

Etude expérimentale des propriétés 3D du transport turbulent au bord d'un plasma de tokamak.  
Experimental investigation of the 3D properties of turbulent transport in edge Tokamak plasmas.

Nicolas Fedorczak<sup>1</sup>, Jamie Gunn<sup>1</sup>, Philippe Ghendrih<sup>1</sup>, Guido Ciralo<sup>2</sup>, Xavier Garbet<sup>1</sup>, Patrick Tamain<sup>1</sup>, Gerard Bonhomme<sup>3</sup>, Frederic Brochard<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Association EURATOM-CEA, CEA/DSM/IRFM, Centre de Cadarache, 13108 Saint Paul Lez Durance, France. (nom.prenom@cea.fr)

<sup>2</sup> M2P2, UMR 6181, Technopole de Château Gombert, 38, Rue F. Joliot-Curie, 13451 Marseille Cedex 20, France. (guido.ciralo@l3m.univ-mrs.fr)

<sup>3</sup> LPMIA, UMR 7040 du CNRS, Université Henri Poincaré, Boîte Postale 239, F-54506 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex, France. (prenom.nom@lpmi.uhp-nancy.fr)

---

Mots-clés : plasmas magnétisés, Tokamak, transport turbulent, convection, interchange  
Keywords: magnetised plasmas, Tokamak, turbulent transport, convection, interchange.

---

## Introduction

Le déconfinement de l'énergie et des particules dans les plasmas de tokamaks fait l'objet d'un enjeu crucial à la réalisation d'un réacteur : pourrions-nous prédire et contrôler les propriétés et conséquences de l'interaction entre le plasma et la première paroi ? Les problématiques sont multiples. En particulier, l'amplitude du flux de chaleur et la largeur de la zone de dépôt contrôlent les contraintes thermiques subies par les matériaux. Les prédictions actuelles pour le futur réacteur ITER [1] mettent en jeu des flux thermiques de l'ordre de 15 à 20 MW.m<sup>-2</sup> sur les composants les plus sollicités, pointant un problème critique de durée de vie et d'érosion. Par ailleurs, l'existence d'écoulements plasmas périphériques à grande échelle et auto-générés contrôle en grande partie la migration des impuretés issues de l'érosion de ces parois. En outre, il apparaît plausible que ces écoulements périphériques puissent rétroagir sur les processus de déconfinement, et influencer l'établissement spontané de barrières de transport [7]. Ces barrières, si elles apparaissent au bord, ont à priori le double avantage de réduire les pertes thermiques sur les parois et d'augmenter le contenu énergétique du plasma confiné, améliorant ainsi les conditions de fusion thermonucléaire.

Les expériences menées sur de multiples Tokamaks indiquent que la turbulence est au cœur de ces phénomènes de transport [2,3]. En outre, il est maintenant admis que cette turbulence au bord fait intervenir des filaments plasma, appelés « blobs », étendus le long des lignes de champs magnétiques, de faibles dimensions transverses et générant leurs propres déplacements transverses [2,3,8]. Un aspect essentiel de cette phénoménologie mais encore peu éclairée concerne le caractère ballonné du transport associé: très faibles du côté intérieur du tore, les processus de transport sont localisés côté extérieur du plasma, où les effets de courbure sont propices au développement d'instabilités électrostatiques [7,8,9,10]. Il s'avère que cette asymétrie est au cœur des mécanismes de génération d'écoulements, ainsi que des asymétries de dépôt de chaleurs sur les parois.

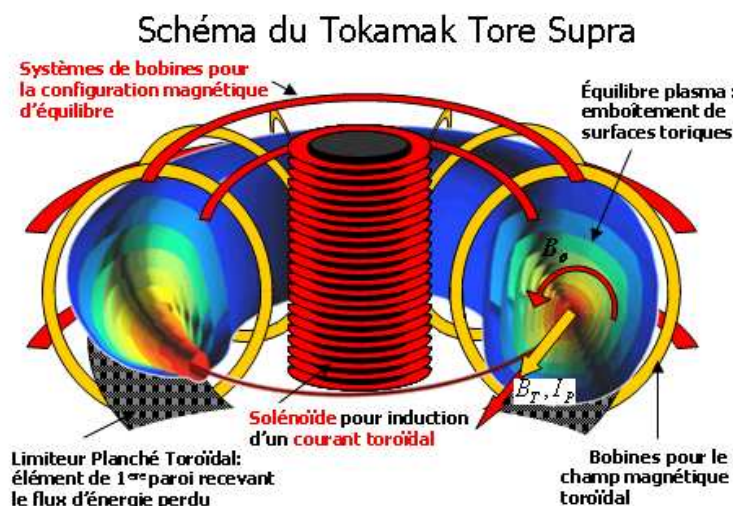
En première partie, seront introduits les différents diagnostics et approches expérimentales dédiées à l'étude du transport au bord du plasma. La nature du transport et ses propriétés de ballonnement seront discutées dans une seconde partie.

## 1. L'approche expérimentale

La région de bord d'un plasma de tokamak est délicate à diagnostiquer d'une part en raison des forts gradients s'y développant, et d'autre part en raison du fort niveau de fluctuations naturel des paramètres plasmas dans cette région [2]. Néanmoins, une propriété essentielle du plasma de bord est la faible température électronique du milieu comparée au plasma confiné. Alors que le centre du plasma atteint des températures de l'ordre du keV, le bord se maintient entre 10 et 50 eV. Ces conditions sont propices à l'émission de photons dans le domaine visible, ce qui donne à l'imagerie visible un potentiel confirmé pour l'étude du bord [4]. Par ailleurs, les flux thermiques associés à cette région sont de l'ordre du  $\text{MW.m}^{-2}$ , ce qui autorise l'insertion de sondes électrostatiques pour mesurer densités, températures ou potentiels électriques du plasma [10]. Dans cette section nous décrirons les diagnostics implémentés sur le tokamak Tore Supra qui nous serviront pour l'étude menée. Mais avant, nous ferons un bref point sur les détails techniques du tokamak.

