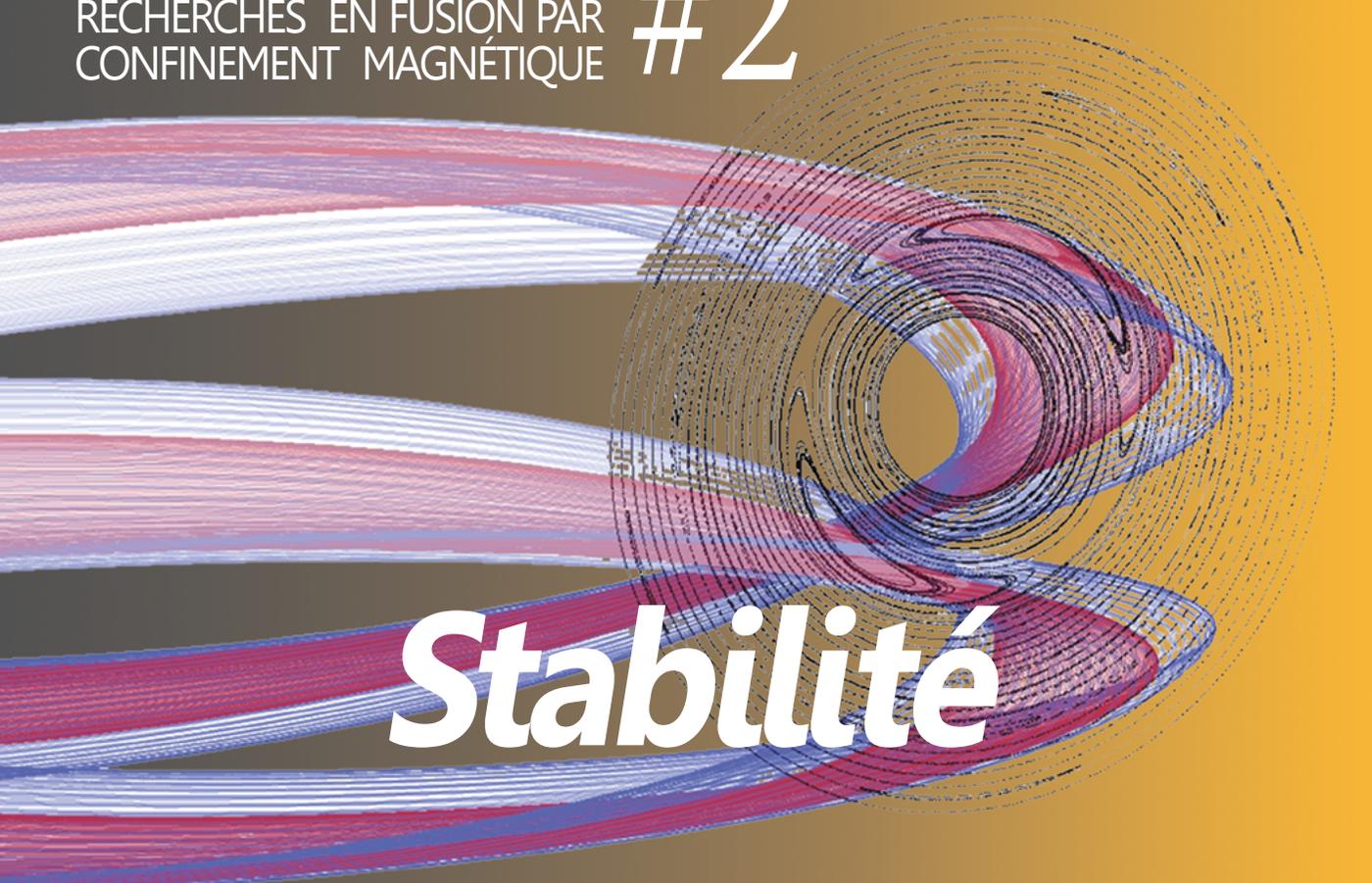


SCIENCES en FUSION

AVANCÉES SCIENTIFIQUES DES RECHERCHES EN FUSION PAR CONFINEMENT MAGNÉTIQUE #2



Stabilité

●
Stabilité
Magnéto-Hydro-
Dynamique

●
Reconnexion
magnétique

●
Îlots magnétiques

●
Focus
Îlot & Turbulence

●
Dents-de-scie au
cœur du plasma

●
Stabilité
des plasmas
en combustion

●
Relaxations au
bord du plasma

●
Aux frontières
du domaine
opérationnel

●
Détecter
l'invisible

SOMMAIRE

#1

STABILITÉ MAGNÉTO-HYDRO-DYNAMIQUE

Patrick Maget & Timothée Nicolas

page 5

#2

RECONNEXION MAGNÉTIQUE

Maurizio Ottaviani & Daniele Del Sarto

page 8

#3

ÎLOTS MAGNÉTIQUES

Olivier Agullo & Patrick Maget

page 12

#3 Focus

ÎLOT & TURBULENCE

Magali Muraglia

page 16

#4

DENTS-DE-SCIE AU COEUR DU PLASMA

Timothée Nicolas

page 18

#5

STABILITÉ DES PLASMAS EN COMBUSTION

David Zarzoso & Rémi Dumont

page 23

#6

RELAXATIONS AU BORD DU PLASMA

Marina Bécoulet & Guido Huijsmans

page 28

#7

AUX FRONTIÈRES DU DOMAINE OPÉRATIONNEL

Eric Nardon & Cédric Reux

page 31

#8

DÉTECTER L'INVISIBLE

Roland Sabot, Philippe Moreau & Didier Vézinnet

page 35

NOTIONS UTILES

CONFINER UN PLASMA PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE

Patrick Maget

page 40

GLOSSAIRE

Définition des mots en **gras jaune** dans le texte des articles

page 42

EDITORIAL

par Tim Luce



La compréhension de la stabilité magnétohydrodynamique (MHD) et du contrôle des plasmas a été au cœur des recherches sur l'énergie de fusion dès leur genèse. Le point de départ pour déterminer une configuration magnétique a été de comprendre qu'un équilibre MHD devait être obtenu afin de créer et maintenir les conditions nécessaires à la fusion. Fondamentalement, la géométrie doit être torique et le champ magnétique doit former une structure hélicoïdale, avec une composante toroïdale majoritaire, afin de "confiner" le plasma. Au début des années 1950, les physiciens russes Igor Tamm et Andrei Sakharov ont imaginé le tokamak, dans lequel le champ magnétique est produit en partie par un courant qui circule dans le plasma. Depuis cette date, le domaine opérationnel d'un tokamak est conçu de manière prédictive grâce à des équilibres MHD et la théorie la plus simple de stabilité, dite MHD "idéale", qui ne fait intervenir que densité, pression et courant du plasma.

Bien sûr, rien n'est « idéal » dans la vie, et les plasmas n'y font pas exception. Les instabilités "idéales" du tokamak sont ces mêmes ondes omniprésentes dans l'univers décrites par l'astrophysicien suédois Hannes Alfvén. Mais dans les plasmas de fusion, et lorsque les conditions sont défavorables, les ondes d'Alfvén peuvent puiser l'énergie libre du plasma et croître exponentiellement. Heureusement ces circonstances défavorables peuvent être prédites

avec précision. Lorsque les effets non-idéaux sont pris en compte, les conditions de stabilité sont modifiées et de nouvelles instabilités peuvent apparaître. Ceci rend plus intéressante la vie du physicien des plasmas, mais plus difficile celle de l'ingénieur de conception d'un réacteur à fusion, tout particulièrement pour le tokamak où pression et courant sont toutes deux sources d'énergie libre.

Si on tient compte de la résistivité dans la description MHD d'un tokamak, une nouvelle classe d'ondes apparaît. Des changements de topologie des surfaces magnétiques sont désormais possibles, avec une nouvelle gamme de modes autorisant une réorganisation de ces surfaces, appelée "reconnexion". Des îlots résonants apparaissent du fait des conditions de périodicité sur une surface torique. Ces instabilités sont connues depuis le début des années 1960 dans des géométries simplifiées. Cependant la prédiction de leur stabilité linéaire et de leur évolution non linéaire reste un défi. Les effets les plus néfastes sont apparus dès les premières expériences. Ces instabilités peuvent croître ou interagir avec les structures environnantes et éteindre le plasma – c'est une "disruption". Même si ces instabilités saturent à une faible amplitude, elles peuvent affaiblir les propriétés d'isolation thermique du champ magnétique de confinement.

Un autre effet non-idéal important pour la fusion est la présence de particules chargées de grande vitesse. Ces particules "rapides" sont un important produit des réactions de fusion et sont nécessaires

pour chauffer et maintenir le plasma dans les conditions propices à la fusion. Cependant lorsque elles ont une vitesse proche ou au-dessus de la vitesse de phase des ondes d'Alfvén, une génération spontanée d'ondes devient possible, analogue au rayonnement Cerenkov. La différence est qu'un plasma est un milieu "actif". Les ondes peuvent y gagner de l'énergie, devenir instables, et en fait expulser les particules rapides hors du plasma, et donc entraîner une diminution de la puissance de chauffage. A l'évidence il faut comprendre et éviter ces situations.

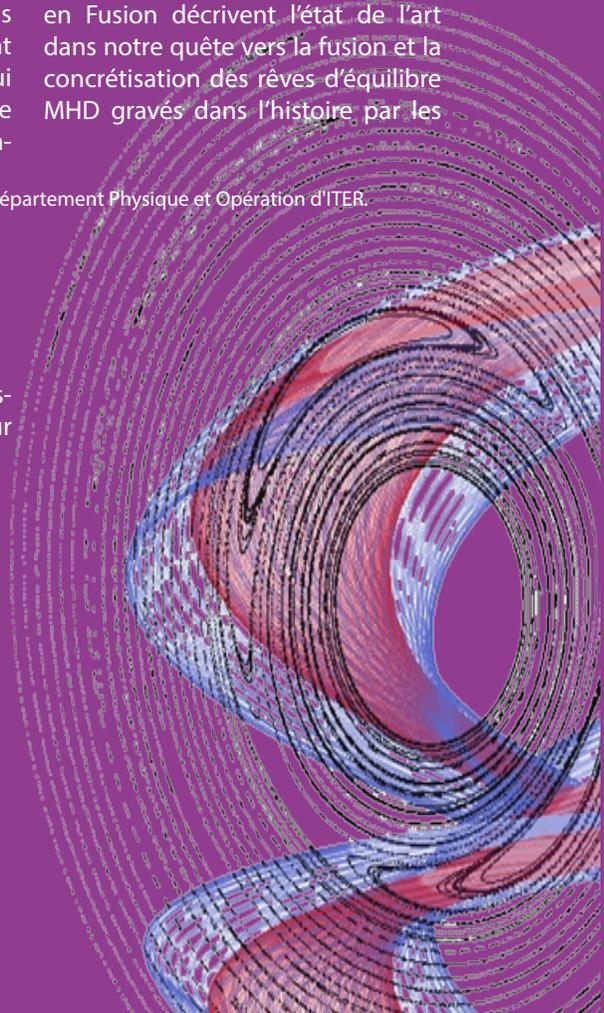
Pour en revenir au monde "idéal", tout n'y est pas pris en compte. Au bord du plasma, des modes de bord localisés (ELMs pour "edge localised modes") peuvent surgir, un peu comme les éruptions solaires à la surface du soleil. Comme dans le cas du soleil, les ELMs expulsent de l'énergie et des particules qui suivent le champ magnétique jusqu'à atteindre une surface matérielle. Leur interaction avec cette surface peut conduire à des endommagements.

Le tokamak, malgré les défis esquissés ci-dessus, satisfait les conditions requises pour

l'énergie de fusion. Grâce à la compréhension des processus fondamentaux de la MHD, de nombreux scénarios ont pu être élaborés et testés qui évitent ces écueils. Toutefois l'expérience passée montre que nous devons être préparés à toute éventualité. Pour cela, nous devons repousser toujours plus loin les limites des simulations numériques et les mesures nécessaires à la validation des modèles. Il nous faut donc accroître notre savoir et améliorer notre compréhension en ajoutant des prédictions réalistes à notre boîte à outils. Avançant résolument vers la production d'énergie de fusion, le tokamak ITER, en cours de construction dans le sud de la France, vise à produire une puissance fusion de 500MW avec un gain d'énergie d'un facteur 10 en régime quasi-stationnaire. Les articles présentés dans ce numéro de Sciences en Fusion décrivent l'état de l'art dans notre quête vers la fusion et la concrétisation des rêves d'équilibre MHD gravés dans l'histoire par les

Tim Luce

Directeur du Département Physique et Opération d'ITER.



STABILITÉ MAGNÉTO-HYDRO- DYNAMIQUE

par Patrick Maget & Timothée Nicolas

Le succès des recherches sur la fusion contrôlée par confinement magnétique repose en grande part sur le contrôle de la stabilité magnéto-hydro-dynamique. De quoi s'agit-il, et quels sont ses principaux enjeux ? Ce numéro de Science en Fusion propose un panorama du sujet.

#1



L'histoire des **tokamaks** est depuis l'origine confrontée à la question de la **stabilité**. Dans ces machines de forme torique, dans lesquelles des particules portées à plusieurs millions de degrés vont pouvoir fusionner et produire de l'énergie, maintenir le **plasma** ainsi formé à distance des parois matérielles est un impératif catégorique. Or les raisons qui s'opposent à cette belle ordonnance sont nombreuses : la pression magnétique, la pression cinétique, les courants ... tout y est inhomogène et tend à retourner à un état d'équilibre incompatible avec les contraintes des ingénieurs physiciens souhaitant mener à bien la réalisation de la fusion thermonucléaire contrôlée. Nous pourrions attribuer à Sisyphe, héros de la mythologie grecque, l'expérience originelle du concept d'instabilité auquel ils font face. Mais alors que Sisyphe se trouvait condamné à laisser rouler un gros rocher du haut d'une colline et à le remonter indéfiniment, les physiciens doivent empêcher le plasma de bouger et le maintenir dans une position fondamentalement instable.

Les avancées théoriques et pratiques réalisées par les chercheurs dans le domaine des plasmas magnétisés permettent aujourd'hui d'approcher les conditions de fonctionnement d'un réacteur de fusion malgré ce défi. Le succès des étapes qui restent à franchir

repose sur une compréhension toujours plus précise des plasmas magnétisés, afin de prévoir sur la base des expériences actuelles les phénomènes qui seront dominants dans les réacteurs, et d'inventer dès aujourd'hui des remèdes efficaces aux instabilités qui s'y développent.

Un équilibre sous contrôle

Un gaz ionisé n'est pas dans sa position naturelle dans une structure magnétique fermée : il va tendre naturellement à s'éloigner de la zone centrale du tore où la pression magnétique est la plus forte pour former un anneau de rayon toujours plus grand. Cette tendance naturelle doit être contenue par un champ magnétique vertical, dont l'intensité est asservie en temps réel, afin d'obtenir une configuration magnétique stationnaire, faite de surfaces emboîtées sur lesquelles les particules décrivent leurs trajectoires (cf. article "**Notions utiles : confiner un plasma par un champ magnétique**").

Mais l'histoire ne s'arrête pas là, car un plasma possède un nombre de degrés de liberté bien plus grand qu'un rocher. L'objet de ce second numéro de Sciences en Fusion est de parcourir les multiples facettes par lesquelles se manifeste cette liberté physique. Trouvant principalement sa source dans le courant et la pression, elle se traduit par la croissance d'instabilités mettant en défaut l'arrangement bien ordonné des surfaces magnétiques.

De la reconnexion spatiale aux disruptions

Les plasmas magnétisés existent à l'état naturel dans l'espace, et les instabilités magnétiques s'y manifestent sous la forme d'une reconnexion des lignes de champ. Cette modification topologique se traduit par une réorganisation des surfaces magnétiques, mais aussi par la création de forts champs électriques (cf.

article **#2 "Reconnexion magnétique"**). Les principes à l'œuvre dans l'espace sont reproduits de manière similaire dans les tokamaks, avec la formation d'îlots magnétiques qui dégradent le confinement de l'énergie (cf. article **#3 "Îlots magnétiques"**) et modifient localement les propriétés du transport turbulent (essentiellement électrostatique) dont il a été question dans le 1^{er} numéro de Sciences en Fusion (cf. article **#3 Focus "Îlot et turbulence"**).

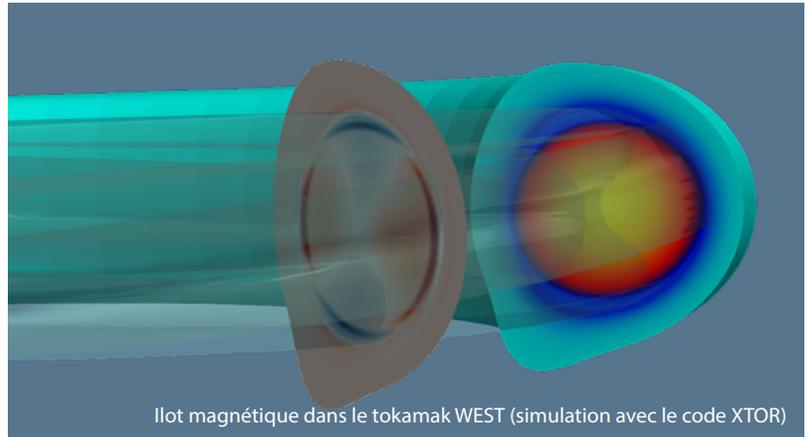
La reconnexion magnétique est également l'étape ultime d'instabilités se développant au cœur du plasma et se terminant par une relaxation rapide de la température centrale. Ce phénomène se répète périodiquement, ce qui a donné à cette instabilité le nom de « dent-de-scie ». Son statut dans la liste des auteurs de troubles est équilibré entre des aspects positifs, liés à sa capacité d'éjection des impuretés du centre du plasma, et négatifs liés à sa propension à former des îlots magnétiques sur les surfaces voisines (cf. article **#4 "Dents-de-scie au coeur du plasma"**).

Au bord du plasma, une autre instabilité peut se développer lorsque la baisse du transport turbulent, observée dans certaines circonstances, permet la formation d'un fort gradient de pression. Le **temps de confinement de l'énergie** s'en trouve augmenté d'un facteur 2 environ, mais le régime de confinement obtenu, appelé H (pour high confinement) produit également des relaxations périodiques par un phénomène de reconnexion. L'instabilité associée, nommée **ELM** pour Edge Localized Mode, a l'inconvénient d'envoyer vers les surfaces matérielles des bouffées d'énergie intenses (cf. article **#6 "Relaxations au bord du plasma"**), mais de nombreuses techniques existent pour réduire son impact, soit en restant de manière contrôlée sous le seuil de

déclenchement de l'instabilité (par exemple en produisant des chaînes d'îlots), soit en forçant la fréquence des relaxations à un rythme élevé qui en réduit l'impact. En approchant du régime de fonctionnement d'un réacteur de fusion, le plasma devient également un milieu en combustion, dans lequel les isotopes de l'hydrogène se transforment en particules d'hélium très chaudes: les particules **alpha**.

Après les degrés de liberté spatiaux dans lesquels se développent les autres instabilités, ce sont les résonances entre ondes et particules dans l'espace des vitesses qui offrent au plasma la possibilité de développer des instabilités (cf. article #5 "**Stabilité des plasmas en combustion**"). Mais c'est également un espace où peuvent se concevoir des techniques de contrôle, car les systèmes utilisés pour le chauffage du plasma exploitent les résonances entre le mouvement des particules et les ondes électromagnétiques. On peut ainsi augmenter la fréquence des relaxations pour rendre leur impact moins dommageable (pour les instabilités en dents-de-scie), ou former des filaments de courant au cœur des îlots pour les supprimer.

Cependant, malgré toutes les opportunités de contrôle, le domaine d'opération d'un tokamak est borné : que ce soit le courant pouvant circuler dans le plasma, ou la pression cinétique pouvant y être stockée, des limites existent au-delà desquelles les instabilités deviennent globales, déformant l'ensemble du plasma pour le soustraire à son piège magnétique, et se développant exponentiellement sur un temps trop court pour permettre une contre-réaction. Le plasma perd alors rapidement son énergie thermique et magnétique : on dit qu'il **disrupte**. Des stratégies d'anticipation et d'atténuation de ces **disruptions**, qui doivent res-



ter des événements exceptionnels, sont alors mises en œuvre, mêlant réseaux de neurones et injection massive de gaz pour dissiper le maximum d'énergie sous forme de rayonnement (cf. article #7 "**Aux frontières du domaine opérationnel**").

