



HAL
open science

Etude d'une méthode d'amortissement des disruptions d'un plasma de tokamak

Cédric Reux

► **To cite this version:**

Cédric Reux. Etude d'une méthode d'amortissement des disruptions d'un plasma de tokamak. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2010. Français. NNT: . pastel-00599210

HAL Id: pastel-00599210

<https://pastel.hal.science/pastel-00599210>

Submitted on 8 Jun 2011

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

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

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité :

Physique des plasmas

Etude d'une méthode d'amortissement des disruptions d'un plasma de tokamak

Présentée par :

Cédric REUX

Soutenue publiquement le jeudi 4 novembre 2010 devant le jury composé de :

M. Guy Bonnaud	Professeur INSTN	
M. Jérôme Bucalossi	CEA IRFM (Cadarache)	Responsable CEA
M. Michel Chatelier	CEA IRFM (Cadarache)	Rapporteur
Mme. Pascale Hennequin	LPP (Palaiseau)	Directrice de thèse
M. Alberto Loarte	ITER Organization	
M. Jonathan Lister	CRPP-EPFL, Lausanne (Suisse)	Rapporteur
M. Gabriel Marbach	CEA IRFM (Cadarache)	
M. Patrick Mora	Professeur Ecole Polytechnique	
Mme. Gabriella Pautasso	IPP (Garching, Allemagne)	

Remerciements

Je remercie tout d'abord les membres du jury, Patrick Mora, Michel Chatelier, Jo Lister, Guy Bonnaud, Alberto Loarte et Gabriella Pautasso d'avoir accepté d'évaluer ce travail. Leurs commentaires et remarques m'ont permis de prendre le recul nécessaire à ce travail de thèse. Je tiens à remercier tout particulièrement les rapporteurs du manuscrit qui ont accepté de le relire et de contribuer à son amélioration.

Je remercie à nouveau Michel Chatelier, cette fois en tant que directeur de l'IRFM, ainsi que Gabriel Marbach pour m'avoir accueilli au sein de cet institut qui s'appelait encore DRFC à mon arrivée en thèse, de même que Pascal Bayetti, chef de service du STEP, et Sylvain Brémond, chef de groupe du GPAS pour leur accueil et leur aide durant ces trois ans. Je n'oublie évidemment pas ma directrice de thèse Pascale Hennequin pour son oreille attentive dans les moments plus difficiles de la thèse ainsi que Jérôme Bucalossi, qui m'a encadré au quotidien à Cadarache. Une attention spéciale à François Saint-Laurent, qui bien que n'encadrant pas officiellement cette thèse, y a participé tant du point de vue scientifique que personnel. Un grand merci à vous deux pour avoir fait preuve de patience face aux errements et aux interrogations de l'étudiant fraîchement débarqué de master que j'étais il y a trois ans. Merci de m'avoir fourni autant d'opportunités pendant la thèse, de m'avoir laissé autant le champ libre pour prendre des initiatives.

Je dois également beaucoup aux responsables successifs des programmes expérimentaux de Tore Supra : Gérardo Giruzzi, Bernard Saoutic et Yann Corre qui ont accepté de me confier ces créneaux de manip tant convoités. J'espère, après m'avoir permis d'endosser (avec joie) la responsabilité de la moitié des disruptions survenues sur la machine pendant ces trois ans, qu'ils ne regrettent pas l'investissement initial. Je tiens aussi à remercier Michael Lehnen, qui ne lira probablement jamais ces lignes, malheureusement (à moins qu'il m'ait caché des compétences en français) pour m'avoir accepté au sein de l'équipe expérimentale des disruptions à JET. Je voudrais également saluer tous les utilisateurs de Jorek pour leur accueil chaleureux au sein de l'équipe. Il y a une marche entre comprendre les éléments finis dans un cours d'analyse numérique et se battre avec un vrai code pour en sortir autre chose qu'une suite de NaN. C'est grâce à toute l'équipe de Jorek que cette marche ne m'a pas parue trop abrupte. Merci donc à Guido Huysmans pour sa disponibilité à chacune de mes visites désespérées dans son bureau, et de s'être retenu de lever les yeux au ciel face à la stupidité de mes questions (« Des crochets de Poisson ? Moi qui croyais que c'était juste des parenthèses. »). Merci à Stan Pamela et à Emiel van der Plas pour leur aide pour faire marcher le code (« C'est quoi un namelist ? »). Plus généralement, merci au premier étage du 513 (celui qui flotte au-dessus du vide) pour avoir accepté la présence d'un expérimentateur à quelques unes de vos pauses café. Une merci particulier pour Patrick Maget qui m'a aidé à combler quelques unes de mes lacunes en MHD, et qui a accepté plus d'une fois de m'aider à analyser les données des mesures magnétiques.

Côté GPAS, je n'oublie pas Philippe Moreau pour ses conseils sur ces mêmes magnétiques et sa disponibilité, que ce soit en salle de contrôle ou au rez-de-chaussée du 513. Merci également à Patrick Hertout pour sa bonne humeur et ses calembours (âge-papier) qui ont contribué à la bonne ambiance des repas de groupe, et pour avoir inventé le surnom « Disruptor ». En

parlant des repas de groupe, je ne peux bien évidemment pas oublier les bagnards de 2009 : Nico Seguin et son hard rock en salle de contrôle le matin avant les manips, Bertrand Zago et ses vanes, Vincent Négrier pour sa disponibilité pendant les manips et les réparations d'urgence en second shift. Je pense aussi à Thierry Alarcon pour tout le moment passé ensemble à installer la caméra, régler la caméra, dépanner la caméra, Alain le Luyer pour son aide pendant la campagne de mesure de l'IMH et Patrick Pastor pour son aide pendant la campagne de réparation de l'IMH. Enfin, un remerciement-plates-excuses pour Stéphanie Sanchez et Evelyne Poitevin qui ont patiemment supporté mes départs en mission précipités (« je pars à JET demain, c'est possible ? ») et mes retours d'ordres de mission beaucoup moins précipités. Soyez rassurées, je n'ai pas encore perdu mes mauvaises habitudes, mais c'est maintenant l'équipe de JET qui doit les supporter (« Je pars à Cadarache demain, c'est possible ? »).

Puisque j'en viens aux déplacements, je remercie toutes les personnes m'ayant permis de partir à l'EPS pour ma première grande conférence. Je ne suis pas prêt d'oublier ce centre de congrès à l'architecture si... soviétique. Pardon à Tuong Hoang (ainsi qu'à tout le groupe) de l'avoir emmené manger un midi dans cette gargote dans le centre de Sofia. Une baraque à kebab appelée *xam xam* peut paraître comique au premier abord, mais l'envie de rire disparaît aussi vite que l'appétit lorsqu'on voit les frites décongeler dans une poubelle. Malgré cet épisode sans conséquence, cette semaine aura été heureusement très enrichissante du point de vue scientifique.

Pour la suite, un grand merci à Pascale Monier-Garbet et Alain Bécoulet pour leur aide dans la recherche, le choix et la mise en place du post-doc. C'est grâce à vous si je peux continuer dans ce domaine qui me plaît tant.

J'en arrive maintenant à la dernière partie de ces remerciements, celle que tout thésard en rédaction considère comme la carotte au bout du bâton, le seul espace de ce manuscrit où raconter n'importe quoi, de préférence sur ses amis de promo, est autorisé (conseillé?). Je me plierai donc à l'exercice de style, d'autant que j'ai de toute façon une inclination naturelle à raconter n'importe quoi. Mon lutin relecteur me fait d'ailleurs signe que les paragraphes précédents sont déjà constellés d'âneries. Les victimes des prochains auront donc double dose.

Tout d'abord merci au gang de Manosque devenu gang de St-Paul et ses succursales à Jouques et Aix. Merci à Dany pour le traditionnel accueil du mardi après-midi accompagné de sa baisse de productivité, la rédac sous le cerisier, les soirées musicales à Aix, les après-midi cuisine et la recette du trianon. Mais au fait, je ne savais pas que tu avais Civilization IV? Merci à Gwenou, Seb, Ronan, Vikki, Nico pour les LAN/pizza/tiramisu/Magic de Manosque et toutes ces soirées inoubliables. D'ailleurs, `\begin{troll}` la micro-gestion, c'est nul, Supcom, c'est bien. `\end{troll}`. Mes excuses à Vikki pour l'avoir si souvent empêché de dormir dans le bus de 18h. Une dédicace à tes boulettes de papier : prends-en bien soin. Un grand merci à Nico pour tout le temps passé ensemble en salle de contrôle ou sur la caméra rapide, et d'avoir accepté de me dépanner dans les moments de galère. Have fun in San Diego, and don't spend too much time on your board! Merci à Ronan pour tous les moments passés ensemble chez Gwen ou ailleurs, ainsi que pour les DVD de Stargate qu'on a même pas eu la décence de regarder jusqu'au bout. Merci à Mél pour les passages à la coloc, et toute l'organisation des cadeaux de départ : j'espère que quelqu'un aura la gentillesse de faire ça pour toi dans deux ans. Un coucou à Sophie et son adorable petite Claire : profite bien, il paraît que très vite, elle dira « Kapoué » en regardant les boîtes de purée. Un coucou aussi à Gaëlle et Etienne et les soirées chez eux où on trouve des Blackberrys dans la rue. Je tiens aussi à saluer mon colocataire de bureau et ami Tom, qui aura supporté mes zestes d'orange de 16h30 en hiver, mes bananes de 16h30 en été, et mes gesticulations casquées à chaque fin de run Jorek. Merci aussi à St-Rémy pour l'accueil à Grenoble et pour cette chasse aux éclairs mémorable. Une petite pensée enfin pour tous ceux que j'ai un peu moins vus et qui sont restés moins longtemps

parmi nous : Timo, Uron, les stagiaires du 507 et du 508. Un merci aussi à la FLS pour m'avoir sorti d'un mauvais pas un soir d'août. Une pensée également pour la faune de Cadarache, en particulier les sangliers domestiques qui se prennent pour des chats, les cerfs/mouflons attirés par les pare-chocs des véhicules ou le gros sel devant les bâtiments, les araignées géantes qui envahissent le 513 après 19h30, les iules qui rampent partout en mai/juin et qui crèvent sur les murs. Merci enfin au mot merci qui a ponctué le début de la moitié des phrases de ce texte au style déplorable, et qui m'a permis de battre le record du nombre de phrases nominales par page.

Pour finir, je ne remercie pas le poloïdal et plus particulièrement G0, les tirs de gammagraphie du RES (cf. supra), les fuites d'air, les écrous volants, les moteurs pas à pas de la caméra rapide qui `Err. : hard limit exceeded`, les oscillos à lecteur de disquette, les pixels blancs, la collection de rhumes de JJI, les retards de British Airways, le brouillard d'Eindhoven, Outlook avec ses archives intermittentes, la mayonnaise indéfinissable des plateaux-repas du jeudi soir et les GPS qui confondent le nord et le sud.

Je terminerai par remercier mes parents pour m'avoir donné le goût des sciences, pour leur soutien depuis 26 ans mais également, soyons bassement pragmatiques, pour leur aide dans le pot de fin de thèse. Je terminerai par remercier Elisabeth, avec qui je fais un petit bout de chemin depuis quelque temps déjà, et qui m'a supporté, remonté le moral, soutenu et encouragé au quotidien pendant ces 3 ans.

*« L'art de la citation est un substitut commode
à l'intelligence. »*

William SOMERSET MAUGHAM

« Accordéon. »

François PÉRUSSE

Résumé

Les disruptions des plasmas de tokamak sont des phénomènes menant à la perte totale du confinement du plasma en quelques millisecondes. Elles peuvent provoquer des dégâts considérables sur les structures des machines, par des dépôts thermiques localisés, des forces de Laplace dans les structures et par la génération d'électrons de haute énergie dits découplés pouvant perforer les éléments internes. Leur évitement n'étant pas toujours possible, il apparaît nécessaire d'amoinrir leur conséquences, tout spécialement pour les futurs tokamaks dont la densité de puissance sera un de à deux ordres de grandeurs plus importante quand dans les machines actuelles. L'Injection Massive de Gaz (IMG) est une des méthodes proposées pour amortir les disruptions. Elle a pour objectif de faire rayonner l'énergie thermique du plasma pour éviter les dépôts de chaleur localisés, de contrôler la durée de la chute du courant plasma pour réduire les efforts électromagnétiques, et d'augmenter la densité du plasma pour freiner les électrons découplés. Un certain nombre de questions doivent néanmoins être éclaircies avant de pouvoir d'utiliser l'injection massive de gaz comme système d'amortissement de routine sur les futurs tokamaks. C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse.

Dans un premier temps, une description du phénomène de disruption est donnée, avec ses causes, ses conséquences et les phénomènes physiques impliqués dans son déroulement. Les méthodes d'amortissement des disruptions par injection massive de matière sont ensuite présentées, avec les résultats expérimentaux obtenus sur les principaux tokamaks dans le monde. Ceci permet de dégager les problématiques encore en suspens, qui concernent le scénario d'injection optimal à utiliser (espèce et quantité de gaz), les phénomènes physiques impliqués dans la pénétration du jet de gaz dans le plasma, et l'extrapolabilité de la méthode à des tokamaks plus grands.

Afin de répondre aux deux premières questions, des résultats expérimentaux obtenus sur les tokamaks Tore Supra et JET sont présentés. L'injection massive de gaz permet de réduire les flux de chaleur localisés sur le limiteur de Tore Supra en faisant rayonner l'énergie thermique du plasma pendant le quench thermique. La production d'électrons découplés est réduite par les gaz légers tels que l'hélium et le deutérium au contraire des gaz plus lourds (argon) ayant tendance à augmenter leur quantité. La pénétration maximale du gaz neutre est gouvernée par des instabilités magnétohydrodynamiques se déclenchant sur la surface rationnelle $q=2$ à l'arrivée front froid, générant un flux de chaleur depuis le coeur du plasma, empêchant ce front de pénétrer plus loin.

Dans une dernière partie, des simulations numériques réalisées à l'aide du code MHD 3D JOEKE sont présentées. Le modèle de neutrse ajouté dans le code permet de reproduire de façon qualitative les observations expérimentales, en particulier la pénétration d'un front froid de gaz neutre, et confirment l'importance des surfaces rationnelles dans le déclenchement de la disruption par celui-ci. L'augmentation de la résistivité du plasma due au refroidissement par le gaz provoque l'apparition d'une large zone de champ ergodique, et montre l'importance de la MHD dans les simulations d'injection massive. De fortes inhomogénéités spatiales sont également observées. Ces simulations ouvrent la voie à l'extrapolation vers de plus grands tokamaks comme ITER.

Abstract

Tokamak disruptions are dangerous phenomena leading to the plasma confinement loss in a few milliseconds. They pose a serious threat to the machine integrity, through localized heat fluxes on plasma facing components, electromagnetic stresses on the structures and through the generation of high energy runaway electrons able to damage internal components. Since the disruption avoidance is not always achievable, the mitigation of their consequences is likely to be necessary, especially for future reactors where the power density will be one to two orders of magnitude higher than in present devices. Massive Gas Injection (MGI) is one of the mitigation methods proposed. It aims at radiating the thermal energy to avoid localized heat fluxes, controlling the duration of the current quench to limit the electromagnetic forces and increasing the density to prevent the generation of runaway electrons. Many questions remain to be addressed before using massive gas injection as a routine mitigation system on future tokamaks. The present thesis contributes to the effort aiming at answering these questions.

In a first part, a description of the disruption phenomenon is given, together with its causes, consequences and the physical mechanisms involved. Methods for disruption mitigation by massive material injection are then presented, with a review of experimental results obtained on most of the large tokamaks in the world. This highlights the questions to be answered regarding massive gas injection : the gas species and amount to be used, the physical mechanisms involved in the gas jet penetration, and the extrapolability to larger devices.

In order to address the first two questions, experimental results obtained on Tore Supra and JET are presented. Massive gas injection appears to reduce the heat loads on the limiter of Tore Supra, by energy radiation during the thermal quench. Runaway electron production is decreased by light gases like helium or deuterium whereas heavier gases tend to increase the amount of runaways. The maximum penetration depth of the neutral gas is governed by the rational surfaces, where MHD instabilities are triggered when the cold front gas arrives, expelling energy from the core preventing this front from penetrating further.

In a last part, numerical simulations using the 3D MHD code JOREK are presented. The additional neutral model implemented in the code can reproduce qualitatively experimental observations, like the penetration of a cold neutral front, and show the importance of rational surfaces in the triggering of the disruption. The increase in plasma resistivity due to the cooling by the gas stochastizes a large part of the plasma, and demonstrates the importance of MHD effects when simulating massive gas injections. Strong spatial inhomogeneities are also observed. These simulations open the way to extrapolations to larger tokamaks like ITER.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	v
Abstract	vii
Abréviations	xiii
Notations	xv
Introduction	1
1 Généralités sur la fusion nucléaire	5
1.1 La fusion contrôlée	5
1.1.1 La réaction de fusion	5
1.1.2 Bilan énergétique	7
1.1.3 Critère de Lawson	8
1.2 La configuration tokamak	9
1.2.1 Problématique du confinement magnétique	9
1.2.2 Configuration magnétique du tokamak	10
1.2.3 systèmes de coordonnées	12
1.2.4 Le tokamak	13
1.2.5 Les tokamaks actuels	16
1.2.5.1 Tore Supra	16
1.2.5.2 JET	17
1.2.6 ITER	19
1.3 Modèles de description du plasma	20
1.3.1 Approche cinétique	20
1.3.2 Approche fluide	21
1.4 Impuretés et processus atomiques	22
1.4.1 Ionisation, recombinaison, échange de charge	23
1.4.2 Rayonnement	23
1.4.2.1 Rayonnement continu	24
1.4.2.2 Le rayonnement de raies	24
1.5 Problématique des instabilités et des disruptions	26
1.6 Conclusion	27
2 Physique de la disruption et de son amortissement	29
2.1 Déroulement d'une disruption	29
2.1.1 Phase prédisruptive	29
2.1.2 Quench thermique	30
2.1.3 Quench de courant	30
2.2 Stabilité du plasma	31
2.2.1 Equilibre - équations de base et grandeurs caractéristiques	31

2.2.2	MHD idéale	33
2.2.2.1	Formulation variationnelle et principe d'énergie	34
2.2.2.2	Approximation du tokamak droit	36
2.2.2.3	Kink interne	37
2.2.2.4	Kink externe	38
2.2.2.5	Modes de ballonnement	38
2.2.3	MHD résistive	39
2.2.3.1	Stabilité du mode de déchirement	41
2.2.4	Déclenchement de la disruption	44
2.3	Causes des disruptions	45
2.3.1	Typologie des disruptions	45
2.3.1.1	Densité limite ou limite radiative	46
2.3.1.2	Disruption sur pression limite	48
2.3.1.3	Disruption sur courant limite	48
2.3.2	Limites opérationnelles des tokamaks	49
2.3.3	Événements à l'origine des disruptions	49
2.3.4	Un bref point sur la détection des disruptions	50
2.3.4.1	Approches classiques	51
2.3.4.2	Approches « boîte noire »	51
2.4	Conséquences des disruptions	51
2.4.1	Effets thermiques	52
2.4.2	Effets électromagnétiques	54
2.4.2.1	Courants induits	54
2.4.2.2	Stabilité verticale du plasma	54
2.4.2.3	Courants de halo	58
2.4.3	Electrons découplés	59
2.4.3.1	Première génération	59
2.4.3.2	Seconde génération	60
2.4.3.3	Dans le cadre des disruptions	61
2.4.4	Conséquences opérationnelles	62
2.5	Amortissement des disruptions	63
2.5.1	Méthodes utilisées	63
2.5.2	Etat de l'art des expériences déjà réalisées - glaçons	64
2.5.2.1	ASDEX-Upgrade	64
2.5.2.2	DIII-D	65
2.5.2.3	T-10	66
2.5.2.4	JT-60U	66
2.5.3	Etat de l'art des expériences déjà réalisées - injections de gaz	66
2.5.3.1	JT-60U	67
2.5.3.2	D-IIID	67
2.5.3.3	Alcator C-Mod	70
2.5.3.4	JET	71
2.5.3.5	TEXTOR	71
2.5.3.6	Tore Supra	72
2.5.3.7	ASDEX-Upgrade	73
2.5.4	Modélisation d'une injection massive	76
2.5.4.1	SOLPS	76
2.5.4.2	TOKES	76
2.5.4.3	NIMROD	77
2.5.5	Synthèse	77
2.6	Conclusion du chapitre	78

3	Moyens d'étude expérimentaux	81
3.1	Diagnostics et disruptions	81
3.1.1	Mesures magnétiques - MHD	81
3.1.2	Interférométrie	83
3.1.3	Bolométrie	86
3.1.4	Mesures de température	87
3.1.5	Caméra rapide	89
3.1.6	Détecteurs de neutrons	92
3.1.7	Position des diagnostics dans le tokamak	92
3.2	Injecteurs massifs	93
3.2.1	Injecteur Massif de Gaz - Tore Supra	94
3.2.1.1	Description générale	94
3.2.1.2	Simulations de fonctionnement	94
3.2.2	Disruption Mitigation Valve - JET	97
3.3	Base de données des disruptions	98
4	Résultats expérimentaux	103
4.1	Scénarios d'injection massive de gaz	103
4.1.1	Objectif de l'étude	103
4.1.2	Effets électromagnétiques	104
4.1.2.1	Durée du quench de courant	104
4.1.2.2	Courants induits	108
4.1.3	Dépôts thermiques	110
4.1.3.1	Puissance rayonnée	110
4.1.3.2	Puissance conduite	111
4.1.3.3	Bilan d'énergie	113
4.1.4	Electrons découplés	114
4.2	Dynamique du front de gaz et mécanismes de pénétration	120
4.2.1	Objectifs de l'étude	120
4.2.2	Efficacité de mélange	120
4.2.3	Durée de la phase prédisruptive	123
4.2.4	Vitesse de pénétration	123
4.2.5	Surfaces d'arrêt	124
4.2.6	Analyse X-mous et MHD	126
4.3	Conclusion du chapitre	128
5	Simulation et extrapolation	131
5.1	JOEK : description générale du code	131
5.1.1	Equations de la MHD réduite	131
5.1.2	Equations résolues	133
5.1.3	Schéma numérique en espace	133
5.1.3.1	Grille poloidale	134
5.1.3.2	Eléments finis	135
5.1.3.3	Forme faible	139
5.1.4	Conditions aux limites	140
5.1.5	Schéma numérique en temps	140
5.1.6	Solveur	141
5.1.7	Normalisation	142
5.2	Modèle d'injection massive implémenté	142
5.2.1	Equation de diffusion des neutres	143
5.2.2	Terme source d'ionisation	144
5.2.3	Perte d'énergie	144
5.2.4	Recombinaison	145

5.2.5	Conditions aux limites	145
5.2.6	Source de gaz	146
5.3	Tests préliminaires	147
5.3.1	Equilibre Tore Supra	147
5.3.2	Simulations sans injection massive	148
5.3.2.1	Evolution des variables plasma sans injection de gaz	148
5.3.2.2	Bilan de particules	149
5.3.2.3	Stabilité des modes	151
5.4	Résultats	152
5.4.1	Influence du limiteur	152
5.4.2	Comportement des atomes neutres dans le plasma	153
5.4.3	Croissance des modes à faibles nombres d'ondes toroïdaux	154
5.4.4	Scénarios à forte perte d'énergie par ionisation	155
5.4.5	Effets tridimensionnels	156
5.4.6	Simulations à nombre d'harmoniques toroïdales élevé	157
5.5	Conclusion du chapitre	161
	Conclusion	165
	Annexes	169
	A Calcul des termes supplémentaires rajoutés au code JOREK	171
A.1	Equation de diffusion des neutres	171
A.2	Equation de conservation des ions	173
A.3	Equation de conservation de l'énergie	174
A.4	Termes supplémentaires dans les équations de quantité de mouvement	174
	Liste des figures	177
	Liste des tableaux	183
	Bibliographie	185

Abréviations

CFC : composite à fibres de carbone

CFP : composant(s) face au plasma

DMV : *Disruption Mitigation Valve* (JET)

DSMF : Dernière Surface Magnétique Fermée

D-T : Deutérium-tritium

ELM : Edge Localized Mode

FCE : Fréquence Cyclotronique Electronique

FCI : Fréquence Cyclotronique Ionique

FWHM : *Full Width at Half Maximum*, largeur à mi-hauteur

Chauffage HF : chauffage par ondes à Haute Fréquence

IMH : Injecteur Massif d'Hélium (Tore Supra)

HFS : *High Field Side*, côté fort champ du plasma

LFS : *Low Field Side*, côté faible champ du plasma

LH : Lower Hybrid, fréquence hybride basse

LPT : limiteur pompé toroïdal

SOL : Scrape-Off Layer

TPF : *Toroidal Peaking Factor*, facteur de piquage des courants de halo

Notations

Dans tout ce mémoire, les vecteurs seront notés en gras.

Chapitre 1

a : petit rayon du plasma

$A_{Z,m \rightarrow n}$: coefficients d'Einstein

\mathbf{B}, B : Champ magnétique, amplitude du champ magnétique

B_0, B'_y : développement limité du champ magnétique pour le calcul des vitesses de dérive

B_ϕ : champ toroïdal

B_θ : champ poloïdal

\mathbf{E}, E : Champ électrique, amplitude du champ électrique

f_s : fonction de distribution des particules du plasma

g_{ff} : facteur de Gaunt libre-libre

$h\nu$: énergie d'un photon

I_p : courant plasma

\mathbf{j} : vecteur densité de courant

k : constante de Boltzmann

m : masse d'une particule

\mathcal{M}_s^k : moment d'ordre k d'une fonction de distribution

\bar{n}, \bar{T} : densité et température moyennes

n_D : densité de deutérium

n_{tot} : densité totale

n_T : densité de tritium

$n_{Z,m \rightarrow n}$: nombre de transitions électroniques d'un état m à un état n

n_e : densité électronique

n_Z : densité d'impuretés

p : pression

P_{alpha} : puissance de chauffage due aux particules alpha

P_{chauff} : puissance de chauffage additionnel

p_{fus} : densité de puissance de fusion

P_{pertes} : puissance d'énergie perdue

q : facteur de sécurité

r : petit rayon local

R, R_0 : grand rayon local, grand rayon du plasma

T, T_e, T_i : température du plasma, température électronique, température ionique

v_{\perp}, v_{\parallel} : composantes perpendiculaire et parallèle de la vitesse d'une particule

v_d : vitesse de dérive

v : vitesse fluide

\mathbf{v}_s : vitesse particulaire

W : quantité totale d'énergie dans le plasma

W_r : puissance rayonnée

Z : coordonnée verticale

ϵ : rapport d'aspect du plasma

θ : angle poloïdal

ξ : densité d'énergie libérée par réaction de fusion

ξ_{α} : fraction d'énergie portée par les particules alpha

ρ : rayon de Larmor

$\langle \sigma v \rangle$: section efficace de la réaction de fusion

τ_e : temps de confinement de l'énergie

ϕ : angle toroïdal

ω_c : pulsation de Larmor

Chapitre 2

a : petit rayon du plasma

\mathbf{b} : direction du champ magnétique

\mathbf{B} : Vecteur champ magnétique total

$B_r, B_{\phi}, B_{\theta}$: composantes radiale, toroïdale et poloïdale du champ magnétique

B_{vac} : amplitude du champ magnétique dans le vide

B_0 : amplitude du champ magnétique sur l'axe magnétique

d_s : épaisseur de la couche résistive

e : chargeur élémentaire

\mathbf{E} : vecteur champ électrique

E_D, E_c : champ électrique de Dreicer, champ électrique critique

E_{th}, E_{mag} : énergie thermique et énergie diamagnétique contenues dans le plasma

F : fonction diamagnétique

$\mathbf{F}(\xi)$: opérateur de force pour le principe d'énergie

I_p : courant plasma total

$I_h, I_{h,\theta}, I_{h,\phi}$: amplitude des courants de halo, composantes poloïdale et toroïdale de ceux-ci

I_v : courant dans les structures de l'enceinte

j : densité de courant

k : vecteur d'onde d'une instabilité

$K(\xi^*, \xi)$: énergie cinétique du principe d'énergie

l_i : inductance interne

L_p : inductance totale du plasma

m_e : masse de l'électron

m_p : masse du plasma

n, n_e : densité du plasma, densité électronique du plasma
 $n_{r,I}$: densité d'électrons découplés primaires
 $n_{r,II}$: densité d'électrons découplés secondaires
 n_r : densité totale d'électrons découplés
 n_R : densité critique de Rosenbluth
 p : pression
 P_{aux} : puissance de chauffage additionnel
 q, m, n : facteur de sécurité, nombre d'onde poloïdal et toroïdal
 q_a : facteur de sécurité au bord
 r : petit rayon local (coordonnée)
 R, R_0 : grand rayon local, grand rayon sur l'axe
 R_p : résistance du plasma
 R_v : résistance des structures de l'enceinte
 s : cisaillement magnétique (*shear*)
 \mathbf{S}_R : Surface intérieure définie par une surface magnétique pour le calcul du flux poloïdal.
 Z, z : coordonnée verticale locale
 T_e : température électronique
 w : largeur d'un îlot magnétique
 $\delta W(\xi^*, \xi)$: variation d'énergie potentielle due à une instabilité
 Z_{eff} : charge effective du plasma

β_p : beta poloïdal
 β_t : beta limite de Troyon
 Δ^* : opérateur de Grad-Shafranov
 Δ' : discontinuité de flux magnétique à travers la couche résistive
 ϵ_0 : permittivité du vide
 η : résistivité
 κ : courbure du champ magnétique
 Γ : constante adiabatique
 $\ln \Lambda$: logarithme coulombien
 μ_0 : perméabilité magnétique du vide
 ν_{ee} : collisionnalité
 ξ, ξ^* : vecteur déplacement, fonction test du vecteur déplacement
 ρ : masse volumique
 τ_a : temps d'Alfvén
 τ_r : temps résistif
 τ_0 : constante de temps de l'instabilité verticale
 τ_s : temps caractéristique de ralentissement d'un électron dans le plasma
 ϕ : angle toroïdal
 ϕ_d : paramètre d'endommagement
 ψ : flux magnétique poloïdal
 ω : fréquence d'un mode MHD

∇_{\perp} : opérateur gradient perpendiculaire : $\nabla_{\perp} = \nabla - \nabla_{\parallel} \mathbf{b}$

∇_{\parallel} : opérateur gradient parallèle : $\nabla_{\parallel} = \nabla \cdot \mathbf{b}$

Chapitre 3

L : différence de longueur parcourue par les faisceaux d'un interféromètre
 B, B_0 : champ magnétique, champ magnétique sur l'axe
 c_0 : vitesse du son d'un gaz à température ambiante
 D_{out} : débit en sortie de l'injecteur massif
 m_e : masse de l'électron
 n_{crit}^O, n_{crit}^X : densité de coupure de l'onde ECE en mode ordinaire ou extraordinaire
 P_{rad} : puissance rayonnée
 R, R_0 : grand rayon, grand rayon local
 T_e : température électronique
 V_{bolo} : tension mesurée aux bornes d'un bolomètre

δB : variations du champ magnétique mesurées par une bobine de Mirnov
 $\delta B_{m,n}$ Composantes de Fourier du champ magnétique liées à une instabilité (m,n)
 γ : paramètre adiabatique pour un gaz parfait
 ϵ_0 : permittivité du vide
 θ, ϕ : angle poloïdal, angle toroïdal
 λ : longueur d'onde d'un laser d'interféromètre
 τ_{bolo} : constante de temps de diffusion de la chaleur d'un bolomètre
 Φ : déphasage entre les deux faisceaux d'un interféromètre
 $\chi_{m,n}$: phase de l'instabilité
 ω : pulsation d'une instabilité MHD

Chapitre 4

a : petit rayon
 B_t : champ toroïdal
 c : vitesse de la lumière dans le vide
 e : charge élémentaire
 $E_{||}$: champ électrique parallèle accélérateur des électrons découplés
 F_{eff} : efficacité de mélange d'une injection massive
 I_p : courant plasma total
 l_i : inductance interne du plasma
 L : inductance totale du plasma
 $n_{c,I}$: densité critique de suppression de la création d'électrons découplés par le mécanisme de Dreicer
 $n_{c,II}$: densité critique de suppression de la création d'électrons découplés par avalanche
 $N_{inj}(t)$: quantité de gaz injectée par une vanne massive à un instant t
 R_0 : grand rayon
 T_e : température électronique
 Z_{eff} : charge effective

$\Delta N_e(t)$: quantité d'électrons ajoutés au plasma par une injection massive à un instant t
 ϵ_0 : permittivité électrique du vide
 η : résistivité du plasma
 $\ln \Lambda$: logarithme coulombien

Chapitre 5

a : petit rayon

\mathbf{A} : potentiel-vecteur magnétique

B_r, B_ϕ, B_θ : composantes radiale, toroïdale et poloïdale du champ magnétique

B_\perp : composante perpendiculaire du champ magnétique

c_s : vitesse du son dans la SOL

D_\perp, D_\parallel : coefficients de diffusion des ions (perpendiculaire, et parallèle)

D_n : coefficient de diffusion des particules neutres

e_r, e_θ, e_ϕ : vecteurs unitaires dans les directions radiale, poloïdale, toroïdale

\mathbf{E} : vecteur champ électrique

F_0 : Fonction diamagnétique au centre

J_r, J_ϕ, J_θ : composantes radiale, toroïdale et poloïdale de la densité de courant

j : densité de courant totale

$P(s,t)$: représentation paramétrique d'une surface de Bézier

R_0, R : grand rayon, grand rayon local

$S_i(T)$: terme d'ionisation dans l'équation du fluide neutre

T : température des ions

u : fonction de potentiel de la MHD réduite

v_\perp, v_\parallel : composantes perpendiculaire et parallèle de la vitesse fluide

\mathbf{W} : Vorticité

γ : paramètre adiabatique du plasma (5/3)

η : résistivité du plasma

$\kappa_\perp, \kappa_\parallel$: coefficient de diffusion de la chaleur (perpendiculaire et parallèle)

ξ_{ion} : coût en énergie d'une ionisation

ρ : masse volumique du fluide ionique

ρ_n : masse volumique du fluide neutre

ϕ : angle toroïdal

ψ, ψ_0, ψ_a : flux magnétique poloïdal, au centre et au bord du domaine

∇_\perp : opérateur gradient perpendiculaire : $\nabla_\perp = \nabla - \nabla_\parallel \mathbf{b}$

∇_\parallel : opérateur gradient parallèle : $\nabla_\parallel = \nabla \cdot \mathbf{b}$

Introduction

Le début du XX^e siècle a vu l'Humanité entrer dans un âge où elle a commencé à exploiter pleinement les ressources énergétiques de son environnement grâce à la révolution industrielle. Le début du XXI^e voit cette humanité prendre conscience que ces ressources sont limitées. A l'heure où l'augmentation des besoins en énergie de la population mondiale s'accélère et où les problématiques liées à l'impact de l'activité humaine sur l'environnement se font de plus en plus présentes, il devient urgent de trouver une alternative au trio des énergies fossiles : charbon, gaz, pétrole. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les recherches sur la fusion thermonucléaire contrôlée. N'émettant pas de gaz à effets de serre, ne générant pas de déchets nucléaires à haute activité et à vie longue et étant intrinsèquement sûre, elle pourrait prendre une place prépondérante dans le panel énergétique des décennies à venir.

La fusion contrôlée, souvent résumée par l'expression « mettre le soleil en boîte » consiste à faire fusionner des atomes légers de telle sorte à produire de l'énergie, plagiant ainsi les processus à l'oeuvre dans le coeur des étoiles. Placer la matière dans des conditions adéquates pour déclencher des réactions de fusion constitue néanmoins un défi scientifique et technologique colossal. Portés à des centaines de millions de degrés, les atomes sont à l'état de plasma, rendant leur manipulation des plus difficiles. Depuis les années 1950, date des premières expériences sur le sujet en Union Soviétique, de nombreux dispositifs visant à contrôler ce plasma ont vu le jour. Le plus prometteur d'entre eux est aujourd'hui le tokamak, acronyme russe signifiant *TOroidal-naïa KAMERA MAgnitnaïa Katouchka*, chambre toroïdale à bobines magnétiques. Afin d'obtenir les conditions nécessaires à la réalisation de réactions de fusion, la taille de ces machines n'a cessé d'augmenter, de même que la taille des collaborations s'intéressant au sujet. La prochaine étape de ces recherches est le réacteur expérimental ITER, dont la construction a commencé sur le site de Cadarache, en France. ITER représente la dernière étape avant la construction d'un réacteur de démonstration démontrant la possibilité de produire de l'électricité de façon industrielle à l'aide de la fusion nucléaire.

De nombreux autres tokamaks existent actuellement dans le monde. Le plus grand d'entre eux est le tokamak européen JET (*Joint European Torus*), implanté à Culham au Royaume-Uni. Il est le dispositif le plus proche à l'heure actuelle des futurs réacteurs, tant par sa taille que par les conditions physiques qui y règnent. Le tokamak actuellement en opération à Cadarache est Tore Supra, construit et exploité par l'Institut de Recherche sur le Fusion par confinement Magnétique (IRFM), au sein du Commissariat à l'Energie Atomique. Tore Supra dispose d'atouts uniques pour étudier le fonctionnement d'un tokamak sur de longues périodes : des aimants supraconducteurs et des parois activement refroidies par un circuit d'eau sous pression. Comme tous les tokamaks actuellement en opération, ces deux machines ont pour but de répondre aux questions qui se posent encore quant aux choix technologiques et scientifiques à effectuer pour les futurs réacteurs. JET et Tore Supra sont également les deux tokamaks sur lesquels j'ai effectué ma thèse. Cette dernière s'inscrit dans le cadre de l'étude des disruptions.

Maintenir un plasma dans un état stable à très haute température est une tâche difficile. Des événements imprévus peuvent se produire lors de la décharge et mettre en péril le fra-

gile équilibre du plasma. Lorsque celui-ci est irrémédiablement détruit, on parle de disruption majeure. En fonction de la taille du tokamak, une disruption se déroule sur un laps de temps de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes pendant lesquelles toute l'énergie du plasma est perdue. Cette perte se présente sous trois formes : des charges thermiques endommageant les éléments de surface, des charges électromagnétiques pouvant déformer les structures, et des faisceaux d'électrons dits *découplés* capables de perforer les parois. Ceci aboutit également à une détérioration du conditionnement de la machine, rendant difficile le démarrage de la décharge suivante. Le phénomène de disruption accompagne les études sur les tokamaks depuis leurs premiers pas. Les premières machines russes s'intéressaient déjà aux électrons découplés, avant même que le principe du tokamak ne soit largement reconnu par la communauté scientifique.

Jusqu'à présent, le coût des réparations des dégâts consécutifs aux disruptions est resté relativement modeste. Principalement dus aux efforts électromagnétiques sur les pièces métalliques, ils sont devenus encore moins problématiques depuis la généralisation des éléments de paroi en carbone. Les conséquences d'une disruption sur les tokamaks actuels se résument le plus souvent à quelques difficultés pour initier la décharge suivante, ce qui ne représente finalement qu'une légère perte de temps dans un programme expérimental. D'autre part, la brièveté de ce phénomène pendant lequel la plupart des moyens de mesure ne sont plus utilisables, a longtemps constitué un obstacle à des études approfondies. La situation est en train de changer avec l'augmentation de la densité de puissance contenue dans les plasmas de tokamak. Celle-ci commence ainsi à être suffisante pour provoquer des dégâts permanents et significatifs sur les composants des machines et donc à nécessiter des investigations plus poussées. Les densités de puissance prévues pour ITER étant de 2 à 3 ordres de grandeur supérieures à celles des machines actuelles, la problématique des disruptions n'en devient que plus prépondérante.

Par conséquent, il apparaît nécessaire de développer des moyens d'action sur les disruptions, soit en cherchant à les éviter, soit en amoindrissant leurs conséquences. L'évitement n'étant pas toujours possible, l'amortissement sera une composante essentielle des futurs réacteurs. Différentes méthodes sont actuellement à l'essai dans cet optique. L'une d'entre elles est l'injection massive de gaz, et est l'objet du présent mémoire de thèse. Expérimentée pour la première fois au début des années 2000, elle a pour but, lorsque l'imminence d'une disruption est détectée, de la déclencher prématurément de façon contrôlée. Le but est en quelque sorte d'étouffer le plasma par une injection massive de matière, et d'obtenir une disruption moins violente que celle qu'on aurait laissé arriver à son terme. Le gaz injecté doit en fait permettre d'amortir chacun des effets néfastes des disruptions. Plus particulièrement, il doit dissiper l'énergie thermique du plasma par rayonnement avant qu'elle ne soit conduite sur les éléments de paroi en contact avec le plasma. Il doit également dissiper l'énergie magnétique du plasma pour amoindrir les effets électromagnétiques. Enfin, il doit augmenter la densité du milieu pour freiner les électrons découplés créés pendant la disruption. La capacité d'une injection massive à remplir ces trois objectifs est encore une question ouverte, de même que la possibilité d'extrapoler aux futurs réacteurs les résultats obtenus sur les expériences actuelles.

Le travail que j'ai effectué pendant ma thèse a eu pour but d'apporter des éléments de réponse à ces deux questions. A l'aide des injecteurs massifs implantés sur Tore Supra et JET, des expériences ont été menées, d'une part pour apporter des réponses quant à l'efficacité de l'injection massive de gaz en fonction des paramètres plasma et du scénario d'injection choisi, mais également dans le but de mieux comprendre les mécanismes physiques à l'œuvre lors de l'interaction entre le gaz et le plasma, et plus généralement sur la façon dont se déclenche une disruption. Une fois ces mécanismes identifiés, il a été possible de sélectionner les phénomènes importants et de réaliser des simulations du déclenchement des disruptions par injection massive de gaz à l'aide du code MHD tridimensionnel *JOKEK*.

Le présent mémoire est organisé de la façon suivante. Le chapitre 1 sera dédié à une description générale de la fusion thermonucléaire et plus particulièrement de la filière tokamak et des problématiques associées. Le chapitre 2 se concentrera sur la physique du phénomène de disruption, ses causes, ses conséquences ainsi que les processus physiques impliqués dans son développement. Il s'attachera également à résumer l'ensemble de résultats obtenus par la communauté scientifique sur l'amortissement des disruptions par injection de matière. Le chapitre 3 décrira les moyens et outils expérimentaux utilisés lors des études d'amortissement des disruptions. Il abordera plus particulièrement les adaptations des diagnostics aux conditions particulières des disruptions que j'ai réalisées pendant la thèse. Le chapitre 4 détaillera les résultats expérimentaux obtenus sur Tore Supra et JET. Enfin, le chapitre 5 présentera les résultats de simulations de déclenchement de la disruption à l'aide du code *JOREK*.

« - *When Fusion will be ready ?* »

« - *Fusion will be ready when society needs it.* »

Lev ARTSIMOVITCH, 1973

Chapitre 1

Généralités sur la fusion nucléaire

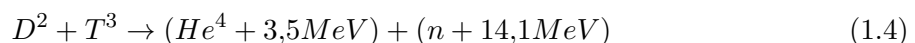
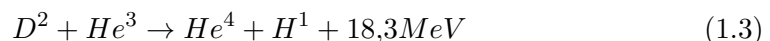
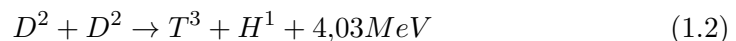
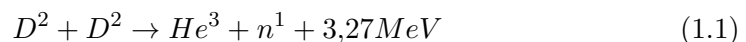
L'augmentation des besoins en énergie de la population mondiale, la pénurie à terme des énergies fossiles et les problématiques climatiques associées à leur utilisation rendent indispensable le développement de moyens d'exploiter des nouvelles sources d'énergie. La fusion thermonucléaire contrôlée est une de ces alternatives. Ce premier chapitre présente les bases de la fusion et les moyens mis en œuvre pour la maîtriser. Dans un premier temps, nous aborderons les réactions nucléaires mises en jeu, les méthodes de confinement utilisées pour maintenir le mélange de combustibles dans un état propre à entretenir la réaction. Nous traiterons ensuite les différentes approches utilisées pour décrire le plasma dans lequel ont lieu les réactions de fusion, et nous terminerons par un point sur les processus atomiques qui peuvent s'y produire.

1.1 La fusion contrôlée

1.1.1 La réaction de fusion

La fusion nucléaire a pour but de faire réagir des noyaux légers pour les combiner en un noyau plus lourd, au contraire de la fission nucléaire qui casse des noyaux lourds (uranium, thorium) en des constituants plus légers. En effet, l'énergie de liaison par nucléon croît en fonction du nombre de nucléons pour les éléments légers comme le deutérium ou le tritium et décroît pour les éléments plus lourds. Comme le montre la courbe d'Aston (fig. 1.1), dérivée de l'équation de Bethe-Weiszäcker, donnant l'énergie de liaison par nucléon, le maximum de stabilité est obtenu au niveau du fer.

Plusieurs réactions de fusion peuvent être envisagées :



La plus avantageuse en terme de section efficace, de rendement et de disponibilité des combustibles est à l'heure actuelle la réaction impliquant le deutérium et le tritium. En effet, le deutérium est extrait de l'eau de mer à un coût relativement modeste (1\$/g [Wesson 97]) comparé à la quantité d'énergie potentiellement récupérable. En revanche, le tritium n'est pas présent à l'état naturel sur Terre, ayant une demi-vie de 12,3 ans. Il serait donc produit à partir de lithium bombardé par les neutrons issus de la réaction de fusion dans des éléments de paroi spéciaux appelés couvertures tritigènes selon les réactions :

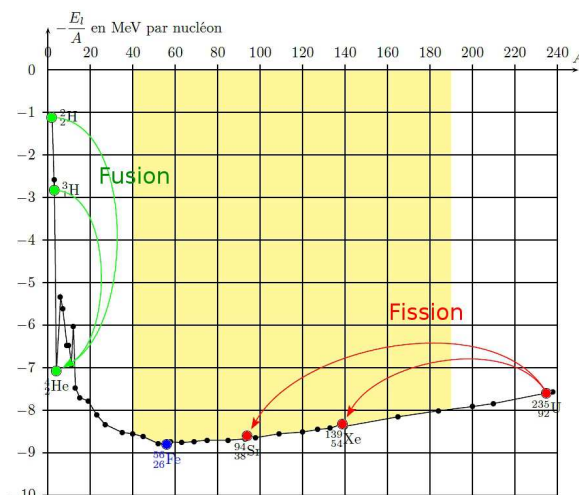


Figure 1.1 – Courbe d’Aston - Energie de liaison par nucléon



Les autres réactions de fusion sont plus difficiles à mettre en œuvre, soit par absence de combustible en quantité suffisante, ou par une section efficace trop faible. Bien que la réaction envisagée à l’étape industrielle soit celle impliquant le deutérium et le tritium, la plupart des tokamaks actuels n’utilisent que du deutérium. Introduire du tritium, élément radioactif, dans le réacteur implique en effet des mesures de radioprotection strictes, et un simple plasma de deutérium est suffisant pour les études actuelles.

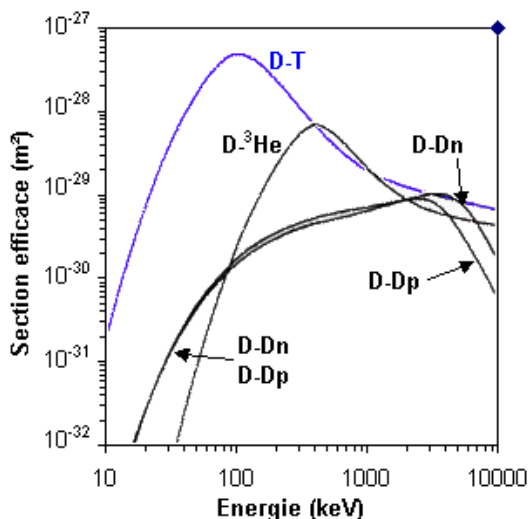


Figure 1.2 – Sections efficaces de 3 réactions de fusion nucléaire courantes

La plus grande difficulté liée à l’utilisation de ces réactions de fusion est de vaincre l’interaction coulombienne entre les noyaux. En effet, il convient pour les faire fusionner de leur conférer une énergie cinétique suffisante pour traverser la barrière de potentiel électrostatique. En pratique, l’énergie nécessaire est plus faible que celle donnée par un calcul classique de potentiel coulombien grâce à l’effet tunnel. La section efficace d’interaction D-T est donnée par la

figure 1.2. Son maximum est atteint autour de 100 keV. Dans les réacteurs actuels, on cherche à atteindre des températures d'une dizaine de keV, suffisantes pour provoquer des réactions de fusion.

1.1.2 Bilan énergétique

Le but de l'utilisation industrielle de la fusion nucléaire étant de dégager plus d'énergie que le fonctionnement de la machine n'en consomme, il convient de réaliser un bilan énergétique du procédé.

Pour un mélange de deutérium et de tritium, la densité de puissance par unité de volume obtenue par les réactions de fusion est donnée par :

$$p_{fus} = n_D * n_T * \langle \sigma v \rangle \xi$$

où n_D et n_T sont les densités de deutérium et de tritium, $\langle \sigma v \rangle$ la section efficace de réaction de fusion et ξ la quantité d'énergie libérée par réaction.

Le maximum de puissance fusion est obtenu pour $n_T = n_D = 1/2 n_{tot}$, ce qui donne :

$$p_{fus} = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle \xi$$

Seule une partie de cette énergie (environ 1/5 d'après l'équation 1.4) contribue au chauffage du plasma de fusion. Cette fraction est en effet portée par les particules alpha qui, du fait de leur charge, restent confinées dans les champs magnétiques. Le reste de l'énergie issue de la réaction de fusion est porté par les neutrons, qui ne sont pas soumis aux champs de confinement. La puissance de chauffage due aux particules alpha est donc donnée par :

$$P_{alpha} = \int p_{\alpha} dV = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle \xi_{\alpha} V$$

où ξ_{α} est la fraction d'énergie de la réaction de fusion portée par les particules alpha.

Les pertes d'énergie dans un plasma de fusion sont représentées par un temps caractéristique de décroissance de l'énergie, appelé temps de confinement de l'énergie τ_e défini par :

$$P_{pertes} = \frac{W}{\tau_e}$$

W est la quantité totale d'énergie contenue dans le plasma, donnée par :

$$W = \int 3nT dV \approx 3\bar{nT}V$$

On a donc

$$P_{pertes} = \frac{3\bar{nT}V}{\tau_e}$$

où T est la température moyenne et V le volume du plasma.

A l'état stationnaire, les pertes sont contrebalancées par le chauffage des particules alpha et le chauffage additionnel externe P_{add} . Le bilan d'énergie global peut donc s'écrire :

$$P_{chauff} + P_{\alpha} = P_{pertes} \quad (1.7)$$

$$P_{chauff} + \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle \xi_{\alpha} V = \frac{3\bar{nT}V}{\tau_e}$$

1.1.3 Critère de Lawson

Lorsque le confinement s'améliore, et donc que la température et la densité du plasma croissent, les réactions de fusion se font plus nombreuses, et la part de la puissance de chauffage provenant des particules alpha croît. Dans de bonnes conditions, cette puissance peut contrebalancer les pertes, permettant ainsi de couper le chauffage externe du plasma. Cet état est appelé l'ignition, par analogie avec les combustibles fossiles. D'après l'équation 1.7, il est atteint lorsque

$$P_{pertes} = P_{\alpha}$$

c'est à dire,

$$\frac{1}{4}n^2 \langle \sigma v \rangle \xi_{\alpha} = \frac{3n\bar{T}}{\tau_e}$$

En considérant la température uniforme sur tout le plasma, on obtient la condition suivante, dont le membre de droite ne dépend que de la température.

$$n\tau_e > \frac{12T}{\langle \sigma v \rangle \xi_{\alpha}}$$

Le minimum du membre de droite est atteint vers 30 keV, ce qui permet d'obtenir le critère dit de Lawson (ou double produit de Lawson), du nom du physicien qui l'a en premier énoncé en 1957 [Lawson 57].

$$n\tau_e > 1,5 \times 10^{20} m^{-3} s$$

Ce critère n'est cependant pas optimal, sachant que le temps de confinement dépend lui-même de la température atteinte. On peut donc chercher à le raffiner en considérant la température comme un troisième paramètre du produit. Dans les gammes de température considérées dans un tokamak, la section efficace peut être approchée par la relation suivante :

$$\langle \sigma v \rangle = 1,1 \times 10^{-24} T^2 . m^3 . s^{-1}$$

On obtient donc le critère suivant pour atteindre l'ignition, parfois appelé à tort critère de Lawson, ou triple produit de fusion.

$$nT\tau_e > 3 \times 10^{21} m^{-3} . keV . s$$

Pour des profils de température et de densité réalistes (paraboliques, par exemple), le critère, appliqué à la température et à la densité centrales, devient :

$$\hat{n}\hat{T}\tau_e > 5 \times 10^{21} m^{-3} . keV . s$$

Notons que ce critère n'est basé que sur l'ignition, qui n'est pas forcément le scénario envisagé pour de futurs réacteurs industriels. En effet, le chauffage additionnel externe du plasma constitue un moyen de contrôle de celui-ci, en particulier en cas d'événements imprévus dans la réaction. On peut par ailleurs obtenir un bon bilan d'énergie sans aller jusqu'à l'ignition. On s'intéresse dans ce cas au rapport des puissances injectées sur la puissance de fusion obtenue (alpha et neutrons confondus), souvent noté Q :

$$Q = \frac{P_{fusion}}{P_{chauff}}$$

La condition $Q = 1$ est appelé *breakeven* et a été approchée par le tokamak européen JET pendant la campagne D-T de 1997 [Keilhacker 99]. Même si l'ignition n'est pas le scénario privilégié pour un réacteur industriel, le triple produit de Lawson est toujours utilisé pour évaluer les performances générales des réacteurs.

1.2 La configuration tokamak

Afin de satisfaire aux conditions énoncées par le critère de Lawson précédemment exprimé, différentes voies peuvent être employées. Le triple produit faisant intervenir trois facteurs τ_e le temps de confinement, n la densité et T la température sur lesquels on peut jouer pour atteindre le critère. Par exemple, la fusion par confinement inertiel obtenue à l'aide de lasers de forte puissance privilégie une densité extrême, au prix d'un temps de confinement très court. A contrario, la fusion par confinement magnétique cherche à obtenir une densité modeste, mais sur des temps de confinement plus longs, de l'ordre de la seconde. Les grandeurs caractéristiques des différents procédés de confinement sont résumés dans la table 1.1. Le procédé "naturel", à savoir le confinement gravitationnel réalisé dans les étoiles, est mis pour référence.

t	Soleil	Confinement inertiel	Confinement magnétique
Température [10^6 K]	15	100	100
Densité [m^{-3}]	10^{32}	10^{30}	10^{20}
Temps de confinement [s]	-	10^{-9}	1

Tableau 1.1 – Grandeurs caractéristiques associées aux méthodes de confinement les plus courantes

1.2.1 Problématique du confinement magnétique

Un plasma est un gaz ionisé dont les ions et électrons sont séparés. Dans un plasma de fusion thermonucléaire dont la température est de l'ordre du keV, la vitesse moyenne des ions est de l'ordre de la centaine de kilomètres par seconde. Cette vitesse due à l'agitation thermique est isotrope : les ions et électrons se déplacent sans direction privilégiée, et vont donc avoir tendance à se déplacer vers les zones de pression et de température plus faibles, détruisant ainsi le confinement du plasma. Afin d'empêcher ceci et de maintenir le confinement, il faut contraindre le déplacement de ces particules. On cherche donc à faire en sorte qu'elles parcourent le plus de distance possible dans le volume de l'enceinte à vide avant de rencontrer un objet matériel, ce qui revient à augmenter leur temps de confinement tel que défini précédemment. Pour ce faire, on les piège dans des champs magnétiques. En effet, l'équation du mouvement d'une particule de charge q et de masse m dans un champ magnétique est :

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

Dans le cas où le champ magnétique est uniforme orienté suivant la direction z , les équations de la vitesse des particules dans les trois directions sont les suivantes :

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = -\omega_c^2 v_x \qquad \frac{d^2 v_y}{dt^2} = -\omega_c^2 v_y \qquad \frac{dv_z}{dt} = 0 \qquad (1.8)$$

avec

$$\omega_c = \frac{qB}{m}$$

D'où les trois composantes de la vitesse et de la position

$$v_x = v_{\perp} \sin \omega_c t \qquad v_y = v_{\perp} \cos \omega_c t \qquad v_z = Cte \qquad (1.9)$$

$$x = -\rho \cos \omega_c t \qquad y = \rho \sin \omega_c t \qquad z = Cte.t \qquad (1.10)$$

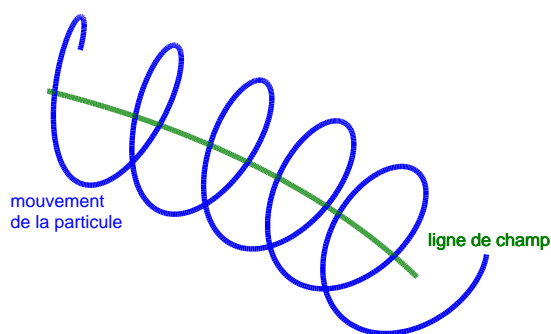


Figure 1.3 – Mouvement d’une particule chargée autour de la ligne de champ

Avec

$$\rho = \frac{mv_{\perp}}{qB}$$

le rayon de Larmor. La particule suit donc un mouvement circulaire dans le plan perpendiculaire au champ magnétique et a une vitesse constante dans la direction du champ. Elle est donc contrainte à suivre une trajectoire hélicoïdale le long de la ligne de champ, comme illustré par la figure 1.3.

C’est sur ce principe que se base le confinement magnétique. En enroulant les lignes de champ magnétique sur elles-mêmes dans une structure de forme torique, on maintient les particules du plasma à distance des objets matériels : on les confine.

1.2.2 Configuration magnétique du tokamak

Un tokamak se présente sous la forme d’une chambre à vide de forme torique contenant le plasma de fusion. Comme vu précédemment, l’enroulement des lignes de champ sur elles-mêmes dans un tore permet en théorie de confiner les particules : elles sont contraintes à se déplacer le long des lignes de champ (figure 1.4), et ne sortent pas du volume défini par l’ensemble de ces lignes. La distance parcourue par les ions et les électrons avant de rencontrer un objet matériel est ainsi des centaines de fois plus grandes que sans confinement. Cela revient en fait à compenser les forces de pression par une force magnétique :

$$j \times B = \nabla p$$

Cependant, le champ produit de cette façon, dit *toroïdal* et noté B_T ou B_{ϕ} , présente un gradient dans la direction du grand rayon du tore. Il décroît approximativement en $1/R$. Ceci mène à une dérive des particules. En effet, pendant une giration de Larmor, la force magnétique subie par la particule est plus faible du côté extérieur du Tore que du côté interne. Le rayon de Larmor aura donc tendance à être plus faible du côté interne et plus grand du côté externe, où le champ magnétique est plus faible. La particule va donc dériver. Plus formellement, si le champ magnétique a pour direction z et son gradient dans la direction x , l’équation du mouvement de la particule dans la direction y est

$$m \frac{dv_t}{dt} = -ev_x B$$

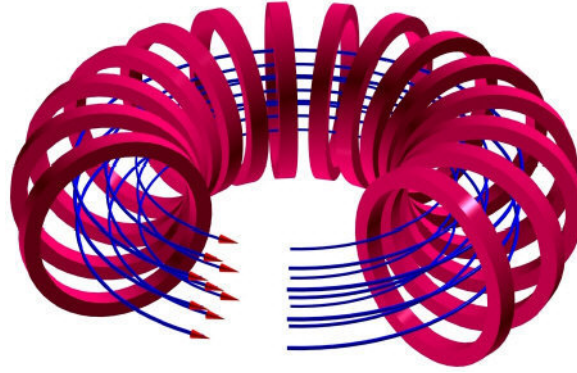


Figure 1.4 – Lignes de champ en présence d'un champ toroidal seul

En considérant que le gradient de champ magnétique est faible, on peut développer ce dernier au premier ordre :

$$B = B_0 + B_1 y$$

De même, la vitesse peut s'exprimer sous la forme de la somme de la vitesse sans gradient de champ v_{x0} et de la vitesse de dérive recherchée v_d , sous l'hypothèse des petites perturbations :

$$v = v_{x0} + v_d$$

Ceci amène à l'équation suivante, en négligeant les termes de second ordre :

$$\frac{m}{e} \frac{dv_t}{dt} = -(v_{x0} + v_d)(B_0 + B_1 y) = -v_{x0} B_0 - v_{x0} B_1 y - v_d B_0 \quad (1.11)$$

Or on a vu précédemment que la vitesse et la position de la particule dans un champ magnétique uniforme sont donnés par :

$$v_{x0} = v_{\perp} \sin \omega_c t \quad y = \rho \sin \omega_c t$$

L'équation 1.11 devient donc

$$\frac{m}{e} \frac{dv_t}{dt} = -B_0 v_{\perp} \sin \omega_c t - B_1 \rho v_{\perp} \sin^2 \omega_c t - v_d B_0$$

En effectuant la moyenne temporelle de cette équation, on obtient l'expression de la vitesse de dérive :

$$v_d = -\rho v_{\perp} \frac{B_1}{B} = \frac{1}{2} \rho v_{\perp} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2}$$

Sachant que $\rho = mv_{\perp}/qB$, cette vitesse de dérive sera dans un sens opposé pour les ions et les électrons.

La vitesse de dérive de courbure se calcule de la même manière en remplaçant le terme induit par le gradient de champ magnétique par un terme issu de la courbure. La vitesse de dérive totale est alors donnée par :

$$v_{d,tot} = \frac{v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2}{\omega_c R}$$

où R est le rayon de courbure de la ligne de champ.

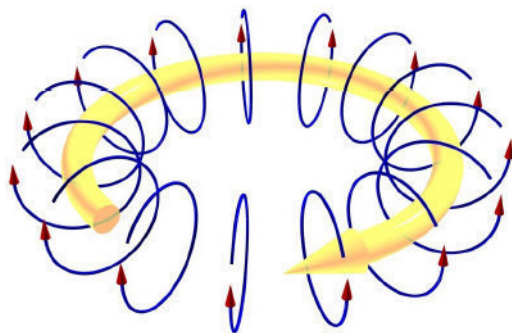


Figure 1.5 – Lignes de champ en présence d'un champ poloïdal seul

Pour compenser cette dérive qui conduirait à un déconfinement du plasma, une solution consiste à ajouter une composante au champ magnétique : la composante dite poloïdale notée B_P ou B_θ , normale au champ toroïdal (figure 1.5). La somme des deux champs forme des lignes hélicoïdales (figure 1.6). Dans ce cas, les particules passent alternativement au-dessus et en-dessous du plan équatorial, et elles dérivent tantôt vers l'extérieur et tantôt vers l'intérieur du plasma. Le champ poloïdal est généré par le plasma lui-même, dans lequel on fait circuler un courant dans la direction toroïdale. Il est d'un ordre de grandeur plus faible que le champ toroïdal : $B_P/B_T \approx 1/10$.

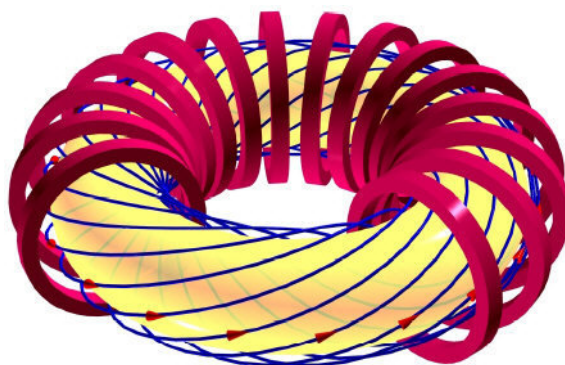


Figure 1.6 – Lignes de champ en présence d'un champ toroïdal et d'un champ poloïdal

Cette configuration magnétique à deux champs est le principe de base du tokamak. L'étude de l'équilibre du plasma est l'objet de la magnétohydrodynamique, qui assimile ce dernier à un fluide conducteur. Elle permet en particulier de montrer que les surfaces sur lesquelles s'appuient les lignes de champ hélicoïdales sont fermées et emboîtées. On les appelle communément des surfaces magnétiques.

Enfin, d'autres sources d'instabilités existent. L'asymétrie de surface du tore engendre un déplacement vers l'extérieur du plasma lorsque sa pression cinétique augmente. Afin de compenser cet effet déformant le plasma et de contrôler sa forme et sa position, il est nécessaire d'ajouter un champ magnétique vertical.

1.2.3 systèmes de coordonnées

les coordonnées les plus courantes dans l'étude des plasmas de tokamaks sont les coordonnées toriques. Elles sont définies par un grand rayon R mesurant la distance par rapport à l'axe de symétrie du tore, un angle toroïdal ϕ mesurant la position angulaire autour de cet axe. Le petit rayon r et l'angle poloïdal θ font de même sur une section poloïdale du tore. (figure 1.7) La taille du plasma est caractérisée par son R_0 correspondant au grand rayon du centre

de la première surface magnétique rencontrant un objet matériel, et par a , le petit rayon de cette même surface. On définit à partir de ces deux valeurs le rapport d'aspect $A = R_0/a$. L'approximation de grand rapport d'aspect $A \gg 1$ est une simplification courante de l'étude des problèmes de physique des tokamaks.

Un autre système courant de coordonnées est défini par le triplet (R, Z, ϕ) désignant respectivement la position par rapport à l'axe du tore, la hauteur par rapport au plan équatorial et l'angle toroïdal précédemment défini.

Enfin, puisque $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p$, on en déduit immédiatement que $\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0$. Les surfaces magnétiques sont donc des surfaces isobares. Ce résultat se généralise en première approximation aux autres grandeurs caractéristiques du plasma : température, densité et courant. Ceci permet de définir la notion de *profil*, permettant de qualifier l'évolution d'une de ces grandeurs en fonction d'une seule coordonnée. Celle-ci est le plus souvent le rayon normalisé r/a de la surface considérée, par rapport à son centre. On peut néanmoins décrire un équilibre de plasma de fusion en associant de façon bijective une coordonnée quelconque à la surface magnétique sur laquelle on se place, comme par exemple le flux poloïdal à travers la surface considérée. Ces systèmes de coordonnées attachés aux surfaces magnétiques plutôt qu'à la position dans l'espace permettent ainsi de décrire des plasmas dont la section n'est pas circulaire, ce qui est souvent le cas, ou dont la section poloïdale ne présente pas de symétrie toroïdale parfaite.

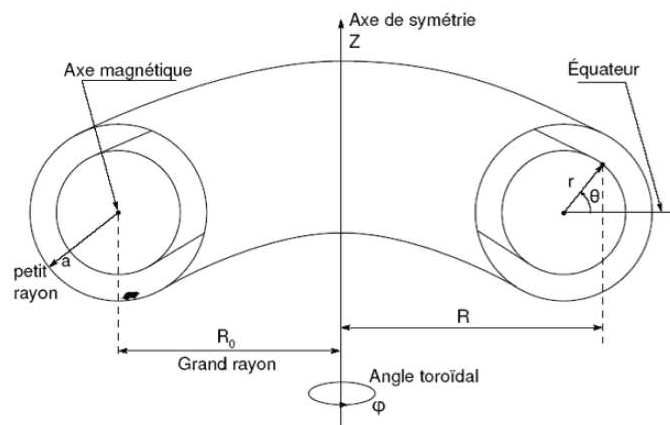


Figure 1.7 – systèmes de coordonnées

1.2.4 Le tokamak

Un tokamak est composé de trois éléments principaux : la chambre à vide, les bobines toroïdales et les bobines poloïdales (figure 1.8). La chambre à vide torique maintient les conditions de vide adéquates pour créer le plasma. Les bobines toroïdales créent la composante du champ magnétique du même nom. Les bobines poloïdales ont plusieurs rôles. D'une part, le courant est généré par induction par un solénoïde situé au centre du tore. Ce solénoïde est en fait le circuit primaire d'un transformateur dont le secondaire est le plasma lui-même. Puisque le courant dans le solénoïde ne peut pas varier indéfiniment, les plasmas créés dans les tokamaks actuels sont le plus souvent de durée brève : une fois que le courant du solénoïde est « épuisé », la décharge s'arrête. Ceci justifie les dénominations *choc*, de *pulse* ou de manière plus générale de *décharge* souvent employées pour qualifier un plasma de tokamak. Les bobines poloïdales permettent également de contrôler la position et la forme du plasma en créant un faible champ magnétique vertical. Il faut ajouter à ceci des moyens de chauffage additionnels du plasma.

Ces systèmes peuvent être soit des injecteurs de particules neutres à haute énergie, transférant de la chaleur et/ou de la quantité de mouvement au plasma, ou des chauffages par ondes. Ces ondes permettent de chauffer les ions (chauffage à la fréquence cyclotronique ionique, FCI), les électrons (chauffage à la fréquence cyclotronique électronique, FCE, chauffage à la fréquence hybride basse, LH). Certains de ces systèmes de chauffage peuvent également générer du courant, suppléant ainsi au fonctionnement pulsé du solénoïde central. A l'avenir, de tels systèmes seront indispensables pour assurer un fonctionnement continu d'un réacteur commercial.

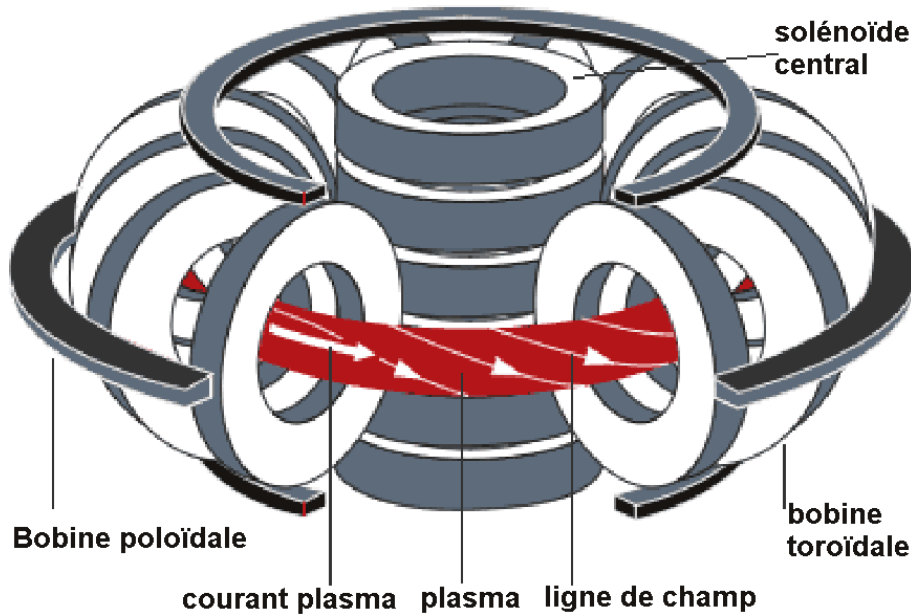


Figure 1.8 – Schéma de principe d'un tokamak

Un autre système indispensable du tokamak est l'élément de paroi en contact avec le plasma. Les matériaux constituant l'élément de paroi en contact avec le plasma doivent satisfaire à plusieurs conditions :

- Résister à des flux de chaleur élevés allant jusqu'à 15 MW/m^2 ;
- Evacuer le flux de chaleur sortant du plasma ;
- Ne polluer le plasma que faiblement. En effet, sous le flux de chaleur du plasma, des particules se détachent de l'élément en contact avec le plasma. Ces dernières rentrent dans la zone confinée et la refroidissent.

Deux technologies existent pour remplir ces conditions : la configuration dite limiteur et la configuration divertor. Dans le premier cas, il y a contact tangent avec le bord du plasma (fig. 1.9(a)), définissant la dernière surface magnétique fermée (DSMF). L'extension toroïdale et poloidale de ce limiteur peuvent varier. C'est la configuration la plus simple et la première à avoir été employée historiquement. Cependant, comme on le voit, la zone confinée demeure proche du coeur du plasma. En cas d'érosion du limiteur par les flux convectés depuis le plasma, il peut y avoir pollution de celui-ci. L'autre configuration utilisée est la configuration divertor (fig. 1.9(b)). Dans ce cas, la géométrie de la dernière surface magnétique fermée est modifiée à l'aide de bobines dédiées de telle sorte à former un point de la section poloidale où le champ magnétique poloidal est nul. Ce point est appelé point X et la dernière surface magnétique fermée ne peut plus être formellement définie. Cette dernière est remplacée par une séparatrice délimitant deux régions topologiquement distinctes dans le plasma : la zone confinée et la zone du divertor. Le but de cette dernière configuration est principalement d'éloigner l'élément de paroi du plasma. On évite ainsi de polluer le coeur du plasma, siège des réaction

thermonucléaires, avec des éléments plus froids détachés par érosion des éléments de paroi en contact avec le plasma.

La configuration divertor a permis de découvrir dans les années 80 sur le tokamak ASDEX [Wagner 82] un mode de confinement amélioré dit *mode H*, pour *High Confinement*, par opposition au mode de confinement standard dit *mode L*, pour *Low Confinement*. Le mode H est lié à l'apparition d'une zone proche de la séparatrice où le transport des particules et de la chaleur sont fortement réduits. Le temps de confinement peut ainsi être augmenté d'un facteur deux par rapport au mode L. Cette barrière de transport n'apparaît qu'au delà d'un certain seuil en puissance de chauffage additionnel, et n'est pas encore totalement comprise. Par ailleurs, le passage en mode H déclenche des instabilités magnétohydrodynamiques appelées *Edge Localized Modes* ou *ELMs* expulsant périodiquement une partie de la chaleur du plasma.

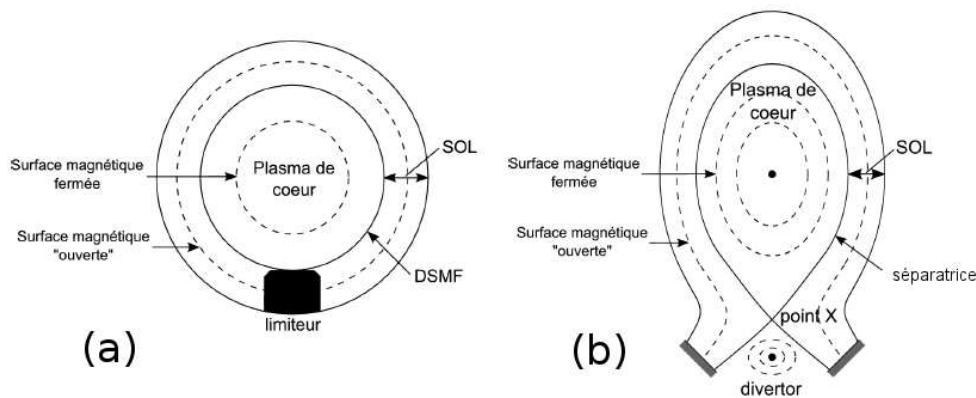


Figure 1.9 – Configurations des composants face au plasma. (a) Limiteur (b) Divertor

Le matériaux utilisés pour les éléments de première paroi sont le plus souvent les composites de carbone ou des matériaux métalliques à forte tenue aux flux thermiques comme le tungstène, le béryllium ou plus rarement le molybdène. Le carbone présente l'avantage de ne polluer que faiblement le plasma grâce à son numéro atomique faible ($Z=6$) ; En effet, plus l'élément est lourd, plus il est susceptible de rayonner une fois ionisé, et donc de refroidir le plasma. Les composites à fibre de carbone ont également d'excellentes propriétés thermiques. En revanche, ils ont tendance à piéger le deutérium et le tritium [Tsitrone 09] (on parle de *rétenion*), ce qui pose des problèmes de sûreté nucléaire en cas de rupture de l'enceinte à vide. Les matériaux métalliques ne présentent pas cet inconvénient, et sont donc actuellement testés en remplacement du carbone pour certains éléments de paroi. Le tungstène a ainsi de bonnes propriétés thermiques, mais présente le risque de polluer le plasma du fait de son numéro atomique élevé (74) [Naujoks 96]. A contrario, le béryllium est plus léger ($Z=4$), mais a de moins bonnes propriétés thermiques : il supporte mal les flux de chaleur élevés. Sa toxicité le rend par ailleurs difficile à manipuler.

Le plasma a également besoin d'être alimenté en particules pendant la décharge. En effet, une partie du contenu ionisé du plasma est neutralisé en arrivant au contact du limiteur/divertor, et une partie du combustible est consommé par les réactions de fusion. Il est donc nécessaire de réalimenter régulièrement le plasma. Trois moyens principaux sont utilisés dans cet objectif :

- L'injection de gaz standard. Elle utilise des vannes piézo-électriques et présente un débit faible mais continu de l'ordre de quelques $\text{Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ [Pitcher 88].

- L'injection supersonique pulsée. Le jet de gaz est plus rapide, mais fonctionne de façon intermittente. Le débit instantané est plus important (de l'ordre de la dizaine de $\text{Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$) [Bucalossi 02]
- L'injection de glaçons. Elle consiste à injecter une particule solide de combustible (deutérium ou deutérium-tritium) dans le plasma. Cette technique permet de déposer de la matière plus profondément dans le plasma, mais est la plus difficile à mettre en oeuvre techniquement [Milora 95].

En sus de ces éléments, un tokamak est également équipé d'un ensemble de systèmes de mesure appelés diagnostics. Ces derniers sont utiles pour conduire la décharge plasma : on parle dans ce cas de diagnostics en temps réel, ou pour analyser les chocs a posteriori dans le cadre des expériences conduites sur la machine. Certains de ces diagnostics seront traités dans le troisième chapitre du présent manuscrit.

1.2.5 Les tokamaks actuels

L'histoire de la recherche sur la fusion a été jalonnée par l'augmentation de la taille des tokamaks. En effet, le temps de confinement défini dans la section 1.1.2 suit des lois empiriques dont l'une des dépendance est la taille du plasma. Une de ces lois les plus suivies est la suivante :

$$\tau_e^{89} \propto R^{1,5} I_p^{0,85} n^{0,1} B^{0,2} P^{-0,5}$$

Depuis les années 50, des tokamaks de plus en plus grands ont donc été construits. Des innovations techniques comme les bobines supraconductrices ont également permis de faire progresser les performances des tokamaks tant en durée de la décharge qu'en performance de fusion. Nous allons ici détailler les caractéristiques des deux machines dont il sera question dans ce mémoire : le tokamak français *Tore Supra* et le tokamak européen *JET*.