### 1.1 Le tokamak Tore Supra

Tore Supra est un tokamak de grande taille dont le plasma est à section circulaire (grand rayon  $R \sim 2.4$  m et petit rayon  $a \sim 70$  cm). Le champ magnétique toroïdal est au maximum de 4T et le courant plasma au maximum de 1.6 MA, tous deux orientés dans le sens horaire vu de dessus. L'équilibre plasma se décompose comme un emboîtement de surfaces de flux toriques à section circulaires. La Dernière Surface Magnétique Fermée (DSMF) est définie en partant du centre du plasma comme la première surface de flux interceptant un composant face au plasma : généralement le Limiteur Planché Toroïdal situé sous le plasma. A l'extérieur de cette surface de flux, les lignes de champs interceptent un composant matériel, définissant ainsi la Scrape-Off Layer (S.O.L): région du plasma où se fait l'interaction avec les parois.



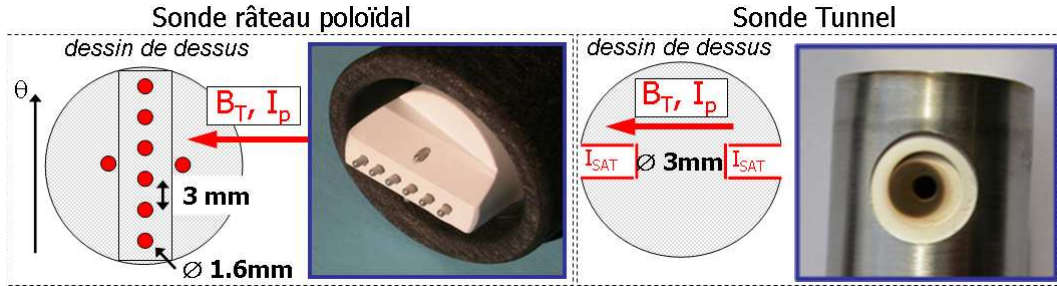
**Figure 1** Schéma simplifié du tokamak Tore Supra. Les éléments principaux du contrôle magnétiques sont les bobines du champ toroïdal (en jaune), et le système de bobines pour l'induction du courant plasma (en rouge). Le plasma est en contact généralement avec un limiteur dédié à l'extraction du flux d'énergie sortant.

### 1.2 Les sondes de Langmuir

Dans le cadre des études de S.O.L, deux sondes mobiles sont installées sur vérins hydrauliques et permettent de collecter des mesures depuis le haut de la machine, les deux systèmes étant séparés toroïdalement par  $120^\circ$ . Un plongeon de sonde consiste en un aller-retour depuis la paroi jusqu'à typiquement la DSMF, en environ 200ms. Les signaux collectés ainsi qu'une reconstruction magnétique permettent de reconstruire les profils radiaux locaux de densité, température, potentiels et écoulements. A ce sujet, la configuration des collecteurs électriques composant la tête de sonde est un élément décisif à l'interprétation des mesures. Il s'avère en particulier que la mesure de densité est très sensible aux écoulements parallèles, et qu'une sonde en configuration Mach (Figure.2) offre le double avantage de résoudre l'amplitude de ces écoulements parallèles locaux et par la même de corriger la mesure de densité. Dans la suite, nous utiliserons les profils radiaux stationnaires d'écoulements parallèles, à savoir le flux de saturation ionique  $n_e c_s$  et nombre de Mach parallèle

$M_{||} = V_{||} / c_S$ , où  $n_e$  définit la densité électronique locale,  $V_{||}$  la vitesse fluide locale de l'écoulement parallèle et  $c_S = \sqrt{\frac{ZT_e + T_i}{m_i}}$  est la vitesse acoustique ionique.

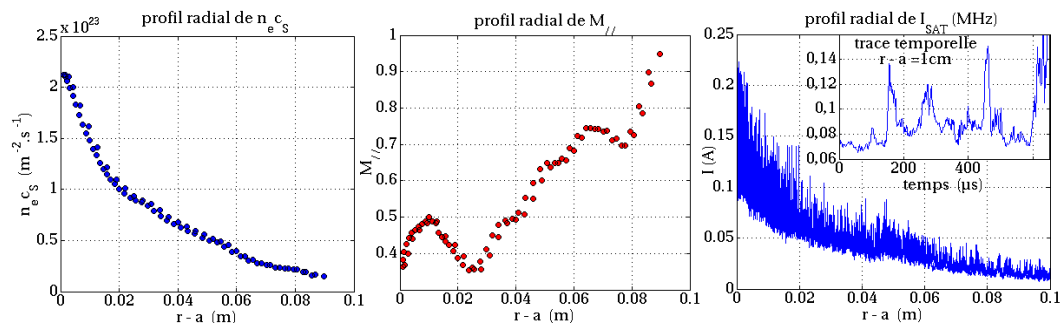
Ces mesures illustrées figure3 seront utilisées par la suite dans un modèle stationnaire de transport au bord, après avoir noté d'une part que ces données sont, par le procédé de mesure utilisé, des moyennes temporelles sur des temps plus long que les échelles de la turbulence, et d'autre part que la mesure de ces profils dans la SOL de Tore Supra est fortement reproductible.