Des diagnostics pour voir l'invisible, des outils théoriques et numériques pour comprendre

Le plasma des tokamaks est un milieu quasiment transparent pour l'œil humain, et il est inutile de songer à y introduire un objet matériel : il serait rapidement fondu, et introduirait tellement d'impuretés rayonnantes que le plasma lui-même en perdrait son énergie. Mais les perturbations magnétiques se traduisent par des fluctuations des surfaces magnétiques qui sont détectables par des bobines situées dans les parois de la machine, et par un large éventail de techniques, parfois très sophistiquées, permettant de reconstruire la structure des instabilités, de caractériser leur impact sur le confinement et d'identifier leurs sources (cf. article #8 "**Détecter l'invisible**"). Cette caractérisation forme la première moitié du puzzle dont le physicien a besoin.

L'autre moitié, ce sont les outils théoriques et les simulations numériques associées, qui per-

mettent de faire le lien entre l'observation et la prédiction. Des architectures informatiques de grandes dimensions (High Performance Computers ou HPC), réalisant des calculs en parallèle sur des dizaines de milliers de processeurs, permettent de tester des modèles physiques de plus en plus fidèles à la réalité. En approchant du régime de fonctionnement d'un réacteur, où des particules très énergétiques détermineront une part importante des phénomènes physiques d'intérêt, il devient crucial de pouvoir décrire le plasma non plus seulement comme un fluide, mais aussi comme un ensemble de particules.

Une organisation pour la Fusion

La recherche sur la Fusion contrôlée regroupe en France un grand nombre de laboratoires : le CEA, le CNRS, l'INRIA, l'IRSN, différentes Universités et Grandes Ecoles coordonnent leurs efforts en sein de la Fédération de Recherche sur la Fusion par Confinement Magnétique (**FR-FCM**). Au niveau Européen, les activités sont coordonnées par **EUROfusion**, tandis que les recherches internationales le sont au sein des **ITPA**. ■

RECONNEXION MAGNÉTIQUE

par Maurizio Ottaviani & Daniele Del Sarto

Les configurations plasma que l'on peut produire dans un tokamak évoluent sous l'action des forces extérieures et/ou à cause des instabilités MHD. Dans ce contexte on parle souvent de reconnexion magnétique. Comment cela se passe-t-il et quelles en sont les conséquences ?

#2

#2

RECONNEXION MAGNÉTIQUE

Qu'est-ce que la reconnexion magnétique ?

La dynamique d'un **plasma** magnétisé et du champ électromagnétique associé est régie par plusieurs facteurs. Toutefois, dans la modélisation d'un certain nombre de situations, il est utile d'effectuer d'abord quelques simplifications. La plus commune est celle du plasma idéal. En présence d'un champ électrique, l'accélération des électrons est limitée par leur inertie et par la force de frottement avec les ions, à laquelle on associe la résistance électrique. Si l'on néglige l'inertie et la résistance, on obtient une équation, connue comme loi d'**Ohm** idéale, qui implique une contrainte entre champ électromagnétique et vitesse du plasma. On

peut montrer que l'une des conséquences de cette contrainte est que si deux points du plasma sont connectés par une ligne de champ à un temps donné, ils le seront à tous les temps successifs. On peut alors visualiser les lignes de champs comme des « ficelles » transportées par l'écoulement, parfois complexe, du plasma, sans jamais se briser. On parle alors de lignes de champ gelées dans le plasma ou "**loi du flux gelé**".

Cette situation est illustrée par la **figure 1(a)**. On y voit comment des lignes de champ évoluent sous l'action d'un écoulement qui cause alternativement compression et expansion. La densité de courant associée au champ magnétique évolue aussi sous l'action de l'écoulement. Dans ces circonstances, les lignes de champ maintiennent leur intégrité mais la densité de courant atteint des valeurs très élevées dans les zones de compression.

On se rend alors compte d'un problème avec le modèle du plasma idéal. Dans la région de compression la densité de courant, qui représente la différence entre la vitesse des ions et des électrons, peut devenir suffisamment grande pour que l'on ne puisse plus ignorer la force de frottement dans les équations

du modèle. La **figure 1(b)** montre ce qui se passe quand l'on ajoute l'effet de la résistivité dans la loi d'Ohm. On voit comment les lignes de champ magnétique changent leur connexion en créant la structure d'un îlot. On parle alors de « reconnexion » et de « changement de topologie » de la configuration magnétique.

Petite histoire de la reconnexion magnétique

Une notion "embryonnaire" de reconnexion magnétique a été introduite à la fin des années trente par Ronald G. Giovanelli pendant son travail de thèse portant sur l'observation des éruptions solaires. Vu de la Terre, ces phénomènes se manifestent comme des petites taches plus lumineuses sur la surface du Soleil. Ici, les lignes de champ magnétique forment des "boucles" caractéristiques. Entre les "pieds" de ces boucles, le champ magnétique change de polarité et devient donc faible ou nul. Giovanelli proposa que la luminosité accrue soit le résultat de l'accélération de particules dans ces zones de champ nul [1].

En partant de cette idée, Fred Hoyle, qui fut l'un des rapporteurs

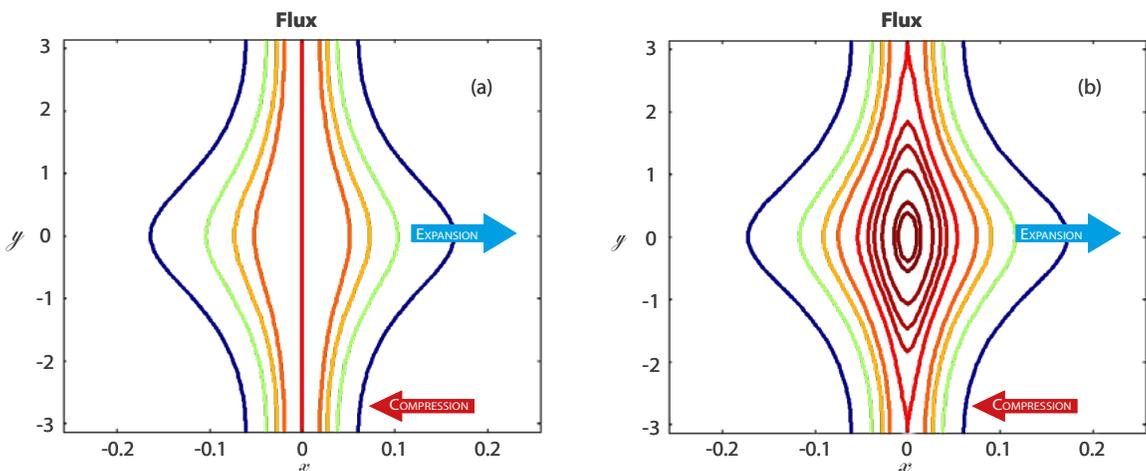


Fig. 1 : (a) Déformation des lignes de champ sur l'action d'un écoulement dans le cas d'un plasma idéal : pas de reconnexion. (b) Cas du plasma résistif : reconnexion et formation d'un îlot.

de sa thèse, proposa à son docteur Jim W. Dungey de considérer ce mécanisme comme une explication possible des aurores boréales. Dungey est crédité d'avoir formalisé l'idée dans un modèle de l'environnement géomagnétique (magnétosphère) [2]. S'ensuivit un premier modèle quantitatif qui permettait d'estimer le taux de reconnexion dans un plasma en écoulement stationnaire [3]. S'ensuivirent également les premières études théoriques de **stabilité** des plasmas de laboratoire avec l'analyse de l'instabilité de cisaillement par Furth, Killeen et Rosenbluth [4]. Ensuite, les études théoriques et expérimentales sur ce sujet se multiplièrent avec comme objectif la compréhension des phénomènes, souvent complexes, que le mécanisme de reconnexion induit dans le plasma. La prédiction quantitative des échelles temporelles et des énergies caractéristiques relâchées pendant le processus de reconnexion est désormais essentielle dans plusieurs domaines d'application.

Îlots magnétiques dans une machine toroïdale

Il faut rappeler que le confinement du plasma dans une machine toroïdale est obtenu par la création d'un champ magnétique caractérisé par une série de surfaces magnétiques emboîtées et centrées autour d'une ligne que l'on appelle axe magné-

tique, sur lesquelles s'enroulent les lignes de champ (cf. article "**No-tions utiles**").

Si le plasma était idéal, au sens expliqué auparavant, les possibilités d'évolution de cette configuration seraient limitées par la loi de flux gelé.

Par contre, dans un plasma non idéal, le phénomène de reconnexion permet notamment la création d'une ou plusieurs structures hélicoïdales avec leur propre axe magnétique qui s'enroule autour d'une des surfaces magnétiques de la configuration de départ. En interceptant un plan **poloïdal** quelconque, ces structures secondaires génèrent des figures d'îlots comme dans le cas bidimensionnel décrit auparavant.

Ceci est illustré dans la **figure 2**.

Conséquences de la reconnexion

En reliant différentes parties d'un système par des nouvelles lignes de champ, les processus de reconnexion permettent généralement d'augmenter, parfois considérablement, le transport de matière et d'énergie. Dans une machine à confinement magnétique, un îlot constitue une zone de court-circuit pour le transport de la chaleur, ce qui cause une baisse du confinement de l'énergie thermique glo-

bale.

La présence d'un ou de plusieurs îlots peut déstabiliser complètement la décharge provoquant une disruption.

En outre, la réorganisation du champ magnétique, qui est permise par le processus de reconnexion, est accompagnée par une transformation d'énergie magnétique en énergie cinétique parfois considérable. Quand la reconnexion est assez rapide, elle est accompagnée par un champ électrique élevé qui cause l'accélération des particules chargées du plasma, particulièrement les électrons. La reconnexion rapide donne aussi lieu à des fortes concentrations de courant et à des zones de vitesse élevée, qui à leur tour sont à l'origine d'une dynamique complexe ou même turbulente.

La reconnexion dans l'espace.

On sait que les étoiles comme notre Soleil sont constituées de plasma et que l'espace interplanétaire et interstellaire est aussi rempli par du plasma. Il s'agit aussi de milieux magnétisés. On s'attend donc à ce que la reconnexion y joue un rôle important.

Des premières observations pendant les éclipses solaires au XIX^{ème} siècle aux images spectaculaires



Fig. 2 : Surfaces magnétiques secondaires produites par un processus de reconnexion dans un **tokamak**. Les lignes de champ magnétique interceptent un plan **poloïdal** en formant la structure caractéristique d'un **îlot magnétique**.

des récentes sondes spatiales, on sait que la surface du Soleil est caractérisée par une dynamique très riche.

En particulier, grâce au mécanisme de reconnexion, les structures magnétiques connues comme boucles coronales peuvent se développer en protubérances solaires, avec une densité de plasma comparativement élevée, qui parfois deviennent instables et donnent alors lieu aux éruptions solaires. Ces éruptions qui apparaissent au début comme des émissions intenses de lumière, sont souvent suivies par des éjections de plasma qui peuvent atteindre la Terre en quelques jours. Leur caractère spectaculaire a été rendu visible par les satellites (**figure 3**).

Autour de la Terre, le champ magnétique est continuellement en interaction avec le vent solaire dans la zone qui le sépare du champ magnétique du Soleil. Dans cette zone, les phénomènes de reconnexion déterminent la quantité de particules énergétiques qui peuvent pénétrer vers la Terre, suivant les lignes de son champ magnétique. Ceci donne lieu à des phénomènes spectaculaires comme les aurores boréales qui sont maintenant observées aussi dans les planètes géantes du système solaire, et générées par des mécanismes similaires. Mais d'un autre côté, on connaît aussi l'impact que les

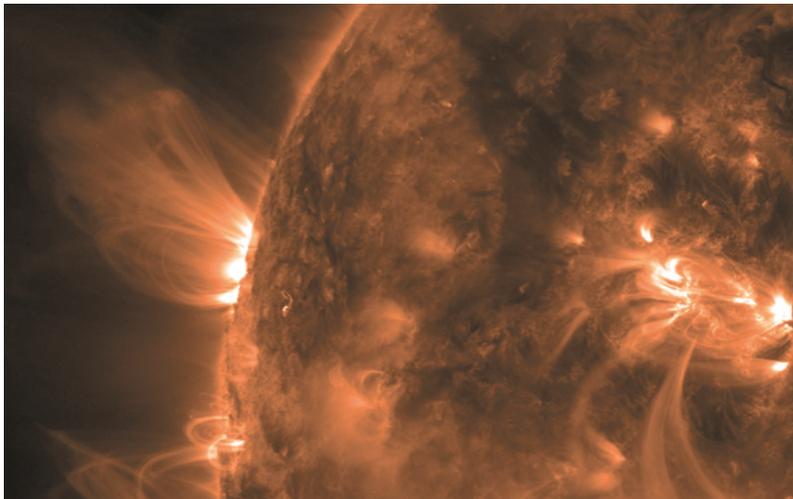


Fig. 3 : Image d'une boucle coronale en phase d'éruption (la photo a été prise dans l'ultraviolet; les couleurs ont été choisies de façon arbitraire). (Source: NASA database, www.nasa.gov)

particules énergétiques et les courants associés peuvent avoir sur les installations technologiques, satellites, lignes de télécommunication, lignes électriques.

On peut voir le champ magnétique terrestre comme un bouclier imparfait qui est toutefois perturbé par la dynamique du Soleil.

C'est ainsi que l'étude des phénomènes de reconnexion dans le système Soleil-Terre est devenu un sujet de recherche très important, notamment dans son aspect de prévision que l'on appelle la météorologie de l'espace.

Pour donner une idée, la première **éruption solaire** qui a été observée sur la Terre par Richard Carrington

en 1858, et qui semble être la plus intense jamais enregistrée par l'homme depuis le début de l'astrophysique, avait une durée d'environ 5 minutes. Le relâchement d'énergie a été récemment estimé être de l'ordre de cent millions de bombes thermonucléaires les plus puissantes [5].

Enfin, les processus de reconnexion sont aussi d'importance dans l'astrophysique extra-solaire, car ils sont supposés pouvoir fournir la source d'énergie qui est derrière les émissions électromagnétiques très intenses observées à l'échelle du Cosmos, par exemple dans la nébuleuse du Crabe ou dans des étoiles du type "Pulsar". ■

RÉFÉRENCES

- [1] R. G. Giovanelli, "A theory of chromospheric flares", *Nature*, **158**, p. 81 (1946)
- [2] J. W. Dungey, "Some Researches in Cosmic Magnetisms", PhD Thesis, Cambridge University (1950)
- [3] P. A. Sweet, "The neutral point theory of solar flares", *Proceedings of the International Astronomical Union Symposium on Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, (No. 6, Stockholm, 1956), p. 123, Cambridge University Press (1958).
- E. N. Parker, "Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids", *J. Geophys. Res.*, **62**, p. 509 (1957)
- [4] H. P., Furth, J. Killeen and M. N. Rosenbluth, "Finite-resistivity instability of a sheet pinch", *Phys. Fluids*, **6**, p. 459 (1963)
- [5] E. W. Cliver and W. F. Dietrich, "The 1859 space weather event revisited: limits of extreme activity", *J. Space Weather Space Clim.*, **3**, A31 (2013)

ÎLOTS MAGNÉTIQUES

par Olivier Agullo & Patrick Maget

La reconnexion magnétique peut conduire à la formation d'îlots dans les plasmas des tokamaks. Cela nuit à la qualité du confinement de l'énergie, mais peut-on éviter leur formation, ou les contrôler efficacement ?

#3

#3

ÎLOTS MAGNÉTIQUES

Îlot & confinement

Une oscillation régulière sur le signal des bobines magnétiques, un aplatissement du profil de température qui se manifeste de manière périodique (**figure 1**) : un **îlot magnétique** s'est formé dans le **plasma** et sa structure cohérente caractéristique est détectée sur les diagnostics (cf. article **#8 "Détecter l'invisible"**). Le changement topologique qui a permis à des surfaces magnétiques, emboîtées en poupées russes, de former cet îlot résulte d'un processus de reconnexion des lignes de champ (cf. article **#2 "Reconnexion magné-**

tique"). A cet endroit, les lignes de champ magnétique se referment sur elles-mêmes après quelques tours le long du tore, de sorte que l'îlot forme un ruban qui se referme sur lui-même. Il fait apparaître de nouvelles surfaces magnétiques, emprisonnées à l'intérieur d'une séparatrice et isolées du reste du plasma, et au sein desquelles le transport turbulent est fortement réduit (cf. article **#3 Focus "Îlot & turbulence"**). Mais il rapproche aussi des zones autrefois éloignées, formant un pont thermique sur une largeur équivalente à sa taille. La qualité du confinement de l'énergie s'en trouve dégradée.

Si des chaînes d'îlots se développent sur des surfaces magnétiques proches, les trajectoires des lignes de champ deviennent alors stochastiques (ce problème est analogue à la transition vers le chaos en mécanique Hamiltonienne), permettant aux particules de transporter leur énergie sur des distances encore plus importantes. Le niveau de déconfinement thermique est proportionnel à la largeur radiale des îlots et peut être

important si aucune action n'est entreprise pour les contrôler et limiter cette largeur. Pour des paramètres correspondant au scénario de base d'**ITER**, on estime que le contenu énergétique peut baisser de 20% [1]. Une autre conséquence des îlots magnétiques est leur impact sur le transport des impuretés : certaines observations expérimentales suggèrent en effet qu'ils favorisent la pénétration des impuretés lourdes, néfastes au fonctionnement d'un réacteur de fusion car elles font baisser le contenu énergétique du plasma en émettant beaucoup de rayonnement. De ce fait, il n'est pas envisageable de laisser se développer de larges îlots dans un réacteur de fusion, et il existe fort heureusement des moyens de contrôler cela.

Pourquoi des îlots se forment-ils ?

A l'origine de la formation d'un îlot se trouve la compétition entre de nombreux mécanismes, **linéaires** et **non linéaires**. Le bilan d'énergie fait apparaître le gradient du

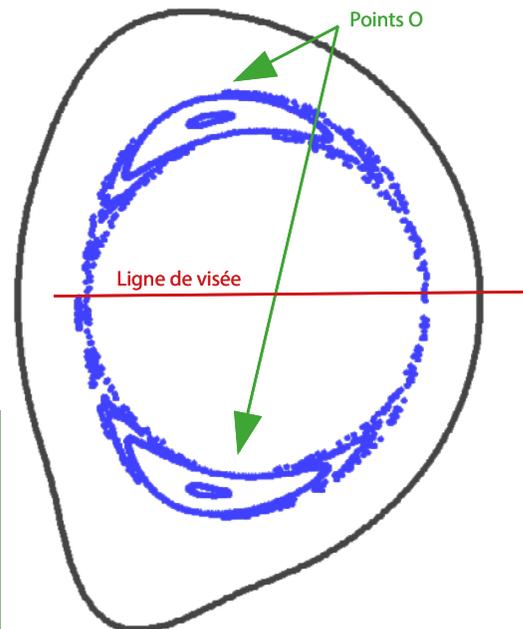
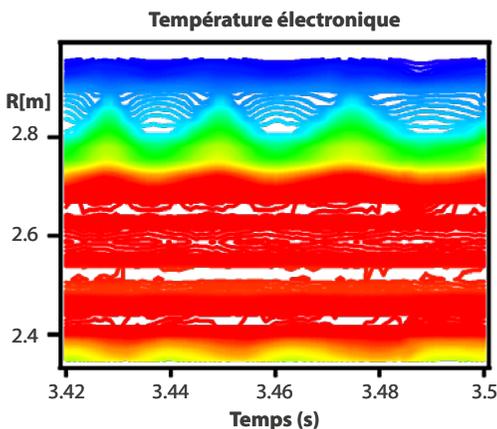


Fig. 1 : Température électronique mesurée en fonction du temps le long d'une ligne traversant le plasma (ligne rouge sur la figure de droite), en présence d'un îlot magnétique (en bleu sur la figure de droite), sur le tokamak WEST. La rotation naturelle du plasma fait que la présence de l'îlot se traduit par un aplatissement périodique du profil de température lors du passage des points O.

courant plasma comme la source principale qui tend à favoriser l'îlot, tandis que la structure torique du **tokamak** tend à le stabiliser lorsque la pression cinétique devient importante. Dans un réacteur de fusion, la stabilisation l'emporte et les îlots ne devraient pas se développer... sauf qu'il existe un mécanisme intrinsèque au tokamak, assez puissant pour donner naissance à une branche métastable (voir définition de **stabilité** dans le glossaire) : une graine d'îlot pourra ainsi se transformer, si elle est suffisamment grande, en un îlot de taille respectable (plusieurs dizaines de centimètres sur ITER par exemple).

