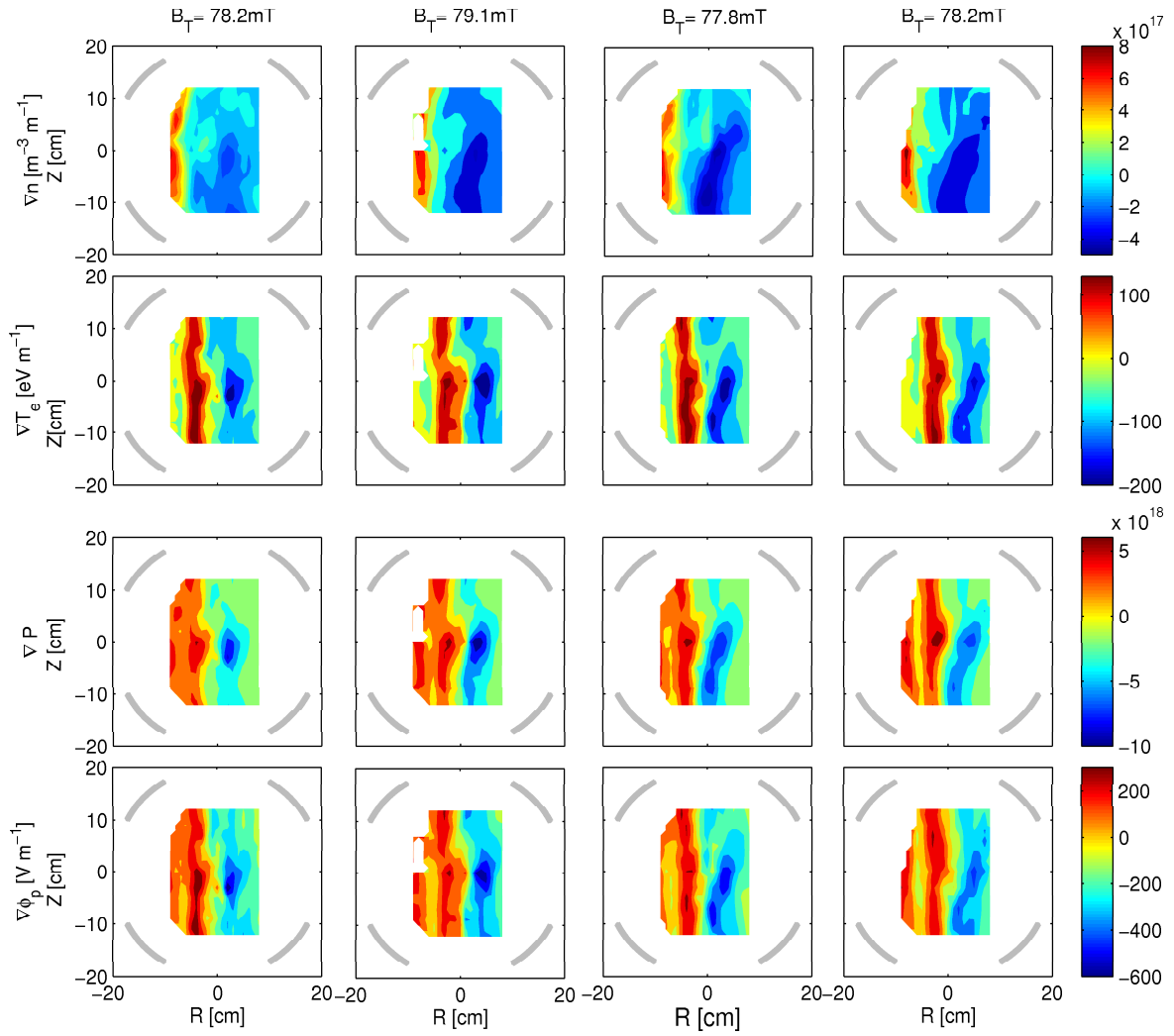


FIGURE 8.4 – Profils des gradients de température, pression, densité et potentiel obtenu avec SLP en régime sweep pour un plasma d'hélium.

Ces profils peuvent être définies par des longueurs caractéristiques. Nous déterminons ces longueurs à la position verticale où les gradients sont maximum afin d'avoir les profils les plus lisses possibles. La verticalité des profils permet ce choix car les longueurs mesurées seront sensiblement identiques sur toute la hauteur du plasma. On prend ainsi une coupe horizontale à $z=0\text{cm}$ pour l'hélium et $z=-6\text{cm}$ pour l'hydrogène (fig. 8.5).

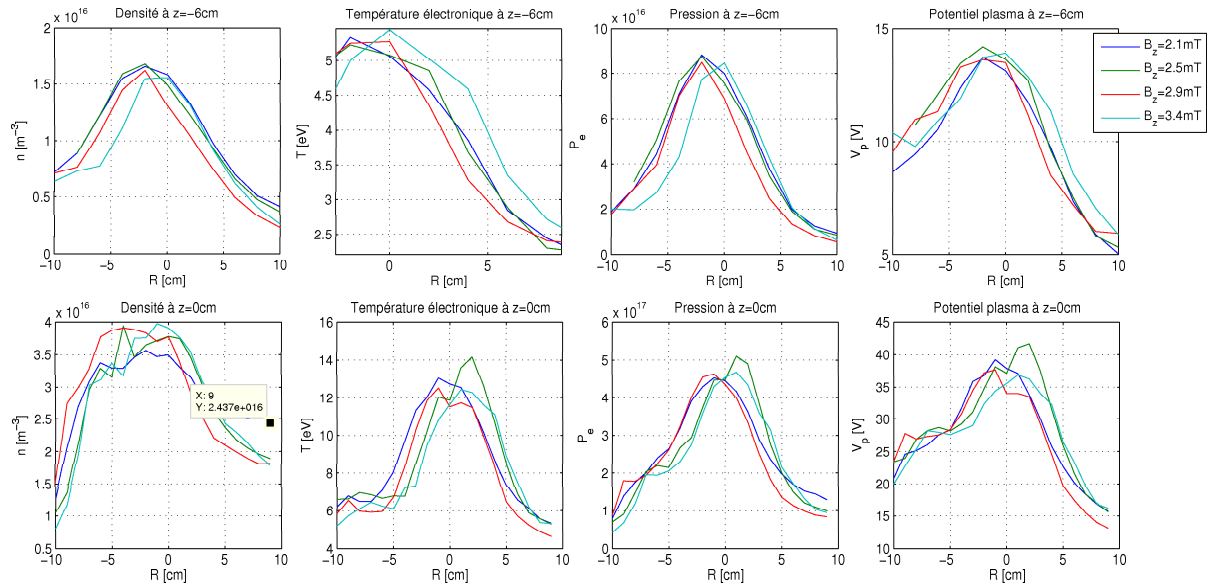


FIGURE 8.5 – Profil radial de la densité (première colonne), de la température (seconde colonne), de la pression (3ème colonne) et du potentiel (4ème colonne) pour différentes valeurs du champ magnétique mesuré à $z = -6\text{cm}$ pour de l’hydrogène (en haut) et à $z = 0\text{cm}$ pour de l’hélium (en bas).

La théorie caractérise les profils par des fonctions exponentielles de la forme $A \exp \frac{x-x_s}{L}$ où x_s représente la position radiale de la source, c’est à dire le maximum des pics observés (voir chapitre 10). Nous constatons cependant que les profils sont plutôt de type gaussien. On mesure donc la largeur à mi-hauteur $\sigma_{1/2}$ et on en déduit la longueur caractéristique par la relation $L = \frac{\sigma_{1/2}}{\ln(2)}$. Les longueurs caractéristiques de l’hélium sont plus élevées ce qui correspond au comportement plus piqué des profils (fig. 8.5). Celles-ci varient cependant peu en fonction de Δ pour les deux plasmas et sont de l’ordre de la dizaine de centimètres.

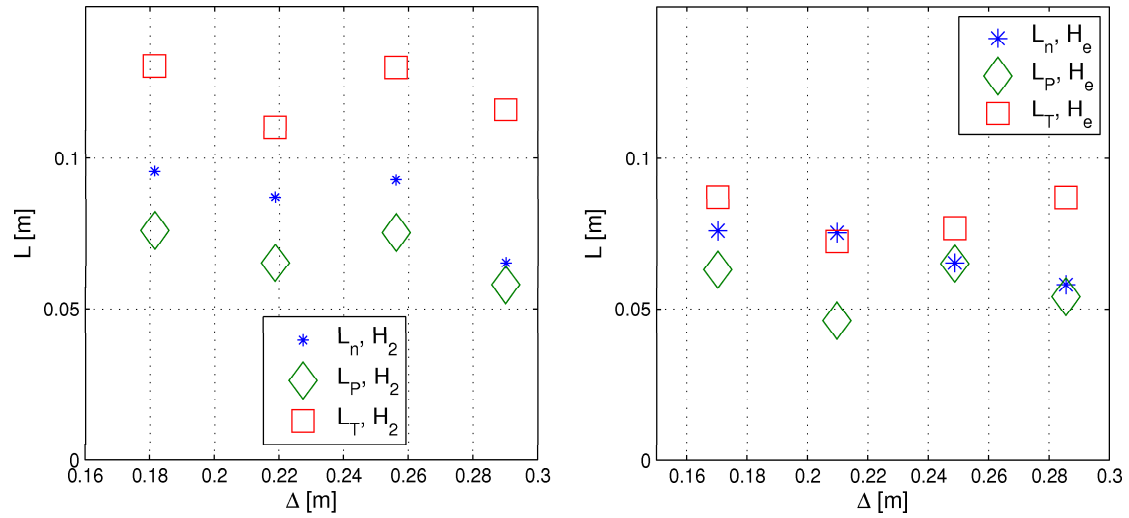


FIGURE 8.6 – Longueurs caractéristiques en fonction de la hauteur de la ligne de champ en fonction de Δ pour un plasma d'hydrogène(à gauche) et d'hélium(à droite).