**Figure 2** Photos et schémas d'une sonde de turbulence (sonde râteau poloïdale) et d'une sonde de Mach (sonde tunnel)

Concernant la mesure des fluctuations plasmas, il est spécialement intéressant de pouvoir étudier leur structure spatiale et temporelle, ce pourquoi les faisceaux de sondes sont faits. La figure 2 offre une illustration d'un tel système: des électrodes de collection sont réparties pour former un « râteau » orienté dans la direction poloïdale. Cette configuration en peigne offre l'avantage de pouvoir mesurer des champs électriques (par une différence de potentiel), ingrédient essentiel à l'étude du transport turbulent au bord des plasmas magnétisés. La fréquence d'acquisition de 1MHz permet de résoudre largement les échelles typiques de la turbulence (1-10kHz) dans la SOL (voir figure3), et l'espacement de 3mm entre électrodes convient à une étude spatiale, la taille typique des structures associées aux fluctuations étant de l'ordre de 10mm. Les données collectées par ce type de sondes sont :  $I_{SAT} = \alpha n_e c_S$  courant de saturation ionique et  $V_{fl} = V_{pl} - 3T_e$  le potentiel flottant, dont l'expression fait intervenir le potentiel plasma non perturbé et un terme proportionnel à la température électronique (en eV) décrivant l'effet de gaine à la surface de l'électrode. Il est important de signaler que le faible diamètre des électrodes ne permet pas de calibrer de façon robuste les courants collectés en termes de quantités volumiques. Ainsi dans l'expression de  $I_{SAT}$  le coefficient  $\alpha$  reste inconnu, mais est supposé non fluctuant localement.

Finalement, l'hypothèse sera faite que les fluctuations de température électronique  $T_e$  (ainsi que  $T_i$ ) n'influencent pas les fluctuations mesurées par la sonde, soient :  $\tilde{I}_{SAT} = \tilde{\alpha} \cdot \tilde{n}_e$  et  $\tilde{V}_{fl} = \tilde{V}_{pl}$

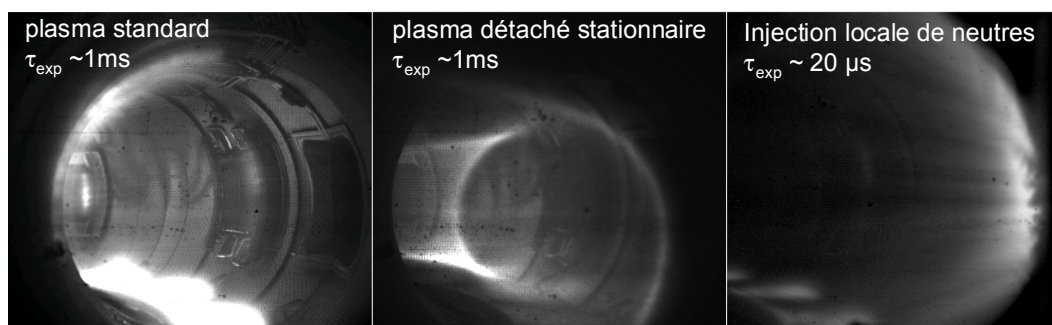


**Figure 3** Illustrations des mesures collectées par sondes de Langmuir dans la SOL de Tore Supra. L'abscisse décrit la distance de la sonde à la DSMF. Gauche : profil de flux de saturation stationnaire. Milieu : profil de nombre de Mach parallèle. Droite : profil de fluctuations de courant de saturation. Est illustrée une trace temporelle issue de ce profil.

### 1.3 L'imagerie visible rapide

L'imagerie visible repose sur le principe suivant : le rayonnement local est le produit de la densité locale de neutres, de la densité électronique du plasma local, et d'une fonction dépendant de la température du plasma. Ainsi, il est a priori possible d'étudier les émissions de photons pour étudier les fluctuations de densité plasma [3,4].

Sur Tore Supra, une caméra rapide de type Phantom a été installée et utilisée récemment pour imager les phénomènes rapides intervenant dans le domaine visible. Cette caméra est montée avec une visée large champ dite tangentielle, comme illustrée sur la figure 4. La plage de fréquence d'acquisitions s'étale de 10 Hz à 300 kHz, ce qui permet d'imager des phénomènes transitoire rapide ainsi que des phénomènes de turbulence. Notons aussi la présence d'un diaphragme en entrée dont la vitesse d'obturation permet de descendre à la limite de 1 $\mu$ s de temps d'exposition quelle que soit la fréquence d'acquisition. Néanmoins il est important de signaler que la taille effective du capteur est inversement proportionnelle à la fréquence d'acquisition.



**Figure 4** Images collectées par la caméra visible rapide. A gauche : grand angle sur un plasma standard (en termes de rayonnement) avec un long temps d'exposition. Milieu : grand angle sur un plasma détaché stationnaire (une couronne de rayonnement apparaît dans le plasma confiné) avec un long temps d'exposition. A droite : grand angle sur plasma standard avec injection locale de neutres, avec un temps d'exposition réduit.

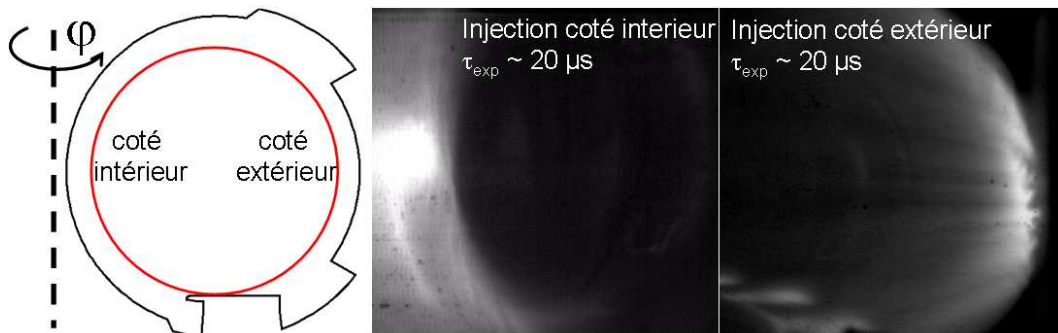
Dans le cadre de notre étude, ce diagnostic a deux atouts distincts. D'une part, l'imagerie à grand angle mais faible fréquence d'acquisition permet d'imager la structure spatiale des phénomènes de turbulence en utilisant un faible temps d'exposition (figure 4 droite), mais l'information est alors perdue sur la dynamique temporelle. D'autre part, en réduisant la taille effective du capteur (donc en réduisant l'angle d'ouverture effectif de la caméra), la fréquence d'acquisition est suffisante pour suivre l'évolution des phénomènes de turbulence apparaissant dans la visée de la caméra. Mais dans ce cas, l'information spatiale est réduite.