Ce mécanisme repose sur le fait qu'un îlot est analogue à un filament de courant, circulant en sens opposé au courant d'équilibre du plasma. Or il existe dans les tokamaks un courant auto-généré proportionnel au gradient de pression (le courant de bootstrap), qui joue un rôle grandissant lorsque les conditions de fonctionnement approchent celles d'un réacteur. Au sein d'un îlot, le gradient de pression est proche de zéro, et la disparition locale du courant de bootstrap est équivalente à un filament de contre-courant : le courant d'îlot s'en trouve donc renforcé. Au final, un meilleur confinement conduit à un plus fort courant de **bootstrap** et donc à des îlots potentiellement plus grands, à condition qu'une graine d'îlot soit semée, et qu'elle dépasse une taille critique.

Les semeurs d'îlots

Toutes sortes de perturbations magnétiques, mouvantes ou statiques, coexistent dans un plasma de tokamak : ce sont des relaxations périodiques centrales comme les dents-de-scie (cf. article **#4 "Dents-de-scie au coeur du plasma"**), ou localisées au bord comme les **ELMs** (cf. article **#6 "Relaxations au bord du plasma"**) ; ce sont aussi des irrégularités in-

volontaires du champ magnétique dues à des défauts d'alignement des bobines de champ, ou volontaires lorsqu'elles servent à contrôler d'autres instabilités (comme l'ont montré les ELMs).

La turbulence elle-même génère par battement d'ondes de petits îlots magnétiques, comme l'on montré des études théoriques (cf. article **#3 Focus "îlot & turbulence"**). En y regardant de près, la situation idéalisée de surfaces magnétiques emboîtées laisse place à un bain de structures insulaires, parcouru de fortes perturbations transitoires lorsqu'une relaxation se produit au centre ou au bord.

Les graines d'îlots ne manquent donc pas, mais il faut cependant atteindre un niveau de pression assez important pour que l'une d'elles excède le seuil critique qui permettra d'atteindre la branche métastable. Alors, la croissance de l'îlot se prolongera jusqu'à des tailles significatives, occupant 10 à 20% du rayon du plasma.

Le contrôle des îlots

Le temps caractéristique d'évolution d'un îlot magnétique est long (de l'ordre de la seconde dans ITER), car la résistivité du plasma, acteur majeur de la reconnexion, est très faible. Cela laisse le temps de mettre en place des actions de contrôle, en agissant sur le trait caractéristique de l'îlot, qui est d'être un filament de courant. En principe, il suffit donc de générer un filament de courant circulant en sens opposé pour le faire disparaître. La réalisation pratique de cet objectif est rendue possible par un autre champ d'étude de la fusion magnétique : le chauffage et la génération de courant par ondes haute-fréquence (HF). En particulier, les ondes émises à la fréquence cyclotronique des électrons ont une zone d'interaction avec le plasma très réduite dans

l'espace, rendant possible une action localisée au cœur des îlots magnétiques, c'est-à-dire au point O (**figure 1**).

Les démonstrations expérimentales de cette idée sont aujourd'hui nombreuses, et des simulations numériques menées au sein de la **FR-FCM** ont permis de comparer différentes stratégies de contrôle, combinant la modulation (on ne génère du courant que dans le point O de l'îlot, car son effet au point X est, lui, déstabilisant), et le balayage radial qui permet de modérer les conséquences d'un possible désalignement avec la position réelle de l'îlot (**figure 2**).

Sur ITER, un tel système sera installé et devra permettre de faire disparaître les îlots avant qu'ils ne s'engagent trop avant sur la branche métastable. Dès leur taille ramenée sous le seuil critique, ils disparaissent. De savantes combinaisons de diagnostics, scrutant le plasma en permanence, veillent à localiser rapidement les prochains trouble-fête et dirigent vers eux les miroirs des antennes émettrices. Un enjeu technologique important reste néanmoins d'optimiser le système afin de minimiser la puissance à injecter pour les contrôler.

Une recherche active

Les îlots magnétiques sont loin d'avoir révélé tous leurs secrets, et ils se trouvent aujourd'hui, comme beaucoup d'autres sujets traités dans ce numéro, au confluent de nombreux domaines de recherche. Mentionnons que les questions de transport turbulent en présence d'îlot magnétique se retrouvent aussi dans le domaine des plasmas spatiaux (par exemple au niveau de la magnétosphère terrestre, où ils ont été observés par des satellites) mais les échelles en jeu sont cependant fort différentes.

En ce qui concerne les plasmas de

fusion, comme nous l'avons évoqué, la reconnexion magnétique est fortement liée aux questions de turbulence : la quasi disparition de la turbulence au sein de l'îlot influe sur son impact global, sa saturation et sa sensibilité aux sources de chauffage, et la turbulence sème par ailleurs des îlots pouvant servir de germes (cf. article #3 Focus "Îlot & turbulence"). Les nombreuses graines d'îlots de tailles variées qui ne sont pas amplifiées par le courant de bootstrap et baignent dans le milieu turbulent impactent en retour le transport, notamment le transport électronique. Ce sont les disparités d'échelles spatiales et temporelles qui rendent complexe l'étude de ces phénomènes, que

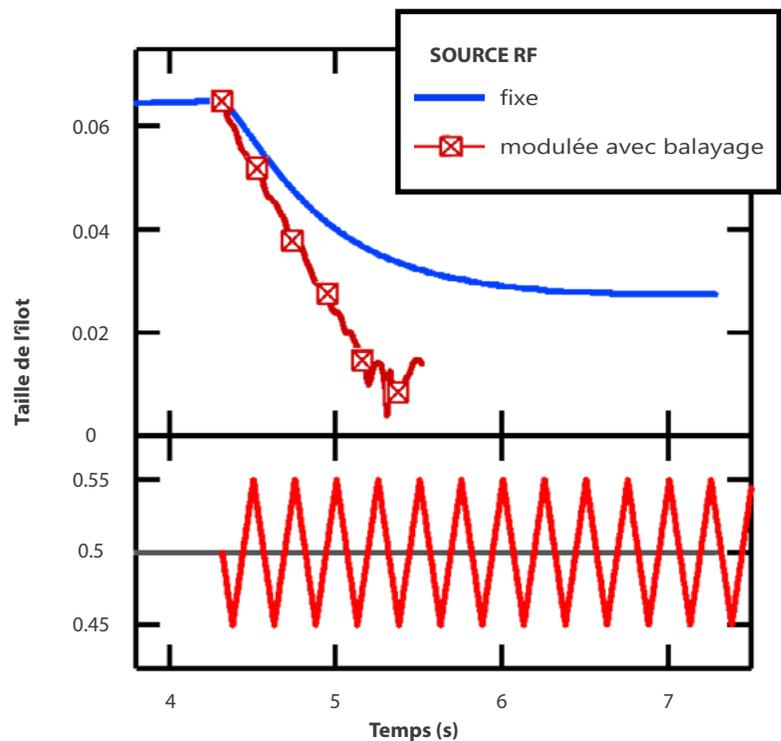
ce soit sur le plan expérimental ou numérique [4].

Des diagnostics sophistiqués, comme la réflectométrie ou la mesure de cartes d'émission radiative, permettent de mener des investigations dans ce domaine (cf. article #8 "Détecter l'invisible"), afin de les confronter aux simulations numériques menées sur des calculateurs haute performance avec des milliers de processeurs. Les modèles permettant de

décrire le courant auto-généré à l'origine de la branche métastable se perfectionnent, et un champ d'étude s'ouvre pour l'interaction des îlots avec les particules rapides (issues des réactions de fusion ou des systèmes de chauffage), que des codes combinant un modèle fluide avec le suivi de millions de particules individuelles peuvent maintenant commencer à étudier.



Fig. 2 : Simulation de contrôle d'un îlot magnétique par une source de courant avec le code XTOR [2] : la taille de l'îlot (en haut, en fraction du rayon du plasma) est réduite de moitié lorsqu'on lui applique une source de courant fixe (en bleu). Mais elle peut être réduite sous le seuil de détection lorsque le courant appliqué pour le contrôle est modulé au point O, tout en balayant radialement autour de sa position (en rouge). En bas, la position de la source de courant RF lors du balayage (l'îlot est à $\rho_{rf}=0.5$) [3].



RÉFÉRENCES

- [1] S. Günter *et al.*, "High-confinement regime at high betaN values due to a changed behavior of the neoclassical tearing modes", *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 275001 (2001)
- [2] H. Lütjens and J.F. Luciani, "XTOR-2F: A fully implicit Newton-Krylov solver applied to nonlinear 3D extended MHD in tokamaks", *J. Comput. Phys.*, **229**, 21 8130–8143 (2010)
- [3] O. Février *et al.*, "Comparison of magnetic island stabilization strategies from magneto-hydrodynamic Simulations", *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 044002 (2017)
- [4] O. Agullo *et al.*, "Nonlinear dynamics of turbulence driven magnetic islands. II. Numerical simulations", *Phys. Plasmas*, **24**, 042309 (2017)

FOCUS

#3

ÎLOT & TURBULENCE
par Magali Muraglia

ÎLOT & TURBULENCE

par Magali Muraglia

Un problème multi-échelles

L'interaction d'**îlots magnétiques** avec la turbulence existante dans un **plasma** de **tokamak** est une question importante. En effet, un îlot magnétique, dont la taille est de l'ordre de quelques centimètres avec une fréquence de quelques kHz, baigne dans un plasma turbulent dont les structures caractéristiques ont une taille allant de fractions de millimètre à quelques centimètres avec une fréquence de quelques centaines de kHz.

L'interaction entre un îlot magnétique et la turbulence est donc un problème multi-échelles qui peut être étudié grâce à des modèles prenant en compte l'écoulement dynamique d'un plasma magnétisé (c'est la **magnétohydrodynamique**).

Historiquement, dû au coût numérique important d'un tel problème, les deux phénomènes ont été étudiés séparément. De plus, dans un tokamak, les fluctuations liées à la turbulence sont plus importantes que les fluctuations du

champ magnétique.

Cet argument scientifique a longtemps validé l'approche indépendante des deux phénomènes. Cependant, ces dernières années, de nombreuses expériences, appuyées par des simulations numériques, ont montré que la présence d'un îlot magnétique pouvait affecter le transport de chaleur et de particules [1] et [2], et qu'inversement, la turbulence pouvait contribuer à la création et à la dynamique d'un îlot [4].

L'îlot magnétique, un « court-circuit » pour le transport de chaleur et de particules

La topologie magnétique d'un îlot influence fortement le transport turbulent en modifiant ce qui lui donne naissance : les gradients de température et de densité. En effet, du fait de la forte diffusion parallèle des fluctuations le long de la structure en tores emboîtés de l'îlot, les profils sont aplatis à l'intérieur de l'îlot magnétique et pré-

sentent des gradient plus forts à l'extérieur. La turbulence est alors affectée en conséquence : elle devient plus calme au cœur de l'îlot, tandis qu'à l'extérieur elle se renforce, ainsi que le montre la simulation numérique de la **figure 1**. Or le transport des particules et de la chaleur résulte de deux mécanismes : la diffusion parallèle le long des lignes de champ magnétique et le transport perpendiculaire généré par la turbulence. La hausse du niveau de turbulence qui se trouve concentrée au niveau des points X (en haut et en bas de la figure) va donc se traduire par un transport de chaleur et de particules augmenté. L'îlot magnétique agit alors comme un « court-circuit » très efficace augmentant le transport de particules et de chaleur provenant du cœur de la machine vers son bord. Bien entendu, plus l'îlot est large radialement, plus la perte de confinement induite par le transport turbulent à l'extérieur de l'îlot est importante.

La turbulence, source d'énergie pour les îlots

De même qu'un îlot magnétique agit sur la turbulence, la turbulence peut affecter également la dynamique d'un îlot : son origine, sa taille finale.

Prenons tout d'abord son origine. On sait que les îlots métastables nécessitent une graine pour se développer (cf. article #3 "îlots magnétiques"). Or ils apparaissent parfois sans que l'on puisse identifier leur source, et la turbulence est un candidat possible pour expliquer ce phénomène [3]. Les simulations numériques montrent en effet que le couplage **non linéaire** de modes turbulents aux échelles millimétriques peut être à l'origine de la génération d'une graine d'îlot à des échelles centimétriques, la taille étant dépendante du niveau de turbulence. Un tel mécanisme permet ainsi le pompage de l'énergie turbulente des petites échelles pour former un îlot magnétique macroscopique.

Ensuite, de nombreuses études (numériques ou expérimentales) suggèrent que l'évolution de la taille d'un large îlot magnétique peut être contrôlée par la turbulence [2] et [4]. En effet, l'augmentation du transport turbulent à l'extérieur d'un îlot suffisamment large, couplé à la diminution du niveau de turbulence à l'intérieur, conduit à la réduction de la taille à saturation, c'est à dire finale, de l'îlot magnétique.

Ainsi, le contrôle de la turbulence au voisinage d'un îlot magnétique (via la modification des profils de température et de densité par un chauffage externe par exemple) pourrait permettre de limiter sa croissance. ■

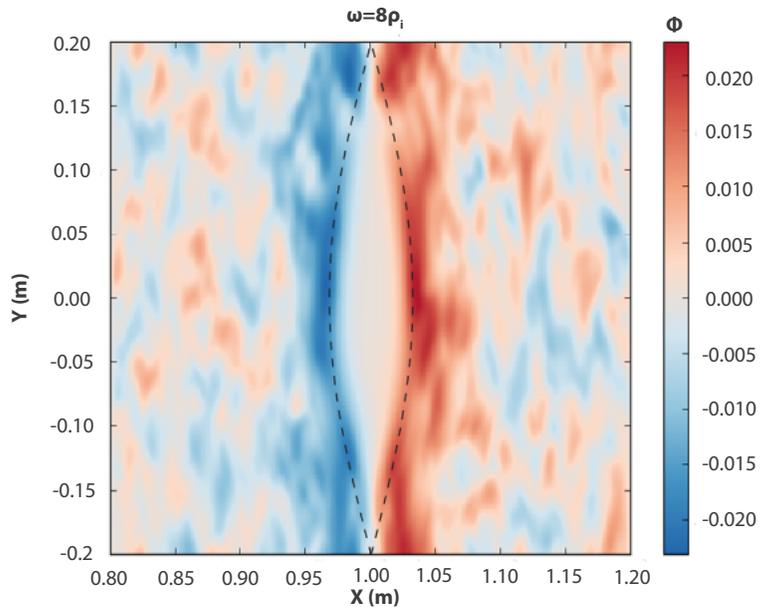


Fig. 1 : Amplitude des fluctuations turbulentes, en présence d'un îlot, issue de simulations numériques présentées dans [3]. Le transport parallèle aux lignes de champ magnétique correspond à la direction verticale, tandis que le transport perpendiculaire s'effectue de gauche à droite.

RÉFÉRENCES

- [1] A. Bañón Navarro *et al.*, "Effect of magnetic islands on profiles, flows, turbulence and transport in nonlinear gyrokinetic simulations", *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 034004 (2017)
- [2] L. Bardóczi *et al.*, "Impact of neoclassical tearing mode-turbulence multi-scale interaction in global confinement degradation and magnetic island stability", *Phys. Plasmas*, **24**, 122503 (2017)
- [3] P. Hill *et al.*, "The effect of magnetic islands on Ion Temperature Gradient turbulence driven transport", *Phys. Plasmas*, **24**, 042308 (2015)
- [4] M. Muraglia *et al.*, "Generation and amplification of magnetic islands by drift interchange turbulence", *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 095003 (2011)

DENTS-DE-SCIE AU COEUR DU PLASMA

par **Timothée Nicolas**

Les dents-de-scie font partie de ces instabilités qui combinent des effets bénéfiques et d'autres délétères, ce qui en fait une cible emblématique pour le contrôle actif du plasma. Il est donc indispensable de les étudier, pour tirer parti de leurs avantages et remédier à leurs inconvénients.

#4

#4

DENTS-DE-SCIE AU COEUR DU PLASMA

Les dents-de-scie sont un phénomène se produisant dans tous les **tokamaks**, découvert en 1974 par VonGoeler [1]. Le phénomène est caractérisé par une relaxation périodique rapide des profils de pression et de température du cœur du **plasma**. En fonction de la taille de la machine et du régime de fonctionnement, la période peut aller d'une dizaine de millisecondes à plus d'une seconde. En contraste, la phase de relaxation proprement dite, appelée "crash", est extrêmement courte, de l'ordre de 100 microsecondes. Le crash de la dent-de-scie homogénéise les profils dans le cœur du plasma, par l'intermédiaire de la

reconnexion du champ magnétique (cf. article #2 "**Reconnexion magnétique**"). Comme les profils sont en général piqués au centre, l'homogénéisation a tendance à faire brutalement baisser la pression et la température sur l'axe magnétique (là où les réactions de fusion doivent être les plus intenses). Ensuite, les divers chauffages font remonter la pression de cœur sur une échelle de temps plus lente, jusqu'au prochain crash, d'où le profil caractéristique en dents-de-scie, visible sur les traces temporelles (**figure 1**).

Le kink interne

Le crash de la dent-de-scie est déclenché par une instabilité appelée kink interne (kink signifie torsion en anglais), qui consiste en une déformation hélicoïdale du plasma torique, comme un fil de téléphone qui s'entortille sur lui-même. Cette déformation reste confinée à l'intérieur d'une surface caractérisée par une valeur particulière du pas de l'hélice dessinée par les lignes du champ magnétique. Cette surface est la

surface de résonance de l'instabilité. A l'extérieur de cette surface, le plasma est peu affecté. L'intérieur du plasma est donc projeté sur la surface de résonance (**figure 3**). Dans un plasma parfaitement conducteur (idéal), l'instabilité saturerait à faible amplitude, puisque les surfaces magnétiques emboîtées les unes dans les autres ne pourraient se traverser. Mais les effets non-idéaux comme la résistivité, bien que d'amplitude petite, prennent toute leur importance dans la phase **non-linéaire** de cette instabilité. Ils permettent aux surfaces magnétiques de s'interpénétrer par reconnexion (cf. article #2 "**Reconnexion magnétique**"). A la fin de ce processus, le champ magnétique s'est retourné comme un gant et un nouveau cœur s'est formé. Les profils d'avant le crash ont été emportés avec le champ magnétique et mélangés dans le volume à l'intérieur de la surface de résonance.

Effets sur le plasma : dark side

Les conséquences de cette instabilité sont nombreuses. Tout d'abord, le crash de la dent-de-scie abaisse significativement le profil de pression du cœur du plasma. Comme la puissance des réactions de fusion est proportionnelle au carré de la pression, cette instabilité conduit à une baisse transitoire de la puissance dégagée. Ceci dit, cette baisse est relativement faible et limitée dans le temps. Un aspect plus problématique des dents-de-scie est que la perturbation due au crash peut fournir la graine nécessaire au déclenchement d'un **îlot magnétique** métastable (cf. article #3 "**Îlots magnétiques**"), qui cause une dégradation du confinement, et donc une baisse non pas transitoire mais durable de la pression du cœur. Plus la période des dents-de-scie est longue, plus le risque de déclencher un

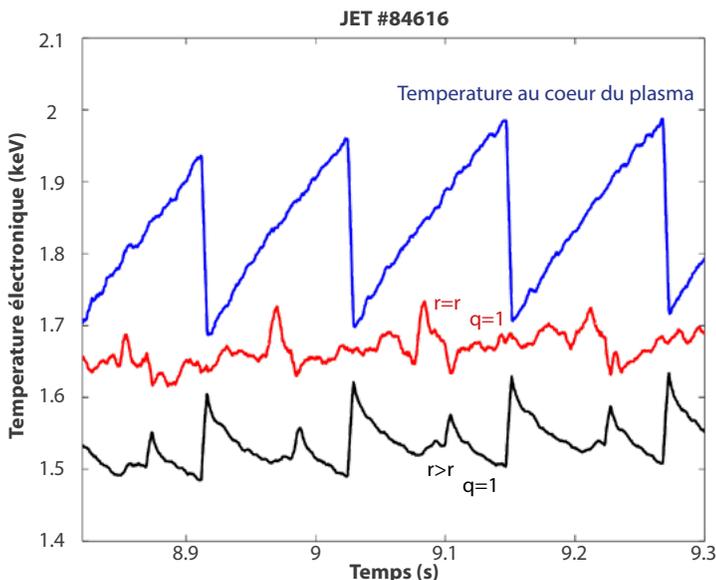


Fig. 1 : Traces temporelles de la température au cœur du plasma (bleu), à la surface de résonance de l'instabilité (rouge) et légèrement à l'extérieur de cette surface (noir), dans une décharge du tokamak européen JET.

tel îlot métastable est grand [2]. Ces îlots peuvent également être à l'origine des **disruptions**. Or sur **ITER** les disruptions doivent être impérativement évitées, compte tenu de l'importante énergie magnétique libérée lors de ces dernières (cf. article **#7 "Aux frontières du domaine opérationnel"**).