1.2.5.1 Tore Supra

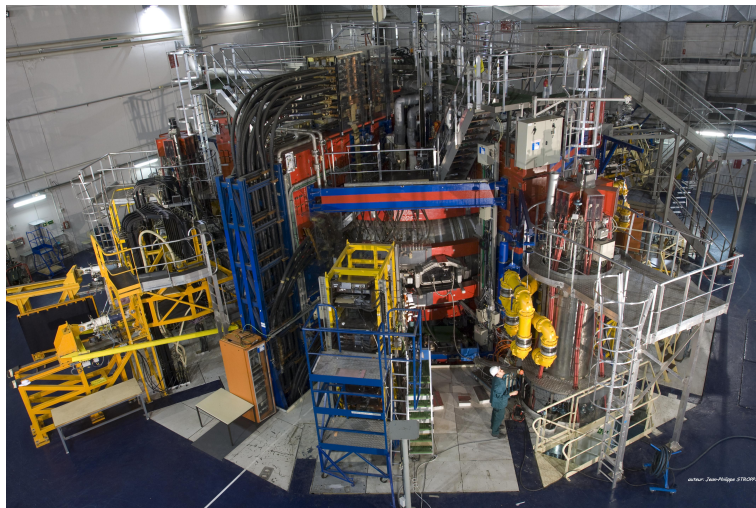


Figure 1.10 – Vue extérieure de Tore Supra (Source : CEA/IRFM)

Tore Supra a été mis en service le 1 avril 1988 au centre du Commissariat à l'Énergie Atomique de Cadarache. Il est le successeur de TFR, le Tokamak de Fontenay-aux-Roses. Ses principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.2 [Saoutic 09]

Les principales particularités de Tore Supra sont ses 18 bobines toroïdales supraconductrices refroidies par de l'hélium superfluide à 1,8 K et ses composants face au plasma activement

Grand rayon	2,40 m
Petit rayon	0,72 m
Forme du plasma	circulaire
Champ toroïdal	3,85 T
Courant plasma	1,5 MA
Chauffage FCI	9 MW
Chauffage LH	4 MW
Chauffage FCE	500 kW
Volume du plasma	25 m ³
Durée de la décharge	Entre 10 s et 400 s
Energie thermique du plasma	600 kJ
Energie magnétique du plasma	4.5 MJ

Tableau 1.2 – Caractéristiques principales de Tore Supra

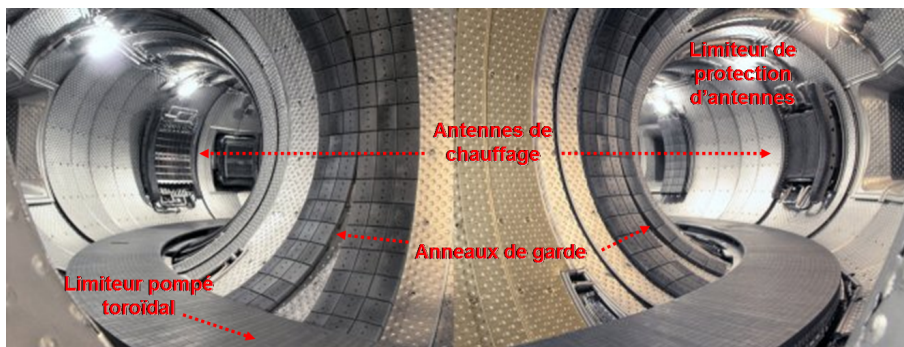


Figure 1.11 – Vue intérieure de Tore Supra (Source : CEA/IRFM)

refroidis par une boucle d'eau pressurisée à 120°C (voir figure 1.10). Le chauffage additionnel du plasma est réalisé à l'aide d'antennes HF (FCI, LH et FCE). Les antennes hybrides, en particulier peuvent être utilisées pour générer du courant plasma de façon non-inductive, et donc de réaliser des chocs de très longue durée. Un record dans ce domaine a été établi en 2003 avec plus de 1,1 GJ d'énergie injectée puis extraite du plasma, pendant une décharge de 6 minutes [van Houtte 04]. Tore Supra dispose de 3 types d'éléments de première paroi (voir figure 1.11) : un Limiteur Pompé à symétrie Toroïdal (LPT) activement refroidi, un limiteur de protection d'antennes sur le côté faible champ et des anneaux de garde sur le côté fort champ. (Ceux-ci ont entre autres pour but d'arrêter les électrons découplés parfois produits durant les décharges (voir section 2.4.3). Tous ces limiteurs sont composés de briquettes de composites de carbone (CFC), les autres éléments de paroi sans contact direct avec le plasma sont en inox. Tore Supra dispose également de plusieurs injecteurs supersoniques pulsés (ISPI) et d'un injecteur de glaçons.

1.2.5.2 JET

Le *Joint European Torus* est aujourd'hui le plus grand tokamak du monde. Construit par l'Europe entre 1979 et 1983, il est basé au Culham Center For Fusion Energy (CCFE), près d'Oxford (R.-U.) et est opéré par l'EFDA (European Fusion Development Agreement). Ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 1.3.

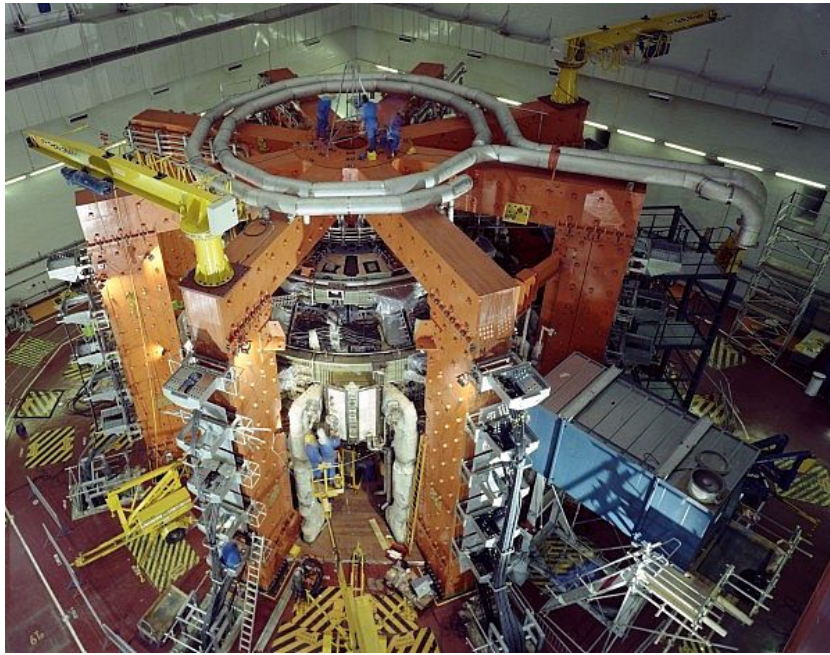


Figure 1.12 – Vue extérieure de JET (Source : EFDA-JET)

JET dispose de 32 bobines toroïdales en cuivre refroidies par eau et d'un système de bobines poloïdales permettant la formation d'un plasma à point X. Son divertor a changé plusieurs fois de configuration depuis son installation, et est actuellement composé de briquettes de composites de carbone. Les autres éléments de paroi sont en acier. Le chauffage du plasma est réalisé principalement à l'aide d'injecteurs de particules neutres, de façon normale ou tangentielle, et d'ondes HF, principalement FCI et LH. La puissance disponible sur JET et la forme du plasma lui permettent d'accéder au mode H, régime de confinement amélioré, ainsi qu'aux barrières internes de transport.

JET détient actuellement le record du monde de la puissance fusion obtenue. Lors de la campagne Deutérium-Tritium menée en 1997, 16 MW ont été fournis par les réactions de fusion, pour un total de 22 MJ d'énergie produite grâce à ces mêmes réactions. Un facteur Q de 0,65 a été obtenu pendant ces expériences.

JET est actuellement en cours d'amélioration dans le but d'augmenter ses performances. Les éléments face au plasma sont également remplacés par des composants proches de ceux prévus pour ITER : divertor en tungstène, limiteurs en tungstène et première paroi en béryllium.

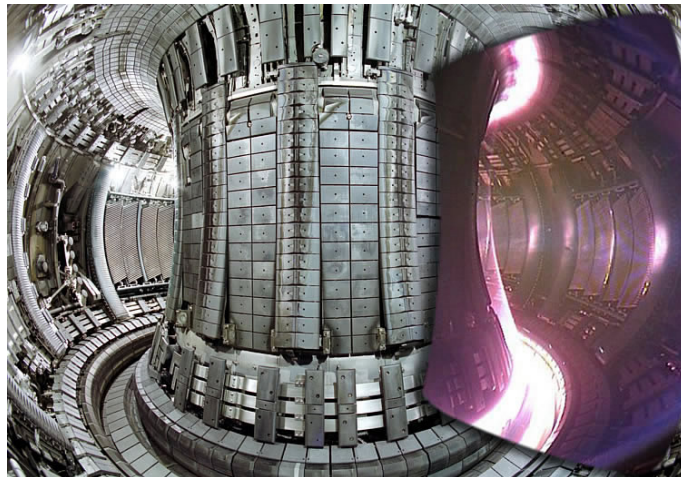


Figure 1.13 – Vue intérieure de JET (Source : EFDA-JET)

Grand rayon	2,96 m
Petit rayon horizontal	1,25 m
Petit rayon vertical	2,1 m
Forme du plasma	Point X
Champ toroïdal	3.85 T
Courant plasma	max 4,8 MA
Chauffage FCI et LH	15 MW
Chauffage par injection de neutres	23 MW
Volume du plasma	100 m ³
Durée de la décharge	Jusqu'à 60 secondes
Energie thermique du plasma	10 MJ
Energie magnétique du plasma	10 MJ

Tableau 1.3 – Caractéristiques principales de JET

1.2.6 ITER

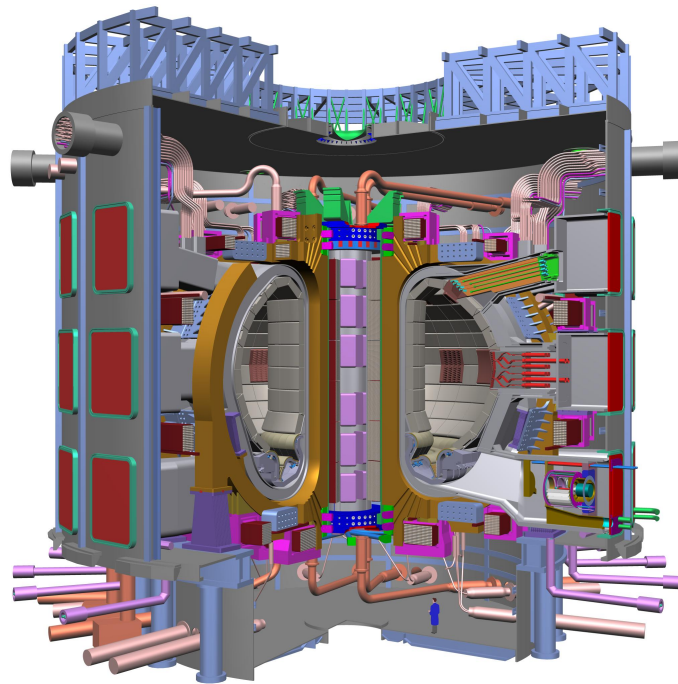


Figure 1.14 – Schéma en coupe d'ITER (Source : ITER Organization)

ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) est le futur tokamak international en cours de construction sur le site de Cadarache en France. Fruit de dizaines d'années d'étude et de collaborations internationales, son premier plasma est prévu pour 2019. ITER sera le plus grand tokamak jamais construit, et une des plus vastes collaborations scientifiques du monde. Son but est de démontrer la faisabilité technique de la fusion nucléaire par confinement magnétique. Les principales caractéristiques du dispositif sont résumés dans le tableau 1.4 [Shimada 07].

ITER disposera de bobines supraconductrices à la fois pour le système poloïdal et pour le système toroïdal. Ces bobines seront refroidies avec de l'hélium à 4K. Celui-ci ne sera donc pas

Grand rayon	6,20 m
Petit rayon horizontal	2 m
Petit rayon vertical	3,40 m
Forme du plasma	Point X
Champ toroïdal	5,3 T
Courant plasma	max 15 MA
Chauffage FCI	20 MW
Chauffage FCE	20 MW
Chauffage par injection de neutres	33 MW
Volume du plasma	830 m ³
Durée de la décharge	Jusqu'à 1000 s
Puissance fusion attendue	500 MW
Energie thermique du plasma	353 MJ
Energie magnétique du plasma	395 MJ

Tableau 1.4 – Caractéristiques principales d'ITER

superfluide, mais permettra de diminuer les coûts liés à l'installation cryogénique. Il devra être capable d'atteindre un facteur d'amplification (Q) de 10 pour les scénarios deutérium/tritium à haute performance, et de 5 pour les scénarios de longue durée. Le projet a également pour but d'explorer la physique des plasmas majoritairement chauffés par les particules alpha produites par les réactions nucléaires (*burning plasmas*), et de tester des modules de couvertures tritigènes qui, à partir des neutrons produits par les réactions de fusion et de lithium, produiront le tritium nécessaire à l'alimentation en combustible de la décharge. Dans la phase deutérium/tritium, ITER sera pourvu d'un divertor en tungstène afin d'éviter la rétention de combustible. Le reste des éléments de paroi sera en béryllium.

Le successeur d'ITER sera DEMO, un réacteur de démonstration préfigurant les premiers prototypes industriels.

1.3 Modèles de description du plasma

1.3.1 Approche cinétique

Un plasma est un gaz ionisé composé d'ions et d'électrons localement quasi-neutre qui présentent des comportements collectifs. Le modèle le plus simple consiste à écrire la relation fondamentale de la dynamique pour chacune des particules le composant. C'est une description dite *particulaire*. Sachant qu'un plasma de tokamak est composé en moyenne de 10^{20} à 10^{22} particules, chacune pouvant interagir avec toutes les autres. Il paraît difficile de pouvoir résoudre un tel système, même en tenant compte de l'augmentation des capacités de calcul des supercalculateurs. Des hypothèses doivent donc être formulées pour simplifier le problème.

On envisage alors une description statistique du plasma. Dans l'espace des phases à 6 dimensions (3 pour la position et 3 pour la vitesse), l'évolution des fonctions de distribution du plasma est gouvernée par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v}_s \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{x}_s} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{v}_s} = \frac{\partial f_s}{\partial t} \Big|_c$$

Le second membre est un opérateur de collisions entre les particules. Le champ de force \mathbf{F} correspond à la force électromagnétique $F = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. L'équation écrite sous cette forme munie de l'opérateur de collisions adéquat est appelée équation de Fokker-Planck. Si on enlève le terme de collisions, on parle alors d'équation de Vlasov. Cette approche permet de réduire fortement la complexité du calcul envisagé. En effet, une approche particulière comporte $6N_{part}$ degrés de liberté, alors qu'une approche cinétique en comportera N_{maill}^6 où N_{maill} est le nombre de mailles dans la discrétisation spatiale employée pour résoudre l'équation. A condition de choisir un maillage raisonnable, l'approche cinétique est beaucoup plus avantageuse en temps de calcul. Elle reste néanmoins très coûteuse, la puissance actuelle des supercalculateurs ne permet pas de l'utiliser de façon routinière. C'est pourquoi on simplifie encore le problème en moyennant l'effet des forces sur le mouvement cyclotronique des particules : on considère que l'évolution des champs se fait sur une échelle de temps plus longue qu'une période de Larmor. Ceci conduit à une description de la vitesse sous forme d'une vitesse parallèle au champ magnétique v_{\parallel} et une vitesse perpendiculaire v_{\perp} . On parle alors d'*approche gyro-cinétique*. Ceci permet de ne considérer qu'un espace des phases à 5 dimensions au lieu de 6, réduisant d'autant le coût de calcul des simulations. Cette méthode de calcul, bien que toujours très coûteuse, est appliquée sur des supercalculateurs avec des codes tels que *GYSELA* [Grandgirard 07]. Elle permet de s'intéresser à un certain nombre de micro-instabilités et d'interactions ondes-particules auxquelles n'ont pas accès les approches plus simplifiées.

1.3.2 Approche fluide

L'étape suivante dans la simplification des modèles de description du plasma est l'*approche fluide*. Elle consiste à calculer les moments de l'équation de Fokker-Planck pour faire apparaître des grandeurs fluides plus directement manipulables : la densité n , la vitesse fluide v et le tenseur de pression \mathbf{P} , ne dépendant plus que des trois variables d'espace, et du temps :

$$n = \int f d^3\mathbf{v}_s \quad (1.12)$$

$$v = \frac{1}{n} \int f_s v_s d^3\mathbf{v}_s \quad (1.13)$$

$$\mathbf{P} = m \int f |\mathbf{v} - \mathbf{v}_s| d^3\mathbf{v}_s$$

Les moments de la fonction de distribution d'une espèce s sont calculés de la façon suivante :

$$\mathcal{M}_s^k = \int_{-\infty}^{+\infty} f_s \mathbf{v}_s^k d^3\mathbf{v}_s$$

Ceci permet par exemple de calculer le moment d'ordre zéro de l'équation de Boltzmann :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f_s}{\partial t} \mathbf{v}_s^0 d^3\mathbf{v}_s + \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{v}_s \cdot \nabla f_s \mathbf{v}_s^0 d^3\mathbf{v}_s + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}_s} f_s \mathbf{v}_s^0 d^3\mathbf{v}_s = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f_s}{\partial t} \Big|_c \mathbf{v}_s^0 d^3\mathbf{v}_s \quad (1.14)$$

Or,

$$\mathbf{v} \cdot \nabla f_s = \nabla \cdot (\mathbf{v} f_s)$$

car \mathbf{x} et \mathbf{v} sont des variables indépendantes. De plus, en intégrant par parties le terme de forces, on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \nabla_{\mathbf{v}_s} f_s d^3 \mathbf{v}_s = \underbrace{[f_s (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})]_{-\infty}^{+\infty}}_0 - \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} \nabla_{\mathbf{v}_s} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) d^3 \mathbf{v}_s}_0$$

La conservation du nombre de particules lors des collisions implique par ailleurs la nullité du second membre de l'équation 1.14. On peut la réécrire sous la forme :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f_s}{\partial t} d^3 \mathbf{v}_s + \int_{-\infty}^{+\infty} \nabla \cdot (v_s f_s) d^3 \mathbf{v}_s$$

Et d'après les expressions données pour la densité et la vitesse fluide données en 1.12 et 1.13, on obtient l'équation de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n v_s) = 0$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie sont obtenues de la même manière en calculant les moments successifs de l'équation de Fokker-Planck. Leur dérivation ne sera pas détaillée ici.

L'approche fluide est théoriquement équivalente à l'approche cinétique, à condition de prendre les moments jusqu'à l'ordre infini. En pratique, on tronque la chaîne à l'ordre 3 (conservation de l'énergie) en effectuant une *fermeture*. Celle-ci est réalisée à l'aide d'une équation supplémentaire appelée fermeture. La plus courante est celle de Braginskii [Braginskii 65].

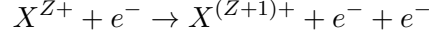
1.4 Impuretés et processus atomiques

La description du plasma présentée précédemment considère que le plasma est uniquement composé d'ions de deutérium et d'électrons. Or, un plasma de fusion réel contient également des impuretés. Celles-ci proviennent de diverses sources : des dépôts de carbone se détachant des limiteurs, du carbone partiellement ionisé provenant de l'érosion des CFPs, les noyaux d'hélium produits par la réaction de fusion, ou des entrées de gaz lors de situation accidentelles comme une fuite de l'enceinte à vide. Elles peuvent être également introduites de façon volontaire dans le plasma. D'un point de vue général, elles diluent le combustible du fait de leur numéro atomique Z plus élevé que le deutérium. En effet, du fait de la température élevée du plasma dans lequel elles pénètrent, les impuretés sont ionisées et perdent des électrons. Le plasma étant électriquement neutre localement, chaque ion d'impureté remplace Z ions de deutérium. Une partie de l'énergie du plasma est de plus consommée par les processus d'ionisation. Par ailleurs, les impuretés les plus lourdes (métaux, par exemple) n'étant pas totalement ionisées, même au cœur du plasma, elles contribuent à dissiper encore plus d'énergie par rayonnement de raies. En général, on cherche à limiter la concentration en impuretés du plasma, celles-ci ayant tendance à diminuer ses performances. Cependant, dans certaines situations, l'introduction d'impuretés peut être volontaire. Ainsi, sur le tokamak ASDEX-Upgrade, on injecte volontairement de l'azote dans la région du divertor afin de refroidir le plasma de bord par rayonnement et de limiter ainsi la puissance conduite sur les CFPs en tungstène, dont l'érosion est préjudiciable aux performances du plasma. Dans d'autres cas, on injecte volontairement des impuretés afin d'interrompre la décharge en étouffant le plasma. La maîtrise de ces techniques implique de comprendre les phénomènes régissant le comportement des impuretés dans un plasma chaud, phénomènes relevant majoritairement de la physique atomique.

1.4.1 Ionisation, recombinaison, échange de charge

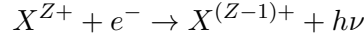
La charge d'une impureté évolue au fur et à mesure de son déplacement dans le plasma et de la température du milieu dans lequel elle se trouve. L'évolution de l'état d'ionisation de cette impureté est gouvernée par plusieurs processus atomiques élémentaires :

– *Ionisation*



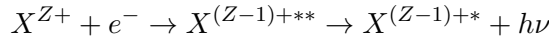
Une collision d'un ion avec un électron libère un nouvel électron.

– *Recombinaison radiative*



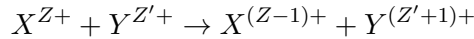
Un ion capture un électron libre (le conduisant à un état excité), et produit un rayonnement par désexcitation.

– *Recombinaison diélectronique*



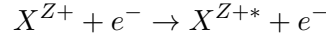
Dans ce cas, un ion capture un électron et se place sur un état doublement excité : l'électron capturé se trouve dans un état excité, et le surplus d'énergie est repris par un électron déjà lié. L'ion se désexcite par cascades pour produire un rayonnement de raie.

– *Recombinaison par échange de charge*



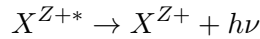
Ce processus implique deux particules qui échangent un électron lors d'une collision. Il est particulièrement important au bord du plasma, et permet en particulier des échanges d'énergie (via l'électron échangé) entre particules chaudes et éléments plus froids.

– *Excitation électronique*



Un électron transfère une partie de son énergie lors d'une collision à ion, l'ion se retrouvant alors dans un état excité.

– *Désexcitation spontanée*



Un ion excité peut revenir spontanément à son état fondamental en émettant un photon.

Chacun des processus binaires évoqués ici est caractérisé par une section efficace de réaction $\sigma(v)$ déterminant la fréquence de collision associée au processus considéré. Cette section efficace dépend de la vitesse relative des particules impliquées, et est moyennée sur une distribution de vitesse donnée (le plus souvent maxwellienne). Le taux de réaction est ainsi donné par :

$$\frac{dn}{dt} = n_1 n_2 \langle \sigma(v)v \rangle \quad \text{où} \quad \langle \sigma(v)v \rangle = \frac{1}{\langle v \rangle} \int \sigma(v)v f(v) dv \quad (1.15)$$

Cette relation permet de calculer l'évolution de la quantité de chaque espèce dans le plasma.

1.4.2 Rayonnement

Un plasma de fusion émet des rayonnements électromagnétiques provenant soit du combustible lui-même, soit des impuretés. Ce rayonnement fournit des informations sur le plasma, mais contribue également à faire perdre de l'énergie au plasma. On peut le classer en deux catégories : le rayonnement continu et le rayonnement de raies.

1.4.2.1 Rayonnement continu

Deux phénomènes sont à l'origine du rayonnement continu :

- *Le rayonnement de freinage (rayonnement Bremsstrahlung).*

Une particule chargée subissant une accélération émet un rayonnement appelé rayonnement de freinage. Cette accélération est produite par les interactions entre les ions et les électrons libres du plasma, ou simplement par la courbure de leur trajectoire dans le champ magnétique de confinement. Le spectre de ce rayonnement est donné par [Halverson 72].

$$\frac{\partial^3 N}{\partial V \partial E \partial \Omega} = \frac{A}{E} n_e g_{\text{ff}} \frac{e^{-\frac{E}{kT_e}}}{\sqrt{kT_e}} \sum_Z n_Z Z^2 \text{(en photons.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}.\text{keV}^{-1}.\text{s}^{-1}\text{)}$$

avec

- n_e la densité électronique en m^{-3} ;
- n_Z la densité de l'espèce considérée de charge Z en m^{-3} ;
- E l'énergie du photon en keV ;
- A une constante telle que $A = 2,41.10^{-10} \text{keV}^{1/2}.\text{m}^3.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$;
- g_{ff} le facteur de Gaunt libre-libre valant quelques unités.

En phase de plasma stationnaire, ce rayonnement peut servir par exemple à mesurer la densité du plasma.

- *Le rayonnement de recombinaison radiative.*

La capture d'un électron libre par un ion provoque l'émission d'un photon dont l'énergie $h\nu$ est telle que : $h\nu = 1/2mv^2 + \chi_n$, χ_n étant le potentiel d'ionisation du processus considéré. Le spectre de ce rayonnement est donné par [DeMichelis 81] :

$$\frac{\partial^3 N}{\partial V \partial E \partial \Omega} = \frac{A}{E} n_e g_{\text{ff}} \frac{e^{-\frac{E}{kT_e}}}{\sqrt{kT_e}} \sum_Z n_Z Z^2 (A_Z + B_Z) \text{(en photons.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}.\text{keV}^{-1}.\text{s}^{-1}\text{)}$$

où A_Z et B_Z sont des fonctions de T_e , de Z et d'autres paramètres.

La somme des contributions de ces deux processus donne une forme générale du rayonnement continu :

$$\frac{\partial^3 N}{\partial V \partial E \partial \Omega} = \frac{A}{E} n_e g_{\text{ff}} \frac{e^{-\frac{E}{kT_e}}}{\sqrt{kT_e}} \times \xi$$

où ξ est une fonction dépendant de la charge effective du plasma appelée Z_{eff}

$$Z_{\text{eff}} = \frac{1}{n_e} \sum_Z n_Z Z^2$$

Ce paramètre permet de qualifier la propreté du plasma. Un plasma de pur deutérium aurait un Z_{eff} de 1. Sur les machines comme Tore Supra dont les limiteurs sont en carbone, le Z_{eff} est souvent proche de 2.

L'intégrale du spectre de rayonnement continu donné par la relation sur les énergies considérées donne la puissance émise par unité de volume et par unité d'angle solide.

1.4.2.2 Le rayonnement de raies

Ce rayonnement est discret en longueur d'ondes, et est émis par les ions lors des transitions entre différents niveaux d'excitation électronique. Le spectre d'énergie des niveaux électroniques étant discret, la longueur d'onde du rayonnement émis le sera également. Sans rentrer dans les

détails, le nombre de photons d'énergie $h\nu$ émis par unité de temps par des ions transitant d'un état m vers un état n est donné par

$$\frac{dn_{Z,m \rightarrow n}}{dt} = A_{m \rightarrow n} n_{Z,m}$$

où les $A_{m \rightarrow n}$ sont les coefficients d'Einstein exprimés en s^{-1}

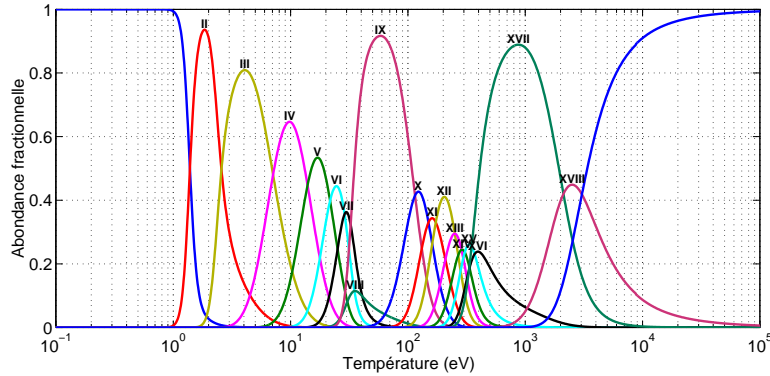


Figure 1.15 – Équilibre d'ionisation de l'argon (modèle coronal)

Ce rayonnement permet ainsi de détecter la présence d'impuretés précises dans le plasma, en mesurant la puissance rayonnée dans une longueur d'onde caractéristique de l'impureté recherchée. Des dispositifs expérimentaux adaptés à cette mesure seront présentés dans le chapitre 3. À noter que des mesures quantitatives de la quantité d'impuretés ne peuvent être faites qu'en effectuant des hypothèses sur l'équilibre d'ionisation du plasma (comme l'équilibre coronal, ou l'équilibre collisionnel-radiatif). Ces calculs et modèles dépassent le cadre de la thèse et ne seront pas détaillés ici. Un exemple d'équilibre d'ionisation est donné en figure 1.15.

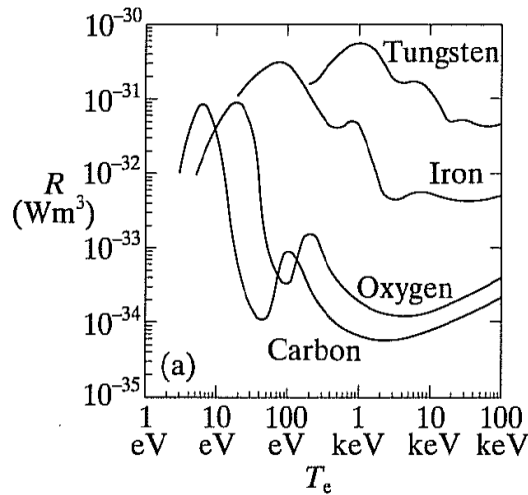


Figure 1.16 – Paramètre de rayonnement R en fonction de la température. [Wesson 97]

À l'équilibre coronal, on dispose d'une formule simple permettant de calculer la puissance rayonnée W_R par une impureté :

$$W_r = n_e n_Z R \quad (1.16)$$

n_e est la densité électronique, n_Z est la densité d'impuretés et R un paramètre de rayonnement dépendant de la température. Ses valeurs pour des impuretés fréquemment rencontrées dans les

plasmas de tokamak sont données en figure 1.16. On voit que les impuretés lourdes (tungstène) vont rayonner davantage que les éléments plus légers (carbone).

1.5 Problématique des instabilités et des disruptions

L'équilibre d'un plasma de tokamak présenté dans la section 1.2.2 se présente dans des conditions normales sous la forme de surfaces magnétiques toriques emboîtées les unes dans les autres. Néanmoins, dans certaines conditions, la topologie magnétique peut être déformée ou détruite, entraînant la rupture du confinement. L'étude de ces instabilités est du ressort de la magnéto-hydrodynamique, couplant les équations fluides présentées précédemment aux équations de Maxwell, et rendant compte ainsi des propriétés du plasma magnétisé. L'apparition et l'évolution des instabilités MHD est liée à un paramètre appelé facteur de sécurité et noté q . Il est défini comme le nombre de tours toroïdaux accomplis par une ligne du champ pour chaque tour poloïdal effectué. Cette définition simple n'est pas tout à fait exacte, puisqu'elle n'est valide que pour les lignes de champ qui rebouclent sur elles-mêmes au bout de n tours toroïdaux et m tours poloïdaux, pour lesquelles q est rationnel. Dans le cas où le facteur de sécurité est irrationnel, comme dans le voisinage immédiat d'une surface rationnelle, on le définit comme la moyenne sur une surface magnétique de la variation de la position toroïdale par rapport à la position poloïdale, en suivant une ligne de champ. Dans l'approximation des tokamaks à grand rapport d'aspect ($a/R_0 \sim \epsilon$), on a

$$q(r) \approx \frac{rB_T}{RB_P} \quad (1.17)$$

Les surfaces magnétiques sur lesquelles le facteur de sécurité est rationnel sont des surfaces singulières dans l'étude des instabilités MHD. Une façon imagée de présenter les choses est de considérer une petite perturbation de l'équilibre MHD apparaissant sur une surface magnétique. Si le facteur de sécurité lié à cette surface est non-rationnel, la perturbation va décrire l'ensemble de la surface magnétique au bout d'un certain nombre de tours poloïdaux et toroïdaux (selon la taille et le facteur de sécurité de la surface). En revanche, si le facteur de sécurité $q = \frac{m}{n}$ est rationnel, l'instabilité reviendra au même endroit au bout de m tours poloïdaux et n tours toroïdaux. Elle risque donc d'être amplifiée par le phénomène qui lui a donné naissance, et de croître jusqu'à dégrader complètement le confinement. Cette description imagée du développement des instabilités MHD (appelées souvent *modes MHD*) permet de saisir le rôle central du facteur de sécurité dans leur apparition.

Les instabilités MHD, au niveau macroscopique, se traduisent par une déformation de la topologie magnétique pouvant aller jusqu'à la reconnexion de lignes de champs appartenant à l'origine à deux surfaces magnétiques distinctes. On parle alors de formation d'îlots magnétiques, dont l'intérieur est une zone topologiquement séparée du reste du plasma. Ces derniers se forment sur les surfaces rationnelles, et sont associés en chaîne le long de la surface. La présence d'îlots permet aux particules de parcourir radialement une distance bien supérieure au rayon de Larmor ou même aux longueurs caractéristiques de la turbulence électrostatique ($\approx 1\text{cm}$). Il se produit donc une dégradation du confinement. Des îlots magnétiques peuvent exister à l'état stable sous certaines conditions, leur taille étant dans ce cas souvent limitée à quelques centimètres. Ils ne conduisent cependant qu'à une réduction des performances globales du plasma, sans mettre en péril la décharge. Il existe cependant des situations dans lesquels la taille des îlots devient suffisamment grande pour rendre possible leur recouvrement avec des îlots voisins mais d'hélicités différentes. Ceci conduit à rendre les lignes de champ chaotiques : on parle alors d'ergodisation. La croissance non-linéaire des modes à l'origine de ces îlots peut

entraîner la destruction de la topologie magnétique et la perte totale du confinement. Ce phénomène, qualifié de *disruption* ou *disruption majeure* conduit alors à l'arrêt brutal de la décharge en quelques dizaines de millisecondes.

Les conditions dans lesquelles de telles instabilités peuvent se produire sont très nombreuses, et seront détaillées dans le chapitre suivant. Entre autres, on peut citer l'introduction d'impuretés dans le plasma, l'apparition d'un profil de courant instable, une densité trop forte, etc.

Lors d'une disruption, à cause de la perte de confinement, le contenu énergétique du plasma est dissipé sur les surfaces en contact avec le plasma et dans les structures de la machine. Il est prévu qu'un plasma d'ITER contienne près de 350 MJ d'énergie thermique et 395 MJ d'énergie magnétique (voir les caractéristiques d'ITER présentées dans la section 1.2.6). Si cette énergie est dissipée en une centaine de millisecondes dans les structures de la machine, les densités de puissance reçues par les composants face au plasma et par les structures de la machine seront phénoménales, et pourraient conduire à un grave endommagement du tokamak. Il apparaît donc nécessaire de développer des stratégies visant soit à empêcher la survenue des disruptions, soit à en amoindrir les conséquences. Diverses stratégies visant à amortir les disruptions sont actuellement à l'étude, et ce sujet de recherche reçoit un intérêt grandissant de la part de la communauté scientifique liée à la fusion. Une de ces méthodes sera l'objet du présent mémoire.

1.6 Conclusion

La maîtrise de la fusion nucléaire contrôlée est un enjeu majeur du développement énergétique de l'humanité pour les décennies à venir. Elle donnerait accès à une source d'énergie abondante, peu polluante, intrinsèquement sûre et pour un coût raisonnable. Différentes voies de recherche sont actuellement suivies, la principale étant la fusion par confinement magnétique et sa filière tokamak. Celle-ci, après plus de 60 ans de recherches et d'améliorations successives des machines, va franchir une nouvelle étape avec le projet ITER, une des plus grandes collaborations scientifiques de l'histoire de l'humanité. Néanmoins, de nombreuses questions restent encore à résoudre, tant du point de vue technologique que physique, avant de pouvoir concevoir un réacteur industriel à même de fournir de l'électricité. Parmi ces questions, celle des disruptions pose un problème majeur de par les menaces qu'elles font peser sur un fonctionnement sûr et fiable d'un réacteur industriel. Il est donc nécessaire de comprendre les phénomènes physiques qui en sont à l'origine, de pouvoir détecter leur survenue, et d'amoindrir leurs conséquences pour garantir une durée de vie suffisante au réacteur. C'est dans le cadre de l'amortissement des disruptions que se place cette thèse.

Le deuxième chapitre de ce manuscrit sera ainsi consacré à une présentation du phénomène de disruption. Nous décrirons ses causes, ses caractéristiques et ses conséquences. Nous détaillerons les enjeux liés à l'amortissement de celles-ci, et les résultats expérimentaux obtenus sur les principales machines actuelles.

Dans un troisième chapitre, nous présenterons les moyens et méthodes d'étude expérimentaux utilisés dans l'étude de l'amortissement des disruptions, sur les tokamaks Tore Supra et JET.

Le quatrième chapitre sera consacré aux résultats expérimentaux obtenus sur ces deux machines. Ceux-ci porteront sur une comparaison des différents scénarios d'injection massive de gaz ainsi que sur les phénomènes à l'oeuvre dans la pénétration et l'interaction du gaz dans le plasma.

Le cinquième et dernier chapitre sera consacré aux résultats de simulation obtenus à l'aide du code 3D MHD JOEK.

« Distinguer les problèmes scientifiques en tant que problèmes linéaires ou non-linéaires, c'est comme classer tous les objets de l'univers en tant que bananes ou non-bananes »

Anonyme

Chapitre 2

Physique de la disruption et de son amortissement

L'équilibre d'un plasma de tokamak est gouverné par les équations de la magnétohydrodynamique dont un aperçu a été donné dans le premier chapitre. Un plasma réel est sujet à des perturbations pouvant détériorer cet équilibre et déclencher des instabilités menant à la perte complète de l'équilibre. On parle alors de disruption majeure. Ces instabilités de nature MHD constituent un des facteurs limitant le domaine opérationnel des tokamaks. Il apparaît donc important d'en comprendre la nature et les conditions de déclenchement. En outre, une disruption entraîne la perte du contenu énergétique du plasma sur un temps caractéristique de quelques centaines de microsecondes. Ceci représente un risque majeur pour l'opération de la machine dans des conditions de sécurité et de sûreté adéquates.

Pour les futurs tokamaks, il sera de plus en plus nécessaire d'éviter les disruptions majeures ou d'en amoindrir les conséquences. L'objet du présent chapitre est donc de présenter les principes physiques de la disruption, et de poser la problématique principale de la thèse. Dans une première partie, nous présenterons de façon générale la disruption et ses différentes étapes. Nous détaillerons ensuite le modèle MHD décrivant la stabilité du plasma. La troisième partie sera consacrée aux causes des disruptions et à leur typologie. En quatrième partie, nous décrirons les conséquences de la disruption et les enjeux qui y sont liés. La dernière partie sera consacrée à la problématique de cette thèse : l'amortissement des conséquences des disruptions.

2.1 Déroulement d'une disruption

Une disruption majeure se déroule en trois étapes principales : la phase prédisruptive, la disjonction thermique et la disjonction de courant. Le terme français de *disjonction* étant très peu employé, on lui préférera les termes de *quench* thermique et de *quench* de courant. Le déroulement d'une disruption standard et l'évolution de grandeurs caractéristiques du plasma pendant le processus sont représentés sur la figure 2.1

2.1.1 Phase prédisruptive

C'est pendant cette phase que se mettent en place les conditions nécessaires à la survenue de la disruption. Selon la cause qui lui a donné naissance et la taille du tokamak considéré, cette phase peut durer de quelques millisecondes à quelques centaines de millisecondes. Les causes des disruptions seront traitées plus en détail dans la section 2.3.

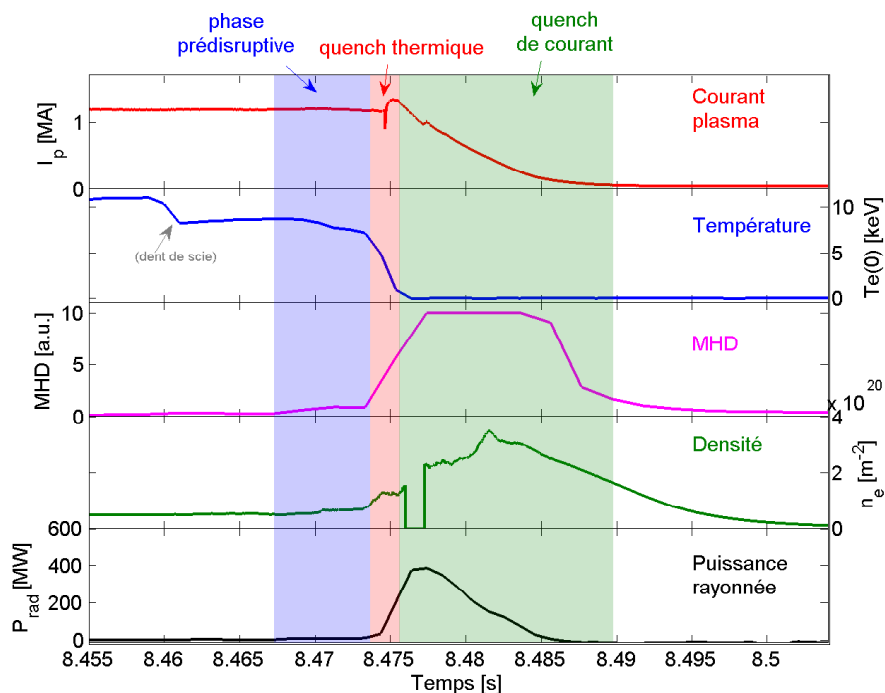


Figure 2.1 – Déroulement d'une disruption. (a) courant plasma (b) Température électronique (c) Activité MHD (d) Puissance rayonnée (e) densité électronique linéique. Note : la première chute de la température n'est pas liée à la disruption.

2.1.2 Quench thermique

Le quench thermique est le début de la disruption à proprement parler. Il résulte de la croissance d'instabilités MHD dont la description sera donnée dans la section 2.2. Il en résulte une perte complète du contenu thermique du plasma en quelques dizaines de microsecondes à quelques millisecondes, selon la taille de la machine. Ce laps de temps est de plusieurs ordres de grandeur plus court que le temps de confinement de l'énergie mesuré avant la disruption, montrant que la topologie magnétique assurant le confinement est détruite. Lors de cette première phase de la disruption, la totalité de l'énergie thermique du plasma est perdue par conduction directe sur les éléments de paroi et par rayonnement.

Le quench thermique entraîne ensuite l'aplatissement du profil de courant, faisant chuter l'inductance interne du plasma (voir section 2.2.1). Or, l'énergie magnétique du plasma ne peut pas se dissiper sur une échelle de temps aussi courte que celle du quench thermique. Par conséquent, le courant plasma doit augmenter pour maintenir cette énergie constante. On observe donc, suivant immédiatement le quench thermique, un bref ressaut de courant, de l'ordre de 5 à 20% du courant initial [Wesson 97].

2.1.3 Quench de courant

A la fin du quench thermique, le plasma est à une température de quelques eV, la majeure partie de son énergie thermique ayant été dissipée. Or, dans l'approximation de Spitzer, la résistivité du plasma dépend en puissance $-3/2$ de la température [Spitzer 56].

$$\eta \propto T_e^{-3/2}$$

Le plasma est donc devenu très résistif. Par conséquent, il ne peut plus porter le courant plasma qui le traverse, et celui-ci est perdu en une durée de quelques millisecondes à quelques centaines de millisecondes. La durée du quench de courant est déterminée par la constante de

temps L/R du plasma, mais également par les constantes de temps des structures de la machine, par couplage inductif. Pendant cette phase, c'est l'énergie magnétique, liée au courant et à la taille du plasma, qui est dissipée. Une partie de cette énergie est perdue par rayonnement, tandis qu'une autre partie est dissipée dans les structures de la machine via des courants induits et des courants de halo, dont il sera question dans la section 2.4.2. La chute du courant s'accompagne d'un champ électrique toroïdal auto-induit. Ce dernier peut accélérer les électrons du plasma résiduel jusqu'à les rendre non-collisionnels (voir section 2.4.3). Ils forment alors un faisceau d'électrons relativistes dits *découplés*. Ces derniers peuvent ainsi porter plus de la moitié du courant plasma, et représenter une partie substantielle de l'énergie magnétique.

Une fois l'énergie magnétique dissipée, la disruption et la décharge plasma sont terminées.

2.2 Stabilité du plasma

L'équilibre d'un plasma de tokamak est principalement du ressort de la magnétohydrodynamique (MHD). Celle-ci couple les équations fluides dérivées dans la section 1.3.2 aux équations de Maxwell. La présente section va s'attacher à décrire les conditions dans lesquelles l'équilibre d'un plasma peut être détruit par des phénomènes MHD, et déclencher une disruption. Dans toute cette section, on se placera dans un système de coordonnées cylindriques dont l'axe de révolution est l'axe principal du tore. La direction radiale correspond donc à celle du grand rayon du plasma R , et la direction polaire correspond à la direction toroïdale. L'angle toroïdal est noté ϕ

2.2.1 Equilibre - équations de base et grandeurs caractéristiques

A l'équilibre, un plasma de tokamak est soumis à deux forces principales : les forces de pression et la force magnétique créée par la résultante des champs toroïdaux et poloïdaux. L'équation de base de l'équilibre est :

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p \quad (2.1)$$

On en déduit immédiatement que les surfaces magnétiques sont des surfaces isobares :

$$\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0$$

De même, les lignes de courant s'appuient sur les surfaces magnétiques :

$$\mathbf{j} \cdot \nabla p = 0$$

Afin de déterminer les propriétés de l'équilibre, on cherche à s'affranchir des coordonnées géométriques simples pour faciliter la résolution des équations. Pour ce faire, on définit le flux magnétique poloïdal ψ de la façon suivante :

$$\psi = \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}_R$$

S_R est la surface orientée intérieure au tore définie par la surface magnétique considérée. On peut montrer que le flux poloïdal est constant le long d'une surface magnétique et peut ainsi servir de coordonnée dans la direction radiale. Elle permet de s'affranchir de la déformation éventuelle des surfaces magnétiques lorsqu'on cherche à décrire l'équilibre. On peut réécrire le champ magnétique en fonction de ψ :

$$\frac{\partial \psi}{\partial R} = RB_Z \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial Z} = -RB_R \quad (2.3)$$

où B_R et B_Z désignent respectivement les composantes radiale et verticale du champ magnétique.

Ceci permet d'écrire le champ poloïdal sous la forme suivante :

$$\mathbf{B}_\theta = B_R e_R + B_Z e_Z = \nabla \psi \times \nabla \phi$$

D'où l'expression pour le champ magnétique total :

$$\mathbf{B} = RB_\phi \nabla \phi + \nabla \psi \times \nabla \phi \quad (2.4)$$

Cette forme est très utilisée pour tout ce qui concerne les problématiques d'équilibre du plasma.

On définit également la fonction diamagnétique F telle que :

$$F = RB\phi$$

En utilisant l'expression du champ magnétique 2.4 et en la substituant dans l'équation de base de l'équilibre 2.1, on obtient l'équation de Grad-Shafranov :

$$\Delta^* \psi = -\mu_0 R^2 \frac{dp}{d\psi} - F \frac{dF}{d\psi} \quad (2.5)$$

où

$$\Delta^* = R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla}{R^2} \quad (2.6)$$

est l'opérateur de Grad-Shafranov.

L'équation 2.5 est une équation différentielle non-linéaire du second ordre et ne peut donc pas être résolue analytiquement en l'état. Elle peut l'être en faisant par exemple des hypothèses sur le rapport d'aspect du plasma. Celui-ci caractérise la forme générale du tore, et est noté $\epsilon = a/R$. L'hypothèse du grand rapport d'aspect consiste à prendre $\epsilon \ll 1$. La résolution de l'équation de Grad-Shafranov ne rentre pas dans le cadre de ce manuscrit, mais il est tout de même intéressant de noter du point de vue géométrique qu'elle met en évidence un décentrement radial des surfaces magnétiques, appelé décentrement de Shafranov : [Shafranov 58]

$$\Delta(0) = \frac{a^2}{2R_0} \left(\beta_p + \frac{l_i}{2} \right) \left(1 - \frac{a}{R_0} \right)$$

La valeur donnée ici est celle au centre du plasma. Cette expression permet d'introduire le bêta poloïdal, qui est le rapport entre la pression cinétique du plasma et la pression du champ magnétique poloïdal à l'intérieur de la surface de rayon r : [Wesson 97]

$$\beta_p = - \frac{\int p dS / \int dS}{B_a^2 / 2\mu_0}$$

Ce rapport qualifie entre autres la performance de confinement du plasma.

De même, on définit l'inductance interne du plasma :

$$l_i = \frac{\langle B_p^2 \rangle}{B_a^2}$$

Cette grandeur qualifie entre autres le piquage du profil de courant du plasma. Une inductance interne égale à 0.5 est caractéristique d'un profil de courant plat (constant sur une coupe poloïdale).

Enfin, il est utile de préciser la définition d'un paramètre crucial pour les calculs de stabilité des équilibres MHD : le facteur de sécurité, noté q . Comme précisé dans la section 1.5, il est défini comme la variation d'angle toroïdal effectuée par une ligne de champ pour un tour poloïdal :

$$q = \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \quad (2.7)$$

Pour les surfaces dont les lignes de champs se referment sur elles-mêmes (les surfaces rationnelles), il peut être défini en fonction de deux nombres d'onde m et n caractérisant le pas de l'hélice :

$$q = \frac{m}{n}$$

Plus formellement, on peut également le définir comme la variation du flux toroïdal Φ en fonction du flux poloïdal Ψ :

$$q = \frac{d\Phi}{d\Psi} \quad (2.8)$$

2.2.2 MHD idéale

Une fois les conditions d'équilibre décrites, il convient de déterminer si celui-ci est stable ou instable. Dans le cadre de la problématique des disruptions, on s'attachera à décrire les conditions dans lesquelles les instabilités qui leur donnent naissance peuvent apparaître. Dans un premier temps, on considérera un plasma de résistivité nulle : c'est l'approche de la MHD idéale. La conductivité parfaite du plasma implique que celui-ci est gelé dans le champ magnétique. Le flux magnétique est donc conservé à travers une section de fluide : $D\Psi/dt = 0$. Ceci a pour résultat de figer la topologie magnétique et en particulier d'interdire les brisures et reconnections de lignes de champ.

Le formalisme utilisé dans l'étude des instabilités MHD idéales est celui des petites perturbations, et permet de qualifier la stabilité linéaire d'un équilibre. Dans un premier temps, pour illustrer le formalisme et décrire quelques instabilités pouvant être liées aux disruptions, nous allons considérer les équations de la MHD idéale, avec un plasma de résistivité nulle.

Ces équations sont les suivantes :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \Gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.12)$$

La substitution de l'équation de Maxwell-Ampère 2.12 dans laquelle on a préalablement négligé le courant de déplacement dans 2.9 permet d'obtenir les trois équations de la MHD idéale :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \Gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.15)$$

$$(2.16)$$

L'approche suivie est ensuite perturbative. On pose donc :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 e^{-i\omega t} \quad (2.17)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 e^{-i\omega t} \quad (2.18)$$

$$p = p_0 + p_1 e^{-i\omega t} \quad (2.19)$$

Les variables perturbées, identifiées par l'indice 1 sont supposées petites devant les variables d'équilibre, identifiées par l'indice 0. On pose par ailleurs $\mathbf{v}_0 = 0$, en l'absence d'écoulement à l'équilibre.

Les équations de la MHD deviennent donc :

$$-i\omega \rho_0 \mathbf{v}_1 = -\nabla p_1 + \frac{1}{\mu_0} ((\nabla \times \mathbf{B}_0 \times \mathbf{B}_1 + (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0) \quad (2.20)$$

$$-i\omega \mathbf{B}_1 = \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (2.21)$$

$$-i\omega p_1 = -\mathbf{v}_1 \cdot \nabla p_0 - \Gamma p_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 \quad (2.22)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2.23)$$

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2.24)$$

$$\mathbf{E} \times \mathbf{n} = 0 \quad (2.25)$$

pour un mur parfaitement conducteur et

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2.26)$$

$$2\mu_0 p + B^2 = 0 \quad (2.27)$$

$$\mu_0 \mathbf{j}_s = \mathbf{n} \times (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{vac}) \quad (2.28)$$

pour un plasma séparé du mur par une zone de vide. \mathbf{j}_s représente le courant à la surface du plasma, et \mathbf{B}_{vac} le champ magnétique dans le vide autour du plasma.

2.2.2.1 Formulation variationnelle et principe d'énergie

Dans la suite de cette partie, au lieu d'utiliser la vitesse \mathbf{v}_1 , on introduit le champ de déplacement lagrangien ξ tel que

$$\mathbf{v}_1 = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

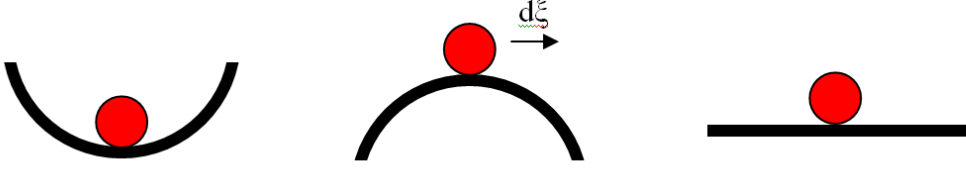


Figure 2.2 – Illustration du principe d'énergie (a) stabilité (b) instabilité (c) stabilité marginale

L'équation du mouvement devient donc un problème aux valeurs propres :

$$-\omega^2 \rho_0 \xi = \mathbf{F}(\xi) \quad (2.29)$$

où l'opérateur de force \mathbf{F} est en fait le second membre de l'équation de mouvement 2.20.

$$\mathbf{F}(\xi) = \nabla p_1 + \frac{1}{\mu_0} [(\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{B}_1 + (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0] \quad (2.30)$$

On peut montrer que cet opérateur est auto-adjoint (pour le calcul complet, voir [Friedberg 87]), et donc à valeurs propres réelles. Ceci permet également de poser le problème sous la forme variationnelle suivante, à l'aide d'une fonction test ξ^*

$$-\omega^2 \iiint \rho_0 |\xi|^2 dV = \iiint \xi^* \cdot \mathbf{F}(\xi) \quad (2.31)$$

Le problème devient donc :

$$\delta W(\xi^*, \xi) - \omega^2 K(\xi^*, \xi) = 0 \quad (2.32)$$

$\delta W(\xi^*, \xi)$ est la variation d'énergie potentielle due au petit déplacement ξ , $K(\xi^*, \xi)$ est l'énergie cinétique du système, et ω représente donc la valeur propre du problème étudié.

L'énergie totale (cinétique et potentielle) étant conservée dans le problème considéré, on cherche donc à savoir si un petit déplacement ξ fait augmenter ou diminuer l'énergie potentielle du système. Si on peut trouver une fonction test telle que $\delta W(\xi^*, \xi) < 0$, alors le système est instable. A l'inverse, une variation d'énergie potentielle positive pour toute fonction test entraîne la stabilité du système (voir figure 2.2. C'est sur ce principe, appelé principe d'énergie que se base l'étude des instabilités MHD idéales [Bernstein 58]. Pour déterminer s'il existe des modes instables pour une configuration donnée, on minimise donc $\delta W(\xi^*, \xi)$.

Par ailleurs, en écrivant la perturbation du champ magnétique sous la forme $\mathbf{Q} = \nabla \times (\xi \times \mathbf{B}_0)$, on peut réécrire la variation d'énergie potentielle sous la forme :

$$\delta W(\xi^*, \xi) = -\frac{1}{2} \iiint \xi^* \left\{ \nabla(\Gamma p_0 \nabla \cdot \xi + \xi \cdot \nabla p_0) + \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{J}_0 \times \mathbf{Q}) + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{Q}) \times \mathbf{B}_0 \right\} d\tau \quad (2.33)$$

Ce terme d'énergie n'est valable que pour l'intérieur du plasma. Dans le cas où il existe une zone de vide entre le plasma et le mur, il convient de rajouter deux autres termes à la variation d'énergie : un pour l'interface plasma/vide et un pour le vide.

Une autre façon commode d'exprimer $\delta W_p(\xi^*, \xi)$ est de regrouper les termes parallèles et perpendiculaires. En posant :

$$\kappa = (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b} \quad \text{et} \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}_0}{|\mathbf{B}_0|} \quad (2.34)$$

On obtient :

$$\delta W_p(\xi^*, \xi) = \frac{1}{2} \iiint \left(\frac{|\mathbf{Q}_\perp|^2}{\mu_0} + \frac{|\mathbf{B}_0|^2}{\mu_0} |\nabla \cdot \xi_\perp + 2\xi_\perp \cdot \kappa|^2 + \Gamma p_0 (\nabla \cdot \xi)^2 - 2\xi_\perp \cdot (\kappa \cdot \xi_\perp^*) - J_{0\parallel} (\xi_\perp^* \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{Q}_\perp \right) d\tau \quad (2.35)$$

Chacun de ses termes est associé à un type d'instabilité. Les deux derniers, en particulier, sont liés respectivement aux instabilités de courant et aux instabilités de pression.

2.2.2.2 Approximation du tokamak droit

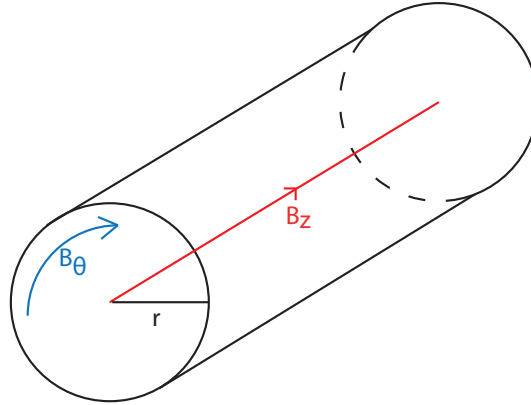


Figure 2.3 – Géométrie du tokamak droit

Par la suite, on va se placer dans l'approximation du tokamak droit, ou striction hélicoïdale (voir figure 2.3. On assimile dans ce cas le plasma à un cylindre se refermant sur lui-même (périodique), dans l'approximation du grand rapport d'aspect. Dans ce cas, au vu de la symétrie du problème, on s'intéresse à des modes propres de la forme $\xi = \xi(r)e^{-im\theta+ikz}$. m est le nombre d'onde dans la direction polôidale, et k le vecteur d'onde dans la direction axiale (direction toroïdale dans le cas d'un tokamak réel). Dans cette géométrie, on peut également montrer que le facteur de sécurité s'écrit :

$$q = \frac{rB_z}{RB_\theta}$$

et que le vecteur d'onde k peut s'écrire sous la forme :

$$k = \frac{n}{R}$$

où n est le nombre d'onde dans la direction axiale.

Ceci permet de réécrire la variation d'énergie $\delta W_p(\xi^*, \xi)$ sous la forme suivante :

$$\frac{\delta W_p(\xi^*, \xi)}{2\pi^2 R_0} = \int_0^a \left[f \left| \frac{d\xi_r}{dr} \right|^2 + g |\xi_r|^2 \right] dr + \frac{k^2 a^2 B_z^2 - m^2 B_\theta^2}{r^2 k^2 + m^2} \xi_r^2(a) \quad (2.36)$$

où f et g sont deux fonctions scalaires telles que :

$$f = \frac{rF^2}{k_0^2} \quad (2.37)$$

$$g = \frac{2k_m^2 u_0}{k_0^2} \frac{dp}{dr} + \frac{(k_0^2 r^2 - 1)rF^2}{k_0^2 r^2} + \frac{(2k^2 F)(kB_z - B_\theta m/r)}{rk_0^4} \quad (2.38)$$

Avec

$$F = \frac{m}{r} B_\theta - kB_z \quad (2.39)$$

$$k_0^2 = k^2 + \frac{m^2}{r^2} \quad (2.40)$$

Les fonctions minimisant 2.36 sont des solutions de l'équation d'Euler-Lagrange associée à $\delta W(\xi^*, \xi)$. Pour déterminer les modes propres rendant cette quantité extrême, il suffit donc de résoudre l'équation suivante :

$$\frac{d}{dr} \left(f \frac{d\xi}{dr} \right) - g\xi = 0 \quad (2.41)$$

Notons que dans le cas du tokamak droit, la première contribution à δW est d'ordre 2.

On peut ensuite s'intéresser à différents types d'instabilités selon la position de la surface résonnante sur laquelle ils se développent et selon leurs nombres d'ondes n et m . Les modes idéaux les plus importants concernant l'étude des disruptions sont appelés modes de torsion (kink modes) et les modes liés aux termes de pression de 2.35, dont font partie les modes de ballonnement (ballooning modes).

2.2.2.3 Kink interne

Pour l'étude des instabilités de courant internes, on effectue une approximation supplémentaire considérant des tokamaks à faible β (basse pression). Dans ce cas, l'ordonnement des différents termes de $\delta W_p(\xi^*, \xi)$ permet de déterminer que ce mode est marginalement stable ($\delta W_p(\xi^*, \xi) = 0$) à l'ordre $O(\epsilon^2)$ pour $m = 1$ et stable pour des plus grandes nombres d'onde poloidaux. Il est donc localisé à l'intérieur de la surface $q = 1$ A l'ordre $O(\epsilon^4)$, sa stabilité dépend d'un seuil en pression, et donc de la taille du plasma confiné à l'intérieur de $q = 1$ [Bussac 75].

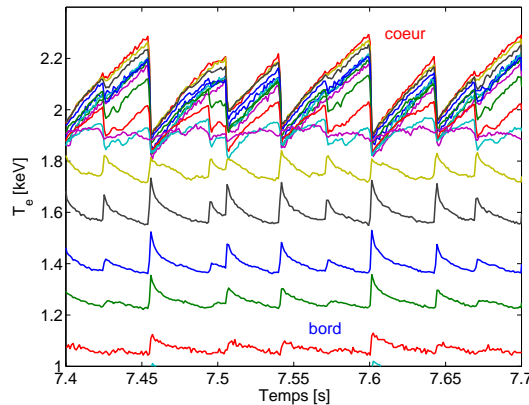


Figure 2.4 – Oscillations de la température du plasma dues au kink interne sur Tore Supra

Ce mode est connu via ses effets sur la température du cœur du plasma. Il provoque en effet des relaxations périodiques de celle-ci appelées dents de scie (figure 2.4). Dans le cadre des disruptions, ce mode dans sa version résistive peut se coupler à d'autres instabilités pour dégrader le confinement du plasma encore plus rapidement. [White 86]

2.2.2.4 Kink externe

Comme son nom l'indique, ce mode possède une surface résonnante à l'extérieur du plasma, dans le vide séparant celui-ci du mur ; Il faut donc rajouter des termes supplémentaires à $\delta W_p(\xi^*, \xi)$. Le calcul sortant du cadre de cette thèse, il ne sera pas explicité ici. Le résultat opérationnel majeur est une limitation du courant total que peut porter un plasma de tokamak pour être stable vis-à-vis du kink externe avec $m = 1$, appelée aussi limite de Kruskal-Shafranov. Celle-ci stipule que le facteur de sécurité au bord doit être supérieur à 1, limitant donc le courant plasma à une valeur inférieure à $I_p < \frac{2\pi a^2 B_0}{\mu_0 R_0}$. Pour les modes $m > 2$, d'autres limites existent et dépendent du profil de courant. Elles limitent en pratique le facteur de sécurité au bord à $q_a \approx 2 - 3$, et sont le plus souvent observées pendant la montée de courant au début des décharges plasma des tokamaks.

2.2.2.5 Modes de ballonnement

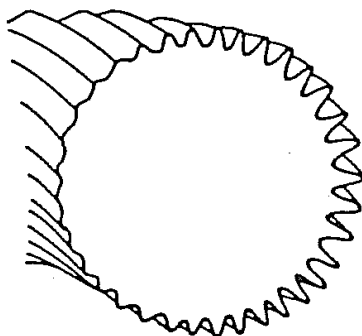


Figure 2.5 – Modes de ballonnement [Friedberg 87]

La taille caractéristique de ces modes est faible devant le petit rayon a . Un exemple de mode de ballonnement se développant au bord du plasma est donné en figure 2.5. Leur stabilité est liée à deux paramètres : le gradient de pression au bord du plasma ($\alpha = -q^2 R \frac{d\beta}{dr}$) et le cisaillement (shear) magnétique défini comme $s = \frac{r}{q} \frac{dr}{dq}$. Notons que rigoureusement, les effets de courbure doivent être pris en compte dans l'étude du mode de ballonnement. L'approximation du tokamak droit est donc insuffisante pour une description complète de celui-ci. La dérivation complète des critères de stabilité de ce mode peut être trouvée dans [Connor 78]. En pratique, les résultats de stabilité sont représentés sous forme d'un diagramme (s, α) déterminant deux régions de stabilité (voir figure 2.6).

Dans la première région de stabilité, en tenant compte des formes des profils de courant, on peut définir un β toroïdal optimal :

$$\beta_t < 0.044 \frac{I_0}{aB_0}$$

où I_0 est le courant total en MA.

En prenant également en compte les conditions de stabilité des modes de kink externes, le critère devient plus restrictif :

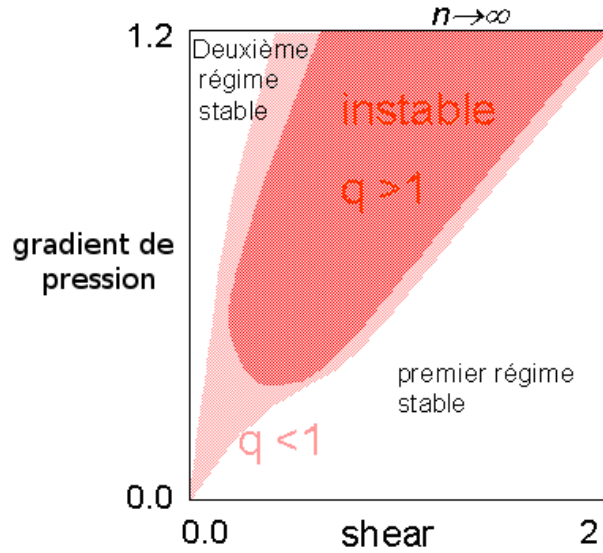


Figure 2.6 – Stabilité des modes de ballonnement

$$\beta_t < 0.028 \frac{I_0}{aB_0}$$

Cette loi est appelée loi de Troyon. Sa détermination détaillée peut être trouvée en [Troyon 84]. Elle limite la pression maximale qui peut être atteinte par un plasma, et représente une des limites opérationnelles des tokamaks vis-à-vis des disruptions (voir section 2.3.2). Notons par ailleurs que les modes de ballonnement sont responsables des expulsions périodiques de chaleur et de particules appelées ELMs (Edge Localized Modes) observées en mode de confinement amélioré (mode H). La déstabilisation des modes de ballonnement est en effet due à un gradient de pression important au bord du plasma créé par la barrière de transport qui caractérise ce mode de confinement.

2.2.3 MHD résistive

Lorsque la résistivité du plasma est prise en compte, la loi d'Ohm devient :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{J}$$

L'équation de Faraday 2.14 devient donc :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.42)$$

Sur une surface résonnante, le premier terme (convection) de cette équation devient négligeable devant le deuxième, représentant la diffusion résistive du champ magnétique. Le temps caractéristique de développement des instabilités liés à ce terme est donc de l'ordre de grandeur suivant :

$$\frac{1}{\tau_r} \approx \frac{\eta}{a^2 \mu_0}$$

où a est le petit rayon du plasma.

Dans les tokamaks actuels, ce temps est beaucoup plus long que le temps d'Alfvén, caractéristique du développement des instabilités idéales.

$$\tau_a = \frac{R_0 \sqrt{\mu_0 \rho}}{B}$$

où ρ est la densité du plasma. Leur rapport $S = \frac{\tau_r}{\tau_a}$ est de l'ordre de 10^6 à 10^{10} .

Même si le développement des instabilités résistives est plus lent que celui des instabilités idéales, elles n'en sont pas moins dangereuses pour la stabilité du plasma. En effet, la résistivité non nulle du plasma implique que les lignes de champ ne sont plus "gelées" comme présenté en section 2.2.2. La topologie magnétique peut donc être modifiée par l'instabilité. Des brisures et reconnexions de lignes de champ peuvent se produire. On assiste alors à la formation d'îlots magnétiques, qui sont des zones topologiquement séparées du reste du plasma (figure 2.7). Ces îlots se forment sur les surfaces rationnelles liées à l'instabilité qui leur a donné naissance, et s'associent en chaînes selon les nombres d'ondes poloidaux et toroïdaux de la surface en question (figure 2.8).

Les îlots magnétiques sont dangereux pour la stabilité du plasma, car les particules suivant les lignes de champ peuvent alors parcourir une distance radiale beaucoup plus grande que dans une configuration magnétique où les surfaces sont emboîtées. Dans le pire des cas, la formation de larges îlots contribue à détruire totalement le confinement du plasma, et à créer une disruption. L'instabilité résistive qu'on suppose responsable d'une partie du processus de disruption est appelée mode de déchirement (ou *tearing mode*, en anglais).

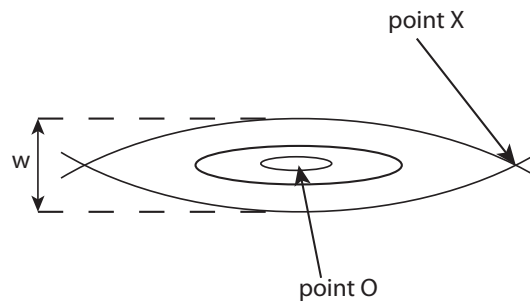


Figure 2.7 – Topologie d'un îlot magnétique

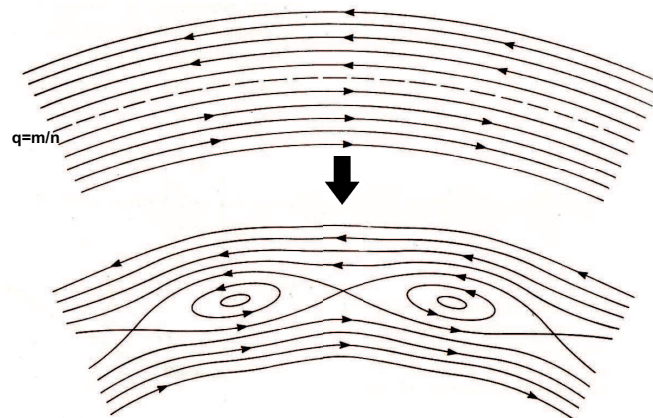


Figure 2.8 – Exemple de mode MHD associant des îlots sur une surface rationnelle - [Wesson 97]

Le terme de diffusion résistive n'est efficace que dans une zone proche de la surface résonnante. Pour résoudre analytiquement les équations de la MHD résistive, on sépare le domaine considéré en deux régions :

- La zone loin de la surface rationnelle
- La région autour de la surface rationnelle, appelée couche résistive

Une fois le problème résolu dans ces deux régions, on effectue un raccordement asymptotique des deux solutions trouvées.

2.2.3.1 Stabilité du mode de déchirement

On s'intéresse d'abord au calcul dans la zone idéale, traversée par une couche résistive placée au rayon r_s . Cette partie du calcul suit la même approche qu'en MHD idéale, via le principe d'énergie. Le champ magnétique peut alors s'écrire en fonction d'un terme d'équilibre (indice 0) et d'un terme perturbé (indice 1), en suivant l'ordonnancement du tokamak droit et en considérant une perturbation radiale du champ magnétique :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \quad (2.43)$$

avec

$$\mathbf{B}_0 = B_z \mathbf{e}_z + B_\theta \mathbf{e}_\theta \quad (2.44)$$

$$\mathbf{B}_1 = \nabla \times (\psi_1 \mathbf{e}_z) \quad (2.45)$$

En reprenant la formulation de $\delta W_p(\xi^*, \xi)$ (équation 2.36) et en ne gardant que les termes de second ordre, on a :

$$\delta W_2 = \frac{2\pi^2 B_0^2 R}{B_z^2 m^2 \mu_0} \int_0^a \left[r \left(\frac{d\delta\psi}{dr} - \frac{\delta\psi}{r} - \frac{\delta\psi}{F} \frac{dF}{dr} \right)^2 - (m^2 - 1) \frac{\delta\psi^2}{r} \right] dr \quad (2.46)$$

où $\delta\psi$ est le flux magnétique perturbé par la couche résistive.

L'intégration de cette expression est réalisée en tenant compte des conditions aux limites particulières imposées par la couche résistive :

$$\psi(r=0) = 0 \quad (2.47)$$

$$\psi(r=r_s + d_s/2) = \psi(r=r_s - d_s/2) = \psi(r_s) \quad (2.48)$$

$$\psi(r=a) = 0 \quad (2.49)$$

où d_s est l'épaisseur de la couche résistive.

Après une intégration par partie, on obtient :

$$\delta W_2 = -r_s \delta\psi_s^2 \frac{\frac{\delta\psi_s}{dr} \Big|_{r_s-d/2}^{r_s+d/2}}{\delta\psi(r_s)} + \int_0^a \delta\psi \left[-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\delta\psi}{dr} - r\delta\psi \right) + \left(\frac{m^2 - 1}{r} + \frac{1}{r^2 F} \frac{d}{dr} r^3 \frac{dF}{dr} \right) \delta\psi \right] dr \quad (2.50)$$

La valeur minimale de δW_2 est obtenue lorsque l'intégrande du membre de droite de l'expression 2.50 est nul. Cete condition peut être réécrite en fonction de la densité de courant J_z et prend alors le nom d'"equation tearing" :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\delta\psi}{dr} \right) - \left(\frac{m^2}{r^2} + \frac{\mu_0 dJ_z/dr}{B_{theta}(1 - nq/m)} \right) = 0$$

La valeur minimale de δW_2 est :

$$\min(\delta W_2) = -r_s \delta \psi_s^2 \frac{\frac{\delta \psi_s}{dr} \Big|_{r_s-d/2}^{r_s+d/2}}{\delta \psi(r_s)} = -r_s \delta \psi^2 \Delta'$$

Δ' représente la discontinuité de la composante poloïdale de la perturbation magnétique à travers la couche résistive. Son signe détermine la stabilité (ou l'instabilité) du mode de déchirement. Si $\Delta' > 0$, le mode est instable. On peut donc voir que l'apparition de ce mode sera liée à la forme du profil de courant autour de la surface résonnante, ce qui a des conséquences vis-à-vis de l'étude des disruptions.

Le taux de croissance du mode sera déterminé une fois la solution complète obtenue. On s'intéresse donc maintenant au calcul de stabilité à l'intérieur de la couche résistive.

Pour calculer le comportement du flux magnétique perturbé dans la couche, on reprend l'équation du mouvement 2.20 et l'équation de Faraday 2.42, dans l'approximation à basse pression ($p \approx O(\epsilon^2)$). Ceci donne le système d'équations suivant :

$$-i\omega \mathbf{B}_1 = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0) + \frac{1}{\mu_0} \eta \nabla^2 \mathbf{B}_1 \quad (2.51)$$

$$-i\omega \rho \mathbf{V}_1 = \mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0 \quad (2.52)$$

On garde ici le même formalisme que dans l'approche perturbative de la MHD idéale : les quantités à l'équilibre sont notées avec un indice 0 et les quantités perturbées avec un indice 1. Les perturbations sont de la forme $e^{-i\gamma t}$, où γ est le taux de croissance du mode.

Afin de résoudre ce système, il est nécessaire de préciser les conditions au bord, déterminées en $x = (r - r_s) \rightarrow \infty$, c'est à dire loin de la couche résistive. La solution calculée en $r = r_s \pm d_s/2$ pour la zone idéale doit se raccorder à celle calculée en $x \rightarrow] - \infty, + \infty[$.

La résolution permet d'obtenir les dépendances du taux de croissance du mode :

$$\gamma \propto s^{2/5} \Delta'^{4/5} \tau_r^{-3/5} \tau_a^{-2/5} \quad (2.53)$$

avec s le cisaillement magnétique, τ_a et τ_r les temps d'Alfvén et de diffusion résistive. Le mode suit donc une croissance exponentielle dont l'échelle de temps se situe entre le temps d'Alfvén et le temps de diffusion résistive. Pour les tokamaks actuels, il se situe autour de quelques millisecondes. Par ailleurs, puisque $1/\tau_r \propto \eta$, la croissance du mode sera d'autant plus rapide que la résistivité du plasma sera grande, ce qui a des implications importantes quant au rôle que joue le mode de déchirement dans le déclenchement des disruptions. Notons enfin que le mode le plus souvent rencontré dans les tokamaks est caractérisé par des nombres d'onde $(m,n) = (2,1)$. Une section poloïdale des surfaces magnétiques d'un tel mode est représenté en figure 2.9.

La taille de l'îlot magnétique dégradant le confinement est liée au taux de croissance du mode. Cependant, les tailles d'îlots prédites par la théorie linéaire explicitée précédemment ne correspondent pas aux largeurs observées expérimentalement. D'autres effets non-linéaires ont donc été introduits par Rutherford [Rutherford 73]. Lorsque la taille de l'îlot devient comparable avec celle de la couche résistive, les courants induits sont supérieurs au terme d'inertie responsable de la croissance du mode. Dans ce régime, la croissance du mode passe d'exponentielle à algébrique. L'équation régissant la dynamique de l'îlot devient donc :

$$\frac{\tau_r}{r_s} \frac{dw}{dt} = r_s \Delta' \quad (2.54)$$

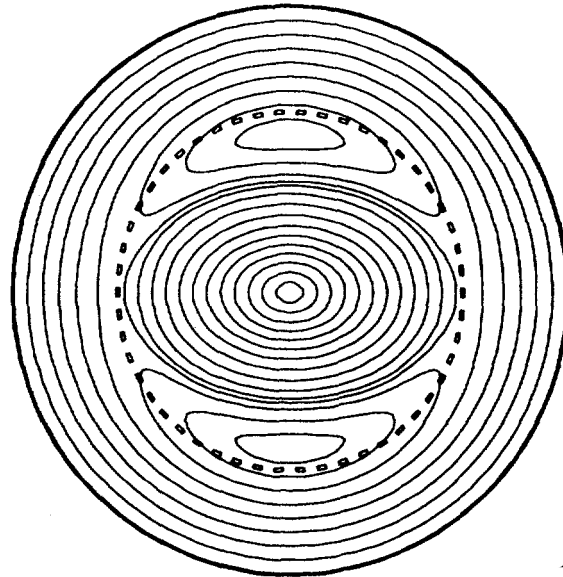


Figure 2.9 – Isoflux d'un mode de déchirement (2,1) - [Sykes 80]

où Δ' ne dépend plus de la taille de l'îlot w .

D'autres effets non-linéaires ont été par la suite inclus dans le calcul du taux de croissance du mode de déchirement, comme l'effet du courant de bootstrap (courant généré par un gradient de pression) [Poli 02], des effets de courbure [Lütjens 01] et d'autres termes liés aux moyens de chauffage employés pour modifier le comportement de l'îlot (génération de courant ou chauffage par ondes cyclotroniques électroniques) ou aux particules rapides. L'équation 2.54 devient alors :

$$\frac{\tau_s}{r_s} \frac{dw}{dt} = \Delta'(w) + \Delta_{\text{courbure}}(w) + \Delta_{\text{boot}}(w) + \Delta_{\text{autres}} \quad (2.55)$$

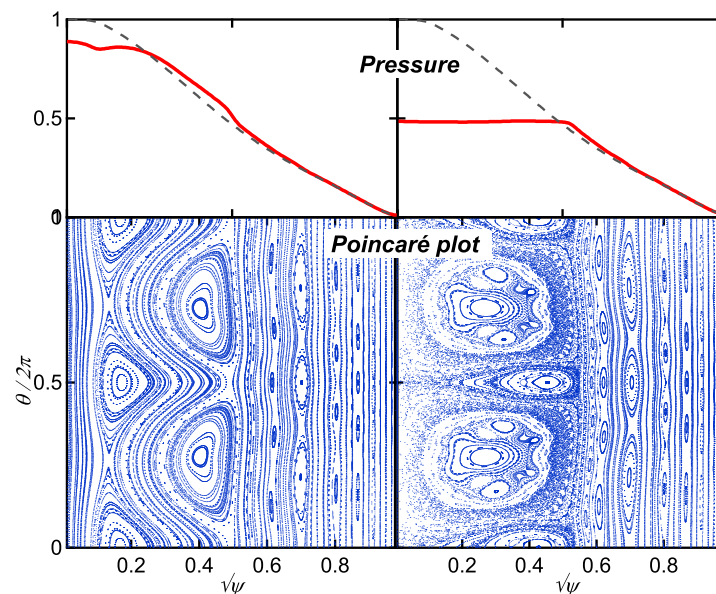


Figure 2.10 – Recouvrement d'îlots et ergodisation (sections de Poincaré)

Enfin, lorsque plusieurs modes apparaissent sur des surfaces rationnelles voisines, ils peuvent interagir non-linéairement entre eux, voire déstabiliser via les perturbations qu'ils induisent

dans le plasma des modes auparavant stables. Les îlots magnétiques, en croissant, peuvent se recouvrir, connectant des régions centrales chaudes au bord froid. Enfin, lorsque des îlots d'hélicités différentes se recouvrent, ils provoquent une ergodisation des lignes de champ : celles-ci sont libres de remplir l'espace par une marche aléatoire à chaque tour toroïdal (figure 2.10). Dans ce cas, le confinement est totalement détruit.