Quoi qu'il en soit, un problème essentiel de l'imagerie visible est lié à la quantité de photons collectés. Gardons à l'esprit que ces photons sont émis pour la plupart lors des processus d'ionisation des éléments neutres au sein du plasma. Or, lors d'une décharge usuelle sur Tore Supra, c'est le limiteur principal qui reçoit le flux de particules déconfinées au contact duquel ces particules se recombinent pour former des espèces neutres qui sont alors réémises vers le plasma. Aux conditions de densité et températures plasma faisant face au limiteur, le libre parcours moyen des neutres est de l'ordre de quelques centimètres, ce qui explique pourquoi le rayonnement visible est confiné dans un volume situé au dessus du limiteur (figure .4 gauche). Pour palier à cette limitation, il est néanmoins possible d'injecter des neutres dans la région d'intérêt afin d'augmenter le flux de photons local (figure .4 droite). Une troisième possibilité est d'augmenter le libre parcours moyen des neutres en réduisant fortement la température du bord du plasma : ce sont les conditions de plasma détaché (figure .4 milieu), qui ne seront pas abordées dans le cadre de cette étude.

Ces injections de gaz sont effectuées à l'aide d'une vanne à impulsion supersonique, le but premier étant le contrôle de la densité plasma en faisant pénétrer les neutres à l'intérieur de la région confinée. La quantité de gaz injectée dépasse alors le critère de traceur local et perturbe localement le plasma en augmentant la densité et réduisant la température, participant donc potentiellement à l'élaboration des fluctuations observées. Néanmoins le compromis se révèle payant si l'on suppose que cette injection ne fait que renforcer des mécanismes déjà existants. Sur Tore Supra, deux vannes d'injection sont situées dans l'angle de visée de la caméra, l'une étant située dans la paroi intérieure et la deuxième dans la paroi extérieure.

## 2. Nature du transport au bord

Les expériences menées avec la caméra rapide permettent de se faire rapidement une idée de la nature du transport prenant place au bord : Considérons un plasma stationnaire sur lequel sont exécutées deux injections de gaz : l'une coté intérieur du plasma, l'autre coté extérieur (figure 5). L'injection extérieure fait apparaître un schéma lumineux bien particulier, qui se compose de filaments allongés parallèlement. Une reconstruction magnétique confirme que ces structures sont quasi-alignées aux lignes de champs et qu'elles apparaissent de part et d'autre de la DSMF. D'autre part, l'injection coté intérieur ne laisse aucunement paraître une telle phénoménologie: le nuage de neutres reste homogène avant de se dissiper. Les nuages de gaz injectés dans les deux cas sont similaires, et la différence nette observée ne peut être attribuée qu'aux propriétés du plasma local. Même dans le cas où ce phénomène de transport est forcé par l'injection de neutres, il apparaît clair que la configuration torique du plasma définit une région instable (coté extérieur) et une région stable (coté intérieur) vis-à-vis de l'instabilité considérée. Un phénomène de transport susceptible de correspondre à cette observation est l'interchange, dont la particularité dans un plasma de tokamak est d'être instable lorsque la direction du gradient de pression est opposée à la courbure du champ magnétique, ce qui est vrai coté extérieur.

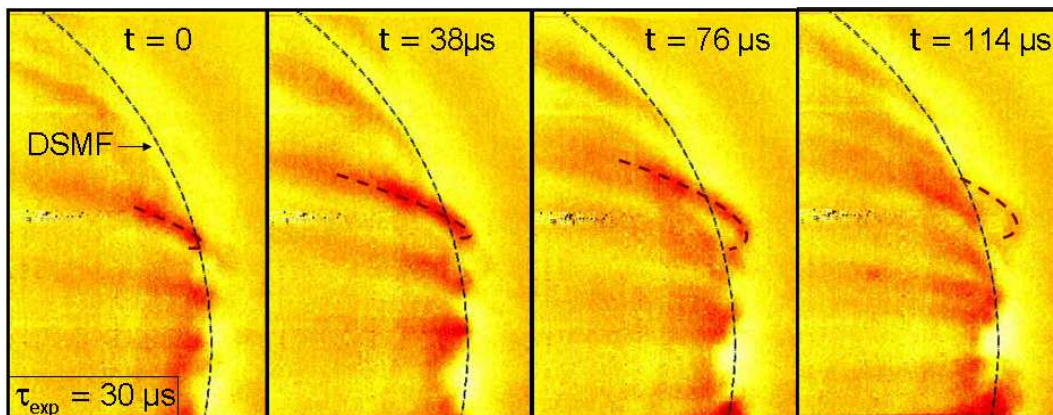


**Figure 5** Injections de neutres coté intérieur (image gauche) et coté extérieur (image droite), prise avec la caméra sur une exposition de 20  $\mu$ s. L'injection coté extérieur du tore laisse paraître des filaments allongés parallèlement, qui ne sont pas visible lors de l'injection coté intérieur.

L'étude qui va suivre portera ainsi sur deux aspects essentiels du phénomène observé : les filaments d'une part, et l'asymétrie poloïdale d'autre part. Un bref point sera poursuivi sur l'étude des films de caméra, puis la problématique sera abordée sous l'éclairage des mesures de sondes.

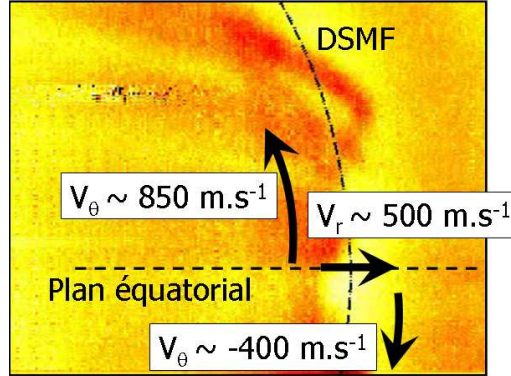
### 2.1 Les filaments.