Effets sur le plasma : bright side

Mais les dents-de-scie ont également un effet bénéfique. Lors de la relaxation, le mélange des profils de cœur implique que les impuretés éventuellement présentes près de l'axe magnétique sont également redistribuées. Typiquement, ces impuretés sont soit les cendres d'Hélium, dont il faut bien vider le centre, au risque d'étouffer le plasma en diluant le mélange réactif de Deutérium-Tritium, soit des impuretés venant des parois, comme du Tungstène, qui a un effet extrêmement négatif sur le confinement. En redistribuant les profils de ces impuretés, les dents-de-scie ont la capacité d'aider à les transporter du cœur vers l'extérieur. En fait, en l'absence de dents-de-scie, dans certaines conditions le piquage du profil de tungstène peut rapidement augmenter au point de conduire à l'arrêt de la décharge.

Le contrôle des dents-de-scie

Le consensus aujourd'hui est donc de s'accommoder de la baisse transitoire de la pression ; et d'essayer de contrôler les dents-de-scie afin d'obtenir des crash fréquents (idéalement quelques dizaines de milli-secondes), permettant d'évacuer les impuretés tout en limitant le risque de déclencher des îlots métastables. Le contrôle de la fréquence peut être obtenu à l'aide de générateurs d'ondes électromagnétiques situés

à la périphérie du plasma. Il existe plusieurs méthodes, en particulier la génération de particules rapides. Une antenne tire une onde à la fréquence cyclotronique ionique qui dépose sa puissance près de la surface de résonance, générant des particules suprathermiques. Le mouvement des particules est caractérisé par la superposition d'un mouvement oscillant rapide auquel se superpose un mouvement de dérive lente autour du tore, appelé précession. Pour les particules rapides, cette fréquence de précession augmente et devient comparable aux fréquences typiques du mode **MHD** kink interne à l'origine du crash de la dent-de-scie. Cela veut dire que les particules rapides peuvent échanger de l'énergie avec le mode, c'est-à-dire le stabiliser ou le déstabiliser, en fonction du signe de l'échange d'énergie (cf. article **#5 "Stabilité des plasmas en combustion"**). Des expériences ont démontré que l'on peut significativement augmenter la fréquence des dents-de-scie en les déstabilisant à l'aide de populations de particules rapides bien choisies, générées à l'aide de l'onde cyclotronique ionique. Une autre méthode utilise une autre fréquence cyclotronique, celle des électrons, pour modifier localement le courant, ce qui affecte également la **stabilité** de la dent-de-scie. Ces méthodes actives de contrôle seront importantes notamment sur ITER, où les particules **alpha** de fusion, elles aussi suprathermiques mais localisées plutôt dans le cœur, auront tendance à fortement augmenter la période des dents-de-scie jusqu'à plusieurs secondes ou dizaines de secondes. Il reste encore beaucoup à comprendre autour de ce contrôle actif de la période des dents-de-scie.

Une vieille question académique

Il y a également de nombreux problèmes théoriques encore mal compris au sujet de la phase de crash de la dent-de-scie. Si l'on sait

que ce sont les effets non-idéaux qui permettent la reconnexion, on a toujours du mal à comprendre pourquoi la phase de crash est aussi courte (100 μ s). Il existe plusieurs pistes imaginées il y a déjà plusieurs dizaines d'années. Nous retiendrons trois ingrédients principaux :

1. La modification de la loi d'**Ohm**
2. Les plasmoides
3. Le chaos magnétique

La loi d'Ohm est la relation constitutive donnant le champ électrique du plasma, et donc l'évolution du champ magnétique via l'équation d'induction. On prend souvent une loi d'Ohm purement résistive, mais ce faisant, on néglige un certain nombre d'autres effets non-idéaux. En modifiant les lois d'échelle à l'intérieur de la zone de reconnexion, ces effets non-idéaux ont la capacité d'augmenter significativement le taux de reconnexion. Les plasmoides, de leur côté, sont de petits îlots magnétiques apparaissant lorsque la zone de reconnexion devient elle-même instable au mode de déchirement (cf. article **#3 "Îlots magnétiques"**). En créant de multiples sous-zones de reconnexion, le taux de reconnexion est augmenté fortement. Enfin, les lignes de champ magnétique peuvent devenir chaotiques (**figure 2**), ce qui implique topologiquement une connexion via les lignes du champ magnétique entre le cœur et la surface de résonance. Le déplacement très rapide des électrons le long des lignes de champ peut alors suffire à expliquer un aplatissement très rapide du profil de température. Le problème est que ces phénomènes sont particulièrement difficiles à mesurer expérimentalement. Du côté des simulations numériques, les trois phénomènes peuvent être observés, parfois simultanément, ce qui rend l'interprétation difficile, et explique l'absence de consensus malgré des décennies de recherche. Pour couronner le tout, il y a des

preuves expérimentales fortes où dans certains cas, le crash peut complètement aplatir les profils de température et de pression sans que la topologie du champ magnétique soit fortement modifiée. Il s'agit du problème de la « reconnexion incomplète » [3].

En astrophysique

Le domaine des dents-de-scie est l'un des domaines où la fusion par confinement magnétique rencontre l'astrophysique. Les phénomènes de reconnexion sont essentiels à la compréhension des éruptions solaires et à celle de l'interaction entre

le vent solaire et la magnétosphère. Le rôle des plasmoides décrits plus haut dans ces processus est également bien connu des astrophysiciens. Ainsi, nos deux communautés se fertilisent mutuellement à l'occasion de ces recherches. ■

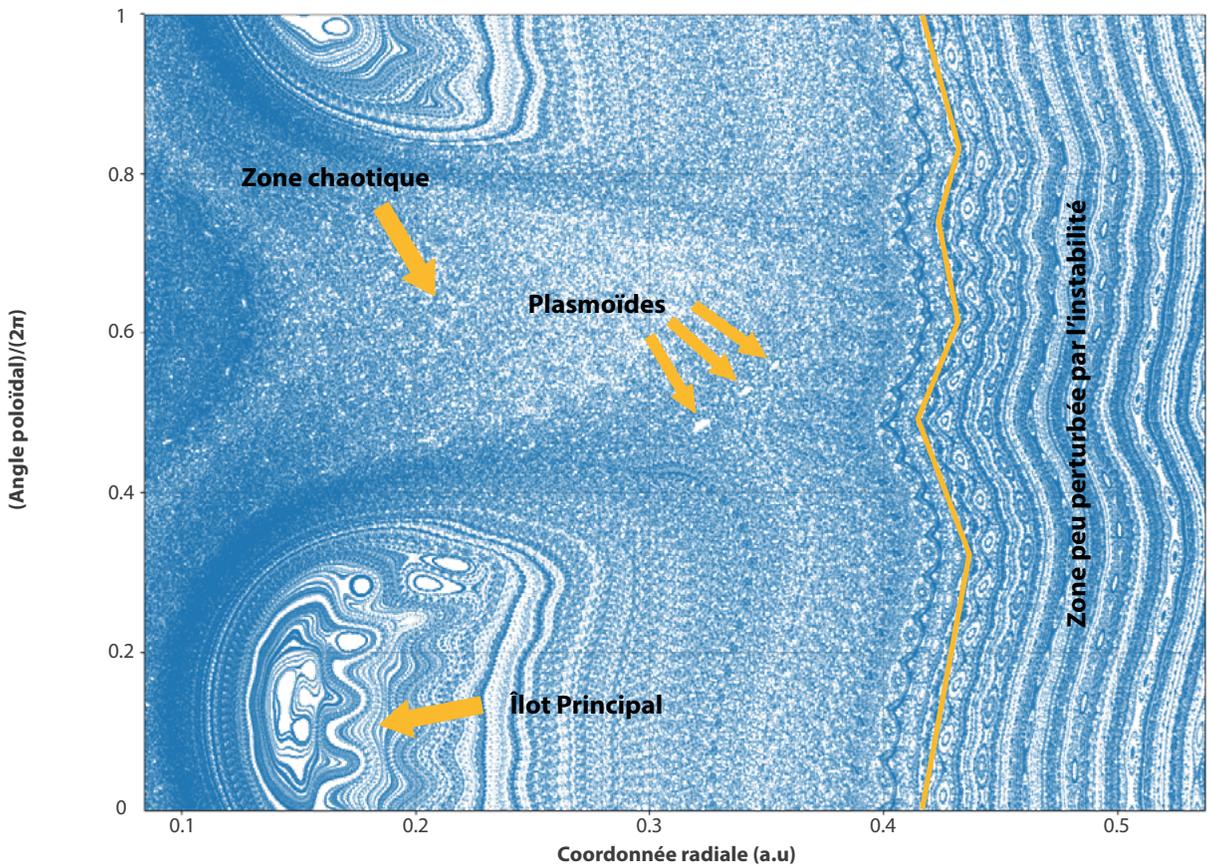


Fig. 2 : Coupe de Poincaré du champ magnétique, montrant l'îlot principal, des zones chaotiques, et de petits plasmoides le long de la zone de reconnexion, dans une simulation de dents-de-scie avec le code XTOR-2F [4].

RÉFÉRENCES

- [1] S. von Goeler, W. Stodiek, and N. Sauthoff, "Studies of internal disruptions and $m=1$ oscillations in tokamak discharges with soft-X-Ray techniques", *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1201 (1974)
- [2] I.T. Chapman *et al.*, "Empirical scaling of sawtooth period for onset of neoclassical tearing modes", *Nucl. Fusion*, **50**, 102001 (2010)
- [3] M.T. Beidler and P.A. Cassak, "Model for incomplete reconnection in sawtooth crashes", *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 255002 (2011)
- [4] H. Lütjens and J.F. Luciani, "XTOR-2F: a fully implicit Newton–Krylov solver applied to nonlinear 3D extended MHD in tokamaks", *J. Comput. Phys.*, **229**, 21 8130–8143 (2010)

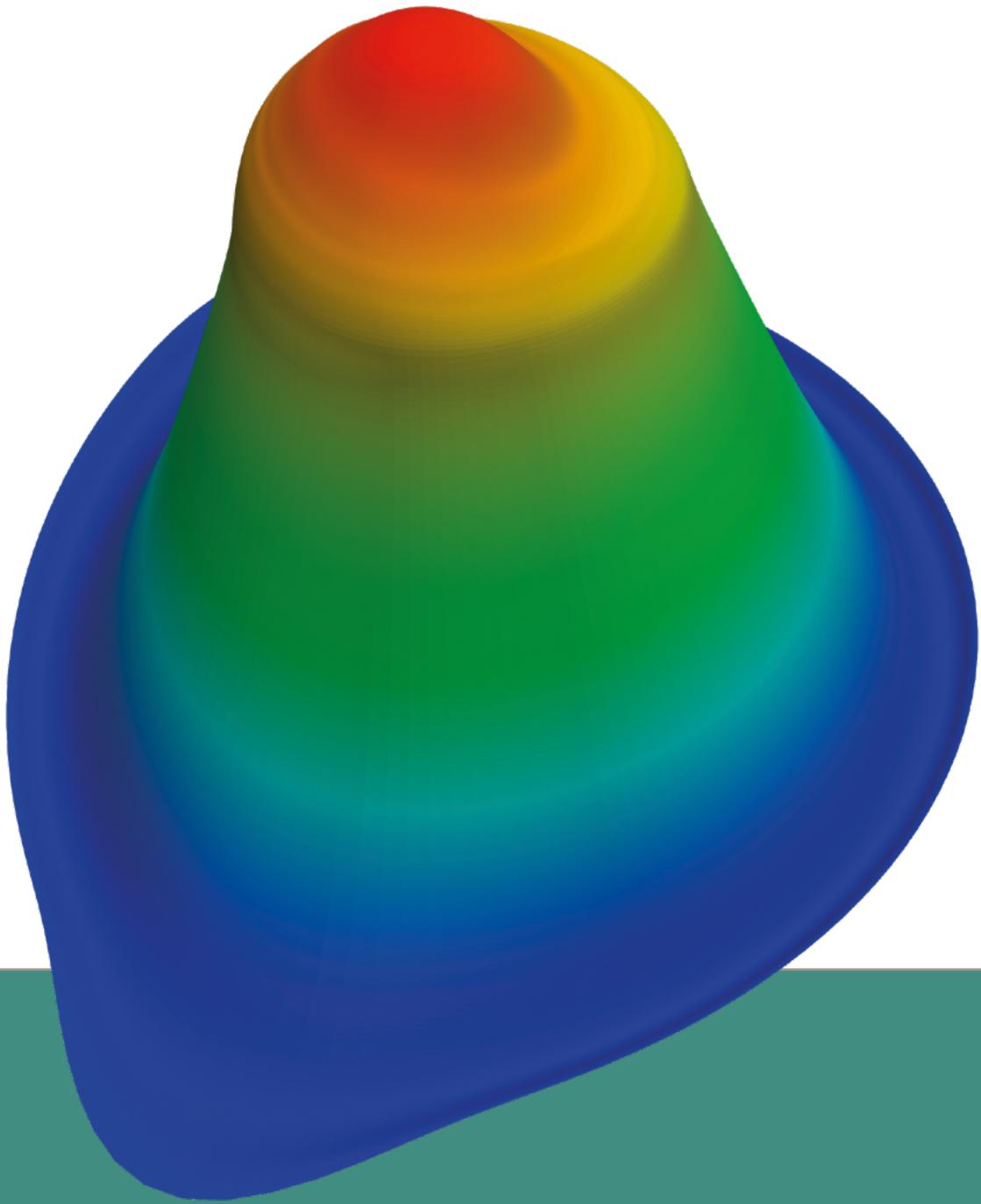


Fig. 3 : Température lors d'un crash de dent-de-scie dans WEST (visualisation d'une coupe poloïdale d'une simulation avec le code XTOR). On voit comment le cœur du plasma est déplacé vers l'extérieur. La surface de résonance de l'instabilité se situe approximativement à l'endroit où la température commence à décroître fortement.

STABILITÉ DES PLASMAS EN COMBUSTION

par David Zarzoso & Rémi Dumont

Les particules rapides sont omniprésentes dans les plasmas de fusion et doivent être suffisamment bien confinées afin de chauffer le plasma thermique et auto-entretenir les réactions de fusion. Mais, du fait de leur énergie, ces particules peuvent exciter des modes électromagnétiques potentiellement défavorables à leur confinement. Prédire et contrôler cet effet est un défi majeur des recherches actuelles en fusion...

#5

#5

STABILITÉ DES PLASMAS EN COMBUSTION

Particules rapides dans les plasmas de fusion

Dans les **tokamaks** actuels comme dans les futurs réacteurs à fusion, les réactions nucléaires ont lieu entre deux isotopes d'hydrogène, typiquement un noyau de deutérium et un noyau de tritium. Cette réaction, la seule envisagée actuellement à des fins de production d'énergie, produit une particule **alpha** et un neutron. Le neutron, du fait de sa nature, n'est pas sujet aux forces électromagnétiques et peut parvenir à l'extérieur de la chambre à vide du tokamak, où son énergie sera transformée en électricité. Mais qu'en est-il de la particule alpha ? Cette particule est chargée et grâce au champ magnétique, elle restera dans l'enceinte à vide où elle cédera son énergie au **plasma** thermique par collisions coulombiennes. On sait par ailleurs que le mélange deutérium-tritium (D-T) doit atteindre une température de l'ordre de 200 millions de degrés pour que les réactions de fusion se produisent. Dans un réacteur industriel, le chauffage nécessaire pour parvenir à cette température doit se faire principalement de manière auto-entretenu, c'est-à-dire qu'il faut trouver dans le plasma des particules avec une énergie suffisamment élevée pour chauffer le mélange D-T par collisions. Les particules alpha, qui naissent avec une énergie de 3.5 MeV, soit de l'ordre de 300 fois l'énergie du plasma

thermique, présentent justement les caractéristiques requises. D'où leur nom de particules rapides et d'où l'intérêt qu'elles restent confinées. Cependant, dans les machines actuelles, il n'y a pas, ou très peu, de réactions de fusion entre le deutérium et le tritium pouvant donner naissance à des particules alpha. L'analyse de la physique des particules rapides peut toutefois être menée grâce aux systèmes de chauffage additionnel, qui génèrent des ions rapides aux caractéristiques s'approchant de celles des particules alpha. Que ce soit dans un tokamak en fonctionnement ou dans un futur réacteur de fusion nucléaire, les particules rapides sont donc omniprésentes et l'analyse de leur transport et de leur confinement est essentielle dans le cadre du contrôle des réactions de fusion.

Lorsque les particules rapides et les ondes se synchronisent

Un plasma magnétiquement confiné est un ensemble de particules chargées soumises à un champ électromagnétique. D'une part, les particules sont caractérisées par une vitesse de déplacement. D'autre part, le champ électromagnétique est caractérisé par une vitesse de phase. Il est intuitif de penser que lorsque la vitesse des particules est proche de la vitesse de phase du champ, quelque chose doit se passer. Pour mieux comprendre ceci, pensons à une course de relais où un athlète qui est en train de courir doit passer le témoin à l'athlète qui l'attend à l'arrêt. Nous avons tous vu que ce transfert a lieu lorsque l'athlète qui reçoit le témoin est déjà en mouvement. La raison en est simple : lorsque les deux athlètes se déplacent à des vitesses proches, un transfert d'information de l'un à l'autre est plus facile, car ils passent plus de temps ensemble. L'athlète

qui est à l'arrêt est accéléré et donc "attiré" par l'athlète en mouvement qui, à son tour, est décéléré et donc "attiré" par celui qui est plus lent. On dit que les deux athlètes se sont synchronisés. Le même phénomène se produit entre les particules et les ondes : lorsque les particules se déplacent à une vitesse proche de la vitesse des ondes, elles ont tendance à se synchroniser et c'est pendant ce mécanisme de synchronisation qu'un transfert d'énergie est possible. Lorsque les particules rapides se synchronisent avec les ondes électromagnétiques, on dit qu'elles résonnent avec les ondes. Pour se synchroniser, une particule avec une vitesse légèrement supérieure à la vitesse de phase de l'onde devra perdre un peu de son énergie, qui est donc transférée à l'onde. En revanche, une particule avec une vitesse légèrement inférieure à la vitesse de phase de l'onde devra augmenter un peu son énergie en l'empruntant à l'onde. S'il y a plus de particules avec une vitesse supérieure à la vitesse de phase de l'onde que des particules avec une vitesse inférieure, il y a un transfert net d'énergie des particules vers l'onde, ce qui se traduit par une instabilité. La situation opposée conduit à un transfert net d'énergie de l'onde vers les particules, ce qui représente un amortissement. La direction du transfert d'énergie est donc donnée par la pente de la fonction de distribution en vitesse des particules au voisinage de la position de résonance. De ce fait, un fort gradient de pression lié aux particules rapides peut conduire à une instabilité électromagnétique, qui peut conduire **non linéairement** à un transport de particules et donc à une diminution de la performance du tokamak.