L'exploitation du profil de température permet de déterminer la température électronique (fig. 8.7) en fonction de Δ . La valeur considérée pour chaque cas de figure est la valeur maximum sur le profil. Ce choix peut être soutenu par un argument heuristique : la température maximum, qui n'est autre que l'énergie des électrons, a les conséquences physiques les plus importantes. Or on observe dans le plasma les effets dominants, effets dominants qui correspondent donc aux causes dominantes. La température varie très peu avec Δ et se situe aux alentours de 5eV pour l'hydrogène et 12eV pour l'hélium.

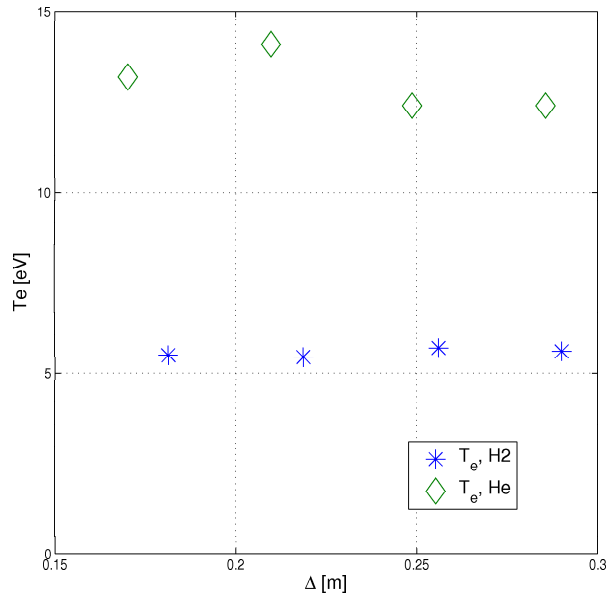


FIGURE 8.7 – Température électronique en fonction de Δ pour de l’hydrogène (étoile bleue) et de l’hélium (losange vert). Les valeurs considérées sont les valeurs maximum de T_e obtenues sur l’ensemble du profil de température pour de l’hydrogène (fig. 8.1) et de l’hélium (fig. 8.2)

8.2 Profils de la vitesse de dérive $v_{E \times B}$ et du cisaillement de vitesse $v'_{E \times B}$

La vitesse de dérive $v_{E \times B}$ peut jouer un rôle dans le transport du plasma. Le cisaillement de celle-ci $v'_{E \times B}$ peut jouer quant à lui un rôle dans la saturation des ondes d’interchange [3]. La connaissance de ces deux quantités permet donc d’avoir une idée de leur rôle dans l’évolution du plasma en fonction de la hauteur de ligne de champ.

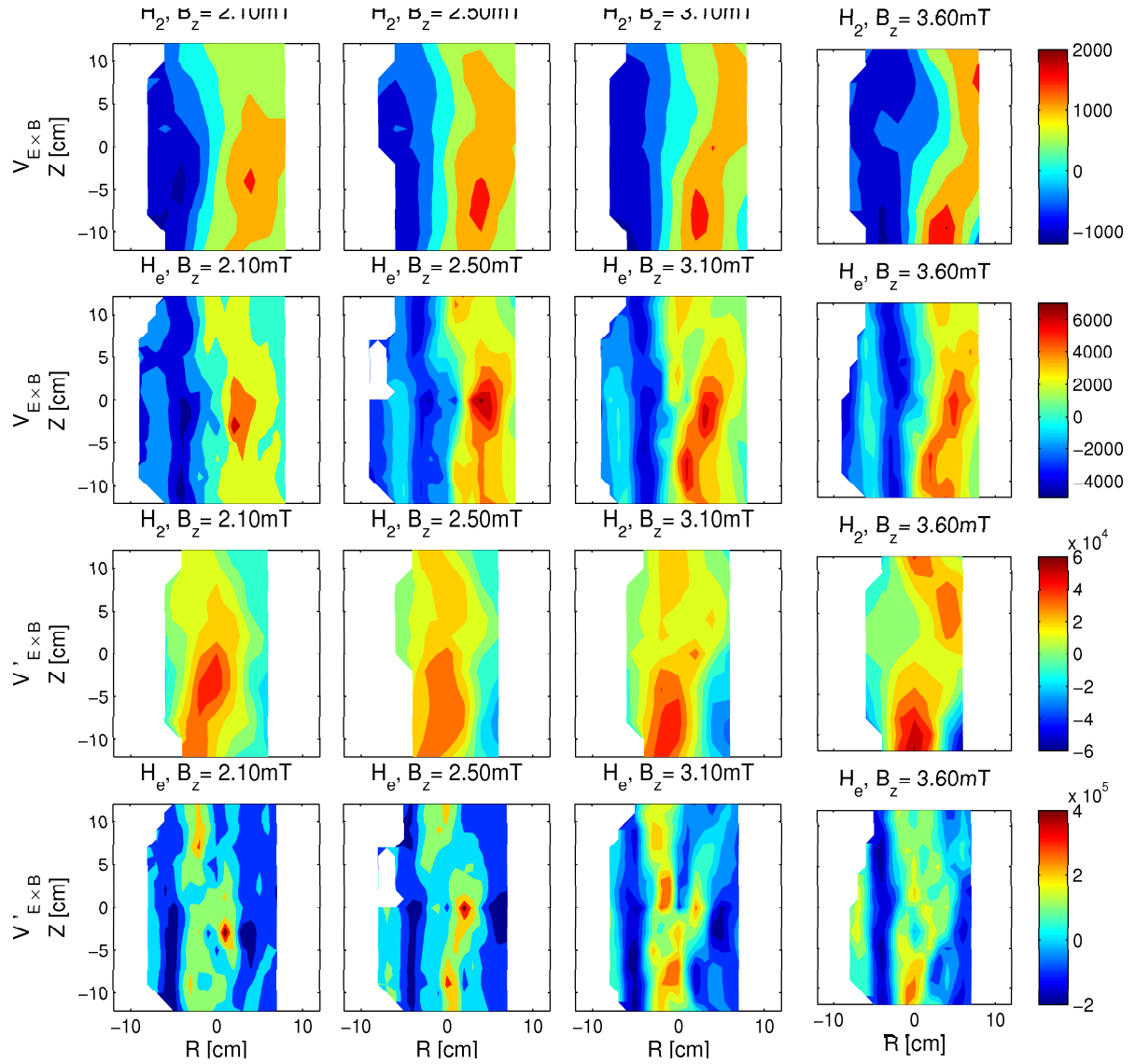


FIGURE 8.8 – Profils de la vitesse de dérive $v_{E \times B}$ (2 lignes en haut) et du cisaillement des vitesses de dérive $v'_{E \times B}$ (2 lignes en bas) pour différentes valeurs du champ magnétique vertical obtenus à partir du profil de potentiel pour un plasma d'hydrogène (fig. 8.1) et d'hélium (fig. 8.2)

La vitesse de cisaillement étant définie par $v_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$, l'association du gradient de potentiel négatif pour $R > 0 \text{ cm}$ (fig. 8.4) et (fig. 8.3) et du champ magnétique toroïdal génère donc une vitesse de dérive verticale. Comme pour la température, on considère la valeur maximum de la vitesse de dérive et du cisaillement sur le profil pour définir la valeur les caractérisant. $v_{E \times B}$ et $v'_{E \times B}$ augmentent avec Δ pour l'hydrogène alors qu'elles décroissent pour l'hélium (fig. 8.9) mais sont toutefois nettement plus élevées pour l'hélium. Les maximum sont situés dans la même région $R \in [0 \text{ cm}, 12 \text{ cm}]$ où les gradients de potentiel sont maximum c'est à dire dans la région où on observe le développement des modes dans les deux plasmas.

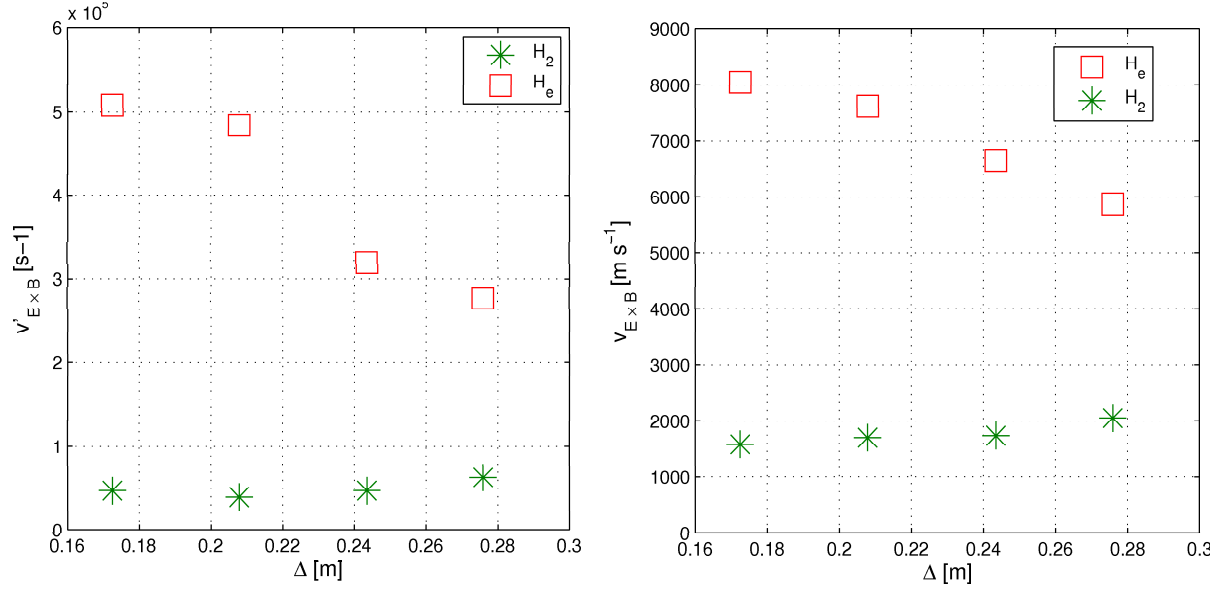


FIGURE 8.9 – Vitesse de dérive $v_{E \times B}$ (figure de droite) et cisaillement des vitesse $v'_{E \times B}$ (figure de gauche) en fonction de Δ calculés pour l'hydrogène (étoile verte) et l'hélium (carré rouge). Les valeurs considérées sont les maximums de $v_{E \times B}$ et $v'_{E \times B}$ obtenus sur l'ensemble du profil (fig. 8.8)