L'injection de gaz coté extérieur au plasma permet de résoudre la dynamique isolée de certains filaments et de faire un bilan d'ensemble. La figure 6 présente une succession de 4 images consécutives illustrant le détachement d'un filament depuis la région confinée avec une vitesse de l'ordre de  $500\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . La taille caractéristique transverse de ces filaments est d'environ 1cm.



**Figure 6** . Film traité en fausses couleurs. 4 images consécutives permettent de suivre un filament lumineux (marqué d'un trait pointillé marron) se détachant du plasma confiné, délimité par la ligne pointillée noire. Le temps d'exposition est de 30  $\mu$ s et la fréquence d'acquisition de 26 kHz.

Un traitement rigoureux pour l'extraction de la vitesse de ces filaments n'est pas aisé, pour la simple raison que l'image de caméra est une projection 2D de la géométrie torique. Néanmoins une reconstruction tomographique de la visée est envisageable à partir d'une reconstruction des lignes de champs et sous l'hypothèse que, dans l'angle de vue de la caméra, les filaments sont quasi-uniformes le long des lignes de champ. Le traitement doit permettre d'obtenir une vue transverse 2D de la dynamique locale du plasma. Dans l'état actuel, les champs de vitesses peuvent tout de même être extraits des films originaux au niveau du plan équatorial en faisant l'hypothèse que l'hélicité des lignes de champs est faible. Une méthode simple basée sur la corrélation temporelle croisée entre deux points de l'espace permet d'extraire les composantes transverses (radiale et poloïdale) de la vitesse moyenne des filaments. Pour le film considéré, ces filaments sont animés à l'intérieur de la DSMF d'un mouvement poloïdal d'ensemble à la vitesse de  $850\text{m.s}^{-1}$ . Dans le même temps, ces filaments sont éjectés à travers la DSMF avec une vitesse de l'ordre de  $500\text{m.s}^{-1}$ . Dans la SOL, le mouvement poloïdal s'inverse aux alentours de  $-400\text{m.s}^{-1}$ .



**Figure 7** Champs de vitesse extraits sur un film original au niveau du plan équatorial. La vitesse radiale est estimée à la DSMF, et la vitesse poloïdale de part et d'autre. Une zone de cisaillement en vitesse poloïdale est notable autour de la DSMF.

L'inversion du sens de rotation poloïdale définit une zone de cisaillement en vitesse qui est aussi observée par d'autres diagnostics, comme la réflectométrie à diffusion Doppler [6]. Ce cisaillement en vitesse est un ingrédient essentiel à l'établissement d'une barrière de transport en détruisant la corrélation spatiale des structures de transport responsables du déconfinement plasma [5]. Dans le cas des plasmas de Tore Supra, il s'avère que le cisaillement n'est pas assez fort pour conduire à la suppression de la turbulence.

Les filaments peuvent aussi être étudiés par les sondes de turbulence. Comparé à l'imagerie rapide, les sondes ne mesurent les fluctuations qu'en un point de l'espace, mais offrent l'avantage d'une mesure quantitative. En outre, la mesure des champs électriques permet d'estimer la vitesse de déplacement de ces filaments puisque dans un plasma magnétisé, l'existence d'un champ électrique local se répercute comme une

dérive transverse des particules composant l'élément fluide local, selon la formulation :  $\vec{V}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ . Cette

expression est valable pour des échelles de temps inférieures à la fréquence de précession cyclotronique ionique ( $\sim 10^8$  Hz), donc valable pour les échelles de la turbulence au bord. En particulier la mesure du champ électrique poloïdal permet d'estimer la vitesse de dérive radiale associée aux fluctuations de densité sans la SOL, et ainsi de

reconstruire un flux radial turbulent:  $\tilde{\Gamma}_r = \frac{\tilde{n}_e \tilde{E}_\theta}{B}$ . L'efficacité du transport par dérive électrique peut être

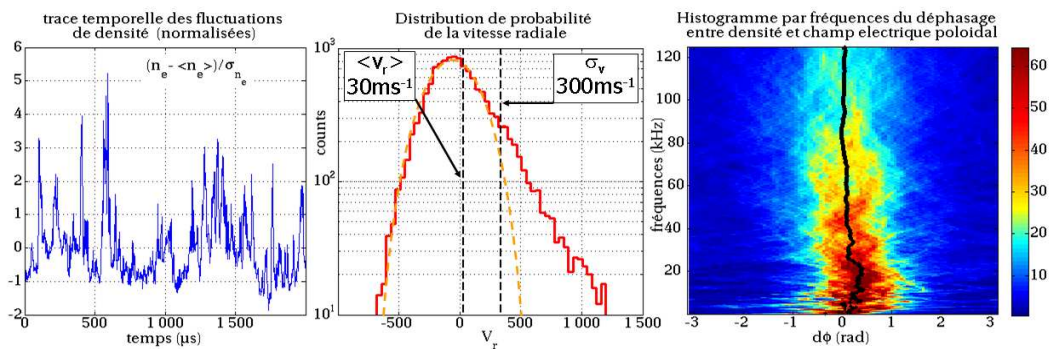
mesurée par le déphasage  $\delta\Phi_{n_e}^{E_\theta}$  entre fluctuations de densité et champ électrique, puisque pour un mode donnée le flux radial associé est proportionnel à  $\cos(\delta\Phi_{n_e}^{E_\theta})$ . D'autre part, la vitesse radiale des bouffées de densité

peut être estimée comme le rapport du flux fluctuant à la densité moyenne :  $\tilde{V}_r = \frac{\tilde{\Gamma}_r}{\tilde{n}_e}$ . Cette expression permet

de pondérer la vitesse à partir de l'amplitude des fluctuations de densité.