2.2.4 Déclenchement de la disruption

La disruption en elle-même est un phénomène magnétohydrodynamique. La destruction du confinement qu'elle entraîne est provoquée par les phénomènes explicités précédemment. La nature exacte de l'étape finale de la disruption qui provoque la perte de l'énergie thermique du plasma est encore sujette à débat, mais un des principaux responsables est le mode de déchirement résistif (2,1) se couplant à des modes de nombre d'onde m plus élevés et/ou portant le plasma à proximité des limites de stabilité MHD idéale.

La théorie la plus couramment acceptée est celle de Kadomtsev décrivant la disruption comme une instabilité d'interchange géante connectant le cœur du plasma et le bord. Deux modèles peuvent décrire cette instabilité. Le premier est celui des "bulles de vide" : des tubes de flux hélicoïdaux capturés dans la périphérie (modes de bord) et transportés vers le cœur, connectant celui-ci à la périphérie [Kadomtsev 75]. Une autre explication plus largement utilisée est celle des reconnexions magnétiques [Kadomtsev 74]. Dans ce cas, les différents modes décrits précédemment croissent et finissent par se coupler. Dans le cas des modes résistifs, les îlots se recouvrent, provoquant une ergodisation des lignes de champ et une destruction de la topologie magnétique.

L'importance du phénomène de reconnexion a été soulignée par White [White 86], montrant théoriquement que le recouvrement d'îlots peut rendre compte des caractéristiques des disruptions actuelles. Les scénarios précis et l'ordre dans lequel les modes apparaissent varient entre les tokamaks, mais les modes déchirement décrits en section 2.2.3.1 sont pratiquement toujours présents. Leur importance a par exemple été montrée sur le petit tokamak RTP [Salzedas 02b], mais également sur des tokamaks de plus grandes tailles [Salzedas 02a, Salzedas 03]. En particulier, les observations de vitesse de croissance des modes de déchirement sur RTP ont confirmé la validité du modèle de Rutherford présenté en section 2.2.3.1.

Cependant, le taux de croissance de ces modes se situe entre le temps caractéristique de la MHD idéale (temps d'Alfvén) et celui de la MHD résistive (diffusion résistive), de l'ordre de la dizaine de milliseconde pour les tokamaks actuels. Or, la durée de l'étape finale de la disruption consistant en la perte du confinement du plasma, est de l'ordre de la centaine de temps d'Alfvén, ce qui est plus court que la durée caractéristique de reconnexion des îlots. Des mécanismes non-linéaires ou impliquant des modes idéaux sont nécessaires pour rendre compte de cette durée.

Par exemple, Hopcraft a montré que la première étape du scénario d'une disruption peut être la croissance d'un mode déchirement (2,1) [Hopcraft 86]. Celui-ci fait augmenter la résistivité dans son voisinage, et fait donc diffuser du courant vers l'intérieur. Le profil de courant à l'intérieur de la surface $q = 2$ rend les modes (3,2) instables, qui à leur tour, font augmenter la résistivité, jusqu'à ce que la surface $q = 1$ se déplace vers le bord, à la suite d'une instabilité de dent de scie ou à cause du rayonnement d'impuretés. Les îlots (1,1), (2,1) sont alors connectés et permettent de conduire la chaleur depuis le centre vers le bord. Les modifications des profils de pression déstabilisent ensuite les modes de bord, dont les îlots se couplent avec ceux déjà existants dans le cœur, et ainsi finissent de connecter le cœur au bord, provoquant

la destruction du confinement.

Un scénario légèrement différent a été proposé par Mirnov et confirmé par des observations sur le tokamak TFTR [Fredrickson 96] durant des campagnes expérimentales à fort β . La première étape de la disruption est une "disruption mineure", impliquant l'apparition d'un mode central (1,1) et d'instabilités de ballonnement au bord (4,1). La disruption majeure se produit lorsque ces instabilités ont engendré un profil de courant instable pour les modes de déchirement (2,1) et (3,2). Ceux-ci se couplent, les îlots se recouvrent, détruisant le confinement.

Dans un article ultérieur [Mirnov 01], il est fait mention de l'apparition éventuelle d'un mouvement du mode (2,1) vers l'extérieur ($q=3$) peut-être déclenché par un kink interne, et de la synchronisation des fréquences de rotation des différents modes impliqués, qui expliquerait le très bon couplage entre le cœur et le bord du plasma.

Ce type de scénario impliquant des modes de ballonnement croissant de manière non-linéaire a fait l'objet de travaux théoriques [Wilson 04] montrant que des tubes de flux générés au centre par ces instabilités sont expulsés depuis vers le bord, le connectant au cœur du plasma. De la même manière, des études numériques ont également été réalisées montrant l'absence de reconnexion directe et un transport de cellules convectives ressemblant à des "doigts" depuis le cœur du plasma vers le bord.

Dans d'autres cas, les perturbations magnétiques débutent par l'apparition de modes de bord dont la croissance déstabilise progressivement des modes de plus en plus centraux, jusqu'à atteindre le mode de déchirement (2,1). Ce scénario a été observé par exemple sur ASDEX-Upgrade [Zohm 95] : un mode (3,1) apparaît, déstabilise un mode (2,1) qui déclenche la disruption via un îlot de grande taille. À noter que dans ce cas, la fréquence de rotation du mode (3,1) diminue jusqu'à ce qu'il se bloque à une position toroïdale donnée. Ce blocage appelé "mode lock" accélère la croissance du mode et permet ainsi de créer plus rapidement les conditions nécessaires à l'apparition de la disruption. Dans ce type de scénario, le rôle d'un élément de paroi en contact avec un mode de bord peut être crucial. En particulier, celui-ci peut directement interagir avec le mode et représenter la source de particules froides qui seront directement transportées par l'instabilité dans le cœur du plasma [Sykes 80].

2.3 Causes des disruptions

Comme nous l'avons vu précédemment, les points communs à toutes les disruptions n'apparaissent en fait qu'aux tous derniers moments, aux toutes dernières dizaines de microsecondes précédant la destruction finale du confinement. Ce sont malheureusement celles qui sont le moins bien comprises. Cependant, nous avons également pu voir que quelques différences existaient entre les différents scénarios menant à l'instabilité finale, selon que les premiers modes responsables de celle-ci apparaissent au bord ou au cœur, par exemple. En fait, plus nous « remontons » le temps longtemps avant le début de la disruption, plus les phénomènes impliqués dans la chaîne d'événements conduisant à la disruption sont variés (figure 2.11). Après avoir établi les caractéristiques des principaux types de disruptions, nous verrons quels sont ces événements et quels sont leurs conséquences sur l'opération d'un tokamak.

2.3.1 Typologie des disruptions

Les trois types majeurs de disruptions correspondent en fait aux trois scénarios que nous avons dégagés dans la section 2.2.4 : le scénario par reconnexion et ergodisation associé aux disruptions sur limite radiative ou limite de densité, le transport de cellules convectives du cœur vers le bord associé aux disruptions sur pression limite, et l'interaction de modes directement

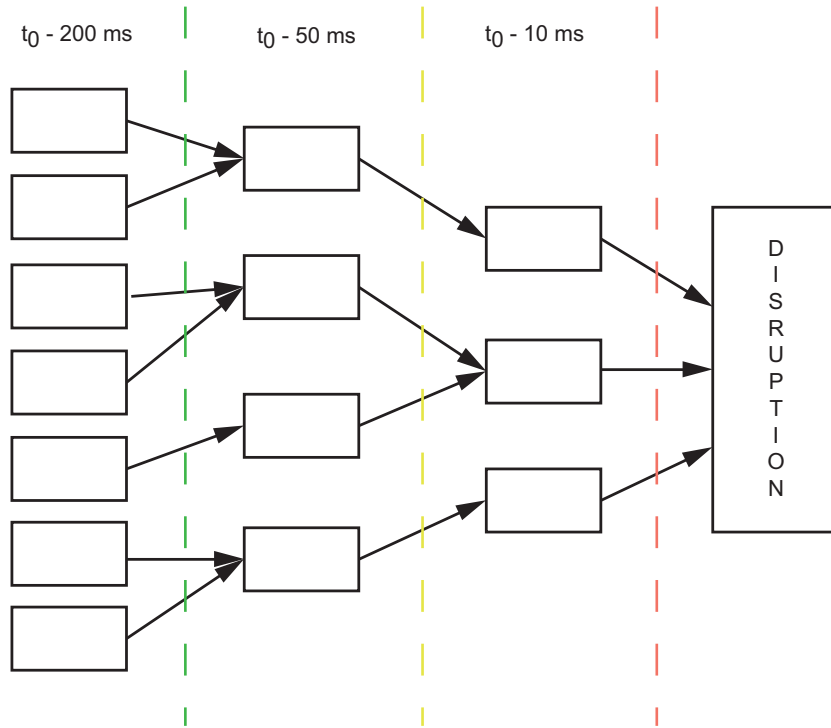


Figure 2.11 – Diversité des causes possibles d'une disruption. Chacune des boîtes est un événement de la chaîne menant à la disruption. Les échelles de temps ne sont données que pour l'exemple.

avec le mur associé aux disruptions sur courant limite. Ces trois types de disruptions sont également associés à des façons différentes d'amener le plasma dans une situation dégradée.

2.3.1.1 Densité limite ou limite radiative

La disruption sur densité limite est celle qui correspond à la croissance d'instabilités de bord suivie de la croissance successive d'instabilités de plus en plus centrales, comme décrit par exemple dans [Zohm 95]. Ce type de disruption est dû le plus souvent à une contraction du canal de courant elle-même due à un refroidissement de la zone périphérique du plasma.

Le scénario le plus simple est un refroidissement radiatif provenant par exemple d'une injection d'impuretés. Une instabilité radiative appelée MARFE (Multi-Faceted Assymmetric Radiation From the Edge) [Lipschultz 84] apparaît alors au bord du plasma et peut entraîner son détachement, c'est à dire la formation d'une large couche rayonnante froide entre le cœur encore chaud et le limiteur/divertor (figure 2.13). La résistivité augmentant dans la zone froide, le profil de courant se contracte, et devient instable à des modes de déchirement. La croissance de ces derniers suit ensuite le scénario décrit en section 2.2.4.

Le seuil à partir duquel le processus disruptif se déclenche est le plus souvent lorsque la puissance rayonnée devient égale à la puissance de chauffage. Ce sous-type de disruption est parfois appelé « effondrement radiatif » (*radiative collapse*) et a été décrit entre autres sur JET par Wesson et al. [Wesson 89].

Le deuxième sous-type de disruption de bord est celui purement déclenché par une densité de combustible trop forte. Une augmentation du transport au bord du plasma et dans la SOL serait responsable du refroidissement périphérique [Greenwald 02]. Des structures intermittentes appelées « blobs » pénètrent à l'intérieur de la séparatrice et convectent le contenu énergétique du bord. Le transport turbulent généré par ces phénomènes étant d'autant plus grand que la

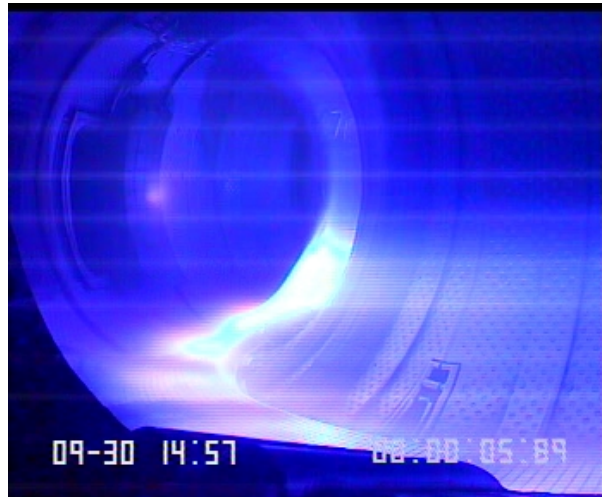


Figure 2.12 – Rayonnement généré par un MARFE

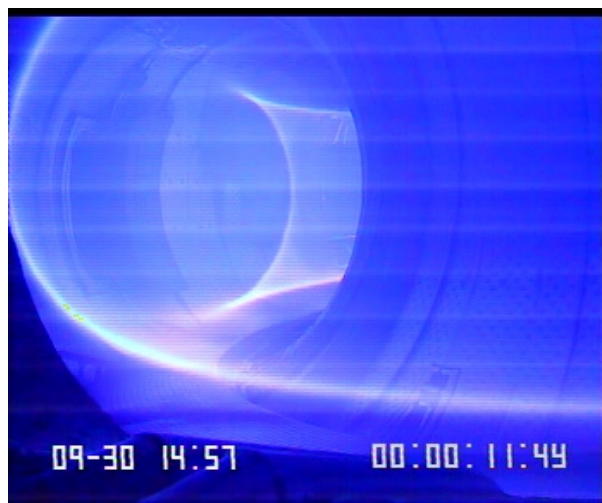


Figure 2.13 – Plasma détaché

densité est forte, ils sont soupçonnés d'être responsables d'une partie du phénomène de densité limite.

De façon plus globale, et du fait de la compréhension encore partielle des mécanismes physiques à l'origine de la limite de densité, des lois d'échelle ont été proposées pour situer la proximité à un régime susceptible de déclencher une disruption. Le paramètre le plus couramment utilisé est la densité de Greenwald énoncée comme suit :

$$n_G = \frac{I_p}{\pi a^2} \quad (2.56)$$

où a est le petit rayon du plasma exprimé en mètres, I_p est le courant plasma en MA, et n_G la densité de Greenwald exprimée en 10^{20}m^{-3} .

Cette limite tirée des observations sur les tokamaks depuis les années 70-80 est empirique, et n'est pas absolue. Dans certaines conditions, en particulier des injections de glaçons pour augmenter la densité centrale sans perturber celle du bord, elle peut être dépassée sans disruption. De même, des disruptions peuvent se produire lorsque les conditions plasmas sont éloignées de la limite. Néanmoins, la probabilité de disruption augmente fortement lorsqu'on s'en rapproche.

Du point de vue opérationnel, les disruptions sur densité limite sont parmi les plus fréquentes sur les machines actuelles. Elles sont aussi parmi les moins dangereuses, car une partie du

contenu énergétique du plasma a pu être perdue pendant les phases radiatives précédant le déclenchement de la disruption, diminuant d'autant la quantité d'énergie qui sera brutalement conduite sur les éléments de première paroi par les instabilités MHD.

2.3.1.2 Disruption sur pression limite

Ce type de disruption est directement lié au seuil de stabilité de modes de ballonnement. Il correspond au scénario évoqué en section 2.2.4 dans lequel des modes internes se déclenchent rapidement et atteignent les limites de stabilité idéale, sans forcément de reconnexion directe, mais via une expulsion de tubes de flux via des cellules de convection. Le scénario de base implique la croissance de modes de ballonnement de bord, de modes plus centraux, et le couplage de ceux-ci sur des échelles de temps plus rapides que celles de la MHD résistive. De façon globale, le seuil défini en section 2.2.2.5 permet de qualifier la proximité à la limite de pression (beta-limit) :

$$\beta_t < C \frac{I_p}{aB_0} \quad (2.57)$$

où I_p est le courant plasma, a est le petit rayon et B_0 le champ magnétique sur l'axe. C est une constante dépendant des profils de pression et de courant considérés. Pour les scénarios considérés sur ITER, elle est fixée à 3,5% [Hender 07]. Les disruptions sur pression limite sont parmi les plus dangereuses, du fait de la rapidité de leur développement et du fait que la phase radiative permettant de dissiper une partie de l'énergie avant la disruption est le plus souvent absente. Le plasma disrupte donc avec la quasi intégralité de son contenu énergétique.

Les disruptions sur pression limite peuvent se produire par exemple lors de l'effondrement d'une barrière de transport (ITB), comme observé sur JET et TFTR [Paley 05]. Ces régimes dits « avancés » sont obtenus en créant un profil de facteur de sécurité non monotone (cisaillement magnétique négatif). Ceci a tendance à déstabiliser des modes de ballonnement à faible nombre d'onde toroïdal, et dans le cas de la perte de la barrière de transport, à la croissance explosive de ceux-ci. La proximité de la barrière interne de transport avec le cœur du plasma contenant l'essentiel de son énergie thermique explique le fait que celle-ci soit préservée jusqu'au début de la disruption.

2.3.1.3 Disruption sur courant limite

Le courant maximal pouvant être porté par un plasma de tokamak est limité par les contraintes de l'équilibre MHD. La limite de stabilité des kinks externes explicitée en section 2.2.2.4, imposant un facteur de sécurité au bord supérieur à 1 limite ainsi le courant maximal pour un plasma circulaire de grand rapport d'aspect à la valeur suivante :

$$I_p(max) = \frac{2\pi a^2 B_0}{\mu_0 R_0} \quad (2.58)$$

En ajoutant les critères de stabilité des modes résistifs, le facteur de sécurité au bord doit en fait être supérieur à 2. Le courant maximal étant lié au profil de facteur de sécurité (voir section 2.2.1), celui-ci est donc limité par cette contrainte sur le q au bord. Lorsque la surface $q=2$ se trouve en périphérie du plasma, les modes de déchirement (2,1) sont directement déstabilisés par la proximité avec l'élément de paroi en contact avec le plasma, et déclenchent immédiatement la disruption telle que présentée précédemment en section 2.3.

Au contraire de la limite de Greenwald pour la densité, cette limite est "dure", dans le sens où son franchissement conduit systématiquement à la disruption. Peu de disruptions sur courant limite se produisent sous cette forme dans les tokamaks actuels, puisqu'il suffit de ne

pas dépasser la valeur prescrite du courant, ce qui est facile à contrôler. En revanche, elles se produisent lorsque le plasma est sujet à un mouvement vertical non-contrôlé et vient s'écraser sur un des éléments de paroi. Le profil de courant est érodé jusqu'à ce que la surface $q = 2$ arrive au bord. Ces événements sont appelés des VDE (pour *Vertical Displacement Event*) et se produisent souvent sur les plasmas allongés (elliptiques) dont la position verticale est par nature instable.

2.3.2 Limites opérationnelles des tokamaks

Les différentes limites données précédemment constituent des limites opérationnelles pour les tokamaks. Elles peuvent être représentées sur un diagramme dit de Hugill. Un exemple de ce type de diagramme est représenté sur la figure 2.14.

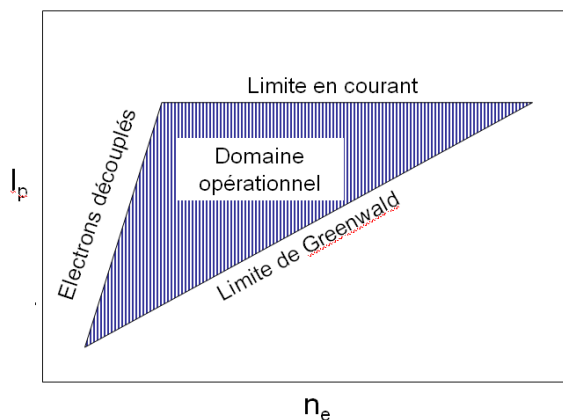


Figure 2.14 – Exemple de diagramme de Hugill

Cette représentation est une façon commode de situer les paramètres plasma par rapport aux zones dangereuses où les disruptions ont le plus de chance de se produire. Cependant, même si la disruptivité est plus forte sur les frontières de la zone opérationnelle, celles-ci peuvent se produire également à l'intérieur [de Vries 09], notamment à cause de problèmes techniques.

2.3.3 Événements à l'origine des disruptions

Les différents scénarios explicités précédemment ne sont le plus souvent que les étapes finales de la disruption. Il est très rare que le plasma soit placé directement dans ces configurations pré-disruptives : d'autres événements s'enchaînent et conduisent aux situations instables. Plus on se place en amont de la chronologie des événements menant à la disruption, plus ceux-ci sont variés.

Ainsi, l'entrée d'une poussière dans le plasma peut conduire à un refroidissement de plasma de bord par rayonnement, à une augmentation de la résistivité qui rend le profil de courant instable autour d'une surface rationnelle, déclenchant l'instabilité MHD responsable de la disruption. Cependant, au lieu d'une poussière, l'événement initial conduisant au refroidissement du plasma de bord peut être aussi bien une fuite d'air dans l'enceinte à vide. Ces deux chaînes d'événements ne se produisent pas forcément sur les mêmes échelles de temps, mais aboutissent pourtant au même résultat : une disruption par limite radiative.

Il est difficile de dresser un catalogue exhaustif de tous les phénomènes pouvant être à l'origine d'une chaîne d'événements conduisant à une disruption. Néanmoins, certains sont plus fréquents que d'autres. Schüller [Schuller 95] a résumé les façons les plus courantes de déclencher une disruption sur courant limite ou densité limite en terme de chaînes d'événements.

Un exemple de diagramme détaillant ces chaînes d'événements est donné en figure 2.15. Une étude similaire est réalisée actuellement sur le tokamak JET afin de mieux comprendre les causes premières des disruptions, c'est à dire les premiers événements de la chaîne et les façons dont ils conduisent aux situations instables.

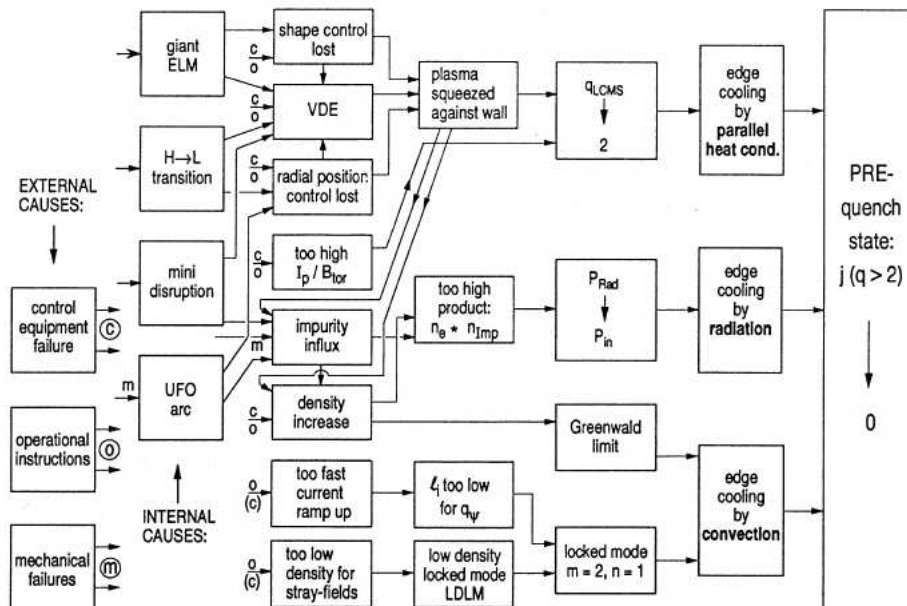


Figure 2.15 – Chaînes d'événements conduisant à la disruption. [Schuller 95]

2.3.4 Un bref point sur la détection des disruptions

Pouvoir gérer efficacement les disruptions implique de pouvoir les détecter suffisamment à l'avance pour régir à l'aide des moyens appropriés. La rapidité avec laquelle elles se développent rend la mise au point d'un tel système de détection difficile. Par ailleurs, la grande variété de causes possibles de disruptions empêche souvent d'utiliser un indicateur unique.

Lorsque le processus disruptif est suffisamment proche du début de la disruption pour que des indicateurs simples soient utilisables avec une bonne fiabilité, il est souvent trop tard pour réagir. Par exemple, une forte activité MHD associée à une forte puissance rayonnée et une montée de densité au-delà de la densité de Greenwald sont de bons indicateurs d'une disruption imminente, mais une telle situation ne se présente que quelques millisecondes avant la disruption proprement dite, ce qui est souvent trop tard pour mettre en œuvre une action quelconque. A contrario, fixer des seuils d'alerte très bas présente le risque de générer de fausses alertes, interrompant une décharge qui n'aurait pas disrupté. Par exemple, l'alimentation du plasma à l'aide de glaçons permet de dépasser la densité de Greenwald sans pour autant déclencher de disruption. Cet indicateur unique n'est donc pas suffisant : il est nécessaire de le coupler à d'autres variables.

Plusieurs approches ont été explorées pour mettre au point des systèmes prédictifs efficaces : des approches qu'on pourrait qualifier de « déterministes », et des approches du type « boîte noire » comme les réseaux de neurones.

2.3.4.1 Approches classiques

C'est la manière la plus simple de procéder. Cette approche consiste à fixer des seuils à ne pas dépasser pour un certain nombre de paramètres liés au plasma. Sur Tore Supra, par exemple, une forte activité MHD couplée à une puissance rayonnée dépassant un seuil dont la valeur est fixée [Sourd 04] ou une puissance rayonnée supérieure à la puissance de chauffage signalent l'imminence d'une disruption. Les trois quarts des disruptions se produisant sur la machine peuvent ainsi être détectées au moins 5 ms à l'avance. Néanmoins, sur environ 6,5% des plasmas surveillés par le système des fausses alertes sont envoyées, ce qui rend son utilisation difficile sur de futurs tokamaks, où les décharges seront de plus en plus coûteuses.

Des systèmes déterministes plus sophistiqués ont été mis en place sur d'autres machines comme JET, où une analyse MHD en temps réel permet de détecter le verrouillage d'un mode MHD, signe d'une disruption imminente [Zedda 07]. À terme, il sera probablement nécessaire de tenir compte des caractéristiques de la décharge et de baser les systèmes de prédiction sur un modèle physique du développement de la disruption, et non plus des seuils fixés arbitrairement sur certains paramètres plasma.

2.3.4.2 Approches « boîte noire »

Le formalisme le plus utilisé dans le cadre de cette approche est le réseau de neurone. Ce dernier consiste en une suite d'objets mathématiques appelés neurones par analogie avec le cerveau humain. Ces derniers "apprennent" à reconnaître une situation prédisruptive à l'aide d'une base de données de chocs disruptifs et non-disruptifs qui leur est fournie à l'avance. Les neurones, à partir d'un ensemble de données d'entrée (puissance rayonnée, fraction de densité de Greenwald, etc.), déterminent si la disruption est proche ou non. Le réseau peut ensuite modifier l'importance qu'il donne à certains des paramètres en fonction des données qu'on lui fournit.

Des réseaux de neurones ont été par exemple testés sur ASDEX-Upgrade [Zehetbauer 01] et JET [Cannas 04]. 50 des 60 disruptions de l'ensemble de test choisi ont pu être prédites au moins 40 ms en avance avec le réseau de neurones implémenté sur JET. Un test impliquant l'utilisation sur JET d'un réseau entraîné sur ASDEX-Upgrade, (et inversement) a même été réalisé avec un certain succès, montrant cependant une dépendance de l'efficacité du réseau à la machine sur laquelle il a appris [Windsor 05].

L'approche basée sur des réseaux de neurones, bien que donnant des résultats relativement bons, présente néanmoins des inconvénients : elle est dépendante de la base de données utilisée pour entraîner le réseau, et peut difficilement être utilisée le premier jour de l'opération d'un nouveau tokamak comme ITER. En effet, le réseau a besoin d'une base de données pour "apprendre". La solution serait de l'entraîner sur une machine actuelle avant de l'installer sur ITER, mais cette méthode présente encore des limites. Enfin, le fait que le réseau construise lui-même ses règles de décision rend difficile l'intégration d'information "experte" par des modélisations physiques plus poussées.

D'autres approches utilisant la logique floue ont été expérimentées sur JET [Murari 08] avec un certain succès.

2.4 Conséquences des disruptions

L'énergie libérée par la disruption étant dissipée sur une durée très brève, les puissances mises en jeu sont plusieurs ordres de grandeur au-dessus de celles observées pendant un plasma stable. Elles peuvent avoir des conséquences graves sur l'intégrité du réacteur et sur son opé-

ration. On distingue trois catégories d'effets délétères produits par les disruptions : les effets thermiques, les effets électromagnétiques, et les électrons découplés. Une quatrième catégorie peut être considérée à part, puisque découlant des trois autres : les conséquences d'une disruption sur l'opération du tokamak.

2.4.1 Effets thermiques

Lors du quench thermique, toute ou partie de l'énergie thermique est conduite sur les éléments matériels en contact avec le plasma (limiteur, divertor). Ce dépôt localisé présente une puissance instantanée pouvant dépasser les limites du matériau constituant la paroi. Dans le cas des limiteurs en carbone, ce dernier est sublimé par le flux de chaleur, et dans le cas des éléments de paroi métalliques (tungstène, béryllium), il y peut y avoir fusion de la paroi [Loarte 05]. Dans les deux cas, l'état de surface est altéré par le dépôt de chaleur, et les propriétés thermiques du matériau peuvent s'en trouver dégradées.

Jusqu'à présent, l'énergie thermique contenue dans les plasmas de fusion (max 10 MJ) n'est pas suffisante pour créer des dégâts en une seule disruption. Cependant, la quantité d'énergie thermique contenue dans un plasma augmente considérablement avec sa taille. Les lois d'échelle du temps de confinement prédisent une dépendance linéaire de celui-ci avec la taille caractéristique de la machine et le volume augmente avec le cube de cette taille. L'énergie contenue dans le plasma varie en fonction de la puissance quatrième de sa taille. La surface sur laquelle se dépose cette énergie pendant le quench thermique, a contrario, n'augmente qu'avec le carré de la taille de la machine. Les flux de chaleur surfaciques reçus par les CFP augmenteront donc avec la taille de la machine. Par ailleurs, les futurs réacteurs auront des performances meilleures que les tokamaks actuels, augmentant encore la densité de puissance disponible dans le plasma. Pour ITER, on attend jusqu'à 50 MJ.m^{-2} à dissiper en 1 à 10 ms, avec une surface de divertor de $3,5 \text{ m}^2$.

Beaucoup d'incertitudes demeurent néanmoins quant à la durée du quench thermique et la surface de dépôt. En effet, la durée du quench a été extrapolée depuis les bases de données des machines actuelles, ayant tendance à montrer que sa durée croît avec le petit rayon du tokamak. La dispersion est néanmoins grande, même sur une seule machine. De plus, la surface de CFPs touchée par les dépôts thermiques des disruptions pourrait augmenter d'un facteur 3 à 10 au moment de celle-ci, ceci dû à une augmentation de la longueur de décroissance de l'énergie dans la SOL (voir par exemple [Delchambre 07] sur MAST). Cette longueur détermine en effet la zone où le flux thermique est déposé.

De plus, il est nécessaire de prendre en compte le fait que seule une partie de l'énergie thermique du plasma sera déposée sur les CFP au moment du quench thermique. En effet, les disruptions les plus fréquentes sur les machines actuelles (densité limite ou limite radiative) sont précédées d'une phase prédisruptive durant laquelle jusqu'à 90% de l'énergie thermique peut être perdue, sur une échelle de temps acceptable pour les CFPs. Seules les disruptions sur pression limite et déclenchées des *Vertical Displacement Events* précèdent le quench thermique et disruptent avec l'intégralité de leur contenu énergétique [Riccardo 05b].

Pour évaluer les charges thermiques transitoires sur ces composants, plutôt que d'utiliser la puissance ou l'énergie surfaciques, on préfère utiliser le paramètre d'endommagement ou d'ablation ϕ_d qui est connectée à la température de surface d'un matériau après un dépôt d'énergie surfacique E pendant un créneau d'une durée τ :

$$\phi_d = \frac{E}{\sqrt{\tau}} \text{MJ.m}^{-2}.\text{s}^{-1/2} \quad (2.59)$$

Les seuils de fusion et d'ablation de la surface des matériaux sont en effet souvent exprimés

de cette façon.

Des calculs effectués sur JET à partir d'une base de données des disruptions ont montré que ce paramètre d'endommagement pouvait atteindre $11 \text{ MJ.m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$ pour des disruptions sur densité limite ou limite radiative et jusqu'à 15 à $40 \text{ MJ.m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$ pour des disruptions sur pression limite, en supposant un élargissement de la SOL d'un facteur 10. En supposant que celui-ci n'est que de 3, on atteint $130 \text{ MJ.m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$, ce qui est nettement au-dessus des seuils d'endommagement de la plupart des matériaux de paroi, se situant vers $40 \text{ MJ.m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$.

Pour ITER, les estimations les plus pessimistes situent le paramètre d'endommagement à $450 \text{ MJ.m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$ [Hender 07]. C'est bien entendu le pire scénario, qui ne devrait se produire que lors d'une disruption avec 100% de son contenu énergétique, avec un quench thermique d'une milliseconde. Cependant, à raison de quelques dizaines ou centaines de micromètres de surface érodée par événement, la durée de vie du divertor à pleine performance pourrait s'en trouver significativement réduite. Une fusion des éléments de surface métalliques conduirait également à des dégâts intolérables pour l'opération efficace du tokamak (voir par exemple l'endommagement du divertor en béryllium de JET lors d'un flux de chaleur dû à des ELMs 2.16). Ceci impose de réduire au maximum les conséquences thermiques des disruptions.

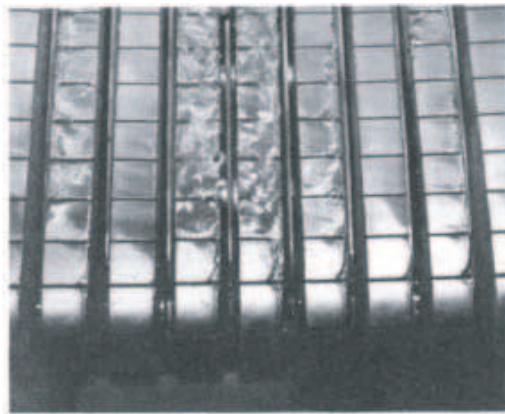


Figure 2.16 – Fusion partielle d'un divertor en béryllium sur JET - [Loarte 05]

Notons tout de même que des expériences récentes tendent à montrer que seule une partie de l'énergie thermique est déposée sur le divertor [Arnoux 09], ce qui permettrait d'étaler le flux de chaleur sur une surface plus grande, mais présente le risque de conduire de la chaleur sur des composants face au plasma moins résistants que le divertor, comme la première paroi en béryllium d'ITER. D'autre part, la formation de nuages froids dus à l'ablation des matériaux de première paroi pourrait constituer une sorte de « bouclier » radiatif isolant le matériau du flux de chaleur [Loarte 07].

En plus de la problématique de la puissance conduite sur les CFPs pendant le quench thermique, il faut prendre en compte les effets de rayonnement, entrant aussi dans la catégorie des effets thermiques. Une partie de l'énergie thermique est en effet rayonnée avant et pendant le quench thermique. L'énergie magnétique se dissipant par effet Joule pendant le quench de courant se dissipe également par rayonnement. Cependant, l'énergie rayonnée est déposée de façon beaucoup plus uniforme sur la première paroi que celle directement conduite sur les CFPs, le rayonnement pendant le quench de courant étant majoritairement isotrope. La puissance rayonnée est donc potentiellement moins dangereuse que la puissance conduite pendant le quench thermique.

2.4.2 Effets électromagnétiques

Les effets électromagnétiques se produisent pendant le quench de courant. Ils sont liés au courant plasma et à sa descente. D'une part, la décroissance rapide du courant crée par induction mutuelle des courants dans les structures conductrices de la machine. Dans le cas des tokamaks à point X (avec divertor, par exemple) l'instabilité verticale peut entraîner le plasma contre la paroi, faisant circuler une fraction du courant plasma directement dans les structures de la chambre à vide. On parle alors de courants de halo.

2.4.2.1 Courants induits

La descente de courant dans le plasma produit par induction des courants dans les structures conductrices de la machine : chambre à vide, bobines, divertor ou limiteurs axisymétriques. Ces courants se calculent au moyen d'un système de circuits électriques inductivement couplés (figure 2.17) de la forme :

$$L_p \frac{dI_p}{dt} + R_p I_p + \sum_{s,t} M_{s,t} \frac{dI_s}{dt} + \sum_s R_s I_s = 0 \quad (2.60)$$

où I_p est le courant plasma, L_p sont inductance, I_s le courant circulant dans la structure s et $M_{s,t}$ est la mutuelle entre les éléments s et t , avec $M_{s,s} = L_s$.

En première approximation, on ne tient pas compte des mouvements éventuels du plasma, ce qui est valide uniquement si ceux-ci sont plus lents que les temps caractéristiques des structures.

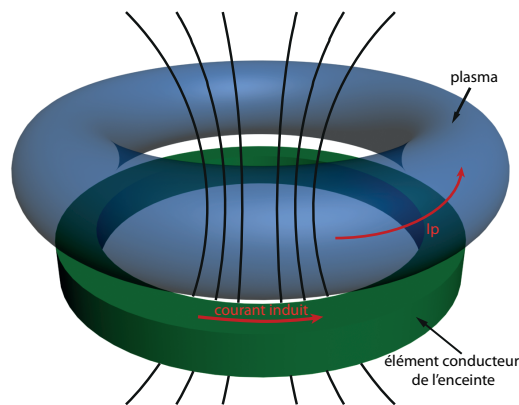


Figure 2.17 – Courants induits

Par leur interaction avec le champ toroïdal du tokamak, ces courants génèrent des forces de Laplace susceptibles de tordre ou d'arracher des éléments de l'enceinte à vide (voir figure 2.18), et ont été responsables de nombreux dégâts dans les tokamaks de première génération.

2.4.2.2 Stabilité verticale du plasma

Pour augmenter les performances des plasmas de fusion, on étire verticalement les plasmas de telle sorte à augmenter le paramètre β sans pour autant diminuer le facteur de sécurité au bord, limitant la taille du plasma. Ceci revient grossièrement à placer le plus de plasma possible près de l'axe vertical du tore, où le champ toroïdal est le plus fort. L'élongation verticale d'un

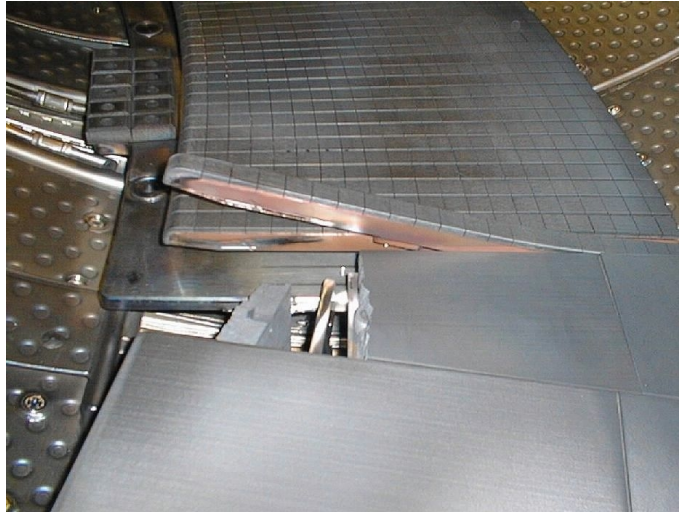


Figure 2.18 – Exemple de déformation engendrée par des courants induits : aiguille tordue d'un limiteur de Tore Supra, plaque de CFC cassée

plasma est réalisée grâce à des jeux de bobines magnétiques poloïdales en haut et en base de la chambre et parcourues par des courants parallèles au courant plasma (2.19).

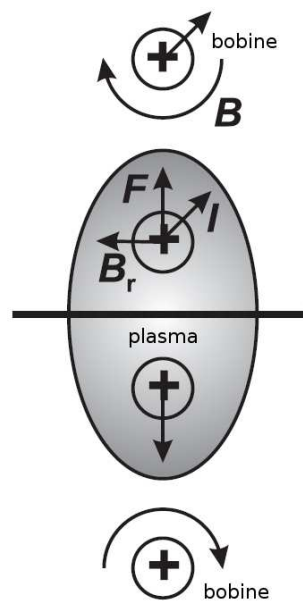


Figure 2.19 – Elongation du plasma à l'aide de deux bobines. En pratique, on utilise des configurations plus complexes.

Cette configuration est cependant verticalement instable : un petit déplacement vers le haut du plasma fait croître la force exercée par la bobine du haut, et diminuer celle exercée par la bobine du bas, amplifiant donc la perturbation initiale. La faible inertie du plasma rend ce mouvement très rapide et pratiquement impossible à contrebalancer par un système de contrôle. Fort heureusement, les courants induits dans les structures lors du déplacement du plasma s'opposent à celui-ci. Les structures passives de l'enceinte d'un tokamak sont ainsi conçues de telle sorte à ralentir suffisamment le déplacement pour permettre un contrôle actif, sur l'échelle de temps résistif de la structure en question $\tau_v = L_v/R_v$. Néanmoins, malgré ces

précautions, lors d'une disruption, le système de contrôle vertical de la position est souvent mis en défaut.

Considérons un système simplifié composé du plasma et de l'enceinte à vide, considérés comme deux circuits électriques couplés. Les équations linéarisées en z régissant leur évolution sont [Lazarus 90] :

$$m_p \frac{d^2 z}{dt^2} = F_{\text{laplace}} = -2\pi R_0 I_p B_r \quad (2.61)$$

$$L_v \frac{dI_v}{dt} + R_v I_v + \frac{dM_{v,p}}{dz} \frac{dz}{dt} I_p = 0 \quad (2.62)$$

avec m_p la masse du plasma, z sa position verticale, I_v le courant dans les structures, B_r le champ radial participant au déplacement vertical ($I_p \mathbf{dl} \times \mathbf{B}$), L_v l'inductance de l'enceinte, $M_{v,p}$ sa mutuelle avec le plasma, et R_v sa résistance. R_0 est le grand rayon du plasma.

On définit ensuite un paramètre de décroissance n du champ qui est en fait le paramètre qui détermine l'ordre de développement des équations 2.61 et 2.62.

$$n = -\frac{R_0}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R} \quad (2.63)$$

A l'équilibre, on a $\nabla \times \mathbf{B} = 0$, on peut écrire

$$\frac{\partial B_r}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial R} \quad (2.64)$$

où B_z est le champ magnétique vertical.

Le champ radial se développe donc de la façon suivante :

$$B_r = B_{r0} + \frac{\partial B_r}{\partial z} z \quad (2.65)$$

$$= B_{r0} - \frac{n B_{z0} z}{R_0} \quad (2.66)$$

$$= -\frac{I_v}{2\pi R_0} \frac{\partial M_{v,p}}{\partial z} + \frac{\mu_0 I_p \Gamma n z}{4\pi R_0^2} \quad (2.67)$$

où Γ est un paramètre décrivant l'amplitude du champ vertical créé par les bobines poloidales.

En première approximation, on néglige la masse du plasma, ce qui impose $B_r = 0$, d'après l'équation 2.61. En reprenant l'équation 2.67, on a donc

$$\frac{I_v}{2\pi R_0} \frac{\partial M_{v,p}}{\partial z} = \frac{\mu_0 I_p \Gamma n z}{4\pi R_0^2} \quad (2.68)$$

Et donc :

$$z = \frac{2R_0 M'_{v,p}}{\mu_0 I_p \Gamma n} I_v \quad (2.69)$$

avec $M'_{v,p} = \frac{dM_{v,p}}{dz}$

En substituant la relation 2.69, après dérivation, dans l'équation 2.62, on obtient l'équation suivante :

$$\left(1 + \frac{n_{cr}}{n}\right) \frac{dI_v}{dt} + \tau_v I_v = 0 \quad (2.70)$$

où $n_{cr} = \frac{2M'_{v,p}R_0}{\mu_0\Gamma L_v}$ et $\tau_v = R_v/L_v$. La solution de cette équation est une exponentielle dont la constante de temps est :

$$\tau = -\frac{\tau_v n}{n + n_{cr}} \quad (2.71)$$

La stabilité est donc obtenue pour $n > -n_{cr}$ (n est négatif), ce qui est le régime d'opération standard des tokamaks.

Lors d'une disruption, et plus particulièrement pendant le quench de courant, le courant plasma décroît rapidement. Cette décroissance induit des courants dans les structures, courants qui attirent le plasma et accélèrent le développement de l'instabilité verticale. Dans le cas d'une disruption, c'est ce qu'on appelle un VDE (pour *Vertical Displacement Event*). Si l'on prend en compte la variation du courant plasma, l'équation 2.62 devient :

$$L_v \frac{dI_v}{dt} + R_v I_v + \frac{dM_{v,p}}{dz} \frac{dz}{dt} I_p + \frac{dM_{v,p}}{dz} z \frac{dI_p}{dt} = 0 \quad (2.72)$$

L'équation régissant le taux de croissance du courant dans les structures devient :

$$\left(1 + \frac{n_{cr}}{n}\right) \frac{dI_v}{dt} + \left(\tau_v + \frac{n_{cr}}{n} \tau_I\right) I_v = 0 \quad (2.73)$$

avec $\tau_I = \frac{dI_p}{dt} / I_p$.

La constante de temps de l'instabilité devient alors

$$\tau_0 = -\frac{\tau_v n + n_{cr} \tau_I}{n + n_{cr}} \quad (2.74)$$

Selon la façon dont décroît le courant et donc selon la valeur de τ_I , la constante de temps peut être négative, et l'instabilité verticale peut croître.

La croissance de cette instabilité nécessite néanmoins un déplacement initial de la colonne de plasma. Lors d'une disruption, ce déplacement a deux origines :

- Lors du quench thermique, la pression β et l'inductance interne chutent brutalement, à cause la perte du contenu thermique et de l'aplatissement du profil de courant. La force engendrée par l'interaction du champ vertical avec le courant plasma devient donc trop forte et écrase le plasma vers l'axe du tore (voir par exemple [Granetz 96]).
- L'asymétrie de la chambre à vide est également responsable d'un déséquilibre dans les courants induits par la décroissance du courant plasma. Il en résulte une force attirant davantage le plasma dans une direction plutôt qu'une autre. L'asymétrie est par ailleurs renforcée par la présence d'un divertor, comme constaté sur ASDEX-Upgrade [Nakamura 02]. L'importance de ce mécanisme peut toutefois être réduite en plaçant le plasma au niveau du point neutre. Cette position verticale correspond à la symétrie de l'enceinte à vide vis-à-vis des courants induits par une diminution du courant plasma, et a été découverte sur JT-60U [Nakamura 96].

Dans le cadre de l'étude des disruptions, on distingue deux types de VDE, selon qu'ils se produisent avant ou après la disruption. Un VDE se produisant avant est appelé « hot VDE », le plasma ayant encore tout son contenu énergétique. Il est le plus souvent dû à des défaillances du système de contrôle en position, et déclenche une disruption sur courant limite lorsque la surface $q = 2$ vient au contact du mur. Un VDE se produisant après le quench thermique d'une disruption est appelé « cold VDE », et n'a pas les mêmes conséquences en terme de dépôt thermique que le premier type.

2.4.2.3 Courants de halo

Lorsque le plasma se déplace vers le mur, une partie du courant qu'il porte peut se mettre à circuler dans la zone de lignes de champ ouvertes (qui est dans ce cas appelée *zone de halo* plutôt que *scrape-off layer*). Si le déplacement vertical est suffisamment grand le flux toroïdal est « compressé » entre le plasma et le mur, et force une partie du courant plasma à circuler dans les structures du mur : ce sont les courants de halo (voir figure 2.20).

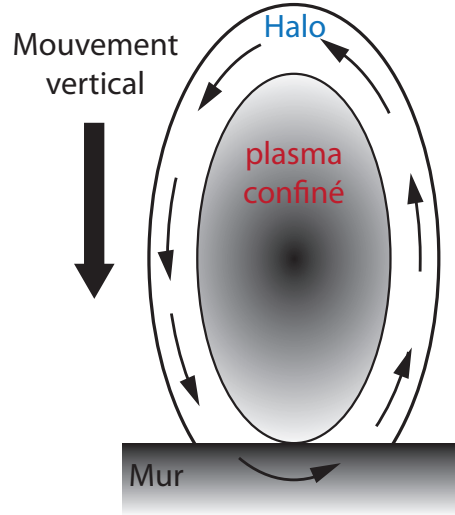


Figure 2.20 – Courants de halo

Expérimentalement, ils sont mesurés par des bobines de Rogowski et des shunts placés autour de la chambre à vide sur leur trajectoire probable. Ces courants de halo ont une composante poloïdale et toroïdale, puisqu'ils continuent à suivre les lignes de champ. En l'absence de pression et pour un plasma circulaire, l'équation d'équilibre des forces s'appliquant au plasma devient, dans la région de halo [Humphreys 99] :

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 = j_{\theta} B_{\phi} - j_{\phi} B_{\theta} \Rightarrow \frac{J_{\theta}}{J_{\phi}} = \frac{B_{\theta}}{B_{\phi}} \quad (2.75)$$

$$\frac{I_{h,\theta}}{I_{h,\phi}} = \frac{2_p i R_0 \delta_h}{2\pi a_h \delta_h} \frac{J_{\theta}}{J_{\phi}} = \frac{R_0}{a_h} \frac{B_{\theta}}{B_{\phi}} \simeq \frac{1}{q_h} \quad (2.76)$$

où B_{θ} et B_{ϕ} sont les composantes poloïdales et toroïdales dans la région de halo, J_{θ} et J_{ϕ} les densités de courant correspondantes, δ_h la largeur de la zone de halo, a_h et q_h le petit rayon et le facteur de sécurité dans la zone de halo.

Le rapport entre les composantes des courants de halo sera donc donné par le facteur de sécurité pendant le déplacement du plasma. La composante poloïdale sera par exemple plus forte lors d'un VDE pré-disruptif à cause d'un facteur de sécurité plus faible que pendant le quench de courant d'une disruption, où le courant, et donc le facteur de sécurité diminue.

L'amplitude des courants de halo suit une loi d'échelle, quoiqu'avec une grande dispersion, montrant une dépendance avec le rapport du courant plasma initial au facteur de sécurité initial (pré-VDE) [Granetz 96, Riccardo 04].

La composante des courants de halo la plus dangereuse est la composante poloïdale. En effet, son interaction avec le champ magnétique toroïdal de la machine génère des forces verticales suffisamment fortes pour déplacer l'ensemble de la chambre à vide de quelques millimètres (voir figure). D'autre part, l'asymétrie toroïdale des courants de halo génère des couples de torsion

sur l'enceinte à vide. Cet asymétrie est caractérisée par un facteur de piquage toroidal (TPF pour *toroidal peaking factor*) défini comme le rapport du maximum toroidal des courants de halo sur leur moyenne.

$$TPF = \frac{I_{h,max}}{\langle I_h \rangle} \quad (2.77)$$

Pour ITER, le produit du facteur de piquage par la fraction de courant plasma convertie en courant de halo est limitée à 0,5 et 0,75 dans le cas des disruptions extrêmes. Ceci correspond donc à un facteur de piquage de 2 pour 25% du courant plasma converti en halo. Ceci correspond à des forces verticales de 150 MN et horizontales de 50 MN [IPB 99].

Il apparaît donc nécessaire de développer une méthode permettant de réduire ces forces verticales pouvant amener à des déformations intolérables de l'enceinte à vide.

2.4.3 Electrons découplés

2.4.3.1 Première génération

Un électron dans un plasma où règne un champ électrique E est soumis à une force d'accélération et à une force de friction F_f liée aux collisions avec les autres particules.

$$m \frac{dv}{dt} = eE - F_f \quad (2.78)$$

La force de friction peut être définie en fonction du temps caractéristique pour arrêter un électron animé d'une vitesse v_e :

$$F_f = \frac{m_e v_e}{\tau_s} \quad (2.79)$$

où m_e et v_e sont la masse et la vitesse de l'électron considéré. τ_s est le temps caractéristique de ralentissement donné par :

$$\tau_s = \frac{4 \pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3}{3 n e^4 \ln \Lambda}$$

avec $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien ($\ln \Lambda \simeq 15 - 1/2 \ln(n_e/10^{20}) + \ln T_e$). n_e et T_e sont la densité et la température électronique.

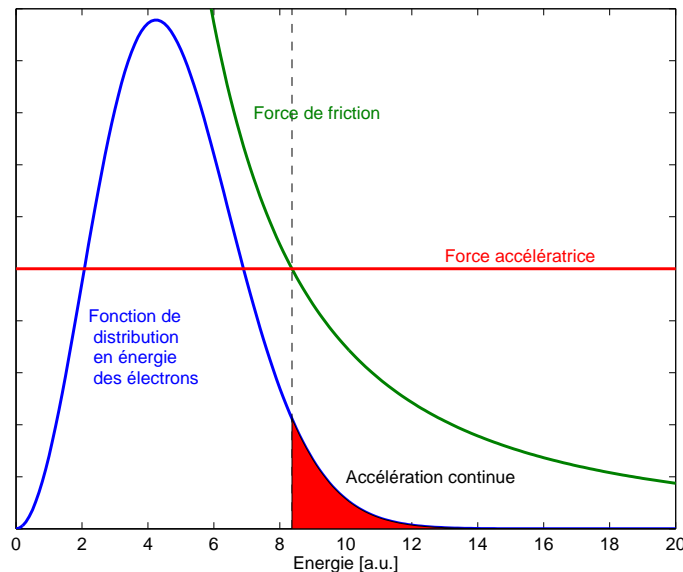


Figure 2.21 – Accélération d'électrons suivant une distribution d'énergie maxwellienne

Par conséquent, la force de friction décroît en $1/v_e^2$. Si la vitesse initiale de l'électron est suffisante, la force de friction (2.79) n'est plus suffisante pour compenser la force électrique et l'électron est accéléré jusqu'à des vitesses relativistes par le champ électrique (2.21), et n'est plus assez freiné par le plasma environnant : il est *découplé* du plasma. La vitesse critique déterminant si un électron peut se découpler est donc donnée par :

$$v_c^2 = \frac{3n_e \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e E} \quad (2.80)$$

Ce phénomène a été découvert par Dreicer à la fin des années 50 [Dreicer 59, Dreicer 60]. En réalité, les électrons ne sont bien sûr pas monoénergétiques, et leur énergie suit une fonction de distribution maxwellienne, pour le cas le plus simple. Le champ électrique les fait diffuser progressivement dans l'espace des vitesses à partir desquelles ils se découlent ($v_e > v_c$). Le calcul complet permettant de connaître le nombre d'électrons découplés créés par unité de temps et de volume implique la résolution d'une équation cinétique pour les électrons et est décrit dans [Gurevich 61] et [Cohen 76]. Le taux de création est donné par :

$$\frac{dn_{r,I}}{dt} \approx n_e \nu_{ee} \frac{E}{E_D}^{-3(1+Z_{eff})/16} \exp\left(-\frac{E_D}{4E} - \sqrt{\frac{1+Z_{eff}}{E/E_D}}\right) \quad (2.81)$$

où E_D est le champ de Dreicer, Z_{eff} la charge effective du plasma et ν_{ee} est la collisionnalité.

$$E_D = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e v_e^2} = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 T_e} \quad (2.82)$$

$$\nu_{ee} = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_{Te}^3}$$

Le champ de Dreicer est souvent pris comme repère pour calculer si un champ électrique appliqué à un plasma de densité n_e est suffisant pour créer des électrons découplés. Cependant, ceux-ci existent même si $E < E_D$, le taux de création est simplement réduit.

Le cas où $E < E_D$ a néanmoins besoin d'être corrigé. En effet, pour des champs électriques suffisamment petits, la vitesse critique définie en 2.80 avoisine celle de la lumière. L'équation de création des électrons découplés n'est donc plus valide. La correction a été apportée par Connor et Hastie en 1975 [Connor 75], et stipule qu'il ne peut y avoir de création d'électrons découplés en-dessous d'un champ critique E_c :

$$E_c = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} \quad (2.83)$$

2.4.3.2 Seconde génération

Le mécanisme de création décrit précédemment, dit *primaire* ne peut expliquer totalement les observations de faisceaux d'électrons découplés faites dans les tokamaks. Un deuxième mécanisme de génération a ainsi été postulé par Sokolov en 1979. Il consiste à considérer les rares collisions entre les électrons découplés et les électrons thermiques du plasma de fond. Un électron découplé peut ainsi transmettre suffisamment d'énergie à un électron thermique pour le découpler, tout en restant lui-même toujours découplé. Ce mécanisme de génération secondaire est appelé *avalanche*. Le calcul complet du taux de création a été réalisé, entre autres par Rosenbluth et Putvinski [Rosenbluth 97]. Une formule interpolée du taux de création des électrons découplés est donnée par :

$$\frac{dn_r}{dt} \simeq \frac{(E/E_c - 1)n_r}{\tau_s \ln \Lambda} \sqrt{\frac{\pi\phi}{3(Z_{\text{eff}} + 5)}} \left(1 - \frac{E_c}{E} + \frac{4\pi(Z_{\text{eff}} + 1)^2}{3\phi(Z_{\text{eff}} + 5)((E/E_c)^2 + 4/\phi^2 - 1)} \right)^{-1/2} \quad (2.84)$$

avec $\phi = 1 - 1,46(r/R)^{1/2} + 1,72r/R$ et n_r est la densité d'électrons découplés.

Dans l'approximation du grand rapport d'aspect, la formule peut être simplifiée en :

$$\frac{dn_r}{dt} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(E/E_c - 1)}{3\tau \ln \Lambda} n_r \quad (2.85)$$

avec $\tau = \left(\frac{c}{v_{Te}}\right)^3 \nu_{ee}^{-1}$.

Le taux de création d'électrons découplés par avalanche est donc dépendant du nombre d'électrons découplés déjà créés par le mécanisme de Dreicer.

2.4.3.3 Dans le cadre des disruptions

Les électrons découplés peuvent être créés à n'importe quel moment d'une décharge plasma si le champ électrique est suffisamment fort et la densité suffisamment faible. Historiquement, sur les anciennes machines ils étaient souvent présents lors de l'amorçage du plasma, pendant lequel le champ électrique est fort. Aujourd'hui, ils sont majoritairement créés pendant les disruptions, à cause du fort champ électrique induit par la chute du courant plasma pendant le quench de courant.

Pour ITER, le mécanisme d'avalanche sera probablement dominant. En effet, on peut calculer de façon simplifiée un facteur de multiplication pour l'avalanche, en considérant une durée indicative pour le quench de courant, donnant, à partir du courant initial, la valeur du champ électrique accélérateur [Rosenbluth 97]. Sur les plus grandes machines actuelles, ce facteur atteint 2×10^4 . Il pourrait s'élever à 2×10^{16} sur ITER. De plus, la désintégration beta du tritium qui sera utilisé sur ITER produira pendant le quench de courant des électrons dont une fraction aura une énergie supérieure à 10 keV. Ceux-ci pourront donc servir de « graine » pour l'avalanche, supprimant la nécessité d'avoir un mécanisme primaire suffisamment efficace.

Notons que la densité qui rentre dans le calcul d'avalanche correspond à la densité d'électrons libres. Néanmoins, les électrons liés, dans le cas d'un plasma composé d'ions partiellement ionisés, peuvent jouer un rôle. On leur attribue généralement une efficacité de ralentissement dans la matière moitié moindre que celle des électrons libres [Pautasso 09].

L'énergie des électrons découplés est estimée entre 10 et 30 MeV, avec par exemple une énergie moyenne de 11 MeV sur Tore Supra [Sourd 04]. Leur fonction de distribution est cependant mal connue, faute de mesures adéquates.

Les caractéristiques des faisceaux d'électrons découplés pendant les disruptions sont de mieux en mieux connues. En particulier, le facteur de sécurité au bord du faisceau serait proche de 3 sur JET [Gill 00]. Des simulations gérant la descente du courant de façon auto-cohérente [Eriksson 04] sont également menées, et prédisent jusqu'à 15 MA d'électrons découplés dans ITER [Hender 07]. Le contenu énergétique d'un faisceau d'électrons découplés sur ITER serait ainsi compris entre 25 et 50 MJ. La surface de dépôt étant probablement faible (estimée à 0,8 m²), le flux d'énergie est estimé à des valeurs comprises entre 15 et 65 MJ.m⁻² sur quelques millisecondes, ce qui est amplement suffisant pour faire fondre et perforer des éléments de paroi (figure 2.22) et pulvériser une partie des matériaux dans la chambre à vide. De plus, au contraire des dépôts thermiques se produisant uniquement en surface, les électrons découplés déposent leur énergie dans le volume du matériau, provoquant donc des dégâts plus graves.

La dernière incertitude concernant les caractéristiques du faisceau est l'angle d'impact avec la paroi. Une incidence rasante permettrait d'étaler le dépôt d'énergie.

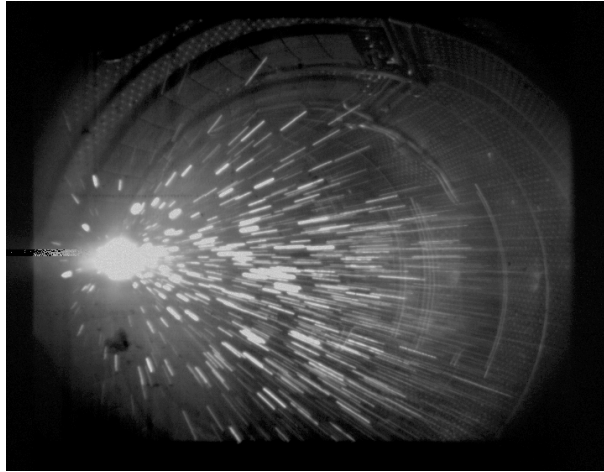


Figure 2.22 – *Electrons découplés : impact sur un limiteur en carbone de Tore Supra*

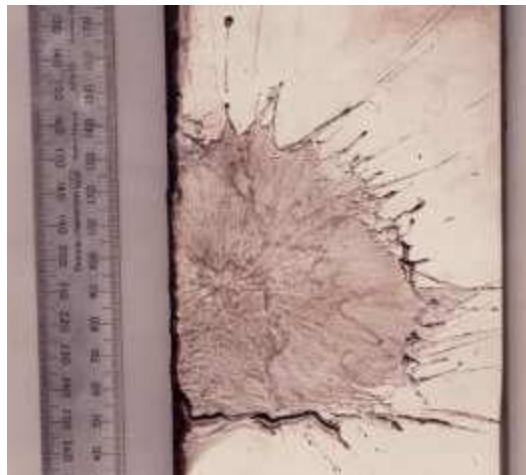


Figure 2.23 – *Limiteur interne de JET fondu par un faisceau d'électrons découplés*

Afin de prévoir le comportement des électrons découplés dans les futurs réacteurs, il devient également nécessaire de calculer tous les termes de perte d'énergie de ceux-ci : rayonnement synchrotron, turbulence magnétique et configuration des lignes de champ pouvant affecter leur confinement.

Au vu des risques engendrés par ces faisceaux d'électrons, il devient indispensable de trouver un moyen d'empêcher leur formation ou de les arrêter une fois produits.

2.4.4 Conséquences opérationnelles

Chacun des effets mentionnés ci-dessus peut engendrer des dégâts suffisants pour conduire à un arrêt de l'exploitation d'un tokamak. Néanmoins, sans aller jusqu'à la panne majeure, chaque disruption entraîne un certain nombre de "gênes" à l'exploitation. D'une part, en élevant la température de nombreux éléments de paroi, les disruptions provoquent des dégazages de deutérium, et d'impuretés piégées dans les parois. D'autre part, elles décrochent des poussières ou des dépôts mal attachés aux CFPs. Ces impuretés empêchent souvent le redémarrage d'une décharge plasma immédiatement après une disruption, nécessitant des chocs de nettoyage ou l'emploi d'une méthode de conditionnement adaptée (décharges lumineuses, conditionnement FCI...) Les impuretés détériorent en outre le conditionnement de la machine, diminuant ses performances.

2.5 Amortissement des disruptions

La gravité potentielle des conséquences des disruptions, à plus forte raison sur de futurs réacteurs comme ITER, rend nécessaire le développement de méthodes permettant de les éviter ou de les amoindrir. Les principales stratégies d'évitement consistent à soit empêcher le développement de l'instabilité MHD à l'origine de la disruption, en chauffant le plasma autour de surfaces rationnelles comme la surface $q = 2$ [Esposito 09], ou à déclencher un arrêt prématuré de la décharge en contrôlant la descente du courant.

Cependant, il n'est pas toujours possible de mettre en œuvre l'une de ces méthodes. Certaines disruptions ne pouvant être évitées de la sorte, on cherche donc à en amoindrir les effets en les déclenchant d'une façon plus bénigne que si on les laissait aller à leur terme. Les principales méthodes testées aujourd'hui sont basées sur des injections massives de matière (gaz, liquide, solide) dans le plasma. Des méthodes alternatives pour supprimer les électrons découplés à l'aide de champs stochastiques sont également à l'étude [Lehnen 08].

L'injection massive de matière a trois buts principaux :

- Contrôler la descente du courant plasma pendant le quench de courant afin de réduire à la fois les courants induits dans les structures et les effets électromagnétiques dus aux courants de halo. Ceci est réalisé le plus souvent en jouant sur la durée du quench de courant, lui-même dépendant de la résistivité et de l'inductance du plasma. Plus le quench de courant sera rapide, plus les courants induits seront forts, mais plus le courant plasma sera faible lorsque l'instabilité verticale amènera le plasma contre le mur, réduisant donc l'amplitude des courants de halo. A contrario, trop ralentir le quench de courant risque d'augmenter l'amplitude des courants de halo. Un compromis doit donc être trouvé.
- Réduire les effets thermiques de la disruption, en dissipant par rayonnement l'énergie magnétique du plasma, au lieu de la laisser être conduite sur les composants face au plasma. En effet, l'énergie rayonnée générée par l'injection de matière sera répartie sur l'ensemble de la surface de la chambre à vide plutôt que concentrée sur la surface réduite du divertor ou du limiteur. Ceci nécessite de rayonner un maximum d'énergie avant et pendant le quench thermique.
- Augmenter la densité de telle sorte à réduire la production d'électrons découplés. En effet, le champ critique déterminant leur taux de création (voir 2.4.3) est proportionnel à la densité électronique. Plus celle-ci sera élevée, plus la valeur du champ critique sera élevée, réduisant le nombre d'électrons découplés accélérés pendant le quench de courant. Afin d'estimer l'efficacité d'une méthode d'amortissement comme l'injection de matière, il est courant de comparer la densité atteinte avec la densité nécessaire pour supprimer inconditionnellement le mécanisme d'avalanche. Cette densité est appelée densité de Rosenbluth, et peut être approchée par la formule suivante [Rosenbluth 97] :

$$n_R B \approx 1,1 \times E(V/m) \quad (2.86)$$

2.5.1 Méthodes utilisées

L'amortissement des disruptions est le plus souvent réalisé à l'aide d'injections massives de matière afin de remplir les trois objectifs précédemment cités. Historiquement, les premières expériences ont été réalisées à l'aide de glaçons et d'injections de gaz à l'aide de vannes standard, donc à débit relativement faible. Des vannes rapides ont ensuite été développées pour fournir davantage de gaz en un temps plus bref. Les gaz utilisés pendant ces injections sont le plus

souvent des gaz nobles (hélium, argon, ...) choisis pour leur absence de réactivité chimique avec les éléments constituant la chambre ou avec le combustible. Du deutérium ou de l'hydrogène sont parfois également injectés. On suppose que les gaz légers, de par leur faible viscosité, leur vitesse du son élevée, atteindront rapidement le plasma et augmenteront davantage la densité d'électrons que les gaz plus lourds. A contrario, les gaz lourds, de par leur numéro atomique plus élevée, resteront plus longtemps ionisés et seront donc capables de rayonner davantage d'énergie. Des mélanges de gaz (un gaz léger majoritaire avec une fraction de gaz plus lourds) sont également injectés, pour tester s'il est possible de profiter des avantages des deux types de gaz.

Il est important de remarquer que ces méthodes d'amortissement déclenchent en fait une disruption. A l'avenir, elles ne seront donc employées que lorsqu'on jugera que la disruption de la décharge est inévitable. En « tuant » le plasma par une injection massive de matière, on cherche à déclencher une disruption contrôlée, moins violente que celle qu'on aurait laissé aller à son terme.

Les prochaines sections de ce chapitre seront donc consacrées à la description des expériences déjà réalisées dans le monde, ainsi qu'aux efforts de modélisations entrepris pour comprendre le déroulement d'une injection massive de matière.

2.5.2 Etat de l'art des expériences déjà réalisées - glaçons

Cette section passe en revue les expériences d'injections de glaçons « tueurs » (*killer pellets*) déjà réalisées. Le descriptif des expériences sera réalisé machine par machine, et est présenté dans le tableau 2.1.

2.5.2.1 ASDEX-Upgrade

Des glaçons de néon de $4,5 \text{ mm}^3$ contenant $1,7 \times 10^{20}$ atomes à 560 m.s^{-1} ont été injectés dans les plasmas sur ASDEX-Upgrade [Pautasso 96]. La durée de la phase de refroidissement est de l'ordre de la milliseconde, et 10 millisecondes se passent au total entre le moment où l'injecteur de glaçons est déclenché et celui où le quench thermique se produit. Sans injection de glaçon, 100% de l'énergie thermique du plasma est habituellement déposée sur le divertor pendant le quench thermique. Cette fraction, mesurée par thermographie infrarouge est réduite à 50% grâce au glaçon.

Le rayonnement est mesuré à l'aide de bolomètres d'une résolution temporelle de 1 ms, et indique que 90% de l'énergie totale du plasma est rayonnée pendant la disruption. Les 10% manquants correspondent à l'erreur sur la mesure de la puissance rayonnée (à cause, entre autres, des asymétries toroïdales éventuelles), et est également compatible avec l'ordre de grandeur de l'énergie dissipée par effet Joule par les courants induits circulant dans les structures conductrices de la chambre à vide. Ces mêmes expériences ont été reproduites sur des plasmas chauffés par injection de neutres, et ont montré que 12% de l'énergie thermique initiale était déposée sur le divertor, le reste étant probablement rayonné. L'extension poloïdale de ce dépôt atteint 30 cm, indiquant un élargissement de la SOL, et présente une forte asymétrie intérieure/extérieure.

Contrairement à la majorité des disruptions, pour les injections de glaçons sur plasmas ohmiques, aucun pic de tension négative, et donc aucun ressaut de courant n'est observé juste après le quench thermique. Ceci indiquerait une absence de réorganisation profonde du profil de courant et de reconnexion magnétique, habituellement observées lors des disruptions, ce qui est cohérent avec l'absence de modes MHD (m,n) clairement définis pendant cette phase. Pour les plasmas à plus fort β , le pic de tension négative est présent, malgré un spectre MHD difficile

à analyser. Pour les plasmas chauffés par des neutres, le pic est également visible, et des modes (2,1) et (1,1) sont identifiables sur le spectre MHD.

L'explication de ces comportements différents selon le profil de pression du plasma serait liée à la pénétration du glaçon, plus profonde dans le cas où le plasma contient peu d'énergie. Dans ce cas, les modes MHD de bord ne sont pas déstabilisés, et le refroidissement est plus global. Dans le cas où le contenu énergétique est plus grand, le glaçon pourrait pénétrer moins profondément, et déstabiliser des modes de bord conduisant à une disruption plus « standard ».

La dynamique d'ablation des glaçons a été mesurée lors d'expériences ultérieures impliquant des glaçons de silicium et titane mélangés à du polyéthylène fondu [Pautasso 01]. Pour des plasmas d'énergie supérieure à 500 kJ, le glaçon est complètement ablaté en arrivant au centre, alors que dans les plasmas d'énergie inférieure à 100 kJ, il n'est que partiellement ablaté et une partie ressort du plasma.

Les forces verticales générées par les courants de halo sont réduites de 50%, ceci étant attribué au quench de courant plus rapide que lors d'une disruption normale. La réduction de la durée du quench de courant réduirait également le nombre d'arcs électriques susceptibles d'endommager le divertor.

Quelques électrons découplés sont créés pendant le quench thermique, mais ne survivent pas pendant le quench de courant. A noter que les glaçons de polyéthylène ont été utilisés couplés à un système de détection des disruptions basé sur les modes bloqués, et, sans diminution de l'efficacité de l'amortissement.

2.5.2.2 DIII-D

Les premières injections de glaçons sur DIII-D sont décrites en 1996 dans [Kellman 96] et dans [Evans 97], et avaient pour but de réduire les courants de halo pendant les disruptions. Les glaçons sont constitués de néon, d'argon ou d'un mélange de deutérium et de 2% de néon, à 500 m.s^{-1} . Ils ont été pour la plupart injectés sur des VDE délibérés pour se placer dans les conditions d'amortissement réelles.

Les courants de halo sur DIII-D ont habituellement une structure hélicoïdale similaire aux instabilités MHD, le plus souvent (2,1) ou (1,1), se bloquant parfois. Lorsque des glaçons de néon sont employés, cet arrêt de la rotation est plus fréquent. Par ailleurs, l'amplitude globale des courants de halo est diminuée, et le facteur de piquage toroïdal (TPF) est réduit à 1,1, au minimum, la valeur moyenne se situant autour de 1,8. Sur une disruption normale, ce facteur de piquage est plutôt autour de 3. Dans ces expériences, le quench de courant est ralenti, mais le déplacement de la colonne de plasma est différent : le courant a déjà suffisamment diminué lorsque le contact est fait avec le mur. Dans le cas des glaçons de mélange, le plasma a tendance à se déplacer vers le centre de la machine, évitant ainsi de générer des courants de halo par déplacement vertical.

Le transport des ions durant l'ablation de glaçons injectés sur plasma stable et les effets thermiques sont décrits dans [Whyte 98]. Au contraire des glaçons d'alimentation du plasma en combustible, les « glaçons tueurs » semblent générer un transport des impuretés vers l'intérieur du plasma, malgré une pénétration maximale à 75% du rayon normalisé. La densité centrale est ainsi multipliée par 2,5 par rapport à sa valeur pendant le plasma stable. Le gradient de pression généré par le glaçon engendre des fluctuations magnétiques probablement responsables du transport anormal observé. Dans le cas des glaçons de deutérium, ces fluctuations ne sont pas observées, expliquant ainsi l'absence observée de transport vers le centre.

Le rayonnement mesuré correspond pour 65% à du rayonnement de raies des impuretés du

glaçon, et permet de dissiper 90% de l'énergie qui serait autrement conduite sur le divertor. Ces résultats seront confirmés ultérieurement [Taylor 99].

Le problème majeur rencontré pendant ces expériences a été la création systématique d'électrons découplés, en particulier avec des glaçons de matériaux à fort Z (0,3 MA d'électrons découplés avec de l'argon). D'après des simulations réalisées avec KPRAD, le mécanisme de Dreicer semble insuffisant pour expliquer leur formation. Deux hypothèses ont donc été avancées par les auteurs. Premièrement, la présence de perturbations magnétiques pourrait transporter des électrons chauds rapidement vers des zones plus froides où ils seraient accélérés par le champ électrique créé pendant la disruption. Deuxièmement, le refroidissement généré par le glaçon étant rapide (de l'ordre de la milliseconde), les premiers électrons découplés pourraient apparaître via un mécanisme de hot tail : les électrons ne voient pas le refroidissement trop rapide, et gardent une énergie plus élevée leur permettant de se découpler.

2.5.2.3 T-10

Des glaçons de Chlorure de Potassium et de titane (0,3-0,6 mm de diamètre, 30 à 150 m.s⁻¹) ont été injectés dans T-10, sans provoquer de disruption majeure, mais seulement des disruptions internes [Timokhin 01]. La durée de la phase de refroidissement est comprise entre 1 et 4 millisecondes, selon la taille du glaçon et sa solidité. L'activité MHD augmente et la pénétration est évaluée avec des photographies rapides du trajet du glaçon dans le plasma. Le transport est augmenté pendant l'injection du glaçon, probablement à cause des fluctuations MHD. Lorsque le glaçon est injecté pendant la descente normale de courant en fin de décharge, celle-ci est accélérée, suggérant un comportement similaire dans le cas d'injections sur des disruptions réelles.

2.5.2.4 JT-60U

Des glaçons de néon ont été injectés sur JT-60U à 800 m.s⁻¹ seuls ou par trains de 3 glaçons. La densité linéique maximale atteinte est de 2×10^{20} m⁻², et comme sur ASDEX-Upgrade, le ressaut de courant habituellement présent après le quench thermique n'est pas observé. Le profil de densité mesuré par interférométrie semble s'aplatir peu avant le quench thermique. La température de bord diminue, au contraire de la température centrale qui reste inchangée jusqu'au quench thermique.

Un décalage temporel entre la chute finale de la température centrale et la hausse de la température du divertor est observé, suggérant que l'énergie n'est pas conduite, mais pourrait provenir du rayonnement. La puissance maximale reçue par le divertor est divisée par 6 par rapport à une disruption normale, son empreinte spatiale est plus large, et la durée du dépôt plus longue. Une partie de cette énergie provient de l'énergie magnétique, la quantité totale déposée étant supérieure à l'énergie thermique initiale contenue dans le plasma. Les mécanismes par lesquels se produit cette conversion ne sont pas expliqués.

Des électrons relativistes sont produits très souvent pendant le quench de courant malgré une tension par tour et un profil de densité similaires à ceux d'une disruption non-amortie. La différence pourrait se situer au niveau des fluctuations magnétiques supérieures dans le cas des disruptions normales et beaucoup plus faibles dans le cas des glaçons. Aucun électron découplé n'est produit en-dessous d'un champ toroïdal de 2,2 T.

2.5.3 Etat de l'art des expériences déjà réalisées - injections de gaz

La plupart des grands tokamaks ont mené des expériences d'injection massive durant les 10 dernières années. Cependant, les dispositifs d'amortissement (injecteurs de gaz ou de glaçons)

et les conditions expérimentales étant très différents d'une machine sur l'autre, les résultats obtenus sont parfois contradictoires. Cette section a pour but de passer en revue les expériences déjà réalisées, d'en tirer des conclusions générales et de relever les points qui restent à éclaircir. Le descriptif des expériences sera réalisé machine par machine, et résumé dans le tableau 2.1.

2.5.3.1 JT-60U

Les expériences menées sur JT-60 ont été réalisées avec des vannes d'injection standard piézoélectriques, avec pour conséquence des débits relativement faibles (de 2 à 12 Pa.m³.s⁻¹) pendant des durées longues (40 ms) [Bakhtiari 02]. La quantité totale injectée pendant la disruption est comprise entre 10²¹ et 10²² particules. A cause du faible débit d'injection, la durée totale de l'arrêt de la décharge est comprise entre 175 et 320 millisecondes. Les gaz testés sont majoritairement des gaz lourds (Ar, Kr, Xe), ou des mélanges d'hydrogène et de gaz rares lourds.

Quelques différences entre les gaz sont observées, en particulier la présence d'électrons découplés (attestée par des pics sur les mesures X-durs) avec de l'argon pur ou marginalement avec un mélange He+Kr. Dans quelques cas, des plateaux d'électrons découplés de 200 ms sont obtenus [Bakhtiari 05]. Le krypton semble empêcher la formation d'électrons découplés. Il est fait l'hypothèse que la suppression des électrons découplés avec les gaz légers est majoritairement due à des fluctuations magnétiques importantes.

La vitesse de pénétration du front froid à l'intérieur du plasma semble en accord avec la dépendance en $A^{-1/2}$ de la vitesse du son des différents gaz, où A est le numéro atomique de ceux-ci (voire figure 2.24). Elle est néanmoins inférieure à leur vitesse du son dans le vide. de manière générale, le quench de courant est d'autant plus accéléré par rapport à une disruption normale que le gaz est lourd. L'augmentation de densité est plus forte avec les gaz lourds comme le xénon. La puissance rayonnée suit la même tendance, et la disruption se produit plus tôt lorsque des gaz lourds sont employés.

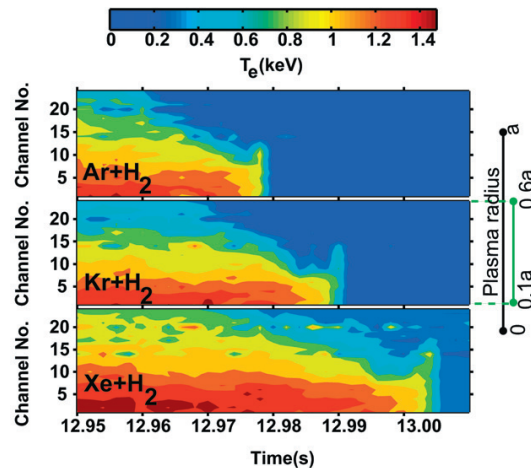


Figure 2.24 – JT-60U : contours de température pendant une injection massive, montrant la pénétration du front froid ([Bakhtiari 05])

2.5.3.2 D-IIID

D-IIID est une des machines ayant le plus conduit d'expériences d'amortissement des disruptions par injection massive de gaz. Les premières ont été réalisées en 2002 à l'aide d'une vanne piézoélectrique rapide à haute pression (70 bar) placée à l'extérieur de l'enceinte à vide [Whyte 02]. Dans cette première configuration, jusqu'à 4.10²² atomes peuvent être injectés en

2 à 5 ms. Les gaz testés sont le deutérium, l'hélium, le néon et l'argon. Des mesures en sortie de la valve indiquent que la pression du jet de gaz semble être la même quel que soit le gaz.