Les modes d'Alfvén excités par des particules rapides

Divers modes électromagnétiques

peuvent être excités par des particules rapides. Ici, nous nous contenterons d'en donner l'image essentielle au travers des modes les plus emblématiques dans les plasmas de fusion, du fait de leur importance pour le confinement : les modes d'Alfvén. Le physicien suédois Hannes Alfvén a publié en 1942 l'article fondateur de la théorie magnétohydrodynamique moderne [1]. Il a prédit l'existence d'ondes électromagnétiques sous la forme de perturbations perpendiculaires au champ magnétique d'équilibre, se propageant parallèlement aux lignes du champ à une vitesse que l'on a baptisée la vitesse d'Alfvén, qui dépend de l'amplitude du champ magnétique. Lorsque le champ magnétique est inhomogène, la fréquence caractéristique de ces ondes varie dans l'espace d'une manière continue. Ceci conduit à un spectre continu de modes d'Alfvén.

Ce spectre est caractérisé par l'amortissement de tous ces modes. Le phénomène responsable de ceci est le mélange de phases. Pour comprendre ceci, prenons un point de l'espace, caractérisé donc par une fréquence bien définie. Mais comme le spectre est un continuum, cette fréquence coexiste avec d'autres fréquences très proches. Dans une région de l'espace, nous avons ainsi un grand nombre d'ondes oscillant à des fréquences proches mais toutes différentes. Si l'on veut mesurer le signal résultant moyenné dans le temps, nous obtiendrons un signal nul. C'est pourquoi on fait référence à ce phénomène comme l'amortissement dû au continuum. Mais si les modes d'Alfvén sont amortis en présence d'un champ magnétique inhomogène, l'intuition veut que nous ne les observions pas dans un tokamak. En réalité, un tokamak est un système avec une géométrie bien plus complexe qu'un simple cylindre : c'est la géométrie to-

roïdale. Ceci, lié à d'autres effets comme la non-circularité de la section **poloïdale**, introduit des couplages entre les différents modes d'Alfvén qui font que des ouvertures apparaissent dans le continuum. Ce phénomène s'apparente à l'existence de bandes d'énergie interdite dans un cristal. Un mode peut donc exister dans ces ouvertures sans être amorti. C'est ce que l'on appelle un mode propre d'Alfvén. Des particules rapides dont la vitesse est proche de la vitesse de phase de ces modes propres peuvent résonner et transmettre leur énergie au champ électromagnétique. Ceci conduit aux modes propres d'Alfvén excités par des particules rapides. Par la suite, nous nous concentrerons sur le mode d'Alfvén induit par la toroïdité (Toroïdity-induced Alfvén Eigenmode, soit TAE en anglais).

Mécanismes non linéaires : du sifflement des modes au transport chaotique

Une fois les modes propres d'Alfvén excités, on pourrait croire que leur énergie augmente indéfiniment. Mais la nature est non linéaire et, par conséquent, toute instabilité finit par s'opposer aux effets qui lui donnent naissance. Ainsi, si un

mode d'Alfvén provoque un transport des particules rapides, ceci va se traduire par un aplatissement local du profil de pression correspondant. Or, l'instabilité étant elle-même le résultat de la variation spatiale de ce profil de pression, la croissance du mode d'Alfvén s'arrêtera lorsque le gradient passera en dessous d'un certain seuil. Les particules ayant changé de localisation spatiale voient également leur vitesse modifiée. Il est ainsi possible pour elles de se synchroniser avec des ondes à des vitesses de phase différentes. La fréquence du mode est donc modifiée par des mécanismes non linéaires. Ce phénomène est appelé sifflement des modes, en référence au sifflement d'un oiseau qui chanterait dans le spectre audible. La trace d'un tel sifflement est représentée par le signal magnétique de la **figure 1**.

Mais si l'on s'intéresse tellement aux modes d'Alfvén, c'est parce qu'ils peuvent produire un transport encore plus efficace et pénalisant pour la performance de la machine. Lorsque plusieurs TAEs coexistent dans le plasma, les particules peuvent interagir avec un premier mode, ce qui conduit à leur transport et éventuellement à les rapprocher d'un autre mode, qui

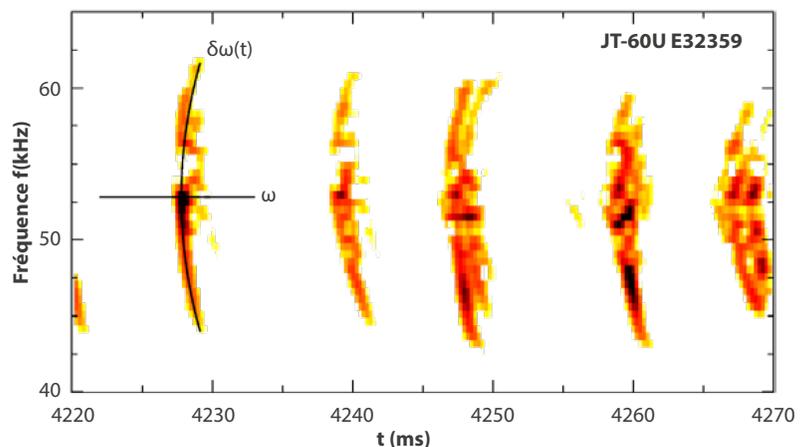


Fig. 1 : spectrogramme des fluctuations magnétiques représentant la fréquence d'un mode d'Alfvén en fonction du temps pour une décharge typique du tokamak japonais JT-60U. Le mode naît avec une fréquence ω , qui est modifiée non linéairement vers le haut et vers le bas d'une quantité $\delta\omega$ [3].

les transporte à nouveau jusqu'à ce qu'elles interagissent avec un autre mode et ainsi de suite. Ce phénomène, appelé transport chaotique, est dû à la présence de plusieurs modes d'Alfvén qui se "recouvrent", c'est-à-dire, qui sont très proches les uns des autres en termes de vitesses de phase.

Les modes d'Alfvén dans les expériences et les simulations

Les modes d'Alfvén sont fréquemment observés dans les machines de fusion actuelles, au sein desquelles ils sont excités par les ions énergétiques le plus souvent résultant des systèmes de chauffage auxiliaire. Dans **ITER** et dans les machines futures contenant des plasmas constitués d'un mélange D-T, les alphas seront abondants, et pourront déstabiliser des instabilités qui leur sont propres. On s'intéresse ainsi aujourd'hui aux TAEs excités par les particules alphas, dont on connaît mal les caractéristiques précises puisque les expériences menées à ce jour ont produit de

très faibles quantités de ces particules. La présence de ces instabilités constitue même l'une des seules signatures directes des effets liés aux alphas dans une décharge D-T actuelle, ce qui élargit l'intérêt de ce type d'expérience au-delà de la caractérisation des modes. Dans le cadre de la préparation d'une future campagne D-T prévue sur JET, le tokamak européen, on prépare soigneusement les expériences permettant d'observer ces modes élusifs. Une difficulté est que les chauffages externes nécessaires à l'entretien des plasmas dans JET déstabilisent efficacement diverses instabilités, masquant potentiellement les TAEs liés aux alphas. Une méthode développée pour contourner cette difficulté est l'introduction d'une phase au cours de laquelle on coupe soudainement toute source de chauffage externe. Ainsi, puisque les alphas mettent nettement plus longtemps à se ralentir que les ions issus des chauffages auxiliaires, il existe une période temporelle pendant laquelle si l'on observe des TAEs, on peut affirmer avec certitude qu'ils sont

excités par les alphas. Pour le moment, ces développements ont lieu dans des plasmas de deutérium, en excitant les TAEs par les ions rapides des chauffages, comme illustré sur le **figure 2** [2]. On prédit que dans un plasma similaire mais utilisant un mélange D-T au lieu du deutérium, il sera possible d'observer des TAEs déstabilisés par les alphas et de les étudier en détail, ainsi que le transport qu'ils induisent. On pourra alors confronter les mesures aux simulations numériques, et renforcer notre confiance dans les modèles prédictifs.

Dans l'attente d'une future campagne D-T dans JET, l'analyse et la prédiction des modes d'Alfvén excités par ces particules dans les futurs réacteurs à fusion ou dans le tokamak ITER ne sont possibles qu'avec des modèles théoriques réduits ou simplifiés. Si l'on veut explorer des régimes plus réalistes, il est essentiel de se servir de la puissance de calcul que fournissent les ordinateurs où l'on fait tourner des codes qui modélisent les plasmas de fusion. A l'heure actuelle, deux

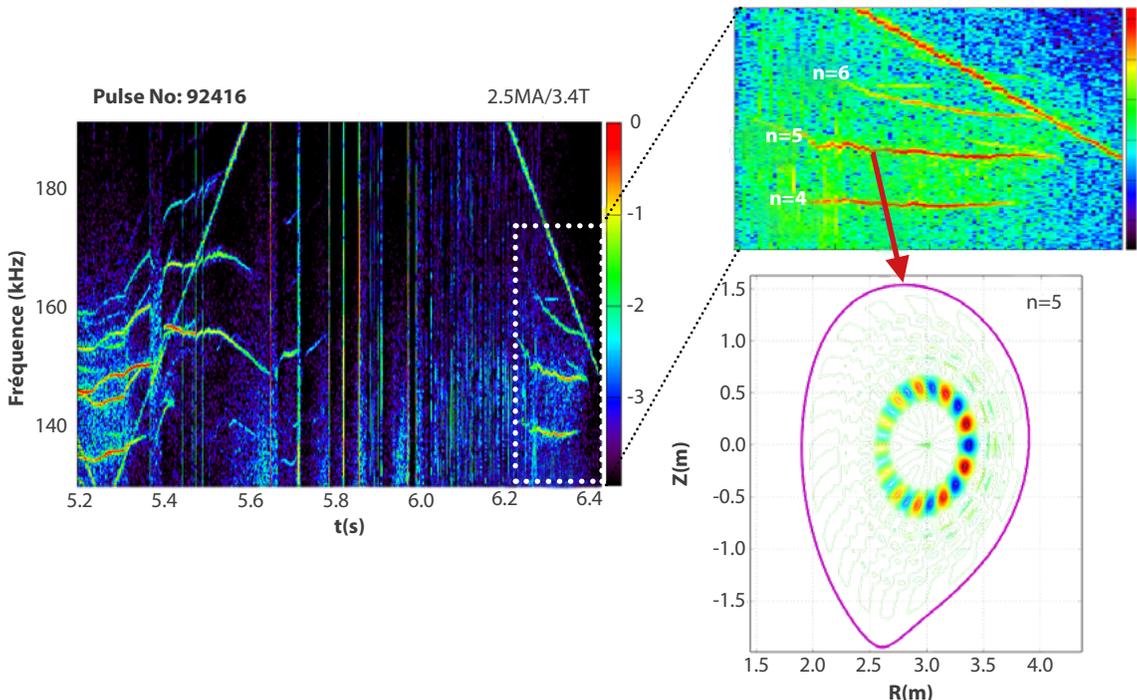


Fig. 2 : Spectrogramme mesuré dans un plasma de deutérium de JET. Les TAEs apparaissent comme des bandes colorées. (Droite, bas) Reconstruction numérique d'un des TAEs (n=5) apparaissant sur le spectrogramme.

classes de codes permettent de faire ces simulations avec des géométries et scénarios réalistes dans le but d'une prédiction de la physique d'ITER, en décrivant les particules alpha avec une approche cinétique. En d'autres termes, leur dynamique est décrite à la fois dans l'espace réel et dans l'espace des vitesses, ce qui est essentiel pour prendre en compte la résonance entre les particules alpha et les modes d'Alfvén. Les particules thermiques, quant à elles, peuvent être décrites soit par une approche

fluide soit, de la même manière que les particules alpha, en utilisant un formalisme cinétique. Le premier type de codes appartient à la classe dite hybride, du fait de la combinaison fluide-cinétique, alors que le deuxième type appartient à la classe complètement cinétique. Les codes hybrides représentent de nos jours un excellent compromis pour étudier la dynamique des particules alpha dans des scénarios réalistes sur des temps longs. La **figure 3** illustre un exemple de simulation de modes

TAE dans ITER avec le code hybride MEGA [4]. La figure de gauche montre la phase d'excitation linéaire alors que la figure de droite montre la phase non linéaire de saturation du mode. ■

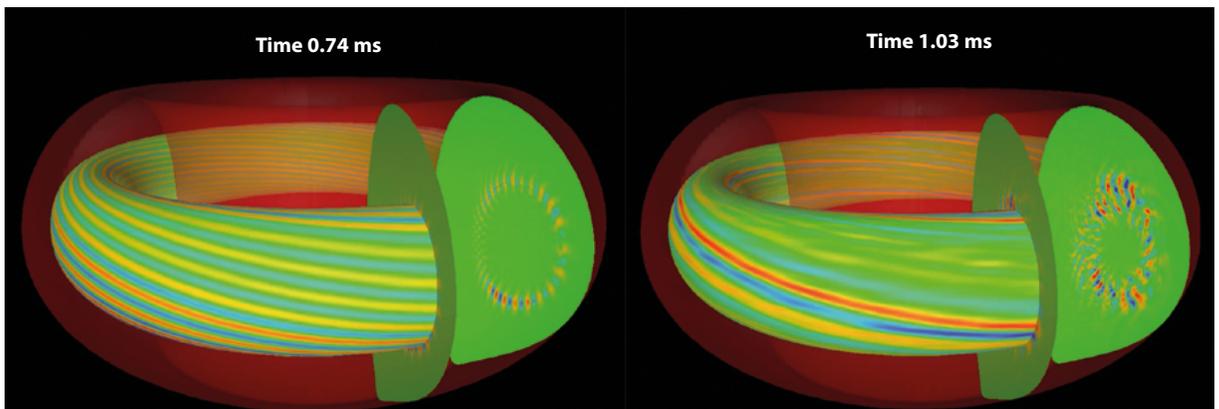


Fig. 3 : potentiel magnétique obtenu avec le code hybride MEGA modélisant l'excitation (gauche) et saturation (droite) d'un mode TAE excité par des particules Alpha dans un scénario d'ITER.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Alfvén, "Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves," *Nature*, **150**, 3805, p. 405-406. (1942).
- [2] R.J. Dumont *et al.*, "Scenario development for the observation of alpha-driven instabilities in JET DT plasmas", *Nucl. Fusion*, **58**, 082005 (2018)
- [3] M. Lesur, "The Berk-Breizman model as a paradigm for energetic particle-driven Alfvén eigenmode" PhD Thesis, Ecole Polytechnique X (2010).
- [4] Y. Todo and A. Bierwage, "Large-scale simulation of energetic particle driven magnetohydrodynamic Instabilities in ITER plasmas", *Plasma Fusion Res.*, **9**, 3403068 (2014)

RELAXATIONS AU BORD DU PLASMA

par Marina Bécoulet & Guido Huijsmans

Dans une zone étroite, au bord du plasma des tokamaks, la turbulence s'éteint parfois spontanément, créant des conditions idéales pour le confinement de l'énergie ... mais pas pour la stabilité. Comment tirer le meilleur parti de cette situation ambivalente ?

#6

#6

RELAXATIONS AU BORD DU PLASMA

Challenge : maximiser le confinement et contrôler les instabilités de bord du plasma

Le **mode H** (H pour « high confinement ») est l'un des régimes de base du fonctionnement des **tokamaks** tels qu'**ITER**. Il est caractérisé notamment par un très fort gradient de pression qui se forme à la périphérie du **plasma**. Ce fort gradient tend à provoquer des pertes périodiques de confinement au bord du plasma, sous forme de relaxations magnétiques sur des temps très courts de quelques dixièmes de millisecondes : les Edge Localized Modes en anglais, ou **ELMs** [1]. Les ELMs se traduisent par une expulsion de chaleur et de particules de la région confinée par le champ magnétique vers le **diverteur** chargé de collecter l'énergie sortant du plasma. Cela limite également le confinement global du plasma. Bien que les ELMs ne soient pas une préoccupation majeure pour les tokamaks d'aujourd'hui, dans le contexte d'ITER ils peuvent conduire à des flux de puissance considérables pouvant endommager les composants faisant face au plasma. Plusieurs méthodes de contrôle des ELMs proposées pour ITER sont actuellement activement étudiées en combinant théorie, modélisation et expériences sur les tokamaks existants.

Comprendre la physique des ELMs pour les contrôler

La physique des ELMs est gouvernée par des instabilités magnétohydrodynamiques dues à un trop fort gradient de pression et au courant circulant dans cette région périphérique. Bien que la nature des modes qui déclenchent les ELMs ait été identifiée dès la fin des années 90, et que les paramètres déterminant leur **stabilité** aient été confirmés par le support d'approches numériques, la dynamique de relaxation des profils est

relaxation, comme la rotation du plasma, les écoulements des ions et des électrons, et le couplage **non linéaire** des modes entraînés dans l'aventure. La diversité des situations expérimentales où les ELMs sont observés permet d'affûter les modèles physiques nécessaires à leur compréhension grâce à une comparaison directe de la théorie et de sa modélisation. On voit par exemple sur la **figure 1 (gauche)** la lumière émise par le plasma dans sa zone périphérique, qui porte la marque des perturbations liées aux ELMs. Cette émission lumineuse peut être calculée

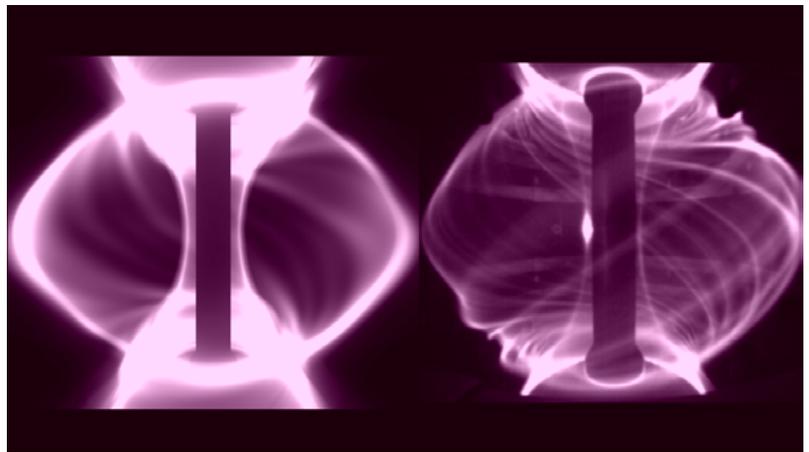


Fig. 1 : Images de caméra rapide et de simulations pour le tokamak MAST [2].
A gauche : image de caméra visible et rapide d'un ELM sur MAST.
A droite : simulation avec le code JOREK [3].

longtemps restée hors d'atteinte de la modélisation. Or c'est elle qui détermine la distribution spatiale et l'amplitude des dépôts de chaleur que devront supporter les composants internes du tokamak. Le cœur du plasma est également concerné, puisque la relaxation des ELMs va y induire la formation transitoire d'îlots magnétiques, qui sont autant de graines pour les îlots métastables (cf. article #3 "îlots magnétiques"). Alors que le domaine de stabilité des ELMs est essentiellement déterminé par les profils de pression et de courant, ainsi que par la géométrie précise des surfaces magnétiques, de nombreux autres paramètres influencent la dynamique de leur

à partir de simulations numériques réalisées sous différentes hypothèses, et comparée aux observations (**figure 1 (droite)**).

En particulier la modélisation a révélé que la densité du plasma est transportée essentiellement par des mouvements de convection pendant la relaxation, formant des sortes de vortex, alors que la dynamique de la température est dominée par la propagation le long des lignes du champ magnétique. On voit par exemple sur la gauche de la **figure 2** les contours de la densité, marquée par le détachement de structures emportées par des vortex, issus d'une simulation d'ELM par le code JOREK développé au CEA/IRFM en collaboration

avec d'autres laboratoires français et européens. La topologie magnétique détermine le comportement de la température et elle est également très fortement perturbée par l'ELM. La chaleur s'échappe ainsi du plasma confiné en suivant un parcours chaotique le long des lignes de champ magnétique, vers des plaques du diverteur. La comparaison des résultats de modélisation des ELMs avec des observations expérimentales sur plusieurs tokamaks indique que les flux de chaleur dans ITER pourraient être de plusieurs GW par mètre carré lors de chaque relaxation en l'absence de contrôle. Or de tels flux sont incompatibles avec les matériaux connus à ce jour. Il existe heureusement plusieurs méthodes efficaces pour supprimer ou atténuer l'impact des ELMs sur les composants faisant face au plasma.

Comment contrôler les ELMs dans ITER ?