L'une des questions qui vient avec la vitesse de dérive $v_{E \times B}$ est son lien avec la vitesse de phase des modes observés dans les plasmas. La vitesse de phase selon la direction verticale s'obtient simplement par la relation $v_\phi = \frac{2\pi f}{k_\perp}$ où les fréquences et les nombres d'onde sont les valeurs expérimentales (fig. 8.10). La vitesse de phase du premier mode est relativement constant pour l'hélium et l'hydrogène par rapport à $v_{E \times B}$ lorsque Δ augmente. Il en est de même pour le second harmonique pour l'hydrogène alors que la vitesse de phase du second mode décroît avec Δ pour l'hélium comme $v_{E \times B}$. Si on prend en compte les valeurs moyennes de $v'_{E \times B}$ et non la valeur maximum dans la région du mode $R \in [0cm, 12cm]$, les valeurs de $v_{E \times B}$ sont de l'ordre de $1000 - 1400 m s^{-1}$ pour l'hydrogène et de l'ordre de $3000 - 4000 m s^{-1}$ pour l'hélium. Autrement dit, il semblerait que $v_\phi \sim \frac{v_{E \times B}}{2}$. La vitesse de phase serait donc contrôlée par la dérive verticale des particules qui grossièrement contrôlerait le transport de matière de l'onde. Un argument soutenant cette hypothèse est le comportement identique du 2ème mode qui lorsque son amplitude croît et qu'il devient dominant, semble suivre le comportement de la vitesse de dérive. La décroissance de la vitesse de dérive dans le cas de l'hélium pourrait être alors une cause du décalage de la fréquence du deuxième mode en hélium qui se situe entre le double et le triple de la fréquence du premier mode ((fig. 7.6)). La diminution de la vitesse de dérive permettrait alors l'accrochage de la fréquence du second mode sur le double de la fréquence du premier harmonique. Néanmoins cette hypothèse est à confronter avec la présence du cisaillement de vitesse dont nous étudions la possible influence par la suite (cf 10.3).

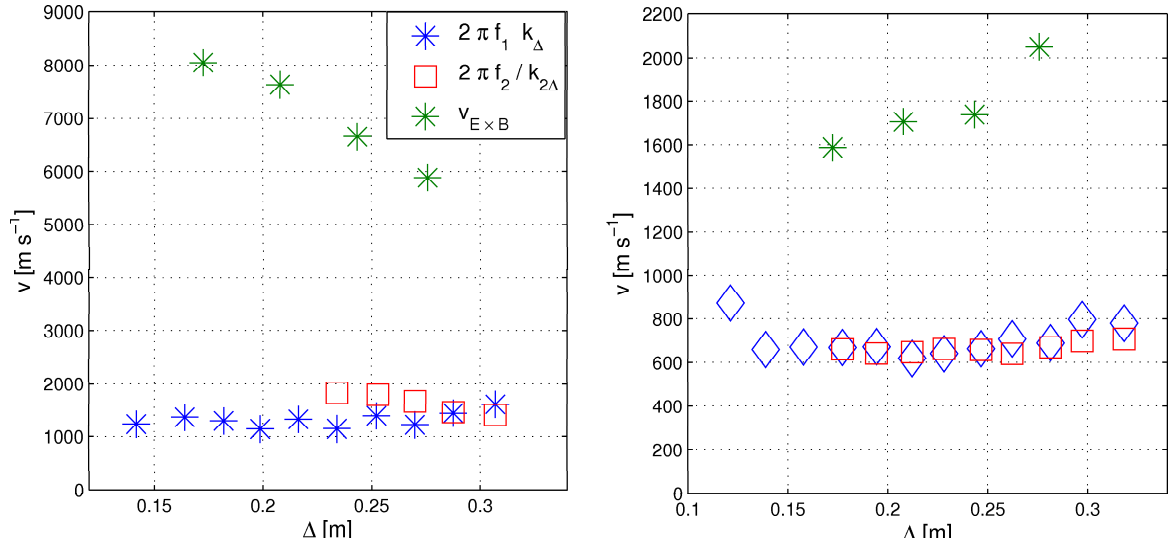


FIGURE 8.10 – Vitesse de dérive $v_{E \times B}$ (étoile verte) en fonction de Δ comparée à la vitesse de phase du premier mode (losange bleu) et du deuxième mode (carré rouge) observés en hydrogène (à droite) et en hélium (à gauche). La vitesse de phase est calculée par la relation $v_\phi = \frac{2\pi f}{k_\perp}$ avec les valeurs expérimentales.

8.3 Résumé

Rappelons rapidement les mesures expérimentales obtenues sur l'ensemble de ces profils ((tab. 8.2)). Celles-ci seront employées afin de confronter les résultats expérimentaux à l'approche théorique dans le chapitre 10.

H_2 (au centre du tore)				
B_z [mT]	2.1	2.5	3.1	3.6
B_T [mT]	75.2	75	75.6	77
Δ [m]	0.181	0.219	0.256	0.29
L_p [m]	0.076	0.075	0.065	0.058
L_n [m]	0.096	0.093	0.087	0.065
L_T [m]	0.13	0.13	0.11	0.116
T_e, max [eV]	5.48	5.628	5.43	5.59
$v_{E \times B}$ [ms^{-1}]	1588	1707	1740	2051
$v'_{E \times B}$ [s^{-1}]	$5.1 \cdot 10^5$	$4.84 \cdot 10^5$	$3.19 \cdot 10^5$	$2.76 \cdot 10^5$
H_e (au centre du tore)				
B_z [mT]	2.1	2.5	2.9	3.4
B_T [mT]	78.2	79.1	77.8	78.2
Δ [m]	0.17	0.206	0.249	0.2857
L_p [m]	0.063	0.046	0.065	0.054
L_n [m]	0.076	0.075	0.065	0.057
L_T [m]	0.087	0.072	0.077	0.087
T_e, max [eV]	13.2	14.2	12.4	12.4
$v_{E \times B}$ [ms^{-1}]	8050	7630	6650	5880
$v'_{E \times B}$ [s^{-1}]	$4.65 \cdot 10^4$	$3.88 \cdot 10^4$	$4.66 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^4$

TABLE 8.2 – Champs magnétiques vertical et toroïdal, hauteur de ligne de champ, longueurs caractéristiques de la densité, de la pression et de température, température électronique, vitesse de dérive et cisaillement des vitesses de dérive pour les quatre configurations choisies en régime sweep pour chacun des deux plasmas.

Chapitre 9

Discussions des résultats expérimentaux

La campagne de mesure expérimentale a conduit à l'obtention de plusieurs résultats intéressants qui caractérisent les deux modes observés pour le plasma d'hydrogène et d'hélium. Un premier mode a été observé pour des valeurs de Δ proche de 0.13m. Dans les deux plasmas celui-ci croît jusqu'à environ $\Delta=0.17-0.19m$ puis décroît. Si on considère les travaux [1] portant sur la transition d'une instabilité de dérive vers un mode d'interchange pure lorsque Δ augmente, alors on peut considérer que la situation observée tant que le mode croît est le prolongement du développement de l'interchange pour des hauteurs de lignes de champ faibles. En effet, si la pression de neutre injectée est un ordre de grandeur moins grand dans ces travaux que la pression de neutre utilisée lors de nos mesures, on observe néanmoins un comportement similaire dans la croissance de ce mode d'interchange pure lorsque celui-ci apparaît pour $\Delta \sim 0.1m$. Notre situation expérimentale se situe donc probablement dans le prolongement de la croissance de ce mode d'interchange pure. Le mode observé peut être considéré comme un interchange puisqu'on peut estimer que $k_{\parallel} \simeq 0m^{-1}$. Cette estimation est toutefois une approximation et elle n'exclut pas totalement la possibilité d'avoir un k_{\parallel} non nul auquel cas le mode observé pourrait être une instabilité de dérive-interchange. On ne peut exclure totalement cette hypothèse notamment lorsque Δ augmente où les te transport parallèle pourrait devenir plus important. En revanche il est certain qu'il ne s'agit pas d'une instabilité de dérive car les ondes de dérives se comportent de manière convective alors que les instabilités sont allongées verticalement mais également centrées sur les maximum de la valeur absolue du gradient lorsque celui-ci est colinéaire au gradient du champ magnétique.

