

Mécanismes multi-échelles de génération d'îlots magnétiques par une turbulence d'interchange

O. Agullo^{1,2}, M. Muraglia³, A. Poyé^{1,2}, S. Benkadda^{1,2}, X. Garbet⁴, M. Yagi⁵, A. Sen⁶

¹ France-Japan Magnetic Fusion Lab, LIA 336 CNRS, 13397 Marseille Cedex 20, France

² Aix-Marseille Univ, PIIM Laboratory, UMR 6633 CNRS, 13397 Marseille Cedex 20, France

³ Aix-Marseille Univ, LISA Laboratory, EA 4672, 13397 Marseille Cedex 20, France

⁴ CEA, IRFM, 13108 St. Paul-Lez-Durance, France

⁵ Japan Atomic Energy Agency, Rokkasho Aomori 039-3212, Japon

⁶ Institute for Plasma Research, Bhat, Gandhinagar 382428, India

mél : olivier.agullo@univ-amu.fr

La fusion thermonucléaire par confinement magnétique est une des options énergétiques possibles du futur. Elle consiste à confiner un plasma relativement dense pendant un temps suffisamment long pour atteindre la condition d'ignition appelée critère de Lawson [1] : $n\tau_E > 10^{20} m^{-3}$ (n est la densité du plasma et τ_E un temps caractéristique de confinement du plasma), et déclencher la réaction de fusion thermonucléaire du deutérium et du tritium. Sachant qu'une particule chargée, immergée dans un champ magnétique \mathbf{B} , suit essentiellement les lignes de ce champ, d'autant plus qu'il est intense, un confinement magnétique pourra être réalisé en fermant ces lignes de champs et donc en localisant les particules chargées. Plusieurs géométries du champ magnétique ont été étudiées dans ce but. L'une des plus explorées, ces dernières décennies, est la configuration tokamak [2, 3] dans laquelle les particules chargées sont confinées sur des surfaces magnétiques en forme de tores emboîtés : par exemple, JET en Angleterre, Tore Supra en France, JT-60 au Japon, ..., et aujourd'hui le projet ITER.

Néanmoins, le confinement magnétique d'un plasma dans un tokamak présente des difficultés majeures dont les origines sont encore largement inexplicées. En effet, pour atteindre la condition d'ignition, un plasma de coeur de tokamak doit atteindre des températures extrêmes de l'ordre de 10^8 °C qui entraînent l'apparition de forts gradients (en température, en pression, en densité, en courant) et qui génèrent des fluctuations des champs électromagnétiques mais aussi de densité et de températures à l'origine de diverses instabilités. En effet, il existe des zones du tokamak où la courbure du champ magnétique est en opposition avec les différents gradients des champs (température, pression, densité). Ces zones sont instables du point de vue de mécanismes de type interchange. Ces derniers sont largement analogues à celui qui est à l'origine de l'instabilité de Rayleigh-Taylor en fluide, la force exercée sur les particules due à la courbure jouant le rôle de la pesanteur et les gradients des champs celui du gradient de densité (fluide lourd au dessus d'un fluide léger). L'instabilité d'interchange amène alors à la génération d'une turbulence dont la taille caractéristiques des structures engendrées est de l'ordre du rayon de Larmor thermique, mille fois plus petit que la taille du plasma pour les ions dans ITER par exemple. D'une part, la turbulence ainsi générée augmente le flux de particules chaudes vers le bord du tokamak et par conséquent dégrade la qualité du confinement. D'autre part, la turbulence peut être à l'origine de barrières de transport et d'écoulement zonaux permettant respectivement d'augmenter la température au centre de la machine et de diminuer le transport en cisailant les cellules de convections ; soit, finalement, de se rapprocher de la condition d'ignition. Il apparaît donc clairement que le contrôle de la turbulence est un enjeu important pour ITER.