Les mesures de sondes présentées dans la suite ont été collectées sur un plasma dont les paramètres de bord sont similaires à ceux correspondant aux images de caméra. La première remarque à formuler sur les fluctuations concerne leur nature intermittente (figure 8). Les fluctuations de densité sont composées de bouffées aperiodiques ayant la forme d'un front raide suivi d'une relaxation, concordant avec la signature du passage d'un

filament. L'analyse du déphasage entre densité et champ électrique peut être menée sur une décomposition en ondelettes, permettant de calculer la distribution statistique de ce déphasage par échelle de fréquence (figure 8). Il en ressort que les fluctuations sont en couplage temporel adéquate pour un transport efficace de particules : Autrement dit, les bouffées de densité sont corrélées à une vitesse radiale positive : La sonde mesure l'advection radiale des filaments. Cette propriété est encore une particularité de l'instabilité d'interchange. Il est à noter tout de même que le couplage n'est pas parfait entre densité et champ électrique, la résistivité plasma peut par exemple influencer le déphasage et il s'avère que pour des conditions plasmas différentes de celles présentées ici, le mécanisme de transport n'est pas aussi efficace. Remarquons de plus que l'évaluation du champ électrique par un schéma d'ordre 1 peut conduire à une mauvaise interprétation des mesures si la taille caractéristique des structures de potentiel devient plus petite que l'espacement des électrodes. Dans le cas considéré, cette taille a été évaluée à environ 8mm, soit légèrement plus large que l'espacement entre électrodes de potentiel (6mm). La taille caractéristique des structures de densité est aussi de l'ordre de 8mm, similaires aux estimations faites sur les images de caméra. En termes de vitesses des fluctuations, une étude de corrélation croisée permet d'estimer la composante radiale et poloïdale de la vitesse de phase aux alentours de  $\langle V_r \rangle \sim 150 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\langle V_\theta \rangle \sim -400 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette dernière valeur est en bon accord avec les estimations faite sur la caméra, mais la vitesse radiale est inférieure, bien que du même ordre.



**Figure 8** Mesures de sondes râteau poloïdale collectées dans la SOL à 1 cm de la DSMF : A gauche, trace temporelle des fluctuations de densité. Le signal est normalisé en soustrayant sa valeur moyenne et en le rapportant à son écart type. Notons les fortes excursions des fluctuations vers les valeurs positives. Au milieu : Distribution de probabilité de la vitesse radiale (en rouge). La courbe pointillée orange illustre une distribution gaussienne décrivant les fluctuations en déca de la valeur moyenne. La valeur moyenne de la distribution ainsi que son écart type sont détaillés. A droite : Distribution de probabilité du déphasage entre fluctuations de densité et champ électrique, décomposée sur chaque fréquence temporelle. La ligne noire indique la valeur moyenne du déphasage calculée à chaque échelle de fréquence.

Par ailleurs, l'intermittence prononcée des fluctuations de flux radial (déviations à partir de la gaussienne) souligne le fait que la valeur moyenne de ce flux est portée par la convection d'événements rares et puissants. Ainsi, même si les filaments sont animés d'une vitesse radiale de l'ordre de plusieurs centaines de  $\text{m.s}^{-1}$  (du même ordre que les estimations par caméra), le flux moyen résultant correspond à une vitesse fluide stationnaire assez faible, de l'ordre de  $30 \text{ m.s}^{-1}$ . Cependant cette vitesse moyenne est un estimateur du transport local due aux fluctuations, et ne peut ainsi pas nous renseigner sur les propriétés globales du transport tant que les asymétries n'ont pas été quantifiées.

## 2.2 Quantification de l'asymétrie poloïdale du transport.

L'imagerie visible a permis de qualifier l'asymétrie du transport au bord du plasma, et les mesures de sonde de turbulence ont apporté une quantification locale de ce transport turbulent. Nous allons maintenant quantifier l'asymétrie du transport en offrant une cartographie stationnaire du flux radial dans la SOL à partir de la mesure des écoulements parallèles aux lignes de champs. Un modèle raisonnable de l'équilibre plasma dans la SOL permet en effet d'interpréter l'amplitude des écoulements parallèles locaux comme une fonction perte aux extrémités des lignes de champs. En supposant judicieusement que les particules transportées radialement dans la SOL sont inévitablement perdues aux extrémités des lignes de champ, le calcul de ce terme perte donne accès à une quantification du flux radial intégré le long de ces mêmes lignes. A priori, le procédé ne permet pas d'avoir accès à une probable asymétrie de flux qui se trouve masquée par la sommation parallèle. Avant de continuer, le

modèle analytique sera tout d'abord introduit, puis le principe d'ombrage partiel sera décrit dans le but de résoudre indirectement la cartographie.

L'équilibre plasma le long des lignes de champ est décrit par les lois de conservation de la masse et de l'impulsion dans leurs formulations simplifiées :

$$\nabla_{//} [nc_s M_{//}] + \nabla_r \Gamma_r = 0 \quad (1)$$

$$\nabla_{//} [n(1 + M_{//}^2)] = 0 \quad (2)$$

$$M_{//}^{limiteur} = \pm 1 \quad (3)$$

L'égalité (3) est le critère de Bohm sur la vitesse du plasma à l'interface avec une paroi (sonde ou limiteur).