Le développement de l'instabilité d'interchange observée dans [1] et pour des valeurs de Δ inférieures à 17cm semblent indiqués que l'amplitude de l'interchange devrait continuer à augmenter lorsque la hauteur de ligne de champ croît. Or on observe que l'amplitude de ce mode d'interchange décroît lorsque $\Delta > 0.17m$. Une hypothèse plausible est l'intervention des effets de bords sur la croissance de l'instabilité. Si on reprend la condition pour laquelle les termes de bords sont négligeable en prenant en compte le taux de croissance linéaire $\gamma_{lin} \sim \frac{\sqrt{2}c_s}{\sqrt{RLP}}$ de l'interchange alors $\frac{(k_{\Delta}\rho_s)^2}{\sigma\sqrt{RLP}} < 1$ et les termes de bords jouent un rôle important dans le développement de l'interchange. C'est bien le cas pour l'hydrogène où l'on voit que ce rapport est inférieur à 1 pour $\Delta > 0.17m$ (fig. 9.1).

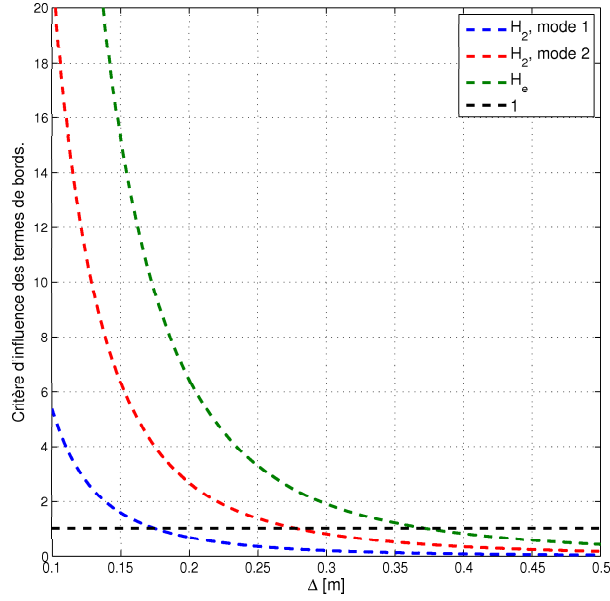


FIGURE 9.1 – $\frac{(k_{\Delta}\rho_s)^2}{\sigma\sqrt{RL_P}}$ en fonction de Δ . $L_P = 0.065m$ et $\rho_s = 0.003m$ pour l’hydrogène (bleu et rouge) et $L_P = 0.055m$ et $\rho_s = 0.009m$ pour l’hélium.

Autrement dit les effets de bords jouent un rôle croissant sur l’instabilité d’interchange lorsque Δ croît. Il y a donc un lien fort entre l’augmentation de l’influence des conditions aux bords et la décroissance du premier mode de l’interchange. Cette idée est moins claire pour le second mode qui croît à partir de $\Delta = 0.23m$ expérimentalement alors que l’influence des termes de bords devient importante pour $\Delta = 0.27m$. Il semble donc que ce mécanisme de limitation du premier mode d’interchange par les effets de bords n’est pas reproduit pour le second mode. L’hypothèse semble également fautive pour l’hélium puisque l’intervention des conditions de bords semblent être bien plus tardives. Néanmoins la similarité des comportements des amplitudes des modes observés en hydrogène et en hélium laissent penser qu’il y a des mécanismes identiques dus aux effets de bords qui limitent le premier mode de l’interchange dans les deux cas figure. Si le plasma d’hélium ne remplit pas le précédent critère, on peut envisager qu’il s’agisse d’effets non linéaires ou de l’intervention des effets de la vitesse de dérive qui augmente fortement avec l’hélium et rendent peut être caduque l’étude linéaire du critère qui conditionne la négligeabilité des termes de bords.

On constate néanmoins que les premiers modes de chaque plasma ont une longueur d’onde qui se rapproche fortement de Δ tandis que les seconds modes ont une longueur d’onde qui se rapprochent de $\frac{\Delta}{2}$. D’un point de vue des fréquences spatiales, il semblerait donc que les deux modes observés dans chaque plasma soient des harmoniques d’un point de vue spatial. On peut interpréter ceci comme l’imposition par les lignes de champ de conditions périodiques. Les lignes de champ se comporte alors comme un guide d’onde. On retrouve alors l’idée des effets de gaine.

On peut également remarquer que les valeurs des longueurs d'onde mesurées pour l'hélium sont plus proches de Δ et $\frac{\Delta}{2}$ que celles mesurées pour l'hydrogène. Cela peut suggérer que le plasma d'hélium est mieux confiné par les lignes de champ ce qui expliquerait qu'il soit visible sur toute la hauteur du plasma contrairement à celui d'hydrogène qui semble plus localisé. L'idée d'être mieux confiné tout en s'élargissant peut sembler paradoxale mais il s'agit simplement de la comprendre comme un mode d'interchange qui "résonnerait mieux" entre les lignes de champ. Les effets de pertes tangentielles ne semblent pas avoir des effets sur ces pseudo-guides d'onde puisque les modes développés semblent avoir une longueur d'onde imposée par Δ alors que les termes de bords augmentent aussi avec Δ .

En revanche il semble que les effets de bords jouent un rôle dans la sélection de la fréquence du second mode en hélium. Le second mode n'est pas en effet le deuxième harmonique mais suit une loi en Δ^{-2} qui semblerait indiquer qu'il y a un effet supplémentaire de Δ qui intervient dans le développement de l'interchange. Nous pouvons donc suggérer qu'il y a une apparition de phénomènes non linéaires en hélium par opposition à l'hydrogène où les modes observés sont le premier et le deuxième harmonique d'une même onde sur laquelle on voit même apparaître un troisième mode de très faible amplitude. On constate en outre que le comportement de la vitesse de phase semble suivre le comportement de la vitesse de dérive $v_{E \times B}$, notamment pour le second mode développé en hélium. Il y a donc peut être des effets non linéaires dans le développement de l'interchange dus à la vitesse de dérive ou au cisaillement de celles-ci.

Il est donc difficile de caractériser avec précision les effets des termes de bords sur l'interchange. On peut affirmer avec une relative certitude que les effets de bords jouent un rôle dans la limitation du premier mode de l'interchange. Celui-ci est atténué à fur et à mesure que Δ , ie les effets de bords, augmente. On voit en revanche apparaître un second mode lorsque Δ augmente mais dont l'amplitude est bien plus faible que l'amplitude du premier mode. Les effets de bords atténuent donc globalement l'interchange. Cela peut se comprendre en imaginant par exemple que le flux de particules aux bords, lorsqu'il augmente, "absorbent" une partie de plus en plus importante des fluctuations de l'interchange. La croissance du second mode semble indiquer que l'interchange transfère son énergie dans des modes plus rapides qui seraient moins atténués par les effets constants des bords dus aux guides d'ondes. Il semble qu'on puisse également affirmer que la linéarité est mieux conservée pour des plasmas en hydrogène. Cette hypothèse peut être vérifiée avec le développement linéaire de la relation de dispersion au premier ordre qui est l'objet du prochain chapitre.

Enfin il faut rappeler que l'incertitude qui plane sur les nombres d'onde parallèles ne nous permet pas d'affirmer que le développement de l'interchange est purement bidimensionnelle. IL ne serait pas inconcevable que les flux parallèles des particules à la paroi amènent des termes importants de transport parallèle par exemple, notamment dans le cas de l'hélium.

Troisième partie

Confrontation des résultats expérimentaux avec la théorie linéaire et discussions

Chapitre 10

Confrontation des mesures expérimentales aux relations de dispersion linéaires

Nous avons caractérisé les modes observés dans le plasma en fréquence spatiale, en fréquence temporelle et en positions spatiales dans la section poloïdale du tore. Nous avons en outre constaté que le comportement du second mode en hélium n'était pas linéaire contrairement au second mode observé en hydrogène qui est le deuxième harmonique. L'analyse linéaire au premier ordre du système d'équations régissant le comportement du plasma doit nous permettre de trouver un lien entre le taux de croissance de l'instabilité issu de la théorie linéaire et l'amplitude des modes observés dans le plasma lorsque le comportement de l'instabilité semble linéaire ce qui semble être le cas pour l'interchange observée en hydrogène. L'hypothèse $k_{\parallel} \simeq 0$ rend le système bidimensionnelle. Même si ce n'est pas le cas, on a vérifié que $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ ce qui permet de s'affranchir de la dimension parallèle aux lignes de champ dans le développement linéaire du système d'équations.