La première méthode consiste à appliquer des perturbations magnétiques résonantes générées au bord du plasma par des bobines adaptées. Le but est de dégrader un peu le confinement au bord en y formant de manière contrôlée des îlots magnétiques et de la turbulence, ainsi que l'ont mis en évidence les simulations numériques [4]. Ainsi, le gradient de pression est limité et l'instabilité est moins forte. Les larges relaxations des ELMs deviennent alors de petites relaxations continues, ou sont même entièrement supprimées.

Une autre approche consiste à injecter de très petits granules de deutérium, l'un des combustibles utilisés dans la fusion nucléaire. Chaque injection ne déclenche qu'une très petite relaxation d'ELM au bord du plasma, car le mode est encore stable avant l'injection. En intégrant le plasma, la matière apportée par le granule augmente

la pression et déclenche une instabilité analogue à un ELM naturel, mais de manière contrôlée. L'amplitude de la relaxation est alors régulée par la fréquence d'injection, et diminue avec l'augmentation de cette fréquence. Le mécanisme de déclenchement, la taille minimale des granules et leur vitesse ont ainsi pu être prédites par la modélisation pour ITER [5].

Alternativement, il existe un mode de confinement élevé mais où les ELM disparaissent et sont remplacés par une activité magnétique continue prenant la forme de très

petites relaxations. La modélisation a permis d'expliquer pourquoi le plasma se comportait de cette manière : ce n'est plus la pression qui est l'origine des relaxations, mais le courant circulant dans cette zone périphérique du plasma, et la dynamique de l'instabilité associée est bien moins violente [6]. Reste à savoir si ce régime est compatible avec les paramètres de plasma d'ITER. C'est précisément un des sujets d'étude qui mobilise les chercheurs aujourd'hui. ■

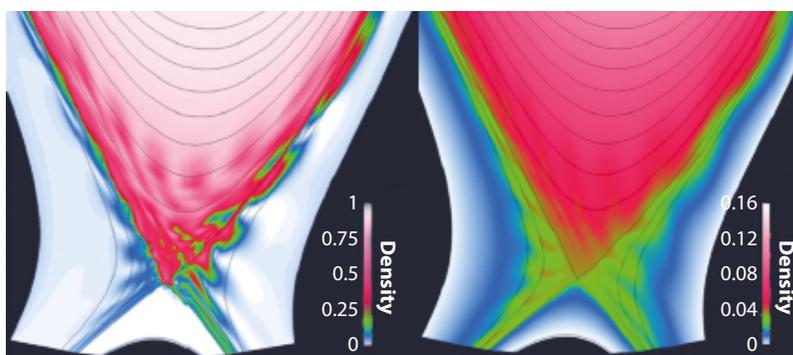


Fig. 2 : Perturbation de densité (à gauche) et de température (à droite) dans le plan poloidal au moment du maximum de perturbation magnétique d'un ELM (code JOREK).

RÉFÉRENCES

- [1] A. Loarte *et al.*, «Progress on the application of ELM control schemes to ITER scenarios from the non-active phase to DT operation», *Nucl. Fusion* **54** 033007 (2014)
- [2] G. Huysmans *et al.*, «MHD stability in X-point geometry: simulation of ELMs», *Nucl. Fusion* **47** 659 (2007)
- [3] S. Pamela *et al.*, «Multi-machine modelling of ELMs and pedestal confinement: from validation to prediction», *IAEA FEC 2016*, October 2016, Kyoto, Japan
- [4] F. Orain *et al.*, «Non-linear modelling of the plasma response to RMPs in ASDEX Upgrade», *Nucl. Fusion*, **57** 022013 (2017)
- [5] Futatani *et al.*, «Non-linear MHD modelling of ELM triggering by pellet injection in DIII-D and implications for ITER», *Nucl. Fusion* **54** 073008 (2014)
- [6] Liu *et al.*, «Nonlinear MHD simulations of Quiescent H-mode plasmas in DIII-D», *Nucl. Fusion*, **55** 113002 (2015)

AUX FRONTIÈRES DU DOMAINE OPÉRATIONNEL

par Eric Nardon & Cédric Reux

Optimiser le fonctionnement d'un tokamak demande entre autres de maximiser les performances du plasma en augmentant sa température et sa densité. Ce faisant, la MHD se rappelle au bon souvenir du physicien en imposant des limites à ces paramètres. Tenter de les dépasser expose au risque de déclencher un arrêt brutal du plasma : la disruption.



#7

AUX FRONTIÈRES DU DOMAINE OPÉRATIONNEL

Le domaine opérationnel

Pour réaliser la fusion dans un tokamak, on vise à maximiser la pression du **plasma** et le **temps de confinement de l'énergie** de façon à satisfaire le **critère de Lawson**. Pour ce faire, il est tentant de chauffer plus fortement le plasma ou bien d'augmenter le courant qu'il porte (pour accroître le champ magnétique de confinement). Cependant, comme on l'a vu dans l'article **#1 "Stabilité magnéto-hydro-dynamique"**, les gradients de pression et de densité de courant sont déstabilisants

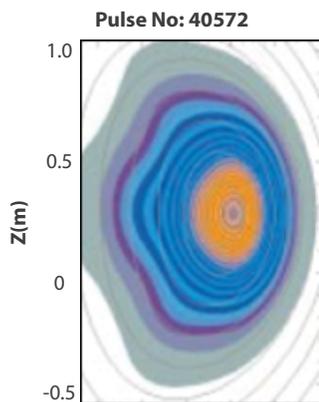


Fig. 1a : Section **poloïdale** du tokamak JET montrant le rayonnement X moussé (couleurs) superposé aux surfaces magnétiques (traits gris). Ces dernières sont représentées à un instant où le plasma est stable, tandis que le rayonnement X est pris juste avant une disruption. La distortion des iso-contours du rayonnement est la marque d'un mode MHD global. (Figure extraite de G.T.A. Huysmans et al 1999 Nucl. Fusion 39 1489)

d'un point de vue **MHD**, ce qui limite ces moyens d'action.

On parle de « domaine opérationnel » pour désigner la région autorisée dans l'espace des paramètres plasma. Il est complexe d'identifier précisément ce domaine car un grand nombre de paramètres interviennent, et il faut souvent tenir compte de leur distribution spatiale. Néanmoins, les physiciens des **tokamaks** savent à peu près où se trouvent les limites en pression (ou plus précisément en β , rapport des pressions cinétique et magnétique), en courant, ou encore en densité (cette dernière résulte d'effets de rayonnement qui augmentent localement la résistivité électrique du plasma, perturbant ainsi la densité de courant).

Quand on sort des clous...

Si l'on sort du domaine opérationnel, le plasma développe une instabilité MHD macroscopique comme celle visible sur la **figure 1** et la **figure 2**, qui peut conduire à une terminaison brutale de la décharge appelée « **disruption** » [1].

Cette dernière se déroule en deux phases :

- D'abord, une phase d'effondre-

ment thermique, d'une durée de l'ordre de la milliseconde, pendant laquelle la température du plasma chute brutalement. Un mécanisme possible pour expliquer ce phénomène est la destruction des surfaces magnétiques par les instabilités MHD, comme observé dans la simulation de la **figure 3** [2]. Cette dernière montre des coupes dites « de **Poincaré** », qui sont obtenues en suivant numériquement des lignes de champ autour du tore, chaque couleur correspondant à une ligne différente, et en marquant par des points les intersections entre ces lignes et le plan de la figure. A gauche, est représentée la situation avant la disruption : les lignes de champ génèrent des surfaces emboîtées, ce qui permet un bon confinement. Mais lorsque la disruption se développe, ces surfaces sont progressivement détruites (**figure 3 courbes du milieu et de droite**). L'énergie thermique peut alors se propager extrêmement vite du cœur vers le bord du plasma. Ceci engendre des flux de chaleur intenses sur les composants de paroi et peut conduire à leur endommagement ou à leur érosion prématurée.

- Ensuite, une phase d'effondre-

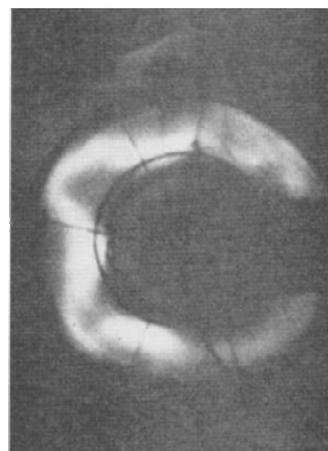
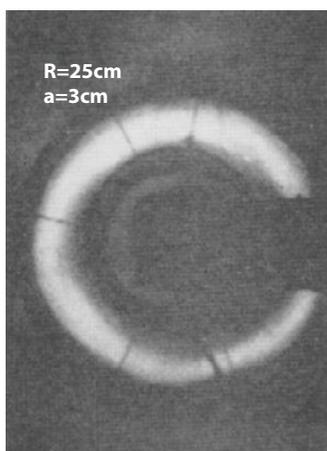


Fig. 2 : L'une des premières photographies (1951) d'une instabilité macroscopique lors d'une sortie du domaine opérationnel : une limite en courant est franchie entre la photographie de gauche et celle de droite. (Source : https://en.wikipedia.org/wiki/Kink_instability, image libre de droits)

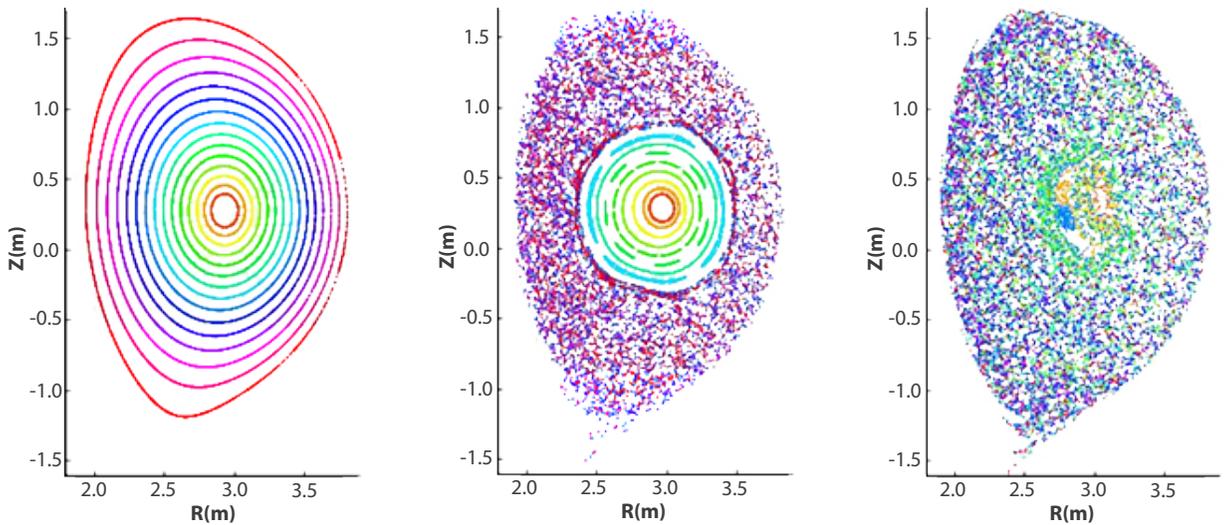


Fig. 3 : Résultats de simulation MHD avec le code JOREK [2] montrant des coupes de Poincaré du champ magnétique pendant la phase d'effondrement thermique d'une disruption (voir le texte pour des explications).

ment du courant. Le plasma étant devenu froid et donc très résistif (car, à l'inverse des solides comme le cuivre, le plasma est d'autant plus mauvais conducteur électrique qu'il est froid), le courant qui y circulait ne peut plus être maintenu et se dissipe par effet Joule en une fraction de seconde. Ceci génère des forces électromagnétiques qui s'exercent sur les structures du tokamak et les éléments intérieurs à l'enceinte. C'est également durant cette phase que des faisceaux d'électrons ultra-relativistes peuvent être créés à cause du fort champ électrique induit par la décroissance du courant plasma [3]. Ces faisceaux peuvent conduire à des endommagements localisés et profonds des éléments internes de la chambre à vide.

Il est clair qu'une disruption est un événement à prévoir et à éviter, et ceci est d'autant plus vrai que le tokamak est gros, notamment pour des raisons de rapport volume sur surface. Si les disruptions sont monnaie courante dans les tokamaks de taille moyenne et ne posent pas de problèmes particuliers, elles doivent donc être traitées avec plus de soin dans des machines plus grosses comme JET

et font l'objet de la plus grande attention dans **ITER**.

Naviguer dans le domaine opérationnel

Comme le montre la **figure 4**, la disruption est d'autant moins probable que l'on travaille loin des limites. Cependant, pour des raisons de performance, on cherche au contraire à s'en approcher, à l'image d'un pilote de course qui prend ses virages le plus vite possible. Un point délicat est que la position précise des limites est difficile à établir en temps réel et peut changer selon les conditions plasma (d'où le caractère probabiliste de la figure 4). Le système de contrôle du tokamak doit intégrer cette caractéristique.

Pour cela, une stratégie possible est de détecter les signes avant-coureurs des disruptions. Ces dernières sont en effet généralement précédées d'une phase plus ou moins longue pendant laquelle le plasma commence à devenir instable. Si des symptômes sont détectés de façon suffisamment précoce, il peut être possible de « récupérer » le plasma, par exemple en le chauffant

localement pour faire disparaître des îlots magnétiques (cf. article #3 "îlots magnétiques"). La détection de symptômes pré-disruptifs est un sujet de recherche actif, qui fait intervenir des techniques d'apprentissage automatique, par exemple au moyen de réseaux de neurones.

Si récupérer le plasma n'est pas possible, le système de contrôle passe en mode "arrêt prématuré". Typiquement, cela consiste à baisser le courant plasma et couper les systèmes de chauffage pour éteindre le plasma avant la disruption.

Un bon airbag est indispensable

On ne peut néanmoins pas compter sur un évitement des disruptions fiable à 100%. En effet, le système de contrôle nécessite une phase d'apprentissage. De plus, il peut toujours y avoir des imprévus, par exemple une grosse poussière qui rentre dans le plasma. Si la survenue imminente d'une disruption est détectée, un système d'amortissement peut être déclenché pour atténuer les effets de la disruption. C'est l'équivalent

de l'airbag : l'impact est inévitable, on cherche donc à minimiser les conséquences. L'amortissement des disruptions fait l'objet de recherches intenses. La majorité des systèmes actuels reposent sur une injection massive de matière (gaz ou glaçons), qui peut avoir trois

effets bénéfiques : premièrement, dissiper l'énergie thermique du plasma par rayonnement, ce qui réduit considérablement les flux de chaleur ; deuxièmement, accélérer l'effondrement du courant afin de minimiser les forces sur les structures ; et troisièmement, augmen-

ter la densité du plasma pour empêcher la formation d'un faisceau d'électrons ultra-relativistes. ■

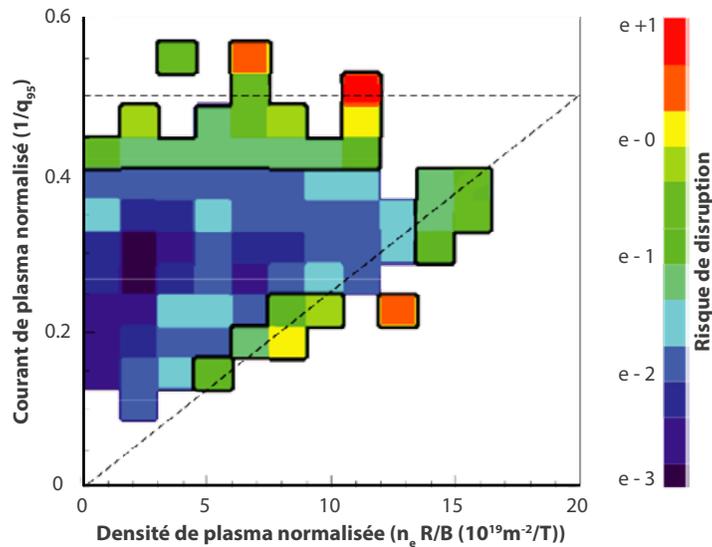


Fig. 4 : Risque de disruption en fonction de la densité et du courant plasma sur le tokamak JET : plus on s'approche des lignes pointillées, plus le risque de disruption est grand.

RÉFÉRENCES

- [1] T.C. Hender *et al.*, "Progress in ITER Physics Basis. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions", *Nucl. Fusion*, **47**, S128 (2007)
- [2] E. Nardon *et al.*, "Progress in understanding disruptions triggered by massive gas injection via 3D non-linear MHD modelling with JOEUK", *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 014006 (2016)
- [3] C. Reux *et al.*, "Runaway electron beam generation and mitigation during disruptions at JET-ILW", *Nucl. Fusion*, **55**, 093013 (2015)

DÉTECTER L'INVISIBLE

par **Roland Sabot, Philippe Moreau & Didier Vézinet**

Les instabilités MHD sont parfois la source d'une baisse des performances des plasmas de fusion. Elles se caractérisent par des modifications locales des grandeurs du plasma (courant, champ magnétique, température, densité, rayonnement...). Comprendre leur apparition, leur évolution et leur structure spatiale demande le développement d'instruments dédiés.

#8

#8

DÉTECTER
L'INVISIBLE

Des diagnostics pour observer les instabilités

La maîtrise et le contrôle des instabilités **MHD** passe par le développement d'outils numériques complexes pour simuler et comprendre leur comportement (voir chapitres précédents). Des outils de mesure précis et sensibles sont aussi nécessaires pour détecter ces instabilités et caractériser leurs propriétés, et ainsi comparer les observations aux prédictions théoriques.

Impossible pourtant de songer à plonger un instrument de mesure dans le **plasma** pour détecter une instabilité MHD, il serait instantanément détruit par la température extrême au cœur du plasma. On développe donc des instruments sensibles aux ondes et champs électromagnétiques [1]. Plus récemment des techniques d'imagerie sont mises en œuvre. Dans cet article sont décrits les principaux instruments de mesure utilisés sur le tokamak **WEST** pour observer les instabilités MHD. Ces instruments complètent le panel de mesure nécessaires à l'étude des instabilités MHD. En effet, le calcul du taux de croissance d'une instabilité ou la reconstruction d'un équilibre magnétique nécessitent de connaître avec précision de nombreux paramètres comme les profils de courant, de température, de densité etc.

Le plasma et les fluctuations magnétiques

Au sein d'un plasma, des perturbations magnétiques sont provoquées par la présence d'îlots magnétiques dont l'échelle caractéristique est de l'ordre du centimètre pour une fréquence de quelques kilo **Hertz** et par la turbulence dont l'échelle est de l'ordre du millimètre pour une fréquence de quelques centaines de kilo Hertz. Ces perturbations sont localisées sur les surfaces magnétiques particulières où les lignes de champ se rebouclent sur elles-mêmes après un nombre entier m de grands tours du tore tout en ayant accompli dans le même temps un nombre entier n de rotation dans le plan vertical, le **facteur de sécurité** est alors un nombre rationnel (m/n). Ces perturbations possèdent une structure tridimensionnelle caractéristique de la surface rationnelle sur laquelle elles se développent. Chaque perturbation est alors caractérisée par sa fréquence, sa structure tridimensionnelle (dans les directions **poloïdale** et toroïdale) et par son amplitude.