De plus, les gradients de courant à l'origine des fluctuations du champ magnétique peuvent conduire à l'excitation d'instabilités MagnétoHydroDynamiques (MHD) connues sous le nom

de modes de déchirement [5] pouvant entraîner une perte du confinement. En particulier, les modes de déchirement néoclassiques (NTM) demeurent un problème délicat, même pour le scénario de base de ITER, le ELMy H-mode. Ils pourraient diminuer la puissance de fusion de 20 à 40%[6] et la situation sera encore plus délicate à des niveaux de pression plus élevés. Les modes de déchirement conduisent à une modification conséquente de la topologie des lignes de champ magnétique : la destruction de surfaces magnétiques résonantes qui se conjugue avec une reconnexion des lignes de champ amène à la formation et au développement d'un îlot magnétique dont la taille typique est de l'ordre d'une fraction du petit rayon d'un tokamak mais qui peut grossir jusqu'à occuper tout l'espace. Lorsque l'îlot atteint les parois de la machine, en quelques millisecondes, il s'y refroidit et il y a une diminution brutale du courant du plasma qui se met à circuler dans la paroi ; un courant de l'ordre de quelques méga-ampères pour ITER et où les champs magnétiques sont de l'ordre du Tesla peut amener à un endommagement de la machine. Le confinement et le plasma sont dans tous les cas perdus, c'est une disruption [7]. Le développement non-linéaire des NTM nécessite au préalable la présence d'îlots magnétiques graines pour se développer. Leur origine reste aujourd'hui encore mal comprise et représente un challenge pour réussir à contrôler et même à supprimer ces îlots magnétiques. Nous verrons qu'une des origines est en fait liée au développement d'une turbulence au sein du plasma.

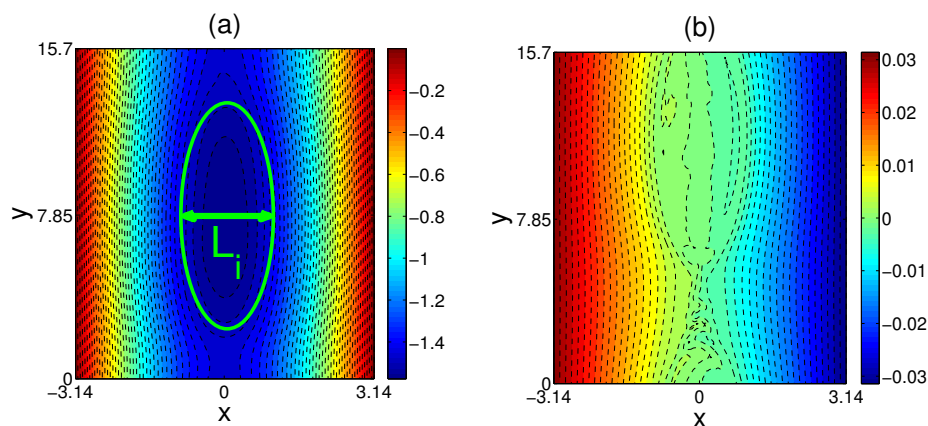


FIGURE 1 – (a) Coupe poloïdale des surfaces magnétiques : le battement des modes interchanges aux petites échelles a permis le déchirement puis la reconnexion des lignes du champ magnétique pour former, au centre la figure, un îlot magnétique de largeur L_i . (b) Coupe poloïdale du champ de pression dans le régime asymptotique stationnaire : aplatissement de la pression dans l'îlot.

Étant sur des échelles temporelle et spatiale différentes, la turbulence petites échelles et les instabilités magnétohydrodynamiques ont été largement étudiées séparément jusqu'à aujourd'hui. De plus, au vu de la faiblesse relative des fluctuations magnétiques, la microturbulence a été étudiée dans un cadre purement électrostatique tandis que l'origine des macro-structures magnétiques était elle associée à des mécanismes indépendants du caractère turbulent du plasma. Cependant, la turbulence et les îlots magnétiques coexistent dans un plasma et plusieurs expériences montrent des corrélations entre les deux phénomènes. Notamment, la microturbulence a été observée dans des plasmas de la machine Large Helical Device (LHD) qui est habituellement le siège d'instabilités MHD [8]. Inversement, une forte activité MHD a été observée dans des plasmas où la microturbulence a entraîné la formation d'une barrière de transport [9].

En outre, plusieurs travaux théoriques et numériques portant sur l'interaction multi-échelles îlot magnétique/turbulence montrent que les deux dynamiques peuvent être étroitement liées [10, 11, 12, 13, 14] et en particulier que les graines d'îlots peuvent avoir pour origine une turbulence petite échelle[15].