10.1 Linéarisation des équations du plasma

La relation de dispersion s'obtient à partir de l'analyse linéaire au premier ordre des équations d'évolution du plasma [4] en deux dimensions (équations 1.5, 1.6 et 1.7) issues des équations de Braginskii. Ces dernières peuvent s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \left[\frac{\phi}{B_0}, n_e \right] - \frac{2}{eRB_0} \left\{ n_e \frac{\partial T_e}{\partial y} + T_e \frac{\partial n_e}{\partial y} - en_e \frac{\partial \phi}{\partial y} \right\} - D \nabla^2 n_e = \underbrace{\frac{\sigma n_e c_s}{R} e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}}}_{\text{terme de bords}} - \underbrace{S_{ne}}_{\text{terme de bords}} \quad (10.1)$$

$$\frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} - \left[\frac{\phi}{B_0}, \nabla^2 \phi \right] - \frac{2B_0}{m_i R} \left\{ \frac{T_e}{n} \frac{\partial n_e}{\partial y} + \frac{\partial T_e}{\partial y} \right\} - \nu \nabla^4 \phi = \underbrace{\frac{\sigma c_s m_i \Omega_i^2}{eR} \left(1 - e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}} \right)}_{\text{termes de bords}} \quad (10.2)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - \left[\frac{\phi}{B_0}, T_e \right] - \frac{4}{3eRB_0} \left\{ \frac{7}{2} T_e \frac{\partial T_e}{\partial y} + \frac{T_e^2}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial y} - e T_e \frac{\partial \phi}{\partial y} \right\} - k \nabla^2 T_e = \underbrace{\frac{2\sigma T_e c_s}{3R} \left(1.71 e^{\Lambda - \frac{e\phi}{T_e}} - 0.71 \right)}_{\text{termes de bords}} \quad (10.3)$$

Les termes aux bords représentent les pertes liés aux lignes de champ magnétique ouvertes dans la configuration de Torpex qui touchent la paroi du tore en haut et en bas de celui-ci. Ces termes de bords sont proportionnelles à σ qui est défini par $\sigma = \frac{\Delta}{2\pi L_h}$ où L_h est la hauteur du tore¹. Ainsi les pertes au bords augmentent linéairement avec la hauteur de la ligne de champ Δ . Ω_i est par ailleurs la fréquence cyclotronique ionique et c_s la vitesse sonique définie par $c_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$. On définit alors $\rho_s = \frac{c_s}{\Omega_i}$. R est le rayon du tore².

On effectue le développement linéaire au premier ordre en décomposant n, T et ϕ en un terme moyen qui dépend que de x (direction radiale du tore) et en un terme de fluctuation qui dépend de t et de y (direction verticale du tore) :

$$\begin{aligned} n(x, y, t) &= \bar{n}(x) + \tilde{n}(y, t) \\ \phi(x, y, t) &= \bar{\phi}(x) + \tilde{\phi}(y, t) \\ T_e(x, y, t) &= \bar{T}_e(x) + \tilde{T}_e(y, t) \end{aligned}$$

Cette décomposition se justifie lorsqu'on considère les profils expérimentaux obtenus précédemment (cf 8.1) où les plasmas sont allongés verticalement et les gradients principalement orientés selon la direction radiale. Afin de conserver la linéarité des équations, on suppose que $\bar{n}(x) = n_0 e^{-\frac{x}{L_n}}$, $x > x_s$, $\bar{\phi}(x) = \phi_0 e^{-\frac{x}{L_\phi}}$, et $\bar{T}_e(x) = T_{e0} e^{-\frac{x}{L_T}}$. Ces hypothèses approchent convenablement les comportements piqués de la densité, de la température et du potentiel dans la direction radiale. En considérant en outre l'hypothèse $\bar{\phi} = \Lambda \bar{T}_e$ avec $\Lambda = \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}}$, le développement linéaire au premier ordre amène un système d'équations des fluctuations :

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = -\frac{1}{B_0} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial y} \frac{\partial \bar{n}}{\partial x} + \frac{2}{B_0} \left\{ \bar{n} \frac{\partial \tilde{T}_e}{\partial y} + \bar{T}_e \frac{\partial \tilde{n}}{\partial y} - \bar{n} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial y} \right\} - \frac{\sigma \tilde{n} c_s}{R} - \sigma \bar{n} c_s \left(-\frac{\tilde{\phi}}{\bar{T}_e} + \Lambda \tilde{T}_e \right) \quad (10.4)$$

$$\frac{\partial \nabla^2 \tilde{\phi}}{\partial t} = \frac{2B_0}{m_i} \left\{ \frac{\bar{T}_e}{\bar{n}} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{T}_e}{\partial y} \right\} + \frac{\sigma c_s m_i \Omega_i^2}{R} \left(\frac{\tilde{\phi}}{\bar{T}_e} - \Lambda \tilde{T}_e \right) \quad (10.5)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}_e}{\partial t} = \frac{4}{3B_0} \left\{ \frac{7}{2} \bar{T}_e \frac{\partial \tilde{T}_e}{\partial y} + \frac{\tilde{T}_e^2}{\bar{n}} \frac{\partial \tilde{n}}{\partial y} - \bar{T}_e \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial y} \right\} + \frac{2\sigma \tilde{T}_e c_s}{3R} + \frac{3.42\sigma \bar{T}_e c_s}{3R} \left(-\frac{\tilde{\phi}}{\bar{T}_e} + \Lambda \tilde{T}_e \right) \quad (10.6)$$

La méthode classique de décomposition des fluctuations en onde plane de fréquence complexe ω et de nombre d'onde k_y afin d'étudier la relation de dispersion est employée et

1. $L_h = 0.4m$ pour Torpex
2. $R = 1m$ pour Torpex

on définit donc les fluctuations de densité, de température et de potentiel comme une superposition d'ondes planes. Les opérateurs de dérivation deviennent de fait $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ et $\frac{\partial}{\partial y} = ik_y$. Les équations 10.4, 10.5 et 10.6 peuvent alors se mettre sous la la forme :

$$\begin{bmatrix} 2i\omega_s - \sigma & -2i\omega_d + i\omega_s + \sigma & 2i\omega_d - \sigma(\Lambda + \frac{1}{2}) \\ -\frac{2i\omega_d}{(k_y\rho_s)^2} & -\frac{\sigma}{(k_y\rho_s)^2} & -\frac{2i\omega_d}{(k_y\rho_s)^2} + \frac{\sigma\Lambda}{(k_y\rho_s)^2} \\ \frac{4}{3}i\omega_d & -\frac{4}{3}i\omega_d + i\omega_s\frac{L_T}{L_n} + 1.71\frac{2}{3}\sigma & \frac{14}{3}i\omega_d - \frac{2}{3}i\omega_s\frac{L_T}{L_n} + 1.71\frac{2}{3}\sigma(\frac{3}{2} + 1.71\Lambda) \end{bmatrix} - i\frac{R}{c_s}\bar{I} = 0 \quad (10.7)$$

où $\omega = \omega_0 + i\gamma$ est la fréquence complexe du mode étudié régi par une fréquence spatiale k_y . L_n et L_T sont les longueurs caractéristiques des profils de densité et de température. On a défini également deux fréquences $\omega_s = \frac{k_y\rho_s c_s}{R}$ et $\omega_d = \frac{k_y\rho_s c_s}{L_n}$.

La résolution de ce système permet d'obtenir le taux de croissance γ de l'onde.

10.2 Relations de dispersion issues de la théorie linéaire

Pour déterminer les relations de dispersion correspondantes aux cas expérimentaux étudiés précédemment, on utilise les grandeurs mesurées qui sont résumées dans le tableau 5.1. Les valeurs de Λ sont 4.33 pour un plasma d'hydrogène et 34.2 pour l'hélium. La taux de croissance croît globalement avec la hauteur des ligne de champ (fig. 10.1). On observe que dans la région où $k_\perp\rho_s \in [0, 40]$, les termes aux bords jouent un rôle très important sur les variations de γ pour l'hydrogène. Cette région correspond aux valeurs de k_\perp trouvés pour les modes observés dans ces configurations.

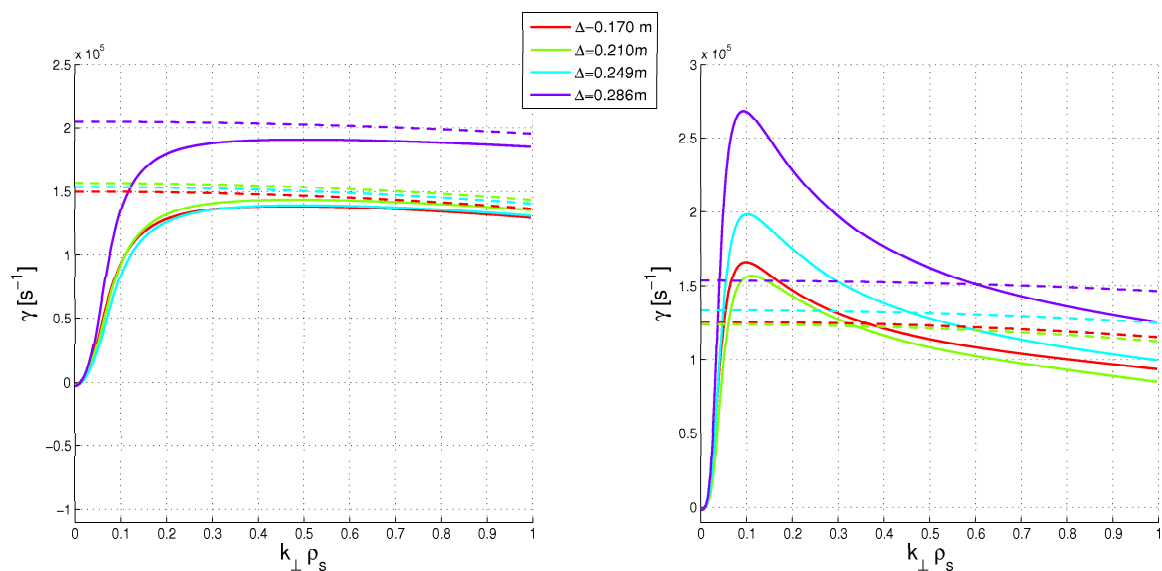


FIGURE 10.1 – Relation de dispersion calculée numériquement avec les paramètres mesurés pour les quatre configurations en hydrogène (gauche) et hélium (droite). La relation de dispersion tenant compte des effets de bords (traits pleins) est comparée à la relation de dispersion obtenue en négligeant les effets de bords (traits pointillés) i.e $\sigma = 0$.