Des premières observations semblent montrer que les particules neutres atteignent le centre du plasma, mais des mesures ultérieures plus précises écarteront cette observation. L'hypothèse permettant d'expliquer la pénétration du gaz serait une pression de celui-ci supérieure à la pression cinétique du plasma. En ce qui concerne les effets du gaz, toute l'énergie du plasma semble être rayonnée, et les courants de halo sont réduits d'un facteur 2 à 4. Aucun faisceau d'électrons découplés significatifs n'est observé, ceci dû à un champ électrique parallèle suffisamment faible. Les décharges suivantes ne sont pas polluées par les impuretés injectées. Par ailleurs, le plasma semble garder sa stabilité verticale pendant l'injection de gaz.

Des simulations à l'aide d'un code de physique pendant le quench de courant est liée à un équilibre entre la puissance ohmique dissipée et le rayonnement du plasma froid. Ceci permet d'estimer sa température à une valeur comprise entre 3 et 5 eV.

D'autres expériences ont été conduites ultérieurement en utilisant le même système mais également à l'aide d'un système équipé d'un tube étroit permettant de collimater le faisceau de gaz (jet dirigé), en espérant augmenter sa pression et sa capacité de pénétration dans le plasma [Hollmann 05]. La dynamique du gaz dans le vide entre la vanne et le plasma a donc été étudiée : la vitesse du front de pression est le double de la vitesse du son à température ambiante, ce qui permet au faisceau d'atteindre le plasma en 1 à 2 ms. A l'intérieur du plasma, le front froid se propage à la vitesse du son, ou à une vitesse légèrement inférieure pour le jet dirigé.

Le quench thermique diagnostiqué à partir d'un radiomètre ECE et de la diffusion Thomson est ici d'autant plus long que le gaz est lourd, et montre une décroissance à peu près linéaire en fonction du temps. La dynamique du quench de courant est indépendante de la nature du gaz. La pénétration des atomes neutres est estimée à l'aide d'une caméra rapide équipée de filtres interférentiels, et semble limitée au bord du plasma uniquement. L'explication donnée serait liée à la pression d'ablation du jet, plus forte que celle du plasma et qui freinerait donc la propagation du faisceau.

La densité est néanmoins augmentée de quelques dizaines de % à l'intérieur du plasma, d'un facteur 2 à la séparatrice, et d'un facteur 10 dans la SOL (figure 2.25) La puissance rayonnée augmente également jusqu'à la surface rationnelle $q=2$ lorsque le quench thermique se déclenche. Néanmoins, il est fait l'hypothèse que ce rayonnement et cette montée de densité sont provoqués par des ions plutôt que par des neutres. La quantité d'énergie rayonnée à la fin du quench thermique correspond à 50%-100% de l'énergie thermique disponible avant la disruption, ce qui préfigure de l'efficacité de la méthode pour dissiper les effets thermiques. Dans une disruption non amortie par du gaz, cette fraction s'élève à environ 40%. Des données de spectrométrie rapide montrent que 90% du rayonnement proviendrait du rayonnement de raies du gaz injecté, le reste provenant du carbone contenu dans le plasma.

Le fait que cette énergie puisse être dissipée malgré un mélange incomplet des impuretés semble indiquer un fort transport de la chaleur du cœur vers le bord, qui semble davantage conducteur que radiatif, comme l'en attestent la densité électronique augmentée d'un facteur 10 dans la sol et une perte de température de seulement 10%. Ceci semble confirmé par des mesures de sondes de Langmuir. Les charges thermiques sur le divertor sont réduites à seulement 15 kJ (sur les 900 kJ disponibles), sans compter qu'une partie de ces charges est due au rayonnement. Le facteur de piquage dû à l'extension toroïdale finie des mesures est estimé à 2.

L'activité MHD montre la présence de modes (2,1) se verrouillant rapidement à la paroi et croissant en amplitude pendant le quench thermique. Le canal de courant se rétrécit, mais

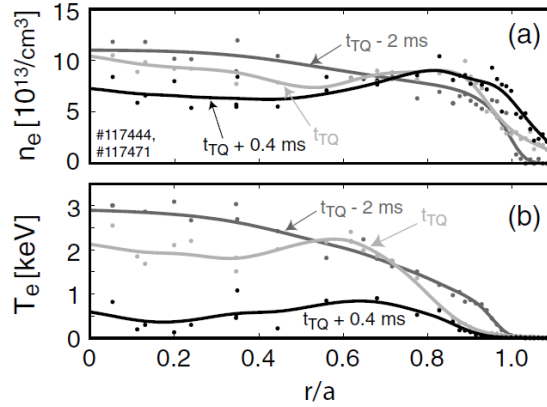


Figure 2.25 – DIII-D : évolution de la densité et de la température pendant une injection massive à l’aide du premier injecteur installé ([Hollmann 05])

l’échelle de temps est trop courte pour des instabilités purement résistives, suggérant que le plasma a atteint une limite idéale.

Enfin, des électrons découplés sont observés sur la plupart des injections, mais en quantités relativement faibles (<10% du courant plasma) comparées à des injections de glaçons. Les fluctuations magnétiques sont supposées être responsables de leur perte, puisque la densité nécessaire pour supprimer l’avalanche n’est pas atteinte.

La troisième série d’expériences décrite dans [Hollmann 08] résume des résultats plus détaillés de l’utilisation des deux précédents dispositifs (jets larges et jets dirigés) ainsi que ceux d’un troisième : la « vanne méduse » constituée de 6 injecteurs de taille réduite tirant simultanément afin de maximiser le flux de gaz initial. En effet, les autres systèmes plus lents avaient tendance soit à ne pas fournir un débit suffisant, soit à générer un petit front supersonique de gaz, déclenchant un début de disruption radiative avant que le jet principal atteigne le plasma.

Pour ce dernier dispositif, la quantité injectée est d’environ 1,3 bar.l en 3 ms. Pour les trois dispositifs, les neutres semblent s’arrêter près de la séparatrice, quelles que soient les conditions plasma (q_{95} et E_{th}). Par ailleurs le transport toroïdal des impuretés est limité, puisque le pic de densité observé à une position toroïdale éloignée de 205° de l’injecteur présente un retard plus important que si les ions étaient transportés depuis le point d’injection. Une réduction de la rotation toroïdale du plasma et de sa température pourraient en être responsables. Le transport toroïdal est tout de même présent, et même dominant pour les gaz légers (D_2), tandis que le transport poloïdal domine pour les gaz plus lourds, comme l’en attestent les reconstructions tomographiques de puissance rayonnée pendant la phase prédisruptive (voir figure 2.26 pour l’argon. Dans les deux cas, le rayonnement devient uniforme sur la section poloïdale pendant le quench de courant.

Des calculs d’efficacité de mélange ont également été pratiqués, à partir des mesures d’interférométrie, comparées à des mesures d’élargissement Stark en fin de disruption. En utilisant un modèle extrapolant la charge moyenne du plasma à partir des mesures de rayonnement, et un modèle 2D de propagation du faisceau de gaz dans le vide, des dépendances de l’efficacité de mélange du gaz sont décrites. Celle-ci semble meilleure avec des plasmas à fort contenu énergétique. Pour les gaz légers, elle augmente avec la quantité injectée. Elle augmente également lorsque le facteur de sécurité au bord diminue, et lorsque les fluctuations magnétiques augmentent. Enfin, un modèle 0-D reproduisant bien certains paramètres mesurés pendant les expériences est proposé pour extrapoler à ITER.

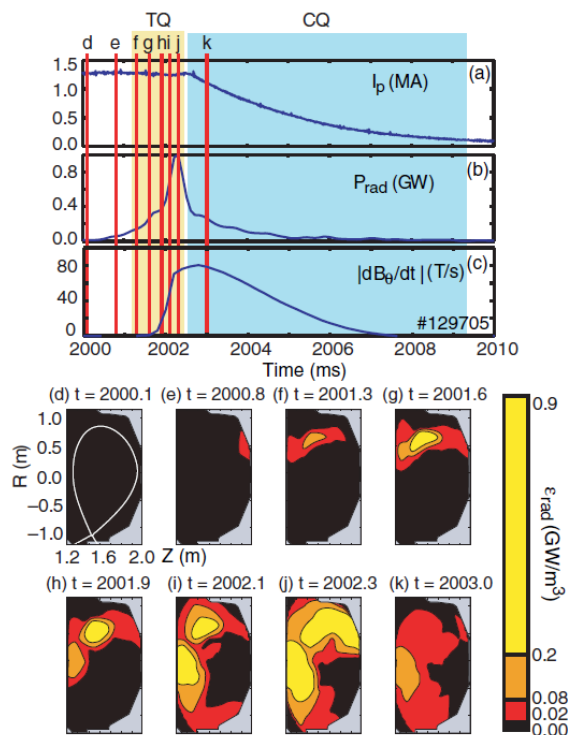


Figure 2.26 – DIII-D : reconstructions tomographiques du rayonnement pendant une injection massive d'argon. L'évolution des principaux paramètres plasma est donnée au-dessus ([Hollmann 08])

2.5.3.3 Alcator C-Mod

Le système d'injection massive d'Alcator C-Mod est constitué d'une valve à très forte pression (70 bars) et à volume modéré (300 ml), permettant d'injecter jusqu'à 10^{23} atomes en quelques millisecondes. De l'hélium, du néon, de l'argon et du krypton ont été injectés, sans incidence sur le redémarrage de la décharge plasma suivante, et sans dégradation du conditionnement de la machine.

Dans ces expériences, les atomes neutres suivis par une caméra rapide n'ont pas pénétré au-delà d'un rayon normalisé de 0,85. Ici, il est fait l'hypothèse que la pression, bien plus forte que sur d'autres machines, empêche les neutres de pénétrer plus loin. L'augmentation de densité observée par la diffusion Thomson reste également périphérique, sauf pour l'hélium qui fait doubler la densité centrale, probablement grâce au transport des ions.

La puissance rayonnée en phase pré-disruptive atteint 50% de l'énergie thermique initiale, avec de fortes variations choc-à-choc. En revanche, la puissance rayonnée pendant toute la disruption dissipe de 30% à 90% de l'énergie totale (thermique et magnétique) de la décharge. Plus le gaz est lourd, meilleure est la fraction rayonnée [Granetz 07] (figure 2.27). Notons par ailleurs que de fortes asymétries de puissance rayonnée ont été mesurées lors d'expériences récentes. Ceci soulève des questions quant au risque qu'une injection massive de gaz puisse faire fondre les éléments de première paroi à cause d'un rayonnement trop local [Reinke 08].

La température du divertor après la disruption est diminuée par rapport à une disruption normale, et cette diminution est d'autant plus grande que le gaz est lourd, probablement grâce à une fraction d'énergie rayonnée plus importante. Les courants de halo sont globalement diminués d'un facteur 2.

Le comportement MHD est étudié par des simulations pratiquées à l'aide du code NIMROD, et montrent le développement de modes de déchirement (2,1) se couplant avec un mode (1,1)

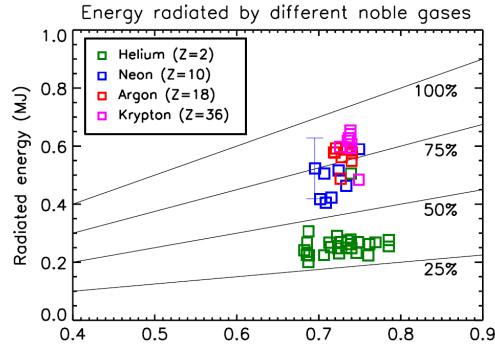


Figure 2.27 – Alcator C-Mod : énergie rayonnée par différents gaz ([Granetz 07])

permettant le refroidissement du centre du plasma. D'autres simulations avec KPRAD prédisent une augmentation de densité plus importante avec l'hélium qu'avec les autres gaz [Whyte 07]. Enfin, peu d'électrons découplés sont observés, cette absence étant attribuée aux perturbations magnétiques au bord.

2.5.3.4 JET

Les premières expériences d'amortissement des disruptions par injection de gaz sur JET ont été réalisées à l'aide de vannes d'injection standard (i.e. lentes) injectant de $9 \cdot 10^{21}$ à $2 \cdot 10^{22}$ particules d'hélium, néon ou argon en une cinquantaine de ms [Riccardo 03]. Le front froid se propage à une vitesse d'environ $75 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le plasma, et la baisse de température du plasma semble être un peu plus rapide avec le néon. Le quench thermique se déclenche une vingtaine de millisecondes après le début de l'injection dans le cas du néon.

Des injections d'hélium avec un plasma en configuration limiteur ont été effectuées pour tester l'influence du gaz sur la production d'électrons découplés. En effet, c'est dans cette configuration magnétique qu'ils sont le plus facilement produits sur JET. Suite à l'injection d'hélium, aucun découplé n'est observé, et le quench de courant est ralenti. En injectant le même gaz sur un VDE provoqué délibérément, le quench de courant est toujours ralenti, et les forces électromagnétiques mesurées sont plus grandes, du fait de l'augmentation de la durée du quench de courant favorisant le développement de courant de halo. En revanche, le néon et l'argon ont tendance à accélérer les disruptions sur VDE, en les transformant en disruption sur densité limite.

Des simulations KPRAD d'injections de néon prédisent un état de charge moyen de 7 pour le néon, ce qui est représentatif de situation dominée par le transport par le plasmas des ions. Enfin, la densité atteinte ne paraît pas suffisante pour empêcher théoriquement la formation d'électrons découplés, suggérant d'autres mécanismes responsables de leur absence durant les décharges dédiées.

D'autres expériences ont récemment été réalisées sur JET à l'aide d'une vanne d'injection massive rapide. Elles seront décrites en partie dans la suite de ce présent manuscrit et font partie des résultats de la thèse.

2.5.3.5 TEXTOR

Quelques expériences sont rapportées sur TEXTOR dans un premier temps dans [Finken 03]. La valve non-ferromagnétique utilisée est décrite dans [Savtchikov 02] et ses caractéristiques (débit max, capacité) sont précisées dans [Bozhenkov 07a]. Elle est capable d'injecter jusqu'à $5 \cdot 10^{22}$ particules en une quinzaine de millisecondes. Les gaz injectés sont le deutérium, l'hélium, le néon, l'argon, et des mélanges deutérium/argon en proportions allant de 10% à 40%.

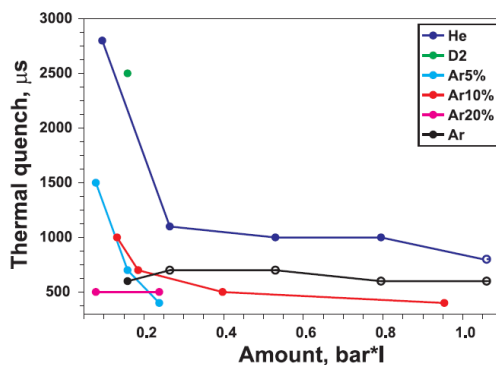


Figure 2.28 – TEXTOR : Durée du quench thermique en fonction du gaz ([Bozhenkov 07c])

Pendant la phase prédisruptive, le front froid semble se propager jusqu'à la surface $q=2$, comme l'en atteste des images de caméra rapide équipée de filtres [Bozhenkov 07b, Bozhenkov 07c]. Par la suite, les fluctuations magnétiques croissent jusqu'au quench thermique, et la présence d'électrons découplés est signalée par des pics d'X-mous. La phase prédisruptive dure de 1 à 3 millisecondes, dépendant surtout de la nature du gaz, et le quench thermique se produit en 0,5 à 1 millisecondes (figure 2.28)

Le quench de courant est ralenti par les injections d'hélium, mais accéléré pour les injections d'argon, avec une légère dépendance à la quantité injectée. Par ailleurs, des plateaux d'électrons découplés durant quelques dizaines de millisecondes sont observés lors des injections d'argon pur. Un modèle 0-D du quench de courant est proposé prenant en compte la formation des électrons découplés et la physique atomique des impuretés injectées. Ce modèle prédit une efficacité de mélange meilleure pour les gaz légers que pour les gaz lourds.

2.5.3.6 Tore Supra

Les premières expériences d'injection massive de gaz sur Tore Supra ont eu lieu en 2002 [Martin 04]. La vanne d'injection utilisée est une vanne ferromagnétique d'une capacité d'un litre à 10 bar. Elle permet d'injecter jusqu'à 2.10^{23} atomes en 40 ms. Les premiers tests en hélium ont montré une réduction de la vitesse du quench de courant, une suppression complète des électrons découplés (figure 2.29) et l'absence de pollution des décharges suivantes.

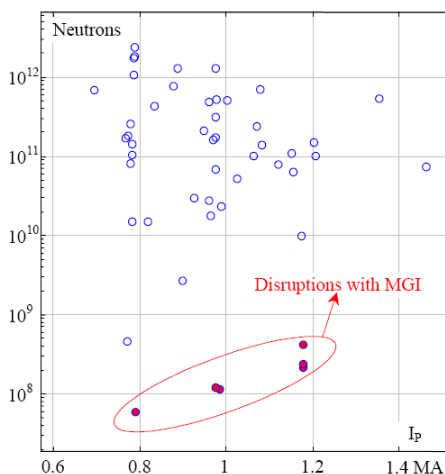


Figure 2.29 – Production de neutrons pendant les disruptions amorties/non-amorties sur Tore ([Martin 04])

L'amorçage des décharges suivantes est même facilité par rapport à une disruption normale. En revanche, il a été impossible d'arrêter à l'aide de l'injection massive des faisceaux d'électrons découplés déjà accélérés, à cause de l'absence de contrôle en position des faisceaux de découplés. Les nouveaux résultats obtenus sur Tore Supra font l'objet de ce mémoire de thèse, et seront présentés dans le chapitre 4.

2.5.3.7 ASDEX-Upgrade

Les expériences d'injection massive de gaz sur ASDEX-Upgrade sont décrites dans [Pautasso 09]. Deux vannes sont utilisées sur cette machine, l'une ferromagnétique placée en dehors de l'enceinte à vide et l'autre positionnée à 10 cm du plasma. La première vanne peut fournir jusqu'à 0,32 bar.l, et la deuxième jusqu'à 3,3 bar.l. Notons qu'ASDEX-Upgrade est une des seules machines au monde à utiliser de façon routinière l'injection de gaz couplée à un système de détection des disruptions pour réellement amortir des disruptions spontanées, en dehors des sessions expérimentales dédiées.

Le front froid est visualisé dans le plasma à l'aide d'une caméra rapide, et n'est ni poloïdalement ni toroïdalement symétrique. La phase prédisruptive dure d'autant moins longtemps que le gaz utilisé est lourd et est injecté en grandes quantités. Passer de $0,5 \times 10^{22}$ à 8×10^{22} réduit le temps de refroidissement de 2 ms à 1 ms. Pendant la phase prédisruptive, de 30% à 80% de l'énergie thermique est perdue principalement par rayonnement. Le contenu énergétique du plasma ne semble pas affecter la durée de la phase prédisruptive.

La durée du quench de courant suit la même variation en fonction de la nature et de la quantité de gaz que la phase prédisruptive. Elle reste néanmoins, même dans les cas les plus rapides, au-dessus de la durée minimale acceptable pour ITER.

Pour ce qui est des conséquences directes de la disruption, le fort dépôt de chaleur localisé sur le divertor habituellement présent lors des disruptions naturelles est absent lors des disruptions amorties. Les forces électromagnétiques verticales dues aux courants de halo sont également réduites. Dans le cas des injections massives réalisées avec l'injecteur proche du plasma, les forces verticales sont même équivalentes à celles d'une fin de décharge normale.

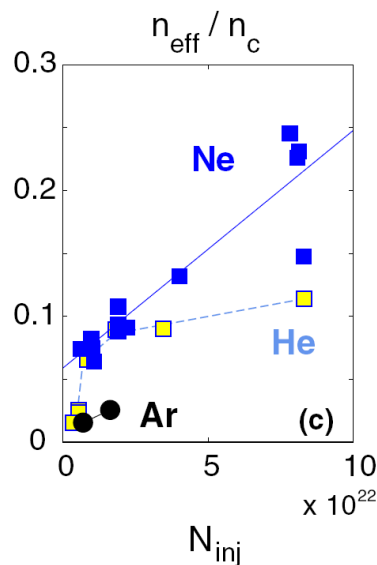


Figure 2.30 – ASDEX-Upgrade : fraction de la densité critique atteinte en fonction de la quantité injectée ([Pautasso 09])

L'efficacité de mélange des différents gaz, définie comme la quantité d'électrons ajoutée au

plasma sur le nombre d'atomes de gaz ayant atteint le plasma est meilleure avec les gaz légers et diminue avec la quantité injectée. Elle ne dépend pas ici du contenu énergétique du plasma.

Des mélanges de deutérium avec d'autres gaz plus lourds ont été également testés, avec pour résultat d'allonger la durée de la phase de refroidissement prédisruptive. La densité effective, prenant en compte les électrons libres et liés apportés par le gaz (les deux étant importants pour la génération des électrons découplés) atteint $2 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$, soit 25% de la densité critique n_c nécessaire pour stopper la création de découplés par avalanche (figure 2.30) Les injections d'hélium atteignent presque 10% de cette densité critique, alors que l'argon ne dépasse pas les 2%. Les asymétries toroïdales sont néanmoins probablement assez fortes, l'interféromètre mesurant la densité ne se trouvant qu'à 45° de l'injecteur. Pour les futures réacteurs, les auteurs mettent donc en avant la nécessité probable de recourir à plusieurs vannes tirant simultanément à différentes positions toroïdales.

Tokamak	a/R [m]	B_t [T]	I_p [MA]	n_e [$10^{19} m^{-3}$]	config.	P_{aux} [MW]	E_{th}/E_{mag} [MJ]	Vanne	Espèces	N_{inj} [10^{21} at.]
JT-60U	0,9/3,3	3,5 - 3,7	0,85	3	divertor	0	0,3/ \approx 3	Injecton lente	Ar, Kr, Xe, (+H ₂)	0,11 - 1,1
JET	1,25/2,96	3	1,5	?	limiteur, divertor	0	5/18	Injection lente	He, Ne, Ar	9,1
T-10	0,3/1,5	2,5	0,08 - 0,25	2,5 - 4,5	limiteur	0	?/ $<$ 0,15	glaçons	KCl, Ti	0,005
JT-60	1/3,32	3,1 - 3,3	1,6 - 1,7	?	divertor	0	0,6/3,7	glaçons	Ne	0,5 - 2,1 (x3)
DIII-D	0,6/1,7	2,1	1,5	?	divertor	?	?/?	glaçons	Ne, Ar, D ₂ +2%Ne	0,28 - 0,68
ASDEX-Upgrade	0,5/1,6	?	0,4 - 0,8	?	divertor	0-9	0,05 - 0,5/ \approx 1,5	glaçons	Ne, PE+60%Si, PE+72%Ti	0,17 - 0,9
TEXTOR	0,46/1,75	2,25	0,35	2	limiteur	0	0,04/0,3	vanne rapide	He, D ₂ , Ar, D ₂ +Ar	0,8 - 20
Tore Supra	0,72/2,37	3,85	1,2	3	limiteur	0	0,3/3,3	vanne rapide	He	200
ASDEX-Upgrade	0,5/1,6	?	0,8 - 1	6 - 10	divertor	2,6 - 20	0,2-0,8/1-1,6	vanne rapide, vanne in-vessel	He, Ne, Ar, Ne+D ₂ , Ar+D ₂	$<$ 80
Alcator C-Mod	0,21/0,67	5,4	1	15-30	divertor	$>$ 0	0,11/065	vanne rapide	He, Ne, Ar, Kr	50-100
DIII-D	0,6/1,7	2,1	1,5	8	divertor	2-6	0,9/ \approx 3	vanne rapide, vannes "Medusa"	H ₂ , D ₂ , Ne, Ar, He, 98%H ₂ + 2%Ar	$<$ 40

Tableau 2.1 – Résumé des principales expériences d'injection massive de matière réalisées dans le monde. Les valeurs non connues sont indiquées par un point d'interrogation. Les expériences d'injection de gaz sur Tore Supra et JET qui seront décrites plus tard dans le présent manuscrit ne sont pas incluses dans le tableau.

2.5.4 Modélisation d'une injection massive

Devant la diversité des phénomènes observés lors des expériences d'injection massive sur les principaux tokamaks mondiaux, des efforts de modélisation ont été entrepris, en particulier en ce qui concerne la phase de mélange du gaz au plasma, qui est un paramètre crucial pour l'efficacité de la méthode : plus la quantité de gaz mélangée au plasma est grande, plus la densité atteinte pour supprimer les électrons découplés est importante, et plus la puissance rayonnée pour dissiper l'énergie l'est aussi. Nous allons ici nous concentrer sur les simulations d'injection de gaz, celles des glaçons dépassant le cadre de cette thèse.

2.5.4.1 SOLPS

Le code de modélisation du bord SOLPS a été utilisé pour simuler des expériences réalisées sur ASDEX-Upgrade [Pautasso 08]. Il s'agit d'un code de transport 2D couplé à *Eirene*, un code Monte-Carlo gérant le comportement des atomes neutres en sortie de l'injecteur massif, lui-même simulé par un point émettant un faisceau de gaz avec un angle de dispersion de $\pi/4$. Toutes les espèces ioniques sont traitées séparément, et les atomes sont monoénergétiques en sortie de l'injecteur. Le but principal des simulations est de simuler les dépendances de l'efficacité de mélange (nombre d'électrons ajoutés au plasma sur nombre d'atomes injectés). Des débits de 10^{23} à 10^{25} atomes.s⁻¹ ont été simulés.

Les résultats montrent que la plupart des dépendances de l'efficacité de mélange peuvent être bien reproduites par le code, en particulier l'augmentation de celle-ci avec le débit en sortie de la vanne rapide. La pénétration du front de densité est meilleure avec le néon, l'hélium et le deutérium (5 cm contre 15 cm pour les injections les plus massives), et d'autant plus profonde que les quantités injectées sont importantes. Pour simuler une disruption « réaliste », le coefficient de diffusion de la chaleur est augmenté d'un facteur 100 à 10000 quelques millisecondes après le début de l'injection pour simuler l'augmentation du transport induite par l'activité MHD observée expérimentalement. La quantité totale d'électrons injectée est bien reproduite, bien que sa variation temporelle présente des différences avec l'expérience. Par ailleurs, la localisation toroïdale de la source ne peut pas être prise en compte par ces simulations 2D. Ceci pourrait donc expliquer les différences avec les observations expérimentales.

2.5.4.2 TOKES

Le code TOKES est un code 2D de bord résolvant les équations de diffusion de la matière, de la chaleur et gérant le mélange d'atomes neutres au plasma ainsi que les pertes par rayonnement des espèces ioniques. Il calcule également les champs induits par les variations du courant plasma dans les bobines poloïdales, le flux de particules impactant le mur ainsi que le flux d'atomes neutres de la paroi pulvérisés et rentrant dans le plasma. Des simulations d'injections massives jusqu'à 7×10^{25} atomes.s⁻¹ sont décrites dans [Landman 10]. L'activité MHD est gérée de façon phénoménologique en ralentissant la pénétration du front froid du plasma jusqu'à le stopper au niveau de la surface $q = 2$. Les paramètres libres d'ajustement du code sont le coefficient de diffusion anormale des particules et le rapport de la température au bord à la température centrale.

Ces paramètres ont été ajustés en comparant les résultats de la simulation avec des expériences réalisées sur DIII-D. La densité atteinte est néanmoins plus forte d'un facteur 2 dans la simulation, ceci étant attribué à la position de la vanne rapide différente dans l'expérience et dans le code. A partir de ce jeu de paramètres, des simulations ITER ont été réalisées, prédisant un rayonnement local intense autour du point d'injection, entraînant une température du mur de 1620 K, légèrement au-dessus de la température de fusion du béryllium.

2.5.4.3 NIMROD

NIMROD est un code MHD 3D résolvant les équations de la MHD résistive, avec les coefficients de diffusion de la matière et de la chaleur pris comme paramètres [Izzo 06]. L'injection de gaz est poloïdalement et toroïdalement uniforme, et la fraction d'impuretés par rapport à la densité du plasma est un paramètre libre fixé à 0,75. La pénétration maximale du front froid est également fixée, et sert de paramètre de scan pour les simulations. Celle-ci est comprise entre 1.5 et 3 cm depuis la séparatrice sur Alcator C-Mod, la position de la surface $q = 2$ étant vers 2.5 cm. La résistivité est augmentée artificiellement pour accélérer les calculs.

Les résultats montrent un refroidissement du bord en moins d'une milliseconde. En fonction de la profondeur de pénétration choisie, le premier mode MHD à croître est $n=1$ ou $n=2$. L'évolution ultérieure montre cependant un mode ($m=2, n=1$) dominant, suivi par des nombres d'ondes toroïdaux plus élevés. L'ergodisation de la zone de bord intervient ensuite, et la simulation se termine par la croissance d'un mode (1,1) achevant de détruire le confinement (figure 2.31) Ces simulations montrent que les impuretés n'ont pas forcément besoin de pénétrer loin dans le plasma pour déclencher la disruption et la destruction du confinement, ce qui confirme les résultats des expériences sur DIII-D et C-Mod.

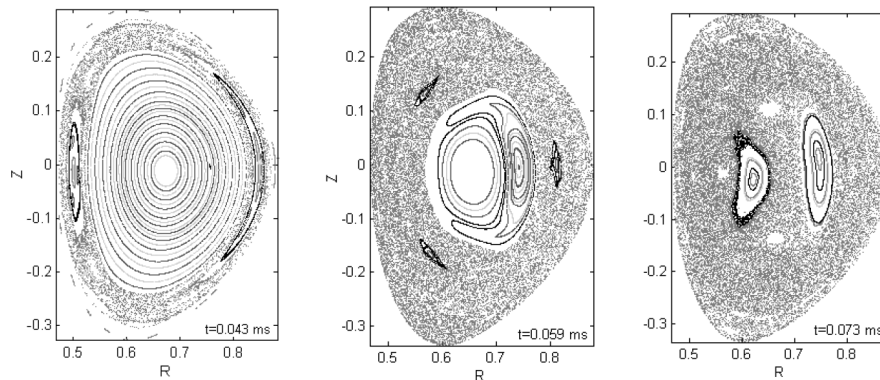


Figure 2.31 – NIMROD : sections de Poincaré à différents temps pendant une injection massive d'argon ([Izzo 06])

Ultérieurement, NIMROD a été couplé avec un code d'injection de glaçons (KPRAD) gérant la physique atomique liée aux impuretés injectées [Izzo 08]. Elles sont traitées par le schéma MHD comme une densité globale d'impuretés n_Z . Le coefficient de diffusion de la chaleur parallèle est pris dépendant de la température. La pénétration des neutres est prise égale à 1 cm, ceci basé sur des simulations de propagation du faisceau de gaz antérieures, et est toujours symétrique poloïdalement et toroïdalement. Le scénario MHD demeure à peu près le même pour les deux gaz testés (néon et hélium), mais l'augmentation de densité induite par le gaz montre une forte dépendance à la température minimale du bord, choisie à 2 eV dans les simulations, ce qui montre l'importance de la physique atomique dans la modélisation de l'efficacité de l'injection massive.

2.5.5 Synthèse

Il est possible de dégager certaines tendances des expériences et simulations décrites ci-dessus. Les disruptions générées par des injection de glaçons tueurs présentent des caractéristiques atypiques, différentes des disruptions normales. L'absence de ressaut de courant, indiquant une réorganisation moins violente du profil de courant, est une de ces caractéristiques (JT-60U, ASDEX-Upgrade). Par ailleurs, sur toutes les machines ayant expérimenté les injections de glaçons, les effets thermiques et électromagnétiques des disruptions sont réduits

d'un facteur 2 à 10. Les résultats ne semblent que peu dépendre de l'espèce injectée, mais les conditions sont trop différentes d'une machine à l'autre pour pouvoir réaliser une comparaison complète. Enfin, l'inconvénient majeur des glaçons tueurs est leur propension à générer des électrons découplés (DIII-D, JT-60U) sur des machines qui habituellement n'en observent que très peu. Ce défaut pourrait être rhédibitoire pour ITER.

Pour ce qui est des injections de gaz, la dynamique d'injection, qui dépend du type de valve (lente ou rapide) utilisée entraîne des différences notables sur les résultats obtenus. Les gaz lourds injectés lentement ont tendance à être efficaces contre les électrons découplés (JT-60U), alors qu'ils ont tendance à en générer lorsqu'ils sont injectés de façon rapide (TEXTOR). L'augmentation de densité générée par le gaz semble suivre la même loi, étant plus importante avec des gaz légers lorsque l'injection est rapide (Alcator C-Mod, ASDEX-Upgrade), et plus importante avec des gaz lourds (JT-60U, JET) lorsque les injections sont lentes. Sachant que les futurs systèmes d'injection devront être les plus rapides possibles, excluant probablement des injections de gaz standard, il est nécessaire de considérer avec précaution les résultats obtenus avec des injections lentes. En revanche, il apparaît que dans les deux cas, la quantité d'énergie rayonnée est plus importante avec des gaz lourds (Alcator C-Mod, DIII-D, JT-60U), même si certaines machines (ASDEX-Upgrade) n'observent pas de claire dépendance à la nature du gaz injecté.

Les différences observées entre les gaz sur l'amortissement des effets thermiques sont moins claires : certaines machines (Alcator C-Mod, JT-60U) obtiennent de meilleurs résultats avec les gaz lourds tandis que d'autres n'observent pas cette dépendance et parviennent à dissiper leur énergie thermique avec des gaz assez légers (ASDEX-Upgrade). Les résultats de l'injection sur les effets électromagnétiques, liés en partie à la durée du quench de courant, sont également contradictoires. La durée du quench de courant est allongée avec l'hélium (JET, TEXTOR), mais généralement raccourcie avec les autres gaz, ce qui est bénéfique pour amortir les courants de halo.

La dynamique de pénétration du gaz est encore largement incomprise : selon les expériences, le front de neutres pénètre loin dans le plasma (JT-60U, premières expériences de DIII-D), d'autres estiment leur profondeur de pénétration à la surface $q=2$ (TEXTOR), et dans d'autres encore (Alcator C-Mod, DIII-D), le front de neutres reste sur la séparatrice. Des différences similaires sont observées sur la pénétration du front froid d'ions généré par le gaz. Les mécanismes impliqués dans cette pénétration sont encore mal compris, et les expériences tendent à montrer que chacun des phénomènes suivants a sa part de responsabilité dans la pénétration du gaz : équilibre de pression, ionisation et refroidissement du plasma de bord, rôle de la turbulence, activité MHD.

Les simulations d'injection massive réalisées confirment d'une part le rôle important de la MHD dans les constantes de temps de déclenchement de la disruption, mais également l'importance de la physique atomique dans l'efficacité du mélange du gaz, et donc de l'efficacité de la méthode (NIMROD). Elles mettent également en avant l'importance de la position de la vanne et du débit en sortie de celle-ci pour garantir un nombre suffisant d'électrons ajoutés au plasma (SOLPS).

2.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, on a vu les conditions dans lesquelles se déclenchent les disruptions et les conséquences que ce phénomène peut avoir sur l'intégrité physique des composants d'un tokamak et sur son opération. Les flux de chaleur peuvent endommager les composants face au

plasma, les forces électromagnétiques peuvent arracher ou déformer des éléments de structures, et les électrons découplés sont susceptibles de provoquer des fuites de l'enceinte à vide et des endommagements des éléments de paroi. Bien que ces conséquences soient tolérables sur les machines actuelles, elles ne le seront pas sur des tokamaks à plus grand contenu énergétique comme ITER, et seront encore moins acceptables pour l'exploitation industrielle d'un réacteur. La rapidité des disruptions et la possibilité qu'elles surviennent dans tout le domaine opérationnel de la machine, et pas seulement sur ses frontières, impose donc de développer des mesures pour les éviter ou amortir les conséquences de celles qui seront inévitables.

L'injection massive de matière est une des méthodes envisagées pour l'amortissement, et plus particulièrement l'injection massive de gaz, objet du présent manuscrit. Les résultats obtenus sur les principaux tokamaks du monde permettent de dégager quelques tendances générales, mais un certain nombre de résultats sont encore contradictoires. En particulier, le scénario d'injection (quantité et nature de gaz) optimal pour des futurs réacteurs reste encore à déterminer. L'extrapolation des résultats obtenus sur les machines actuelles à des tokamaks plus grands nécessitera également de comprendre les phénomènes mis en jeu lors d'une injection massive de gaz et leurs importances relatives.

La présente thèse s'attachera donc à apporter des éléments de réponse supplémentaires sur le scénario d'injection, par des expériences sur les tokamaks Tore Supra et JET. Ces expériences permettront également d'identifier les phénomènes impliqués dans la pénétration du gaz d'injection massive, servant de base à la construction d'un modèle pour extrapoler.

« *Who ordered that?* »

Isidor Isaac RABI, 1936, lors de la découverte du muon.

Chapitre 3

Moyens d'étude expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la description des moyens d'étude expérimentaux utilisés pour les expériences d'amortissement par injection massive de gaz du chapitre 4. Dans une première partie, nous nous attacherons à décrire les diagnostics utilisés et les traitements spéciaux qui y sont associés dans le cadre des études de disruptions. Nous décrirons ensuite les deux dispositifs utilisés pour l'injection massive de gaz : l'Injecteur Massif de Gaz (IMG) pour Tore Supra et la *Disruption Mitigation Valve* (DMV) pour JET. Enfin, nous présenterons la base de données statistiques des disruptions créée pour Tore Supra qui servira de base pour les comparaisons entre chocs amortis/non amortis.

3.1 Diagnostics et disruptions

Nous avons vu dans le précédent chapitre que les disruptions sont des phénomènes transitoires, rapides et violents. Or, la plupart des systèmes de diagnostics implantés sur les tokamaks sont conçus pour fonctionner sur des plasmas stables. Mesurer les caractéristiques d'un plasma pré-disruptif ou même disruptif nécessite un traitement précautionneux des mesures.

D'une part, certains systèmes sont tout simplement inutilisables pendant une disruption, faute de résolution temporelle suffisante, par exemple. D'autre part, la validité des mesures de certains diagnostics peut être sujette à caution, car les hypothèses physiques sur lesquelles ils se basent ne sont plus valides pendant la disruption. La présente section va donc s'attacher à décrire les différents diagnostics utilisés et l'adaptation de leurs mesures aux disruptions.

3.1.1 Mesures magnétiques - MHD

Les mesures magnétiques sont un diagnostic de routine sur de nombreux tokamaks. Leurs rôles sont multiples :

- Mesurer la position, la forme et le courant plasma pour assurer son contrôle ;
- Mesurer l'énergie du plasma via son diamagnétisme ;
- Mesurer les variations locales du champ magnétique liées à l'activité MHD du plasma.

Comme nous l'avons vu en section 2.2.4, la disruption est un phénomène intrinsèquement MHD. C'est donc la troisième fonction des capteurs magnétiques qui nous intéressera le plus. Les fluctuations MHD sont des oscillations cohérentes d'une fréquence comprise entre 0,1 et 10 KHz et une amplitude $\delta B/B$ comprise entre 10^{-3} et 10^{-4} . Les bobines sont des bobines dites de Mirnov, multi-spaires, dont la tension aux bornes est proportionnelle à la variation du champ magnétique :

$$V = NS \frac{d\delta B}{dt}$$

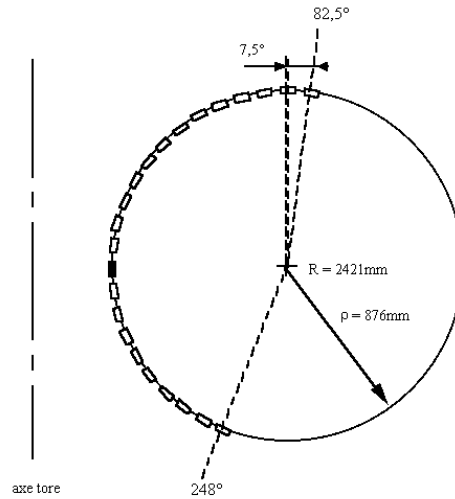


Figure 3.1 – Schéma d'une jante poloidale de bobines MHD sur Tore Supra

N est le nombre de spires de la bobine, S la surface de sa section. Elles sont regroupées en 2 jantes de 23 bobines poloidales et une jante de 10 bobines toroïdales. La configuration d'une jante poloidale est donnée en figure 3.1.

Les instabilités présentées dans la section 2.2 se développent sous la forme d'oscillations périodiques de la forme $e^{i(m\theta+n\phi-\omega t)}$, où m et n sont les nombres d'ondes poloidaux et toroïdaux, et ω la fréquence du mode. La somme de chacune de ces oscillations contribue aux fluctuations MHD totales.

$$\delta B = \sum_{m,n} \delta B_{m,n} e^{i(m\theta+n\phi-\omega t+\chi_{m,n})}$$

où χ est la phase de l'oscillation considérée.

Pour retrouver les fréquences des oscillations, une transformée de Fourier est réalisée. Afin de pouvoir prendre en compte des changements de fréquence des modes, elle est souvent réalisée sur une fenêtre glissante. Pour obtenir les nombres d'onde des modes, on place dans un plan respectivement poloidal et toroïdal les phases de Fourier des oscillations de chacune des bobines en fonction de leur position respectivement toroïdale et poloidale. Les points définis par les phases des différentes bobines forment des droites dont la pente est le nombre d'onde recherché.

L'analyse peut être également réalisée par ondelettes. Par ailleurs, la géométrie des surfaces de flux doit être prise en compte pour réaliser ce calcul de façon rigoureuse. Les analyses des fluctuations MHD sont donc parfois couplées à un code d'équilibre reconstruisant la configuration magnétique du plasma.

Les résultats sont représentés sous la forme de diagrammes temps-fréquence (voir figure 3.2(b)). On peut voir sur la figure 3.2(a) que l'activité MHD pendant la phase prédisruptive (démarrant à 9.013 s) est fortement augmentée.

Du fait de leur localisation sur le bord du plasma, les bobines de Mirnov sont plus sensibles aux fluctuations de bord qu'aux modes internes du plasma. Par ailleurs, l'analyse des modes MHD nécessite une fenêtre suffisamment longue pour être réalisée avec les bobines magnétiques. La durée de la phase prédisruptive est parfois trop courte pour déterminer correctement la fréquence des modes, tout particulièrement lorsque ceux-ci ont une fréquence de rotation lente. C'est par exemple le cas lorsque des modes se bloquent contre la paroi (*mode-locking*) : les

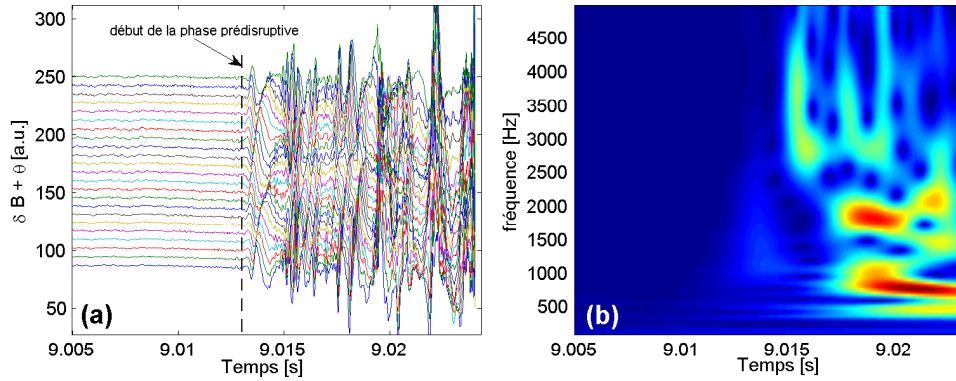


Figure 3.2 – Analyse MHD - (a) Signal des bobines poloidales pendant une phase prédéruptive. Les courbes sont décalées verticalement pour augmenter la lisibilité. La valeur initiale est 0. (b) Diagramme temps-fréquence correspondant

oscillations disparaissent sur les mesures magnétiques, du fait de la position toroïdale fixe du mode. L'instabilité est pourtant toujours présente. Ceci représente donc une limitation du diagnostic dans le cadre de l'étude des instabilités disruptives.

3.1.2 Interférométrie

L'interférométrie permet de mesurer la densité électronique du plasma. Elle se base sur la mesure de la différence de phase entre deux lasers, l'un traversant le plasma (le faisceau sonde) et l'autre le vide (la référence). Un schéma de principe du dispositif est donné en figure 3.3. On peut montrer que le déphasage des deux faisceaux est proportionnel à la densité électronique intégrée le long d'une ligne de visée :

$$\delta\Phi = K\lambda \int n_e dl + \frac{2\pi L}{\lambda} \quad (3.1)$$

avec $\delta\Phi$ le déphasage, λ la longueur d'onde et n_e la densité électronique.

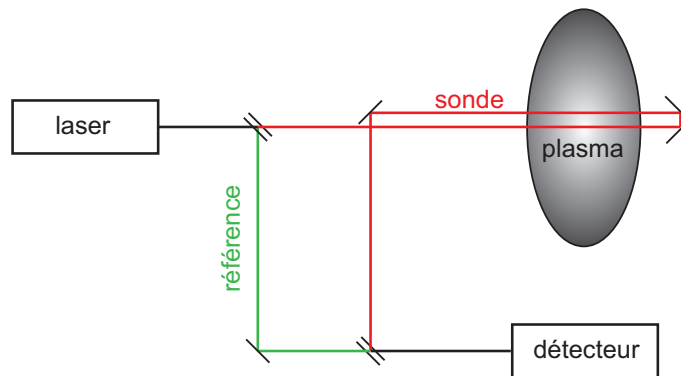


Figure 3.3 – Schéma de principe d'un interféromètre

Le second terme de l'équation correspond aux variations de chemin optique, comme par exemple lors de vibrations des structures de la machine. L'utilisation de deux longueurs d'onde différentes permet de s'affranchir du second terme. Sur Tore Supra et JET, les longueurs d'onde sont dans le domaine infrarouge : $119 \mu\text{m}$ et $195 \mu\text{m}$.

L'interféromètre de Tore Supra dispose de 10 lignes de visée, dont 5 traversantes verticales et 5 réfléchies horizontales (figure 3.4(a)). L'interféromètre de JET dispose de 8 voies, dont 4 verticales et 4 horizontales (figure 3.4(b)).

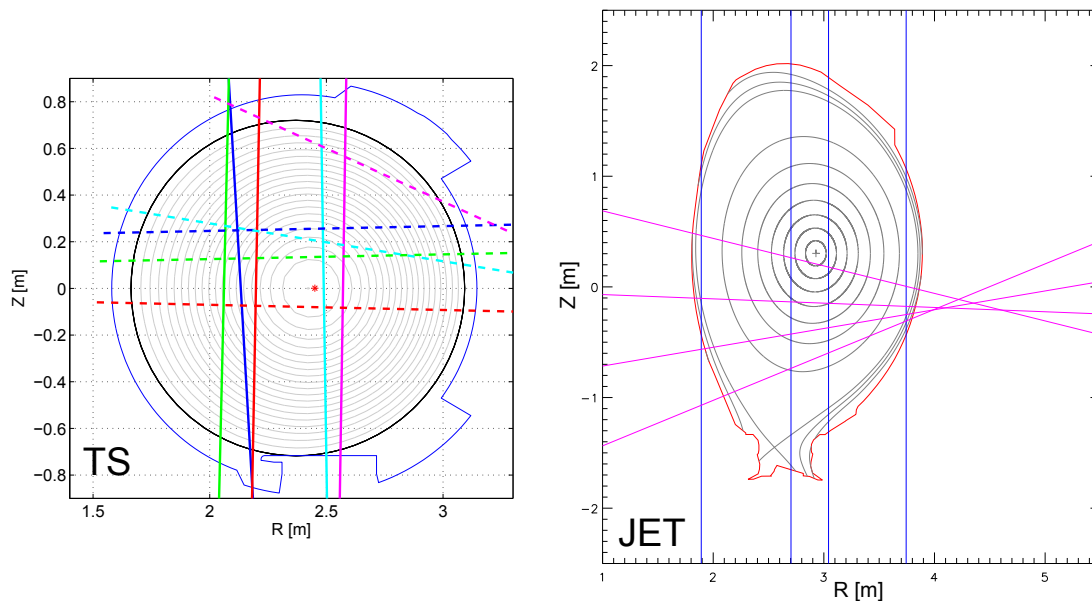


Figure 3.4 – Lignes de visée d'interférométrie - (a) Tore Supra (b) JET

En théorie, la gamme de mesure du diagnostic n'est limitée que par la fréquence d'acquisition. En effet, si la densité varie trop rapidement et fait augmenter la phase mesurée de plus de 2π entre deux acquisitions, on « rate » une partie de l'augmentation de densité : on parle de saut de frange. En pratique, la résolution temporelle des dispositifs considérés ($16 \mu\text{s}$ pour Tore Supra et $1 \mu\text{s}$ pour JET) est largement suffisante pour mesurer des incréments de densité supérieurs à ceux observés, même pendant une injection massive de gaz.

La principale limitation de ce diagnostic pendant les plasmas disruptifs considérés est en fait due à la réfraction du laser. En effet, les augmentations de densité induites par les injections massives de gaz ou par la disruption elle-même sont inhomogènes. Les gradients de densité font donc dévier le laser de sa trajectoire (par réfraction), et celui-ci passe à côté du détecteur. Le signal est alors perdu. Sachant que la mesure de densité par interférométrie est incrémentale (on mesure la différence de phase d'une acquisition à une autre, de proche en proche), une perte de signal pendant une longue période entraîne l'impossibilité de connaître la valeur absolue de la densité. Des algorithmes ont été mis en place pour corriger les sauts de frange dans les mesures (voir par exemple [Gil 08]), mais ne sont applicables que sur des courtes périodes, comme lors de la brusque augmentation de densité due à l'injection d'un glaçon. Pour les disruptions, la durée de la zone aveugle est trop grande.

Une solution (partielle) consiste à effectuer une calibration depuis la fin de la décharge. En effet, une fois la disruption terminée, la valeur de la densité est connue : elle est nulle. On peut donc « remonter » les acquisitions jusqu'à parvenir à la période problématique. Ceci permet d'avoir des mesures avant le premier temps où le laser est réfracté et après le dernier temps où il est réfracté (voir figure 3.5(a)). Sur JET, en l'absence de critère automatique fiable pour déterminer la zone de validité des mesures, la vérification de la présence et de la bonne qualité du signal a été faite à la main sur chacune des décharges plasmas étudiées (figure 3.5(b)).

Dans le cadre de l'étude de l'injection massive de gaz, l'interférométrie est utile pour mesurer la quantité totale d'électrons ajoutés au plasma par le gaz pendant la phase prédisruptive et à

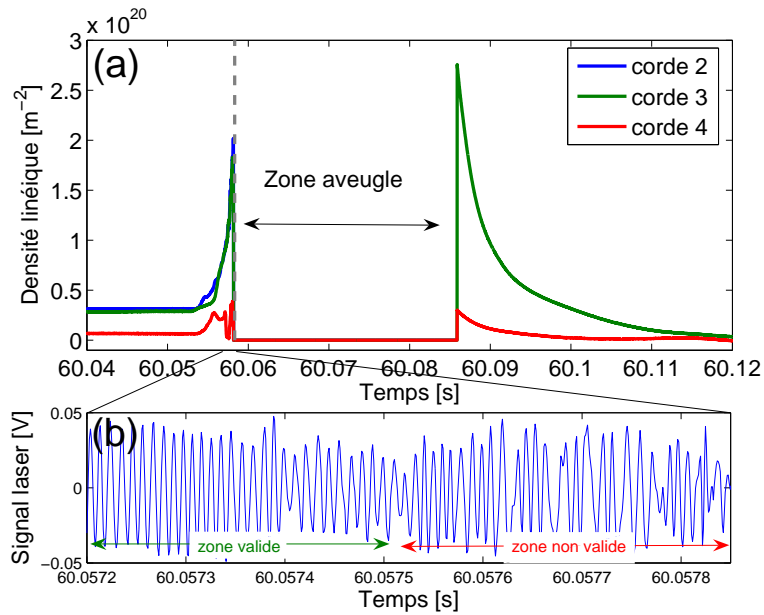


Figure 3.5 – Mesures de densité pendant une disruption. (a) La zone « aveugle » se situe entre 60,058 s et 60,086 s. (b) Signal brut de l’interféromètre

la fin du quench de courant. Les conditions plasma de ces deux phases pouvant être éloignées de celles d’une phase de plasma stable, il est nécessaire de faire le moins d’hypothèses possibles sur la forme du profil de densité et du plasma afin de conserver le maximum de validité aux mesures.

La méthode choisie est donc une moyenne de la densité sur chacune des cordes de l’interféromètre. La frontière du plasma est déterminée à l’aide des mesures magnétiques, et chacune des mesures de densité intégrées le long des cordes est moyennée sur la longueur du segment de corde traversant le plasma (voire figure 3.6). Nous considérons ensuite que la densité est uniforme sur une surface environnant la corde (« surface d’influence »), et uniforme toroidalement. Ces surfaces d’influence sont représentées en couleur sur la figure 3.6. La densité calculée est ensuite intégrée sur tout le volume correspondant.

Pour Tore Supra, seules les cordes horizontales sont utilisées pour ce calcul, à cause de la corde oblique n°5 (en pointillés magenta sur la figure 3.4(a)), qui permet de prendre en compte le bord du plasma. Utiliser les cordes verticales, plus centrales, risquerait d’aboutir à une surestimation de la densité. La zone couverte par ces cordes correspondant à la moitié du plasma, la valeur calculée est doublée. Sur JET, 3 cordes verticales sont utilisées. En effet, la corde côté fort champ est le plus souvent en-dehors du plasma depuis le dernier changement de configuration de JET.

Cette méthode d’intégration a été testée sur Tore Supra pendant la phase de plasma stationnaire. Le nombre total d’électrons obtenu est comparé avec celui reconstruit par intégration de la densité locale calculée par une inversion d’Abel, valide pendant la phase de plasma stable. Lorsque le plasma ne bouge pas et que la position de sa frontière est constante, la différence entre la méthode d’inversion classique et celle présentée ici ne dépasse pas 5%. En revanche, dès que le plasma se déplace ou que sa taille ne correspond pas à celle utilisée dans le schéma de reconstruction, la différence s’accroît. La position du plasma étant pratiquement constante pendant la phase pré-disruptive, la méthode d’intégration décrite ici peut être considérée comme raisonnablement valide.

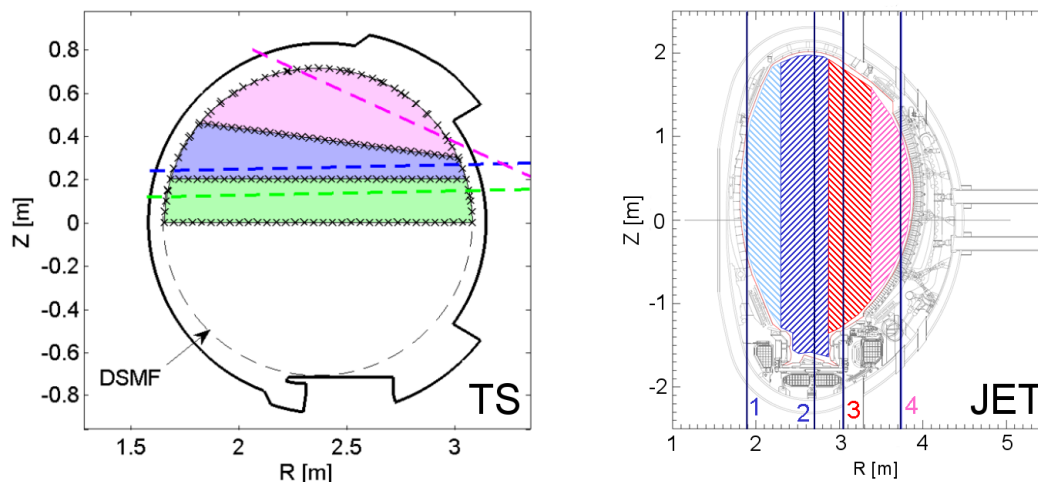


Figure 3.6 – Méthode de calcul de la quantité totale d'électrons ajoutés par une injection massive - (a) Tore Supra (b) JET

3.1.3 Bolométrie

La bolométrie permet de mesurer la puissance rayonnée émise par le plasma. Le dispositif est composé d'un ensemble de détecteurs appelés bolomètres qui sont des résistances électriques dont la valeur est modifiée par la température, et donc par la puissance électromagnétique reçue. Ils sont sensibles à des longueurs d'onde comprises entre 2 et 2000 Å.

Sur Tore Supra, 5 groupes de détecteurs (appelés caméras) totalisant 48 voies sont disponibles, couvrant la majorité du plasma. Sur JET, 2 caméras regroupent également 48 voies (figure 3.7).

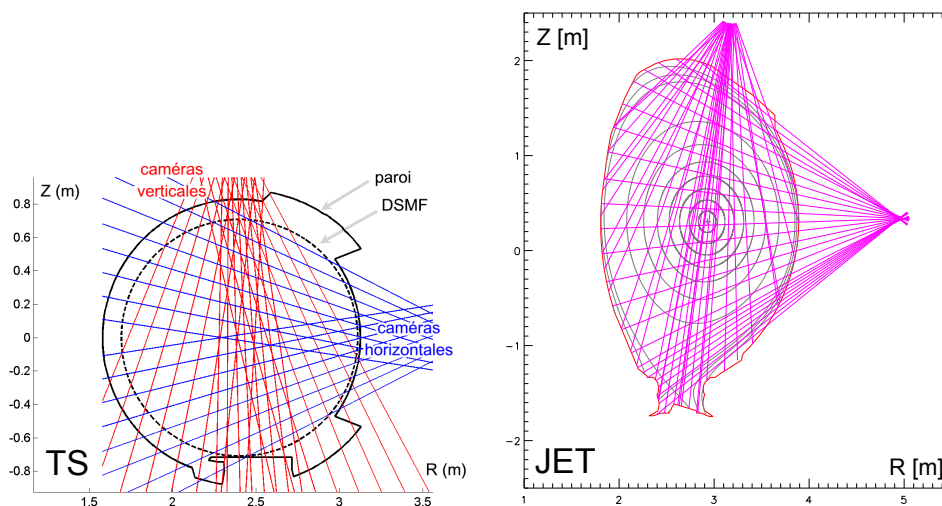


Figure 3.7 – Lignes de visée de bolométrie - (a) Tore Supra (b) JET

Ce diagnostic permet de calculer la puissance totale rayonnée par le plasma, mais peut également fournir des informations plus localisées grâce à des tomographies.

Dans le cadre de l'étude des disruptions, quelques adaptations ont dû être réalisées, en particulier sur Tore Supra. La première concerne la résolution temporelle, qui a été descendue

à 1 milliseconde. L'autre changement principal est lié au traitement électronique du signal de bolométrie. En effet, la puissance reçue est calculée à partir de la tension mesurée en utilisant l'équation dite du bolomètre [Mast 91] :

$$P_{rad}(t) = K \left(\frac{dV_{bolo}(t)}{dt} + \frac{V_{bolo}}{\tau_{bolo}} \right) \quad (3.2)$$

K est une constante de calibration, V_{bolo} est la tension mesurée aux bornes du dispositif, et τ_{bolo} est une constante de temps liée à la diffusion de la chaleur dans l'absorbeur du bolomètre.

Le premier terme de l'équation fait intervenir une dérivée ayant tendance à amplifier les petites fluctuations de tension et à faire osciller le signal. La tension est donc lissée électroniquement par un filtre (Butterworth d'ordre 4 sur Tore Supra) avant d'être dérivée. Il a fallu donc retirer ce filtre qui induisait un retard de plusieurs millisecondes dans les mesures de puissance rayonnée, faussant son interprétation pendant les disruptions (voir figure 3.8). Les mesures antérieures à 2009 n'ont malheureusement pas pu être retraitées, la déconvolution du filtre s'étant révélée impossible. Celle-ci ne faisait qu'amplifier le bruit à un niveau inacceptable.

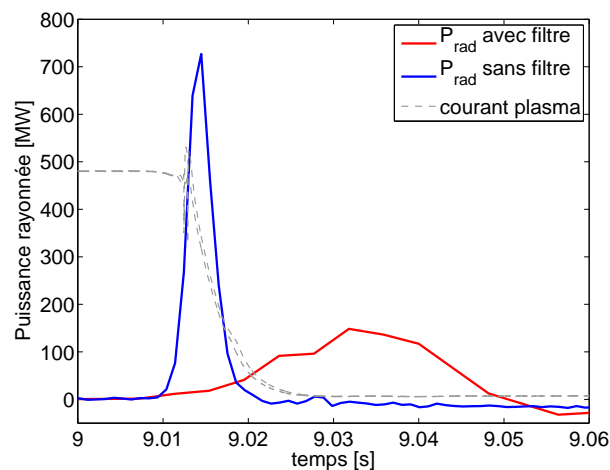


Figure 3.8 – Puissance rayonnée pendant la disruption, avec et sans lissage.

Une fois ces adaptations réalisées, le diagnostic de bolométrie est essentiel pour mesurer la quantité d'énergie rayonnée par le gaz de l'injection massive avant le début de la disruption et pendant le quench de courant (voir section 4.1.3).

3.1.4 Mesures de température

La mesure de la température électronique du plasma permet de connaître le moment où le quench thermique survient, et éventuellement de caractériser ce dernier. Elle permet également de connaître la quantité d'énergie perdue par le plasma avant le début de la disruption.

Plusieurs diagnostics sont utilisés pour mesurer la température d'un plasma de tokamak. Le premier est la diffusion Thomson, basée sur la rétro-diffusion incohérente d'une onde électromagnétique par les électrons du plasma. En mesurant le spectre de l'onde diffusée, on obtient la distribution de vitesse des électrons, et sous certaines hypothèses sur sa forme, on en déduit la température électronique. Malheureusement, ce système basé sur des lasers pulsés est souvent trop lent (résolution temporelle de ≈ 35 ms sur Tore Supra) pour être utilisable pendant les disruptions.

La seconde méthode utilisée pour les mesures de température est basée sur l'émission cyclotronique électronique (ECE). Les dispositifs qui l'exploitent sont appelés des radiomètres super-hétérodynes, ou radiomètres ECE, et mesurent l'intensité du rayonnement émis par les

électrons pendant leur mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ magnétique. Dans un plasma de tokamak, cette intensité est liée à la température électronique par la relation suivante :

$$I_{ECE}(\omega) = \frac{\omega^2 T_e(R)}{8\pi^3 c^2} \quad \text{avec} \quad \omega = \frac{n_e B_0 R_0}{m_e R} \quad (3.3)$$

ω est la fréquence cyclotronique des électrons, qui varie en fonction du champ magnétique. La décroissance de ce champ du centre vers le bord du plasma, permet d'obtenir une mesure de température résolue spatialement.

La résolution temporelle des diagnostics de JET et de Tore Supra permettrait de les utiliser pendant les disruptions. Néanmoins, l'onde mesurée par le diagnostic est sujette à une coupure lorsque la densité est trop forte. Au delà d'une densité critique, l'onde devient évanescence et le signal est perdu. En mode de polarisation ordinaire, la densité critique est donnée par la formule suivante : [Suttrop 97]

$$n_{crit}^O = l(l-1) \frac{\epsilon_0}{m_e} B^2 \quad (3.4)$$

En mode X, la densité de coupure est donnée par :

$$n_{crit}^X = l^2 \frac{\epsilon_0}{m_e} B^2 \quad (3.5)$$

B est le champ toroïdal, l l'harmonique de l'onde utilisée et m_e la masse de l'électron. Pour Tore Supra ($B \approx B_t \approx 4\text{T}$), dont le radiomètre fonctionne à la première et à la seconde harmonique, la densité de coupure est atteinte à $1.5 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ en mode O pour $l = 1$, et à $3 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ en mode X pour $l = 2$. Nous verrons dans le chapitre 4 que la densité lors d'injections massives de gaz peut atteindre ces valeurs juste avant le quench thermique. Les mesures de température ne sont alors plus fiables, et il est difficile de déterminer si la chute de température observée est réellement due au quench thermique ou à la perte du signal ECE.

Pour pallier à cet inconvénient, on utilise dans ce cas le diagnostic X-mous, mesurant l'émission des rayonnements X de faible énergie (compris entre 200 eV et 18 keV sur Tore Supra). Ce diagnostic est constitué de diodes de silicium assemblées par séries [Cristofani 96]. La géométrie du diagnostic sur Tore Supra est représentée en figure 3.9.

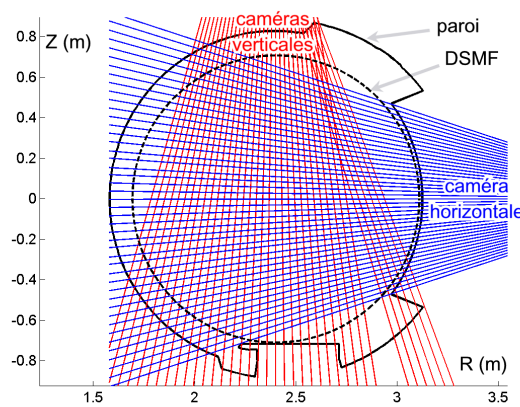


Figure 3.9 – Lignes de visée du diagnostic X mous sur Tore Supra

L'intensité du rayonnement X-mous est le produit de la densité électronique, de la densité d'impuretés et d'un coefficient de rayonnement qui croît avec la température. Pendant la phase

Modèle	Phantom v7.1
Capteur	CMOS 800×600
Cadence d'acquisition	$150\,000 \text{ images.s}^{-1}$ (max) $4800 \text{ images.s}^{-1}$ en 800×600 $102\,000 \text{ images.s}^{-1}$ en 128×64
Dynamique	12 bit
Mémoire flash interne	2 Go
Temps d'exposition minimal	$2\mu\text{s}$

Tableau 3.1 – Caractéristiques de la caméra rapide de Tore Supra

prédisruptive d'une disruption provoquée par injection massive (et même de la plupart des disruptions), la densité électronique et la densité d'impuretés croissent. Par conséquent, une chute du signal X-mous indique une chute de température. Bien que ne pouvant pas fournir une valeur absolue de celle-ci, le diagnostic X-mous est utile pour détecter le quench thermique : l'émission X-mous du plasma devient alors pratiquement nulle.

3.1.5 Caméra rapide

Une caméra ultra-rapide visible monochrome a été installée sur Tore Supra en 2008. Ses caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1. Ne pouvant être placée trop près du plasma, elle a été équipée d'un système d'endoscope à fibres optiques permettant de la déporter hors de l'enceinte à vide. Un prisme placé en tête d'endoscope et protégé par une fenêtre en saphir et un disque de silice donnent une vue tangentielle au système. Le dispositif est représenté sur la figure 3.10. Une description complète du système et de la caractérisation de ses performances qui a été réalisée en 2008 peut être trouvée dans [Geraud 09].

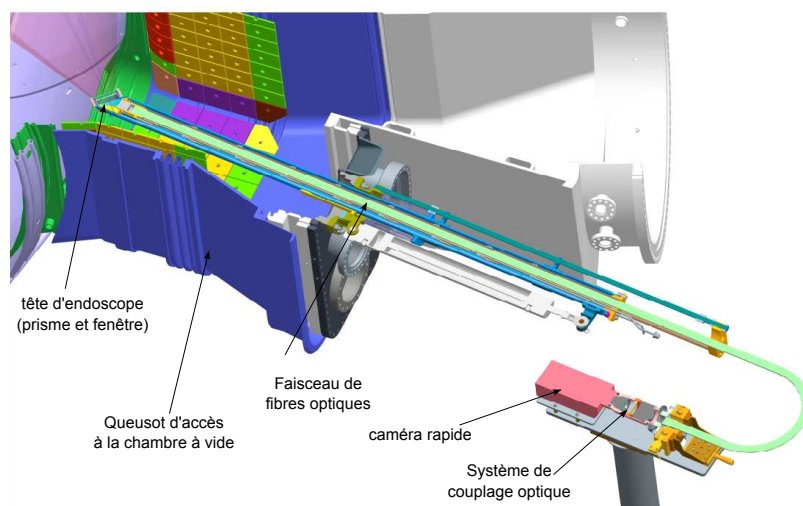


Figure 3.10 – Schéma de l'endoscope de la caméra rapide

L'implantation de la caméra rapide donne une vue directe sur le port où est situé l'injecteur massif de gaz. Une représentation du champ de vision de la caméra est donnée en figure 3.11, et sa position par rapport à l'injecteur massif est donnée en figure 3.15.

De par sa rapidité d'acquisition et sa position privilégiée, la caméra a été utilisée pour suivre la pénétration du jet de gaz de l'injection massive dans le plasma et le déclenchement

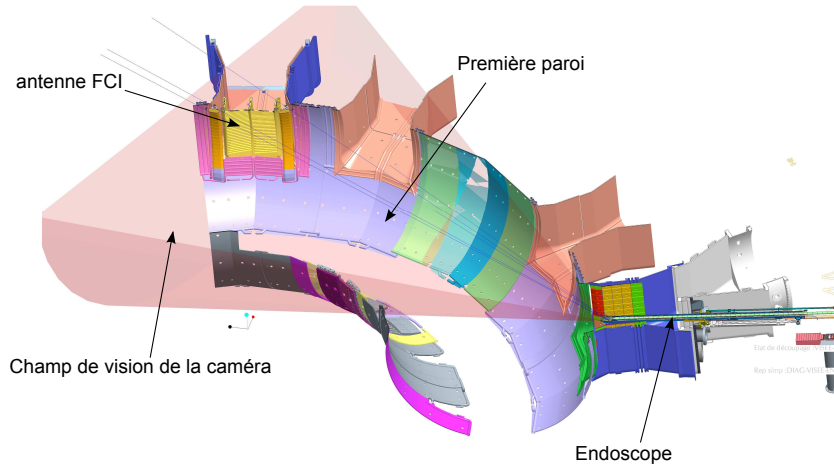


Figure 3.11 – Implantation de la caméra rapide

λ_{filtre}	λ_{raie}	Espèce	Transition	largeur de bande
488,1 nm	488,0 nm	Ar II	$3s^23p^4(^3P)4s \rightarrow 3s^23p^4(^3P)4p$	0,9 nm
471,8 nm	471,3 nm	He I	$1s2p \rightarrow 1s4s$	9,2 nm
706,6 nm	706,52 nm	He I	$1s2p \rightarrow 1s3s$	0,9 nm
	706,57 nm	He I	$1s2p \rightarrow 1s3s$	
706,6 nm	706,7 nm	Ar I	$3s^23p^5(^2P^{\circ}_{3/2})4s \rightarrow 3s^23p^5(^2P^{\circ}_{1/2})4p$	0,9 nm
477,5 nm	476,5 nm	Ar II	$3s^23p^4(^3P)4s \rightarrow 3s^23p^4(^3P)4p$	10 nm
468.5 nm	468.6 nm	He II		0,9 nm

Tableau 3.2 – Filtres interférentiels utilisés

de la disruption. Pour ce faire, elle a été équipée de filtres interférentiels afin de réduire la contribution du rayonnement de fond au signal mesuré. Les filtres choisis sont centrés sur les longueurs d'onde de raies d'émission des gaz neutres injectés lors des expériences décrites dans le chapitre 4. Leurs caractéristiques sont résumés dans le tableau 3.2. Les informations sur les raies d'émission proviennent de la base de données de physique atomique du NIST.

Nous faisons l'hypothèse en utilisant ces filtres que la majorité du rayonnement produit par l'interaction du gaz froid avec le plasma provient de l'émission de raies et non du rayonnement de Bremsstrahlung continu. La validité de cette hypothèse est confirmée d'une part par les mesures de spectrométrie rapide faites sur d'autres tokamaks lors d'expériences d'injections massives, montrant qu'une majorité du rayonnement mesuré provient du rayonnement de raies des impuretés injectées [Hollmann 05]. D'autre part, lors d'une disruption sans injection massive de gaz, la caméra équipée d'un de ces filtres est pratiquement aveugle au rayonnement émis par la disruption. Toutefois, ceux dont la largeur de bande à mi-hauteur (FWHM) est importante (environ 10 nm) laissent passer une partie du rayonnement continu. Ceux-ci ont donc été utilisés le moins possible.

La caméra rapide offre la possibilité de suivre la position du front rayonnant de l'injection massive de gaz. On cherche donc, à partir de l'image d'un objet sur les films de caméra, à déterminer sa position dans l'espace réel. En pratique, du fait de l'absence d'une seconde caméra qui permettrait d'obtenir de réelles informations tridimensionnelles, on fonctionnera à

l'envers : à partir de coordonnées d'un objet dans l'espace réel, on reconstruit sa position sur l'image de la caméra rapide.

Cependant, afin d'obtenir des données quantitatives et précises, une calibration de cette procédure doit être faite. L'approche la plus directe consisterait à réaliser une simulation complète du dispositif optique, afin, entre autres, de prendre en compte les aberrations optiques et les effets liés à la mise au point du coupleur. Cependant, le système étant composé de plus d'une quinzaine d'éléments, une telle simulation est complexe à mettre en oeuvre. Le choix a donc été fait de simplifier la description du système en utilisant un algorithme simple de reconstruction des images.

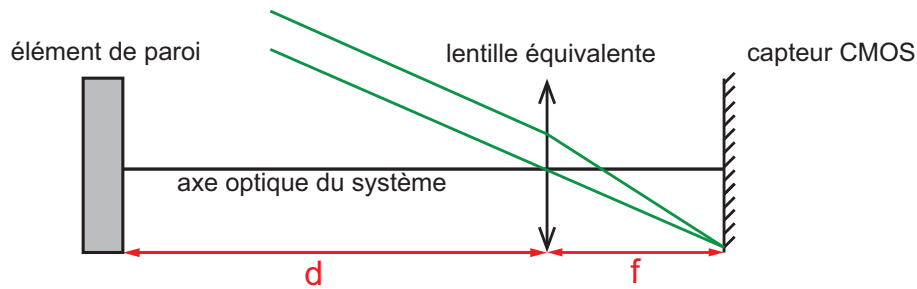


Figure 3.12 – Principe de l'algorithme de reconstruction des images de caméra rapide. Le système optique de la caméra est assimilé à une lentille unique.

Le principe est d'assimiler le système optique de la caméra à une lentille idéale unique, et en supposant tous les objets à l'infini. Cet algorithme ne prend donc pas en compte les problèmes de mise au point ou les distorsions sur les bords de l'image. Un schéma explicatif est donné en figure 3.12.

Le problème est donc réduit à déterminer les deux paramètres suivants : la focale de la lentille équivalente (f sur la figure 3.12), et sa position dans l'espace, repérée par rapport à un élément de paroi dont la position absolue est connue (distance d sur la figure 3.12). Ces deux paramètres suffisent pour calculer la taille d'un objet de l'espace réel sur le capteur de la caméra, via les lois de l'optique.

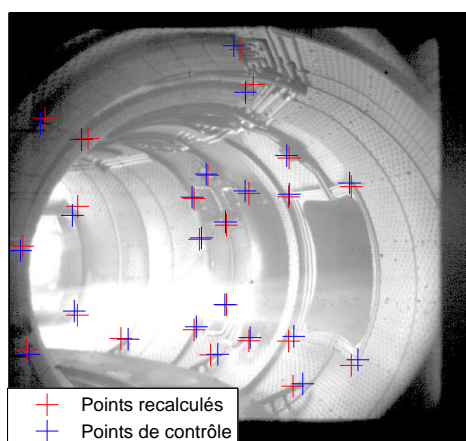


Figure 3.13 – Optimisation de l'algorithme de reconstruction de la caméra rapide : points de contrôle

La détermination des paramètres f et d a été réalisée à l'aide de points de la chambre à vide dont les coordonnées spatiales réelles sont connues et qui se trouvent dans le champ de vision de la caméra rapide. Leur position sur l'image est reconstruite par l'algorithme et les

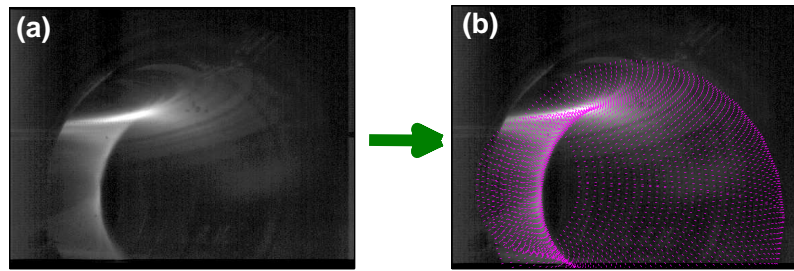


Figure 3.14 – Surface de flux reconstruite par l'algorithme de traitement des images de la caméra rapide

paramètres de ce dernier sont optimisés de telle sorte à minimiser (au sens des moindres carrés) l'écart entre la position des points reconstruits et celle des points réels sur l'image (voir figure 3.13). Un exemple d'objet reconstructible par l'algorithme est donné en figure 3.14.

L'optimisation finale donne une erreur moyenne de 7 pixels pour les points de contrôle, et une erreur maximale de 15 pixels, attribués aux points les plus au bord de l'image. Ceux-ci sont en effet sensibles à la distorsion induite par les éléments optiques qui n'est pas prise en compte dans l'algorithme de reconstruction.

3.1.6 Détecteurs de neutrons

Tore Supra et JET sont équipés de détecteurs sensibles aux neutrons, pour des raisons de radioprotection et pour mesurer la puissance fusion produite lors d'expériences utilisant des mélanges deutérium/tritium. Pour Tore Supra, les détecteurs de neutrons sont constitués de chambres à fission à uranium. Un neutron détecté provoque la fission d'un noyau d'uranium et le produit de fission génère une impulsion électrique dans la chambre d'ionisation.

Dans le cadre des disruptions, les détecteurs à neutrons permettent de mesurer la quantité d'électrons découplés produits. En effet, lors de leur impact avec un élément de paroi, ceux-ci produisent un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) dans le domaine d'énergie des rayons γ . L'interaction de ces photons avec les noyaux des atomes des éléments de paroi peut produire un neutron, appelé alors photoneutron [Sourd 04]. La quantité de photoneutrons produits est donc proportionnelle à la quantité d'électrons produits, bien que ce facteur de proportionnalité dépende de l'énergie des électrons découplés et de la façon dont ils sont perdus.

3.1.7 Position des diagnostics dans le tokamak

La phase pré-disruptive d'une injection massive dure entre trois et une vingtaine de millisecondes. Le temps de transport toroïdal des impuretés injectées peut donc être significatif devant la durée totale de la phase de mélange du gaz. Il est donc important de connaître la position toroïdale relative des différents diagnostics utilisés pendant cette étude. Les positions relatives des principaux diagnostics sont données en figure 3.15 pour Tore Supra et en figure 3.16 pour JET.