L'enjeu consiste à déterminer à partir de mesures de fluctuations magnétiques faites sur la périphérie du plasma l'ensemble des

caractéristiques des perturbations. Pour cela, il faut avant tout posséder un capteur magnétique suffisamment robuste pour être placé aussi proche du plasma que possible et permettant de mesurer des signaux dans une large gamme de fréquence (quelques centaines de Hz à quelques centaines de kHz). Dans cet exercice, les sondes de Mirnov sont les capteurs les plus répandus. Il s'agit d'un fil conducteur enroulé sur un mandrin à la façon d'une bobine de fil à coudre. Leur conception, notamment la dimension du capteur, est un compromis permettant de maximiser sa sensibilité et sa fréquence de coupure. L'environnement des capteurs doit aussi être pris en compte. En particulier, il est important d'éviter de protéger le capteur par des matériaux dans lesquels des boucles de courant pourraient se former et ainsi écranter le champ magnétique. Chaque capteur pris individuellement ne donne qu'une vision partielle de la structure tridimensionnelle des perturbations magnétiques. L'image complète de la perturbation magnétique ne sera obtenue qu'en utilisant un grand nombre de capteurs (50 sur **WEST** et 200 sur **ITER**) positionnés à des endroits stratégiques tout autour du plasma, voir **figure 1 [2]**. Cette

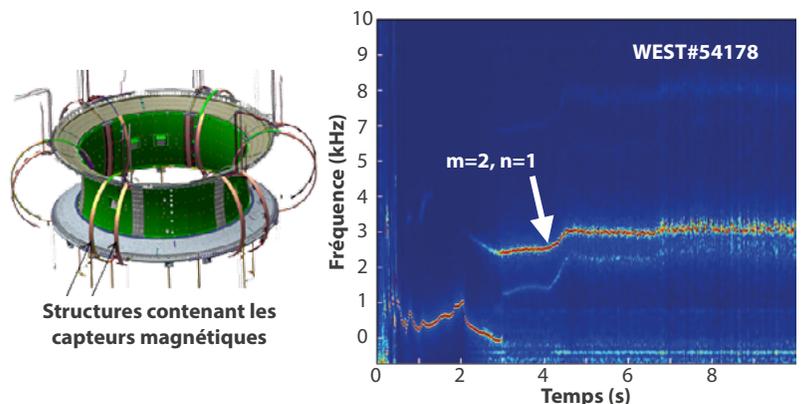


Fig. 1 : A gauche : position des capteurs de champ magnétique dans l'enceinte à vide de WEST. A droite : spectrogramme d'un capteur magnétique montrant l'évolution temporelle de la fréquence d'une perturbation magnétique se développant sur la surface rationnelle ($m=2$, $n=1$). L'amplitude de la perturbation est 10^3 fois plus faible que celle du champ magnétique principal.

répartition permet notamment de décomposer chaque perturbation en harmoniques toroïdales et poloïdales notées respectivement n et m par une mesure du déphasage relatif entre chaque capteur.

Mesurer la température du plasma

Plusieurs techniques de mesure ont été développées pour mesurer la température du plasma [3]. La radiométrie est une technique largement employée en astrophysique pour mesurer la température des étoiles ou du fond diffus cosmologique. Le même principe est utilisé pour obtenir une mesure précise et locale de la température électronique du plasma.

Dans un tokamak, les particules chargées (électrons, ions) s'enroulent autour des lignes de champ magnétique (cf. "**Sciences en fusion #1 Turbulence**"). Ce mouvement de giration provoque l'émission d'un rayonnement électromagnétique dit rayonnement cyclotron à la fréquence de giration des particules qui est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. Les fréquences cyclotroniques des électrons sont dans le domaine micro-onde (de l'ordre de 28 GHz pour un champ magnétique de 1T).

Le cœur du plasma dans un tokamak est un milieu optiquement épais pour le rayonne-

ment cyclotronique électronique. Il s'établit alors un équilibre radiatif de type corps noir et la puissance rayonnée ne dépend que de la température locale. De plus, l'approximation basse fréquence de la loi d'émission d'un corps noir étant applicable au rayonnement cyclotron, l'intensité du rayonnement est proportionnelle à la température locale.

Dans un tokamak, le champ magnétique n'est pas uniforme mais décroît avec le grand rayon du tore. Un radiomètre équipé de bancs de filtres fréquentiels fournira ainsi une mesure de cette intensité à différentes fréquences et donc différents rayons. Il permettra ainsi d'estimer le profil radial de la température électronique du plasma.

Obtenir des cartes des fluctuations de température

Les diagnostics d'imagerie de ce rayonnement cyclotronique ont été développés à partir des années 1990. Un tel diagnostic peut être vu comme un empilement vertical de radiomètres (**figure 2**).

Sur le tokamak WEST, il a été développé en collaboration avec les universités d'Ulsan (UNIST) et de Pohang (POSTECH) en Corée. Il fournit des images de 192 pixels des fluctuations de températures : 24 lignes de visée dans un plan vertical x 8 positions radiales. L'ori-

ginalité du diagnostic sur WEST, compte tenu des contraintes thermiques dues à la réalisation de décharges de très longues durée, réside dans l'utilisation de miroirs métalliques à l'intérieur du tokamak pour rediriger et refocaliser le faisceau micro-ondes.

Mesurer la densité du plasma

Inspirée du radar, la réflectométrie est utilisée pour mesurer la densité électronique du plasma. Son principe est basé sur la présence dans le plasma de couches de réflexion pour les ondes électromagnétiques. La position de ces couches dépend de la densité du plasma et de la fréquence de l'onde. En augmentant la fréquence de l'onde, cette couche de réflexion se déplace vers l'intérieur du plasma où la densité est plus élevée. Avec les densités électroniques (proches de 10^{20} m^{-3}) obtenues dans un tokamak, on peut avoir des couches de réflexion jusqu'à des fréquences de l'ordre de 150 GHz.

Le profil de densité électronique est obtenu en balayant la fréquence de l'onde sonde. L'originalité des réflectomètres développés pour WEST réside dans leur capacité à mesurer un profil en un temps record de 1 à 2 μs . Réduire le temps de mesure présente deux avantages : tout d'abord une réduction du bruit de mesure dû à la turbulence (à la façon d'un pho

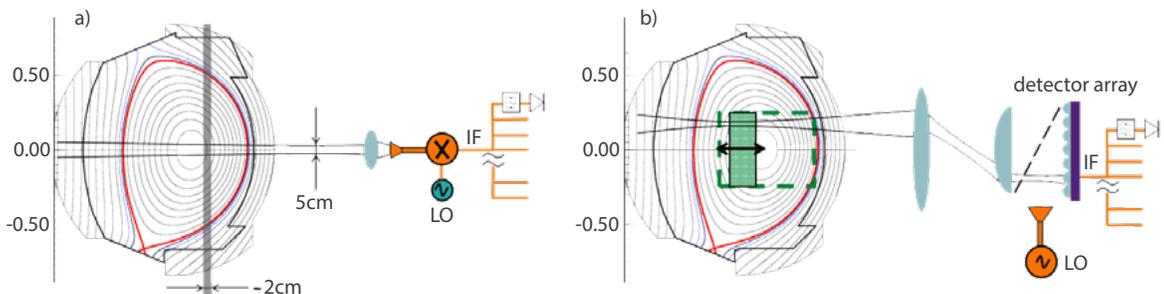


Fig. 2 : a) principe de la radiométrie 1D et b) principe de l'imagerie cyclotronique électronique

tographe sportif qui sélectionne un temps de pose très court). Cela permet aussi de caractériser les fluctuations de densité du plasma, qu'elles soient dues à des instabilités MHD ou à la turbulence.

Construire des cartes de densité

Pour reconstruire des cartes de densité, on utilise l'astuce du scanner médical. Mais au lieu de faire tourner le détecteur autour du patient pour reconstruire une image en coupe du corps humain, on utilise la rotation des perturbations de densité dans le plasma [4]. Cette astuce peut être appliquée car la durée d'une mesure d'un profil de densité est beaucoup plus courte que la durée, de l'ordre de la milliseconde, de rotation des structures. On a alors une image directe des perturbations de densité dues aux instabilités MHD. La **figure 3**

montre l'évolution temporelle de la densité centrale au court d'une dent de scie. Le crash à $t=5.505$ s provoque une réorganisation de la configuration magnétique et fait apparaître des perturbations de densité en forme de croissant ($t=5.052$ s) qui s'homogénéisent en anneaux ($t=5.061$ s). On a retrouvé des structures similaires dans les simulations non-linéaires réalisées avec le code XTOR (cf. article #4 "Dents-de-scie au coeur des plasmas").

Mesurer le rayonnement X des impuretés

Le plasma est source de rayonnement électromagnétique, notamment dans le domaine X-mou (basse énergie de 1 à 20 keV). Ce rayonnement généré par les collisions entre les électrons et les ions présents dans le plasma a principalement trois origines : le rayonne-

ment de freinage (Bremsstrahlung) à spectre continu, les recombinaisons radiatives à spectre semi-continu et le rayonnement de raie à spectre discret. L'intensité de ce rayonnement dépend principalement de la température, de la densité du plasma et des ions présents dont les impuretés (tout ion n'étant pas un deutérium). Ce rayonnement est souvent décroissant en intensité du centre du plasma vers l'extérieur. Ainsi, la mesure précise au cours du temps de la position du maximum d'intensité donne une bonne idée des mouvements du centre du plasma. Ce dernier se déplace vers l'extérieur du plasma lorsqu'un îlot magnétique croît sur la surface où le facteur de sécurité vaut 1. Ainsi, reconstruire la trajectoire du maximum du rayonnement X mou permet, dans certaines conditions, de suivre la croissance de cet îlot

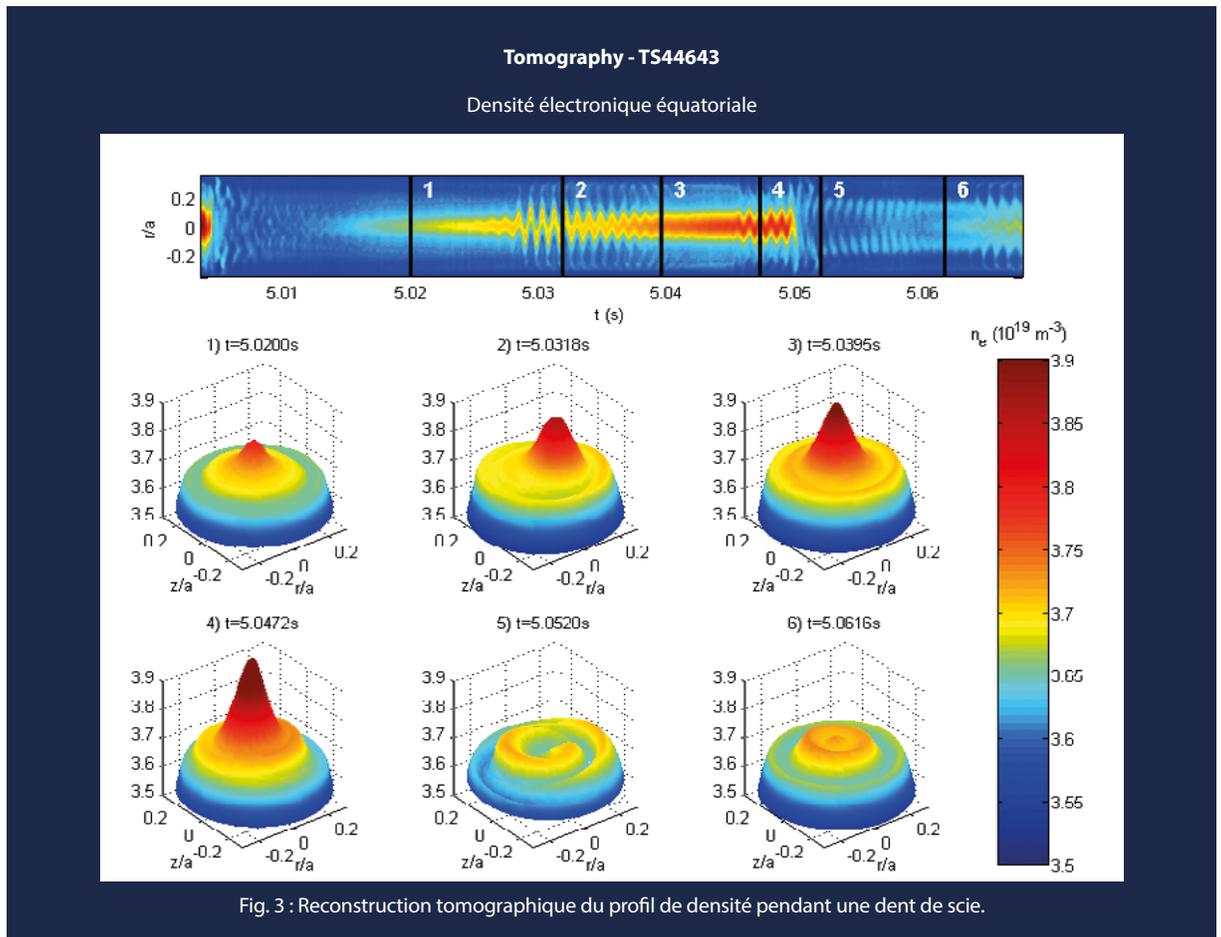


Fig. 3 : Reconstruction tomographique du profil de densité pendant une dent de scie.

magnétique [5] [6] qui affecte le volume central du plasma où les réactions de fusion se produisent.

Construire des cartes du rayonnement X-mou

Ce rayonnement X-mou, pour lequel le plasma est transparent, peut être mesuré par des diodes placées autour du plasma. Le signal obtenu est proportionnel à l'intensité X-mou intégrée sur le champ de vision de la diode qui est restreint à un cône de faible ouverture (de quelques degrés sur WEST).

En plaçant suffisamment de diodes dans une section poloïdale, on peut retrouver, à l'aide de techniques de tomographie (comme en imagerie médicale), une carte 2D de l'intensité X-mou émise par le plasma. En combinant ces mesures d'intensité X-mou avec celles de densité et de température, il est possible d'identifier la contribution des impuretés.

Des diagnostics indispensables

Ces instruments dédiés complètent le panel d'instruments de mesure nécessaires à l'étude des instabilités MHD. La reconstruction d'un équilibre magnétique,

ou le calcul du taux de croissance d'une instabilité nécessitent en effet de connaître avec précision de nombreux paramètres comme les profils de courant, de température, de densité etc.

Ces diagnostics dédiés fournissent de très précieuses informations pour comprendre la phase de relaxation de l'instabilité dite de dents de scie et l'expulsion de

l'énergie à travers la surface rationnelle 1/1. La caractérisation des instabilités peut aussi permettre de mesurer avec une très grande précision la position et la largeur d'une zone de plasma où la turbulence et donc le transport sont réduits. ■

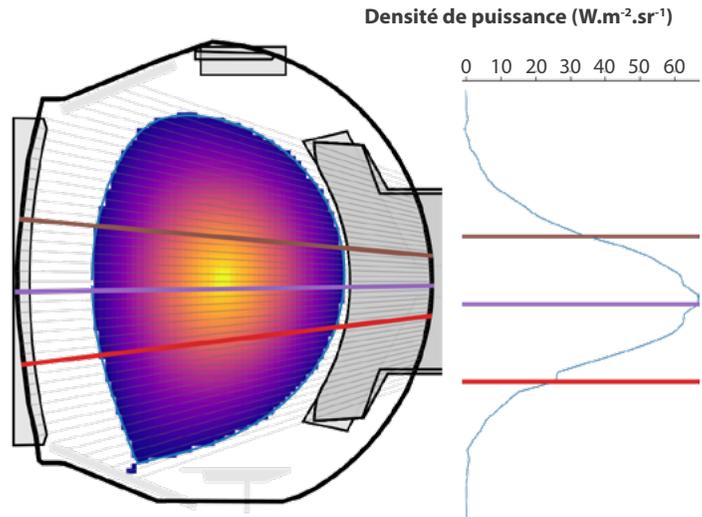


Fig. 4 : Carte 2D d'intensité du rayonnement X-mou (fort au centre, faible au bord du plasma) dans une section poloïdale de WEST et surimpression des lignes de visées (en gris) du diagnostic associé, dont trois voies sont mises en avant. (droite) Signal associé.

RÉFÉRENCES

- [1] I.H. Hutchinson, "Principles of plasma diagnostics", Cambridge University Press, 2nd edition, 2002
- [2] E. J. Strait, "Magnetic diagnostic system of the DIII-D tokamak", *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 023502 (2006)
- [3] D. Mazon, C. Fenzi and R. Sabot, "As hot as it gets", *Nat. Phys.*, **12**, 14-17 (2016)
- [4] R. Sabot *et al.*, "Microwave imaging of magnetohydrodynamic instabilities in fusion plasma", *C. R. Phys.*, **17**, 1018-1026 (2016)
- [5] J. Wesson *et al.*, "Spontaneous $m = 1$ instability in the JET sawtooth collapse", *Nucl. Fusion*, **31**, 111 (1991)
- [6] D. Vezinet *et al.*, "Non-monotonic growth rates of sawtooth precursors evidenced with a new method on ASDEX Upgrade", *Nucl. Fusion*, **56**, 086001 (2016)

NOTIONS UTILES

CONFINER UN PLASMA PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE

par Patrick Maget

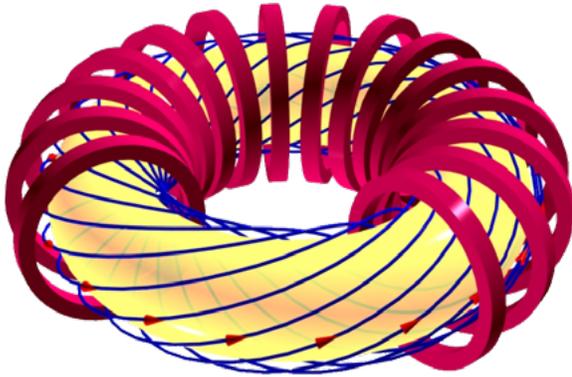


Fig. 1 : Schéma de la configuration magnétique d'un tokamak. Les bobines externes produisant le champ magnétique toroïdal sont représentées en rouge. La circulation d'un courant dans le plasma produit une composante additionnelle dans la direction poléïdale et la trajectoire des lignes de champ (en bleu) s'enroule en hélice sur une surface (en jaune).

Le principe du confinement magnétique des **plasmas** repose sur le fait qu'une particule chargée (un ion ou un électron) subit une force (dite de Lorentz) qui lui fait décrire un mouvement circulaire autour d'une ligne de champ magnétique. Elle est ainsi liée à cette ligne, et si la configuration est telle que les lignes de champs se replient sur elles-mêmes, elle va rester confinée sur cette trajectoire, comme une perle sur un collier.

En réalité, cela n'est vrai que si l'amplitude du champ est homogène, ce qui n'est pas possible sur une configuration torique car les bobines qui génèrent le champ sont plus resserrées du côté intérieur du tore. Cela crée une dérive verticale des particules, qui doit être compensée en faisant passer la trajectoire alternativement en haut et en bas de la machine : les particules s'éloignent du centre d'un côté et s'en rapprochent de l'autre, restant en moyenne proche de leur trajectoire de référence. Ainsi, les configurations magnétiques adaptées à la situation forment des lignes de champ qui s'enroulent sur des surfaces emboîtées (figure 1).

Cet enroulement est produit dans les **tokamaks** (figure 3) par la circulation d'un courant dans le plasma.

Mais d'autres solutions sont possibles, par exemple en imposant de l'extérieur cet enroulement grâce à des bobines magnétiques de géométrie plus complexe (figure 2). C'est ce qui est réalisé dans les **stellarators** (figure 4), où la circulation d'un courant n'est plus nécessaire.

Du point de vue de la **stabilité** magnétique, tokamaks et stellarators partagent de nombreux points : des îlots magnétiques s'y développent, et les particules rapides issues des réactions de fusion ou des systèmes de chauffage y génèrent des instabilités spécifiques. Par contre et par suite de l'absence de courant plasma, les stellarators sont prémunis des risques liés aux **disruptions**.

Les deux approches présentent donc des avantages spécifiques en termes de complexité technologique et de contrôle du plasma, et poursuivent leur développement en parallèle, même si la voie des stellarators est aujourd'hui moins avancée que celle des tokamaks. ■

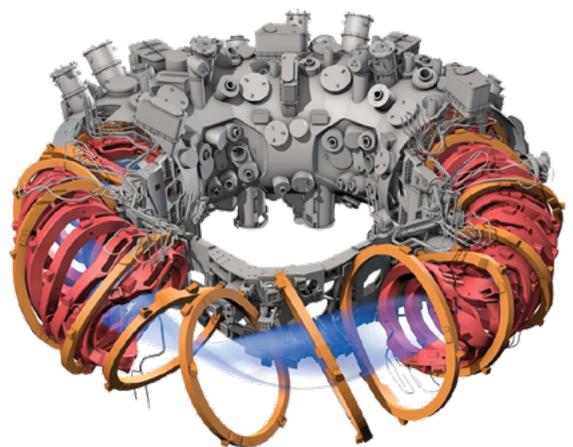


Fig. 2 : Schéma de la configuration magnétique d'un stellarator (ici W7-X). Les bobines externes (en rouge) produisent le champ magnétique total. Une **surface magnétique** est représentée en bleu.