On peut donc déterminer un taux de croissance théorique pour chacune des configurations en prenant un $k_{\perp} \sim k_{\Delta}$ dont la valeur est déterminée par l'interpolation des k_{\perp} mesurée en fonction de Δ ((fig. 6.13) et (fig. 7.11)).

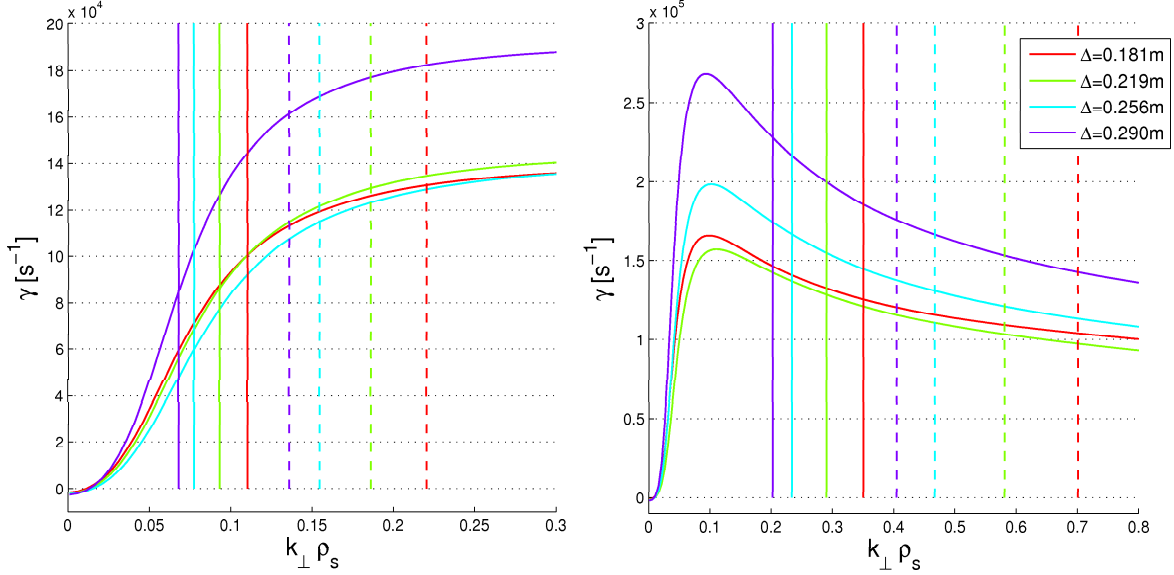


FIGURE 10.2 – Relation de dispersion calculée numériquement avec les paramètres mesurés pour les quatre configurations en hydrogène (gauche) et hélium (droite). Les valeurs des k_{\perp} mesurés expérimentalement pour le premier mode sont indiquées en trait plein et celles pour le second mode en pointillés.

Les taux de croissance ainsi déterminés suivent deux comportements distincts pour l'hydrogène et l'hélium (fig. 10.3). Les taux de croissance de l'hydrogène semble suivre le comportement des amplitude mesurées expérimentalement (fig. 6.8). Ils décroissent avec Δ jusqu'à $\Delta = 0.26m$ puis augmente. Le taux de croissance du second devient alors maximum tandis que celui du premier mode augmente mais en restant inférieur au taux de croissance à $\Delta < 0.26m$. Quatre points de mesure ne suffisent évidemment pas à avoir une idée précise du comportement de γ mais il semble néanmoins que le comportement soit semblable à celui des amplitudes. Concernant l'hélium, les taux de croissance des deux modes augmentent avec Δ ce qui ne semble pas correspondre à la variation des amplitudes pou le premier mode (fig. 7.7). En revanche le comportement est identique pour le second mode. La comparaison avec le taux de croissance linéaire donné par la relation 1.10 montre que les taux de croissance en hydrogène varient de la même façon que celui-ci ce qui n'est pas le cas en hélium. Cela laisse donc supposer que le comportement de l'interchange a un caractère plus linéaire en hydrogène qu'en hélium comme nous l'avions déjà suggéré auparavant. Cette hypothèse est appuyée par les fréquences mesurées pour

les deux modes de l'interchange qui sont deux harmoniques pour l'hydrogène et deux modes anharmoniques pour l'hélium ce qui suggère un comportement non linéaire dans le second cas. En outre cela appuie l'idée qu'il s'agisse bien d'une instabilité d'interchange pure au moins en hydrogène puisque γ_{lin} peut être calculé à partir d'un modèle fluide simple [12] pour une instabilité de R-T.

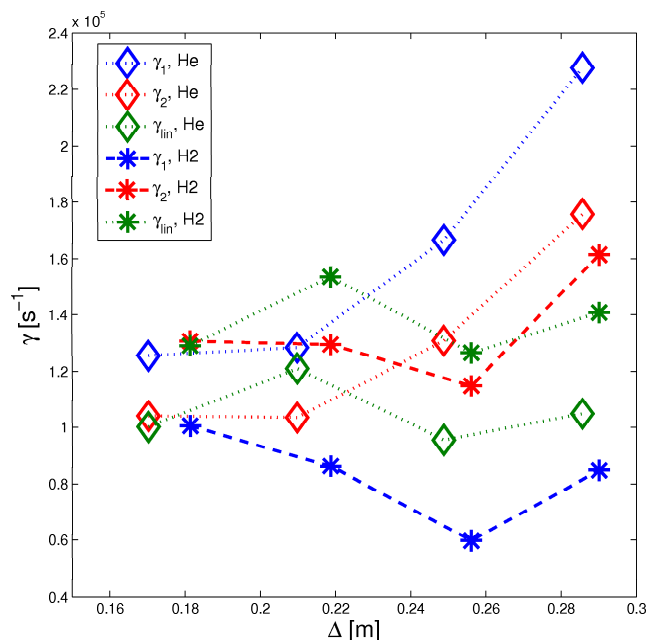


FIGURE 10.3 – Valeurs numériques de γ calculées pour des k_{\perp} mesurés expérimentalement pour un plasma d'hélium (losange) et hydrogène. Les taux de croissance du premier mode (bleu) et du second mode (rouge) sont comparés avec le taux de croissance linéaire obtenu par la relation 1.10

La valeur des taux de croissance n'est en revanche pas significative puisque $\gamma_1 > \gamma_2$ pour l'hydrogène alors que le second mode a une amplitude inférieure au premier. En revanche $\gamma_1 < \gamma_2$ pour l'hélium ce qui est le cas pour les amplitudes des deux modes. Le taux de croissance n'est pas nécessairement proportionnelle à l'amplitude car la croissance de l'onde est stoppé par un mécanisme de saturation de celle-ci. Si elle ne saturerait pas, elle déstabiliserait le plasma puisqu'elle ne peut croître indéfiniment. C'est donc le mécanisme de saturation qui détermine principalement l'amplitude des modes. Cependant le mécanisme de saturation peut être lié à la présence d'une instabilité ce qui peut expliquer une dépendance de la fréquence en γ . Cette question est extrêmement délicate et fait l'objet de quelques arguments dans la section qui suit.

10.3 Mécanisme de saturation et de transport

Plusieurs scénarios sont proposés pour expliquer les mécanismes de saturation. Des simulations numériques ont montré que l'un des mécanismes de saturation possible est la présence d'un cisaillement des vitesses de dérive $v'_{E \times B}$ [3]. L'idée est que ce cisaillement

des vitesses amène une asymétrie dans le transport vertical ce qui entraîne une saturation du mode lorsque les oscillations de celui-ci atteignent la région où les vitesses de dérive $v_{E \times B}$ décroissent. Ce mécanisme de saturation de l'interchange ne fonctionne cependant que si l'instabilité ne croît pas trop vite par rapport au cisaillement des vitesses (auquel cas les oscillations de l'instabilité vont "plus vite" que la décroissance des vitesses de dérive). Une condition proposée pour déterminer si le cisaillement des vitesses est suffisant pour saturer l'interchange est $\frac{\gamma}{v'_{E \times B}} < 0.5$. On parle de confinement H (High) lorsque cette condition est respectée et au contraire de confinement L (Low) dans le cas contraire. Le cisaillement contribue à la destruction du confinement. Un précédent travail a montré que pour de l'hydrogène injecté avec une pression de neutre assez importante (estimée à $P_n > 2.10-7\text{mbar}$) dans une même configuration toroïdal avec des hauteurs de lignes de champ identiques, cette condition est satisfaite alors que pour l'hélium, le rapport $\frac{\gamma}{v'_{E \times B}}$ est proche de 0.5 et est donc dans une zone de transition.