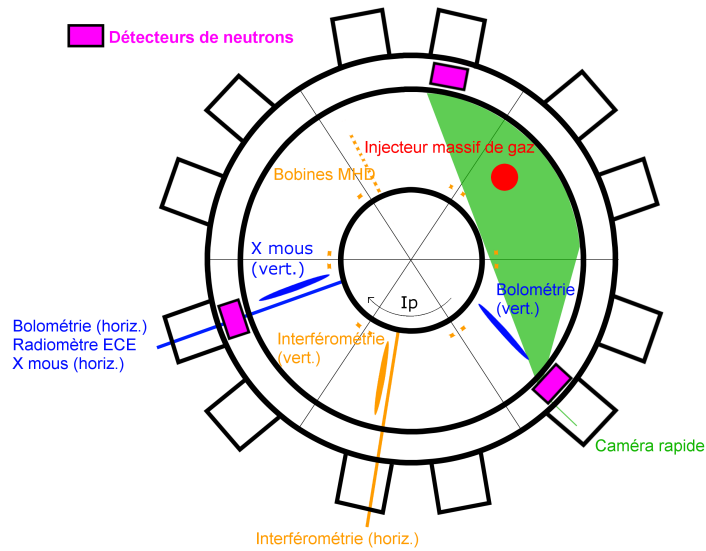


Figure 3.15 – Tore Supra : position des diagnostics utilisés (vue du dessus du tokamak)

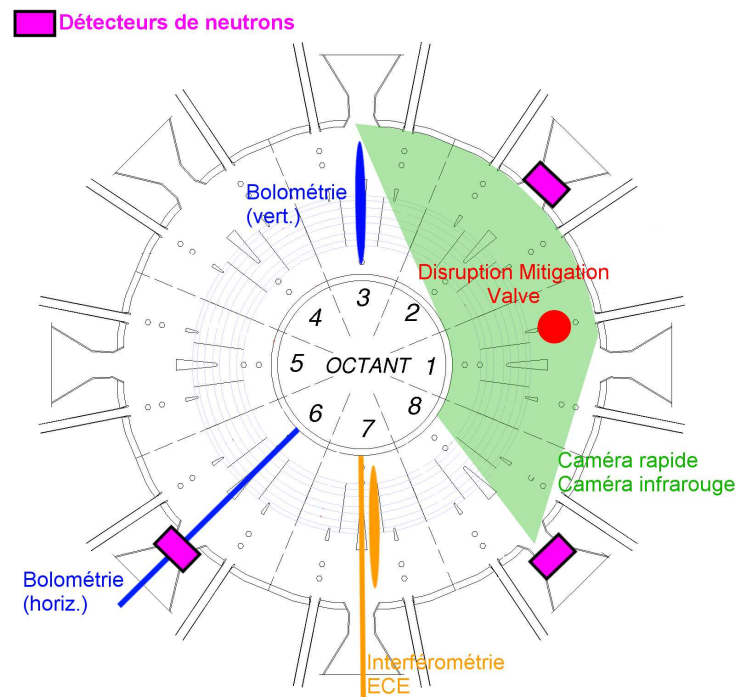


Figure 3.16 – JET : position des diagnostics utilisés (vue du dessus du tokamak)

3.2 Injecteurs massifs

Les expériences d'injection massive sont réalisées à l'aide de vannes d'injection de gaz dédiées. Elles doivent pouvoir fournir une quantité de gaz équivalente à 1 à 200 fois le contenu en particules du plasma, en quelques dizaines de millisecondes, voire quelques millisecondes. Cette section est consacrée à la présentation des systèmes d'injection massive de Tore Supra et de JET et à un descriptif de leur fonctionnement.

3.2.1 Injecteur Massif de Gaz - Tore Supra

3.2.1.1 Description générale

Initialement nommé Injecteur Massif d'hélium, ce dispositif a été installé sur Tore Supra en 2004 pour l'étude de l'amortissement des disruptions. Son but initial était de supprimer la production d'électrons découplés et d'arrêter les découplés déjà créés. En se basant sur le pouvoir d'arrêt de l'hélium pour des électrons de 20 MeV, il avait été calculé que pour arrêter 500 kA d'électrons découplés, un tiers de mole d'hélium (soit 2×10^{23} atomes) était nécessaire [Sourd 04, Martin 04]. C'est donc cette valeur qui a servi de base pour le dimensionnement du volume de l'injecteur. Ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 3.3.

Type	Vanne ferromagnétique
Volume	1,6 l / 1,0 l
Pression de remplissage max.	10 bar
Quantité injectée max.	2×10^{23} atomes
Gaz	He, Ne, Ar, mélanges
Délai à l'ouverture	< 1 ms
Durée d'ouverture	≈ 40 ms
Débit max.	$\approx 10^{25}$ atomes.s ⁻¹
Distance au plasma	1,6 m, tube large

Tableau 3.3 – caractéristiques principales de l'injecteur massif de gaz de Tore Supra

L'injecteur massif est une vanne ferromagnétique, représentée en figure 3.17. Un électroaimant tire un piston qui vient percuter le clapet d'ouverture de telle sorte à provoquer un choc nécessaire pour vaincre la force de pression maintenant le clapet fermé. Une fois percuté, le clapet se soulève et laisse s'échapper le gaz sous pression baignant l'ensemble du dispositif. En commençant à sortir, le gaz termine d'ouvrir le clapet en grand. L'électroaimant est actionné par un banc de condensateurs préalablement chargé. Une tuyère supersonique placée en sortie permet d'accélérer le jet de gaz. Une fois que la décharge des condensateurs est terminée, un ressort de rappel referme le clapet. Ce fonctionnement est décrit en figure 3.19. Une jauge de pression équipe le dispositif, et permet de constater que seule une partie du gaz sort pendant l'injection. La fraction restante dépend de l'espèce injectée : elle est plus grande pour les espèces lourdes à cause de leur plus grande viscosité (voir figure 3.18) et leur plus faible vitesse du son.

Notons par ailleurs qu'au cours de l'année 2008, le volume de l'injecteur a été réduit en insérant des blocs métalliques dans le réservoir, afin de tester de plus petites injections d'hélium. Ceci explique le changement de comportement représenté sur la figure 3.18.

3.2.1.2 Simulations de fonctionnement

Il est nécessaire de connaître la quantité de gaz étant sorti de l'injecteur à un instant t après son ouverture pour estimer la quantité de gaz ayant atteint le plasma au moment de la disruption. En effet, la durée de développement d'une disruption provoquée par injection massive est comprise entre 3 et 25 millisecondes sur Tore Supra (voir section 4.2.3). Par conséquent, si l'injection est trop lente, une fraction du gaz n'aura pas atteint le plasma. Connaître cette fraction est par ailleurs nécessaire pour fournir de bons paramètres d'entrée aux codes simulant la pénétration du gaz dans le plasma (voir 5), et pour pouvoir calculer l'efficacité de mélange du gaz (voir section 4.2.2)

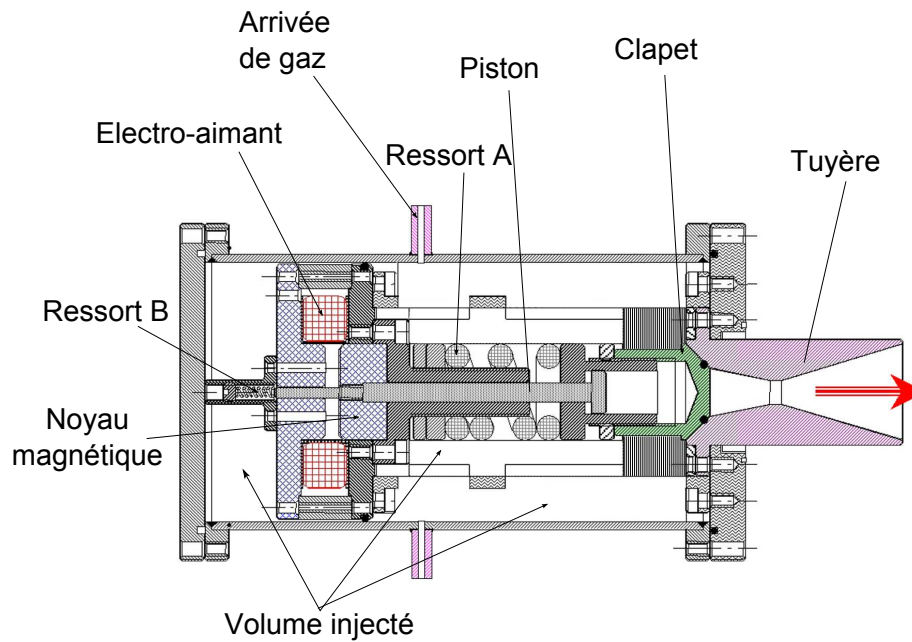


Figure 3.17 – Injecteur Massif de Gaz de Tore Supra - dessin technique

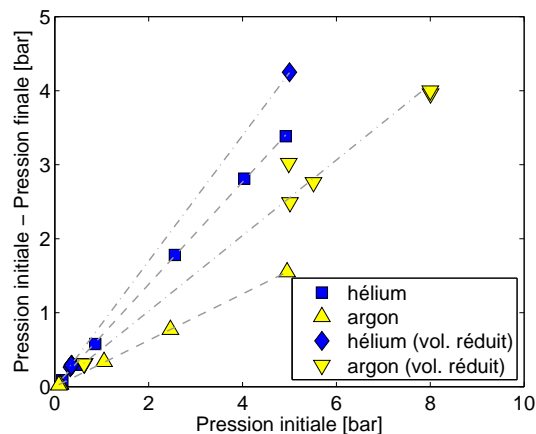


Figure 3.18 – Quantité injectée par rapport à la pression initiale dans l'injecteur massif de Tore Supra

Des simulations de la durée de l'ouverture de l'injecteur massif avaient été réalisées lors de sa conception, mais les dimensions retenues pour la fabrication ont été modifiées. Ces simulations ont donc été reprises. Elles se basent sur la séquence de fonctionnement suivante, représentée sur le schéma 3.19.

1. Le courant monte dans la bobine. Le gradient du champ magnétique induit tire le piston et l'accélère. Le système considéré est l'axe, sur lequel s'exerce une force magnétique et la force de rappel des deux ressorts. (figure 3.19(a))
2. Le piston percute le clapet. Le système considéré est maintenant l'ensemble piston+clapet, soumis à la force électromagnétique, à la force de rappel des ressorts et à la force de pression s'exerçant sur le clapet. (figure 3.19(b))
3. Le clapet se soulève, le gaz sort de l'injecteur (figure 3.19(c))
4. Une fois que la force électromagnétique est devenue moins forte que la force de rappel du ressort, le clapet redescend, et finit par se refermer. (figure 3.19(d))

La mutuelle entre l'axe et l'électro-aimant est calculée au préalable par éléments finis pour différentes positions de l'axe. Elle permet d'obtenir un fit approximatif pour la force magnétique

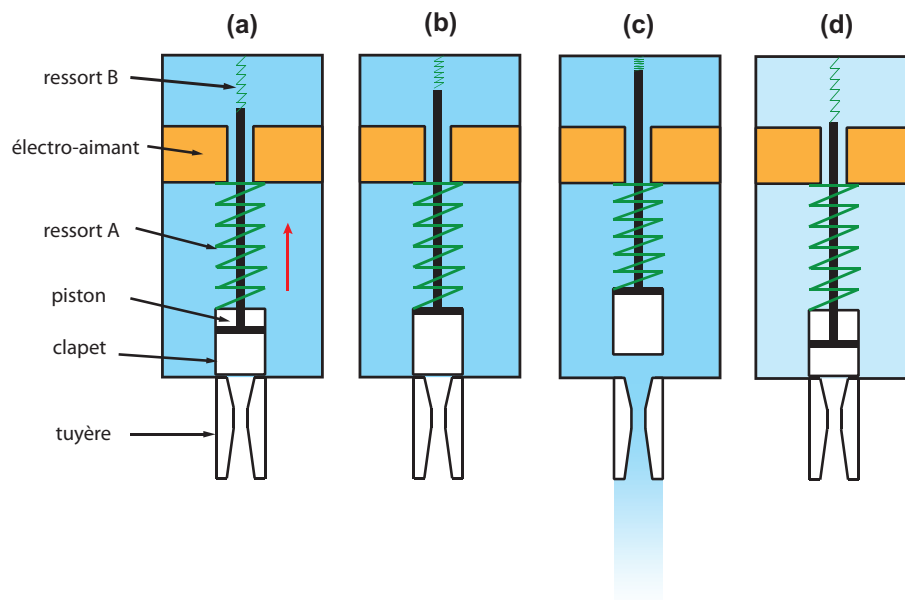


Figure 3.19 – Fonctionnement de l'injecteur massif de Tore Supra

s'exerçant sur l'axe lors de son mouvement.

Le débit en sortie D_{out} est calculé à l'aide des formules classiques d'écoulement d'un gaz dans une tuyère supersonique :

$$D_{out} = \rho_0 c_0 S_c \left(\frac{2}{\gamma - 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

où ρ_0 et c_0 sont la masse volumique et la vitesse du son dans le réservoir, S_c est la section du col de la tuyère et $\gamma = 5/3$ est le paramètre adiabatique pour un gaz parfait monoatomique.

Le paramètre d'entrée de la simulation de mouvement du clapet est l'évolution temporelle du courant généré par la décharge des condensateurs. Des mesures ont été effectuées sur l'injecteur in-situ pour obtenir la forme correcte de ce courant. Sa décroissance dure environ 30 millisecondes.

Le paramètre permettant de valider les résultats de simulation est la quantité de gaz restant dans l'injecteur une fois que celui-ci s'est refermé. Différents gaz ayant été injectés en des quantités variant de deux ordres de grandeur de la plus petite à la plus grande, la base de comparaison est suffisamment large pour réaliser une validation correcte des calculs.

Afin d'être en accord avec la quantité de gaz restant dans l'injecteur à la fin de l'injection, un facteur correctif multiplicatif a dû être appliqué à la force magnétique. Sans ce facteur, l'injecteur ne reste pas ouvert suffisamment longtemps pour que la quantité de gaz qu'il laisse s'échapper soit en accord avec les mesures de pression résiduelle après injection. Une fois ce facteur multiplicatif appliqué, l'accord entre la pression résiduelle calculée et mesurée est relativement bon pour de grandes quantités de gaz injectées, mais plus mauvais pour les petites quantités (figure 3.20). Par conséquent, le calcul de débit ne sera utilisé que pour des pressions de remplissage supérieures à 0,5 bar.

Grâce aux simulations d'ouverture, on obtient le débit instantané en sortie de l'injecteur massif, dont un exemple pour des injections d'argon et d'hélium est représenté en figure 3.21. Les deux injections représentées correspondent à la même quantité totale injectée pendant les 40 millisecondes, mais on peut constater que l'argon sort moins rapidement de l'injecteur, ceci dû à sa vitesse du son plus faible. Pour obtenir la même quantité d'argon injectée, il faut davantage pressuriser l'injecteur.

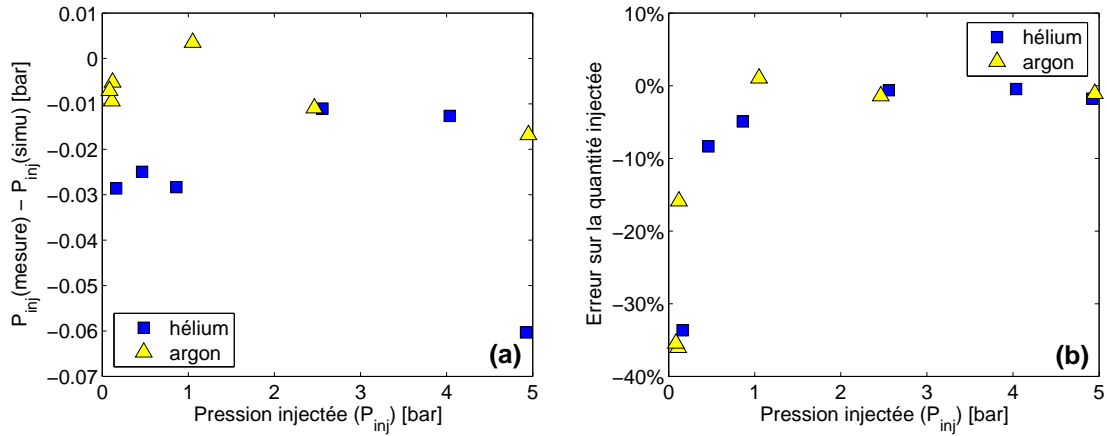


Figure 3.20 – Erreur sur la quantité de gaz injectée (mesure/simulations) (a) - En bar (b) - en %

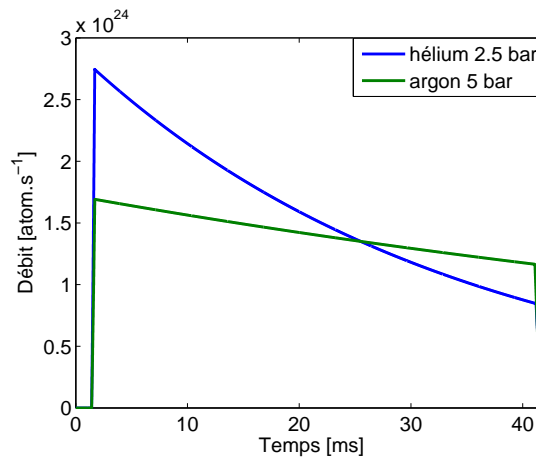


Figure 3.21 – Débit instantané en sortie de l'injecteur massif de Tore Supra

3.2.2 Disruption Mitigation Valve - JET

La vanne de JET fonctionne sur un principe différent de celle de Tore Supra : elle ne comprend aucun élément ferromagnétique, ce qui lui permettrait d'être installée à l'intérieur de l'enceinte à vide et plongée dans le champ magnétique intense du tokamak. Notons que ce n'est pas encore le cas sur JET, à cause de contraintes techniques. La vanne est donc située à 4,5 m du plasma, ce qui impose un temps de vol du gaz significatif entre la vanne et le plasma. Cet injecteur a été initialement développé par l'IPP Jülich pour TEXTOR, machine sur laquelle il a été testé en premier. Ses principales caractéristiques sont données dans le tableau 3.4 et une description complète peut être trouvée dans [Savtchikov 02].

L'injecteur est composé de deux compartiments (figure 3.22). Le réservoir du bas (*réservoir d'injection*) contient le gaz à injecter. Il est fermé par un piston appuyant sur un joint torique. Le réservoir du haut (*réservoir de fermeture*) contient du gaz sous pression et joue le rôle d'un ressort pour repousser le piston lorsque l'injection est terminée. Lorsque du courant fourni par un banc de condensateurs est envoyé dans la bobine « pancake », des courants sont induits dans la partie arrière du piston (figure 3.23(b)). La force magnétique $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ soulève le piston vers le haut, et ouvre le réservoir d'injection. Une fois la décharge des condensateurs terminée, le piston redescend, poussé par la force de pression exercée par le gaz du réservoir de fermeture (figure 3.23(c)).

1. Délai dû à l'activation des systèmes de protection du tokamak déclenchés avant le tir de la vanne.

Type	Vanne à courants de Foucault
Volume	0,65 l
Pression de remplissage max.	36 bar
Quantité injectée max.	$2,3 \times 10^{23}$ particules
Gaz	H ₂ , D ₂ , Ne, Ar, mélanges (He)
Délai à l'ouverture moyen	47 ms ¹
Distance au plasma	4,5 m, tube de 40 mm de diamètre

Tableau 3.4 – Caractéristiques principales de la Disruption Mitigation Valve de JET

Un modèle décrivant la forme du jet de gaz sortant de l'injecteur et du tube reliant la vanne au plasma, basé sur la propagation d'onde de pression à l'interface avec du vide, [Bozhenkov 09] a été développé pour cette vanne.

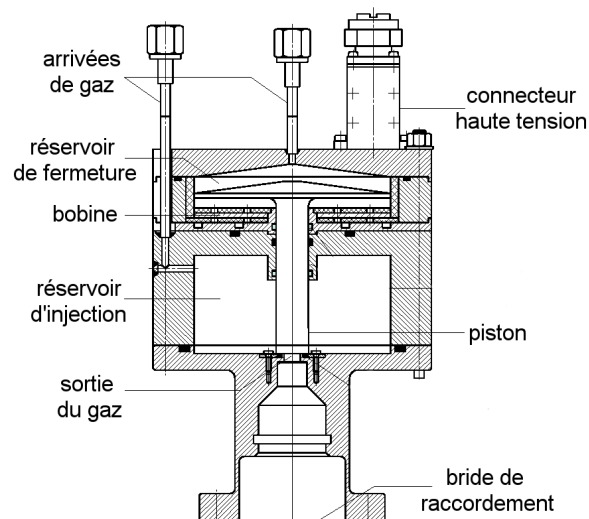


Figure 3.22 – Injecteur massif de JET (Disruption Mitigation Valve) [Kruezi 09]

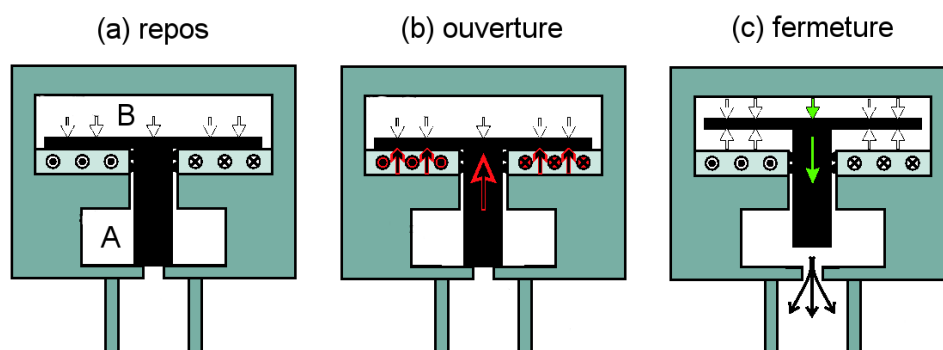


Figure 3.23 – Fonctionnement de l'injecteur massif de JET [Kruezi 09]

3.3 Base de données des disruptions

La plupart des grands tokamaks ont constitué des bases de données expérimentales des disruptions et des paramètres plasma au moment où elles surviennent. Ceci a permis par

exemple de confirmer le domaine opérationnel des tokamaks défini par le diagramme de Hugill (cf. §2.3.2). C'est également grâce à elles qu'il a été constaté que les disruptions pouvaient se produire même loin des limites du domaine opérationnel. D'autre part, ces bases de données rassemblées au sein de l'*International Disruption Database* (IDDB) ont servi à établir les lois d'échelle pour extrapoler les caractéristiques des disruptions sur ITER [Hender 07].

Une telle base de données manquait pour Tore Supra. Elle a donc été constituée selon les paramètres suggérés par les définitions de l'IDDB. Elle comprend une vingtaine de paramètres, pris à différents temps avant la disruption, pour s'affranchir de problèmes de validité des mesures de certains diagnostics dont les mesures ne sont plus valides ou absentes à cause de la proximité de la disruption. La liste des paramètres est donnée dans le tableau 3.5, où t_0 correspond au début du quench thermique.

Cette base de donnée contient environ 800 disruptions sur les 14500 chocs que compte la période considérée, ce qui porte la disruptivité de Tore Supra pendant la période 2001-2008 à environ 5,5%. Elle permet également d'obtenir des informations statistiques sur les types de disruptions, montrant par exemple que 7% des disruptions de la période 2001-2008 de Tore Supra ont été déclenchées par suite de la proximité entre la surface $q=2$ et la paroi. Enfin, cette base de données permet d'estimer l'efficacité de l'amortissement par injection massive sur les effets néfastes des disruptions. Elle contient en effet des données caractérisant la sévérité des disruptions.

Paramètre	Temps enregistrés - t_0 [ms]	unité
Temps quench thermique	-	s
Temps maximum ressaut de courant	-	s
Temps début du quench de courant	-	s
Temps ($I_p < 0.02$ MA)	-	s
Durée du plateau d'électrons découplés	-	s
Durée du quench de courant (80% - 20%) I_p	-	s
Courant plasma	0	MA
$\max(\frac{dI_p}{dt})$	-	MA.s ⁻¹
Puissance rayonnée	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	MW
Champ toroïdal	-	T
Puissance FCI	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	MW
Puissance LH	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	MW
Puissance FCE	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	MW
Courant maximal dans le limiteur	-	MA
Forces maximales dans les vérins du limiteur	-	N
Enveloppe MHD max	-	-
Neutrons produits pendant la disruption	-	-
Flux de neutrons max	-	s ⁻¹
Température électronique centrale	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	keV
Température électronique au bord	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	keV
Energie diamagnétique	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	MJ
Densité linéique centrale	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	m ⁻²
Facteur de sécurité au bord	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	-
Pression magnétique β normalisée	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	-
Inductance interne l_i	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	-
Spectrométrie - oxygène	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	-
Spectrométrie - carbone	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	-
Spectrométrie - fer	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	-
Spectrométrie - cuivre	0 ; 10 ; 50 ; 100 ; 200	-

Tableau 3.5 – Paramètres enregistrés dans la base de données des disruptions de Tore Supra

*« Archimède fut le premier à démontrer que,
lorsqu'on plonge un corps dans une baignoire,
le téléphone sonne. »*

Pierre DESPROGES

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Nous avons vu dans le chapitre 2 que des expériences d'injection massive ont été réalisées sur les principaux tokamaks du monde. Comme on l'a vu, la diversité des configurations des machines, des dispositifs d'étude et des conditions expérimentales donnent des résultats parfois contradictoires. Plus particulièrement, l'effet de chacun des gaz testés sur l'une ou l'autre des conséquences des disruptions varie d'une machine à l'autre. Ceci rend l'extrapolation aux futurs réacteurs d'autant plus difficile : des mécanismes liés aux conditions d'injection ou aux spécificités des tokamaks actuels et de leurs disruptions semblent prévaloir sur le scénario d'injection choisi. Il est donc important d'obtenir une base expérimentale d'injections massives la plus large possible, recouvrant le maximum de tokamaks, de configurations, de paramètres plasma et de scénarios d'injection possible. C'est dans ce sens qu'on été entreprises les premières expériences d'injection massive sur Tore Supra et sur JET, plus grande machine actuellement en fonctionnement, et donc se rapprochant le plus des futurs tokamaks.

Par ailleurs, au-delà du simple aspect du scénario d'injection, la compréhension des phénomènes impliqués dans la pénétration du jet de gaz dans le plasma reste encore partielle. Or, elle est indispensable pour pouvoir prédire l'efficacité de la méthode sur de futurs réacteurs. En effet, cette efficacité sera déterminée par la quantité de gaz mélangée au plasma avant et pendant la disruption : plus le mélange est efficace, meilleure sera la fraction de l'énergie du plasma qui sera rayonnée, et donc dissipée isotropiquement, et plus forte sera la densité atteinte, empêchant la formation d'électrons découplés. Une partie des expériences décrites dans le présent chapitre a donc été dédiée à l'investigation des phénomènes physiques impliqués dans la pénétration du gaz dans le plasma.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à un descriptif des scénarios d'injection massive testés sur Tore Supra et sur JET, et de leur efficacité dans l'amortissement des principaux effets néfastes des disruptions. En seconde partie, nous présenterons les résultats obtenus dans la compréhension des mécanismes de pénétration du gaz dans le plasma.

4.1 Scénarios d'injection massive de gaz

4.1.1 Objectif de l'étude

Les premières expériences d'injection massive sur Tore Supra avaient été réalisées en 2004 avec de l'hélium uniquement, en grandes quantités (7×10^{22} atomes [Martin 04]). Des expériences ultérieures ont été réalisées avec du néon, mais n'avaient pas été analysées. Il a donc été décidé de compléter ces expériences en injectant un gaz plus lourd (l'argon) et un mélange hélium 95%/argon5%. Pour JET, la vanne rapide a été testée en néon, argon, deutérium et avec des mélanges deutérium/argon et deutérium/néon en proportions diverses. L'hélium n'a été injecté qu'en quantités modérées (5×10^{22} atomes) sur des plasmas d'hélium. En effet, la

plus forte conductivité thermique de l'hélium par rapport aux autres gaz induisait un risque de déclencher une régénération du pompage cryogénique du divertor de JET. Ce type de pompage n'existant pas sur Tore Supra, l'hélium peut être injecté sans problème, dans les limites de pression (indépendantes du type de gaz), acceptables par le pompage primaire, soit moins de 20 Pascal.

Les paramètres plasma ont été variés dans une large gamme, en s'efforçant de couvrir le plus de configurations différentes possibles, par des changements de courant, de champ toroïdal, de densité, de puissance de chauffage par ondes sur Tore Supra et par injection de neutres sur JET. Ceci avait pour but d'évaluer les changements dans l'efficacité d'amortissement induits par des conditions plasma différentes, et dans le cas de JET, les plus proches possibles d'ITER.

4.1.2 Effets électromagnétiques

Les effets électromagnétiques des disruptions décrits dans la section 2.4.2 comprennent les courants induits, les courants de halo et les forces générées dans les structures, qui sont des conséquences des deux premiers. Comme on l'a vu, un des paramètres cruciaux concernant ces effets est la durée du quench de courant de la disruption. Un quench de courant très rapide générera des courants induits, alors qu'un quench de courant trop lent permettra à l'instabilité verticale de déplacer le plasma contre le mur alors que celui-ci porte encore un courant suffisamment grand pour générer des courants de halo significatifs.

4.1.2.1 Durée du quench de courant

La durée du quench de courant est le paramètre le plus souvent utilisé pour qualifier l'efficacité de l'amortissement d'une disruption. Cependant, la situation est différente sur une machine à limiteur ou sur une machine à divertor. Le premier type de machine, dont Tore Supra fait partie, n'est pas sujet à l'instabilité verticale. En effet, le plasma de Tore Supra est circulaire, et l'absence de bobines d'élongation comme sur une machine à divertor le rend stable verticalement. Dans ce cas, le principal effet électromagnétique surveillé sera celui lié aux courants induits, et les courants de halo sont plus négligeables [Martin 99].

Pour une machine à point X comme JET (et comme le sera ITER), un compromis doit être trouvé quant à la durée du quench de courant pour éviter à la fois les courants induits et les courants de halo. Généralement, ces derniers étant considérés comme les plus dangereux, on cherche généralement à accélérer le quench de courant sur les machines à plasma allongé.

Les résultats d'expériences d'injection massive sur Tore Supra sont donnés en figure 4.1 en fonction du courant plasma initial. Ces données sont tirées de la base de données des disruptions décrite en section 3.3, et correspondent à l'intervalle de temps entre 80% du courant initial et 20% du courant initial. Cette valeur est la plus couramment utilisée dans les bases de données internationales. Sur Tore Supra, l'injection massive a donc tendance à allonger le quench de courant, en le ralentissant d'un facteur 2 à 3 selon le gaz. L'hélium semble être légèrement plus efficace que les autres gaz dans le ralentissement du quench. Pour un tokamak dont le plasma est circulaire et sans élongation verticale, l'amortissement va donc dans le bon sens : celui qui permet de réduire les courants induits. La figure 4.2 donne la durée du quench de courant normalisée à la section du plasma pour JET et Tore Supra. Cette normalisation permet de faire des comparaisons directes entre les machines. La principale dépendance de la loi d'échelle déterminant la durée du quench de courant est en effet liée à la taille de la machine.

Pour ITER, une valeur minimale pour la durée normalisée du quench de courant a été fixée dans les spécifications de conception [Hender 07]. Elle s'élève à $1,8 \text{ ms.m}^{-2}$. Dans tous les

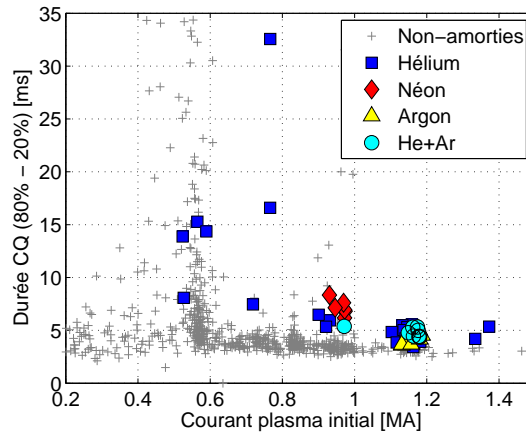


Figure 4.1 – Durée du quench de courant sur Tore Supra en millisecondes

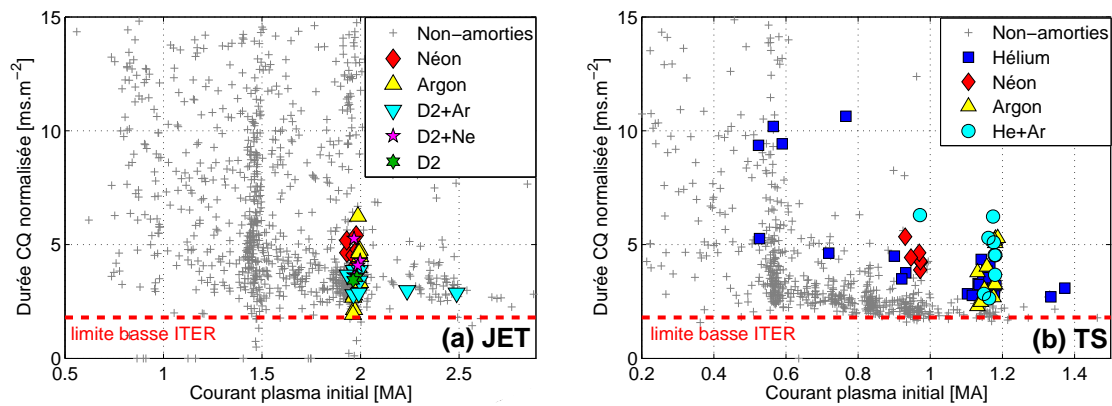


Figure 4.2 – Durée du quench de courant normalisée à la section du plasma (a) JET (b) Tore Supra

cas d'injection massive présentés sur la figure 4.1, la durée du quench reste au-dessus de cette valeur critique.

Sur JET, la situation est quelque peu différente. Des injections massives de deutérium ont tendance à accélérer le quench de courant, tandis que le néon semble avoir peu d'influence. Il est difficile de conclure pour l'hélium, une seule injection ayant été réalisée jusqu'à présent. Notons que dans certains cas en argon, la durée du quench se rapproche de la limite basse fixée par les spécifications d'ITER.

Une autre valeur couramment utilisée pour juger de la violence d'une disruption est la dérivée maximale du courant pendant le quench de courant : $(dI_p/dt)_{max}$. Celle-ci est un paramètre simple à analyser, et peut avoir une influence à la fois sur les effets électromagnétiques et sur les électrons découplés (le champ électrique auto-induit dans le plasma est proportionnel à cette valeur). Les résultats (figure 4.3) sont sensiblement les mêmes que sur la durée du quench de courant. Pour Tore Supra, la dérivée maximale du courant est réduite d'un facteur 2 à 3, et sur JET, seuls certains gaz ont une influence significative sur cette valeur.

Dans un cas comme dans l'autre (JET et Tore Supra), la quantité totale de gaz injectée semble avoir peu d'influence sur la durée du quench de courant et sur la dérivée maximale du courant. La gamme explorée sur Tore Supra s'étend de 10^{21} à 10^{23} atomes et de 4×10^{22} à 2×10^{23} atomes sur JET.

Les conditions plasma ont également été modifiées pour estimer les variations d'efficacité de l'amortissement, en particulier avec un plasma plus chaud et plus dense. Sur Tore Supra, le

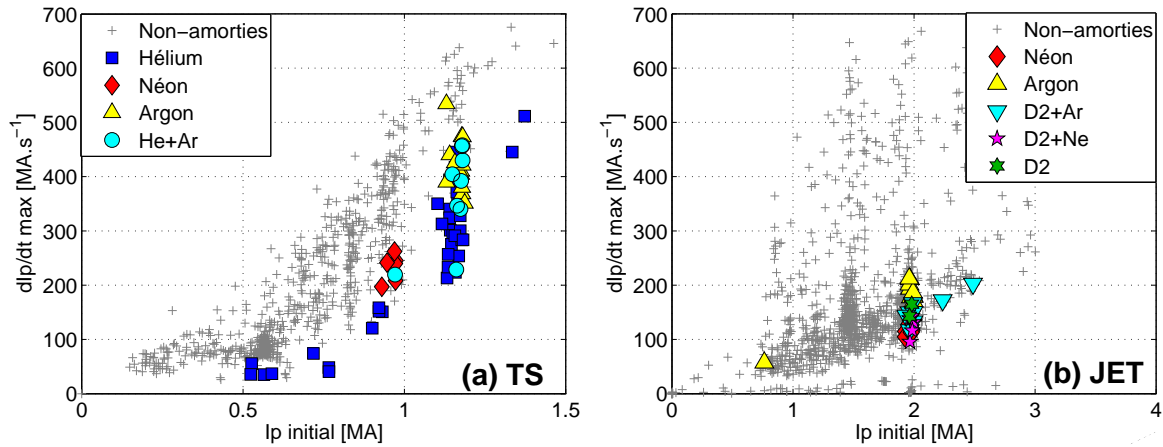


Figure 4.3 – Dérivée maximale du courant pendant le quench de courant (a) Tore Supra (b) JET

ralentissement du quench de courant (à courant égal) ne semble pas être affecté par un plasma plus énergétique (figure 4.4).

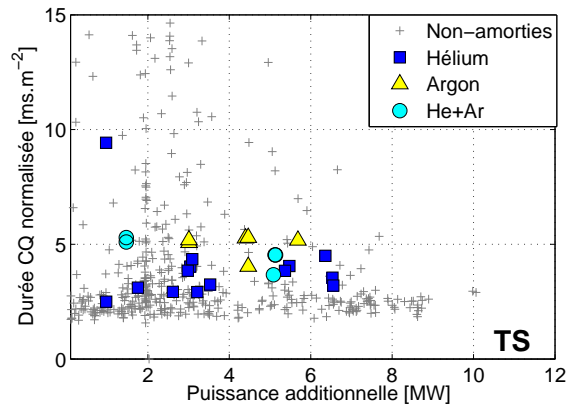


Figure 4.4 – Durée du quench de courant en fonction de la puissance additionnelle de chauffage - Tore Supra

Les différences observées pour l'effet du gaz sur le quench de courant sur Tore Supra et JET ne sont pas encore totalement comprises. La durée du quench de courant est gouvernée par la constante de temps de décroissance du courant plasma, assimilable à une constante de type L/η , où L représente l'inductance du plasma et η sa résistivité. On assimile dans ce cas le plasma à un simple circuit électrique LR. Dans le cas d'un ralentissement du quench de courant par le gaz, la constante de temps augmente. Donc soit l'inductance interne augmente, soit la résistivité baisse.

- La baisse de la résistivité est une première explication possible. Celle-ci est gouvernée par le contenu en impuretés du plasma et son état d'ionisation moyen (Z_{eff}). Il a déjà été constaté que pendant le quench de courant, un équilibre était atteint entre les pertes par rayonnement et le chauffage ohmique du plasma [Whyte 02]. Dans ce cas, un ralentissement du quench de courant signifierait une baisse de la résistivité, et donc soit une baisse de la charge effective moyenne, soit une hausse de la température électronique. En effet, d'après [Spitzer 56] :

$$\eta \propto \frac{Z_{eff}}{T_e^{3/2}} \quad (4.1)$$

Une baisse de la charge effective pourrait être une explication acceptable pour les injections d'hélium. En effet, pour une machine à limiteurs en carbone, le contenu du plasma est fortement modifié par le carbone provenant des limiteurs érodés pendant le quench thermique et les poussières secouées par la disruption [Sugihara 04]. Dans le cas d'une injection massive, le contenu du plasma est dominé par l'impureté injectée. Ceci peut donc modifier de façon significative l'état de charge du plasma. Les injections d'hélium ($Z=2$) pourraient donc faire diminuer le Z_{eff} du plasma pendant le quench de courant, et donc réduire la résistivité et allonger la constante de temps du quench de courant. Cependant, ce mécanisme n'explique pas les résultats obtenus pour des injections de gaz plus lourds comme l'argon ($Z=18$).

- Une augmentation de l'inductance permettrait aussi d'expliquer le comportement du quench de courant face à une injection massive. L'inductance totale du plasma est en effet définie par :

$$L = \mu_0 R \left(\ln \frac{8R}{a} - 2 + \frac{l_i}{2} \right) \quad (4.2)$$

où a et R sont le petit et grand rayon du plasma, l_i son inductance interne.

Chacun de ces termes peut contribuer à faire varier l'inductance totale du plasma. Une possibilité pour faire augmenter l'inductance du plasma est de piquer le profil de courant et de diminuer le petit rayon du plasma. C'est une possibilité qui a été envisagée entre autres sur TEXTOR [Bozhenkov 07c]. Sur Tore Supra, la mesure de l'inductance interne pendant le quench de courant est difficile. En effet, l'inductance interne l_i est déduite de la grandeur $\beta + l_i/2$ correctement mesurée mais également du β_{dia} fortement perturbé par les courants induits. Des observations avec la caméra rapide semblent montrer que la surface rayonnante située en théorie au bord du plasma se contracte pendant le quench de courant (4.5), mais il est difficile de relier cette observation au profil de courant. Ceci intervient par ailleurs sur la plupart des disruptions, et il est difficile de comparer la contraction de cette surface entre les disruptions amorties et celles qui ne le sont pas.

- Une dernière explication pourrait être liée au mouvement du plasma et à son couplage avec les éléments de structure de la machine. En effet, le modèle complet décrivant la décroissance du courant plasma décrit en section 2.4.2.1 fait intervenir les courants induits dans les structures et les inductances mutuelles de couplage de ces derniers au plasma. Si le plasma bouge pendant le quench de courant, les mutuelles peuvent s'en trouver modifiées, et donc influencer la décroissance du courant. L'injection massive pourrait donc modifier le déplacement du plasma pendant le quench de courant, et donc modifier la durée du quench de courant via ces mutuelles. Par ailleurs, ceci permettrait d'expliquer le comportement du quench de courant différent constaté sur les plasmas circulaires et sur les plasmas allongés. En effet, les machines à limiteur ont tendance à voir leurs quenches de courant allongés par l'injection massive, tandis que les machines à divertor le voient raccourcir (voir section 2.5.5). Ceci est également constaté ici sur Tore Supra et JET. Les deux types de plasma ont en effet des déplacements très différents pendant le quench de courant, à cause de la présence ou non de l'instabilité verticale. Dans ce cas, l'hypothèse de la modification du déplacement du plasma par l'injection massive est plausible. Suivre la trajectoire du barycentre du courant plasma pendant le quench de courant pourrait être une piste intéressante pour apporter des réponses à cette question.

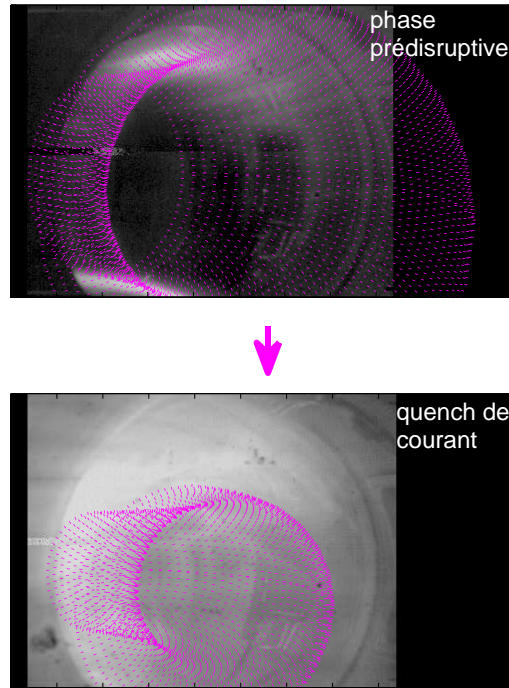


Figure 4.5 – Contraction de la surface rayonnante pendant le quench de courant

4.1.2.2 Courants induits

Cette analyse a été réalisée sur Tore Supra, de par la configuration particulière de la machine qui permet une analyse simple des courants induits. En effet, le limiteur pompé toroïdal présenté sur la figure 1.11 est supporté par une poutre conductrice continue dans la direction toroïdale. Des courants y sont induits pendant la disruption et leur intensité est mesurée par des capteurs magnétiques. Leur intensité maximale pendant la disruption a été mesurée pendant les mêmes décharges que ceux présentés dans la section précédente, après des injections d'hélium, de néon, d'argon et d'un mélange d'hélium et d'argon. Elle est représentée en figure 4.6.

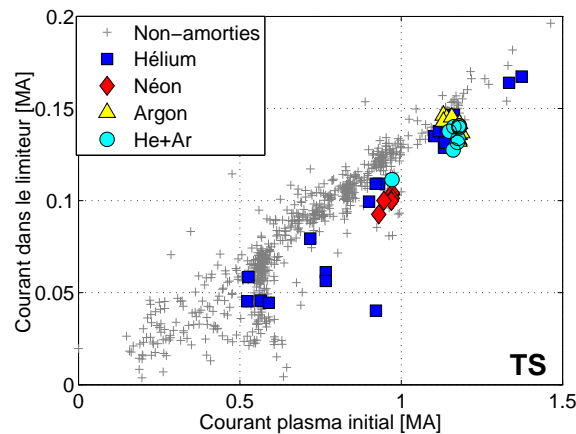


Figure 4.6 – Courants induits dans le limiteur toroïdal de Tore Supra

Les courants induits dans le limiteur sont réduits par rapport aux disruptions normales pour tous les gaz injectés (de 10% à 25% selon les disruptions). Une fois encore, peu de différences entre les gaz sont observées. La réduction du courant induit maximal est toutefois plus faible que

la réduction du $(dI_p/dt)_{max}$ ou que le ralentissement du quench de courant. Afin de comprendre cette différence, un modèle simple de courants induits a été développé. Il assimile le plasma, le limiteur toroïdal (LPT) et l'enceinte à vide externe à des circuits électriques dotés d'inductances internes et couplés par des mutuelles.

$$\frac{dI_{LPT}}{dt} + \frac{R_{LPT}}{L_{LPT}} I_{LPT} + \frac{M_{LPT,Plasma}}{L_{LPT}} \frac{dI_p}{dt} + \frac{M_{LPT,Enc}}{L_{LPT}} \frac{dI_{Enc}}{dt} = 0 \quad (4.3)$$

$$\frac{dI_{Enc}}{dt} + \frac{R_{Enc}}{L_{Enc}} I_{Enc} + \frac{M_{Plasma,Enc}}{L_{Enc}} \frac{dI_p}{dt} + \frac{M_{LPT,Enc}}{L_{Enc}} \frac{dI_{LPT}}{dt} = 0 \quad (4.4)$$

R_{LPT} et R_{Enc} sont les résistivités du LPT et de l'enceinte à vide. L_{LPT} et L_{Enc} sont leurs inductances internes. $M_{s,t}$ sont les mutuelles entre les circuits s et t . I_p , I_{LPT} , I_{Enc} sont les courants circulant dans les circuits correspondants. Les mutuelles sont calculées selon la méthode de distance moyenne géométrique (Geometric Mean Distance), comme explicité dans [Hertout 01]. Le courant plasma mesuré est pris comme paramètre d'entrée et non comme un circuit complètement simulé. Ce modèle permet donc de calculer les courants circulants dans le limiteur et dans l'enceinte à vide et de les comparer aux valeurs mesurées.

Un exemple de résultat est représenté en figure 4.7. Le calcul est effectué pour une disruption non-amortie et une disruption amortie dont le quench de courant est deux fois plus long. Le courant maximal induit dans la poutre n'est réduit que de 10%, confirmant qu'un ralentissement du quench d'un facteur 2 à 3 ne permet qu'une réduction modeste du courant dans le limiteur. Ceci est en fait dû aux constantes de temps du limiteur et de l'enceinte, qui sont plus grandes que celles du plasma. Notons que la valeur *mesurée* du courant dans le limiteur (traits pointillés) ne peut pas être reproduite par la simulation. Néanmoins, l'écart sur cette valeur maximale entre une disruption amortie et une disruption non-amortie est correctement reproduit. La différence entre la simulation et la mesure est probablement due au fait que les mutuelles entre les éléments de circuit sont choisies constantes, alors que les mouvements du plasma lors du quench de courant devraient normalement les faire varier. On ne peut pas non plus exclure une influence du profil de courant intervenant dans l'inductance du plasma calculée selon la formule 4.2, bien que celle-ci soit probablement moins significative.

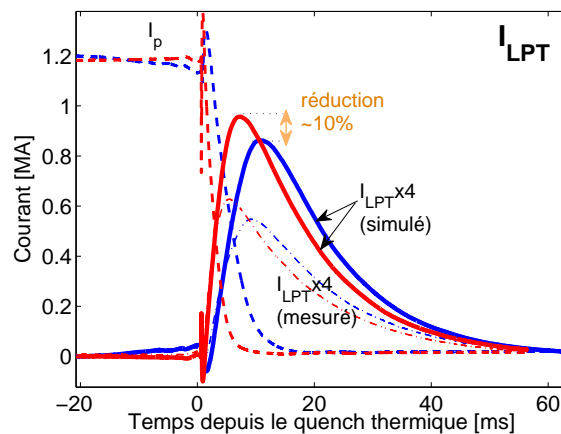


Figure 4.7 – Evolution temporelle des courants induits dans le limiteur - simulations et mesures. Courbe bleue : disruption amortie par injection massive. Courbe rouge : disruption non-amortie

Cette étude montre que la réduction des courants induits dans les structures des machines ne sera pas directement proportionnelle à l'allongement de la durée du quench de courant, mais dépendra des constantes de temps des structures de la machine dans lesquelles ces courants se

développent. De plus, les mouvements du plasma et l'évolution de sa géométrie pendant cette phase, encore difficiles à modéliser, jouent un rôle dans la durée du quench de courant.

4.1.3 Dépôts thermiques

Les flux de chaleur les plus dangereux lors d'une disruption spontanée sont ceux produits lors du quench thermique. La chaleur est en effet conduite directement sur le limiteur/divertor. Afin de réduire ces flux, on cherche donc à dissiper l'énergie du plasma sur une échelle de temps plus grande et de façon moins localisée. Le but est de faire rayonner cette énergie à l'aide du gaz de l'injection massive, pendant la phase prédisruptive et pendant le quench thermique. Le rayonnement étant plus isotrope et homogène que les dépôts conduits, la charge thermique sera mieux répartie sur toute la surface de la première paroi au lieu d'être déposée uniquement sur le divertor/limiteur. Les meilleurs candidats pour remplir cet objectif seraient les gaz lourds (plus lourds que l'argon). Leur numéro atomique élevé leur permet en effet de rester partiellement ionisés pendant longtemps, et donc de rayonner davantage d'énergie. Différents gaz allant du deutérium jusqu'à l'argon ont donc été testés sur Tore Supra et sur JET, et leur efficacité en terme d'effets thermiques a été comparée.

4.1.3.1 Puissance rayonnée

La puissance rayonnée est mesurée à l'aide des bolomètres décrits dans la section 3.1.3. Sur Tore Supra, la cadence d'acquisition ne permet pas de résoudre le quench thermique, mais permet de suivre la phase prédisruptive. La difficulté majeure liée à l'observation de la puissance rayonnée lors d'une disruption tient au déséquilibre entre l'énergie magnétique et l'énergie thermique sur les tokamaks actuels. L'énergie magnétique est en effet supérieure à l'énergie thermique (voir le tableau 1.2, chapitre 1, par exemple), et est principalement dissipée par rayonnement pendant le quench de courant d'une disruption. Distinguer l'énergie thermique rayonnée de l'énergie magnétique rayonnée est donc difficile. Afin de mesurer une fraction d'énergie thermique dissipée par rayonnement, il convient donc de maximiser l'énergie thermique, et donc de coupler un maximum de puissance additionnelle au plasma.

La fraction d'énergie rayonnée avant le quench thermique est un des paramètres qui détermine la quantité d'énergie qui sera disponible lors du quench thermique et qui présente le risque d'être conduite au moment du quench thermique. Sur Tore Supra et dans une moindre mesure sur JET, il a été observé que la principale dépendance de la fraction d'énergie thermique rayonnée n'est pas la nature du gaz mais la durée de la phase prédisruptive, elle-même dépendante de la quantité de gaz injectée. En effet, plus la phase prédisruptive est longue, plus le plasma a le temps de perdre son énergie thermique par rayonnement. On définit ici la phase prédisruptive comme la durée entre l'arrivée du front de gaz au bord du plasma et le début du quench thermique. La fraction d'énergie thermique rayonnée est représentée en fonction de la durée de la phase prédisruptive sur la figure 4.8 pour Tore Supra et sur la figure 4.9 pour JET. Sachant qu'à l'avenir, les injections devront être les plus massives possibles, réduisant donc la durée de la phase prédisruptive, la fraction de puissance rayonnée avant le quench thermique pourrait être assez faible (environ 10% pour les injections les plus massives sur Tore Supra). Néanmoins, une partie de l'énergie pourrait être rayonnée *pendant* le quench thermique, mais faute de résolution temporelle suffisante, cette possibilité n'a pas pu être explorée à partir de la mesure de puissance rayonnée.

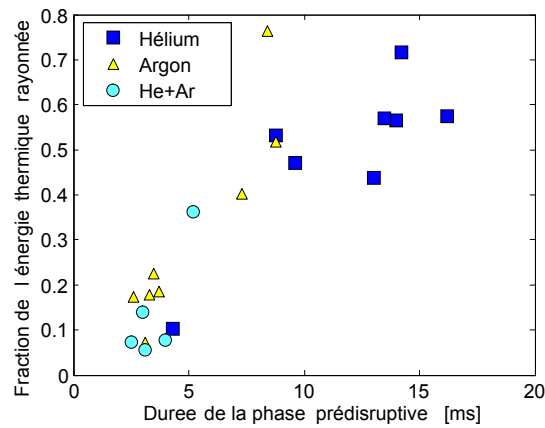


Figure 4.8 – Fraction de l'énergie thermique rayonnée en fonction de la durée de la phase prédisruptive - Tore Supra

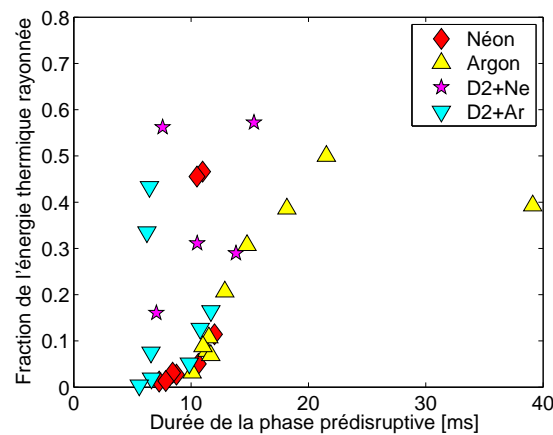


Figure 4.9 – Fraction de l'énergie thermique rayonnée en fonction de la durée de la phase prédisruptive - JET

4.1.3.2 Puissance conduite

Un moyen plus direct pour mesurer la puissance reçue par les éléments de première paroi est de mesurer l'évolution de leur température de surface pendant la disruption. Ceci a été réalisé sur Tore Supra à l'aide d'une caméra infrarouge rapide prêtée par ASDEX-Upgrade et installée au-dessus du limiteur lors d'injections de mélange hélium 95% / argon 5%. La région d'intérêt sélectionnée sur le limiteur correspond à une zone d'érosion, où la puissance est habituellement conduite. Il existe en effet des zones de dépôts carbonés dont la température monte très facilement lors des disruptions, à cause de leur mauvais contact thermique avec le reste de la structure du limiteur activement refroidie. Cette température n'est pas directement exploitable pour calculer le flux reçu par le composant, puisque les caractéristiques thermiques des dépôts sont mal connues. La sélection des zones d'intérêt et un exemple d'image infrarouge sont donnés en figure 4.10.

Des comparaisons entre disruptions amorties et non-amorties ont été effectuées en mesurant l'augmentation de température de deux tuiles du limiteur après le quench thermique (une côté fort champ *HFS*, et l'autre côté faible champ *LFS*). Les résultats sont présentés en figure 4.11. Malgré une énergie thermique légèrement supérieure pour la disruption amortie par injection massive, l'augmentation de la température des tuiles observées est pratiquement 30% plus faible [Bucalossi 10].

Une comparaison plus large est représentée en figure 4.12. Malgré une large dispersion

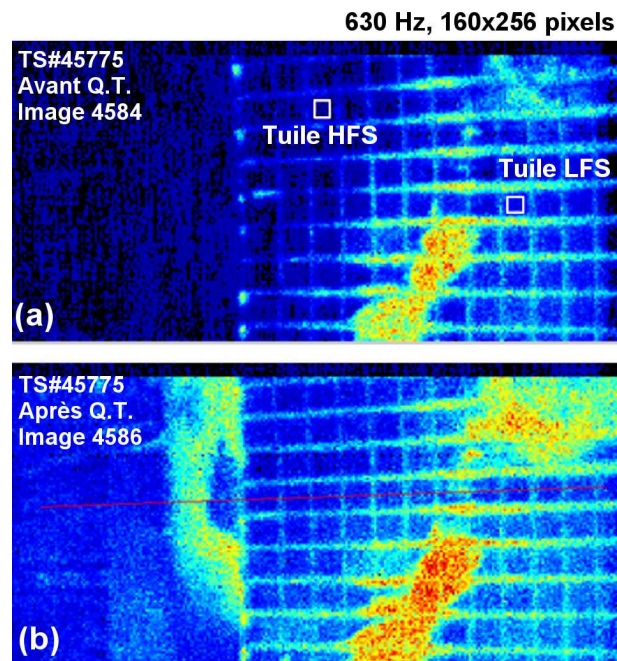


Figure 4.10 – Images infrarouges du limiteur de Tore Supra (a) Avant le quench thermique (b) Immédiatement après le quench thermique. Les position des tuiles sélectionnées pour la figure 4.11 sont indiquées.

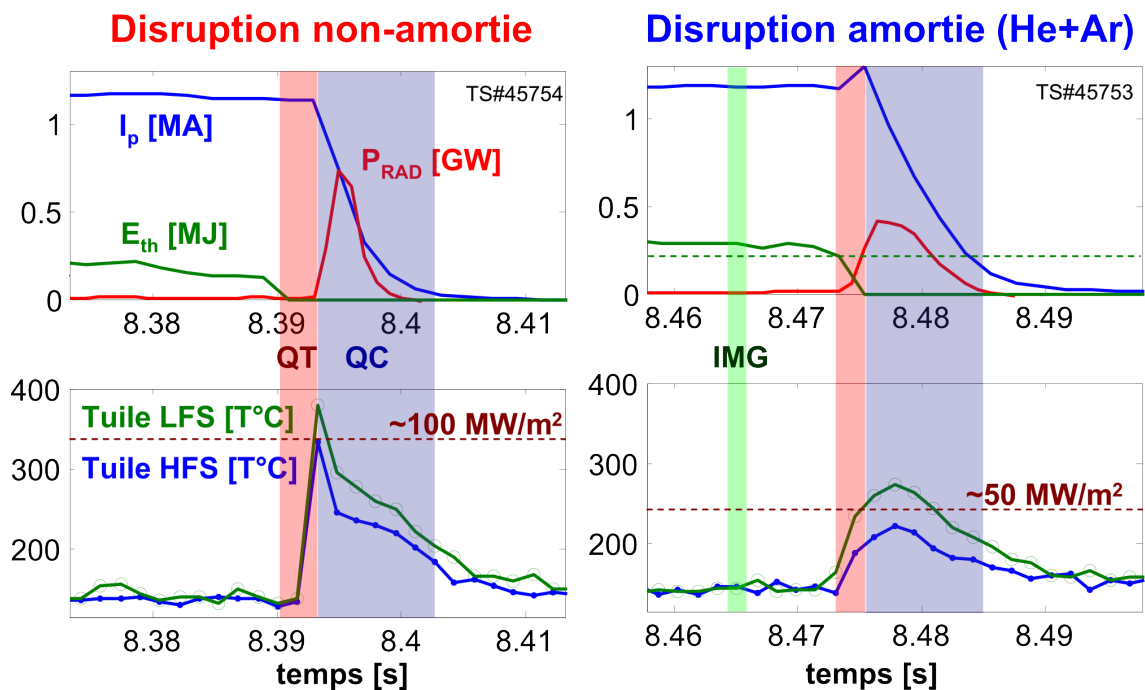


Figure 4.11 – Augmentation de température de deux tuiles du limiteur de Tore Supra pendant une disruption (a) Disruption non-amortie (b) Disruption amortie par un mélange hélium/argon

des données due au faible nombre de disruptions ayant pu être réalisées, l'injection massive semble atténuer l'augmentation de température des tuiles du limiteur, et donc amortir les effets thermiques de la disruption.

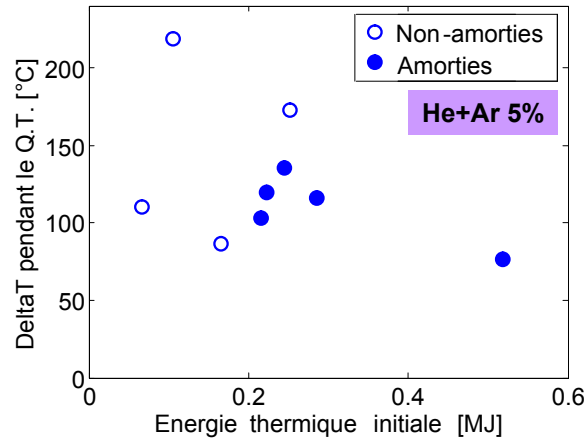


Figure 4.12 – Augmentation de température des tuiles du limiteur de Tore Supra

4.1.3.3 Bilan d'énergie

Les mesures de puissance rayonnée pendant toute la durée de la disruption (et non plus seulement pendant le quench thermique) combinées aux mesures de courants dans les structures permettent de réaliser un bilan d'énergie partiel de la disruption. L'énergie rayonnée est ainsi représentée en fonction de l'énergie totale du plasma ($E_{th} + E_{mag}$) en figure 4.13 pour Tore Supra. Entre 55% et 75% de l'énergie totale sont rayonnés par les injections massives. Des calculs de courants induits dans les structures similaires à ceux présentés en section 4.1.2.2 montrent que 20% à 25% de l'énergie pourrait y être dissipée. Les 0 à 20% restants correspondent à la puissance conduite sur les limiteurs et aux incertitudes liées aux mesures et calculs de courants.

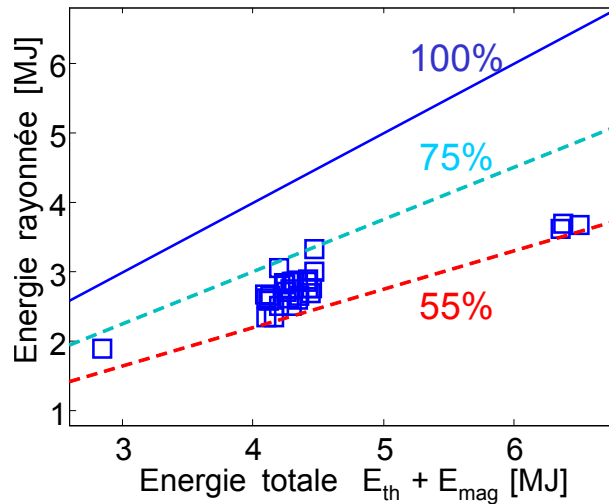


Figure 4.13 – Energie rayonnée pendant toute la disruption en fonction de l'énergie totale ($E_{th} + E_{mag}$) initiale

Par ailleurs, à énergie magnétique équivalente, l'énergie totale rayonnée pendant les disruptions avec injection massive augmente avec l'énergie thermique initiale du plasma, comme le montrent les figures 4.14 pour Tore Supra et 4.15 pour JET. Sachant que l'énergie rayonnée pendant les disruptions non-amorties ne dépend pas de l'énergie thermique initiale, cela confirme qu'une partie de l'énergie thermique du plasma est rayonnée par le gaz de l'injection massive. En comparant cette énergie avec l'énergie rayonnée habituellement pendant les disruptions non-amorties de JET, il a pu être déduit que la moitié de l'énergie thermique était rayonnée, dont une partie significative pendant le quench thermique [Lehnen 09b].

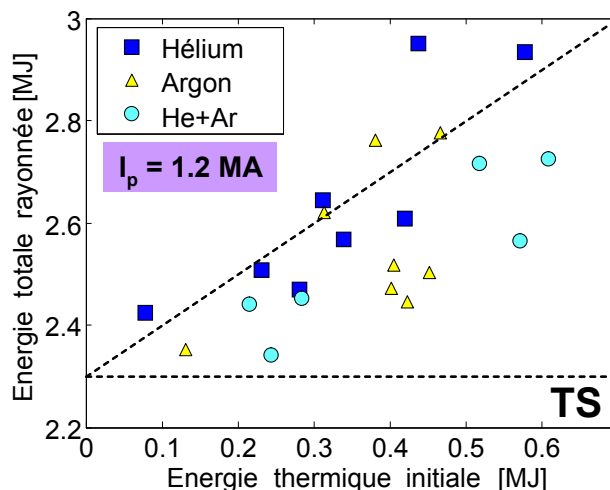


Figure 4.14 – Energie rayonnée en fonction de l'énergie thermique initiale (Tore Supra). La ligne pointillée horizontale correspond à l'énergie rayonnée pendant les disruptions non-amorties.

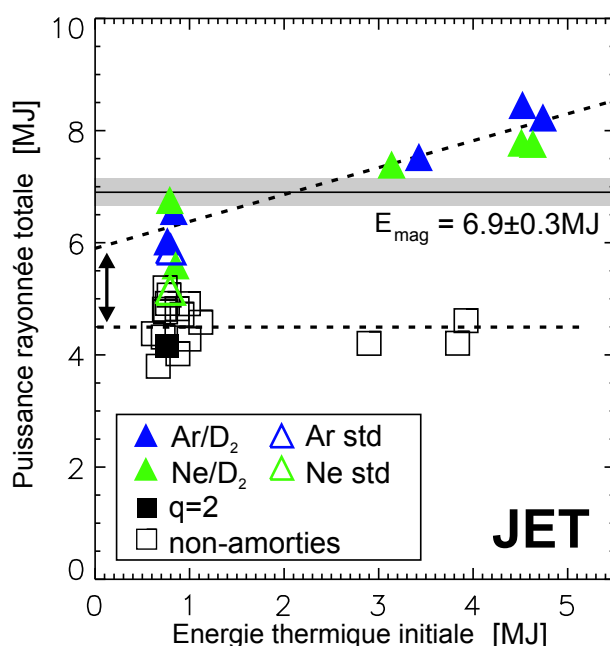


Figure 4.15 – Energie rayonnée en fonction de l'énergie thermique initiale (JET). Les symboles colorés ouverts correspondent à des injections lentes de gaz [Lehnen 09b].

4.1.4 Electrons découplés

Les électrons découplés sont une des conséquences des disruptions les plus craintes sur ITER et les futurs réacteurs, de par leur capacité à perforer des éléments présents dans l'enceinte à vide (limiteurs, divertor), ce qui est d'autant plus critique lorsque ces éléments sont activement refroidis par de l'eau. Des observations de production d'électrons découplés pendant les disruptions ont été faites sur la plupart des tokamaks, et de façon pratiquement systématique lors des expériences d'injection de glaçons tueurs (voir 2.5.2). En revanche, les injections massives de gaz donnent des résultats contradictoires. Sur certaines machines, les disruptions amorties par des injections de gaz lourds semblent ne pas produire d'électrons découplés, alors qu'une production est observée sur d'autres.

La quantité d'électrons découplés produits pendant une disruption est le plus souvent estimée à l'aide de la quantité de neutrons émis. Ces neutrons sont produits lors de l'interaction

des découplés avec le mur (voir section 3.1.6). On peut également constater la présence d’électrons découplés lorsqu’un épaulement est observé dans la chute du courant plasma : une partie du courant est convertie en électrons découplés, et ceux-ci ont un temps de vie dans l’enceinte plus long que le courant plasma. Un exemple de ce ressaut est représenté en figure 4.16. Le courant total porté par les électrons découplés n’est calculable à partir des mesures de courant que lorsque le courant plasma est nul. Pendant le début du quench de courant, il est difficile de séparer le courant porté par le plasma de celui porté par les découplés. Notons enfin que de façon qualitative, on peut détecter la présence d’électrons découplés lorsque de la « neige » est visible sur les images de caméra rapide. Celle-ci est probablement due à la bouffée de rayonnement gamma et X-dur perturbant produite par les électrons découplés lors de leur impact sur le mur ou les poussières présentes dans la chambre après la disruption. Ces rayonnements perturbent le capteur de la caméra et produisent les parasites visibles sur les images.

Tore Supra est une machine particulièrement productrice d’électrons découplés. Des plateaux d’électrons découplés de plusieurs centaines de millisecondes ont été créés à plusieurs reprises sur la machine pendant des disruptions [Saint-Laurent 09] et les électrons découplés sont présents pratiquement sur toutes les disruptions au-dessus de 600 kA. Les machines circulaires ou en mode limiteur, pour une raison encore mal comprise, sont plus sujettes à la production d’électrons découplés que les machines à divertor.

Les résultats des injections massives sur la production de découplés pour Tore Supra et JET sont donnés en figure 4.17.

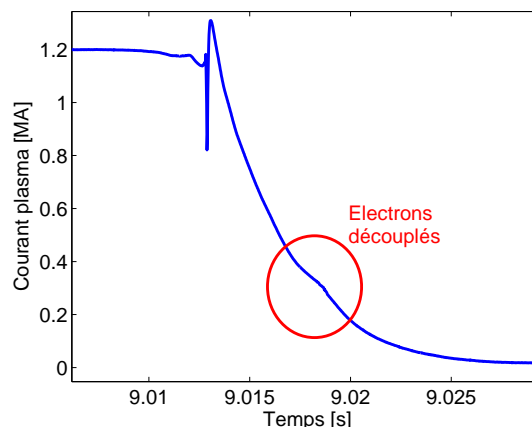


Figure 4.16 – Ressaut de courant dus aux électrons découplés

Pour Tore Supra, l’hélium (carrés bleus) semble être le gaz le plus efficace pour empêcher la production d’électrons découplés : la quantité de neutrons produits est réduite de 2 à 3 ordres de grandeur par rapport à une disruption normale, et correspond en fait au bruit de fond du plasma (figure 4.17(a)). Des neutrons sont en effet produits en permanence par les réactions de fusion deutérium-deutérium pendant la décharge. On peut donc considérer le nombre d’électrons découplés produits pendant les disruptions amorties par hélium comme quasi nul. Les injections de mélange hélium-argon donnent sensiblement les mêmes résultats. Pour JET, une seule injection d’hélium a pu être réalisée sur un plasma d’hélium. Le résultat n’est donc pas directement comparable. De tous les gaz testés, les mélange deutérium-argon, deutérium-néon et le deutérium pur sont les gaz les plus efficaces pour empêcher la formation d’électrons découplés. Sur les deux machines, aucun épaulement de courant caractéristique de la présence des électrons découplés. La quantité d’hélium injectée n’a pas d’effet sur l’efficacité de l’amortissement (voir figure 4.18). Une très légère production d’électrons découplés a pu

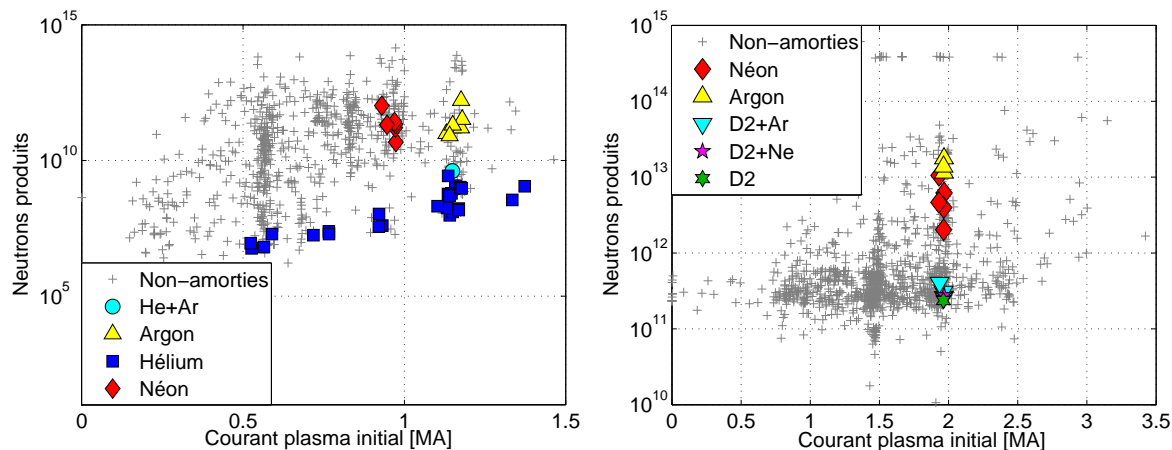


Figure 4.17 – *Electrons découplés produits pendant les disruptions amorties et non-amorties (a) Tore Supra (b) JET*

être observée sur une injection de 4×10^{21} atomes d'hélium, mais n'a pas pu être reproduite. L'efficacité de la suppression des électrons découplés par hélium est indépendante des conditions plasmas testées, en particulier de la puissance additionnelle. Toutefois la production d'électrons découplés n'est habituellement pas influencée par la température ou la densité du plasma initial.

A contrario, les gaz lourds comme le néon ou l'argon n'empêchent pas les électrons découplés de se former. Le nombre de neutrons produits se situe au niveau de la moyenne des disruptions pour les injections de néon (losanges rouges). Les injections d'argon (triangles jaunes) ont elles tendance à augmenter légèrement la production d'électrons découplés sur JET. C'est encore plus vrai sur JET. Les injections massives d'argon sont ainsi devenues le moyen le plus simple de produire des électrons découplés sur commande. Comme dans le cas de l'hélium, ce résultat est indépendant des conditions plasma pré-disruptives.

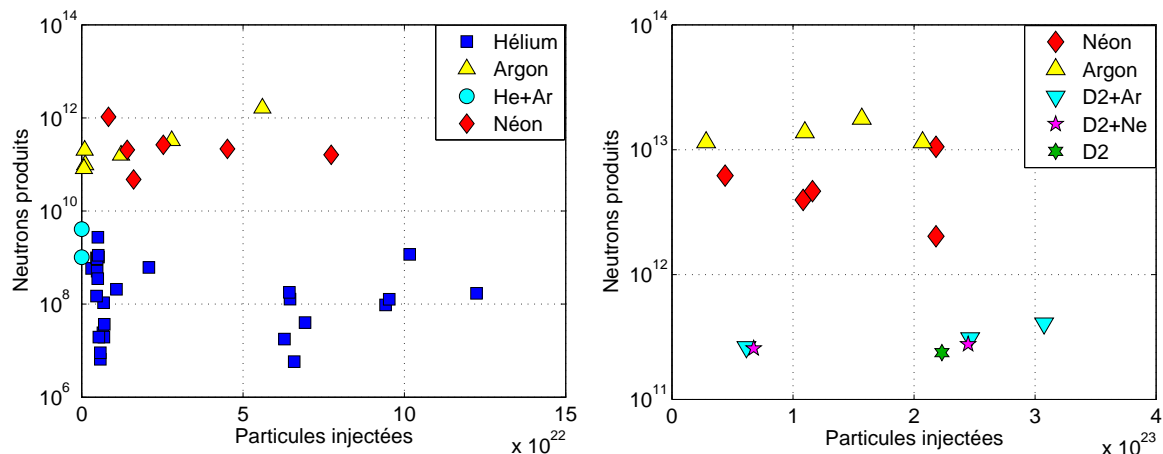


Figure 4.18 – *Production d'électrons découplés pendant la disruption en fonction de la quantité injectée (a) Tore Supra (b) JET*

Les résultats sont donc ici bien concordants : les gaz légers sont de meilleurs candidats pour la suppression des électrons découplés par injection massive, sur deux machines de configurations différentes (limiteur et point X) et dans une large gamme de paramètres plasma. Les mélanges de gaz avec un gaz lourd en faible proportion semblent également de bon candidats pour amortir les électrons découplés.

Il reste néanmoins à comprendre les raisons pour lesquelles les gaz légers sont plus efficaces.

En effet, de prime abord, nous aurions tendance à penser que les gaz lourds, en s'ionisant plus facilement, apportent davantage d'électrons au plasma, faisant monter plus haut la densité. L'énergie de première et deuxième ionisation de l'hélium sont en effet de 25 eV et de 54 eV, contre 16 eV et 28 eV pour l'argon. Or à quantités égales, l'argon génère des électrons découplés, et l'hélium empêche leur génération.

Des calculs de production d'électrons découplés ont donc été réalisés sur Tore Supra. La génération d'électrons découplés est gouvernée par le champ électrique toroïdal induit par les variations du courant plasma. Ce champ électrique est calculé via un modèle 0-D simple du quench de courant, à partir de l'évolution du courant plasma mesuré. Le champ électrique accélérateur E_{\parallel} est alors donné par :

$$E_{\parallel} = \frac{1}{2\pi R} \left(L_{plasma} \frac{dI_p}{dt} + M_{plasma/LPT} \frac{dI_{LPT}}{dt} + M_{plasma,Enc} \frac{dI_{Enc}}{dt} \right) \quad (4.5)$$

Les notations sont les mêmes que dans la section 4.1.2.2. Les valeurs des courants dans le LPT et dans l'enceinte sont données par le modèle présenté dans cette même section. Un exemple d'évolution du champ électrique calculé de cette façon est donné en figure 4.19.

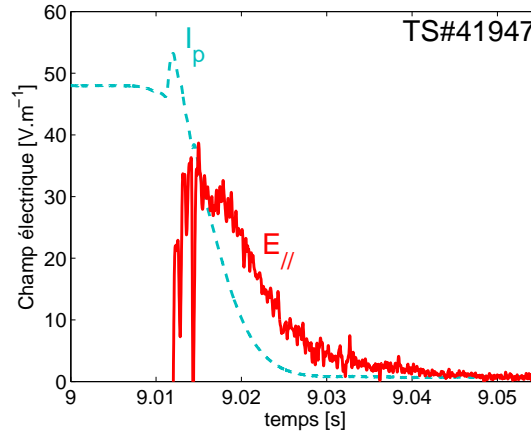


Figure 4.19 – Evolution du champ électrique pendant le quench de courant

Le champ électrique parallèle maximum est atteint au début du quench de courant, lorsque la dérivée du quench de courant est maximale et que les courants dans les éléments de structure n'ont pas encore commencé à croître. Les valeurs maximales et moyennes du champ électrique sont données en figure 4.20.

Peu de différences sont observées entre les gaz ou en fonction des quantités injectées. Le champ électrique créé par les injections d'Argon est légèrement plus haut, sans pour autant que ce soit suffisamment significatif pour expliquer la création d'électrons découplés pendant les injections d'argon. Le champ électrique maximal créé pendant la disruption est assez haut comparé à d'autres machines (de 10 à 25 V/m sur ASDEX-Upgrade, par exemple [Pautasso 09]), ce qui pourrait expliquer le fait que Tore Supra produise des électrons découplés pratiquement à chaque disruption. La forme circulaire du plasma peut également participer à la stabilité du faisceau d'électrons découplés.

Afin de calculer le taux de création d'électrons découplés primaires, on s'intéresse à la valeur du champ de Dreicer explicité en section 2.4.3.1, équation 2.82. Un seuil couramment utilisé est de considérer que le mécanisme de Dreicer est négligeable lorsque $E_{\parallel} < 0.01E_D$ [Helander 02, Lehnen 09a]. Ceci permet de calculer une densité critique $n_{c,I}$ au-dessus de laquelle le mécanisme primaire de Dreicer est supprimé. A partir de l'expression du champ de Dreicer, cette densité est donnée par :

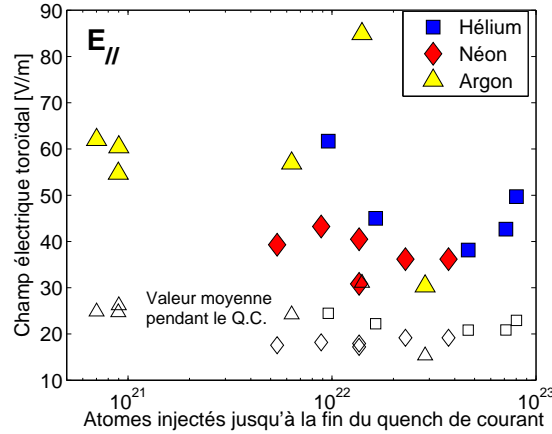


Figure 4.20 – Valeurs maximales et moyennes du champ électrique pendant le quench de courant en fonction de la quantité de gaz injectée

$$n_{c,I} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 T_e}{0.01 \times e^3 \ln \Lambda} E_{\parallel} \quad (4.6)$$

La température du plasma du quench de courant est prise égale à 6 eV, qui est la valeur maximale généralement considérée pour un quench de courant [Riccardo 04]. Cette valeur est déterminée par l'équilibre entre l'effet de la puissance ohmique du courant et de la puissance rayonnée apr le carbone libéré pendant le quench thermique, venant des éléments de paroi. La valeur du logarithme coulombien $\ln \Lambda$ est considérée indépendante de la densité, et prise égale à 18 [Pautasso 09].