Plus précisément, nous étudions la dynamique non-linéaire d'un mode de déchirement magné-

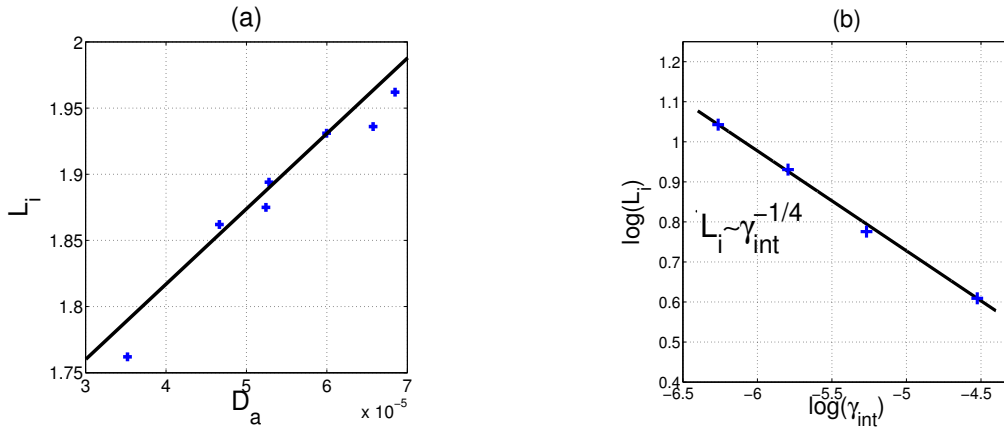


FIGURE 2 – (a) Mode de déchirement stable linéairement : la largeur L_i de saturation de l'îlot magnétique dépend linéairement du coefficient de diffusion de la turbulence D_a . (b) Mode de déchirement marginalement instable linéairement : contrôle de la largeur L_i de saturation de l'îlot magnétique par la croissance du mode interchange le plus instable aux petites échelles. γ_{int} est le taux de croissance associé

tique marginalement stable et instable, en présence de turbulence d'interchange petites échelles situé au voisinage d'une même surface résonnante, par le biais de simulations numériques MHD 2D. Nous obtenons que lorsque les instabilités MHD sont absentes ou faibles, la turbulence génère des îlots magnétiques graines. Nous partons, dans ce but, d'une situation où le mode de déchirement est stable d'un point de vue linéaire, seuls les modes interchanges sont instables aux petites échelles. Nous montrons qu'il existe alors un mécanisme de battement non-linéaire et constructif des modes interchanges instables qui donne lieu à la formation d'un îlot magnétique aux grandes échelles tel qu'observé sur la Fig.1(a) : alors que le mode de déchirement est linéairement stable, on observe non-linéairement un îlot magnétique de largeur L_i (indiqué de manière schématique sur la figure). Un enjeu important est alors de quantifier la largeur de l'îlot générée par la turbulence et de montrer que cette largeur est contrôlée par l'intensité de cette dernière. Pour cela, nous distinguons la situation où le mode de déchirement est stable linéairement de la situation où il est marginalement instable mais pas assez pour empêcher que le battement non-linéaire des modes interchanges domine la formation et la dynamique de l'îlot magnétique. La Fig.2(a) montre que, lorsque le mode de déchirement est stable, la largeur de saturation L_i de l'îlot magnétique est proportionnel au coefficient de diffusion anormal de la turbulence D_a . Il représente une mesure du niveau de turbulence et est obtenu à partir d'une approche théorique du type longueur de mélange[16]. Dans le cas où le mode de déchirement est marginalement instable linéairement, la Fig.2(b) montre qu'une fois de plus, l'interchange contrôle la largeur L_i de l'îlot à saturation puisque celle-ci dépend, selon une loi de puissance, du taux de croissance du mode interchange le plus instable. Ce résultat est en accord avec des prédictions théoriques obtenues précédemment[10].