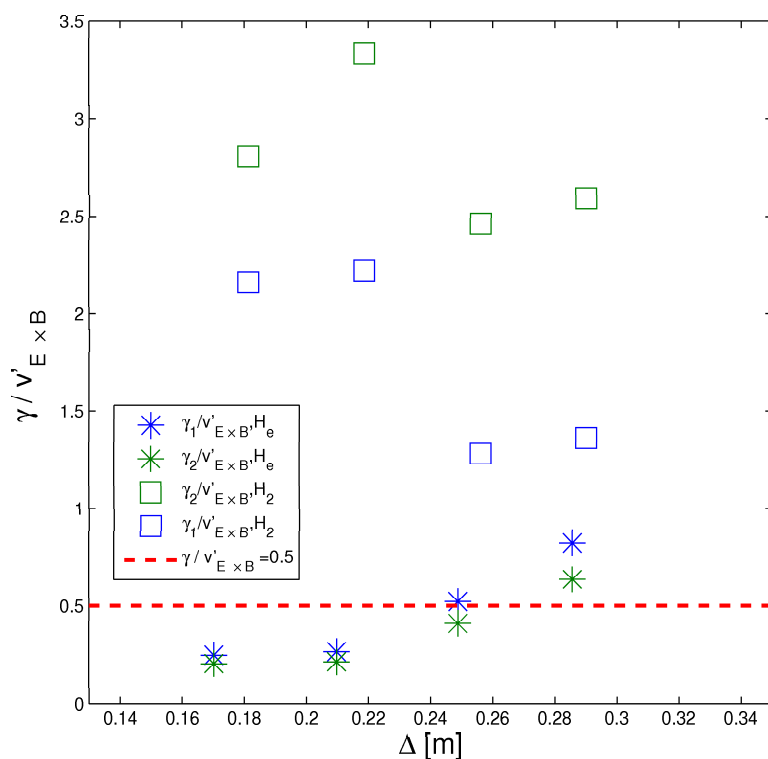


FIGURE 10.4 – Rapport du taux de croissance sur le cisaillement en fonction de Δ pour de l'hélium(étoile) et de l'hydrogène(carré).

Les valeurs du rapport $\frac{\gamma}{v'_{E \times B}}$ obtenues dans nos cas de figure avec les taux de croissance calculés numériquement (fig. 10.4) sont concordantes avec celles rappelées précédemment. Ce rapport augmente avec Δ pour l'hydrogène ce qui semble signifier que l'effet du cisaillement diminue lorsque Δ augmente i.e lorsque l'influence des termes de bords augmentent. En se rappelant que la fréquence du deuxième mode de l'interchange observé pour l'hélium diminue avec Δ du triple au double de la fréquence du premier mode, on peut émettre l'hypothèse que lorsque les effets de bords augmentent, ces derniers diminuent l'influence

du cisaillement des vitesses de dérive (et son amplitude également (fig. 8.9)) et donc son rôle probable dans la saturation de l'onde. Combiné à la diminution de la vitesse de dérive $v_{E \times B}$, on peut supposer que celle-ci et le cisaillement des vitesses sont générateurs de phénomènes non linéaires qui expliqueraient la valeur des fréquences du second mode.

Dans le cas de l'hydrogène, le rapport $\frac{\gamma}{v'_{E \times B}}$ est bien inférieur à 0.5. Il est donc probable que le cisaillement de vitesse n'y joue pas un rôle majeur. Dans ce cas précis, il s'agit donc d'un confinement H et [3] propose des effets turbulents comme mécanisme de saturation de l'interchange dans le cas contraire. Il montre entre autre que lorsque $\frac{\partial \bar{n}}{\partial x} \sim \frac{\partial \tilde{n}}{\partial x}$, on peut estimer les fluctuations par la relation :

$$\tilde{n} = \frac{\bar{n}}{L_n \sqrt{k_y}} \left(\frac{\gamma^2 L_p^3}{RT_e} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Les amplitudes des modes peuvent être approximés par les fluctuations à la fréquence de ceux-ci et en considérant les rapports des amplitudes, on peut estimer que

$$\frac{A_1}{A_2} \sim \frac{\tilde{n}_1}{\tilde{n}_2} \sim \sqrt{\frac{2\gamma_1}{\gamma_2}}$$

avec $k_{\perp} \sim k_{\Delta}$. La comparaison du rapport des amplitudes montre que $\sqrt{\frac{2\gamma_1}{\gamma_2}}$ varie dans le même sens que le rapport des amplitudes avec un comportement semblable pour l'hydrogène mais pas pour l'hélium. Ceci autorise à penser que les fluctuations peuvent jouer un rôle dans la saturation de l'interchange en hélium. Il semblerait donc que le confinement H de l'hydrogène permettent de conserver le comportement linéaire de l'instabilité d'interchange.

Néanmoins des mesures expérimentales des fluctuations permettraient de connaître d'avantage le rôle de celles-ci. Une instabilité de Kelvin-Helmoltz peut d'ailleurs être combinée à ces effets et intervenir dans la saturation de l'instabilité [3]. Dans le cas de l'hydrogène par exemple, elle a en effet le temps de se développer, c'est à dire que le temps de vol du plasma³ est supérieur au temps caractéristique du développement de l'instabilité, c'est à dire l'inverse du taux de croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmoltz défini par $\gamma_{KH} \sim 0.3v'_{E \times B}$ [3]. On trouve en effet des valeurs de $\tau \sim 100.10^3 s$ et des valeurs de $\frac{1}{\gamma_{KH}} \sim 20.10^3$. Il est donc possible que l'instabilité de K-H se développe dans un plasma d'hydrogène par exemple et contribue à la saturation des modes.

La contribution des effets de bords semblent donc jouer un rôle linéaire dans la croissance des modes de l'interchange dans le cas de l'hydrogène. La différence entre les relation avec et sans les effets de bords montrent que ces derniers jouent un rôle important dans l'apparition du second mode.

3. Le temps de vol est le temps que met une particule pour parcourir le tore verticalement. τ_{vol} est donc donné par le rapport $\frac{L_h}{v_{E \times B}}$

Chapitre 11

Conclusion

La première conclusion que l'on peut tirer des mesures expérimentales est l'existence d'un mode d'interchange. En effet, les modes observés dans le plasma sont de type flûte, c'est à dire allongé verticalement et on a pu observer que le nombre d'onde parallèle de ces modes était très proche de zéro. On peut donc affirmer l'existence de modes d'interchange dans cette configuration à lignes de champ ouvertes. Il n'est cependant pas possible d'affirmer d'après les mesures effectuées que k_{\parallel} soit vraiment nul. Il est possible par exemple qu'un effet tridimensionnel apparaisse dans la propagation de l'instabilité d'interchange lorsque la hauteur de ligne de champ augmente. En effet les pertes aux bords augmentent avec Δ et pourraient entraîner l'apparition d'un mode de transport le long des lignes de champ. Néanmoins nous pouvons affirmer de manière certaine que $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$. De ce fait, l'effet d'un éventuel mode parallèle serait négligeable devant les modes verticaux. La connaissance de k_{\parallel} permettrait cependant de mieux cerner le mécanisme de l'instabilité. Il existe en effet des ondes de dérive-interchange qui résultent d'interactions non-linéaires entre ces deux instabilités et dont le k_{\parallel} est non nul.

Deux modes d'interchange ont été observés dans le plasma en hydrogène et en hélium. Le premier mode qui apparaît lorsque la hauteur de ligne de champ est de l'ordre de quinze centimètres, voit son amplitude augmenter avec Δ jusqu'à environ 17-19cm puis l'amplitude décroît jusqu'à devenir très petite. Cette situation est observée pour l'hydrogène et l'hélium. Or l'analyse linéaire montre que les effets de bords commencent à jouer un rôle sur l'interchange à partir d'un Δ très proches de 19cm dans le cas de l'hydrogène. L'apparition des effets linéaires de bords dans le développement de Δ coïncide donc avec la diminution de l'amplitude du premier mode observé. On peut par conséquent affirmer qu'il existe très probablement une corrélation entre l'apparition des effets de bord et la décroissance du mode en hydrogène. Cependant la similarité du comportement des modes en hélium et en hydrogène autorise à supposer que le mécanisme qui fait décroître ce premier mode est semblable dans les deux cas de figure. La mesure des fréquences de ces premiers modes montrent que celles-ci évoluent en Δ^{-1} .

La mesure de k_{\perp} montre que la longueur d'onde du mode est très proche de Δ . Cela laisse supposer que les lignes de champ se comportent comme un guide d'onde pour l'instabilité d'interchange. On peut d'ailleurs par analogie définir une longueur de coupure $\lambda_c \sim 19\text{cm}$. Ces deux constatations sur la fréquence et la longueur d'onde permettent

d'affirmer que la vitesse de phase est relativement constante. Cela signifierait donc que le déplacement du front d'onde serait constant. Or nous savons que l'apparition de l'instabilité d'interchange vient de l'existence d'une vitesse de dérive $v_{E \times B}$. La vitesse de dérive $v_{E \times B}$ est orientée dans la même direction que l'interchange. On peut émettre l'hypothèse que cette vitesse de dérive imposerait au moins partiellement la fréquence du mode. Cependant on observe que $v_{E \times B}$ décroît en hélium et augmente en hydrogène alors que les fréquences ont le même comportement dans les deux cas. Cela signifie donc qu'il est peu probable que ce soit seulement cette dérive qui impose la fréquence du mode. On constate en outre que le rapport des fréquences observées dans le plasma d'hydrogène et dans le plasma d'hélium vaut environ $\frac{3}{5}$. Le rapport des vitesses de dérive entre les deux plasmas est plutôt proche de $\frac{1}{4}$. C'est un argument supplémentaire en défaveur du transport vertical.

Il serait par ailleurs judicieux de mesurer le transport vertical afin de déterminer les phénomènes qui contrôlent cette fréquence. D'autant plus que l'augmentation des effets de bords avec Δ implique très probablement l'apparition ou la croissance d'un transport parallèle aux lignes de champ. Ce transport parallèle pourrait imposer l'importance en terme d'amplitude des conditions de périodicité sur les lignes de champ qui imposent la longueur d'onde de l'interchange. Ainsi plus le transport parallèle serait important, moins les fluctuations permises seront importantes à la manière d'une corde qui oscille dont on éloigne progressivement les extrémités l'une de l'autre.