La densité nécessaire pour supprimer inconditionnellement le mécanisme d'avalanche est beaucoup plus haute que celle nécessaire pour supprimer le mécanisme de Dreicer. En effet, le champ électrique critique qui gouverne l'avalanche est plus petit que le champ de Dreicer d'un facteur v_{th}^2/c^2 . Avec les mêmes valeurs pour le logarithme coulombien, cette densité critique $n_{c,II}$ est donnée par :

$$n_{c,II} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2}{e^3 \ln \Lambda} E_{\parallel} \quad (4.7)$$

Une fois ces deux densités critiques calculées, on peut comparer leurs valeurs à celle de la densité mesurée pendant la disruption. Pour ce cas précis, elle est mesurée en effectuant la moyenne de la densité le long d'une corde centrale (corde n°3) de l'interféromètre infrarouge de Tore Supra décrit en section 3.1.2, pendant le quench de courant. En effet, c'est cette corde dont les mesures redeviennent valides le plus rapidement après la « zone aveugle » mentionnée en section 3.1.2.

La comparaison des densités est représentée en figure 4.21(a) pour une injection massive d'hélium et en figure 4.21(b) pour une injection massive d'argon.

Dans les deux cas, la densité atteinte est largement suffisante pour supprimer la génération primaire de Dreicer pendant le quench de courant. Or, des électrons découplés sont systématiquement présents dans le cas des injections d'argon et pas dans celui des injections d'hélium. Plusieurs hypothèses peuvent être formulées pour expliquer ce fait :

- La mesure de densité n'utilise qu'une corde centrale. Des zones de plus faible densité peuvent exister dans le plasma, où la génération d'électrons découplés serait possible. Sachant que la densité centrale est un facteur 10 au-dessus de la densité critique de Dreicer et qu'on soupçonne les électrons découplés de se trouver plutôt au centre de la chambre, cette explication est assez improbable.
- Le champ électrique est ici calculé à l'aide d'un modèle 0-D. Un piquage de son profil n'est donc pas pris en compte. Or pendant le quench thermique, le profil de courant s'aplatit, entraînant une baisse de l'inductance interne du plasma. Ceci provoque habituellement l'apparition d'un ressaut de courant, mais génère également un fort champ électrique au centre du plasma (plus de 150 V.m^{-1}) [Sourd 04]. Ce champ électrique pourrait être responsable de la création d'électrons découplés lorsque le plasma n'est pas encore complètement refroidi. Ces derniers survivraient suffisamment longtemps pendant le quench thermique jusqu'à la reformation des surfaces de flux pendant le quench de courant. Ceci tendrait donc à montrer que le quench thermique déclenché par une injection massive de gaz légers est très différent de celui déclenché par une injection massive de gaz plus lourds.

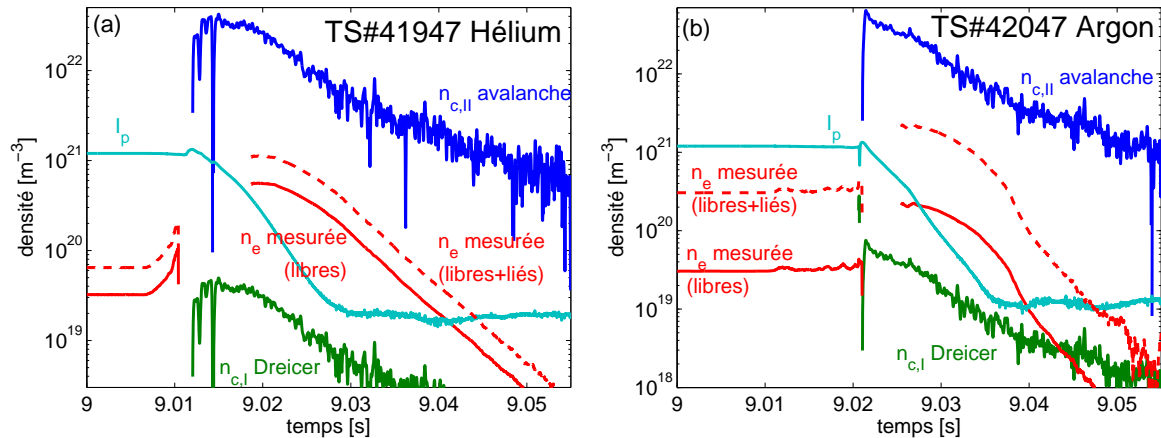


Figure 4.21 – Densités critiques pendant des disruptions par injection massive. Les densités (électrons libres+ électrons liés) sont données en pointillés (a) hélium (b) argon

Dans tous les cas, la densité atteinte n'est pas suffisante pour supprimer le mécanisme d'avalanche. Puisque des électrons découplés sont présents pendant les injections massives d'argon, il est donc très probable qu'une partie d'entre eux soient dus à l'avalanche. Le facteur de multiplication de l'avalanche défini comme $\gamma_{av} = \exp(2,5 \times I_p((MA)))$ [Rosenbluth 97] est néanmoins assez faible sur Tore Supra (autour de 20, contre $1,9 \times 10^{16}$ pour ITER).

Notons qu'il faut en théorie considérer la densité d'électrons libres (mesurée par l'interférométrie) ainsi que la densité d'électrons liés (ceux des ions partiellement ionisés) dans la densité nécessaire à atteindre pour supprimer l'avalanche. Ce calcul est difficilement réalisable sans connaître l'état de charge des ions du gaz injecté. Néanmoins, en faisant l'hypothèse probablement peu réaliste que pour chaque électron ajouté, un ion d'argon simplement ionisé est présent dans le plasma, on obtient les densités totales (liées+libres) représentées en pointillés rouges sur la figure 4.21.

Des analyses plus complètes de l'augmentation de densité générée par le gaz pendant la phase prédisruptive seront présentées en section 4.2.2. Les résultats obtenus ici montrent néanmoins une claire différence entre l'hélium et l'argon et montrent qu'il sera peut-être dangereux d'utiliser des gaz lourds comme gaz d'injection massive sur les futures machines. Par ailleurs, ils

montrent que l'action des gaz sur la génération d'électrons découplés se produit probablement pendant le quench thermique ou les premières phases du quench de courant.

4.2 Dynamique du front de gaz et mécanismes de pénétration

4.2.1 Objectifs de l'étude

L'interaction du front de gaz avec le plasma est un paramètre crucial dans l'efficacité de l'amortissement. En effet c'est cette interaction qui détermine la quantité de gaz qui se mélange au plasma. Or l'énergie rayonnée par le gaz ionisé sera d'autant plus grande que celui-ci est présent en grandes quantités dans le plasma. De même, la densité électronique sera plus grande si le mélange est plus efficace. Il est donc utile de s'intéresser d'une part aux dépendances de cette efficacité de mélange aux quantités injectées et à la nature du gaz choisi. D'autre part, la façon dont le gaz interagit avec le plasma détermine la vitesse à laquelle la disruption se déclenche suite à l'injection massive. Selon l'intervalle de temps disponible pour réagir face à l'imminence d'une disruption, ce paramètre peut être critique.

Par ailleurs, les mécanismes régissant l'interaction du gaz avec le plasma ne sont encore que partiellement compris. En particulier, la profondeur à laquelle celui-ci pénètre et les phénomènes limitant la pénétration sont encore sujets à débat. L'étude présentée ici s'attachera donc à identifier certains de ces mécanismes.

4.2.2 Efficacité de mélange

Le mélange du gaz peut être caractérisé de deux manières : la quantité absolue d'électrons ajoutés au plasma (libres ou liés) ou la quantité d'électrons ajoutés rapportée à la quantité de gaz injectée. Dans les expériences décrites dans cette section, le nombre d'électrons ajoutés est calculé grâce aux mesures d'interférométrie et selon la méthode d'intégration présentée dans la section 3.1.2. Notons que dans le cas des interféromètres de Tore Supra et de JET, la méthode n'est pas parfaite à cause des asymétries toroïdales caractérisant probablement l'injection massive. Pour Tore Supra, la quantité de gaz injectée est calculée suivant le modèle d'ouverture de l'injecteur décrit en section 3.2.1.2. L'efficacité de mélange à un instant t peut donc être calculée de la façon suivante :

$$F_{eff}(t) = \frac{\Delta N_e(t)}{N_{inj}(t)} \quad (4.8)$$

où ΔN_e est la quantité d'électrons ajoutés au plasma et N_{inj} la quantité de gaz ayant atteint le plasma à un instant t .

Le calcul est réalisé durant la phase pré-disruptive, phase qui se prête le mieux à la méthode d'intégration décrite en section 3.1.2. Dans le meilleur des cas, on peut suivre la montée de densité jusqu'au quench thermique. Pour les injections de plus grandes quantités de gaz, le signal de l'interféromètre est perdu une ou deux millisecondes avant le quench thermique. L'augmentation de densité induite par des injections d'hélium et d'argon ainsi que leur efficacité de mélange est donnée en figure 4.22 pour Tore Supra. L'instant de survenue du quench thermique est indiqué par des traits pointillés verticaux pour chacune des injections.

La comparaison hélium/argon montre des différences claires entre les deux gaz. L'augmentation de densité intervient plus tôt avec l'hélium qu'avec l'argon, à quantités totales injectées égales. Ceci est conforme au fait que la vitesse du son de l'hélium est trois fois supérieure à celle de l'argon. Par ailleurs, la quantité d'électrons ajoutés augmente plus rapidement avec l'hélium qu'avec l'argon, et lorsque de grandes quantités de gaz sont injectées. Pour l'hélium,

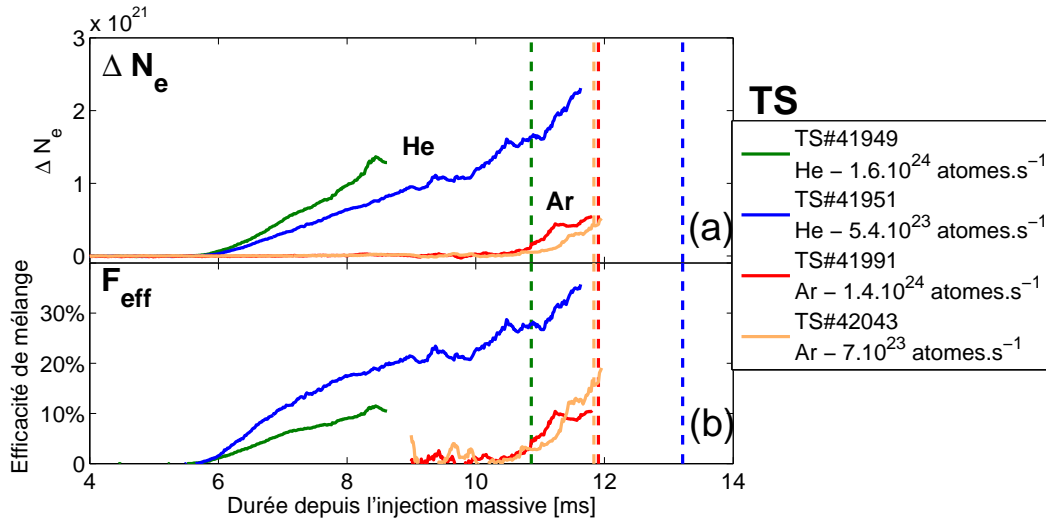


Figure 4.22 – Quantité d'électrons ajoutés au plasma en fonction de l'espèce de gaz et de sa quantité (Tore Supra) - (a) Nombre d'électrons ajoutés (b) Efficacité de mélange

elle atteint 2×10^{21} électrons quelques millisecondes avant le quench thermique contre $0,5 \times 10^{21}$ électrons avec l'argon, au moment du quench thermique. En extrapolant jusqu'au quench thermique pour l'hélium, la différence est encore plus importante. Pour les disruptions présentées ici, le quench thermique suivant une injection massive d'hélium se déclenche à une densité au moins d'un facteur 4 plus forte que celui suivant une injection massive d'argon.

La figure 4.22(b) représente l'efficacité de mélange définie dans l'équation 4.8. Elle atteint 30% pour de grandes quantités d'hélium et une dizaine de % pour l'argon. Elle est donc relativement faible, tout spécialement pour l'argon qui possède pourtant de nombreux électrons susceptibles d'augmenter la densité du plasma. L'augmentation de l'efficacité de mélange au cours du temps est peut-être due au fait que le gaz neutre traverse des régions de plus en plus chaudes du plasma, augmentant donc le taux de gaz ionisé. Notons par ailleurs que d'après les débits en sortie de l'injecteur calculés en section 3.2.1.2, l'injection de gaz dure environ 40 ms. Une partie du gaz n'est donc pas encore arrivée dans le plasma au moment où la disruption se déclenche.

La densité au moment du quench thermique est représentée sur la figure 4.23 pour plusieurs injections massives. L'augmentation de densité induite par les injections d'hélium est extrapolée linéairement jusqu'au quench thermique. Cependant, même sans cette extrapolation, elle est supérieure à celle atteinte par l'argon. Or comme précisé en section 4.1.4, l'argon génère des électrons découplés alors que l'hélium les supprime. De plus, comme montré dans cette même section 4.1.4, la différence entre une disruption déclenchée par injection massive d'hélium et une déclenchée par injection massive d'argon se situerait au début de la disruption. La plus forte densité atteinte par l'hélium juste avant le quench thermique serait donc une explication quant à sa meilleure efficacité de suppression des électrons découplés, générés au cœur du plasma pendant cette phase de quench thermique.

Les différences entre les gaz sont similaires sur JET. Une comparaison de l'évolution temporelle de la quantité totale d'électrons ajoutés au plasma en fonction du gaz utilisé est présentée en figure 4.24 pour JET et en fonction de la pression de remplissage en figure 4.25.

Les différences entre les gaz dans la quantité d'électrons ajoutés au plasma suit la même tendance que sur Tore Supra. Les gaz légers arrivent plus vite au bord du plasma que les gaz lourds. De plus, l'augmentation de densité est plus rapide avec les gaz légers et accélère

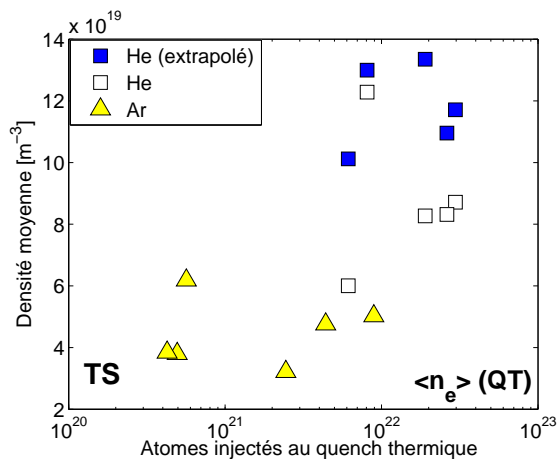


Figure 4.23 – Densités atteintes au quench thermique par les injections massives - Tore Supra

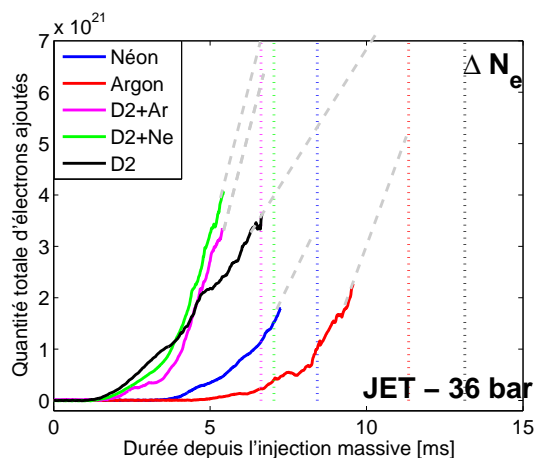


Figure 4.24 – Quantité totale d'électrons ajoutés au plasma en fonction de l'espèce de gaz - JET

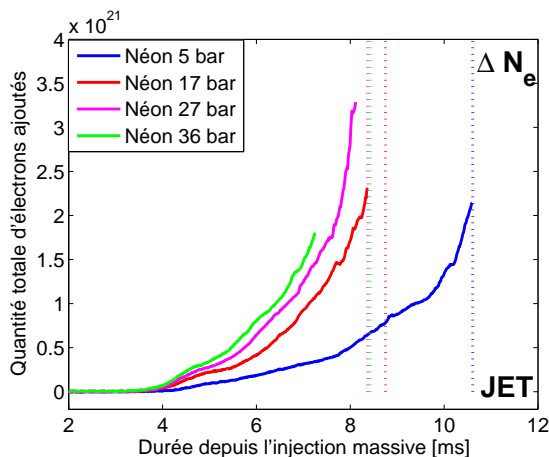


Figure 4.25 – Quantité totale d'électrons ajoutés au plasma en fonction de la quantité de gaz injectée (néon) - JET

en fonction de la quantité injectée. Notons que la comparaison entre les gaz n'est pas aussi directe que sur Tore Supra. En effet les quantités injectées ne sont ici pas tout à fait les mêmes, puisque l'efficacité de vidange dépend du gaz injecté. A pression de remplissage égale, les gaz lourds sont injectés en moins grandes quantités que les légers. Néanmoins, ceci ne remet pas en cause la présente conclusion sur les différences entre les gaz, puisque la montée de densité avec le mélange de deutérium/argon est plus rapide, même avec une quantité injectée trois fois

moindre qu'une injection de néon.

L'extrapolation de la quantité d'électrons ajoutés jusqu'au quench thermique est plus difficile qu'avec les mesures de Tore Supra. Cette extrapolation tendrait à montrer que la densité atteinte au quench thermique est plus grande avec les gaz légers et les quantités importantes. Néanmoins, il est difficile de tirer des conclusions définitives, en particulier pour les injections dont les mesures de densité sont perdues tôt.

4.2.3 Durée de la phase prédéruptive

La durée de la phase de refroidissement (prédéruptive) est définie par l'intervalle de temps entre l'arrivée du gaz au bord du plasma et le quench thermique indiqué par le début du ressaut de courant, et lorsque cette mesure est disponible, la chute des cordes centrales du diagnostic X-mous. L'arrivée du gaz au bord du plasma est estimée à l'aide des mesures rapides d'interférométrie et de la caméra rapide. Les durées sont représentées en figure 4.26. Les barres d'erreur sont définies par l'écart maximal entre la mesure du temps d'arrivée du gaz au bord faite par interférométrie et celle faite par caméra rapide.

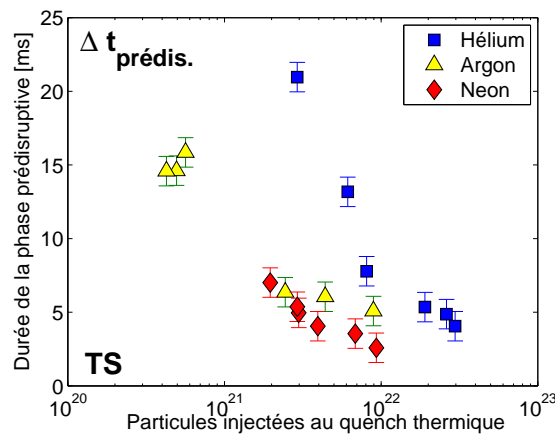


Figure 4.26 – Durée de la phase de refroidissement en fonction du gaz et de la quantité injectée

La disruption survient donc plus rapidement avec de grandes quantités de gaz injectées. Ceci est cohérent avec l'influence de la quantité de gaz sur la rapidité de l'augmentation de densité constatée en section 4.2.2. L'influence de la nature du gaz injecté est moins claire. La durée de phase prédéruptive la plus courte est obtenue avec le néon : 3 ms. Notons qu'une telle durée est plus rapide que la durée des phases prédéruptives de la plupart des disruptions naturelles. Ceci est plutôt rassurant quant à la capacité de l'injection massive à déclencher une disruption amortie avant que la disruption naturelle n'arrive à son terme.

4.2.4 Vitesse de pénétration

La vitesse de pénétration du front de gaz pendant la phase prédéruptive est mesurée à l'aide des images de caméra rapide munie des filtres présentés en section 3.1.5. L'algorithme de reconstruction des images décrit dans cette même section est utilisé afin de reconstruire une surface de flux d'un rayon donné. Le front radiatif semble en effet s'appuyer sur les surfaces de flux lors de sa pénétration dans le plasma. Un exemple d'une telle reconstruction est donné en figure 4.5. Notons que des asymétries poloïdales et toroïdales sont clairement observées lors de cette pénétration.

Durant tout le début de la phase prédéruptive, la vitesse du front radiatif est pratiquement constante dans le temps. Cette valeur est représentée en figure 4.27 pour divers gaz et diverses

quantités injectées. La vitesse varie entre 20 m.s^{-1} pour des injections d'argon en faibles quantités jusqu'à 120 m.s^{-1} pour des injections d'hélium en grandes quantités. Ces vitesses sont inférieures aux vitesses du son de l'hélium (1000 m.s^{-1}) et de l'argon (320 m.s^{-1}) à 300 K , indiquant que le gaz est ralenti par le plasma. Les résultats sont qualitativement cohérents avec les mesures de densité et de durée de la phase prédisruptive : les gaz légers en grandes quantités sont plus rapides à pénétrer que les gaz lourds en petites quantités.

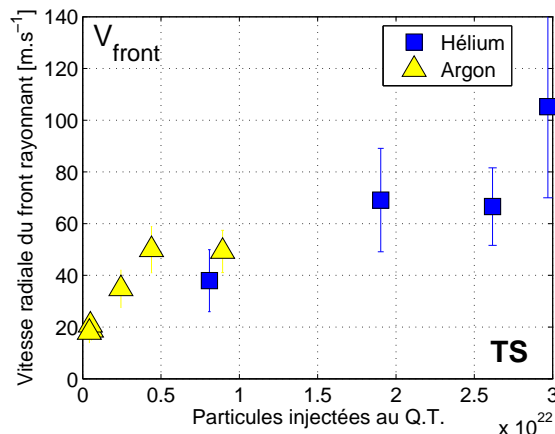


Figure 4.27 – Vitesse de pénétration du front radiatif dans le plasma

4.2.5 Surfaces d'arrêt

Les images de caméra rapide donnent également la profondeur de pénétration maximale du front radiatif dans le plasma. Celle-ci ne dépend pas de la nature ou de la quantité de gaz injectée. La position du front radiatif au cours du temps pendant la phase prédisruptive pour deux injections d'argon en quantités différentes est représentée sur la figure 4.28. Le plasma a les caractéristiques suivantes : $I_p = 1,2 \text{ MA}$, densité linéique centrale $n_l = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ et champ toroïdal $B_t = 3.85 \text{ T}$. Le quench thermique des deux disruptions est indiqué par un trait vertical pointillé. Malgré une quantité 20 fois supérieure dans un cas, la profondeur de pénétration est pratiquement la même. Le front radiatif s'arrête à un rayon normalisé de 0,75. Cette profondeur ne dépend pas non plus du gaz : les injections d'hélium s'arrêtent aux trois quarts du rayon normalisé pour le même plasma cible.

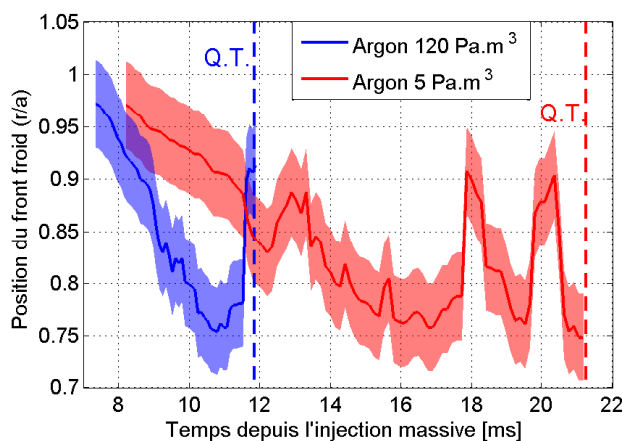


Figure 4.28 – Profondeur de pénétration du front radiatif dans le plasma (Tore Supra)

Les conditions plasma ont donc été modifiées pour tester l'influence des profils de température et de densité sur la profondeur maximale de pénétration du front froid. Certaines expériences montreraient en effet que la pénétration des neutres est limitée par la pression du plasma (voir sections 2.5.3.2 et 2.5.3.3). La même quantité de gaz a donc été injectée sur des plasmas chauffés par ondes hybrides, en gardant le même courant et le même champ toroïdal que précédemment ($I_p = 1,2$ MA, $B_t = 3,85$ T). Les puissances de chauffage ont été échelonnées de 1 à 3.5 MW. Les résultats sur la profondeur de pénétration du gaz sont donnés en figure 4.29. Le front radiatif s'arrête autour d'un rayon normalisé de 0,75 dans tous les cas, malgré un contenu énergétique du plasma deux fois supérieur dans le cas où 3,5 MW de puissance sont appliqués. La quantité d'énergie contenue dans les couches de plasma traversées par le front froid varie de 17 kJ pour le cas ohmique à 35 kJ pour le choc à 3,5 MW de puissance.

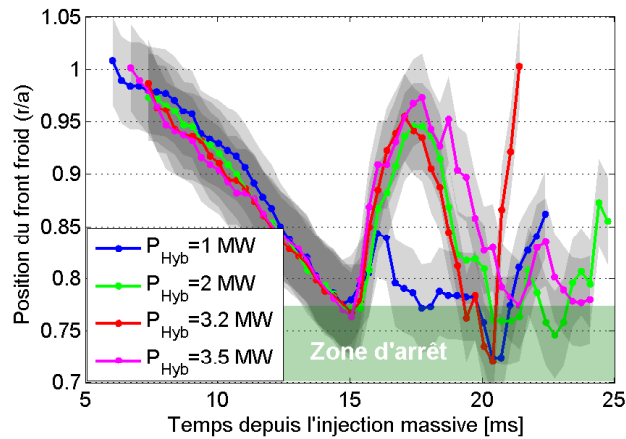


Figure 4.29 – Profondeur de pénétration du front radiatif en présence de chauffage hybride (Tore Supra)

Les mêmes expériences ont été réalisées avec du chauffage FCI, de 0 à 5.5 MW. Le gaz s'arrête à nouveau autour des trois quarts du rayon normalisé.

L'influence du profil de courant et du facteur de sécurité a donc été analysée en réalisant la même injection sur des plasmas présentant des profils de courant différents. L'importance du profil de courant dans le déclenchement d'une disruption a déjà été mis en évidence dans la section 2.2.4, et le rôle de la surface $q=2$ a été évoqué lors d'expériences sur plusieurs machines (voir section 2.5.3).

Nous avons donc réalisé sur Tore Supra des injections sur des plasmas dont le courant plasma I_p a varié de 0,6 MA à 1,2 MA et un champ toroïdal B_t de 2,54 T et 3,85 T. La position de la surface $q = 2$ varie en conséquence. Elle est localisée à mi-rayon normalisé pour $I_p = 600$ kA et à environ $\rho = 0,85$ pour $I_p = 1,2$ MA et $B_t = 2,45$ T. Les profils de facteur de sécurité ont été estimés à l'aide du code CRONOS [Basiuk 03]. La profondeur de pénétration du front est toujours calculée à l'aide des images de caméra rapide. Comme le montre la figure 4.30(a), le front radiatif pénètre peu lorsque la surface $q = 2$ est près de la DSMF. A contrario, lorsque la surface $q = 2$ est plus proche du cœur, le front pénètre davantage. Les fronts de gaz des trois disruptions s'arrêtent en fait tous entre $q = 2$ et $q = 2,5$ (figure 4.30(b)). Cette observation met en évidence le fait que les surfaces rationnelles jouent un rôle dans la pénétration et le mélange du gaz au plasma, en sus de leur importance vis-à-vis du déclenchement de la disruption.

L'importance de la surface $q=2$ a été également confirmée sur JET. La disruption se déclenche en effet plus vite lorsque cette surface est proche de la séparatrice que lorsqu'elle en est éloignée [Lehnen 09b].

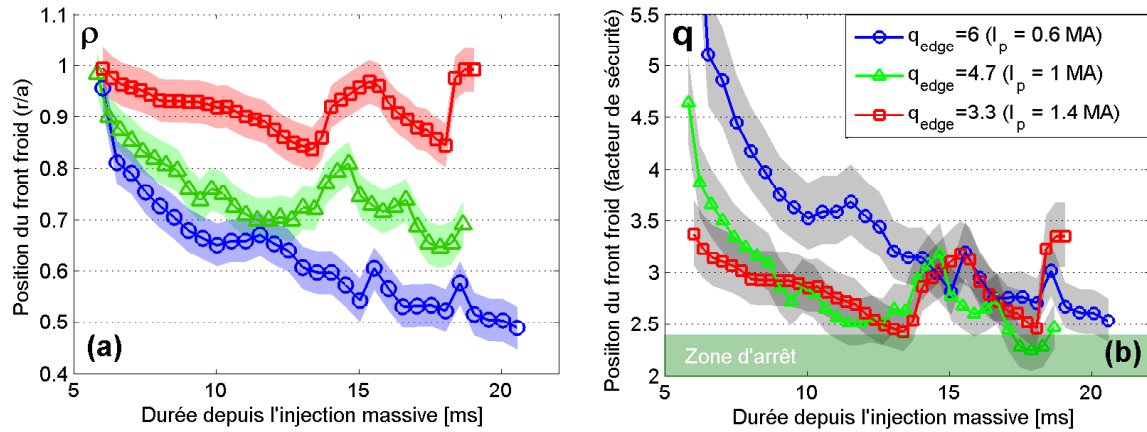


Figure 4.30 – Pénétration du front rayonnant pour trois profils de courant différents (a) En rayon normalisé (b) en facteur de sécurité

4.2.6 Analyse X-mous et MHD

La séquence d'événements conduisant à la disruption lors d'une injection massive a pu être suivie de plus près sur Tore Supra grâce aux mesures magnétiques et aux détecteurs X mous. Cette séquence d'événements (injection massive d'hélium) est représentée en figure 4.31. Les images de caméra rapide correspondant aux 4 temps indiqués par les lignes pointillées jaunes sont données en figure 4.31(d) et montrent la position du front de gaz. Au début de la phase de mélange du gaz au plasma (temps n°1, 10 ms), les cordes X-mous de bord chutent progressivement, montrant le refroidissement du bord par le front froid qui pénètre dans le plasma. Au temps n°2 (15 ms), le front froid a atteint le voisinage de la surface $q = 2$, comme l'indiquent les images de caméra rapide. Juste après, les cordes centrales des X-mous chutent brusquement, indiquant une diminution de la température centrale. Cette chute est corrélée avec une forte activité MHD montrant la présence d'un mode $n=1$. Sur les images de la caméra rapide, le front rayonnant donne l'impression de « reculer ». On peut le constater au temps n°3 (17 ms). Ce rebond du front correspond en fait à une disparition des espèces faiblement ionisées dont le rayonnement est capté par la caméra à travers le filtre interférentiel. Tous les ions et neutres présents à proximité de la surface critique $q=2$ ont été poly-ionisés par une bouffée d'énergie venant du cœur. Cette bouffée est liée à un phénomène MHD qui augmente temporairement le transport radial de l'énergie du cœur vers le bord. Par la suite, le front rayonnant pénètre à nouveau (après le temps n°3, entre 17 et 20 millisecondes). Lorsqu'il atteint à nouveau la surface $q=2$, le quench thermique de la disruption complète se déclenche.

L'analyse des mesures des bobines de Mirnov pendant la phase prédisruptive montre que la fréquence des modes MHD observés varie entre 1 et 5 kHz. Ils ont pour la plupart un nombre d'onde toroïdal égal à 1. La détermination du nombre d'onde poloïdal est plus difficile à cause de la très courte période pendant laquelle les modes sont présents, mais ils sont compris entre 2 et 4. Les caractéristiques des modes et l'ordre dans lequel ils se succèdent varient de choc à choc. Néanmoins, on observe toujours une succession de modes cohérents dont la fréquence est assez basse. Un exemple de cette succession de modes est donné en figure 4.32(a), qui représente l'évolution temporelle des variations des signaux des bobines de Mirnov poloïdales lors d'une injection de $7,2 \times 10^{20}$ atomes d'argon. La position du front de gaz est donnée en fonction du temps en figure 4.32(b). Les rebonds du front froid se produisent au moment où les modes changent de caractéristiques spatiales et de fréquence. Ils sont observés sur le plupart

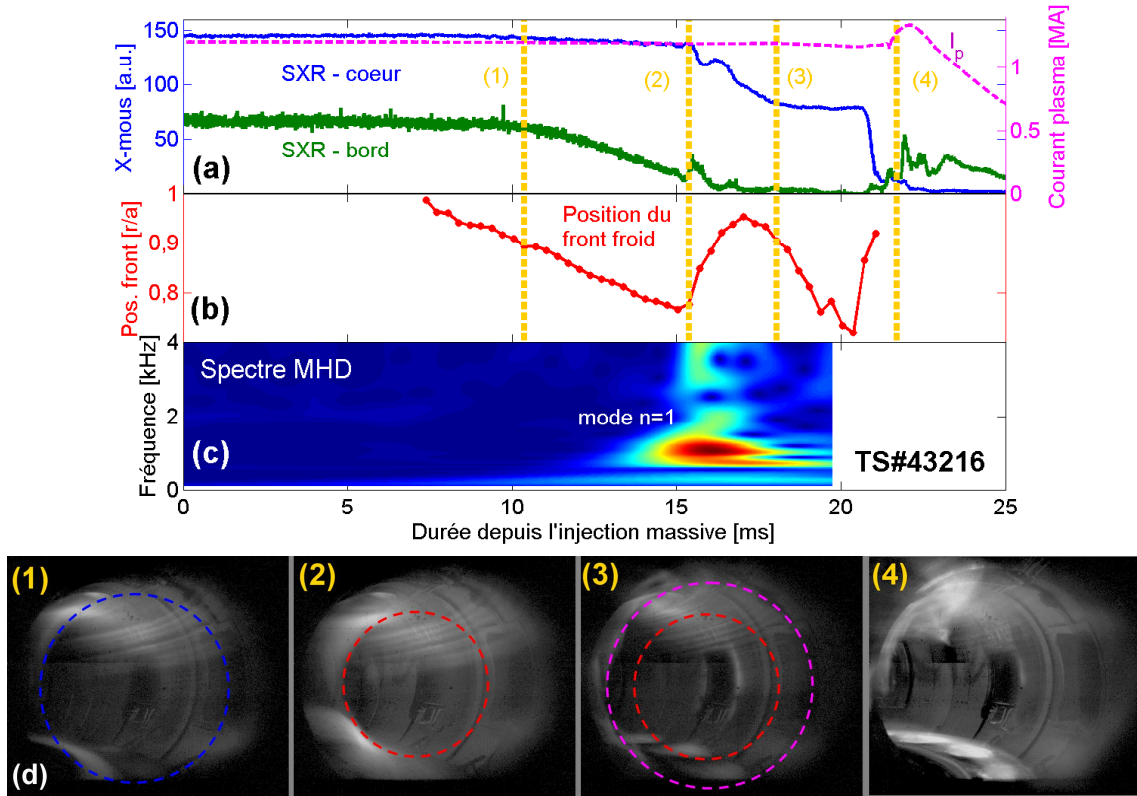


Figure 4.31 – Séquence d'événements d'une phase prédisruptive d'injection massive sur Tore Supra (a) Signaux X-mous et courant plasma (b) Position du front rayonnant vu par la caméra rapide (c) Diagramme temps fréquence de l'activité MHD (d) Images de caméra rapide correspondant aux quatre jalons temporels (filtre He I 706,5 nm).

des injections durant lesquelles relativement peu de gaz a été injecté. On peut par exemple en voir sur chacune des disruptions représentées sur la figure 4.29. Ce plasma survit à quelques unes de ces disruptions internes avant de finir en disruption majeure. Lorsque davantage de gaz est injecté, la disruption majeure se déclenche immédiatement lorsque le front arrive sur $q = 2$.

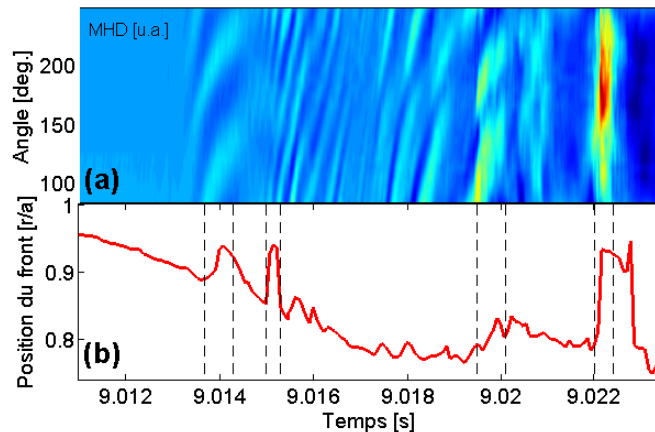


Figure 4.32 – Activité MHD pendant une injection massive d'argon. La disruption se produit à $t = 9.024$ s (a) Signal MHD des bobines de Mirnov poloïdales (b) Position du front rayonnant vu par la caméra rapide

Le déclenchement de ces instabilités explique pourquoi le front froid ne pénètre pas au-delà

de la surface $q = 2$. A chaque fois que le front froid atteint cette surface critique, il déclenche soit une instabilité MHD, provoquant une bouffée d'énergie ionisant les neutres à proximité (disruption interne), les empêchant donc de pénétrer plus loin, soit la disruption majeure elle-même. Notons que ce comportement du plasma permet d'expliquer les observations sur la puissance rayonnée pendant la phase prédisruptive, décrites en section 4.1.3.1 de ce même chapitre. Lorsque la quantité de gaz injectée est importante, la disruption se déclenche dès que le front atteint la surface $q = 2$, et seule la quantité d'énergie située entre le bord du plasma et cette surface est rayonnée pendant la phase prédisruptive. En revanche, lorsque la quantité injectée est plus faible, les disruptions internes vident le cœur d'une partie de son énergie, qui est ensuite rayonnée par le gaz. Dans ce cas, l'énergie rayonnée pendant la phase pré-disruptive est supérieure à la quantité d'énergie présente entre le bord et la surface $q = 2$. Enfin, si le mélange du gaz au plasma est amélioré par ces disruptions internes, le front de gaz neutre devra être aussi raide que possible afin de maximiser la quantité de neutres disponibles au voisinage de la surface critique lorsque l'instabilité se déclenche. Ces résultats mettent également en évidence l'importance de la MHD dans la pénétration du gaz dans le plasma.

4.3 Conclusion du chapitre

Les expériences décrites dans ce chapitre ont mis en évidence les effets de l'injection massive de gaz sur les effets néfastes des disruptions sur deux machines aux configurations différentes. Le quench de courant est ralenti sur Tore Supra et accéléré sur JET, réduisant les effets électromagnétiques propres à chaque machine. Ceci semble indépendant du scénario d'injection utilisé. Les effets différents de l'injection massive sur la durée du quench de courant entre les deux machines pourrait être dû aux mouvements du plasma pendant le quench de courant.

Sur Tore Supra et JET, une partie de l'énergie thermique est rayonnée par le gaz de l'injection, probablement pendant le quench thermique. La fraction d'énergie rayonnée avant le quench thermique dépend majoritairement de la durée de la phase prédisruptive et ne dépasse pas 10% pour les injections les plus représentatives des futurs systèmes d'injection massive, qui produiront des phases pré-disruptives très courtes. La puissance conduite sur les tuiles du limiteur de Tore Supra est néanmoins réduite environ de moitié par l'injection massive grâce au rayonnement généré par le gaz d'injection massive.

Les électrons découplés sont supprimés uniquement par les gaz légers ou les mélanges de gaz contenant majoritairement des gaz légers. L'argon a tendance sur les deux machines à produire davantage d'électrons découplés que pendant une disruption normale. Des mesures de densité effectuées sur Tore Supra montrent que la production de ces électrons découplés a probablement lieu pendant le quench thermique.

Le mélange du gaz au plasma a été évalué de façon globale par l'augmentation de densité électronique du plasma pendant la phase prédisruptive. Celle-ci est plus rapide et plus forte avec des gaz légers et de grandes quantités qu'avec des gaz lourds et des petites quantités injectées. Cette observation pourrait expliquer la meilleure efficacité des gaz légers dans la suppression des électrons découplés. De même, la disruption est déclenchée plus rapidement par de grandes quantités de gaz injectées.

La pénétration du gaz est liée au profil de facteur de sécurité et à la réponse MHD du plasma. Le front de gaz froid déclenche des instabilités MHD lorsqu'il atteint la surface rationnelle $q = 2$, générant un flux de chaleur venant du centre du plasma. Ce flux ionise le gaz à proximité de la surface rationnelle, et empêche donc les espèces faiblement ionisées de pénétrer plus loin jusqu'au quench thermique. Ces instabilités MHD de nombre d'onde $n = 1$ jouent donc un rôle

important dans l'interaction du gaz avec le plasma. Le mélange du gaz avec le plasma pendant le quench de courant, plus difficile à estimer avec les moyens disponibles, n'a pas été abordé dans cette étude.

L'ensemble de ces résultats expérimentaux ont fait l'objet de deux présentations orales aux conférences EPS 2009 à Sofia (Bulgarie) [Reux 09] et PSI 2010 à San Diego [Bucalossi 10]. Ils ont également été publiés dans le journal *Nuclear Fusion* [Reux 10].

Le prochain chapitre sera consacré à la simulation de l'interaction du gaz d'injection massive avec le plasma pendant la phase prédisruptive et à la simulation du déclenchement de la disruption. L'importance de la MHD mise en évidence expérimentalement justifie l'emploi pour ceci d'un code MHD 3D : *JOREK*.

« *Don't panic.* »

Douglas ADAMS

Chapitre 5

Simulation et extrapolation

Les résultats obtenus lors des expériences d'injection massive de gaz montrent que la méthode est capable d'atténuer les effets néfastes des disruptions sur les tokamaks actuels. La relative insensibilité de l'efficacité de l'injection massive aux conditions plasma est rassurante quant à sa capacité à amortir les disruptions de plasmas plus chauds et plus denses tels que ceux des futures machines. Néanmoins, les plasmas les plus performants ayant été obtenus sur les tokamaks actuels sont encore loin des caractéristiques de ceux d'ITER, et les disruptions sur ITER seront probablement très différentes. Afin d'extrapoler l'efficacité de la méthode à ces tokamaks, il est donc nécessaire de simuler l'interaction du gaz avec le plasma.

L'importance de la MHD dans la pénétration du jet de gaz et la nature localisée de la source de particules ont conduit à choisir un code MHD 3D pour simuler le déclenchement de la disruption par l'injection massive. Ce code à éléments finis, *JOREK*, a été initialement développé dans le cadre du projet ANR Aster pour simuler le développement des *Edge Localized Modes* et des expulsions périodiques de chaleur qui y sont liées [Huysmans 07]. Afin de pouvoir traiter l'injection massive, des ajouts ont été effectués. Les observations expérimentales ayant souligné l'importance de la phase prédisruptive dans l'efficacité d'amortissement de l'injection massive, c'est cette phase qui sera simulée.

Ce chapitre est consacré aux résultats de simulation obtenus avec *JOREK*. La première partie est dédiée à une présentation du code, des équations qu'il résout et du modèle numérique utilisé. Nous décrirons ensuite les ajouts effectués au code pour pouvoir simuler une injection massive. La dernière partie est consacrée aux résultats obtenus.

5.1 JOREK : description générale du code

5.1.1 Equations de la MHD réduite

Dans toute cette section, les coordonnées désignées r et θ sont les coordonnées poloïdales, et ϕ correspond à la direction toroïdale.

La version de *Jorek* utilisée ici résout les équations de la MHD résistive réduite. Ce modèle permet de simplifier les équations présentées dans la section 2.2.3. Il est basé sur trois approximations :

- Le tokamak est à grand rapport d'aspect : $R_0 \gg a$;
- L'amplitude du champ poloïdal est négligeable par rapport à celle du champ toroïdal : $B_p \ll B_\phi$;
- Le champ toroïdal est constant dans le temps.

On reprend par ailleurs l'expression du champ magnétique donnée par l'expression 2.4 :

$$\mathbf{B} = B_\phi \mathbf{e}_\phi + \nabla_\perp \psi \times \mathbf{e}_\phi \quad (5.1)$$

L'ordonnement des composantes du champ magnétique et de la densité de courant permettent d'écrire que :

$$B_\theta \sim B_\perp \sim B_r \sim \mathcal{O}(\epsilon) \quad (5.2)$$

$$B_\phi \sim \mathcal{O}(1) \quad (5.3)$$

$$J_\theta \sim J_r \sim \mathcal{O}(\epsilon) \quad (5.4)$$

$$J_\phi \sim \mathcal{O}(1) \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

De façon plus générale, cela revient à dire que les longueurs caractéristiques parallèles dominant les longueurs perpendiculaires. Dans notre cas, on considérera que la composante poloidale du courant est négligeable. On écrit alors :

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \Delta^* \psi \quad (5.7)$$

Δ^* est l'opérateur de Grad-Shafranov défini à l'équation 2.6. On cherche ensuite à introduire v_\perp dans les équations du mouvement. Pour cela, on réécrit l'équation de Faraday :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times (\eta \mathbf{J} - \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \nabla U) \quad (5.8)$$

où \mathbf{A} est le potentiel vecteur lié au champ magnétique et U une jauge de potentiel.

L'expression 5.1 permet par identification de déterminer l'ordre de grandeur des composantes du potentiel vecteur :

$$A_\phi \sim \mathcal{O}(\epsilon^2) \quad (5.9)$$

$$A_\perp \sim \mathcal{O}(\epsilon^3) \quad (5.10)$$

Par ailleurs,

$$A_\phi = \psi \quad (5.11)$$

où ψ est le flux magnétique poloidal.

En prenant le produit vectoriel de l'équation 5.8 avec \mathbf{e}_ϕ , on utilise le fait que les directions parallèles dominant les directions perpendiculaires. Pour que les ordres de grandeur soient respectés, on obtient une condition sur v_\perp et U :

$$\mathbf{v}_\perp = \nabla_\perp \frac{U}{B_\phi} \times \mathbf{e}_\phi = \nabla_\perp u \times \mathbf{e}_\phi \quad (5.12)$$

u est une grandeur assimilable à un potentiel électrique.

On peut donc écrire la vitesse sous la forme suivante :

$$\mathbf{b} = \mathbf{v}_{perp} + \mathbf{v}_{par} = R_0 \nabla u \times \nabla \phi + v_\parallel \quad (5.13)$$

En introduisant cette expression dans l'équation de Faraday 5.8, en la projetant dans la direction toroïdale et en utilisant la relation 5.11, on obtient l'équation de Faraday réduite :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = R [\psi, u] + \eta j - RB_\phi \frac{\partial u}{\partial \phi} \quad (5.14)$$

Les crochets de Poisson sont définis ici par $[f, g] = \mathbf{e}_\phi \cdot (\nabla f \times \nabla g)$.

Le modèle de MHD réduite permet en fait de considérer que la projection des équations de Maxwell sur les directions perpendiculaire et parallèle est équivalente à leur projection sur les directions poloïdale et toroïdale. Les équations de quantité de mouvement perpendiculaire et parallèle sont également simplifiées du fait de la forme choisie pour l'expression de la vitesse (5.13). L'équation vectorielle de la quantité de mouvement est simplifiée en une équation de vorticité dans la direction poloïdale et une équation sur la vitesse parallèle dans la direction toroïdale.

Les approximations faites dans le cadre de la MHD réduite sont considérées comme valides pour le problème considéré, le plasma étudié remplissant les conditions énoncées en début de cette section. L'étude de certains phénomènes MHD comme les ondes d'Alfvén rapides ne peut pas être réalisée dans ce cadre. Cependant, ces phénomènes n'ont que peu d'importance pour le problème étudié dans cette thèse.

Le modèle de MHD réduite est décrit plus en détail dans [STRAUSS 97].

5.1.2 Equations résolues

La réduction des équations de Maxwell a été présentée ci-dessus. Les autres équations de la MHD peuvent également être r ecrites en tenant compte des approximations de la MHD réduite. Le calcul ne sera néanmoins pas détaillé ici.

Les équations résolues par JOREK sont les suivantes :

$$\text{Masse : } \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (D_{\perp} \nabla_{\perp} \rho + D_{\parallel} \nabla_{\parallel} \rho) + S_{\rho} \quad (5.15)$$

$$\text{Courant : } j = -R^2 \nabla \phi \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \Delta^* \psi \quad (5.16)$$

$$\text{Vorticité : } W = \nabla \phi \cdot (\nabla \times \mathbf{v}_{\perp}) = \nabla_{\perp} u \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} \text{Vitesse perp. : } R \nabla \cdot \left(R^2 \rho \nabla_{\perp} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) \right) &= [R^4 \rho W, u] - \frac{1}{2} [R^2 \rho, R^4 \|\nabla_{\perp} u\|^2] \\ &- [R^2, \rho] + [\psi, j] - \frac{F_0}{R} \frac{\partial j}{\partial \phi} + \mu R \nabla^2 W \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\text{Vitesse par. : } \rho F_0^2 \frac{dv_{\parallel}}{dt} = F_0 \frac{\partial p}{\partial \phi} - R [\psi, p] + \mu_{\parallel} \nabla^2 v_{\parallel} \quad (5.19)$$

$$\text{Energie : } \frac{\partial \rho T}{\partial t} = -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla (T) - T \mathbf{v} \cdot \nabla \rho - (\gamma) \rho T \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T + \kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T) + S_T \quad (5.20)$$

$$\text{Faraday : } \frac{\partial \psi}{\partial t} = \eta (j - j_A) + R [\psi, u] - R B_{\phi} \frac{\partial u}{\partial \phi} \quad (5.21)$$

S_{ρ} , S_T et j_A sont respectivement les sources externes de densité, de température et de courant. La vitesse \mathbf{v} et le champ magnétique \mathbf{B} sont définis de la façon suivante :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp} = v_{\parallel} \mathbf{B} + R^2 \nabla \phi \times \nabla u \quad (5.22)$$

$$\mathbf{B} = F_0 \nabla \phi + \nabla \psi \times \nabla \phi \quad (5.23)$$

5.1.3 Schéma numérique en espace

JOREK est un code à éléments finis. A l'instar de nombreux codes tridimensionnels dédiés à des simulations de géométries de type tokamak, la direction toroïdale et les directions poloïdales sont séparées. La grille poloïdale est traitée de façon classique via des éléments finis. A contrario, la direction toroïdale bénéficie d'un traitement particulier. Au lieu de générer une grille

tridimensionnelle basique à l'aide d'éléments finis volumiques, on cherche en effet à tirer parti de la périodicité toroïdale des instabilités modélisées. A la place d'une grille qui ne serait qu'une extension dans la direction toroïdale de la grille poloïdale, on utilise un développement en séries de Fourier. Ceci présente l'avantage d'économiser la mémoire nécessaire pour stocker et traiter la grille, tout en garantissant la possibilité de modéliser des phénomènes tri-dimensionnels.

Par ailleurs, le choix du nombre d'harmoniques toroïdales simulées permet de restreindre l'étude à seulement certains modes MHD. Selon le phénomène considéré, on ne s'intéresse qu'à certains nombres d'onde n . Par exemple, on a vu dans le chapitre 2 que les modes à faible nombre d'onde toroïdaux, comme les modes de déchirement (2,1) ou (3,2) sont responsables d'une partie des disruptions observées sur les tokamaks. Etudier l'influence de l'injection massive sur le déclenchement de ces modes ne nécessite donc que peu d'harmoniques toroïdales, accélérant d'autant les simulations. L'influence des nombres d'onde plus élevés n'est bien sûr pas exclue, et il convient également de s'y intéresser, notamment en ce qui concerne leur couplage avec les modes à n bas.

5.1.3.1 Grille poloïdale

Plusieurs types de grilles sont utilisés pour discrétiser la section poloïdale. La première et la plus simple est la grille polaire dont un exemple est donné pour un plasma circulaire en figure 5.1. Elle est définie par un nombre de pas radiaux N_R et de pas angulaires N_{pol} . La grille polaire est générée très rapidement et est utilisée dans le calcul de l'équilibre de départ. Ce dernier est calculé à partir des profils de la fonction diamagnétique $F = RB_\phi(r)$ et de pression P ainsi qu'à l'aide du flux magnétique poloïdal à la frontière du domaine de calcul. Notons que dans le cas d'un plasma non circulaire, il est nécessaire de préciser les triangularités haute et basse, et la quadrangularité du plasma.

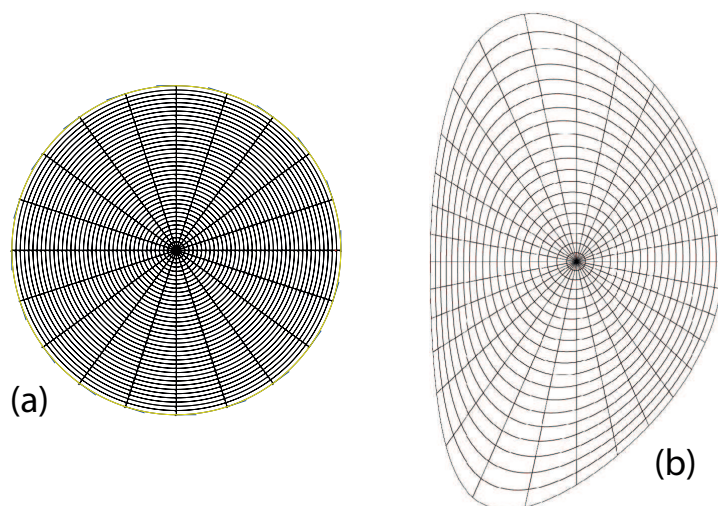


Figure 5.1 – Grille poloïdale polaire (a) Plasma circulaire (b) Plasma allongé

Une fois le calcul de l'équilibre effectué, une seconde grille est créée en alignant la grille polaire sur les surfaces de flux, afin de tenir compte du décentrement de Shafranov (voir figure 5.2(a)). Ceci augmente la stabilité numérique du code. Cette seconde grille est également définie par un nombre de pas radiaux N_{flux} et un nombre de pas angulaires N_{tbt} . Notons que les pas radiaux ne sont pas linéaires en rayon, mais linéaires en flux poloïdal. Un limiteur peut également être rajouté à la grille, en retirant certains des nœuds et éléments de la grille et en changeant les conditions aux limites des nœuds correspondant au bord du limiteur. Dans

l'état actuel, ce limiteur est aligné aux surfaces de flux, ce qui présente des différences avec les limiteurs réels, tangents en un seul un point à la DSMF (voir figure 5.2 (b)).

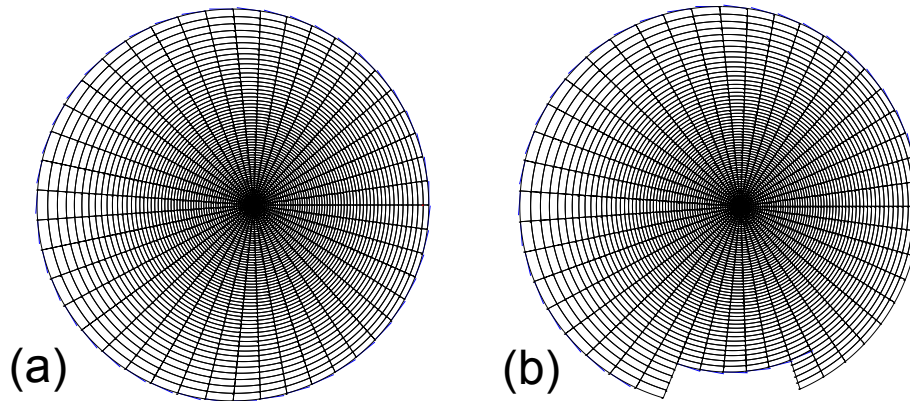


Figure 5.2 – Grille alignée sur les surfaces de flux (a) Plasma Circulaire (b) Plasma circulaire avec limiteur

Pour un plasma à point X (figure 5.2, il est nécessaire de partitionner l'espace en trois régions : le plasma de cœur, la SOL et la zone privée du divertor. La discrétisation du cœur est traitée de la même manière qu'un plasma circulaire. Le traitement de la discrétisation poloïdale de la SOL et de la zone privée du divertor est plus complexe, et ne sera pas abordé ici.

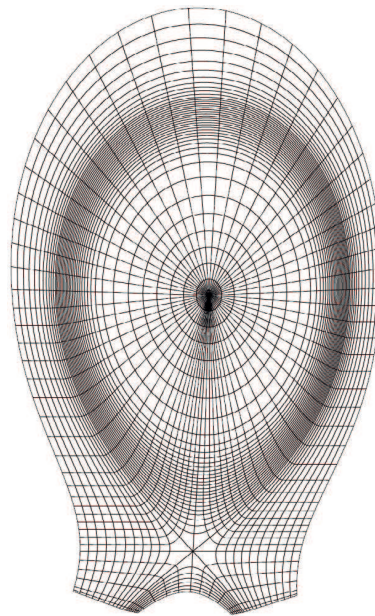


Figure 5.3 – Grille alignée sur les surfaces de flux (plasma à point X)

5.1.3.2 Éléments finis

Les éléments finis utilisés dans JOREK sont des éléments finis bicubiques de Bézier, définis à partir des courbes de même nom.

Une courbe de Bézier est caractérisée par quatre points $P_i = (x_i, y_i, z_i), i = 0, \dots, 3$ (deux nœuds et deux points de contrôle), ainsi qu'une base de quatre polynômes de Bernstein d'ordre trois définis sur l'intervalle $[0; 1]$.

$$\begin{cases} B_0(s) = (1-s)^3 \\ B_1(s) = 3(1-s)^2s \\ B_2(s) = 3(1-s)s^2 \\ B_3(s) = s^3 \end{cases} \quad (5.24)$$

La courbe est définie via une représentation paramétrique :

$$P(s) = \sum_{i=0}^3 P_i B_i(s) \quad (5.25)$$

La forme de la courbe de Bézier dépend entièrement de la position des points de contrôle (voir figure 5.4), ce qui rend l'objet facilement manipulable, en particulier dans le cadre de la conception assistée par ordinateur, ou de nombreux logiciels d'infographie.

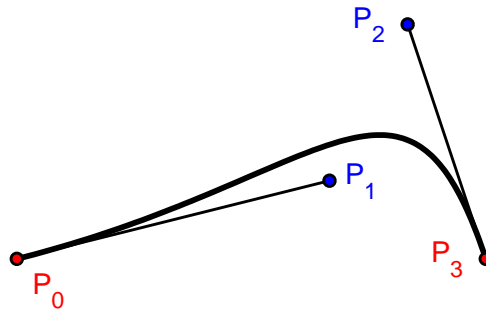


Figure 5.4 – Une courbe de Bézier et ses points de contrôle

On peut définir des surfaces de Bézier de la même manière que les courbes en choisissant une paramétrisation par direction dans l'espace. La surface est alors définie par :

$$P(s,t) = \sum_{i=0}^3 \sum_{j=0}^3 P_{i,j} B_i(s) B_j(t) \quad (5.26)$$

Et ses frontières sont en fait des courbes de Bézier. Un exemple de surface de Bézier est donné en figure 5.5. Une surface de Bézier bicubique comprend 16 points : quatre sommets, huit points tangents, et quatre points centraux.

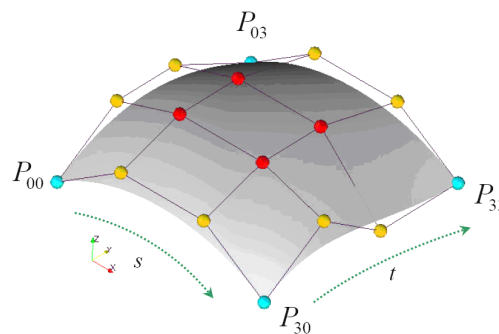


Figure 5.5 – Une surface de Bézier [Czarny 08]

Dans le cadre d'un code à éléments finis, la continuité au bord de surfaces de Bézier adjacentes est un problème qu'il convient de traiter. En effet, des conditions de continuité cor-

rectement posées assurent une régularité et une stabilité numérique du code. Ce faisant, on cherche à éviter de créer des discontinuités numériques lors de la discrétisation des champs de variables.

Considérons deux surfaces de Bézier adjacentes P et P' représentées en figure 5.6. Une première condition de continuité, dite C^0 , est d'imposer que les nœuds situés sur la frontière soient communs aux deux surfaces ($P_{3j} = P'_{0j}$).

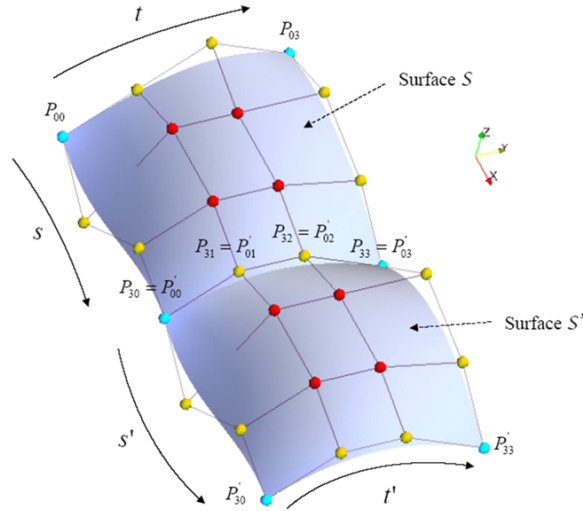


Figure 5.6 – Raccordement de surfaces de Bézier [Czarny 08]

La continuité des gradients à travers de la frontière est également requise. Pour ce faire, on impose une condition de colinéarité aux points proches de la frontière :

$$\exists \lambda \in \mathbb{R} \mid P_{3j} - P'_{1j} = \lambda(P_{2j} - P_{3j}) \quad \forall j = 1; 2; 3 \quad (5.27)$$

Ceci garantit la continuité des dérivées dans la direction normale à la surface.

La situation est plus compliquée à l'intersection de quatre surfaces de Bézier. La continuité des dérivées doit être assurée dans toutes les directions au sommet commun aux quatre surfaces. La situation et la numérotation des nœuds est représentée en figure 5.7. Les coordonnées des points $P_{i,j}$ sont données par le triplet $(x_{i,j}, y_{i,j}, \psi_{i,j})$. $x_{i,j}$ et $y_{i,j}$ sont les coordonnées des points $M_{i,j}$ du maillage, et les $\psi_{i,j}$ sont les valeurs du champ interpolé par l'élément fini.

La condition de continuité 5.27 se réécrit ici pour le nœud commun aux quatre surfaces dans les deux directions :

$$\begin{aligned} \psi_{1,0} - \psi_{0,0} &= \alpha (\psi_{-1,0} - \psi_{0,0}) \\ \psi_{0,1} - \psi_{0,0} &= \beta (\psi_{0,-1} - \psi_{0,0}) \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{d_{u,-1}}{d_{u,1}} \\ \beta &= \frac{d_{v,-1}}{d_{v,1}} \end{aligned}$$

et

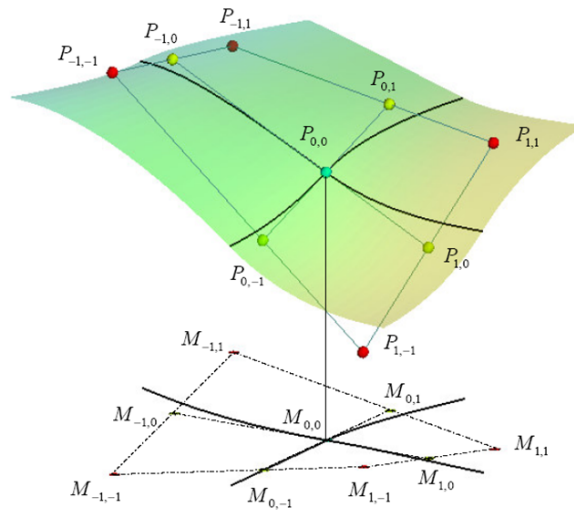


Figure 5.7 – Continuité au raccord de quatre surfaces de Bézier [Czarny 08]

$$d_{u,i} = \|P_{i,0} - P_{0,0}\|$$

$$d_{v,i} = \|P_{0,i} - P_{0,0}\|$$

La continuité aux points de torsion (points rouges sur la figure 5.7) est exprimée à l'aide d'un vecteur $w_{i,j}$ tel que :

$$\mathbf{w} = P_{i,j} + P_{0,0} - P_{i,0} - P_{0,j} \quad (i,j = \pm 1) \quad (5.28)$$

On peut montrer ([Czarny 08]) que la condition de continuité entre les nœuds $\{P_{-1,1}, P_{0,1}, P_{1,1}\}$, $\{P_{1,1}, P_{1,0}, P_{1,-1}\}$, $\{P_{1,-1}, P_{0,-1}, P_{-1,-1}\}$ et $\{P_{-1,-1}, P_{-1,0}, P_{-1,1}\}$ s'écrit de la façon suivante :

$$\mathbf{w}_{1,1} = -\alpha \mathbf{w}_{-1,1}$$

$$\mathbf{w}_{1,1} = -\beta \mathbf{w}_{1,-1}$$

$$\mathbf{w}_{1,1} = -\alpha\beta \mathbf{1}, -\mathbf{1}$$

L'ensemble des conditions de continuité permet en fait d'exprimer les coordonnées des points de contrôle d'un nœud commun à 4 surfaces en fonction d'un nombre réduit de paramètres. Ceci réduit donc le nombre de degrés de liberté nécessaires pour déterminer les coordonnées d'un point de neuf degrés de liberté initialement à quatre degrés de liberté, en tenant compte de la continuité. On peut donc définir une base de trois vecteurs U_0, V_0, W_0 pour le nœud central dans laquelle seront exprimées les coordonnées du problème à résoudre :

$$U_0 = \frac{P_{i,0} - P_{0,0}}{d_{u,1}}$$

$$V_0 = \frac{P_{0,i} - P_{0,0}}{d_{v,2}}$$

$$W_{i,j} = \frac{w_{i,j}}{d_{u,1}d_{v,2}}$$

Les conditions de continuité complètes permettent alors de parler d'élément fini *isoparamétrique*.

Une fois la base définie, on peut exprimer la contribution des 4 nœuds P_{ik} voisins d'un nœud P_0 à ses coordonnées, en réécrivant le formalisme de Bézier présenté en 5.26 :

$$P(s,t) = \sum_{i=1}^4 \tilde{P}_i(s,t) \quad (5.29)$$

Les différentes composantes s'expriment de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{P}_1(s,t) = (1-s)^2(1-t)^2 [(1+2s)(1+2t)P_{i1} + 3s(1+2t)d_{u,i1}U_{i1} \\ \quad + 3t(1+2s)d_{v,i1}V_{i1} + 9std_{u,i1}d_{v,i1}W_{i1}] \\ \tilde{P}_2(s,t) = s^2(1-t)^2 [(3-2s)(1+2t)P_{i2} + 3(1-s)(1+2t)d_{u,i2}U_{i2} \\ \quad + 3t(3-2s)d_{v,i2}V_{i2} + 9(1-s)td_{u,i2}d_{v,i2}W_{i2}] \\ \tilde{P}_3(s,t) = s^2t^2 [(3-2s)(3-2t)P_{i3} + 3(1-s)(3-2t)d_{u,i3}U_{i3} \\ \quad + 3(1-t)(3-2s)d_{v,i3}V_{i3} + 9(1-s)(1-t)d_{u,i3}d_{v,i3}W_{i3}] \\ \tilde{P}_4(s,t) = t^2(1-s)^2 [(3-2t)(1+2s)P_{i4} + 3s(3-2t)d_{u,i4}U_{i4} \\ \quad + 3(1-t)(1+2s)d_{v,i4}V_{i4} + 9s(1-t)d_{u,i4}d_{v,i4}W_{i4}] \end{array} \right. \quad (5.30)$$

En pratique, les polynômes constituant chacun des termes \tilde{P}_i sont reformulés suivant une nouvelle base $B_{i,j}$, $j = 1, \dots, 4$ de telle sorte que tout champ de variable ψ interpolé sur la surface de Bézier est construit de façon générale à l'aide de la formule suivante, à laquelle on a rajouté l'interpolation par séries de Fourier dans la direction toroïdale :

$$\psi(s,t) = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \sum_{n=1}^N \psi_{i,j,n} B_{i,j}(s,t) S_{i,j} e^{in\phi} \quad (5.31)$$

où $S_{i,j}$ correspond à la surface de l'élément fini, N le nombre d'harmoniques toroïdales choisies et ϕ l'angle toroïdal.

5.1.3.3 Forme faible

Dans JOREK, les 7 équations ne sont pas résolues directement sous la forme présentée au paragraphe 5.1.2, mais sous leur *forme faible* et via une méthode d'éléments finis. Chacune des équations est multipliée par une fonction test (notée avec une étoile * dans la suite de ce chapitre) et intégrée sur tout le volume de l'élément. Afin d'illustrer cette méthode, on peut prendre pour exemple la première équation décrite en 5.15 :

$$\int_{\Omega} \rho^* \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = \int_{\Omega} (-\rho^* (\nabla \cdot \rho \mathbf{v}) - \rho^* \nabla \cdot (D_{\perp} \nabla_{\perp} \rho + D_{\parallel} \nabla_{\parallel} \rho) + \rho^* S_{\rho}) dV \quad (5.32)$$

En intégrant par parties les termes comprenant une divergence, on réécrit cette équation sous la forme suivante :

$$\int_{\Omega} \rho^* \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = \int_{\Omega} (-\rho^* \rho (\nabla \cdot \mathbf{v} - \rho^* \mathbf{v} \cdot \nabla \rho - \nabla \rho^* \cdot (D_{\perp} \nabla_{\perp} \rho + D_{\parallel} \nabla_{\parallel} \rho) + \rho^* S_{\rho}) dV \\ + \iint_{\partial \Omega} \rho^* (D_{\perp} \nabla_{\perp} \rho + D_{\parallel} \nabla_{\parallel} \rho) \cdot \mathbf{n} dS \quad (5.33)$$

La formulation faible permet entre autres de dégager des intégrales de surface correspondant aux conditions aux limites de chaque élément fini. Ces termes s'annulent deux à deux sur toutes les frontières communes à deux éléments et ne sont non-nuls que sur la frontière du domaine.

5.1.4 Conditions aux limites

La forme faible choisie permet d'exprimer facilement les conditions aux limites du domaine considéré. On distingue trois types de conditions, en fonction de la position du nœud dans le domaine de calcul : les nœuds situés sur une frontière parallèle aux lignes de champ (le mur), les nœuds situés sur une frontière normale aux lignes de champ (les cibles du divertor ou la partie basse d'un limiteur), et les nœuds situés à la fois sur les deux types de frontière (coin d'un limiteur).

Par défaut, des conditions aux limites de Dirichlet sont imposées pour toutes les variables sur les frontières parallèles aux lignes de champ, leur imposant de rester constantes au cours du temps. Le mur est considéré comme idéal. Dans le cadre des simulations menées ici, ces conditions sont remplacées par une condition de Neumann pour la densité, imposant un flux de particules nul au bord (condition réflexive). Cette condition s'exprime naturellement dans l'emploi de la forme faible : il suffit de supprimer le terme en rouge de l'équation 5.33 (pour l'équation de conservation de la masse).

Pour les frontières normales aux lignes de champ, les conditions de limite de Dirichlet sont également imposées à toutes les variables, sauf à la vitesse parallèle. En effet, ces frontières se situent dans la SOL, dans laquelle les pertes parallèles dominant. On applique donc la condition de gaine décrite par exemple dans [Stangeby 95], fixant la vitesse parallèle au bord à une valeur proche de celle du son, modifiée par la contribution du flux $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ généré par les instabilités MHD.

$$\mathbf{v}_{\parallel} \cdot \mathbf{n} + \mathbf{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} \cdot \mathbf{n} = \frac{\mathbf{v}_{\parallel} \cdot \mathbf{n}}{|v_{\parallel}|} c_s \quad (5.34)$$

La vitesse du son c_s est donnée par :

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad (5.35)$$

On considère donc en appliquant cette condition de bord que le flux diffusif perpendiculaire est plus faible que celui lié au transport convectif, ce qui est le cas dans la SOL.

5.1.5 Schéma numérique en temps

Le schéma numérique en temps retenu dans JOREK est un schéma implicite de Crank-Nicholson. Le système d'équations de m variables à résoudre s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = A(\xi, t) \quad (5.36)$$

A est un opérateur sur les inconnues $\xi = \xi_i \quad i = 1, \dots, m$. Le schéma de Crank-Nicholson consiste à évaluer les dérivées temporelles au point intermédiaire entre le pas de temps n et le pas de temps suivant $n + 1$, ce qui revient à écrire

$$\frac{\partial \xi^n}{\partial t} = \frac{\delta \xi^n}{\delta t} = \frac{1}{2}(A^{n+1} + A^n) \quad (5.37)$$

Les exposants font ici référence aux pas de temps. Le membre de droite peut être réécrit de la façon suivante :

$$\frac{1}{2}(A^{n+1} + A^n) = \frac{1}{2}(A^{n+1} - A^n + 2A^n) \quad (5.38)$$

On linéarise ensuite A par rapport à ξ :

$$A^{n+1} - A^n = \left(\frac{\partial A}{\partial \xi} \right)^n \cdot \delta \xi^n \quad (5.39)$$

L'équation 5.37 peut alors se mettre sous la forme :

$$\delta \xi^n - \frac{1}{2} \delta t \left(\frac{\partial A}{\partial \xi} \right)^n \cdot \delta \xi^n = \delta t A^n \quad (5.40)$$

Connaître la dérivée temporelle des inconnues et donc de leur valeur au pas de temps $n + 1$ ne demande donc que la connaissance de celles-ci à l'instant n . L'équation 5.40 peut alors s'écrire sous la forme d'un système d'équations linéaires :

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_1}{\partial \xi_1} & \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_1}{\partial \xi_2} & \cdots & \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_1}{\partial \xi_n} \\ \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_2}{\partial \xi_1} & 1 - \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_2}{\partial \xi_2} & \cdots & \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_2}{\partial \xi_n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_m}{\partial \xi_1} & \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_m}{\partial \xi_2} & \cdots & 1 - \frac{1}{2} \delta t \frac{\partial A_m}{\partial \xi_n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta \xi_1 \\ \delta \xi_2 \\ \vdots \\ \delta \xi_m \end{pmatrix} = \delta t \begin{pmatrix} A_1^n \\ A_2^n \\ \vdots \\ A_m^n \end{pmatrix} \quad (5.41)$$

L'implémentation des équations dans le code consiste à calculer les termes $\frac{\partial A_i}{\partial \xi_m}$ de la matrice de gauche (appelée la *A-matrix*) ainsi que les éléments A_i^n du membre de droite.

L'avantage du schéma de Crank-Nicholson réside dans le fait qu'il soit implicite : le pas de temps est indépendant de la taille des nœuds de la grille, de telle sorte qu'il est possible de choisir de longs intervalles de temps tout en conservant une grille avec une bonne résolution spatiale. Cet avantage est particulièrement important lorsque les phénomènes modélisés ne sont que faiblement non-linéaires, et ne demandent pas une résolution temporelle trop forte. L'inconvénient du schéma est la nécessité de résoudre la matrice A à chaque pas de temps. Chaque variable doit être décomposée sur les bases des éléments finis (équation 5.31) soit $16N$ équations (4 nœuds, 4 polynômes et N harmoniques toroïdales). L'opération est à répéter sur tous les éléments de la grille et pour toutes les variables. Pour une grille standard utilisée dans la simulation d'une disruption de Tore Supra (90 points radiaux, 70 points poloïdaux et 21 harmoniques toroïdaux), le nombre d'éléments de la matrice A s'élève à $(8 \times 16N \times 90 \times 70)^2 \approx 4 \times 10^{14}$ éléments. Cependant, entre autres grâce à un choix judicieux des fonctions tests de la forme faible, la matrice est creuse : la plupart de ses éléments sont nuls. Ceci justifie l'emploi de solveurs dédiés à la résolution de matrices de ce type.

5.1.6 Solveur

Le système linéaire présenté à l'équation 5.41 est résolu à l'aide du solveur *PaStiX* (*Parallel Sparse MatriX package*) développé par l'INRIA à Bordeaux. Il se présente sous la forme d'une bibliothèque Fortran parallélisée qui résout des systèmes de la forme $A \cdot x = B$, en inversant la matrice A à l'aide de différentes méthodes selon la forme de celle-ci. Dans le cas de JOREK, c'est la décomposition LU qui est employée, consistant à exprimer la matrice A comme le produit d'une matrice triangulaire inférieure L et d'une matrice triangulaire supérieure U .

Les principales étapes de la résolution sont les suivantes :

1. La réorganisation des inconnues dans la matrice afin de rendre les matrices L et U plus compactes ;
2. Une factorisation grossière de la matrice A pour prédire la structure de la matrice finale après inversion ;
3. La distribution des blocs de la matrice A aux différents processeurs (parallélisation) ;
4. La décomposition LU sur chacun des processeurs

5. La résolution du système ;
6. Le raffinement itératif de la solution en se basant sur l'estimation faite à l'étape 2.

5.1.7 Normalisation

Les variables de JOREK sont normalisées à l'aide de la masse volumique au centre ρ_0 et de la perméabilité magnétique du vide μ_0 . Si l'on note les variables normalisées avec un tilde, on a donc :

$$\begin{aligned}
 \tilde{\rho} &= \frac{\rho}{\rho_0} \quad (\text{densité}) \\
 \tilde{j} &= \frac{j}{\mu_0} \quad (\text{courant}) \\
 \tilde{t} &= \frac{t}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad (\text{temps}) \\
 \tilde{\mathbf{v}} &= \mathbf{v} \sqrt{\rho_0 \mu_0} \quad (\text{vitesse}) \\
 \tilde{T} &= T \rho_0 \mu_0 \quad (\text{température, initialement en eV}) \\
 \tilde{\eta} &= \sqrt{\frac{\rho_0}{\mu_0}} \eta \quad (\text{résistivité}) \\
 \tilde{D} &= \sqrt{\mu_0 \rho_0} D \quad (\text{coefficient de diffusion, initialement en m}^2 \cdot \text{s}^{-1}) \\
 \tilde{E} &= \mu_0 \rho_0 E \quad (\text{énergie})
 \end{aligned} \tag{5.42}$$

La normalisation a pour but d'éviter de manipuler des grands nombres lors du traitement des équations comprenant des termes de densité. Elle a pour conséquence immédiate, outre de devoir transposer toutes les variables physiques lors d'une comparaison avec des données expérimentales, de réduire les échelles de temps à une échelle proche du temps d'Alfvén. A titre d'exemple, un plasma de deutérium de Tore Supra présentant une densité centrale de $5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ donne un pas de temps unitaire τ_j d'environ $0,48 \mu\text{s}$.

5.2 Modèle d'injection massive implémenté

L'amortissement des disruptions par injection massive de gaz, comme on l'a vu dans le chapitre 4, présente des particularités physiques et géométriques qu'il convient de prendre en compte lors d'une simulation :

- une localisation toroïdale et poloïdale ;
- une forte montée de densité ;
- un refroidissement du plasma se propageant du bord vers le centre, par ionisation et rayonnement ;
- une déstabilisation de modes MHD modifiant le transport des particules et de la chaleur.

Afin de considérer ces aspects, il a fallu compléter le code. Pour ce faire, un modèle fluide de particules neutres a été implémenté. Ceci comprend l'ajout d'une huitième variable à JOREK : la densité de particules neutres. Le modèle retenu ne prend en compte que des atomes neutres de deutérium pour le moment. Les changements que son implémentation a générés sont décrits dans les paragraphes qui suivent. Le détail des calculs effectués pour réaliser l'implémentation numérique dans JOREK, comme la mise sous la forme faible des équations rajoutées au code, le calcul des termes de la matrice-A et la normalisation ne seront néanmoins pas détaillés dans le présent mémoire.