Dans la suite, le flux radial ne sera pas décrit en termes de diffusion ou convection mais gardera une expression générale. La source de particules par ionisation est négligée dans la SOL, supposant que la géométrie limiteur de Tore Supra implique pour les neutres de s'ioniser principalement dans le plasma confiné. Se donnant deux positions sur une ligne de champ, nous introduisons un terme de source radiale, définissant la quantité de particule croisant la ligne de champ entre les deux bornes [a,b]:

$$S_r^{a,b} = \int_a^b \Gamma_r dl_{//} \quad (4)$$

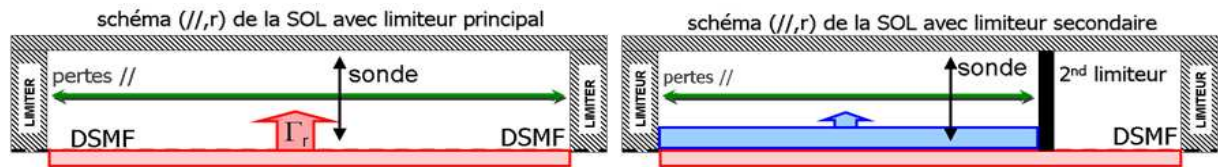
L'équation portant sur ce terme source se déduit trivialement de l'équation (1) :

$$\nabla_{//} [nc_s M_{//}] + \nabla_r \Gamma_r = 0 \xrightarrow{\int dl_{//}} -\nabla_r S_a^b = [nc_s M_{//}]_a^b \quad (5)$$

La variation radiale du terme source correspond aux pertes parallèles aux extrémités du domaine considéré. Cela étant, en supposant que le flux radial est négligeable au niveau de la paroi de l'enceinte du tore, l'équation (5) peut être intégrée depuis le mur jusqu'à une position radiale donnée, retournant ainsi le terme source à cette position.

$$S_r^{a,b}(r) = \int_r^{+\infty} [nc_s M_{//}]_a^b dr \quad (6)$$

L'équation (6) nécessite bien sur de connaître les termes de pertes // aux bornes du domaine [a,b]. La borne la plus triviale est l'emplacement de la sonde mobile, celle-ci donnant directement la mesure de ce terme //. L'équation (2) et (3) permettent quand-à-elles d'évaluer l'amplitude de ce terme de perte // au niveau des limiteurs, c'est à dire l'extrémité physique des lignes de champs, à partir des données locales mesurées par la sonde



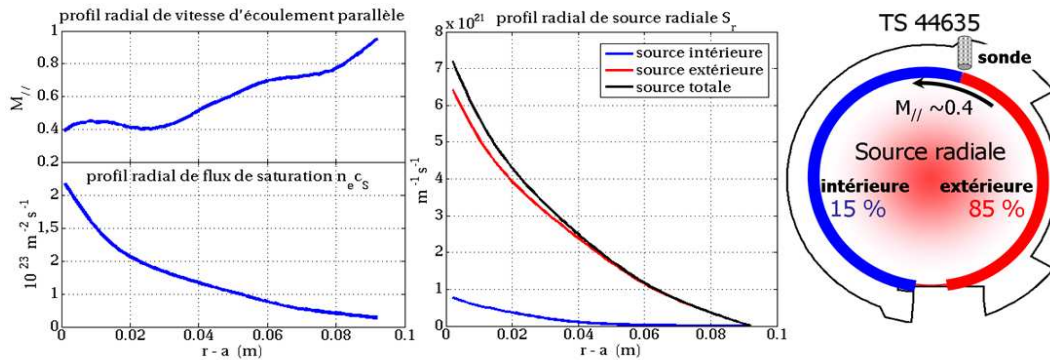
**Figure 9** Schéma d'équilibre entre les pertes parallèles aux limiteurs et le flux radial. A gauche : la SOL est délimitée par le limiteur principal, la sonde perçoit le flux radial total traversant la DSMF. A droite : un limiteur secondaire est inséré dans la SOL, définissant une région privée alimentée par un flux radial non perçue par la sonde.

En résumé, la mesure des profils radiaux d'écoulements parallèles par sonde ( $nc_s$ ,  $M_{//}$ ) permettent d'évaluer le profil de source radiale :

- Entre un limiteur et la sonde (nommé source intérieur pour le coté intérieur et source extérieure pour le coté extérieur)
- Entre les deux limiteurs (source totale)



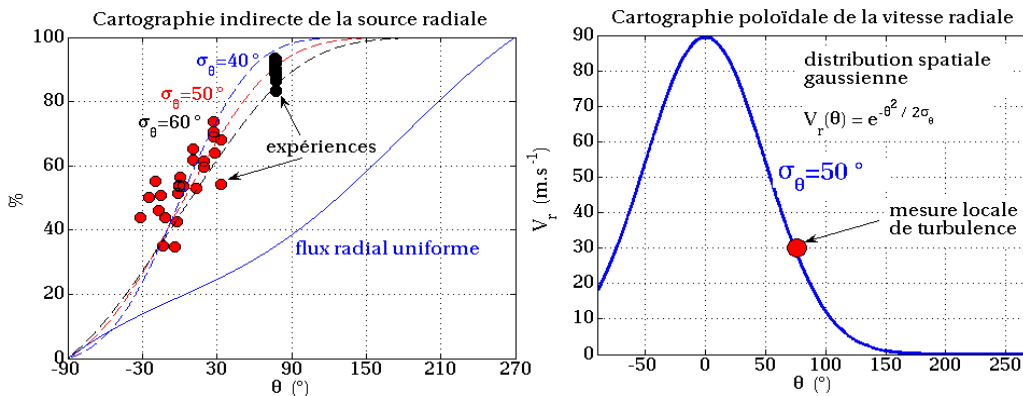
A ce stade, cette méthode permet en premier lieu de discerner la fraction de flux radial alimentant le côté extérieur du plasma avec celle alimentant le côté intérieur. Il est intéressant de noter que les données présentées figure 10 sont fortement reproductibles : 85% du flux radial est localisé côté extérieur du tore.



**Figure 10** . A gauche : profils stationnaires d'écoulements parallèle ( $M_{||}$ ) et de flux de saturation ( $n_e c_s$ ). Au Milieu, profils des termes de source radiale, évalués de chaque côté de la sonde et sommés. Il est notable que 85% du flux stationnaire se situe du côté extérieur du plasma.