Le second mode observé apparaît pour $\Delta \gtrsim 0.26\text{cm}$ et croit avec Δ . Ce second mode a pour l'hélium et l'hydrogène une longueur d'onde d'environ 2Δ . Il semblerait donc que ce soit le second harmonique de l'interchange qui se développe. Cependant, on observe que si la fréquence du second mode est dans le cas de l'hydrogène le double de celle du premier mode indiquant là qu'il s'agit du second harmonique de l'interchange, cette fréquence dans le cas de l'hélium est le triple de celle du premier mode lorsque il apparaît puis elle décroît vers le double de celle-ci. On a donc un comportement de second harmonique pour la longueur d'onde mais pas pour la fréquence lorsqu'elle décroît.

L'amplitude de ces seconds modes, si elle croit est toutefois inférieure à celle du premier mode. L'apparition du second mode lorsque Δ augmente pourrait s'expliquer par exemple en reprenant l'idée que la vitesse de transport est assez grande pour permettre à des oscillations verticales qui se déstabilisent avec $v_{E \times B}$ d'accrocher une fréquence autorisée par le transport vertical, c'est à dire l'un des harmoniques du premier mode. L'observation d'un troisième mode en hydrogène, certes très faible, pourrait corroborer cette idée. Dans le cas de l'hélium, on pressent que le comportement n'a pas un caractère linéaire comme l'indique la décroissance en Δ^{-2} de la fréquence du second mode. Elle semble naître à la troisième harmonique puis accrocher la seconde harmonique. Cet effet non linéaire pourrait s'expliquer par la vitesse de dérive $v_{E \times B}$ ou le cisaillement de celle-ci $v'_{E \times B}$ qui décroissent tout deux lorsque Δ augmente. Ainsi la fréquence devrait comme dans le cas de l'hydrogène suivre une décroissance en Δ^{-1} . La décroissance de la troisième à la deuxième harmonique seraient donc peut-être un effet non linéaire du à la présence d'un cisaillement de vitesse non négligeable. Cette hypothèse peut être soutenue par une différence de position verticale entre la position du premier mode et celle du second. On

pressent que la vitesse de dérive pourrait jouer un rôle dans la manière de croître du second mode. Néanmoins le fait que celle-ci ait un comportement inverse avec Δ en hydrogène et en hélium laisse supposer que ce n'est pas cette vitesse de dérive qui amène la croissance du mode. Elle peut en revanche tout à fait expliquer la décroissance anharmonique de la fréquence du deuxième mode en hélium. Il se peut donc que le mécanisme de croissance du mode soit directement lié aux effets de bords comme nous l'expliquions auparavant.

L'étude linéaire des équations nous a permis de montrer que le comportement du taux de croissance de l'interchange théorique semblait suivre le comportement des amplitudes des modes observés en hydrogène alors que ce n'est pas le cas en hélium. Ceci nous oriente dans le sens d'un effet non linéaire en hélium. Toutefois la croissance de l'interchange doit atteindre un seuil de saturation, c'est à dire qu'un ou plusieurs phénomènes doivent proposer des mécanismes de destruction de l'instabilité d'interchange ou dans le cas contraire l'état stationnaire du plasma serait détruit ce qui n'est pas le cas. Il existe donc un ou plusieurs mécanisme de saturation de l'interchange. L'un d'eux plausible serait le cisaillement des vitesses de dérive $v'_{E \times B}$. On peut en effet montrer numériquement que lorsque le taux de croissance est inférieur à la moitié du cisaillement [3], le confinement est en mode H c'est à dire élevé. Or en hydrogène on a montré que ce rapport est inférieur à cette limite ce qui signifie que le plasma d'hydrogène est confiné en mode H alors que le plasma d'hélium est entre un mode H et un mode L. Autrement dit, le cisaillement des vitesses de dérive sature l'interchange. On peut donc expliquer que la linéarité de l'instabilité d'interchange est mieux conservée lorsque celle-ci est bien confinée.

En revanche en mode H-L donc en hélium dans notre cas, il semble que la linéarité disparaisse. Cela correspondrait à un régime plus turbulent. En ce sens, cela expliquerait que les turbulences de l'interchange qui ne sont pas assez limitées par le cisaillement des vitesses génèrent des effets non-linéaires. C'est contradictoire avec l'idée proposée précédemment selon laquelle le cisaillement entraînerait des effets non linéaires. Ce dernier scénario semble donc très peu probable. La vitesse de dérive $v_{E \times B}$ reste néanmoins une possibilité parmi les causes des effets non-linéaires.

Les pistes ouvertes par cette étude sont multiples. On pourrait ainsi s'intéresser par exemple à l'apparition d'un troisième mode lorsque $\Delta \gtrsim 2\lambda_c$. En effet, il a été mesuré dans [1] que l'interchange apparaît pour $\Delta \simeq 0.09\text{m}$ c'est à dire qu'il croît pour $\Delta \gtrsim \frac{\lambda_c}{2}$. Et nous observons que le deuxième mode apparaît pour $\Delta \simeq 0.27\text{cm}$ soit $\Delta \gtrsim \frac{3}{2}\lambda_c$. On peut alors supposer qu'un troisième mode au triple de la fréquence devra apparaître et le deuxième mode disparaître pour $\Delta \gtrsim 2\lambda_c$. Cela confirmerait un comportement de type guide d'onde. Une autre voie intéressante serait de mesurer les flux parallèle et orthogonal aux lignes de champ afin de comprendre le mécanisme de décroissance du premier mode et de croissance du second mode. Il serait également judicieux d'étudier les fluctuations du plasma car l'un des mécanisme de saturation proposé en mode L est le développement d'une instabilité de Kelvin-Helmoltz. Cette instabilité est purement fluide. Il serait alors intéressant de proposer une analogie entre ces effets de gaine et un écoulement de deux fluides visqueux non miscibles soumis à un champ de pesanteur¹ entre deux plaques planes

1. qui joue le rôle du gradient de pression et de champ magnétique

parallèles qui se déplacent à des vitesses différentes dans une direction non parallèle au gradient de pression. Ces déplacements pourraient par exemple modéliser le transport parallèle et la variation de la distance entre les plaques seraient l'équivalent de la variation de Δ . L'angle entre les plaques planes et le champ de pesanteur est un autre paramètre. Le développement des instabilités de K-H et de R-T en fonction de ces trois paramètres pourrait être une piste d'étude satisfaisante. L'idée d'une étude sur des fluides simples non chargés peut se défendre si on considère qu'on observe le même type de comportement pour l'hélium et l'hydrogène ce qui semble indiquer que le mécanisme qui contribue à la décroissance de l'instabilité d'interchange ne dépend peut être pas des ions. En outre le développement d'une instabilité de K-H est purement fluide (on les observe notamment dans les couches nuageuses sous forme d'une série de petits nuages convectés). Une étude menée par exemple avec du néon ou l'argon permettrait d'affirmer ou d'infirmer cette idée d'un comportement dominé par des phénomènes purement fluides et permettrait par la même occasion d'observer l'évolution de l'interchange dans un mode L complet.

L'un des résultats majeurs de cette étude est donc que l'augmentation des effets de bords engendre la diminution de l'amplitude des instabilités d'interchange. C'est finalement un résultat intéressant dans le cadre de la fusion car il présage des voies plausibles pour contrôler les pertes par diffusion anormale dans la zone d'écorçage.

Bibliographie

- [1] F.M. Poli et al, *Transition from drift to interchange instabilities in an open magnetic field line configuration*, Phys. Plasmas 15, 032104 (2008)
- [2] F.M. Poli et al, *Experimental characterization of drift-interchange instabilities in a simple toroidal plasma*, Phys. Plasmas 13, 102104 (2006)
- [3] P. Ricci et al., *High and low confinement modes in simple magnetized toroidal plasma*, Phys. Rev. Lett. 100, 225002 (2008)
- [4] N. Bisai et al, *Simulation of plasma transport by coherent structure in scrape-off layer tokamak plasmas*, Phys. Plasmas 11, 4018 (2004)
- [5] I.H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge University Press (1987)
- [6] P.C. Strangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, Institute of Physics Publishing (2000)
- [7] Y. Pomeau, P. Bergé, C. Vidal, *L'ordre dans le chaos*, Hermann, Paris (1984)
- [8] F.M. Poli, *Electrostatic instabilities and turbulence in a toroidal magnetized plasma*, Ph.D. Thesis. N° 3849, CRPP, EPFL (2007)
- [9] M. Podesta, *Plasma Production and Transport in a Simple Magnetised Toroidal Plasma*, Ph.D. Thesis. N° 3765, CRPP, EPFL (2007)
- [10] S.H. Müller, *Turbulence in basic toroidal plasmas*, Ph.D. Thesis. N° 3672, CRPP, EPFL (2006)
- [11] B. Labit, *Transport de chaleur électronique dans un Tokamak par simulation numérique directe d'une turbulence de petite échelle*, Ph.D. Thesis, Université de Provence (2002)
- [12] Andrei A. Ivanov, *Etude théorique et numérique des instabilités Rayleigh-Taylor en plasmas magnétisés*, Ecole Polytechnique (2001)
- [13] S. Brunner, *Waves and Instabilities in Inhomogeneous Plasmas*, Cours de 3ème Cycle, EPFL (2006)
- [14] E. Küng, EPFL-CRPP, <http://crppwww.epfl.ch>
- [15] <http://www.iter.org/>
- [16] Centre de Recherche en Physique des Plasmas : <http://crppwww.epfl.ch>.