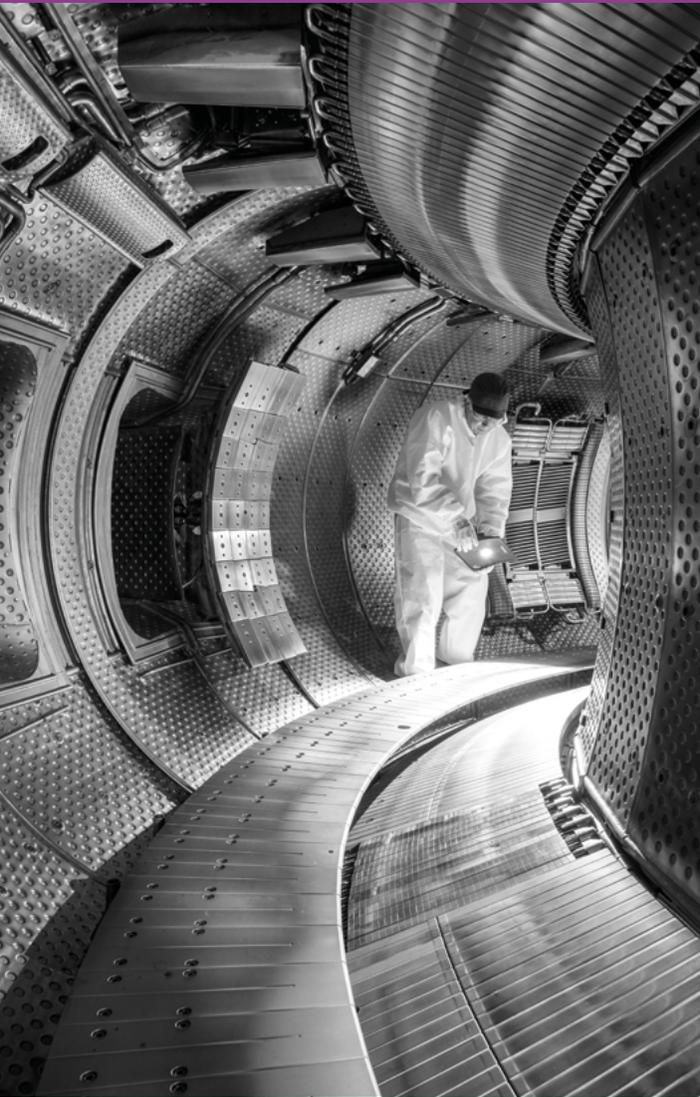


Fig. 3 : Intérieur du tokamak WEST (CEA-IRFM - France)



Fig. 4 : Intérieur du stellarator W7-X (IPP Garching - Allemagne)

GLOSSAIRE

Alpha (particules) : atome d'Hélium issue de la réaction de fusion entre le Deutérium et le Tritium, isotopes de l'Hydrogène.

Beta : rapport de la pression cinétique sur la pression magnétique du plasma. Maximiser ce paramètre permet d'améliorer le rendement d'un réacteur de fusion, mais le domaine de stabilité MHD impose une valeur maximale.

Bootstrap (courant) : dans un tokamak, courant auto-généré par le plasma en présence d'un gradient de pression.

Critère de Lawson : grandeur caractérisant la performance d'un tokamak. C'est le produit de la température moyenne, de la densité moyenne et du temps de confinement de l'énergie. Plus celui-ci est élevé, plus le plasma est performant.

Disruption : instabilité MHD macroscopique conduisant à la perte rapide de l'énergie thermique et magnétique du plasma. Elle provoque l'arrêt de la décharge (voir [article #7](#)).

Diverteur (en anglais divertor) : élément de paroi d'une machine de fusion destinée à recevoir l'énergie sortant du plasma en suivant les lignes du champ magnétique.

Electron-Volt (eV) : unité de mesure de la température dans un plasma. 1 eV vaut 11604 °K et 1 keV vaut donc 11.6 million de degrés Celsius.

ELM : acronyme de Edge Localized Mode (textuellement : mode localisé au bord). Cette instabilité MHD localisée au bord du plasma se traduit par des relaxations périodiques de l'énergie (voir [article #6](#)).

Eruption solaire : éjection massive du plasma coronal qui est accélérée dans l'espace suite à la disruption d'une protubérance solaire. L'éjection massive de plasma est typiquement associée à une émission électromagnétique intense qui apparaît comme une tache relativement plus lumineuse dans la chromosphère.

EUROfusion : consortium organisant la recherche sur la fusion par confinement magnétique en Europe (<https://www.euro-fusion.org/eurofusion/>).

Facteur de sécurité : paramètre caractérisant l'enroulement d'une ligne de champ sur les surfaces magnétiques. Il correspond au nombre de tours toroïdaux que parcourt une ligne de champ magnétique pour faire un tour poloïdal. Lorsque le facteur de sécurité est un nombre rationnel (par exemple 1, 2, 3/2, ...) cela signifie que la ligne de champ se referme sur elle-même. Son nom vient du fait qu'en dessous d'une certaine valeur du facteur de sécurité au bord, le plasma est nécessairement instable.

Flux gelé (loi du) : relation qui exprime l'invariance des lignes de champs magnétiques dans l'écoulement d'un plasma pour lequel la loi d'Ohm idéale est valide (voir [article sur la reconnexion](#)).

FR-FCM (Fédération de Recherche sur la Fusion par Confinement Magnétique) : cette Fédération rassemble des laboratoires du CNRS, des Universités, et du CEA (<https://fr-fcm.fr/>)

H (mode) : régime de confinement caractérisé par un gradient de pression élevé dans la région périphérique du plasma, ce qui conduit à une capacité de contenu en énergie environ deux fois supérieure (« H » pour « High ») à celle du régime de confinement standard (dit « mode L » pour « Low »).

Ilot magnétique : structure magnétique secondaire caractérisée par une symétrie approximativement héli-coïdale, qui est différente de la symétrie de la configuration magnétique de départ (voir [article #3](#)).

ITER : tokamak devant démontrer la possibilité d'exploiter la fusion thermonucléaire en vue de produire de l'énergie. Un de ses objectifs est que la puissance dégagée par les réactions de fusion soit 10 fois supérieure

ITPA (International Tokamak Physics Activities) : coordination internationale des recherches sur la fusion, patronnée par l'organisation ITER (<https://www.iter.org/fr/org/team/fst/itpa>).

Linéaire / non linéaire : dans un processus linéaire, la réponse d'un système est proportionnelle à l'action qui lui est appliquée. Pour une instabilité, la phase linéaire correspond au début de l'instabilité, lorsqu'elle ne produit qu'une oscillation autour de l'équilibre. Durant la phase non linéaire, l'instabilité atteint un niveau de saturation tandis que l'équilibre est lui-même affecté et évolue vers un nouvel état.

MHD : acronyme de Magnéto-Hydro-Dynamique, domaine de recherche consacré à l'évolution des fluides conducteurs plongés dans un champ magnétique. Le plasma peut, dans certaines limites, être considéré comme un fluide conducteur d'électricité. Lorsque des particules très énergétiques entrent en jeu, la description MHD n'est plus adaptée et elles doivent être traitées séparément (voir article MHD cinétique)

Ohm (loi d') : relation entre la densité de courant et le champ électrique dans un milieu conducteur. On parle de loi d'Ohm idéale quand le plasma peut être considérée comme un conducteur parfait. Dans ce régime le plasma est dit "idéal".

Plasma : gaz chaud ionisé. Les ions et les électrons qui constituent les atomes ne sont alors plus liés à cause de leur très grande température (de l'ordre de 100 millions de degrés dans un plasma de fusion).

Poincaré (coupe de) : méthode de représentation des lignes de champ magnétique d'un plasma de tokamak, du nom du mathématicien qui en a introduit le concept. Elle consiste à suivre des lignes de champ le long de plusieurs tours toroïdaux et à marquer leurs intersections avec un plan donné (typiquement un plan poloïdal). Le suivi d'un grand nombre de lignes de champ permet de caractériser la topologie du champ magnétique : îlots, stochasticité...

Poloïdal : Adjectif qui identifie la direction ou le plan dans la section transverse du tore, orthogonale à la coordonnée axisymétrique.

Pulsar : Etoile à neutron en rotation rapide sur elle-même, qui émet des ondes électromagnétiques intenses dans la direction de son axe magnétique, avec une périodicité temporelle très régulière.

Stabilité : un objet est en équilibre stable lorsqu'il retourne à sa position initiale lorsqu'on l'en écarte. C'est typiquement le cas d'une balle posée au creux d'une coupe. A contrario, l'équilibre est instable lorsqu'il continue à s'en éloigner, comme une balle posée au sommet d'une butte. Un cas intermédiaire est l'équilibre métastable : l'objet est stable tant qu'on ne l'écarte pas trop de sa position d'équilibre, mais il devient instable si on le bouscule trop. La balle posée au creux de la coupe n'y retournera pas si on lui donne assez d'impulsion pour qu'elle en sorte.

Stellarator : enceinte de forme torique dans laquelle un plasma est confiné par un fort champ magnétique. La structure du champ magnétique est obtenue intégralement par des aimants extérieurs à l'enceinte, ce qui dispense de faire circuler un courant dans le plasma.

Surface magnétique : surface sur laquelle s'enroule une ligne de champ magnétique, selon une trajectoire hélicoïdale, dans un tokamak ou un stellarator.

Temps de confinement de l'énergie : rapport entre l'énergie contenue par le plasma et la puissance qu'il reçoit (par les réactions de fusion ou les systèmes de chauffage). C'est le temps au bout duquel le contenu énergétique du plasma se dissiperait (par rayonnement, conduction, etc.) si l'on arrêta brusquement le chauffage. Ce temps est l'un des facteurs (avec la densité et la température) du Critère de Lawson.

Tokamak : enceinte de forme torique dans laquelle un plasma est confiné par un fort champ magnétique. Ce champ a une composante principale dans la direction toroïdale, obtenue avec des aimants externes à l'enceinte, et une composante poloïdale obtenue en faisant circuler un courant dans le plasma.

WEST : tokamak exploité au CEA/IRFM (Cadarache, France). Il a pour particularité d'avoir des bobines magnétiques supraconductrices (comme son prédécesseur Tore Supra) lui permettant de réaliser des plasmas stationnaires sur plusieurs minutes, et des parois métalliques en Tungstène représentatives de celles d'un réacteur de fusion (<http://irfm.cea.fr/en/west/>).

CONTRIBUTEURS

#1

**Patrick Maget**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

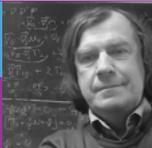
#3

#1

**Timothée Nicolas**CNRS, CPHT, ECOLE POLYTECHNIQUE
F-91128 PALAISEAU CEDEX, FRANCE

#4

#2

**Maurizio Ottaviani**CEA, IRFM,
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

#2

**Daniele Del Sarto**UNIVERSITÉ DE LORRAINE, CNRS,
INSTITUT JEAN LAMOUR, UMR 7198
F-54011 NANCY VILLE, FRANCE

#3

**Olivier Agullo**AIX MARSEILLE UNIVERSITÉ, CNRS, PIIM
F-13397 MARSEILLE CEDEX 20, FRANCE

#3

FOCUS

**Magali Muraglia**AIX MARSEILLE UNIVERSITÉ, CNRS, PIIM
F-13397 MARSEILLE CEDEX 20, FRANCE

#5

**David Zarzoso**CNRS, PIIM, AIX MARSEILLE UNIVERSITÉ
F-13397 MARSEILLE CEDEX 20, FRANCE

#5

**Rémi Dumont**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

#6

**Marina Bécoulet**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

#6

**Guido Huijsmans**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

#7

**Eric Nardon**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

#7

**Cédric Reux**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

#8

**Roland Sabot**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

#8

**Philippe Moreau**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

#8

**Didier Vézinet**CEA, IRFM
F-13108 SAINT-PAUL-LEZ-DURANCE, FRANCE

SCIENCES EN FUSION #1



SOMMAIRE

#1
INITIATION À LA TURBULENCE DANS LES PLASMAS MAGNÉTISÉS
Xavier Garbet & Peter Beyer
page 4

#2
MODÉLISATION MULTI-ÉCHELLE DU TRANSPORT TURBULENT
Yanick Sarazin & Yann Camenen
page 8

#3
CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE D'UNE TURBULENCE PLASMA
Laure Vernare & Nicolas Fedorczak
page 12

#4
LE CALCUL HAUTE PERFORMANCE POUR MODÉLISER LA TURBULENCE
Guillaume Letu & Virginie Grandjean
page 16

#5
TURBULENCE D'INTERFACE : QUAND LE SOLEIL RENCONTRE LA BOÎTE
Patrick Tamain & Eric Sene
page 21

#6
QUAND LA TURBULENCE S'AUTO-ORGANISE
Guilhem Df-Pradaler & Philippe Ghendrih
page 25

#7
UNE PHYSIQUE PLURIDISCIPLINAIRE
Yanick Sarazin & Philippe Ghendrih
page 29

NOTIONS UTILES #1
FUSION, PLASMAS ET TOKAMAKS
Yanick Sarazin
page 33

NOTIONS UTILES #2
INSTABILITÉS ET TURBULENCE DANS LES PLASMAS DE TOKAMAKS
Yanick Sarazin & Xavier Garbet
page 34

GLOSSAIRE
Définition des mots en gras jaune dans le texte des articles
page 36

SCIENCES en FUSION

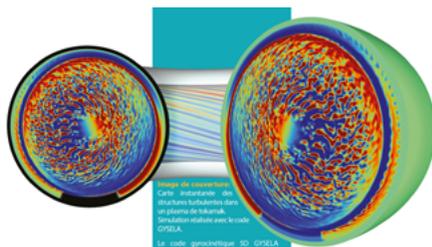
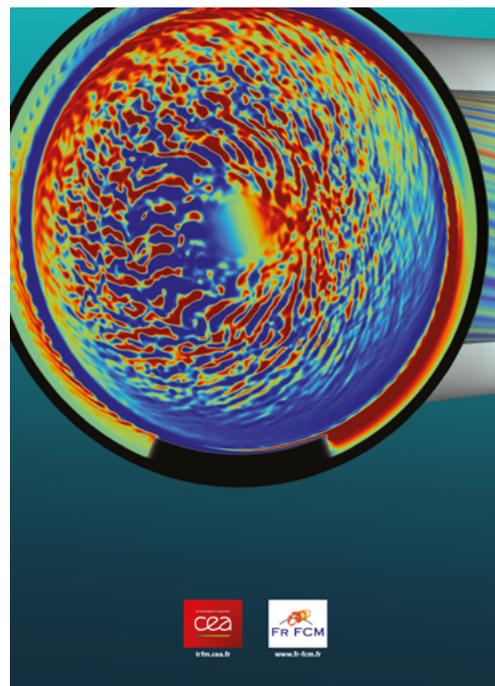


Image de couverture
Cela représente les structures turbulentes dans un plasma de tokamak. Simulation réalisée avec le code ORTEL.

Le code généraliste ORTEL (pour ORbitales) de M. Lagrange et développé au CEA de Saclay avec l'INRIA, les universités de Bordeaux et Strasbourg et l'Institut Max Planck en Allemagne, a permis de réaliser un schéma numérique original combinant les avantages des méthodes existantes et adaptées à une simulation précise et à grande échelle de la turbulence et le transport dans les plasmas de tokamak. Le code permet de la simulation numérique des plus grandes expériences européennes académiques - theta, FRAX et Europe et theta-CO2 en France.



Recherche
en accès
ouvert
ifm.ccea.fr/sciencesfusion



Éditeur Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique
CEA-Cadarache, bâtiment 513 - 13108 St Paul les Durance Cedex - FR
Directeur de la publication Jean-Benoît
Coordonnées rédactionnelles Xavier Garbet
Comité de rédaction Michel Chabini, Sylvie Gilbert, Yanick Sarazin
Comité scientifique Jean-Benoît, Jeanne Bejarano, Michel Chabini, Xavier Garbet, Sylvie Gilbert, Gérard Leca, Anne Genot, Thibaut Talalet, Yanick Sarazin
Diffusion Springer-Verlag - Abonnement gratuit sur simple demande à sciencesfusion@cea.fr
Rédaction Christophe Ross
ISSN en cours
Dépôt légal à parution
Impression Impression Nouvelle - As en Poitou





Image de couverture :

Structure tri-dimensionnelle des surfaces magnétiques d'un plasma de tokamak en présence d'un îlot magnétique, superposée à la section de Poincaré (en noir).

Image réalisée à partir d'une simulation du code JOEKE.

Plus d'information: www.jorek.eu



RETROUVEZ LA
VERSION AUGMENTÉE
SUR LE SITE

irfm.cea.fr/sciencesenfusion

Éditeur : Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique
CEA-Cadarache, bâtiment 513 - 13108 S^t Paul lez Durance Cedex - FR

Directeur de la publication : Alain Bécoulet

Coordinateur scientifique : Patrick Maget, Timothée Nicolas

Comité de rédaction : Michel Chatelier, Sylvie Gibert, Patrick Maget, Timothée Nicolas

Comité éditorial : Alain Bécoulet, Jérôme Bucalossi, Michel Chatelier, Xavier Garbet, Sylvie Gibert, Gerardo Giruzzi, André Grosman, Frédéric Imbeaux, Philippe Magaud, Yannick Marandet

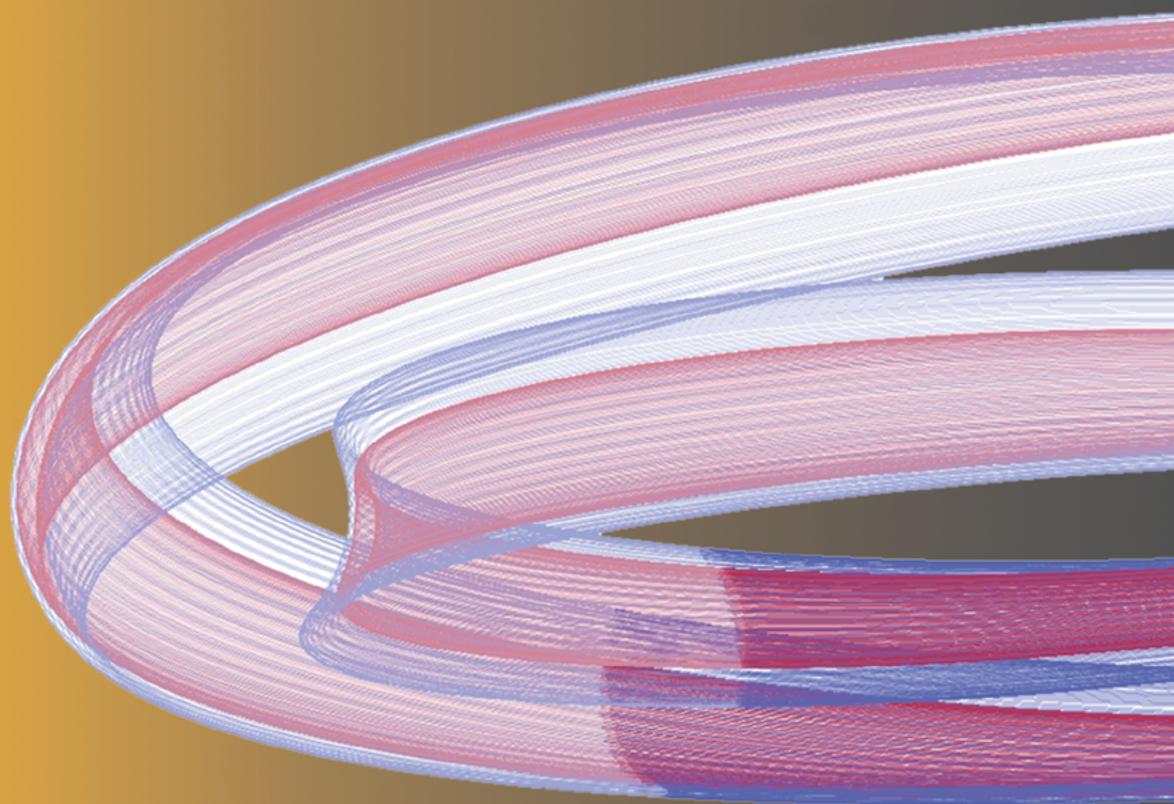
Diffusion : Véronique Poli - Abonnement gratuit sur simple demande à sciencesenfusion@cea.fr

Réalisation : Christophe Roux

ISSN : 1776-9671

Impression : Owl Design. Peyrolles en Provence. France.





irfm.cea.fr



www.fr-fcm.fr