A priori la cartographie n'est pas solvable dans plus de détails, puisque la sonde ne peut être déplacée poloïdalement. D'un autre côté, il est possible sur Tore Supra d'insérer des limiteurs secondaires positionnés dans le plan équatorial côté extérieur, qui vont avoir pour effet d'isoler une fraction du flux alimentant les lignes de champs vues par la sonde (figure 9). En d'autres termes, les mesures de sondes peuvent être faites sur un plasma dit de référence, pour lequel la SOL est définie par le limiteur principal, puis répétées sur un plasma identique (partie confinée) avec un limiteur secondaire inséré. En comparant la mesure de source radiale entre les deux configurations, il est alors possible d'estimer la fraction de source radiale alimentant la région privée, et ainsi d'affiner la cartographie, en faisant varier la position du limiteur secondaire. Par exemple, lorsque le limiteur secondaire intercepte au niveau du plan équatorial les lignes de champs croisant la sonde, l'amplitude de la source radiale est réduite de moitié par rapport au cas de référence. La cartographie sera décrite comme la fraction de source radiale contenue entre le limiteur et une position poloïdale donnée côté extérieur du plasma.

La figure 11 synthétise les résultats expérimentaux de la cartographie. Pour résumer, le flux radial semble fortement localisé dans une région centrée sur le plan équatorial côté extérieur du plasma. Une approximation gaussienne donne une demi-largeur d'ouverture poloïdale proche de  $50^\circ$ .



**Figure 11** . A gauche : cartographie indirecte de la source radiale par l'insertion de limiteurs secondaires. Les points expérimentaux sont comparés à des distributions gaussiennes et uniformes. A droite : Comparaison entre une cartographie synthétique concordant avec l'expérience et les mesures locales de turbulence.

Par ailleurs, une comparaison de la cartographie précédente avec les mesures locales de turbulence est possible. Pour ce faire, la distribution gaussienne est normalisée à partir de l'estimation de la source radiale totale, la longueur de la ligne de champ et la valeur locale de densité pour correspondre à une distribution spatiale de vitesse radiale (figure 11 droite). Il s'avère que l'accord est remarquable entre les deux estimations, signifiant

d'une part que le transport est dominé par la convection des filaments, et d'autre part que ces filaments possèdent des propriétés parallèles bien particulière conduisant à la forte asymétrie spatiale du flux résultant.

Les observations faites sur Tore Supra prouvent que le transport au bord est turbulent, d'une part en raison de la nature fluctuante du phénomène et d'autre part par la forte asymétrie qui lui est propre. Un effort certain est placé sur la simulation de ces phénomènes de transport qui sont le moteur de l'interaction plasma paroi. Notons par exemple que le procédé expérimental d'ombrage partiel par un limiteur secondaire a été testé sur le code fluide SOLEDGE2D [11] pouvant modéliser l'équilibre plasma 2D ( $\theta, r$ ) avec une configuration de limiteurs arbitraire. Il s'avère que les résultats obtenu avec la simulation sont très proches des observations précédentes lorsque le coefficient de diffusion radial est artificiellement forcé à être asymétrique. Notons surtout que ces effets d'asymétrie ont été observés sur des simulations turbulentes issues du code TOKAM 3D [9], comme une conséquence naturelle du transport turbulent au bord. De même le phénomène interchange de convection par filaments dans la région des lignes de champ ouvertes est clairement simulé par le code Tokam 2D [12].

## Conclusion

Les expériences menées sur tore Supra permettent de clarifier les propriétés du transport turbulent au bord du plasma, par la comparaison de différents diagnostics spécifiques. En premier lieu, l'imagerie rapide permet de qualifier la nature des phénomènes de transport dominant au bord : la convection de filaments plasma du coté extérieur du tore. Ces filaments ne sont pas observés coté intérieur, laissant présager une asymétrie spatiale du transport au bord. Le transport est ensuite étudié localement à l'aide d'un faisceau de sondes poloïdal. Les propriétés des fluctuations collectées sont en bon accord avec un transport faisant intervenir des filaments plasma : les fluctuations intermittentes de densité sont en phase avec des vitesses de dérive radiale positive, coïncidant avec la propagation locale de filaments de densité. Les tailles et les vitesses caractéristiques de ces filaments sont cohérentes entre les images de caméra et les mesures de sondes. Une analyse stationnaire du transport menée sur les profils d'écoulements parallèles révèle quant-à-elle la forte localisation du transport radial au niveau de l'équateur coté extérieur, dans une section poloïdale de demi ouverture estimée à 50°. La forte cohérence entre cette cartographie et les mesures locales de turbulence confirme que le transport au bord est dominé par la convection de filaments plasmas, et que le vecteur de ce transport particulier est l'instabilité d'interchange. Toujours est-il que les mécanismes responsables de la forte asymétrie ne sont pas encore mis à jour. Néanmoins, le schéma de transport proposé doit permettre de quantifier l'effet des écoulements parallèle de bord sur la rotation interne, ainsi que de présager la cartographie des flux thermiques sur les parois.

## References

- [1] *R. A. Pitts et al, Phys. Scr. T138 (2009) 014001*
- [2] *V. Naulin, Journal of Nuclear Materials 363–365 (2007) 24–31*
- [3] *Zweben et al. Plasma Phys. Control. Fusion 49 (2007) S1–S23*
- [4] *Zweben et al, Physics of Plasmas, vol. 9, 5 ( 2002)*
- [5] *Ph. Ghendrih et al, Journal of Nuclear Materials 390–391 (2009) 425–427*
- [6] *P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc et al, NF, 46 S771 (2006)*
- [7] *B. Labombard et al, Nucl. Fusion 44 (2004) 1047–1066*
- [8] *N. Fedorczak et al, Journal of Nuclear Materials, Volumes 390-391, 15 June 2009, Pages 368-371*
- [9] *P. Tamain et al, Journal of Nuclear Materials, Volumes 390-391, 15 June 2009, Pages 347-350*
- [10] *J.P. Gunn et al, Journal of Nuclear Materials, Volumes 363-365, 15 June 2007, Pages 484-490*
- [11] *L. Isoardi et al, Journal of Computational Physics, Volume 229, Issue 6, 20 March 2010, 2220-2235*
- [12] *Ph. Ghendrih et al, Journal of Nuclear Materials, Volumes 337-339 (2005) 347-351*