5.2.1 Equation de diffusion des neutres

Le comportement du gaz neutre est considéré ici comme purement diffusif. Le fort gradient de pression de neutres qui se construit au bord du plasma lors d'une injection massive est le moteur qui permet aux atomes de diffuser dans le volume du plasma. L'équation de diffusion 5.43 comprend également un terme de perte lié à l'ionisation des atomes neutres par le plasma chaud.

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{D}_n : \nabla \rho_n) - \rho \rho_n S_i(T) \quad (5.43)$$

ρ_n est la densité de neutres, \mathbf{D}_n est le coefficient de diffusion associé et $S_i(t)$ un terme de perte lié à l'ionisation dont la forme est précisée ci-après. Le coefficient de diffusion est représenté ici comme un tenseur, car dans certaines simulations, il a été choisi anisotrope, afin de simuler une vitesse de groupe du jet de gaz dans sa direction de propagation depuis l'injecteur massif et d'accélérer l'ionisation des neutres pour des raisons de temps de calcul. La valeur du coefficient de diffusion des neutres peut être relié au taux d'échange de charge et d'ionisation via la formule suivante :

$$D_n = \frac{\lambda^2}{\tau} = \frac{3k_B T_i}{\rho(\langle \sigma v \rangle_{c.x.} + \langle \sigma v \rangle_{ion})} \quad (5.44)$$

τ est le temps caractéristique lié aux processus d'ionisation et d'échange de charges des neutres, et λ le libre parcours moyen des neutres. Les valeurs numériques du coefficient peuvent être interpolées en fonction de leur dépendance principale : la température [Cook 82, Hoving 09] :

$$\langle \sigma v \rangle_{c.x.} = 4,116 \times 10^{-14} \times \exp\left(\frac{13,64^{1,1}}{T_i}\right) (T_i/6)^{0,15} \quad (5.45)$$

Pour des températures de l'ordre de la dizaine d'eV, températures typiques de la SOL ou d'un plasma très froid, le coefficient de diffusion calculé selon la formule 5.44 se situe aux alentours de 1 à 10 m².s⁻¹. Le fit n'a pas été implémenté dans les équations de JOREK pour pouvoir ajuster la valeur du coefficient de diffusion afin de faire varier la pénétration des neutres. D'autre part, l'accumulation des neutres au bord, situation probable dans le cas d'une injection massive de gaz, ne rentre pas dans le cadre des données numériques utilisées pour le fit, qui concernent davantage une fraction d'atomes neutres dans un plasma de fond. Ici, on peut très bien avoir une fraction d'ions très faible dans le jet de gaz, du fait de l'écrantage de la chaleur du plasma par la quantité massive de neutres [Rozhansky 06].

Le terme puits de densité de neutres (dernier terme de l'équation 5.43) comprend un fit du taux d'ionisation en fonction de la température donné dans [Voronov 97] :

$$S_i(T) = \langle \sigma v \rangle_{ion} = 0,2917 \times 10^{-13} \left(\frac{13,6}{T_e}\right)^{0,39} \frac{1}{0,232 + \frac{13,6}{T_e}} \exp\left(-\frac{13,6}{T_e}\right) \quad (5.46)$$

$T_e = T$ est la température du plasma, la version de JOREK utilisée étant monofluide, et m_D la masse d'un ion deutérium. Cette formule est valide entre 1 eV et 100 keV et donc valide pour les plasmas de tokamak dont la température se situe entre quelques eV et une dizaine de keV. L'expression 5.46 est donnée en unités « réelles » (i.e. non-normalisées). Elle a dû être normalisée selon les relations données au paragraphe 5.1.7 pour être intégrée dans JOREK.

L'implémentation de cette équation dans le modèle numérique de JOREK nécessite le calcul des différents termes de la matrice A décrite dans la section 5.1.5.

5.2.2 Terme source d'ionisation

Le terme puits d'ionisation dans l'équation de continuité des neutres est en toute logique rajouté en tant que terme source dans l'équation de continuité des ions :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (D_{\perp} \nabla_{\perp} \rho + D_{\parallel} \nabla_{\parallel} \rho) + \rho \rho_n S_i(T) \quad (5.47)$$

Notons que ce terme doit être également rajouté dans les deux équations de quantité de mouvement 5.18 et 5.19. En effet, lors de leur dérivation, on substitue dans l'expression l'équation de continuité. Habituellement, les termes de diffusion $\nabla \cdot (D \nabla \rho)$ et les termes source S_{ρ} sont négligés par rapport au terme de convection $\nabla \cdot (\rho \mathbf{v})$. Or, dans le cas d'une injection massive, le terme source devient très grand et il convient donc de le considérer lors du traitement des équations de quantité de mouvement.

L'équation de quantité de mouvement perpendiculaire 5.18 se réécrit donc de la façon suivante, avec le terme supplémentaire en vert :

$$R \nabla \cdot \left(R^2 \rho \nabla_{\perp} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) \right) = [R^4 \rho W, u] - \frac{1}{2} [R^2 \rho, R^4 \|\nabla_{\perp} u\|^2] - [R^2, \rho] + [\psi, j] - \frac{F_0}{R} \frac{\partial j}{\partial \phi} + \mu R \nabla^2 W + \rho \rho_n S_i(T) \nabla \cdot (R^2 \nabla_{\perp} u) \quad (5.48)$$

L'équation de quantité de mouvement parallèle 5.19, se réécrit quant à elle de la façon suivante :

$$\rho F_0^2 \frac{dv_{\parallel}}{dt} = F_0 \frac{\partial p}{\partial \phi} - R [\psi, p] + \mu_{\parallel} \nabla^2 v_{\parallel} + \rho \rho_n S_i(T) v_{\parallel} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \quad (5.49)$$

5.2.3 Perte d'énergie

Chaque ionisation d'un atome neutre implique une perte d'énergie. Un terme de perte a donc été rajouté dans l'équation d'énergie.

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} = -v \cdot \nabla (\rho T) - \gamma \rho T \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T + \kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T) - \xi_{ion} \rho \rho_n S_i(T) \quad (5.50)$$

La valeur de perte d'énergie ξ_{ion} est prise égale à 13,6 eV dans le cas de base. Cependant, afin de simuler des injections de gaz plus lourds que du deutérium, elle peut être augmentée. La modélisation n'est néanmoins pas parfaite, puisque l'état d'ionisation d'une impureté dans un plasma dépend d'un équilibre entre ionisation et recombinaison (voir section 1.4.1), et pas simplement d'un coût en énergie plus élevé.

Une énergie d'ionisation plus élevée peut aussi servir à simuler des pertes par rayonnement en l'absence de description détaillée des processus atomiques. C'est particulièrement vrai pour les simulations de gaz plus lourds. Pendant une injection massive, le rayonnement est dominé par celui du gaz injecté. Or, les équations de JOREK ne traitent pas de façon séparée les impuretés injectées. Par conséquent, aucun terme de perte par rayonnement n'est implémenté dans les équations. Augmenter le coût en énergie de l'ionisation est donc une façon commode de pallier à cette absence.

5.2.4 Recombinaison

Le refroidissement induit par l'injection massive de gaz fait localement descendre la température du plasma à des niveaux où la recombinaison du deutérium devient possible. Le taux de recombinaison est donné par la formule suivante [Huddlestone 65]

$$\langle \sigma v \rangle_{rec} = 0,7 \times 10^{-19} \left(\frac{13,6}{T_e} \right)^{1/2} \quad (5.51)$$

Dans la version actuelle du code, ce phénomène n'est pas encore implémenté.

5.2.5 Conditions aux limites

La majorité des conditions aux limites pour les 7 variables d'origine de JOREK décrites dans le paragraphe 5.1.4 sont conservées dans cette version de JOREK. Seules les conditions limites liées aux densités d'ions et de particules neutres sont modifiées lorsqu'une grille à limiteur est utilisée. Le principe de base est de réfléchir les ions sortant du plasma sous forme de particules neutres. Ceci modélise de façon simple le recyclage se produisant au voisinage du limiteur/divertor. Les particules venant au contact de celui-ci sont neutralisées et rentrent à nouveau dans le plasma sous l'effet du flux d'énergie incident. Une distinction est faite en fonction du type de frontière : parallèle ou perpendiculaire aux lignes de champ. Dans le premier cas, on ne considère que le flux perpendiculaire diffusif. Du point de vue numérique, cette condition s'exprime sous la forme suivante :

$$D_{\perp} \nabla \rho = -D_n \nabla \rho_n \cdot \mathbf{n} \quad (5.52)$$

\mathbf{n} est le vecteur normal à la surface considérée.

Dans le cas des frontières perpendiculaires, on suppose que le flux parallèle convectif domine le flux diffusif. La condition s'exprime alors sous la forme suivante :

$$(\rho v_{\parallel}) \cdot \mathbf{n} = D_n \nabla \rho_n \cdot \mathbf{n} \quad (5.53)$$

\mathbf{n} est le vecteur normal à la surface considérée. Un résumé des différents types de conditions aux limites dans ce cas précis est donné en figure 5.8.

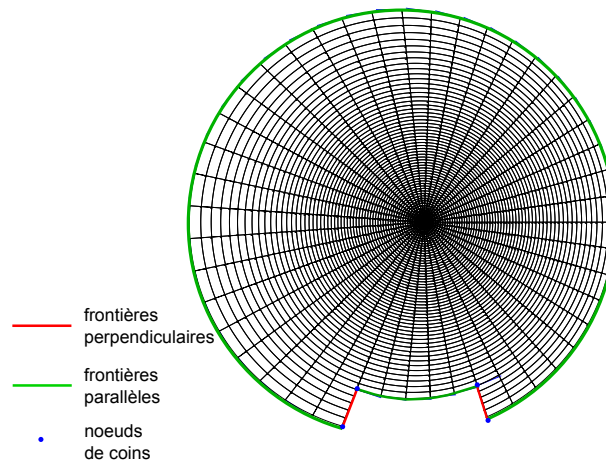


Figure 5.8 – Conditions aux limites pour une grille de type Tore Supra avec limiteur

Notons que le limiteur ne sera pas toujours utilisé dans les simulations d'injection massive. En effet, le fort gradient de densité de neutres apparaissant près du limiteur/divertor du fait de l'existence de cette condition aux limites ralentit considérablement les calculs sans apporter de contribution significative au déclenchement de la disruption par l'injection massive.

R_S	2,53 m
Z_S	0,73 m
ϕ_S	$\pi/2$ radians
r_S	0,08 m
σ_ϕ	0,04 radians
σ_{pol}	0,02 m

Tableau 5.1 – Caractéristiques géométriques de la source de gaz

5.2.6 Source de gaz

Le gaz d'une injection massive réelle arrive de façon poloïdalement et toroïdalement localisée au bord du plasma. Une description géométrique réaliste du terme source est donc nécessaire. Dans le modèle retenu, les particules neutres sont ajoutées au bord du plasma selon la forme suivante :

$$S_{\rho_n} = A_S \times A_\phi(\phi) \times A_{pol} \quad (5.54)$$

avec

$$A_\phi = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{\phi - \phi_S}{\sigma_\phi}\right) \quad (5.55)$$

$$A_{pol} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{r - r_S}{\sigma_{pol}}\right) \quad (5.56)$$

Les tangentes hyperbolique garantissent un « lissage » du dépôt pour éviter les instabilités numériques dus à des gradients trop forts. Pour une injection massive de Tore Supra, les valeurs des paramètres numériques caractérisant la géométrie de la source sont données dans le tableau 5.1.

Une représentation graphique de la densité de neutres déposée au bord du plasma est donnée en figure 5.9

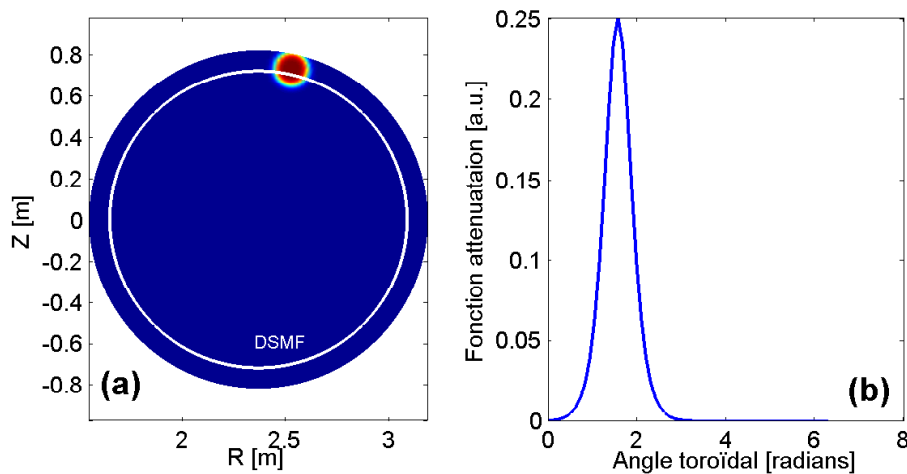


Figure 5.9 – Forme de la source de gaz d'injection massive implémentée dans JOREK (a) dans le plan poloidal (b) selon la direction toroïdale (échelle de couleur et unités arbitraires)

5.3 Tests préliminaires

Avant de lancer des simulations détaillées et coûteuses en ressources de calcul, il convient de réaliser quelques tests de préparation.

5.3.1 Equilibre Tore Supra

L'équilibre d'un plasma de Tore Supra a été introduit comme paramètre d'entrée de JOREK. Les données proviennent de simulations interprétatives réalisées à l'aide du code CRONOS déjà utilisé pour fournir les profils de facteur de sécurité de la section 4.2.5. En plus des paramètres géométriques du plasma (petit et grand rayon, triangularité et ellipticité pour les plasmas non-circulaires), JOREK a besoin des profils de température, densité et de courant. Ce dernier est fourni au code sous la forme du produit FF' , où $F = RB_\phi$ est la fonction diamagnétique et F' sa dérivée par rapport au flux poloïdal ψ . Le profil de température est par exemple donné sous la forme suivante :

$$T = (T_0 - T_1)(1 + C_1\psi_n + C_2\psi_n^2 + C_3\psi_n^3)\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\tanh\left(\frac{\psi_n - C_5}{C_4}\right)\right) + T_1 \quad (5.57)$$

ψ_n est le flux poloïdal normalisé : (ψ_0 et ψ_a sont les valeurs du flux à $r = 0$ et $r = a$).

$$\psi_n = \frac{\psi - \psi_0}{\psi_a - \psi_0} \quad (5.58)$$

Les coefficients $C_1...C_3$ sont ceux d'un polynôme d'ordre 3. Celui-ci est choisi de telle sorte à fitter le profil réel. C_4 et C_5 sont les paramètres d'une fonction tangente hyperbolique permettant de forcer le profil à zéro dans la SOL, de façon lisse. Elle permet également de créer le piédestal de pression pour les plasmas en mode H.

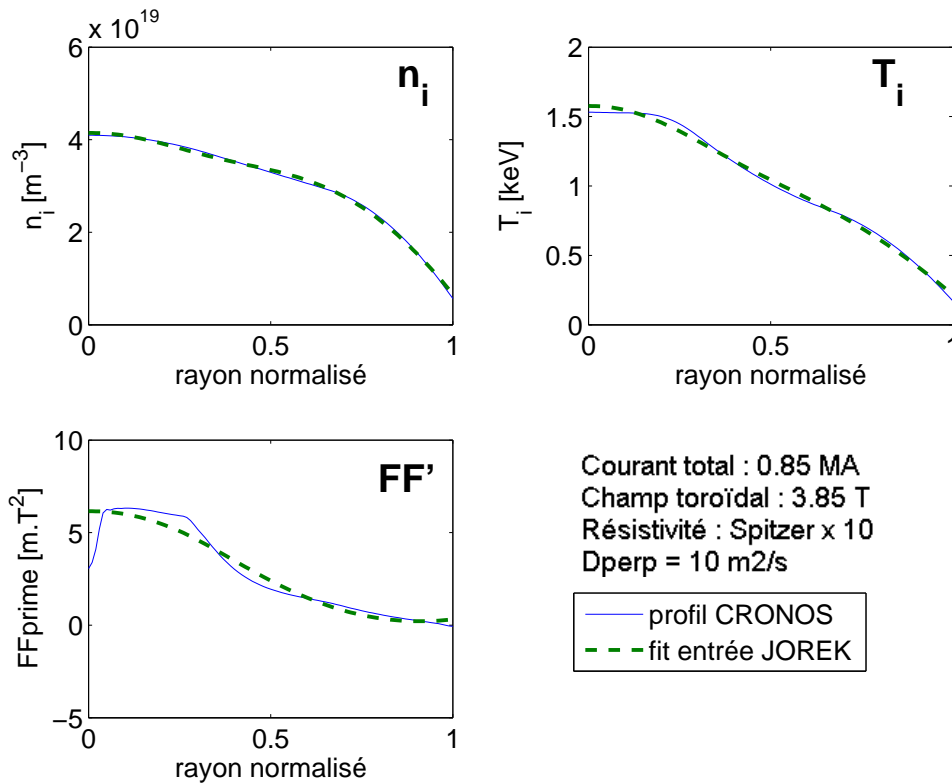


Figure 5.10 – Profils TS

Les profils choisis pour les simulations JOREK décrites dans ce mémoire sont représentés sur la figure 5.10. Ils correspondent à ceux de la décharge 41943 de Tore Supra, à une exception près : le profil de courant a été modifié de façon à obtenir un facteur de sécurité au centre supérieur à 1 et donc à éviter les dents de scie dans la simulation. Initialement, le courant plasma de cette décharge étant de 1.2 MA pour un champ toroïdal de 3.85 T, les dents de scie sont présentes. Elles sont simulées par JOREK, mais ralentissent considérablement les calculs, particulièrement à l’approche du crash. Leur présence n’étant pas indispensable à la simulation du déclenchement de la disruption par le gaz (les dents de scie sont liées au kink interne, qui est un mode se situant au cœur du plasma), le courant est donc baissé « artificiellement » à 850 kA dans la plupart des simulations JOREK présentées ci-après.

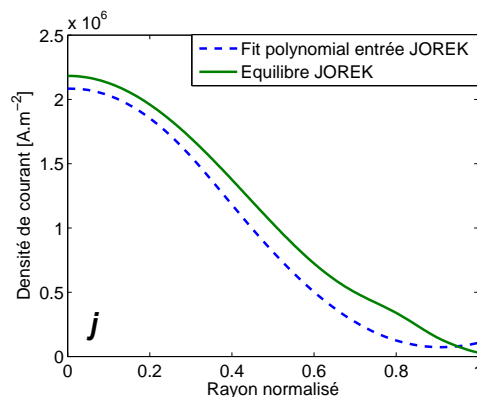


Figure 5.11 – Profil de courant fourni en entrée à JOREK et profil de courant recalculé par le code d’équilibre lancé préalablement aux simulations JOREK.

Une fois les profils entrés, et les grilles créées, la première étape d’une simulation JOREK est un calcul d’équilibre magnétique. Celui-ci fournit un profil de flux poloïdal et de courant, permettant d’aligner la grille sur les surfaces de flux. Le profil de courant fourni en entrée de JOREK et celui recalculé par le code d’équilibre sont donnés en figure 5.11. L’écart entre les deux ne pose pas de problème pour nos simulations, le courant ayant déjà été réduit arbitrairement pour éviter les dents de scie.

5.3.2 Simulations sans injection massive

Avant de lancer des simulations d’injection massive, des tests ont été réalisés pour vérifier le bon comportement du modèle de fluide neutre implémenté, en particulier en ce qui concerne le comportement du plasma sans injection de gaz et l’évolution « naturelle » des profils, la pertinence des conditions aux limites et le comportement des modes MHD en l’absence d’injection massive.

5.3.2.1 Evolution des variables plasma sans injection de gaz

Même en l’absence d’activité MHD particulière simulée par le code, les profils de densité et de température évoluent via la diffusion et la convection. Densité et température ont donc tendance à diffuser vers le bord du plasma, vers les zones plus froides et moins denses. La présence des conditions aux limites réflexives mène donc à une accumulation de particules au bord, et à un aplatissement du profil de densité, comme le montre la figure 5.12.

La durée nécessaire à l’aplatissement du profil de densité est de l’ordre de celle du déclenchement d’une disruption par injection massive. Néanmoins, l’augmentation de densité induite par l’injection massive induit de toute façon une accumulation de densité au bord, largement

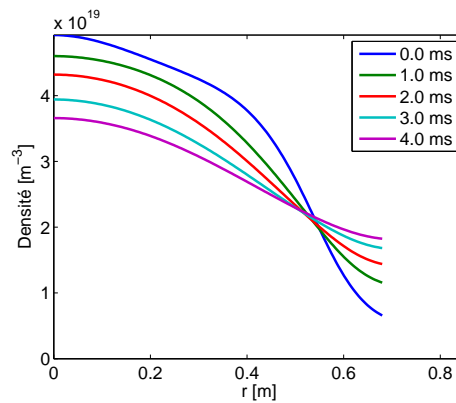


Figure 5.12 – Evolution naturelle du profil de densité (sans injection de gaz)

supérieure à celle provoquée par l'évolution naturelle du profil. Cet effet n'est donc pas problématique dans le cadre des simulations de disruptions.

5.3.2.2 Bilan de particules

En l'absence de limiteur, les conditions aux limites pour les frontières parallèles aux lignes de champ, c'est à dire un flux nul (conditions de Neumann) garantissent en théorie une conservation du nombre de particules dans le plasma. Ceci a été vérifié sur des simulations relativement longues devant les phénomènes considérés (voir figure 5.13). La très faible variation relative du nombre total de particules est attribuable à l'erreur numérique inhérente au code.

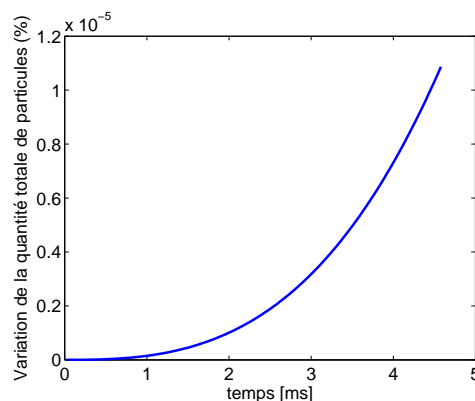


Figure 5.13 – Variation relative du nombre total de particules au cours du temps, en l'absence de limiteur

Lorsque la présence de limiteur est simulée, les conditions aux limites pour les frontières normales aux lignes de champ sont appliquées sur ses bords latéraux (voir figure 5.2). En vertu de la condition décrite au paragraphe 5.2.5, le flux de particules sortant du domaine à la vitesse du son doivent être réfléchies sous forme de particules neutres. Cependant, la façon dont cette condition est implémentée numériquement est imparfaite et les flux entrants/sortants à la frontière ne sont pas tout à fait égaux, induisant une perte d'une partie du contenu du plasma (voir figure 5.14 : diminution de 7% de la densité en 1,5 ms). Ceci est probablement dû au fait que la dérivée des conditions aux limites n'est pas appliquée via cette méthode d'implémentation [Hoving 09].

Néanmoins, la présence du limiteur modifie bien les conditions dans la SOL en créant une structure de flux de particules dirigée vers les zones perpendiculaires du limiteur. Cette configuration de flux peut par exemple être constatée par la présence de deux zones à vitesse

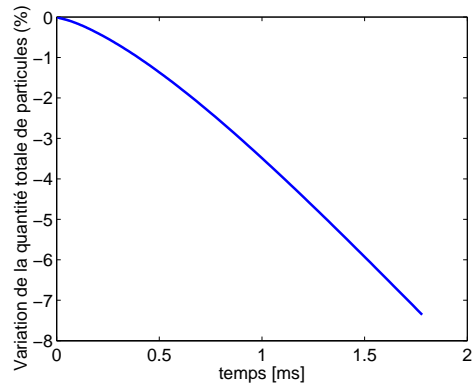


Figure 5.14 – Variation relative du nombre total de particules au cours du temps, avec limiteur

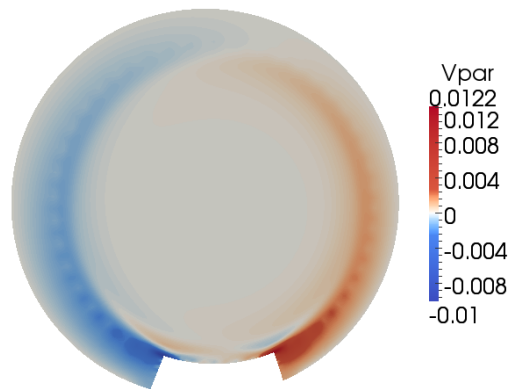


Figure 5.15 – Vitesse parallèle en présence de limiteur (section polioïdale)

parallèle élevée dans la SOL, comme représenté en figure 5.15.

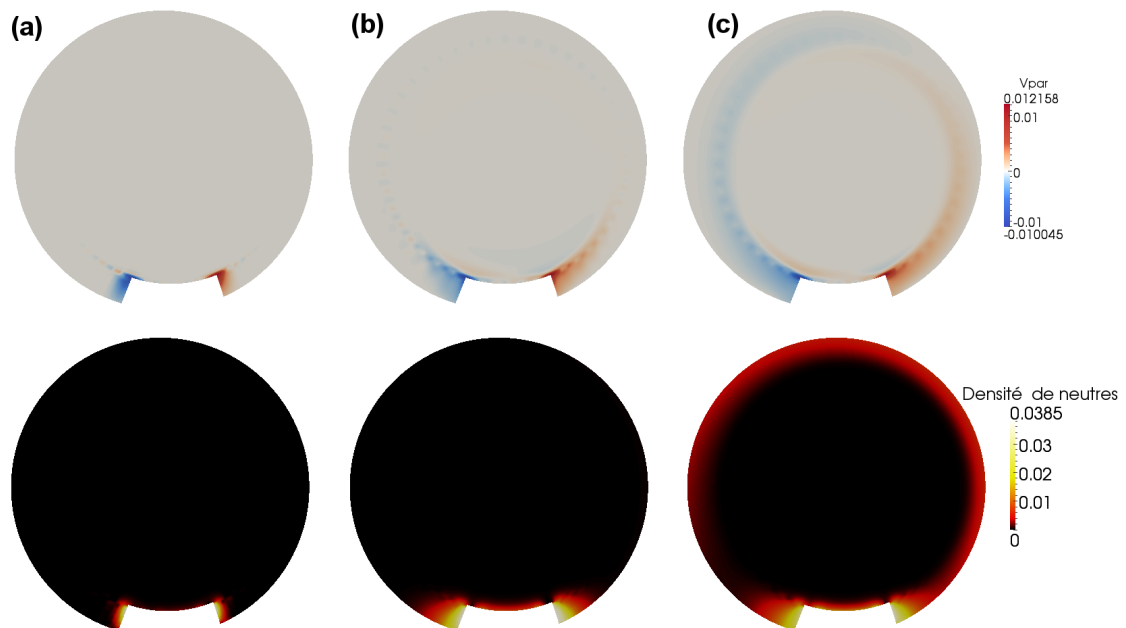


Figure 5.16 – Vitesse parallèle, densité et densité de neutres à divers temps en début de simulation (a) $2 \mu s$ (b) $65 \mu s$ (c) $400 \mu s$

Cette structure met quelques centaines de microsecondes à s'établir à partir des profils

initiaux fournies à JOREK, et nécessite donc de commencer la simulations par de très petits pas de temps, de l'ordre de $0.01 \times \tau_j$, en augmentant progressivement jusqu'à arriver à une situation d'équilibre des flux de bord. En plus de cette structure, la densité de neutres à proximité du limiteur augmente du fait de la condition aux limites réflexive. Une telle séquence d'événements est représentée en figure 5.16.

5.3.2.3 Stabilité des modes

Afin d'évaluer l'influence de l'injection de gaz sur la croissance des instabilités MHD, il convient de vérifier que les modes auxquels on s'intéresse ne sont pas naturellement instables du fait des conditions initiales choisies ou de la relaxation des profils. Le plasma a donc été laissé évoluer sans injection de gaz. Les modes à plus faibles nombres d'ondes toroïdaux étant les plus instables, ces simulations n'ont été réalisées que pour $n = 1$ et $n = 2$. L'énergie cinétique des modes en question est donnée en figure 5.17

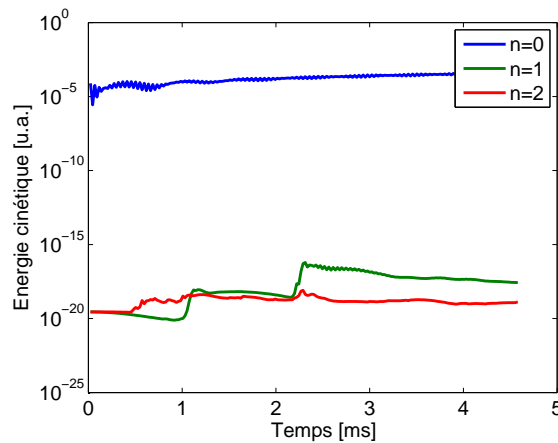


Figure 5.17 – Energie thermique des modes $n=1$ et $n=2$ en l'absence de gaz

La relaxation des profils menant à un aplatissement de la densité et à une baisse de la température (perte d'énergie au bord), les modes peuvent éventuellement devenir légèrement instables, mais après une durée largement supérieure à celle d'une disruption par injection massive. On peut donc conclure que toute perturbation de ces modes sera due à la réaction du plasma face au gaz injecté.

Dans de nombreuses simulations MHD d'instabilités de modes, la résistivité est augmentée artificiellement afin d'accélérer la croissances des modes MHD résistifs. Par exemple, la vitesse de croissance d'un mode de déchirement dépend à la puissance $3/5$ de la résistivité (voir section 2.2.3.1). Dans notre cas, l'augmentation de la résistivité et la relaxation de la température ont tendance à créer des profils de courant instables pour le mode de déchirement, sur des échelles de temps plus courtes que celle d'une injection massive . La croissance d'un mode (2,1) dans un tel plasma dont la résistivité est augmentée artificiellement est donnée en figure 5.18. Il devient alors difficile de différencier la responsabilité du gaz d'injection dans la déstabilisation des modes MHD. La résistivité sera donc gardée à des valeurs proches de celles mesurées expérimentalement (cas stable à $\eta = 2 \times 10^{-7} \Omega.m$ sur la figure 5.18)

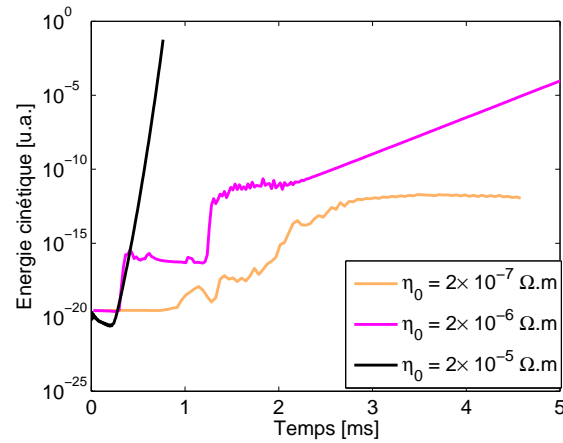


Figure 5.18 – Energie cinétique portée par le mode $n=1$ pour diverses valeurs de résistivité au centre

5.4 Résultats

5.4.1 Influence du limiteur

Afin de respecter au plus près les conditions de bord des plasmas de Tore Supra simulés, un limiteur tel que celui décrit au paragraphe 5.1.3.1 a été inséré dans la grille. Celui-ci crée en fait un flux de particules au bord, modifiant la façon dont la densité monte dans la SOL et près de la DSMF.

La présence du limiteur et des conditions aux limites qui y sont liées modifie la façon dont le gaz s'ionise au bord du plasma. Une comparaison des résultats de simulations sur la densité, avec ou sans limiteur, est présentée en figure 5.19. Dans le cas avec limiteur, la densité ajoutée par le gaz d'injection massive semble plus forte et plus piquée au bord, tandis que l'augmentation de densité est plus faible dans le cas sans limiteur. Cet effet n'est pas totalement compris, mais a sans doute un rapport avec le fait que les conditions dans la SOL sont fortement modifiées par la présence du limiteur.

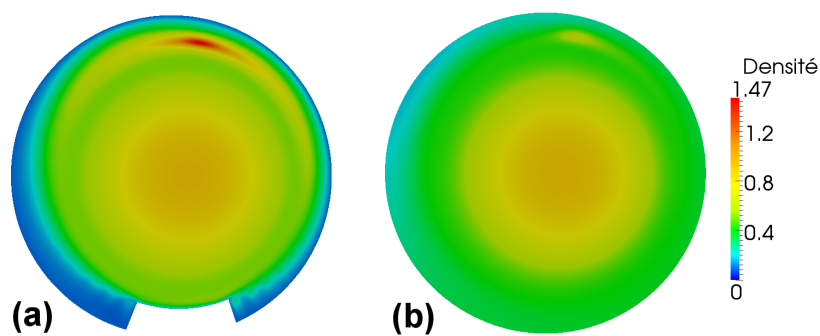


Figure 5.19 – Effet du limiteur sur la densité. Injection de $1,2 \cdot 10^{23}$ atomes. s^{-1} , 1.5 ms après le début de l'injection (a) avec limiteur (b) sans limiteur

Le deuxième effet de la présence du limiteur est de ralentir les temps de calcul, à cause des forts gradients qu'il crée à sa proximité. L'influence du limiteur pourrait être significative sur les modes MHD de bord, mais son influence sur les modes de cœur sera dans tous les cas beaucoup plus limitée. Pour cette raison, il ne sera pas employé dans la majorité des simulations cherchant à mener une disruption à son terme, et son influence n'a pas été étudiée en profondeur, faute de temps de calcul disponible.

5.4.2 Comportement des atomes neutres dans le plasma

La forme de la source a été choisie de façon à respecter au maximum la forme supposée du jet de gaz sortant de la tuyère d'un injecteur : une source localisée poloïdalement et toroïdalement. Cependant, le coefficient de diffusion des atomes neutres est un paramètre libre pour la simulation. Deux types de coefficients ont été testés. En premier lieu, un coefficient de diffusion anisotrope a été introduit, avec une composante dans la direction verticale 10000 fois supérieure aux directions toroïdale et radiale, fixées à $10\text{m}^2.\text{s}^{-1}$. Ceci a pour but de simuler une vitesse de groupe du jet de gaz dont la direction de propagation principale est verticale sur Tore Supra. Il en résulte une vitesse de pénétration assez forte dans le plasma, empêchant les neutres de s'accumuler au bord pour les quantités considérées. La forme du dépôt de neutres est donnée en figure 5.20.

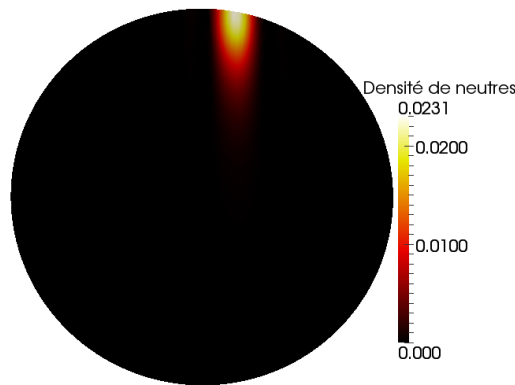


Figure 5.20 – Densité de neutres dans le cas d'un coefficient de diffusion anisotrope avec une direction verticale privilégiée ($D_{n,z} = 10^4\text{m}^2.\text{s}^{-1}$).

L'autre configuration utilisée correspond à un coefficient de diffusion isotrope fixé à $100\text{m}^2.\text{s}^{-1}$. Selon les quantités injectées, cette valeur peut mener à une accumulation locale de neutres dans la zone froide du plasma où le taux d'ionisation est plus faible. Le forme du dépôt est donnée en figure 5.21 pour divers temps.

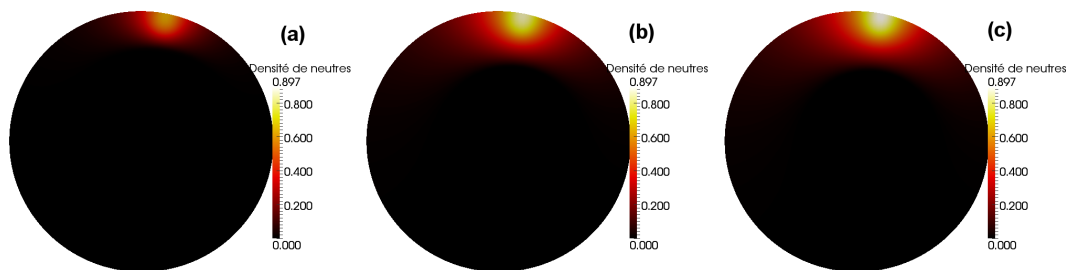


Figure 5.21 – Densité de neutres dans le cas d'un coefficient de diffusion isotrope ($D_{n,\phi} = D_{n,R} = D_{n,z} = 100\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) (a) 1,2 ms (b) 7 ms (c) 12 ms

Les deux scénarios sont utilisés dans les simulations de déclenchement des disruptions, le premier s'attachant à reproduire les effets d'un jet très dense et focalisé qu'on cherchera à obtenir sur les futurs injecteurs tandis que le deuxième correspond plutôt aux injecteurs massifs actuels.

5.4.3 Croissance des modes à faibles nombres d'ondes toroïdaux

Les modes à faibles nombres d'ondes toroïdaux étant les plus impliqués dans le déclenchement des disruptions, il est raisonnable de s'intéresser en premier lieu à leur déstabilisation par le gaz d'injection massive. Des simulations avec coefficient de diffusion anisotrope ont donc été réalisées avec peu d'harmoniques toroïdales ($n=1, n=2$). Différentes quantités ont été injectées : de $1,7 \times 10^{22}$ atomes. s^{-1} à $3,5 \times 10^{23}$ atomes. s^{-1} dans un plasma dont les profils initiaux ont été présentés en section 5.3.1. Le coût d'ionisation est choisi ici à 13,6 eV, correspondant à l'injection d'un gaz de deutérium atomique sans rayonnement. On constate au bout de quelques millisecondes la croissance exponentielle d'un mode (2,1), comme l'en attestent les fluctuations $n=1$ du flux poloïdal représentées en figure 5.22(a). Les îlots (2,1) sont clairement visibles sur la section de Poincaré de la figure 5.22(b).

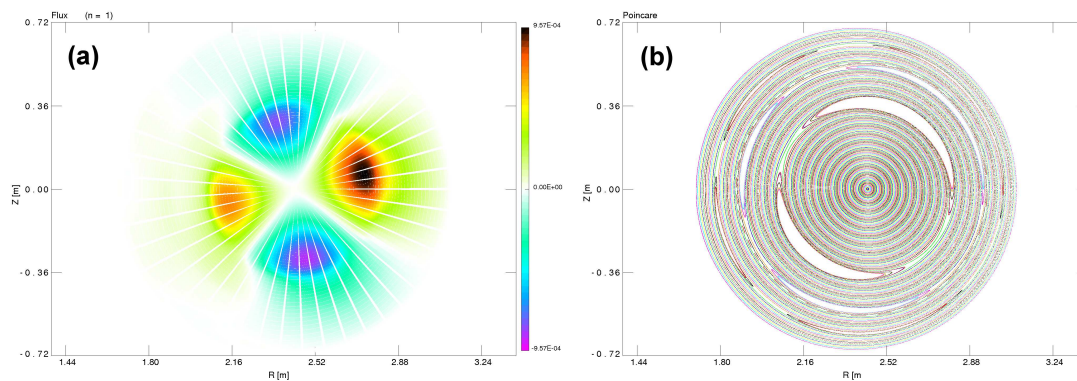


Figure 5.22 – Injection de $nn \text{ at.s}^{-1}$ (a) Fluctuations $n=1$ du flux poloïdal (b) Section de Poincaré correspondante.

Trois quantités différentes de gaz ont été injectée afin d'estimer leur influence sur la vitesse de croissance du mode. L'énergie cinétique portée par le mode est donnée en figure 5.23. L'énergie portée par le mode croît donc plus tôt lorsque la quantité de gaz est importante, bien que la vitesse de croissance soit similaire dans les trois cas. La largeur de l'îlot mesurée sur la section de Poincaré confirme cette observation : plus la quantité de gaz est importante, plus la taille de l'îlot croît rapidement (voir figure 5.24). Ceci est en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux présentés en section 4.2.3.

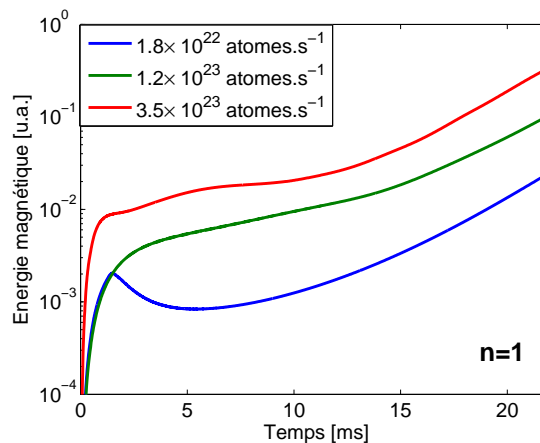


Figure 5.23 – Energie cinétique du mode $n=1$ pour trois quantités injectées

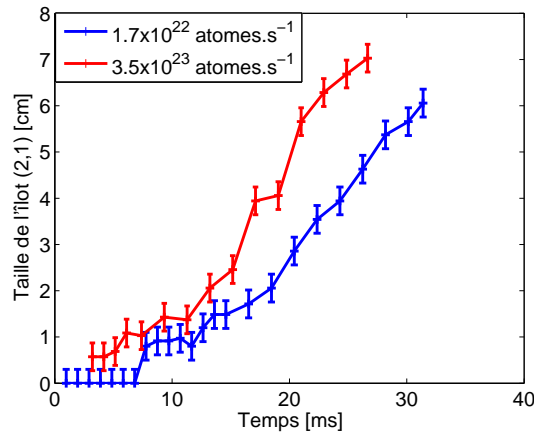


Figure 5.24 – Largeur de l'îlot (2,1) en fonction du temps pour deux quantités de gaz injectées

On peut constater que la croissance est relativement lente devant le temps de développement d'une disruption par injection massive. Premièrement, le coût en énergie d'une ionisation est relativement faible dans cette simulation. Le refroidissement induit par le gaz est donc très faible, et ne modifie pas suffisamment la résistivité pour créer un profil de courant très instable. Par ailleurs, un terme de source de courant plasma est présent dans l'équation d'induction, afin de simuler le maintien du courant par le solénoïde central pendant la simulation. Ce terme source, homothétique au profil de courant initial, rend difficile la création d'un profil instable. De ce fait, les îlots arrivent pratiquement à saturation avant que la disruption ne puisse se développer.

Il est tout de même intéressant de remarquer que pour des simulations menées avec un peu plus d'harmoniques toroïdales, l'ordre dans lequel les îlots apparaissent est différent selon la quantité de gaz considérée. Lorsque les quantités sont importantes, des modes à plus grands nombres d'ondes poloidaux, situés vers le bord du plasma, sont déstabilisés en premier. A contrario, lorsque les quantités mises en jeu sont plus faibles, les modes de bord croissent plus lentement et laissent le temps aux instabilités de cœur de se développer.

5.4.4 Scénarios à forte perte d'énergie par ionisation

Afin de simuler un gaz plus lourd générant de plus grandes pertes d'énergie, que ce soit à cause d'énergies d'ionisation plus grandes ou à cause du rayonnement de raie des espèces partiellement ionisées, des simulations à faibles nombre d'onde toroïdaux avec un coût d'ionisation supérieur ont été réalisées. Le coefficient de diffusion des neutres est ici choisi isotrope. Comme on le voit sur la séquence de la figure 5.25 les couches périphériques du plasma sont successivement refroidies par le gaz, tandis que la densité monte au niveau de la zone d'interaction entre le gaz froid et le plasma chaud. Le front de neutres progresse au fur et à mesure que le plasma se refroidit, permettant aux atomes de diffuser sans être ionisés.

Plus le coût d'ionisation est élevé, plus la pénétration du front froid est rapide et la perte de température importante (voir les profils de température pour deux injections différentes sur la figure 5.26)

La croissance d'un mode (2,1) est également constatée, avec un léger effet sur la température. Cependant, celui-ci sature relativement rapidement. Son influence sur la pénétration du front froid ne peut pas être déterminée ici, en l'absence d'autres modes à nombre d'onde toroïdaux plus grands qui se couplent à lui. En effet, nous verrons plus loin que ces modes une importance capitale dans la dynamique du déclenchement de la disruption.

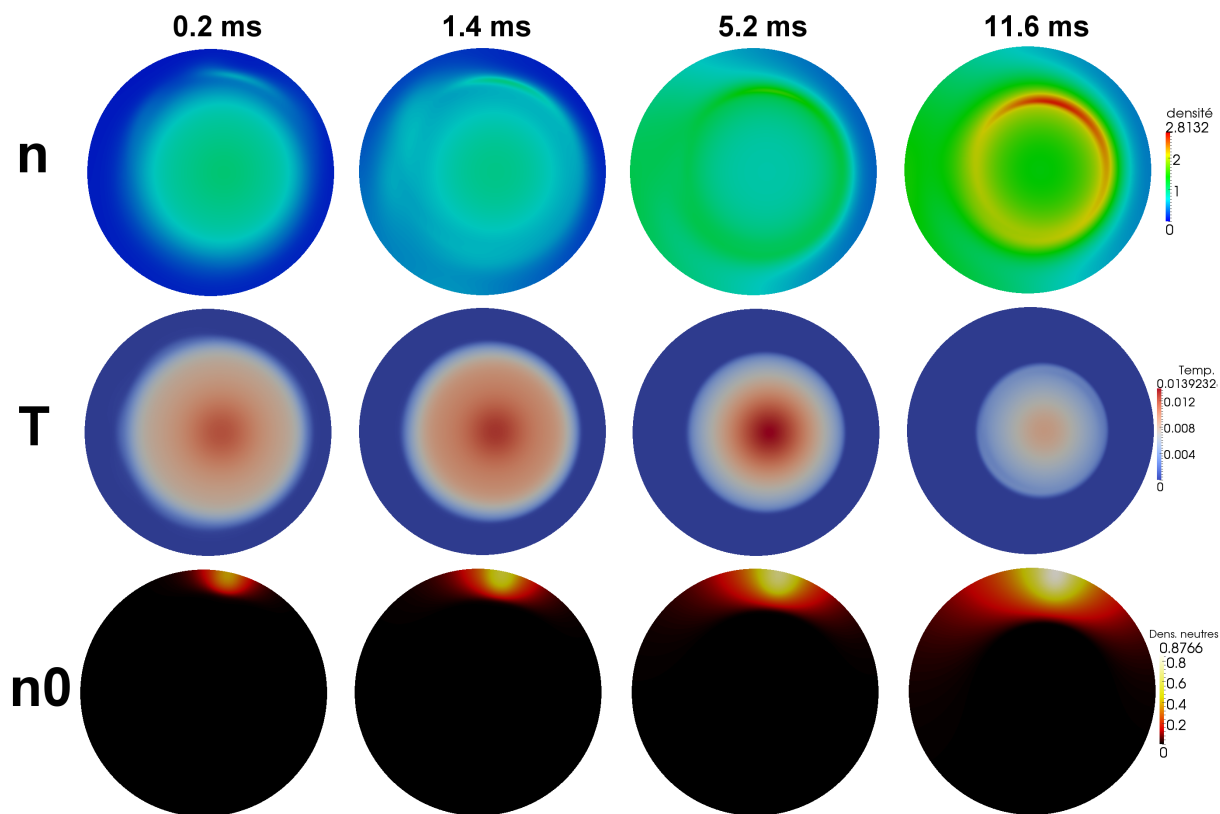


Figure 5.25 – Injection de $1,22 \times 10^{23}$ atomes. s^{-1} , énergie d'ionisation $\times 10$. (a) Température (b) densité (c) densité de neutres

5.4.5 Effets tridimensionnels

L'extension toroïdale et poloïdale de la source a des conséquences sur la répartition poloïdale de ses effets. Si la température s'équilibre relativement rapidement sur une couronne poloïdale, la densité a tendance à rester relativement concentrée dans la zone d'interaction entre le front froid et le bord chaud du plasma. Les particules ionisées sont naturellement emportées le long des lignes de champ, en suivant approximativement le pas de l'hélice générée par leur enroulement (figure 5.27(a)). Les asymétries toroïdales peuvent être visibles sur les figures 5.27(b) et 5.27(c), représentant deux sections poloïdale de la densité situées à l'opposé l'une de l'autre sur le Tore : la densité est plus forte près du point d'injection massive, même après plusieurs millisecondes d'injection. L'effet d'enroulement est également visible sur la température emportée sous forme de filaments par les instabilités déclenchées par le gaz (figure 5.28).

Bien que la surdensité se propage radialement et rencontre des surfaces non-rationnelles qui devraient homogénéiser poloïdalement l'apport de particules du gaz, cette homogénéisation n'est pas complète. L'apport continu de gaz et la modification de la topologie magnétique à proximité des surfaces rationnelles (présence d'îlots) pourraient expliquer cet effet.

Sur les échelles de temps considérées, la densité n'est donc ni poloïdalement, ni toroïdalement homogène. L'aspect tridimensionnel est donc bien fondamental pour modéliser une disruption par injection massive de gaz. Ce sera d'autant plus vrai pour de plus grands tokamaks dont la taille du plasma sera proportionnellement plus grande que la taille du dépôt de gaz.

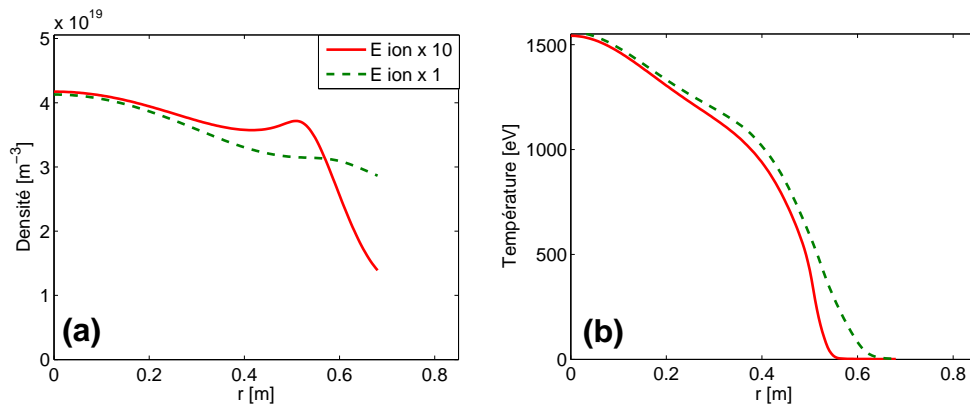


Figure 5.26 – Profils de densité (a) et de température (b) pour deux valeurs du coût d’ionisation, à 2,6 ms du début de l’injection, $1,2 \times 10^{23} \text{ atomes.s}^{-1}$, coefficient de diffusion des neutres isotrope

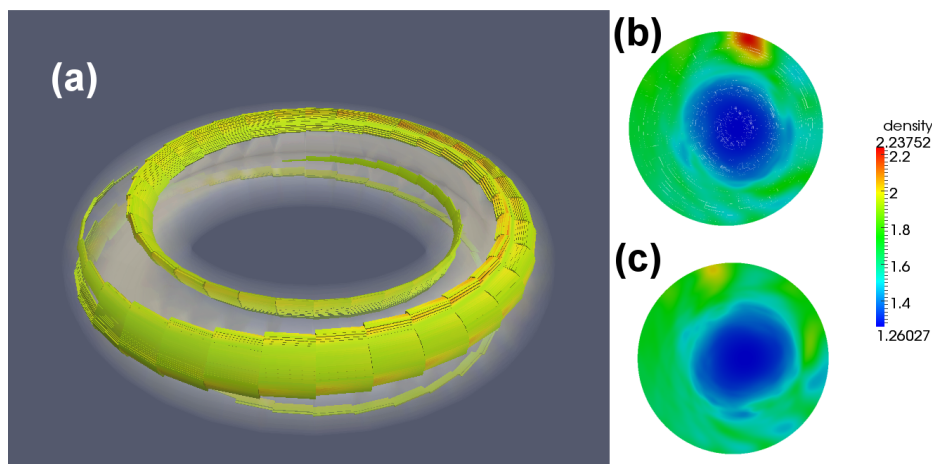


Figure 5.27 – Surdensité se propageant le long des lignes de champ dans la direction toroïdale. Injection de $1,2 \times 10^{23} \text{ atomes.s}^{-1}$, 6 ms après le début de l’injection. (a) deux sections poloïdales à éloignées d’un angle toroïdal de π radians (b) contour de densité 3D sur tout le tore. (c) contour de densité 3D sur tout le tore.

5.4.6 Simulations à nombre d’harmoniques toroïdales élevé

Comme on l’a vu au paragraphe précédent, les aspects tridimensionnels sont fondamentaux dans la simulation des injections massives de gaz. Ceci est également vrai pour les instabilités MHD considérées. Des simulations utilisant jusqu’à 10 harmoniques toroïdales ont donc été réalisées. Le coefficient de diffusion est choisi anisotrope, pour éviter de trop forts gradients de densité au bord qui ralentissent les calculs. Le coût en énergie d’une ionisation est multiplié par 5 ($5 \times 13,6 \text{ eV}$), et le débit de particules injectées est fixé à $1,2 \times 10^{23} \text{ atomes.s}^{-1}$.

l’énergie cinétique des modes MHD se développant pendant cette injection est donnée en figure 5.29, et l’évolution des profils de densité et de température en figure 5.30. La séquence d’événements de cette injection est présentée en figure 5.31, dont chaque ligne correspond aux repères temporels en pointillés de la figure 5.29.

Les modes de bord commencent par croître au début de l’injection, comme en témoigne la section de Poincaré (a) de la figure 5.31. Des îlots apparaissent sur les principales surfaces rationnelles.

La situation change rapidement entre 6,7 ms et 9,1 ms (figure 5.31 (b)). En effet, une zone

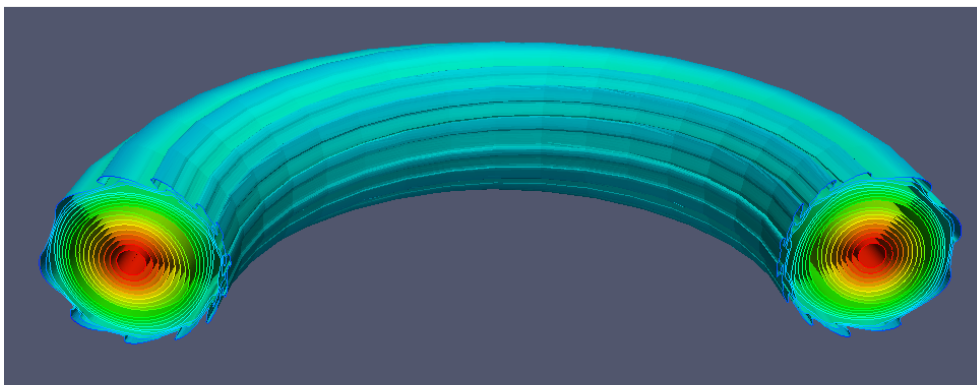


Figure 5.28 – Filaments de température suivant l’enroulement des lignes de champ

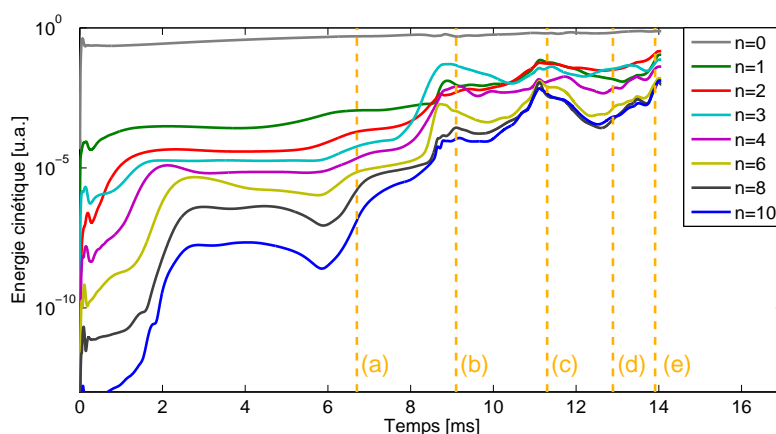


Figure 5.29 – Energie des modes simulés en fonction du temps, injection de $1,2 \times 10^{23} \text{ atomes.s}^{-1}$, 10 harmoniques toroïdales

ergodique autour des surfaces $q = 3$ et $q = 4$ apparaît consécutivement à une croissance rapide de pratiquement tous les modes simulés. Elle est visible sur la section de Poincaré de la figure 5.31(b). Le présence de cette zone est probablement due au recouvrement d’îlots générés par plusieurs nombres d’onde toroïdaux différents. Le confinement est donc perdu dans toute la région au-delà de $q = 3$, et des filaments de température apparaissent dans la zone ergodique (figure 5.32(b)).

La zone ergodique progresse ensuite vers le cœur du plasma. Peu avant 11 ms, une deuxième augmentation brusque de l’énergie des modes se produit, correspondant à la croissance rapide d’un mode (2,1) sur la surface $q = 2$. L’îlot généré atteint une taille maximale de 13 cm, le plus large de tous ceux créés lors de la simulation. À 11,3 ms, la zone autour de $q = 2$ est presque entièrement ergodisée (temps (c) sur la figure 5.31). La densité et la température dans la zone ergodisée sont très inhomogènes polôïdalement, et l’îlot présente une rotation visible dans le plan polôïdal entre les temps (b) et (c). Les profils de température et de densité dans le plan

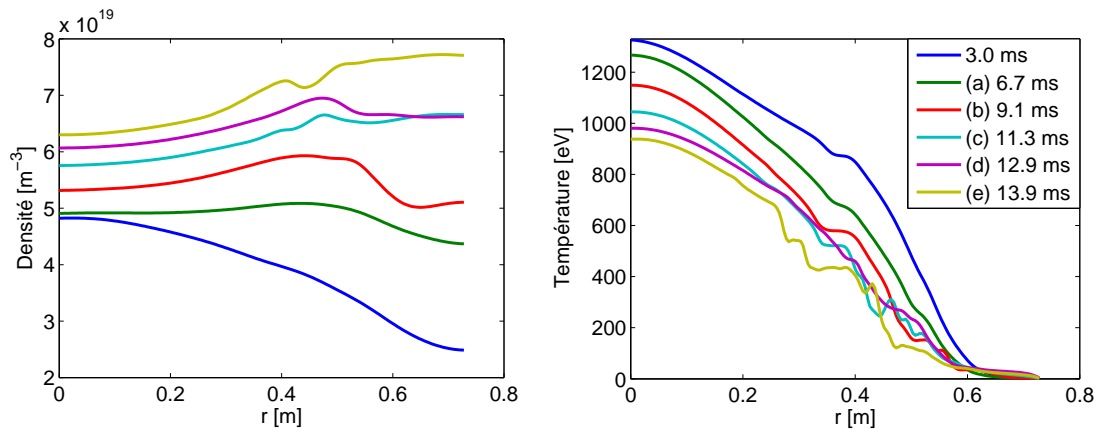


Figure 5.30 – Profils de densité et température à différents temps pendant une injection massive (10 harmoniques toroïdales)

équatorial sont donnés en figure 5.30. L’aplatissement local de la température dû à la présence de l’îlot est clairement visible, mais la température centrale ne chute pas aussi brusquement que ce à quoi on aurait pu s’attendre en présence d’une telle zone ergodique. Cet effet reste encore à expliquer.

Au temps (d) de la figure 5.31 (12,9 ms) l’énergie cinétique portée par les modes a baissé de façon significative par rapport au moment où l’îlot (2,1) s’est ergodisé. De ce fait, certains îlots auparavant noyés dans la zone ergodique réapparaissent, comme l’en atteste la section de Poincaré correspondante. Le profil de température (d) sur la figure 5.30 montre que la température du centre a légèrement diminué, sans pour autant que la température de bord ait diminué du même facteur, comme c’était le cas en début de simulation. Ceci pourrait peut-être indiquer un flux de chaleur accru après ergodisation de l’îlot (2,1), qui pourrait expliquer la reformation des îlots par une réorganisation favorable du profil de courant suite à la baisse transitoire de la résistivité. L’effet est néanmoins très ténu, et davantage de simulations seraient requises pour conclure.

L’énergie cinétique des îlots réaugmente par la suite peu avant le temps (e) (13,9 ms). La zone ergodique, après avoir marqué une « pause », progresse à nouveau vers la cœur. Lorsqu’elle atteint la surface $q = 3/2$, la croissance de l’îlot (3,2) devient très rapide, et celui-ci est ergodisé à son tour (5.31(e)). Des filaments de température sont expulsés de la zone autour de cette surface, comme en témoigne la figure 5.32. Au 13,9 ms, il ne reste plus que la zone entre $q = 1.1$ et $q = 1.4$ dont les surfaces magnétiques ne sont pas encore stochastiques.

Ce type de scénario est à rapprocher de la séquence d’événements décrite dans la section 4.2.6 du chapitre 4, mettant en avant l’importance de la surface $q=2$ et plus généralement des surfaces rationnelles entières dans l’interaction entre le gaz et le plasma lors du déclenchement de la disruption. Des différences existent toutefois : la température ne chute pas aussi brutalement que durant l’expérience, et il est plus difficile de suivre le front froid de gaz à cause du choix de l’anisotropie du coefficient de diffusion.

Des simulations ont été pratiquées en utilisant un coefficient de diffusion isotrope, mais le fort gradient de densité qui se construit du fait de la pénétration progressive rend la situation numériquement instable. Une solution consisterait à augmenter la taille de la grille. Ceci a été

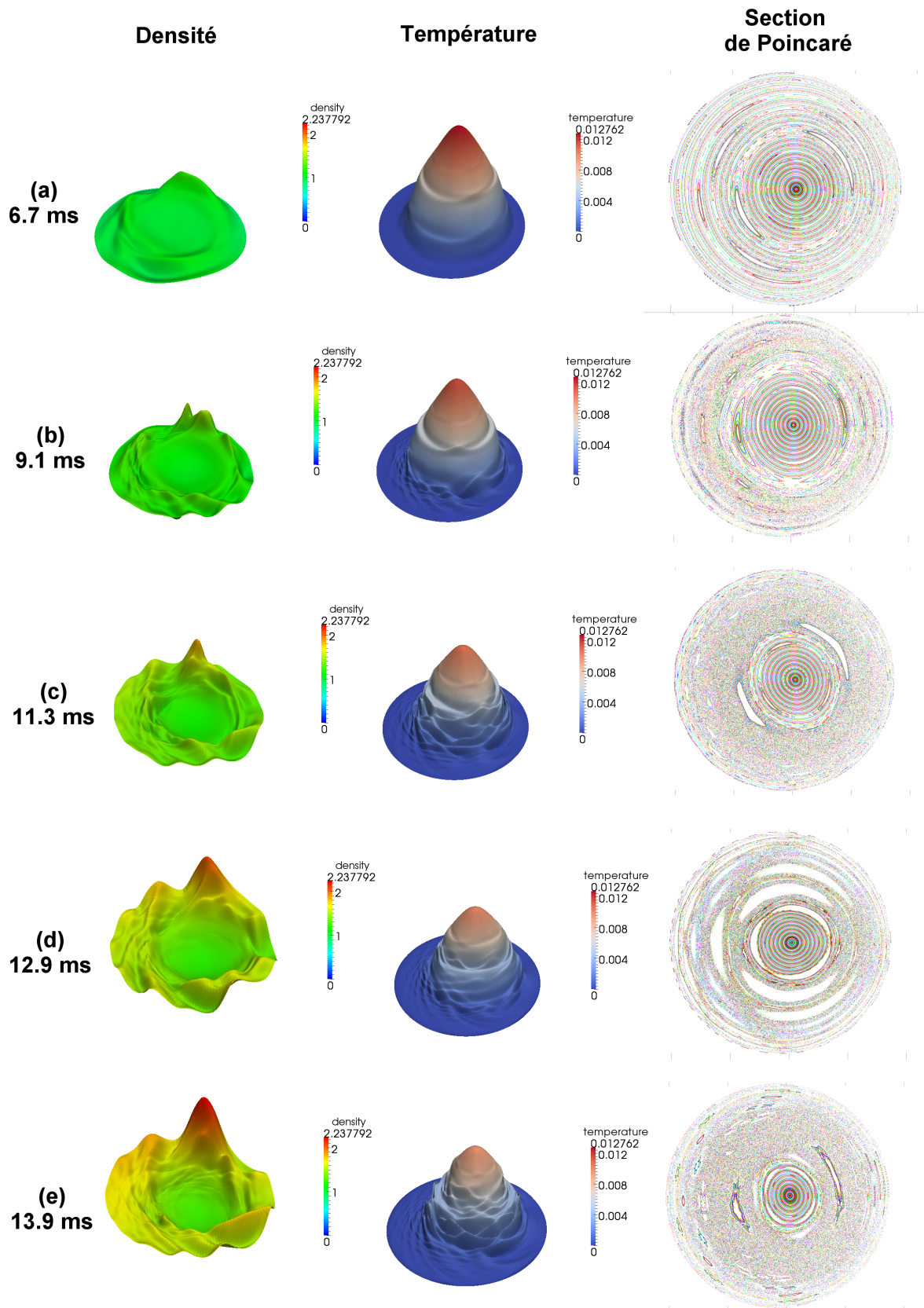


Figure 5.31 – Section de Poincaré et coupes poloïdales de la densité et de la température - injection de $1,2 \times 10^{23} \text{ atomes.s}^{-1}$, 10 harmoniques toroïdales

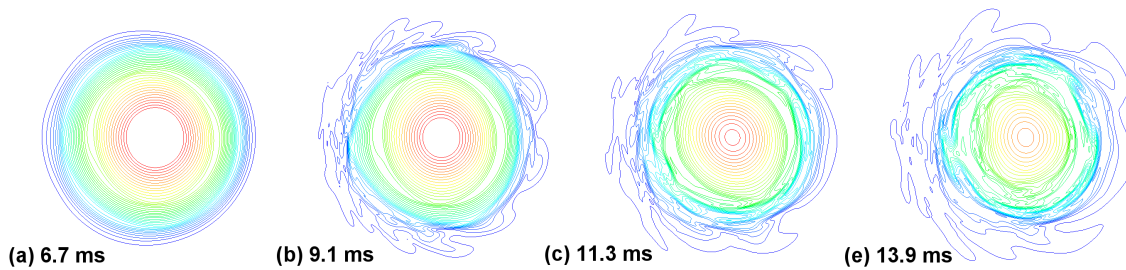


Figure 5.32 – Filamentation de la température à l'apparition de la zone ergodique

testé sur des durées de quelques millisecondes de plasma en augmentant de 50% le nombre de pas poloïdaux et radiaux, mais la puissance de calcul demandée ainsi que la mémoire nécessaire pour stocker la matrice du système devient malheureusement trop importante pour réaliser une disruption complète en un temps raisonnable. La séquence d'événements présentée en figure 5.31 a déjà demandé environ 60000 heures.processeur (soit plus de 7 ans.processeur) de calcul sur le supercalculateur HPCFF du Forschungszentrum Jülich (Allemagne).

Néanmoins, la séquence d'événements présentée montre la possibilité de reproduire un certain nombre d'aspects du déclenchement d'une disruption par injection massive de gaz. Elles soulignent également la nécessité de prendre en compte la MHD dans les simulations d'injection massive, puisque toute la zone de bord dans laquelle se propage le gaz est ergodisée.

5.5 Conclusion du chapitre

Un modèle de particules neutres a été implémenté dans JOREK afin de prendre en compte les spécificités physiques d'une injection massive de gaz. Il comprend une équation de diffusion des neutres, un terme d'ionisation et un terme de perte d'énergie liée à l'ionisation. Des conditions aux limites réfléchissantes ainsi qu'une grille poloïdale prenant en compte la présence d'un limiteur ont été ajoutées au code. Le déclenchement d'une disruption par injection massive de gaz a été simulé, reproduisant une partie des observations expérimentales effectuées sur Tore Supra. Les principaux résultats montrent que le limiteur a tendance à modifier légèrement la façon dont le gaz s'ionise au bord, et à vider la SOL, même en répsence d'injection massive. Le comportement des atomes neutres est fortement influencé par les valeurs du coefficient de diffusion. En revanche, la réponse du plasma varie peu en fonction du coefficient de diffusion choisi. Le scénario de disruption dépend majoritairement de la quantité de gaz injectée, de la perte d'énergie par ionisation et du nombre d'harmoniques toroïdales considérées. Les principaux modes MHD responsables de la disruption (modes de déchirement $m=2$, $n=1$) sont ainsi déstabilisés d'autant plus vite que la quantité de gaz injectée est grande. De même, la pénétration du front froid d'ionisation est plus rapide lorsque la perte d'ionisation est plus grande.

Enfin, l'apparition d'une zone ergodique caractérisant l'apparition d'une disruption n'est possible qu'en simulant des modes jusqu'à $n=10$. Dans ce cas, la zone ergodique progresse depuis le bord vers le centre en même temps que la baisse de température. Les modes liés aux principales surfaces rationnelles sont successivement déstabilisés jusqu'à atteindre $q=2$. La progression de la zone ergodique est alors momentanément stoppée. Ces résultats soulignent l'importance de la MHD dans la pénétration du gaz dans le plasma. La destruction de la topologie magnétique n'est en effet pas sans conséquences sur le transport des particules et de l'énergie dans le plasma. Les fortes asymétries toroïdales constatées montrent également

l'importance de tenir compte des trois dimensions dans l'étude d'un phénomène aussi localisé que l'injection massive.

De futurs développements pour ce modèle pourraient inclure un modèle de physique atomique et de rayonnement plus complet pour le gaz d'injection massive. En effet, le modèle retenu, bien que pouvant reproduire avec de bons résultats certains des observations expérimentales, ne prend pas en compte toute la dynamique d'ionisation liée aux gaz d'injection plus lourds comme l'argon. L'aspect MHD intrinsèquement lié à la disruption étant pris en compte avec précision ici, un couplage avec un code de physique atomique permettrait de renforcer les capacités prédictives de ces simulations, en particulier pour les futurs réacteurs.

« Il se peut qu'aucun de nous deux ne sache rien ni de beau ni de bon ; mais lui croit savoir quelque chose, alors qu'il ne sait rien, tandis que moi, si je ne sais pas, je ne crois pas non plus savoir. Il me semble donc que je suis un peu plus sage que lui par le fait même que ce que je ne sais pas, je ne pense pas non plus le savoir. »

SOCRATE, -399

Conclusion

Afin d'opérer les futurs tokamaks dans de bonnes conditions de fiabilité, sûreté, sécurité et performance, il apparaît de plus en plus nécessaire de maîtriser les disruptions du plasma. Ces phénomènes violents correspondant à une perte du confinement du plasma sont à l'origine de trois types d'effets néfastes. Les effets électromagnétiques, comprenant les courants induits, les courants de halo et les forces de Laplace qui en résultent peuvent endommager l'enceinte à vide du tokamak et arracher des éléments de structure. Les effets thermiques provoqués par la perte de l'énergie contenue dans le plasma sont susceptibles de provoquer des dégâts irréversibles sur les éléments de paroi au contact avec le plasma. Enfin, des faisceaux d'électrons relativistes accélérés pendant la disruption peuvent perforer l'enceinte à vide.

Même si les disruptions sont étudiées depuis les premiers tokamaks des années 1950, elles n'ont représenté jusqu'à une période récente qu'une gêne mineure à l'opération des machines. Ce n'est qu'avec l'avènement de tokamaks de grande taille que leurs dangers ont commencé à se faire de plus en plus présents. Le contenu énergétique des plasmas de futurs tokamaks et réacteurs étant de plusieurs ordres de grandeur supérieur à celui des machines actuelles, les conséquences des disruptions seront d'autant plus graves. La nécessité de les éviter ou de les maîtriser devient donc indispensable. L'évitement n'étant pas toujours possible, l'amoin-drissement des conséquences est une option à considérer. Pour ce faire, diverses méthodes sont actuellement à l'essai. L'injection massive de gaz est l'une d'entre elles, et fait l'objet de cette thèse.

L'injection massive de gaz a pour but d'amoin-drir les trois effets délétères des disruptions. Cependant, de nombreuses questions concernant cette méthode restent encore en suspens. D'une part, le scénario à privilégier en termes de quantité et d'espèce de gaz à injecter reste encore à déterminer, et les mécanismes impliqués dans l'interaction entre le gaz ne sont encore que partiellement compris. Enfin, l'extrapolabilité de la méthode aux futures machines reste encore à vérifier.

Ces problématiques sont abordées dans le présent mémoire, avec pour objectif d'apporter des éléments de réponse quant aux interrogations concernant l'injection massive de gaz et le phénomène de disruption de façon plus générale.

La première partie du travail effectué pendant la thèse, présentée au chapitre 2, s'est concentrée sur la description détaillée du phénomène de disruption avec en particulier les phénomènes impliqués dans la destruction du confinement du plasma. Ces instabilités, de nature magnétohydrodynamique, se développent selon trois scénarios distincts selon les phénomènes qui leur ont donné naissance, et permettent de dégager trois types de disruptions : les disruptions sur densité limite, sur pression limite et sur courant limite. L'injection massive de gaz consiste en fait à transformer une disruption quelconque en une disruption sur densité limite moins violente que celle qu'on aurait laissé aller à son terme. Elle a pour but de contrôler la durée du quench de courant pour éviter à la fois les courants induits dans les structures et les courants de halo, de faire rayonner l'énergie thermique du plasma afin de dissiper l'énergie de façon isotrope sur

le mur, et enfin d'augmenter la densité du plasma de façon à empêcher la génération d'électrons découplés.

Une revue des expériences d'injection massive de gaz et de glaçons sur les principaux tokamaks du monde est également présentée dans le chapitre 2. Il apparaît que les résultats sont très variables d'une machine et d'un dispositif à l'autre. Des tendances ont néanmoins pu être dégagées : les injections de gaz lentes et les injections de glaçons ont tendance à avoir un impact différent sur les électrons découplés que les injections rapides. En particulier, les injections massives de gaz lourds ont tendance à générer davantage d'électrons découplés que les gaz légers. La réduction des effets thermiques et électromagnétiques grâce aux injections massives semble acquise, mais dans des proportions très variables selon les conditions expérimentales. Une meilleure efficacité des gaz lourds pour amortir les effets thermiques se dégage néanmoins de la revue. La pénétration du jet de gaz reste la plupart du temps superficielle. Le mécanisme responsable de cet arrêt n'étant pas clairement identifié, une partie du travail expérimental de thèse effectué ici s'est attaché à faire progresser la compréhension des mécanismes d'interaction du gaz avec le plasma.

Le chapitre 3 présente les moyens utilisés pour réaliser et analyser les expériences d'injection massive sur les tokamaks JET et Tore Supra. Les disruptions étant des phénomènes transitoires, rapides et impliquant des plasmas non-standards, les mesures des diagnostics doivent subir un traitement particulier. Les dispositifs de mesure sont en effet conçus pour des phases où le plasma évolue lentement et sont optimisés pour mesurer les paramètres plasma autour de leur valeur d'équilibre. Les principales adaptations de diagnostics réalisées pendant la thèse concernent les mesures de densité par interférométrie sujettes à des pertes de signal pendant la phase prédisruptive, limitation particulièrement présente sur JET. Les mesures de bolométrie de Tore Supra ont été modifiées de telle sorte à résoudre temporellement la puissance rayonnée pendant la disruption. Une caméra rapide visible a été installée sur Tore Supra, et une partie du travail effectué en thèse a concerné l'utilisation de celle-ci dans le suivi de la pénétration du gaz neutre. Enfin, les injecteurs massifs de Tore Supra et de JET et des simulations de fonctionnement de ceux-ci ont été décrits.

Les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 4 abordent en premier lieu la question du scénario d'injection de gaz. Il a été observé sur Tore Supra que l'injection massive ralentissait le quench de courant, indépendamment de la quantité de gaz ou de sa nature. Les courants induits dans le limiteur de sont par conséquent réduits, mais de façon moindre que le ralentissement du quench de courant, à cause des constantes de temps inductives entre les éléments conducteurs de l'enceinte. A contrario, sur JET, les gaz lourds accélèrent le quench de courant. La différence de comportement, observée sur d'autres machines semble liée à la configuration du plasma : l'instabilité verticale présente dans les plasmas allongés verticalement modifie probablement la dynamique du quench de courant.

Les effets thermiques observés sur Tore Supra montrent une réduction de la montée de température du limiteur grâce à l'injection massive. La puissance rayonnée pendant la phase prédisruptive augmente avec la diminution de la quantité injectée, du fait d'une phase prédisruptive plus longue. De ce fait, des injections de grandes quantités de gaz nécessaires qui seront nécessaires pour supprimer les électrons découplés ne permettront de dissiper qu'une partie de l'énergie du plasma avant le quench thermique. Le bilan de puissance global montre néanmoins qu'une fraction de l'énergie thermique est tout de même rayonnée, mais plus probablement pendant le quench thermique.

L'impact de l'injection massive sur la génération d'électrons découplés est très dépendant

de la nature du gaz, sur Tore Supra comme sur JET : les gaz plus lourds ont tendance à créer des électrons découplés supplémentaires, tandis que les gaz légers empêchent leur formation. Une étude plus détaillée de la génération d'électrons découplés pendant les disruptions amorties de Tore Supra montre que la densité atteinte pendant le quench de courant est suffisante pour supprimer la création d'électrons découplés par le mécanisme de Dreicer, mais pas par avalanche. Ceci implique donc que les électrons découplés primaires sont produits pendant le quench thermique et que la dynamique de mélange pendant celui-ci est différente entre les gaz légers et les gaz lourds. Ceci est partiellement confirmé par les mesures d'efficacité de mélange pendant la phase prédisruptive, montrant que les gaz légers font monter la densité de façon plus efficace que les gaz lourds.

Le mécanisme de pénétration et ses dépendances aux conditions plasma a été étudié en détail sur Tore Supra, et on a pu montrer que la profondeur de pénétration maximale du front froid d'ionisation ne dépend pas du contenu énergétique du plasma, mais de la position de la surface rationnelle $q = 2$. Lorsque les espèces faiblement ionisées constituant ce front atteignent la surface $q = 2$, elles déclenchent des instabilités MHD expulsant de l'énergie thermique depuis le coeur empêchant donc le front froid de pénétrer plus loin. Cette hypothèse a été confirmée sur JET, où la durée de la phase prédisruptive est d'autant plus courte que la surface $q = 2$ est proche du bord. La réponse MHD du plasma est donc un élément essentiel à prendre en compte dans un modèle physique de l'injection massive de gaz.

Du fait de ces observations, des simulations du déclenchement de la disruption par l'injection massive ont été réalisées à l'aide du code 3D MHD *JOREK*. Afin de tenir compte des particularités physiques de l'injection, un modèle de diffusion des atomes neutres a été implémenté dans le code, comprenant des termes de perte d'énergie par ionisation et des termes sources/puits dans les équations de continuité. Une adaptation de la grille de discrétisation a également été effectuée, en introduisant un limiteur analogue à celui de Tore Supra. La source de gaz neutre est localisée poloïdalement et toroïdalement. Les simulations ont confirmé que l'îlot magnétique (2,1) est celui qui croît le plus vite lors d'une injection massive. De plus, sa croissance est d'autant plus rapide que la quantité de gaz injectée est importante, en cohérence avec les observations expérimentales montrant que la disruption est déclenchée plus rapidement par les injections importantes.

Des simulations pratiquées avec un coefficient de diffusion des neutres isotrope montrent la présence d'un front de surdensité au bord du plasma, similaire à celui observé expérimentalement, et qui pénètre dans le plasma au fur et à mesure que celui-ci est refroidi par l'ionisation. La surdensité n'est homogène ni poloïdalement, ni toroïdalement, montrant l'importance de considérer les trois dimensions dans les simulations de ce type d'injection.