Par l'étude des différents transferts d'énergie, nous montrons également que la présence de

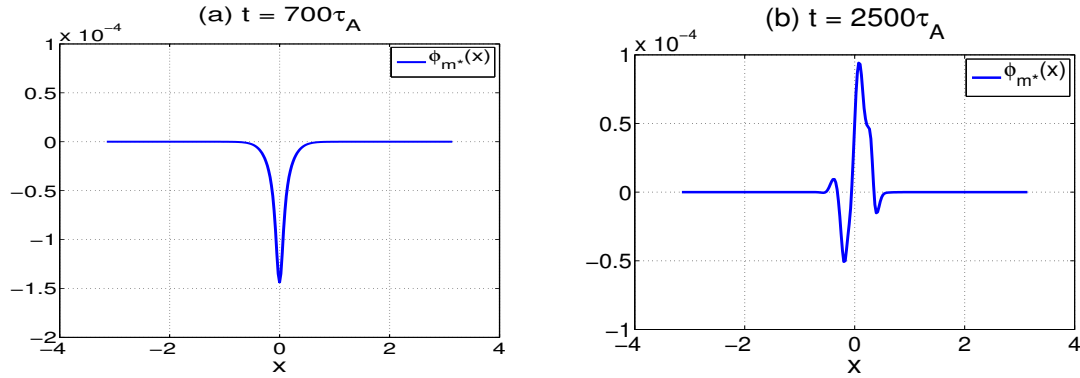


FIGURE 3 – fonction propre du potentiel ϕ du mode poloidal m_* le plus instable d'un point de vue interchange, $\gamma_{\text{int}} = \gamma(m_*)$. (a) à la fin de la phase quasi-linéaire. (b) durant la phase non-linéaire. τ_A est le temps d'Alfvén et x la distance à la surface résonante.

l'îlot magnétique affecte fortement la nature de la turbulence. À titre d'illustration de ce résultat, sur la figure 3, on observe que la dynamique non-linéaire amène à changer la nature des modes des petites échelles, ici celle où le taux de croissance linéaire de l'instabilité d'interchange est maximal. Ce changement de nature se manifeste notamment par une perte de parité caractéristique d'une turbulence interchange électrostatique. Cela indique en particulier, qu'un approche électrostatique de la turbulence, qui est encore souvent privilégiée aujourd'hui, doit être entreprise avec vigilance en particulier au voisinage d'un îlot magnétique. Enfin la Fig. 1-b montre que asymptotiquement, sur des temps de près d'un ordre de grandeur supérieur à celui de la saturation de la taille de l'îlot, la dynamique non-linéaire a conduit à l'aplatissement de la pression sur l'ensemble de l'îlot. Ce résultat est important car l'aplatissement de l'îlot est en général utilisé pour détecter la présence d'îlot magnétique. Il a été interprété comme un phénomène lié à la valeur élevée de la diffusion parallèle de la température [17], de l'ordre du $m^2 s^{-1}$. Dans notre travail nous avons explicitement négligé la diffusion parallèle. Nous montrons ainsi, indirectement, que la turbulence génère une diffusion parallèle anormale qui conduit à cet aplatissement.

Références

- [1] J.M. Rax, *Physique des plasmas*, Dunod, France (2005)
- [2] *La Fusion Thermonucléaire Contrôlée par Confinement Magnétique*, Collection CEA, Masson, France (1987)
- [3] J. Wesson, *Tokamaks*, troisième édition, Clarendon Prex-Oxford, England (2004)
- [4] ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs and ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit, *Nucl. Fusion* **39** 2137 (1999)
- [5] D. Biskamp, *Magnetic Reconnection in Plasmas*, Cambridge University Press, England (2000)
- [6] Buttery et al, *Nucl. Fusion* **44** 678 (2004)
- [7] A. Vannucci, K.A. Oliveira, T. Tajima, *Nucl. Fusion* **39** 2 (1999)
- [8] K. Tanaka et al, *Nucl. Fusion* **46** 110 (2006)
- [9] E. Jorin et al, *Nucl. Fusion* **43** 1167 (2003)
- [10] M. Yagi et al, *J. Plasma Fusion Res.* **2** 025 (2007)
- [11] F. Waelbroeck et al, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51** 015015 (2009)
- [12] M. Muraglia et al, *Phys. Rev. Lett.* **103** 145001 (2009)
- [13] M. Muraglia et al, *Nucl. Fusion* **49** 055016 (2009)
- [14] A. Ishizawa, N. Nakajima, *Phys. Plasmas* **17** 072308 (2010)
- [15] M. Muraglia et al, *Phys. Rev. Lett.* **107** 095003 (2011)
- [16] B.B. Kadomstev, *Plasma Turbulence*, Academic Press, New York (1965)
- [17] R. Fitzpatrick, *Phys. Plasmas* **2** 825 (1995)