L'importance des nombres d'onde toroïdaux élevés a également été confirmée. Des simulations jusqu'à $n = 10$ font apparaître une zone stochastique se propageant depuis le bord du plasma vers le coeur, reproduisant le scénario attendu lors d'une disruption sur densité limite. Les îlots des surfaces rationnelles sont déstabilisés séquentiellement, le plus large d'entre eux étant l'îlot du mode de déchirement (2,1). La température ne chute pas d'une façon brusque comme dans une disruption réelle, mais une évolution des profils pouvant être rapprochée d'une suite de disruptions internes est observée. Par ailleurs, une structure de filaments de température est clairement observée dans toutes les zones stochastiques. La durée nécessaire pour ergodiser les surfaces jusqu'à $q = 1$ est du même ordre de grandeur que ce qui est observé dans l'expérience.

En conclusion, le travail présenté dans ce mémoire a abordé à la fois les aspects expérimentaux et numériques de l'amortissement des disruptions par injection massive de gaz. Il a

montré des différences notables entre les scénarios d'injection choisis, ainsi que l'importance de la MHD dans la pénétration du front froid dans le plasma et le déclenchement de la disruption. Des simulations ont pu reproduire de façon satisfaisante les observations expérimentales et les aspects théoriques des disruptions sur densité limite.

Du point de vue des futurs systèmes d'injection massive de gaz, ces résultats montrent qu'il est possible d'amortir les effets thermiques, électromagnétiques et de diminuer la création d'électrons découplés en choisissant avec précaution le scénario d'injection. Ils montrent également l'importance de concevoir des injecteurs capables de fournir un front de gaz le plus raide possible afin d'obtenir une bonne pénétration du gaz. D'autre part, le fait que l'efficacité de la méthode ne diminue pas lorsqu'elle est utilisée sur un plasma plus chaud et plus dense est rassurant quant à la capacité de l'injection massive de gaz à rester efficace sur ITER et les futurs réacteurs. L'extrapolation via la simulation reste bien entendu indispensable pour confirmer cette observation faite sur les tokamaks actuels.

Les perspectives pour ce travail sont très nombreuses. D'autres expériences impliquant du deutérium et des plasmas plus chauds pourraient être réalisées sur Tore Supra afin de continuer à évaluer l'influence de l'injection massive sur les effets thermiques. Sur JET, l'installation des éléments de paroi similaires à ceux d'ITER permettra de tester la capacité de l'injection massive à protéger des disruptions ce type de composants face au plasma. Du point de vue expérimental, les injections n'ont été réalisées que sur des plasmas sains, et n'ont pratiquement pas été testées sur des plasmas déjà pré-disruptifs. L'efficacité de la méthode pourrait s'en trouver modifiée. Le couplage à un système de détection des disruptions est donc une étape indispensable avant l'utilisation en routine de cette méthode d'amortissement, et soulève de nombreuses problématiques opérationnelles. De façon plus générale, une meilleure compréhension du phénomène de disruption et de ses conséquences serait utile pour évaluer l'efficacité de l'injection massive de gaz sur de futures machines.

Du point de vue de la simulation, le modèle de neutres implémenté dans JOEK est très simple. Celui-ci pourrait par exemple être intégré dans la version bi-fluide de JOEK. De nombreux éléments de physique atomique, notamment le rayonnement et les différents états d'ionisation des gaz devront également être pris en compte pour simuler des injections massives plus réalistes. Il serait intéressant par ailleurs de réaliser des simulations d'injections massives en mode H, afin d'estimer l'influence du piédestal et des ELMs sur le comportement du gaz dans le plasma, et de se rapprocher des conditions d'ITER.

Annexes

Annexe A

Calcul des termes supplémentaires rajoutés au code JOEREK

Cet annexe est consacrée au détail des calculs de l'implémentation des éléments supplémentaires intégrés dans le code JOEREK. Pour chacun des éléments rajoutés, la mise sous la forme faible sera donnée, ainsi que le calcul des différents termes explicités dans la partie 5.1.5 : les termes $\frac{\partial A_i}{\partial \xi_j}$ et les termes de droite A_k^n du système linéaire.

A.1 Equation de diffusion des neutres

L'équation complète comprenant la source externe S_{ρ_n} de gaz neutre est la suivante (pour un coefficient de diffusion isotrope) :

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = \nabla \cdot (D_n \cdot \nabla \rho_n) - \rho \rho_n S_i(T) + S_{\rho_n} \quad (\text{A.1})$$

La forme faible de l'équation est obtenue en la multipliant par une fonction test ρ_n^* et en intégrant sur le volume de calcul :

$$\int \rho_n^* \frac{\partial \rho_n}{\partial t} dV = \int (\rho_n^* \nabla \cdot (D_n \nabla \rho_n) - \rho_n^* \rho \rho_n S_i(T) + \rho_n^* S_{\rho_n}) dV \quad (\text{A.2})$$

En utilisant la relation vectorielle $a \nabla(\mathbf{V}) = \nabla(a \mathbf{V}) - (\nabla a) \cdot \mathbf{V}$, on réécrit le terme de divergence de la façon suivante :

$$\int \rho_n^* \frac{\partial \rho_n}{\partial t} dV = \int (-D_n \nabla \rho_n \cdot \nabla \rho_n^* - \rho_n^* \rho \rho_n S_i(T) + \rho_n^* S_{\rho_n}) + \nabla \cdot (\rho_n^* D_n \nabla \rho_n) dV \quad (\text{A.3})$$

En utilisant la relation d'Ostrogradsky-Gauss, on obtient :

$$\int \rho_n^* \frac{\partial \rho_n}{\partial t} dV = \int (-D_n \nabla \rho_n \cdot \nabla \rho_n^* - \rho_n^* \rho \rho_n S_i(T) + \rho_n^* S_{\rho_n}) dV + \int (\rho_n^* D_n \nabla \rho_n) \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{A.4})$$

Le dernier terme comprenant une intégrale de surface est nul sur tous les éléments intérieurs au domaine de calcul et ne concerne donc que les conditions aux limites. Il est traité à part, ce qui nous permet de ne conserver que les autres termes d'intégrale de volume.

Ces termes sont ensuite exprimés sous la forme correspondant au schéma de Crank-Nicholson donné en section 5.1.5.

$$\rho_n^* \delta \rho_{n0} - \frac{1}{2} \delta t \left(\frac{\partial A}{\partial \xi} \right)_0 \cdot \delta \xi = \delta t A_{0, \rho_n} \quad (\text{A.5})$$

Le vecteur ξ représente les 8 inconnues de JOREK. Par commodité de notation, pour éviter la confusion entre l'indice temporel n utilisé au paragraphe 5.1.5 et l'indice désignant les quantités liées aux particules neutres, on lui préférera la notation 0 en indice. Pour un instant donné dans le schéma numérique en temps, elle désigne en effet les quantités initiales déjà connues.

Dans le cas présent, l'opérateur A est le membre de droite de l'équation A.4.

$$A = -D_n \nabla \rho_n \cdot \nabla \rho_n^* - \rho_n^* \rho_n S_i(T) + \rho_n^* S_{\rho_n} \quad (\text{A.6})$$

On le linéarise par rapport à chacune des inconnues pour obtenir les différents termes de la matrice A explicitée à la fin de la section 5.1.5.

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \rho} \right)_0 \delta \rho = -\rho_n^* \rho_{n0} S_i(T_0) \delta \rho \quad (\text{A.7})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)_0 \delta T = -\rho_n^* \rho_0 \rho_{n0} \left(\frac{\partial S_i(T)}{\partial T} \right)_0 \delta T \quad (\text{A.8})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \rho} \right)_0 \delta \rho_n = -D_n \nabla \rho_n^* \cdot \nabla \delta \rho_n - \rho_n^* \rho_0 S_i(T) \delta \rho_n \quad (\text{A.9})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \psi} \right)_0 = \left(\frac{\partial A}{\partial u} \right)_0 = \left(\frac{\partial A}{\partial j} \right)_0 = \left(\frac{\partial A}{\partial w} \right)_0 = \left(\frac{\partial A}{\partial v_{\parallel}} \right)_0 = 0 \quad (\text{A.10})$$

Avec

$$\nabla \rho_n^* \cdot \nabla \delta \rho_n = \frac{\partial \rho_n^*}{\partial R} \frac{\partial \delta \rho_n}{\partial R} + \frac{\partial \rho_n^*}{\partial Z} \frac{\partial \delta \rho_n}{\partial Z} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial \rho_n^*}{\partial \phi} \frac{\partial \delta \rho_n}{\partial \phi} \quad (\text{A.11})$$

Le membre de droite A_{0,ρ_n} du système de Crank-Nicholson (matrice 5.41) correspond simplement aux valeurs des termes de l'équation à l'instant t :

$$A_{0,\rho_n} = -D_n \nabla \rho_{n0} \cdot \nabla \rho_n^* - \rho_n^* \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) + \rho_n^* S_{\rho_n} \quad (\text{A.12})$$

Les termes non-nuls implémentés dans JOREK, notés `amat85`, `amat86` et `amat88` pour la matrice-A et `RHS8` pour le membre de droite $A_{\rho_n}^0$, après multiplication par l'élément de volume dV et ajout du terme de gauche du schéma de Crank-Nicholson s'écrivent donc :

$$\text{amat}_{85} = -\{\rho_n^* \rho_{n0} S_i(T_0) \delta \rho\} R J_2 \delta t \quad (\text{A.13})$$

$$\text{amat}_{86} = -\left\{ \rho_n^* \rho_0 \rho_{n0} \left(\frac{\partial S_i(T)}{\partial T} \right)_0 \delta T \right\} R J_2 \delta t \quad (\text{A.14})$$

$$\text{amat}_{88} = -\{D_n \nabla \rho_n^* \cdot \nabla \delta \rho_{n0} - \rho_n^* \rho_0 S_i(T_0) \delta \rho_n\} R J_2 \delta t + \rho_n^* \delta \rho_n \quad (\text{A.15})$$

$$\text{RHS}_8 = \{-D_n \nabla \rho_{n0} \cdot \nabla \rho_n^* - \rho_n^* \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) + \rho_n^* S_{\rho_n}\} R J_2 \delta t \quad (\text{A.16})$$

R est le grand rayon du plasma, J_2 est le Jacobien du système de coordonnées et δt l'intervalle de temps du calcul.

$$J_2 = \frac{\partial R}{\partial s} \frac{\partial Z}{\partial t} - \frac{\partial R}{\partial t} \frac{\partial Z}{\partial s} \quad (\text{A.17})$$

t et s sont ici les coordonnées locales d'un élément fini.

A.2 Equation de conservation des ions

L'équation de conservation de la matière pour les ions s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (D_{\perp} \nabla_{\perp} \rho + D_{\parallel} \nabla_{\parallel} \rho) + \rho \rho_n S_i(T) \quad (\text{A.18})$$

La forme faible complète de cette équation ne sera pas explicitée dans le présent mémoire. Sa dérivation complète peut être trouvée dans [Huysmans 09]. La méthode est sensiblement la même que pour l'équation de diffusion des neutres : les termes comportant des divergences sont modifiés de telle sorte à faire apparaître des intégrales de surface traitant les conditions aux limites, et résolus séparément. Seul le terme supplémentaire dû à l'ajout du modèle de neutres développé lors de la thèse sera donc détaillé, les autres étant déjà implémentés dans JOREK. Ce terme se présente sous la forme :

$$\int \rho^* \frac{\partial \rho_n}{\partial t} dV = \dots + \int (\rho^* \rho \rho_n S_i(T)) dV \quad (\text{A.19})$$

La formulation de Crank-Nicholson de l'équation précédente s'exprime de la façon suivante :

$$\rho^* \delta \rho - \frac{1}{2} \delta t \left(\frac{\partial A}{\partial \xi} \right)_0 \cdot \delta \xi = \delta t A_{0,\rho} \quad (\text{A.20})$$

Le terme supplémentaire de l'opérateur A s'écrit donc :

$$A+ = \rho^* \rho \rho_n S_i(T) \quad (\text{A.21})$$

Où le + dénote le fait que ce terme est à rajouter à ceux déjà existants dans le code.

Il ensuite linéarisé par rapport à chacune des inconnues :

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \rho} \right)_0 \delta \rho + = \rho_n^* \rho_{n0} S_i(T_0) \delta \rho \quad (\text{A.22})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)_0 \delta T + = \rho_n^* \rho_0 \rho_{n0} \left(\frac{\partial S_i(T)}{\partial T} \right)_0 \delta T \quad (\text{A.23})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \rho} \right)_0 \delta \rho_n + = \rho_n^* \rho_0 S_i(T_0) \delta \rho_n \quad (\text{A.24})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \psi} \right)_0 + = \left(\frac{\partial A}{\partial u} \right)_0 + = \left(\frac{\partial A}{\partial j} \right)_0 + = \left(\frac{\partial A}{\partial w} \right)_0 + = \left(\frac{\partial A}{\partial v_{\parallel}} \right)_0 + = 0 \quad (\text{A.25})$$

Le membre de droite du schéma numérique s'écrit sous la forme :

$$A_{0,\rho} + = \rho^* \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) \quad (\text{A.26})$$

Les termes implémentés sont donc, en suivant la convention de numérotation de JOREK :

$$\mathbf{amat}_{55} + = \{ \rho_n^* \rho_{n0} S_i(T_0) \delta \rho \} R J_2 \delta t \quad (\text{A.27})$$

$$\mathbf{amat}_{56} + = \left\{ \rho_n^* \rho_0 \rho_{n0} \left(\frac{\partial S_i(T)}{\partial T} \right)_0 \delta T \right\} R J_2 \delta t \quad (\text{A.28})$$

$$\mathbf{amat}_{58} + = \{ \rho_n^* \rho S_i(T_0) \delta \rho_n \} R J_2 \delta t \quad (\text{A.29})$$

$$\mathbf{RHS}_5 + = \{ \rho_n^* \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) \} R J_2 \delta t \quad (\text{A.30})$$

A.3 Equation de conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla(\rho T) - \gamma \rho T \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T + \kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T) - \xi_{ion} \rho \rho_n S_i(T) \quad (\text{A.31})$$

De même que pour les équations précédentes, seul le terme supplémentaire en vert sera explicité.

$$\int T^* \frac{\partial \rho T}{\partial t} dV = \dots + \int -T^* \xi_{ion} \rho \rho_n S_i(T) dV \quad (\text{A.32})$$

Le terme additionnel de l'opérateur A du schéma de Crank-Nicholson s'écrit donc :

$$A+ = -T^* \xi_{ion} \rho \rho_n S_i(T) \quad (\text{A.33})$$

Sa linéarisation donne les termes suivants :

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \rho} \right)_0 \delta \rho + = -T^* \xi_{ion} \rho_{n0} S_i(T_0) \delta \rho \quad (\text{A.34})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)_0 \delta T + = -T^* \xi_{ion} \rho_{n0} \rho \left(\frac{\partial S_i(T)}{\partial T} \right)_0 \delta T \quad (\text{A.35})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \rho_n} \right)_0 \delta \rho_{n0} + = -T^* \xi_{ion} \rho_0 S_i(T_0) \delta \rho_n \quad (\text{A.36})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \psi} \right)_0 + = \left(\frac{\partial A}{\partial u} \right)_0 + = \left(\frac{\partial A}{\partial j} \right)_0 + = \left(\frac{\partial A}{\partial w} \right)_0 + = \left(\frac{\partial A}{\partial v_{\parallel}} \right)_0 + = 0 \quad (\text{A.37})$$

Le membre de droite du schéma numérique s'écrit sous la forme :

$$A_{0,T+} = -T_0^* \xi_{ion} \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) \quad (\text{A.38})$$

Les termes implémentés sont donc, en suivant la convention de numérotation de JOREK :

$$\text{amat}_{65+} = -T^* \xi_{ion} \rho_{n0} S_i(T_0) \delta \rho R J_2 \delta t \quad (\text{A.39})$$

$$\text{amat}_{66+} = -T^* \xi_{ion} \rho_{n0} \rho \left(\frac{\partial S_i(T)}{\partial T} \right)_0 \delta T R J_2 \delta t \quad (\text{A.40})$$

$$\text{amat}_{68+} = -T^* \xi_{ion} \rho_0 S_i(T_0) \delta \rho_n R J_2 \delta t \quad (\text{A.41})$$

$$\text{RHS}_{6+} = -T_0^* \xi_{ion} \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) R J_2 \delta t \quad (\text{A.42})$$

A.4 Termes supplémentaires dans les équations de quantité de mouvement

Ces termes viennent de la dérivation des équations de la quantité de mouvement lorsque l'équation de conservation de la matière y est substituée. Le terme source, habituellement négligé, doit être pris en compte dans une injection massive au vu des quantités de gaz impliquées. On obtient donc, pour l'équation de quantité de mouvement perpendiculaire, la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 R\nabla \cdot \left(R^2 \rho \nabla_{\perp} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) \right) &= [R^4 \rho W, u] - \frac{1}{2} [R^2 \rho, R^4 \|\nabla_{\perp} u\|^2] - [R^2, \rho] + \\
 [\psi, j] - \frac{F_0}{R} \frac{\partial j}{\partial \phi} + \mu R \nabla^2 W + \rho \rho_n S_i(T) \nabla \cdot (R^2 \nabla_{\perp} u) &
 \end{aligned} \tag{A.43}$$

L'équation de la quantité de mouvement parallèle s'écrit quant à elle sous la forme :

$$\rho F_0^2 \frac{dv_{\parallel}}{dt} = F_0 \frac{\partial p}{\partial \phi} - R [\psi, p] + \mu_{\parallel} \nabla^2 v_{\parallel} + \rho \rho_n S_i(T) v_{\parallel} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \tag{A.44}$$

La dérivation complète de ces équations peut être trouvée dans [Pamela 10]. Les termes supplémentaires supplémentaires pour l'équation de quantité de mouvement perpendiculaire sont les suivants :

$$\text{amat}_{22+} = \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) \nabla u^* \cdot \nabla \delta u R^3 J_2 \delta t \tag{A.45}$$

$$\text{amat}_{25+} = \delta \rho \rho_{n0} S_i(T_0) \nabla u^* \cdot \nabla u_0 R^3 J_2 \delta t \tag{A.46}$$

$$\text{amat}_{26+} = \rho_0 \rho_{n0} \frac{\partial S_i(T_0)}{\partial T} \delta T \nabla \cdot \nabla u_0 R^3 J_2 \delta t \tag{A.47}$$

$$\text{amat}_{28+} = u^* \delta \rho_0 \delta \rho_n S_i(T_0) \nabla u^* \cdot \nabla u_0 R^3 J_2 \delta t \tag{A.48}$$

$$\text{RHS}_{2+} = \delta \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) \nabla u^* \cdot \nabla u_0 R^3 J_2 \delta t \tag{A.49}$$

$$\tag{A.50}$$

Les termes supplémentaires de l'équation de conservation de la quantité de mouvement parallèle s'écrivent quant à eux de la façon suivante :

$$\text{amat}_{71+} = 2v_{\parallel 0}^* \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) \nabla_{\perp} \delta \psi \cdot \nabla_{\perp} \psi_0 R J_2 \delta t \tag{A.51}$$

$$\text{amat}_{75+} = v_{\parallel 0}^* \delta \rho \rho_{n0} S_i(T_0) \left(F_0^2 + \nabla_{\perp}^2 \psi_0 \right) \frac{1}{R} J_2 \delta t \tag{A.52}$$

$$\text{amat}_{76+} = v_{\parallel 0}^* \rho_0 \rho_{n0} \frac{\partial S_i(T)}{\partial T} \delta T \left(F_0^2 + \nabla_{\perp}^2 \psi_0 \right) \frac{1}{R} J_2 \delta t \tag{A.53}$$

$$\text{amat}_{77+} = \delta v_{\parallel 0}^* \rho_0 \delta \rho_n S_i(T_0) \left(F_0^2 + \nabla_{\perp}^2 \psi_0 \right) \frac{1}{R} J_2 \delta t \tag{A.54}$$

$$\text{amat}_{78+} = v_{\parallel 0}^* \rho_0 \delta \rho_n S_i(T_0) \left(F_0^2 + \nabla_{\perp}^2 \psi_0 \right) \frac{1}{R} J_2 \delta t \tag{A.55}$$

$$\text{RHS}_{7+} = v_{\parallel 0}^* \rho_0 \rho_{n0} S_i(T_0) \left(F_0^2 + \nabla_{\perp}^2 \psi_0 \right) \frac{1}{R} J_2 \delta t \tag{A.56}$$

$$\tag{A.57}$$

Table des figures

1.1	Courbe d'Aston - Energie de liaison par nucléon	6
1.2	Sections efficaces de 3 réactions de fusion nucléaire courantes	6
1.3	Mouvement d'une particule chargée autour de la ligne de champ	10
1.4	Lignes de champ en présence d'un champ toroïdal seul	11
1.5	Lignes de champ en présence d'un champ poloïdal seul	12
1.6	Lignes de champ en présence d'un champ toroïdal et d'un champ poloïdal	12
1.7	systèmes de coordonnées	13
1.8	Schéma de principe d'un tokamak	14
1.9	Configurations des composants face au plasma. (a) Limiteur (b) Divertor	15
1.10	Vue extérieure de Tore Supra (Source : CEA/IRFM)	16
1.11	Vue intérieure de Tore Supra (Source : CEA/IRFM)	17
1.12	Vue extérieure de JET (Source : EFDA-JET)	18
1.13	Vue intérieure de JET (Source : EFDA-JET)	18
1.14	Schéma en coupe d'ITER (Source : ITER Organization)	19
1.15	Equilibre d'ionisation de l'argon (modèle coronal)	25
1.16	Paramètre de rayonnement R en fonction de la température. [Wesson 97]	25
2.1	Déroulement d'une disruption. (a) courant plasma (b) Température électronique (c) Activité MHD (d) Puissance rayonnée (e) densité électronique linéique. Note : la première chute de la température n'est pas liée à la disruption.	30
2.2	Illustration du principe d'énergie (a) stabilité (b) instabilité (c) stabilité marginale	35
2.3	Géométrie du tokamak droit	36
2.4	Oscillations de la température du plasma dues au kink interne sur Tore Supra	37
2.5	Modes de ballonnement [Friedberg 87]	38
2.6	Stabilité des modes de ballonnement	39
2.7	Topologie d'un îlot magnétique	40
2.8	Exemple de mode MHD associant des îlots sur une surface rationnelle - [Wesson 97]	40
2.9	Isoflux d'un mode de déchirement (2,1) - [Sykes 80]	43
2.10	Recouvrement d'îlots et ergodisation (sections de Poincaré)	43
2.11	Diversité des causes possibles d'une disruption. Chacune des boîtes est un événement de la chaîne menant à la disruption. Les échelles de temps ne sont données que pour l'exemple.	46
2.12	Rayonnement généré par un MARFE	47
2.13	Plasma détaché	47
2.14	Exemple de diagramme de Hugill	49
2.15	Chaînes d'événements conduisant à la disruption.[Schuller 95]	50
2.16	Fusion partielle d'un divertor en béryllium sur JET - [Loarte 05]	53
2.17	Courants induits	54

2.18	Exemple de déformation engendrée par des courants induits : aiguille tordue d'un limiteur de Tore Supra, plaque de CFC cassée	55
2.19	Elongation du plasma à l'aide de deux bobines. En pratique, on utilise des configurations plus complexes.	55
2.20	Courants de halo	58
2.21	Accélération d'électrons suivant une distribution d'énergie maxwellienne	59
2.22	Electrons découplés : impact sur un limiteur en carbone de Tore Supra	62
2.23	Limiteur interne de JET fondu par un faisceau d'électrons découplés	62
2.24	JT-60U : contours de température pendant une injection massive, montrant la pénétration du front froid ([Bakhtiari 05])	67
2.25	DIII-D : évolution de la densité et de la température pendant une injection massive à l'aide du premier injecteur installé ([Hollmann 05])	69
2.26	DIII-D : reconstructions tomographiques du rayonnement pendant une injection massive d'argon. L'évolution des principaux paramètres plasma est donnée au-dessus ([Hollmann 08])	70
2.27	Alcator C-Mod : énergie rayonnée par différents gaz([Granetz 07])	71
2.28	TEXTOR : Durée du quench thermique en fonction du gaz ([Bozhenkov 07c])	72
2.29	Production de neutrons pendant les disruptions amorties/non-amorties sur Tore ([Martin 04])	72
2.30	ASDEX-Upgrade : fraction de la densité critique atteinte en fonction de la quantité injectée ([Pautasso 09])	73
2.31	NIMROD : sections de Poincaré à différents temps pendant une injection massive d'argon ([Izzo 06])	77
3.1	Schéma d'une jante poloïdale de bobines MHD sur Tore Supra	82
3.2	Analyse MHD - (a) Signal des bobines poloïdales pendant une phase prédisruptive. Les courbes sont décalées verticalement pour augmenter la lisibilité. La valeur initiale est 0. (b) Diagramme temps-fréquence correspondant	83
3.3	Schéma de principe d'un interféromètre	83
3.4	Lignes de visée d'interférométrie - (a) Tore Supra (b) JET	84
3.5	Mesures de densité pendant une disruption. (a) La zone « aveugle » se situe entre 60,058 s et 60,086 s. (b) Signal brut de l'interféromètre	85
3.6	Méthode de calcul de la quantité totale d'électrons ajoutés par une injection massive - (a) Tore Supra (b) JET	86
3.7	Lignes de visée de bolométrie - (a) Tore Supra (b) JET	86
3.8	Puissance rayonnée pendant la disruption, avec et sans lissage.	87
3.9	Lignes de visée du diagnostic X mous sur Tore Supra	88
3.10	Schéma de l'endoscope de la caméra rapide	89
3.11	Implantation de la caméra rapide	90
3.12	Principe de l'algorithme de reconstruction des images de caméra rapide. Le système optique de la caméra est assimilé à une lentille unique.	91
3.13	Optimisation de l'algorithme de reconstruction de la caméra rapide : points de contrôle	91
3.14	Surface de flux reconstruite par l'algorithme de traitement des images de la caméra rapide	92
3.15	Tore Supra : position des diagnostics utilisés (vue du dessus du tokamak)	93
3.16	JET : position des diagnostics utilisés (vue du dessus du tokamak)	93
3.17	Injecteur Massif de Gaz de Tore Supra - dessin technique	95

3.18	Quantité injectée par rapport à la pression initiale dans l'injecteur massif de Tore Supra	95
3.19	Fonctionnement de l'injecteur massif de Tore Supra	96
3.20	Erreur sur la quantité de gaz injectée (mesure/simulations) (a) - En bar (b) - en %	97
3.21	Débit instantané en sortie de l'injecteur massif de Tore Supra	97
3.22	Injecteur massif de JET (<i>Disruption Mitigation Valve</i>) [Kruezi 09]	98
3.23	Fonctionnement de l'injecteur massif de JET [Kruezi 09]	98
4.1	Durée du quench de courant sur Tore Supra en millisecondes	105
4.2	Durée du quench de courant normalisée à la section du plasma (a) JET (b) Tore Supra	105
4.3	Dérivée maximale du courant pendant le quench de courant (a) Tore Supra (b) JET	106
4.4	Durée du quench de courant en fonction de la puissance additionnelle de chauffage - Tore Supra	106
4.5	Contraction de la surface rayonnante pendant le quench de courant	108
4.6	Courants induits dans le limiteur toroïdal de Tore Supra	108
4.7	Evolution temporelle des courants induits dans le limiteur - simulations et mesures. Courbe bleue : disruption amortie par injection massive. Courbe rouge : disruption non-amortie	109
4.8	Fraction de l'énergie thermique rayonnée en fonction de la durée de la phase prédisruptive - Tore Supra	111
4.9	Fraction de l'énergie thermique rayonnée en fonction de la durée de la phase prédisruptive - JET	111
4.10	Images infrarouges du limiteur de Tore Supra (a) Avant le quench thermique (b) Immédiatement après le quench thermique. Les position des tuiles sélectionnées pour la figure 4.11 sont indiquées.	112
4.11	Augmentation de température de deux tuiles du limiteur de Tore Supra pendant une disruption (a) Disruption non-amortie (b) Disruption amortie par un mélange hélium/argon	112
4.12	Augmentation de température des tuiles du limiteur de Tore Supra	113
4.13	Energie rayonnée pendant toute la disruption en fonction de l'énergie totale ($E_{th} + E_{mag}$) initiale	113
4.14	Energie rayonnée en fonction de l'énergie thermique initiale (Tore Supra). La ligne pointillée horizontale correspond à l'énergie rayonnée pendant les disruptions non-amorties.	114
4.15	Energie rayonnée en fonction de l'énergie thermique initiale (JET). Les symboles colorés ouverts correspondent à des injections lentes de gaz [Lehnen 09b].	114
4.16	Ressaut de courant dus aux électrons découplés	115
4.17	Electrons découplés produits pendant les disruptions amorties et non-amorties (a) Tore Supra (b) JET	116
4.18	Production d'électrons découplés pendant la disruption en fonction de la quantité injectée (a) Tore Supra (b) JET	116
4.19	Evolution du champ électrique pendant le quench de courant	117
4.20	Valeurs maximales et moyennes du champ électrique pendant le quench de courant en fonction de la quantité de gaz injectée	118
4.21	Densités critiques pendant des disruptions par injection massive. Les densités (électrons libres+ électrons liés) sont données en pointillés (a) hélium (b) argon	119

4.22	Quantité d'électrons ajoutés au plasma en fonction de l'espèce de gaz et de sa quantité (Tore Supra) - (a) Nombre d'électrons ajoutés (b) Efficacité de mélange	121
4.23	Densités atteintes au quench thermique par les injections massives - Tore Supra	122
4.24	Quantité totale d'électrons ajoutés au plasma en fonction de l'espèce de gaz - JET	122
4.25	Quantité totale d'électrons ajoutés au plasma en fonction de la quantité de gaz injectée (néon) - JET	122
4.26	Durée de la phase de refroidissement en fonction du gaz et de la quantité injectée	123
4.27	Vitesse de pénétration du front radiatif dans le plasma	124
4.28	Profondeur de pénétration du front radiatif dans le plasma (Tore Supra)	124
4.29	Profondeur de pénétration du front radiatif en présence de chauffage hybride (Tore Supra)	125
4.30	Pénétration du front rayonnant pour trois profils de courant différents (a) En rayon normalisé (b) en facteur de sécurité	126
4.31	Séquence d'événements d'une phase prédisruptive d'injection massive sur Tore Supra (a) Signaux X-mous et courant plasma (b) Position du front rayonnant vu par la caméra rapide (c) Diagramme temps fréquence de l'activité MHD (d) Images de caméra rapide correspondant aux quatre jalons temporels (filtre He I 706,5 nm).	127
4.32	Activité MHD pendant une injection massive d'argon. La disruption se produit à $t = 9.024$ s (a) Signal MHD des bobines de Mirnov poloïdales (b) Position du front rayonnant vu par la caméra rapide	127
5.1	Grille poloïdale polaire (a) Plasma circulaire (b) Plasma allongé	134
5.2	Grille alignée sur les surfaces de flux (a) Plasma Circulaire (b) Plasma circulaire avec limiteur	135
5.3	Grille alignée sur les surfaces de flux (plasma à point X)	135
5.4	Une courbe de Bézier et ses points de contrôle	136
5.5	Une surface de Bézier [Czarny 08]	136
5.6	Raccordement de surfaces de Bézier [Czarny 08]	137
5.7	Continuité au raccord de quatre surfaces de Bézier [Czarny 08]	138
5.8	Conditions aux limites pour une grille de type Tore Supra avec limiteur	145
5.9	Forme de la source de gaz d'injection massive implémentée dans JOREK (a) dans le plan poloidal (b) selon la direction toroïdale (échelle de couleur et unités arbitraires)	146
5.10	Profils TS	147
5.11	Profil de courant fourni en entrée à JOREK et profil de courant recalculé par le code d'équilibre lancé préalablement aux simulations JOREK.	148
5.12	Evolution naturelle du profil de densité (sans injection de gaz)	149
5.13	Variation relative du nombre total de particules au cours du temps, en l'absence de limiteur	149
5.14	Variation relative du nombre total de particules au cours du temps, avec limiteur	150
5.15	Vitesse parallèle en présence de limiteur (section poloïdale)	150
5.16	Vitesse parallèle, densité et densité de neutres à divers temps en début de simulation (a) $2 \mu s$ (b) $65 \mu s$ (c) $400 \mu s$	150
5.17	Energie thermique des modes $n=1$ et $n=2$ en l'absence de gaz	151
5.18	Energie cinétique portée par le mode $n=1$ pour diverses valeurs de résistivité au centre	152

5.19	Effet du limiteur sur la densité. Injection de $1,2 \cdot 10^{23}$ atomes. s^{-1} , 1,5 ms après le début de l'injection (a) avec limiteur (b) sans limiteur	152
5.20	Densité de neutres dans le cas d'un coefficient de diffusion anisotrope avec une direction verticale privilégiée ($D_{n,z} = 10^4 m^2.s^{-1}$).	153
5.21	Densité de neutres dans le cas d'un coefficient de diffusion isotrope ($D_{n,\phi} = D_{n,R} = D_{n,z} = 100 m^2.s^{-1}$) (a) 1,2 ms (b) 7 ms (c) 12 ms	153
5.22	Injection de nn at. s^{-1} (a) Fluctuations $n=1$ du flux poloïdal (b) Section de Poincaré correspondante.	154
5.23	Energie cinétique du mode $n=1$ pour trois quantités injectées	154
5.24	Largeur de l'îlot (2,1) en fonction du temps pour deux quantités de gaz injectées	155
5.25	Injection de $1,22 \times 10^{23}$ atomes. s^{-1} , énergie d'ionisation $\times 10$. (a) Température (b) densité (c) densité de neutres	156
5.26	Profils de densité (a) et de température (b) pour deux valeurs du coût d'ionisation, à 2,6 ms du début de l'injection, $1,2 \times 10^{23}$ atomes. s^{-1} , coefficient de diffusion des neutres isotrope	157
5.27	Surdensité se propageant le long des lignes de champ dans la direction toroïdale. Injection de $1,2 \times 10^{23}$ atomes. s^{-1} , 6 ms après le début de l'injection. (a) deux sections poloïdales à éloignées d'un angle toroïdal de π radians (b) contour de densité 3D sur tout le tore.	157
5.28	Filaments de température suivant l'enroulement des lignes de champ	158
5.29	Energie des modes simulés en fonction du temps, injection de $1,2 \times 10^{23}$ atomes. s^{-1} , 10 harmoniques toroïdales	158
5.30	Profils de densité et température à différents temps pendant une injection massive (10 harmoniques toroïdales)	159
5.31	Section de Poincaré et coupes poloïdales de la densité et de la température - injection de $1,2 \times 10^{23}$ atomes. s^{-1} , 10 harmoniques toroïdales	160
5.32	Filamentation de la température à l'apparition de la zone ergodique	161

Liste des tableaux

1.1	Grandeurs caractéristiques associées aux méthodes de confinement les plus courantes	9
1.2	Caractéristiques principales de Tore Supra	17
1.3	Caractéristiques principales de JET	19
1.4	Caractéristiques principales d'ITER	20
2.1	Résumé des principales expériences d'injection massive de matière réalisées dans le monde. Les valeurs non connues sont indiquées par un point d'interrogation. Les expériences d'injection de gaz sur Tore Supra et JET qui seront décrites plus tard dans le présent manuscrit ne sont pas incluses dans le tableau.	75
3.1	Caractéristiques de la caméra rapide de Tore Supra	89
3.2	Filtres interférentiels utilisés	90
3.3	caractéristiques principales de l'injecteur massif de gaz de Tore Supra	94
3.4	Caractéristiques principales de la <i>Disruption Mitigation Valve</i> de JET	98
3.5	Paramètres enregistrés dans la base de données des disruptions de Tore Supra .	100
5.1	Caractéristiques géométriques de la source de gaz	146

Bibliographie

- [Arnoux 09] G. Arnoux, A. Loarte, V. Riccardo, W. Fundamenski, A. Huber & JET-EFDA contributors. *Heat loads on plasma facing components during disruptions on JET*. Nuclear Fusion, vol. 49, n° 8, page 085038, 2009. <http://stacks.iop.org/0029-5515/49/i=8/a=085038>.
- [Bakhtiari 02] M. Bakhtiari, Y. Kawano, H. Tamai, Y. Miura, R. Yoshino & Y. Nishida. *Fast plasma shutdown scenarios in the JT-60U tokamak using intense mixed gas puffing*. Nuclear Fusion, vol. 42, n° 10, page 1197, 2002. <http://stacks.iop.org/0029-5515/42/i=10/a=304>.
- [Bakhtiari 05] M. Bakhtiari, H. Tamai, Y. Kawano, G.J. Kramer, A. Isayama, T. Nakano, Y. Kamiya, R. Yoshino, Y. Miura, Y. Kusama & Y. Nishida. *Study of plasma termination using high- Z noble gas puffing in the JT-60U tokamak*. Nuclear Fusion, vol. 45, n° 5, page 318, 2005. <http://stacks.iop.org/0029-5515/45/i=5/a=002>.
- [Basiuk 03] V. Basiuk, J.F. Artaud, F. Imbeaux, X. Litaudon, A. Bécoulet, L.-G. Eriksson, G.T. Hoang, G. Huysmans, D. Mazon, D. Moreau & Y. Peysson. *Simulations of steady-state scenarios for Tore Supra using the CRONOS code*. Nuclear Fusion, vol. 43, n° 9, page 822, 2003. <http://stacks.iop.org/0029-5515/43/i=9/a=305>.
- [Bernstein 58] I. B. Bernstein & E.A. Friedman et al. *An Energy Principle for Hydro-magnetic Stability Problems*. In Proceedings of the Royal Society, volume A244, pages 17–40, 1958.
- [Bozhenkov 07a] S. A. Bozhenkov, K.-H. Finken, M. Lehnen & R. C. Wolf. *Main characteristics of the fast disruption mitigation valve*. Review of Scientific Instruments, vol. 78, n° 3, page 033503, 2007. <http://link.aip.org/link/?RSI/78/033503/1>.
- [Bozhenkov 07b] S.A. Bozhenkov, K.H. Finken, M. Lehnen, R.C. Wolf, M.W. Jakubowski, Y. Liang, E. Uzel, G. Van Wassenhove, O. Zimmerman & the TEXTOR team. *Disruption mitigation by massive gas injection at TEXTOR*. In 34th EPS Conference on Plasma Physics, Warsaw (Poland), 2007.
- [Bozhenkov 07c] Sergey Bozhenkov. *Analysis of disruptions and their mitigation using ultra-fast observation systems*. Thèse de doctorat, Fakultät für Physik und Astronomie an der Ruhr-Universität Bochum, 2007.
- [Bozhenkov 09] S.A. Bozhenkov, M. Lehnen, K.H. Finken, M.W. Jakubowski, O.V. Marchuk, D. Reiter, R. C. Wolf & the TEXTOR team. *Efficiency of massive gas injection for increase of plasma density in TEXTOR experiments on disruption mitigation*. In 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, 2009.
- [Braginskii 65] S.I. Braginskii. *Transport processes in a plasma*. Review of Plasma Physics (ed. M.A. Leontovich, vol. 1, 1965).

- [Bucalossi 02] J. Bucalossi. *Particle fueling for long pulse with standard gas puff and supersonic pulsed gas injection*. In Proceedings of 19th IAEA Fusion Energy Conferences, Lyon, pages EX/P4–04, 2002.
- [Bucalossi 10] J. Bucalossi, C. Reux, F. Saint-Laurent, Y. Corre, M. Bécoulet, P. Devynck, J.L. Gardareina, C. Gil, J. Gunn, G. Huysmans, P. Monier-Garbet, J.L. Ségui & E. Tsitrone. *EAessment of massive gas injection as a disruption mitigation tool in Tore Supra*. In PSI 2010 Conf. (San Diego, USA), 2010.
- [Bussac 75] M. N. Bussac, R. Pellat, D. Edery & J. L. Soule. *Internal Kink Modes in Toroidal Plasmas with Circular Cross Sections*. Phys. Rev. Lett., vol. 35, n° 24, pages 1638–1641, Dec 1975.
- [Cannas 04] B. Cannas, A. Fanni, E. Marongiu & P. Sonato. *Disruption forecasting at JET using neural networks*. Nuclear Fusion, vol. 44, n° 1, page 68, 2004. <http://stacks.iop.org/0029-5515/44/i=1/a=008>.
- [Cohen 76] Ronald H. Cohen. *Runaway electrons in an impure plasma*. Physics of Fluids, vol. 19, n° 2, pages 239–244, 1976. <http://link.aip.org/link/?PFL/19/239/1>.
- [Connor 75] J. W. Connor & R. J. Hastie. *Relativistic Limitations on Runaway Electrons*. Nuclear Fusion, vol. 15, pages 415–424, 1975.
- [Connor 78] J. W. Connor, R. J. Hastie & J. B. Taylor. *Shear, Periodicity, and Plasma Ballooning Modes*. Phys. Rev. Lett., vol. 40, n° 6, pages 396–399, Feb 1978.
- [Cook 82] J.L. Cook & E.K. Rose. *An evaluation of the charge exchange rate coefficients for the hydrogen isotopes in plasmas*. Rapport technique, Australian Nuclear Science and Technology Organisation, 1982.
- [Cristofani 96] P. Cristofani. *Activité MHD associée à la surface $q=1$ dans le tokamak Tore-Supra*. Thèse de doctorat, Université de Provence, 1996.
- [Czarny 08] Olivier Czarny & Guido Huysmans. *B²zier surfaces and finite elements for MHD simulations*. Journal of Computational Physics, vol. 227, n° 16, pages 7423 – 7445, 2008. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6WHY-4S8TBBW-3/2/e40b25ae1e35b1f397ba926621e126dc>.
- [de Vries 09] P.C. de Vries, M.F. Johnson, I. Segui & JET EFDA Contributors. *Statistical analysis of disruptions in JET*. Nuclear Fusion, vol. 49, n° 5, page 055011, 2009. <http://stacks.iop.org/0029-5515/49/i=5/a=055011>.
- [Delchambre 07] E. Delchambre, G. Counsell, A. Kirk & F. Lott. *Power load during disruption in MAST*. Journal of Nuclear Materials, vol. 363–365, pages 1409 – 1413, 2007. Plasma-Surface Interactions-17, <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TXN-4N6FG0G-4/2/40551ed133fce4a5e614c79fb0d2ded1>.
- [DeMichelis 81] C. DeMichelis & M. Mattioli. *Soft X-ray spectroscopic diagnostics of laboratory plasmas*. Nuclear Fusion, vol. 21, n° 6, page 677, 1981.
- [Dreicer 59] H. Dreicer. *Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I*. Phys. Rev., vol. 115, n° 2, pages 238–249, Jul 1959.
- [Dreicer 60] H. Dreicer. *Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. II*. Phys. Rev., vol. 117, n° 2, pages 329–342, Jan 1960.
- [Eriksson 04] L.-G. Eriksson, P. Helander, F. Andersson, D. Anderson & M. Lisak. *Current Dynamics during Disruptions in Large Tokamaks*. Phys. Rev. Lett., vol. 92, n° 20, page 205004, May 2004.

- [Esposito 09] B. Esposito, G. Granucci, S. Nowak, J.R. Martin-Solis, L. Gabellieri, E. Lazaro, P. Smeulders, M. Maraschek, G. Pautasso, J. Stober, W. Treutterer, L. Urso, F. Volpe, H. Zohm, FTU, ECRH & ASDEX Upgrade Teams. *Disruption control on FTU and ASDEX upgrade with ECRH*. Nuclear Fusion, vol. 49, n° 6, page 065014, 2009. <http://stacks.iop.org/0029-5515/49/i=6/a=065014>.
- [Evans 97] T. E. Evans, A. G. Kellman, D. A. Humphreys, M. J. Schaffer, P. L. Taylor, D. G. Whyte, T. C. Jernigan, A. W. Hyatt & R. L. Lee. *Measurements of non-axisymmetric halo currents with and without [‘killer’ pellets during disruptions in the DIII-D tokamak*. Journal of Nuclear Materials, vol. 241-243, pages 606 – 611, 1997. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TXN-47TVNGK-30/2/4d969001ffa8faac4b4b15d62a559445>.
- [Finken 03] K.H. Finken, A. Kraemer-Flecken, M. Lehnen & A. Savtchkov. *Disruptions - a proposal for their mitigation by runaway suppression*. Journal of Nuclear Materials, vol. 313-316, pages 1247 – 1252, 2003. Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices 15, <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TXN-47RYX7D-14/2/16eb77209fd288f159f68881315d76b0>.
- [Fredrickson 96] E. D. Fredrickson, K. M. McGuire, Z. Y. Chang, A. Janos, J. Manickam, G. Taylor, S. Mirnov, I. Semenov, D. Kislov & D. Martynov. *Ballooning instability precursors to high beta disruptions on the Tokamak Fusion Test Reactor*. Physics of Plasmas, vol. 3, n° 7, pages 2620–2625, 1996. <http://link.aip.org/link/?PHP/3/2620/1>.
- [Friedberg 87] J. P. Friedberg. *Ideal magnetohydrodynamics*. Plenum Press, New York, 1987.
- [Geraud 09] A. Geraud, S. Salasca, J. M. Verger, T. Alarcon, G. Agarici, S. Bremond, J. P. Chenevois, M. Geynet, J. B. Migozzi & C. Reux. *Fast imaging system on Tore Supra*. Review of Scientific Instruments, vol. 80, n° 3, page 033504, 2009. <http://link.aip.org/link/?RSI/80/033504/1>.
- [Gil 08] C. Gil, A. Barbuti, D. Elbeze, P. Pastor, J. Philip & L. Toulouse. *Fringe jump analysis and electronic corrections for the Tore Supra far infrared interferometer*. volume 79, page 10E710. AIP, 2008. <http://link.aip.org/link/?RSI/79/10E710/1>.
- [Gill 00] R.D. Gill, B. Alper, A.W. Edwards, L.C. Ingesson, M.F. Johnson & D.J. Ward. *Direct observations of runaway electrons during disruptions in the JET tokamak*. Nuclear Fusion, vol. 40, n° 2, page 163, 2000. <http://stacks.iop.org/0029-5515/40/i=2/a=302>.
- [Grandgirard 07] V. Grandgirard, Y. Sarazin, P. Angelino, A. Bottino, N. Crouseilles, G. Darmet, G. Dif-Pradalier, X. Garbet, Ph. Ghendrih, S. Jolliet, G. Latu, E. Sonnendrücker & L. Villard. *Global full- f gyrokinetic simulations of plasma turbulence*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 49, n° 12B, page B173, 2007. <http://stacks.iop.org/0741-3335/49/i=12B/a=S16>.
- [Granetz 96] R.S. Granetz, I.H. Hutchinson, J. Sorci, J.H. Irby, B. LaBombard & D. Gwinn. *Disruptions and halo currents in Alcator C-Mod*. Nuclear Fusion, vol. 36, n° 5, page 545, 1996. <http://stacks.iop.org/0029-5515/36/i=5/a=I02>.

- [Granetz 07] R.S. Granetz, E.M. Hollmann, D.G. Whyte, V.A. Izzo, G.Y. Antar, A. Bader, M. Bakhtiari, T. Biewer, J.A. Boedo, T.E. Evans, I.H. Hutchinson, T.C. Jernigan, D.S. Gray, M. Groth, D.A. Humphreys, C.J. Lasnier, R.A. Moyer, P.B. Parks, M.L. Reinke, D.L. Rudakov, E.J. Strait, J.L. Terry, J. Wesley, W.P. West, G. Wurden & J. Yu. *Gas jet disruption mitigation studies on Alcator C-Mod and DIII-D*. Nuclear Fusion, vol. 47, n° 9, page 1086, 2007. <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=9/a=003>.
- [Greenwald 02] Martin Greenwald. *Density limits in toroidal plasmas*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 44, n° 8, page R27, 2002. <http://stacks.iop.org/0741-3335/44/i=8/a=201>.
- [Gurevich 61] A. V. Gurevich. *On the theory of runaway electrons in tokamaks*. Sov. Phys. JETP, vol. 12, page 904, 1961.
- [H. Grad 58] H. Rubin H. Grad. In Proc. 2nd Int Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, Geneva, 1958), volume 31, 1958.
- [Halverson 72] W Halverson. *Bremsstrahlung photon emission rate from Maxwellian plasmas*. Plasma Physics, vol. 14, n° 6, page 601, 1972. <http://stacks.iop.org/0032-1028/14/i=6/a=004>.
- [Helander 02] P Helander, L-G Eriksson & F Andersson. *Runaway acceleration during magnetic reconnection in tokamaks*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 44, n° 12B, page B247, 2002. <http://stacks.iop.org/0741-3335/44/i=12B/a=318>.
- [Hender 07] T.C. Hender, J.C Wesley, J. Bialek, A. Bondeson, A.H. Boozer, R.J. Buttery, A. Garofalo, T.P Goodman, R.S. Granetz, Y. Gribov, O. Gruber, M. Gryaznevich, G. Giruzzi, S. Günter, N. Hayashi, P. Helander, C.C. Hegna, D.F. Howell, D.A. Humphreys, G.T.A. Huysmans, A.W. Hyatt, A. Isayama, S.C. Jardin, Y. Kawano, A. Kellman, C. Kessel, H.R. Koslowski, R.J. La Haye, E. Lazzaro, Y.Q. Liu, V. Lukash, J. Manickam, S. Medvedev, V. Mertens, S.V. Mirnov, Y. Nakamura, G. Navratil, M. Okabayashi, T. Ozeki, R. Paccagnella, G. Pautasso, F. Porcelli, V.D. Pustovitov, V. Riccardo, M. Sato, O. Sauter, M.J. Schaffer, M. Shimada, P. Sonato, E.J. Strait, M. Sugihara, M. Takechi, A.D. Turnbull, E. Westerhof, D.G. Whyte, R. Yoshino, H. Zohm, the ITPA MHD, Disruption & Magnetic Control Topical Group. *Chapter 3 : MHD stability, operational limits and disruptions*. Nuclear Fusion, vol. 47, n° 6, page S128, 2007. <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S03>.
- [Hertout 01] P. Hertout. *Courants de Foucault dans le limiteur toroïdal de Tore Supra (Private communication)*. Rapport technique, (CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France.), 2001.
- [Hollmann 05] E.M. Hollmann, T.C. Jernigan, M. Groth, D.G. Whyte, D.S. Gray, M.E. Austin, B.D. Bray, D.P. Brennan, N.H. Brooks, T.E. Evans, D.A. Humphreys, C.J. Lasnier, R.A. Moyer, A.G. McLean, P.B. Parks, V. Rozhansky, D.L. Rudakov, E.J. Strait & W.P. West. *Measurements of impurity and heat dynamics during noble gas jet-initiated fast plasma shutdown for disruption mitigation in DIII-D*. Nuclear Fusion, vol. 45, n° 9, page 1046, 2005. <http://stacks.iop.org/0029-5515/45/i=9/a=003>.
- [Hollmann 08] E.M. Hollmann, T.C. Jernigan, P.B. Parks, J.A. Boedo, T.E. Evans, M. Groth, D.A. Humphreys, A.N. James, M.J. Lanctot, D. Nishijima, D.L.

- Rudakov, H.A. Scott, E.J. Strait, M.A. Van Zeeland, J.C. Wesley, W.P. West, W. Wu & J.H. Yu. *Measurements of injected impurity assimilation during massive gas injection experiments in DIII-D*. Nuclear Fusion, vol. 48, n° 11, page 115007, 2008. <http://stacks.iop.org/0029-5515/48/i=11/a=115007>.
- [Hopcraft 86] K. I. Hopcraft & M. F. Turner. *Criteria for Initiation of Tokamak Disruptions*. Phys. Rev. Lett., vol. 56, n° 22, pages 2372–2375, Jun 1986.
- [Hoving 09] D. Hoving. *Divertor Conditions in Non-Linear MHD ELM Simulations*. Rapport de stage - CEA/IRFM, 2009.
- [Huddleston 65] R. H. Huddleston & S. L. Leonard. *Plasma diagnostic techniques - spectral intensities*. Academic Press, New York, 1965.
- [Humphreys 99] D. A. Humphreys & A. G. Kellman. *Analytic modeling of axisymmetric disruption halo currents*. Physics of Plasmas, vol. 6, n° 7, pages 2742–2756, 1999. <http://link.aip.org/link/?PHP/6/2742/1>.
- [Huysmans 07] G.T.A. Huysmans & O. Czarny. *MHD stability in X-point geometry : simulation of ELMs*. Nuclear Fusion, vol. 47, n° 7, page 659, 2007. <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=7/a=016>.
- [Huysmans 09] G. Huysmans. *JOEKE normalization and matrix elements (Private communication)*. Rapport technique, (CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France.), 2009.
- [IPB 99] IPB. *Chapter 3 : MHD stability, operational limits and disruptions*. Nuclear Fusion, vol. 39, n° 12, page 2251, 1999. <http://stacks.iop.org/0029-5515/39/i=12/a=303>.
- [Izzo 06] V.A. Izzo. *A numerical investigation of the effects of impurity penetration depth on disruption mitigation by massive high-pressure gas jet*. Nuclear Fusion, vol. 46, n° 5, page 541, 2006. <http://stacks.iop.org/0029-5515/46/i=5/a=006>.
- [Izzo 08] V. A. Izzo, D. G. Whyte, R. S. Granetz, P. B. Parks, E. M. Hollmann, L. L. Lao & J. C. Wesley. *Magnetohydrodynamic simulations of massive gas injection into Alcator C-Mod and DIII-D plasmas*. Physics of Plasmas, vol. 15, n° 5, page 056109, 2008. <http://link.aip.org/link/?PHP/15/056109/1>.
- [Kadomtsev 74] B.B. Kadomtsev & O. Pogutse, 1974.
- [Kadomtsev 75] B.B. Kadomtsev, 1975.
- [Keilhacker 99] M. Keilhacker, A. Gibson, C. Gormezano, P.J. Lomas, P.R. Thomas, M.L. Watkins, P. Andrew, B. Balet, D. Borba, C.D. Challis, I. Coffey, G.A. Cottrell, H.P.L. De Esch, N. Deliyakis, A. Fasoli, C.W. Gowers, H.Y. Guo, G.T.A. Huysmans, T.T.C. Jones, W. Kerner, R.W.T. König, M.J. Loughlin, A. Maas, F.B. Marcus, M.F.F. Nave, F.G. Rimini, G.J. Sadler, S.E. Sharapov, G. Sips, P. Smeulders, F.X. Söldner, A. Taroni, B.J.D. Tubbing, M.G. von Hellermann, D.J. Ward & JET Team. *High fusion performance from deuterium-tritium plasmas in JET*. Nuclear Fusion, vol. 39, n° 2, page 209, 1999. <http://stacks.iop.org/0029-5515/39/i=2/a=306>.
- [Kellman 96] A.G. Kellman, J.W. Cuthbertson, T.E. Evans, D.A. Humphreys, A.W. Hyatt, G.L. Jahns, T. Jernigan, C.J. Lasnier and D.R.L. Lee, J.A. Leuer,

- S. Luckhardt, M.J. Schaffer, P.L. Taylor, D.G. Whyte, D. Wròblewski & J. Zhang. *Disruption studies on DIII-D*. In 16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, page 739, 1996.
- [Kruezi 09] U. Kruezi, P.D. Morgan, M. Lehnen, S. Bozhenkov, S. Jachmich, M.F. Stamp, I. Coffey, S. Brezinsek, P.C. de Vries, G. Sergienko, G.F. Matthews, K.H. Finken, A. Savtchikov & the JET-EFDA contributors. *Massive gas injection experiments at JET - performance and characterisation of the disruption mitigation valve*. In 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, 2009.
- [Landman 10] I.S. Landman, S.E. Pestchanyi, Y. Igitkhanov & R. Pitts. *Modelling of wall and SOL processes and contamination of ITER plasma after impurity injection with the tokamak code TOKES*. Fusion Engineering and Design, vol. In Press, Corrected Proof, pages –, 2010. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3C-4YYGPR8-3/2/02e46cd9b1c840f26adecf98403f8541>.
- [Lawson 57] J.D. Lawson. *Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor*. In Proc. Phys. Soc. (London) B70, 1957.
- [Lazarus 90] E.J. Lazarus, J.B. Lister & G.H. Neilson. *Control of the vertical instability in tokamaks*. Nuclear Fusion, vol. 30, n° 1, 1990.
- [Lehnen 08] M. Lehnen, S. A. Bozhenkov, S. S. Abdullaev & M. W. Jakubowski. *Suppression of Runaway Electrons by Resonant Magnetic Perturbations in TEXTOR Disruptions*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, n° 25, page 255003, Jun 2008.
- [Lehnen 09a] M. Lehnen, S.S. Abdullaev, G. Arnoux, S.A. Bozhenkov, M.W. Jakubowski, R. Jaspers, V.V. Plyusnin, V. Riccardo & U. Samm. *Runaway generation during disruptions in JET and TEXTOR*. Journal of Nuclear Materials, vol. 390-391, pages 740 – 746, 2009. Proceedings of the 18th International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Device, Proceedings of the 18th International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Device, <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TXN-4VFK84W-2H/2/3af94751f085d24bc65d065ca6a938a8>.
- [Lehnen 09b] M. Lehnen, A. Alonso, G. Arnoux, S.A. Bozhenkov, S. Brezinsek, T. Eich, K.H. Finken, A. Huber, S. Jachmich, U. Kruezi, P.D. Morgan, V.V. Plyusnin, C. Reux, V. Riccardo, G. Sergienko, M.F. Stamp & JET EFDA contributors. *First Experiments on Massive Gas Injection at JET - Consequences for Disruption Mitigation in JET and ITER*. In 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, 2009.
- [Lipschultz 84] B. Lipschultz, B. La Bombard, B. Marmar, E. S. Marmar, M. M. Pickrell & J. L. Terry. *MARFE : An Edge Plasma Phenomenon*. Nuclear Fusion, vol. 24, page 977, 1984.
- [Loarte 05] A. Loarte, G. Saibene, R. Sartori, D.J. Campbell, P.J. Lomas & G.F. Matthews. *A new look at JET operation with Be as plasma facing material*. Journal of Nuclear Materials, vol. 337-339, pages 816 – 820, 2005. PSI-16, <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TXN-4FC44DG-D/2/88d95a26972f41b960083b67c5786b6e>.

- [Loarte 07] A. Loarte, B. Lipschultz, A.S. Kukushkin, G.F. Matthews, P.C. Stangeby, N. Asakura, G.F. Counsell, G. Federici, A. Kallenbach, K. Krieger, A. Mahdavi, V. Philipps, D. Reiter, J. Roth, J. Strachan, D. Whyte, R. Doerner, T. Eich, W. Fundamenski, A. Herrmann, M. Fenstermacher, P. Ghendrih, M. Groth, A. Kirschner, S. Konoshima, B. LaBombard, P. Lang, A.W. Leonard, P. Monier-Garbet, R. Neu, H. Pacher, B. Pegourie, R.A. Pitts, S. Takamura, J. Terry, E. Tsitrone, the ITPA Scrape-off Layer & Divertor Physics Topical Group. *Chapter 4 : Power and particle control*. Nuclear Fusion, vol. 47, n° 6, page S203, 2007. <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S04>.
- [Lütjens 01] H Lütjens, J F Luciani & X Garbet. *Nonlinear three-dimensional MHD simulations of tearing modes in tokamak plasmas*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 43, n° 12A, page A339, 2001. <http://stacks.iop.org/0741-3335/43/i=12A/a=326>.
- [Martin 99] G. Martin. *Halo Currents in a Circular Tokamak : Measurements on TORE-SUPRA*. In 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, 1999. <http://epsppd.epfl.ch/Maas/web/pdf/p3004.pdf>.
- [Martin 04] G. Martin, F. Sourd, F. Saint-Laurent, J. Bucalossi & L.G. Eriksson. *Disruption Mitigation on Tore Supra*. In 20th IAEA Fusion Energy Conf., 2004.
- [Mast 91] K. F. Mast, J. C. Vallet, C. Andelfinger, P. Betzler, H. Kraus & G. Schramm. *A low noise highly integrated bolometer array for absolute measurement of VUV and soft x radiation*. Review of Scientific Instruments, vol. 62, n° 3, pages 744–750, 1991. <http://link.aip.org/link/?RSI/62/744/1>.
- [McCormick 05] K. McCormick, A. Huber, C. Ingesson, F. Mast, J. Fink, W. Zeidner, A. Guigon & S. Sanders. *New bolometry cameras for the JET Enhanced Performance Phase*. Fusion Engineering and Design, vol. 74, n° 1-4, pages 679 – 683, 2005. Proceedings of the 23rd Symposium of Fusion Technology - SOFT 23, <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3C-4GPW3K0-1/2/ff87d146cb860dc2a1dd43f5d81764b4>.
- [Milora 95] S.L. Milora, W.A. Houlberg, L.L. Lengyel & V. Mertens. *Pellet fuelling*. Nuclear Fusion, vol. 35, n° 6, page 657, 1995. <http://stacks.iop.org/0029-5515/35/i=6/a=I04>.
- [Mirnov 01] S.V. Mirnov. *The key events in major disruptions in circular tokamaks*. In 28th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., Funchal (Portugal), 2001.
- [Murari 08] A. Murari, G. Vagliasindi, P. Arena, L. Fortuna, O. Barana, M. Johnson & JET-EFDA Contributors. *Prototype of an adaptive disruption predictor for JET based on fuzzy logic and regression trees*. Nuclear Fusion, vol. 48, n° 3, page 035010, 2008. <http://stacks.iop.org/0029-5515/48/i=3/a=035010>.
- [Nakamura 96] Y. Nakamura, R. Yoshino, Y. Neyatani, T. Tsunematsu, M. Azumi, N. Pomphrey & S.C. Jardin. *Mechanism of vertical displacement events in JT-60U disruptive discharges*. Nuclear Fusion, vol. 36, n° 5, page 643, 1996. <http://stacks.iop.org/0029-5515/36/i=5/a=I10>.
- [Nakamura 02] Y Nakamura, G Pautasso, O Gruber & S C Jardin. *Axisymmetric disruption dynamics including current profile changes in the ASDEX-Upgrade*

- tokamak*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 44, n° 8, page 1471, 2002. <http://stacks.iop.org/0741-3335/44/i=8/a=304>.
- [Naujoks 96] D. Naujoks, K. Asmussen, M. Bessenrodt-Weberpals, S. Deschka, R. Dux, W. Engelhardt, A.R. Field, G. Fussmann, J.C. Fuchs, C. Garcia-Rosales, S. Hirsch, P. Ignacz, G. Lieder, K.F. Mast, R. Neu, R. Radtke, J. Roth & U. Wenzel. *Tungsten as target material in fusion devices*. Nuclear Fusion, vol. 36, n° 6, page 671, 1996. <http://stacks.iop.org/0029-5515/36/i=6/a=I01>.
- [Paley 05] J.I. Paley, P. Andrew, S.C. Cowley, W. Fundamenski, A. Huber & JET EFDA Contributors. *Energy flow during disruptions in JET*. Journal of Nuclear Materials, vol. 337-339, pages 702 – 706, 2005. PSI-16, <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TXN-4F94YNK-2/2/072e45364cf5681a2859e7b1e2990e08>.
- [Pamela 10] Stanislas Pamela. *Non-linear MHD simulations of ELMs*. Thèse de doctorat, Université de Provence, 2010.
- [Pautasso 96] G. Pautasso, K. Buchl, J.C. Fuchs, O. Gruber, A. Herrmann, K. Lackner, P.T. Lang, K.F. Mast, M. Ulrich & H. Zohm. *Use of impurity pellets to control energy dissipation during disruption*. Nuclear Fusion, vol. 36, n° 10, page 1291, 1996. <http://stacks.iop.org/0029-5515/36/i=10/a=I02>.
- [Pautasso 01] G Pautasso, S Egorov, Ch Tichmann, J.C Fuchs, A Herrmann, M Maraschek, F Mast, V Mertens, I Perchermeier, C.G Windsor & T Zehetbauer. *Prediction and mitigation of disruptions in ASDEX Upgrade*. Journal of Nuclear Materials, vol. 290-293, pages 1045 – 1051, 2001. 14th Int. Conf. on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TXN-42K5JDD-86/2/354ef148301217bdeba5a784063b4089>.
- [Pautasso 08] G. Pautasso, D. Coster, X. Bonnin, T. Eich, J.C. Fuchs, B. Kurzan, K. McCormick, B. Reiter, V. Rohde & ASDEX Upgrade Team. *Disruption mitigation in ASDEX Upgrade with the in-vessel fast valve*. In 22nd IAEA Fusion Energy Conference, Geneva, 2008.
- [Pautasso 09] G Pautasso, D Coster, T Eich, J C Fuchs, O Gruber, A Gude, A Herrmann, V Igochine, C Konz, B Kurzan, K Lackner, T Lunt, M Maraschek, A Mlynek, B Reiter, V Rohde, Y Zhang, X Bonnin, M Beck, G Prausner & the ASDEX Upgrade Team. *Disruption studies in ASDEX Upgrade in view of ITER*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 51, n° 12, page 124056, 2009. <http://stacks.iop.org/0741-3335/51/i=12/a=124056>.
- [Pitcher 88] C.S. Pitcher. *A Review of Particle Fuelling and Recycling Processes in Magnetic Fusion Devices*. Vacuum Technology Applications and Ion Physics, vol. 38, pages 1059–1069, 1988.
- [Poli 02] E. Poli, A. G. Peeters, A. Bergmann, S. Günter & S. D. Pinches. *Reduction of the Ion Drive and $\rho\theta^*$ Scaling of the Neoclassical Tearing Mode*. Phys. Rev. Lett., vol. 88, n° 7, page 075001, Feb 2002.
- [Reinke 08] M.L. Reinke, D.G. Whyte, R. Granetz & I.H. Hutchinson. *Toroidally resolved radiation dynamics during a gas jet mitigated disruption on Alcator C-Mod*. Nuclear Fusion, vol. 48, n° 12, page 125004, 2008. <http://stacks.iop.org/0029-5515/48/i=12/a=125004>.

- [Reux 09] C. Reux, J. Bucalossi, F. Saint-Laurent, C. Gil & J.-L. Ségui. *Experimental study of gas jet dynamics during disruption mitigation using massive noble gases injections on Tore Supra*. In 36th EPS Conf. (Sofia, Bulgaria), 2009. http://epsppd.epfl.ch/Sofia/pdf/O2_002.pdf.
- [Reux 10] C. Reux, J. Bucalossi, F. Saint-Laurent, C. Gil, P. Moreau & P. Maget. *Experimental study of disruption mitigation using massive noble gases injection on Tore Supra*. Nuclear Fusion, 2010.
- [Riccardo 03] V. Riccardo & JET EFDA contributors. *Disruptions and disruption mitigation*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 45, n° 12A, page A269, 2003. <http://stacks.iop.org/0741-3335/45/i=12A/a=018>.
- [Riccardo 04] V Riccardo, T C Hender, P J Lomas, B Alper, T Bolzonella, P de Vries, G P Maddison & the JET EFDA Contributors. *Analysis of JET halo currents*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 46, n° 6, page 925, 2004. <http://stacks.iop.org/0741-3335/46/i=6/a=001>.
- [Riccardo 05a] V Riccardo, P Barabaschi & M Sugihara. *Characterization of plasma current quench at JET*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 47, n° 1, page 117, 2005. <http://stacks.iop.org/0741-3335/47/i=1/a=007>.
- [Riccardo 05b] V. Riccardo, A. Loarte & the JET EFDA Contributors. *Timescale and magnitude of plasma thermal energy loss before and during disruptions in JET*. Nuclear Fusion, vol. 45, n° 11, page 1427, 2005. <http://stacks.iop.org/0029-5515/45/i=11/a=025>.
- [Rosenbluth 97] M.N. Rosenbluth & S.V. Putvinski. *Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks*. Nuclear Fusion, vol. 37, n° 10, page 1355, 1997. <http://stacks.iop.org/0029-5515/37/i=10/a=I03>.
- [Rozhansky 06] V. Rozhansky, I. Senichenkov, I. Veselova, D. Morozov & R. Schneider. *Penetration of supersonic gas jets into a tokamak*. Nuclear Fusion, vol. 46, n° 2, page 367, 2006. <http://stacks.iop.org/0029-5515/46/i=2/a=019>.
- [Rutherford 73] P. H. Rutherford. *Nonlinear growth of the tearing mode*. Physics of Fluids, vol. 16, n° 11, pages 1903–1908, 1973. <http://link.aip.org/link/?PFL/16/1903/1>.
- [Saint-Laurent 09] F. Saint-Laurent, C. Reux, J. Bucalossi, A. Loarte, S. Bremond, C. Gil, P. Moreau & J.-L. Ségui. *Control of Runaway Electron Beams on Tore Supra*. In 36th EPS Conf. (Sofia, Bulgaria), 2009. http://epsppd.epfl.ch/Sofia/pdf/P4_205.pdf.
- [Salzedas 02a] F. Salzedas, G. Pautasso ans I. Nunes, W. Suttrop, M. Maraschek, M.E. Manso & the Asdex Upgrade Team. *Observations of the Onset of the Energy Quench in ASDEX Upgrade Density Limit Disruptions*. In 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Montreux, 2002.
- [Salzedas 02b] F. Salzedas, F. C. Schüller, A. A. M. Oomens & the RTP Team. *Exponentially Growing Tearing Modes in Rijnhuizen Tokamak Project Plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 88, n° 7, page 075002, Feb 2002.
- [Salzedas 03] F. Salzedas, L. Meneses, E. de La Luna, V. Plyusnin, V. Riccardo, R. Jaspers ans T.C. Hender, F. Serra & JET EFDA contributors, 2003.
- [Saoutic 09] B. Saoutic. *Tore Supra : Toward Steady State in a Superconducting Tokamak*. Fusion Science and Technology, vol. 56, n° 3, pages 1079–1091, 2009. http://www.new.ans.org/pubs/journals/fst/a_9169.

- [Savtchkov 02] A. Savtchkov, K. H. Finken & G. Mank. *Development of a fast valve for mitigating disruptions in tokamaks*. Review of Scientific Instruments, vol. 73, n° 10, pages 3490–3493, 2002. <http://link.aip.org/link/?RSI/73/3490/1>.
- [Schuller 95] F C Schuller. *Disruptions in tokamaks*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 37, n° 11A, page A135, 1995. <http://stacks.iop.org/0741-3335/37/i=11A/a=009>.
- [Shafranov 58] V. D. Shafranov, 1958.
- [Shimada 07] M. Shimada, D.J. Campbell, V. Mukhovatov, M. Fujiwara, N. Kirneva, K. Lackner, M. Nagami, V.D. Pustovitov, N. Uckan, J. Wesley, N. Asakura, A.E. Costley, A.J.H. Donné, E.J. Doyle, A. Fasoli, C. Gormezano, Y. Gribov, O. Gruber, T.C. Hender, W. Houlberg, S. Ide, Y. Kamada, A. Leonard, B. Lipschultz, A. Loarte, K. Miyamoto, V. Mukhovatov, T.H. Osborne, A. Polevoi & A.C.C. Sips. *Chapter 1 : Overview and summary*. Nuclear Fusion, vol. 47, n° 6, page S1, 2007. <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S01>.
- [Sourd 04] Frédéric Sourd. *Etude des électrons découplés accélérés lors des disruptions majeures dans les tokamaks*. Thèse de doctorat, Université de Provence, 2004.
- [Spitzer 56] L. Spitzer. *The physics of fully ionized gases*. Interscience, New York, 1956.
- [Stangeby 95] P. C. Stangeby. *The Bohm–Chodura plasma sheath criterion*. Physics of Plasmas, vol. 2, n° 3, pages 702–706, 1995. <http://link.aip.org/link/?PHP/2/702/1>.
- [STRAUSS 97] H. R. STRAUSS. *Reduced MHD in nearly potential magnetic fields*. Journal of Plasma Physics, vol. 57, n° 01, pages 83–87, 1997. <http://journals.cambridge.org/action/displayAbstract?fromPage=online&aid=18053&fulltextType=RA&fileId=S0022377896005296>.
- [Sugihara 04] Masayoshi Sugihara, Victor Lukash, Rustam Khayrutdinov & Yuzuru Neyatani. *Edge safety factor at the onset of plasma disruption during VDEs in JT-60U*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 46, n° 10, page 1581, 2004. <http://stacks.iop.org/0741-3335/46/i=10/a=004>.
- [Suttrop 97] W. Suttrop, A. G. Peeters & the Asdex Upgrade team NBI group. *Practical Limitations to Plasma Edge Electron Temperature Measurements by Radiometry of Electron Cyclotron Emission*. Report, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, Garching, 1997.
- [Sykes 80] A. Sykes & J. A. Wesson. *Major Disruptions in Tokamaks*. Phys. Rev. Lett., vol. 44, n° 18, pages 1215–1218, May 1980.
- [Taylor 99] P. L. Taylor, A. G. Kellman, T. E. Evans, D. S. Gray, D. A. Humphreys, A. W. Hyatt, T. C. Jernigan, R. L. Lee, J. A. Leuer, S. C. Luckhardt, P. B. Parks, M. J. Schaffer, D. G. Whyte & J. Zhang. *Disruption mitigation studies in DIII-D*. The 40th annual meeting of the division of plasma physics of the american physical society, vol. 6, n° 5, pages 1872–1879, 1999. <http://link.aip.org/link/?PHP/6/1872/1>.
- [Timokhin 01] V.M. Timokhin, V.Yu Sergeev & B.V. Kuteev. *Study of Discharge Quenching in the T-10 Tokamak by Injecting High-Z Impurity Pellets*. Plasma Physics Reports, vol. 27, pages 181–194, 2001.

- [Troyon 84] F. Troyon, R. Gruber, H. Saurenmann, S. Semenzato & S. Succi. *MHD-Limits to Plasma Confinement*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 26, n° 1A, page 209, 1984. <http://stacks.iop.org/0741-3335/26/i=1A/a=319>.
- [Tsitrone 09] E. Tsitrone, C. Brosset, B. Pégourié, E. Gauthier, J. Bouvet, J. Bucalossi, S. Carpentier, Y. Corre, E. Delchambre, L. Desgranges, T. Dittmar, D. Douai, A. Ekedahl, A. Escarguel, Ph. Ghendrih, C. Grisolia, A. Grosman, J. Gunn, S.H. Hong, W. Jacob, F. Kazarian, M. Kocan, H. Khodja, F. Linez, T. Loarer, Y. Marandet, A. Martinez, M. Mayer, O. Meyer, P. Monier Garbet, P. Moreau, J.Y. Pascal, B. Pasquet, F. Rimini, H. Roche, I. Roure, S. Rosanvallon, P. Roubin, J. Roth, F. Saint-Laurent, F. Samaille & S. Vartanian. *Deuterium inventory in Tore Supra : reconciling particle balance and post-mortem analysis*. Nuclear Fusion, vol. 49, n° 7, page 075011, 2009. <http://stacks.iop.org/0029-5515/49/i=7/a=075011>.
- [van Houtte 04] D. van Houtte, G. Martin, A. Bécoulet, J. Bucalossi, G. Giruzzi, G.T. Hoang, Th. Loarer, B. Saoutic & the Tore Supra Team. *Recent fully non-inductive operation results in Tore Supra with 6 min, 1 GJ plasma discharges*. Nuclear Fusion, vol. 44, n° 5, page L11, 2004. <http://stacks.iop.org/0029-5515/44/i=5/a=L01>.
- [Voronov 97] G. S. Voronov. *A practical fit formula for ionization rate coefficients of atoms and ions by electron impact : $Z=1-28$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 65, n° 1, pages 1 – 35, 1997. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6WBB-45MH2XC-T/2/dce6dd818347a596d130113b24555e29>.
- [Wagner 82] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v. Gierke, G. Haas, M. Huang, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp & H. Röhr. *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak*. Phys. Rev. Lett., vol. 49, n° 19, pages 1408–1412, Nov 1982.
- [Wesson 89] J. A. Wesson, R. D. Gill, M. Hugon, F. C. Schuller, J. A. Snipes, D. J. Ward, D. V. Bartlett, D. J. Campbell, P. A. Duperrex, A. W. Edwards, R. S. Granetz, N. A. O. Gottardi, T. C. Hender, E. Lazzaro, P. J. Lomas, N. L. Lopes Cordozo, K. F. Mast, M. F. F. Nave & N. A. Salmon. *Disruptions in JET*. Nuclear Fusion, vol. 29, pages 641–666, 1989.
- [Wesson 97] J. Wesson. Tokamaks. Clarendon Press, 1997.
- [White 86] R. B. White. *Resistive reconnection*. Rev. Mod. Phys., vol. 58, n° 1, pages 183–207, Jan 1986.
- [Whyte 98] D. G. Whyte, T. E. Evans, A. W. Hyatt, T. C. Jernigan, R. L. Lee, A. G. Kellman, P. B. Parks, R. Stockdale & P. L. Taylor. *Rapid Inward Impurity Transport during Impurity Pellet Injection on the DIII-D Tokamak*. Phys. Rev. Lett., vol. 81, n° 20, pages 4392–4395, Nov 1998.
- [Whyte 02] D. G. Whyte, T. C. Jernigan, D. A. Humphreys, A. W. Hyatt, C. J. Lasnier, P. B. Parks, T. E. Evans, M. N. Rosenbluth, P. L. Taylor, A. G. Kellman,

- D. S. Gray, E. M. Hollmann & S. K. Combs. *Mitigation of Tokamak Disruptions Using High-Pressure Gas Injection*. Phys. Rev. Lett., vol. 89, n° 5, page 055001, Jul 2002.
- [Whyte 07] D.G. Whyte, R. Granetz, M. Bakhtiari, V. Izzo, T. Jernigan, J. Terry, M. Reinke & B. Lipschultz. *Disruption mitigation on Alcator C-Mod using high-pressure gas injection : Experiments and modeling toward ITER*. Journal of Nuclear Materials, vol. 363-365, pages 1160 – 1167, 2007. Plasma-Surface Interactions-17, <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TXN-4MY6GGP-F/2/82089eb58fc231f1c77a4d9b93e1a603>.
- [Wilson 04] H. R. Wilson & S. C. Cowley. *Theory for Explosive Ideal Magnetohydrodynamic Instabilities in Plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 92, n° 17, page 175006, Apr 2004.
- [Windsor 05] C.G. Windsor, G. Pautasso, C. Tichmann, R.J. Buttery, T.C. Hender, JET EFDA Contributors & the ASDEX Upgrade Team. *A cross-tokamak neural network disruption predictor for the JET and ASDEX Upgrade tokamaks*. Nuclear Fusion, vol. 45, n° 5, page 337, 2005. <http://stacks.iop.org/0029-5515/45/i=5/a=004>.
- [Zedda 07] M.K. Zedda, D. Testas, B. Cannas, A. Fanni, F. Piccolo, F. Sartori, P. Sonato & JET EFDA contributors. *An Example of a New Approach for the Development of Disruption Protection Tools for JET : The Mode-Lock Disruption Class*. In 35th Eps Conference on Plasma Physics, Warsaw, Poland, 2007.
- [Zehetbauer 01] Th. Zehetbauer, G. Pautasso, C. Tichmann, S. Egorov, A. Lorenz, V. Mertens, G. Neu, G. Raupp, W. Treutterer & D. Zasche. *Real-time disruption handling at ASDEX upgrade*. Fusion Engineering and Design, vol. 56-57, pages 721 – 725, 2001. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3C-44JDTMG-3Y/2/f9707291a3ef9ab48aba7cbc06cd033c>.
- [Zohm 95] H Zohm, M Maraschek, G Pautasso, M Schittenhelm, S Sesnic, M Sokoll, W Suttrop, M Alexander, M Bessenrodt-Weberpals, A Boozer, H J de Blank, J C Fuchs, J Gernhardt, O Gruber, T Kass, M Kaufmann, P T Lang, K Lackner, H Meister, V Mertens, R Neu & F Wolf. *MHD stability and disruption physics in ASDEX Upgrade*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 37, n° 11A, page A313, 1995. <http://stacks.iop.org/0741-3335/37/i=11A/a=022>.

« Science is the belief in the ignorance of experts. »

Richard FEYNMAN

