

## RESUME

Les disruptions internes, ou "dents-de-scie", sont comparées en phase ohmique et pendant le chauffage par ondes d'Alfvén dans le plasma du tokamak TCA. Dans les décharges ohmiques, les dents-de-scie présentent les caractéristiques habituelles. La période et l'amplitude relative des oscillations, ainsi que le rayon d'inversion des dents-de-scie sont décrits de façon satisfaisante par les lois d'échelle de TFR [TFR group 1977]. En outre, une dépendance de la période en fonction de la dérivée temporelle de la densité est mise en évidence, ainsi que l'existence de doubles dents-de-scie.

Le chauffage par ondes d'Alfvén (ou "AWH") provoque une augmentation de la densité et donc un balayage du spectre de l'onde, spectre qui est composé d'une partie continue sur laquelle se superposent des résonances discrètes. Les effets du chauffage peuvent donc être classés en deux catégories : les effets généraux dus aux parties continues et ceux, transitoires, correspondant aux pics discrets, ainsi qu'à l'enclenchement et au déclenchement de la puissance RF. Globalement, le chauffage AWH dans TCA ne produit ni un allongement notable, ni une suppression des dents-de-scie, et ne modifie pas de façon mesurable le rayon d'inversion.

Dans les parties continues du spectre, les paramètres des dents-de-scie obéissent à des lois différentes de celles de la phase ohmique. La période augmente linéairement avec la densité, mais diminue avec la puissance. Par rapport aux valeurs de la phase ohmique, l'amplitude relative augmente d'autant plus que le facteur de sécurité au bord est élevé. Des expériences de modulation de la puissance de chauffage mettent en évidence un déphasage entre les modulations de la puissance RF et celles des caractéristiques des dents-de-scie, déphasage qui croît lorsque la fréquence de modulation augmente.

Les parties discrètes du spectre, qui sont liées à l'arrivée dans le plasma d'une nouvelle couche résonante de l'onde d'Alfvén, provoquent des discontinuités de l'évolution temporelle de nombreux paramètres de la décharge. Les effets du spectre discret, ainsi que ceux des transitoires du début et de la fin du chauffage sur les caractéristiques des dents-de-scie sont décrits, mettant en évidence, entre autres, l'existence de phénomènes de bifurcation. Les différentes observations ne peuvent pas être liées de manière simple à l'évolution des paramètres macroscopiques de la décharge, mais pourraient être du moins partiellement expliquées par des modifications du profil de courant dues au chauffage par ondes d'Alfvén, sans cependant que le rayon d'inversion des dents-de-scie ne soit modifié de manière visible. En outre, la réponse du plasma à une perturbation de son équilibre est analysée, perturbation qui peut être due à une variation indicielle ou impulsionnelle de la puissance RF, ou même à une injection forcée de gaz. Une relaxation du profil de flux-X est observée, qui dépend du profil de courant. L'échelle de temps du processus est typiquement d'un ordre de grandeur supérieure à celle de l'expulsion des "bouffées de chaleur" liées aux dents-de-scie, suggérant le paradoxe de deux conceptions simultanées, mais différentes dans le plasma.

## ABSTRACT

Internal disruptions, or "sawteeth", are compared during the ohmic and Alfvén wave heated phases of a plasma in the TCA tokamak. For ohmic discharges, the sawteeth exhibit the well known characteristics. The period and the relative amplitude of the X-ray intensity oscillations, as well as the inversion radius of the sawteeth, are satisfactorily described by the TFR scaling (TFR group 1977). Moreover, a dependence of the period on the temporal derivative of the plasma density is seen, as well as "double" sawteeth.

Alfvén wave heating (or "AWH") provokes a density rise, and thus a scan of the wave spectrum, which consists of a continuum on which discrete resonances are superposed. The heating effects may thus be grouped into two categories : general effects due to the continua, and transitory effects due to the discrete peaks, or the beginning and end of the RF pulse. Globally, AWH on TCA produces neither a notable increase in the sawteeth period, nor a suppression of the sawteeth, or a measurable change in the inversion radius.

In the continuum spectra, the sawteeth parameters obey different laws to those during the ohmic phase. The period rises linearly with density but decreases with RF power. Comparing the ohmic and Alfvén heated phases, the difference in the relative amplitudes of the sawteeth increases with the plasma edge security factor. Experiments with RF power modulation show a phase difference between the sawteeth parameters and the RF power which increases with modulation frequency.

The discrete spectral features, which are connected with the arrival in the plasma of a new Alfvén wave resonance layer, produce discontinuities in the temporal evolution of several plasma parameters. The effects of the discrete spectrum, and of the transients at the beginning and end of the heating period on the sawteeth parameters, are described. Among the observed phenomena is an indication of a bifurcation in the temporal evolution. The observed phenomena cannot be simply linked to the evolution of macroscopic parameters of the discharge, for example, the plasma density. A possible explanation is that there are current profile modifications due to Alfvén wave heating, even though the sawteeth inversion radius is not visibly modified. The response of the plasma to a perturbation in its equilibrium, caused by a rapid change in RF power, or a strong gas puff, is analysed. A relaxation of the X-ray flux profile is observed which depends on the plasma current profile. The time constant of these processes is typically an order of magnitude greater than the sawteeth heat pulse propagation time, which indicates a situation in which there are two simultaneous, but different, heat conductions.

## AVANT-PROPOS

Appréciée par les diplomates et les amoureux, la langue française est moins appropriée à décrire des notions techniques et scientifiques. Par la force des choses, ce travail devra donc parfois faire appel à des anglicismes et parler, par exemple, de "piquage" pour "peaking", de "poloïdal" pour "poloidal" ou de "diverteur" pour "divertor". De plus, en vue de simplifier la lecture du texte, un certain nombre d'abréviations courantes de la physique des plasmas seront utilisées (dans leur langue d'origine), dont voici les principales :

AWH	"Alfvén Wave Heating"
CAMAC	"Computer Automated Control and Measurement"
DAW	"Discrete Alfvén Wave"
ECRH	"Electron Cyclotron Resonance Heating"
ICRH	"Ion Cyclotron Resonance Heating"
LHCD	"Lower Hybrid Current Drive"
LHH	"Lower Hybrid Heating"
MFX	"Maximum du Flux-X"
MHD	"Magnéto-Hydro-Dynamique"
NBI	"Neutral Beam Injection"
RF	"Radio-Fréquence"
SAW	"Shear Alfvén Wave"
TCA	"Tokamak à Chauffage par ondes d'Alfvén"
$n_{e19}$	"densité en unités de $10^{19} \text{ m}^{-3}$ "
st	"sawtooth (utilisé en indice d'une variable)"

Quant aux oscillations en dents-de-scie, elles sont décrites à l'aide du vocabulaire suivant (en parlant du phénomène au centre de la décharge). La phase lente d'augmentation du flux X-mous est appelée phase de "régénération", alors que la brusque chute est appelée "chute", "relaxation" ou rarement "disruption interne" (au singulier). Le phénomène en entier est nommé "oscillations en dents-de-scie", "dents-de-scie" ou "disruptions internes".

# TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
<b>RESUME</b> .....	i
<b>ABSTRACT</b> .....	ii
<b>AVANT-PROPOS</b> .....	iii
<b>TABLE DES MATIERES</b> .....	iv
<b>1. INTRODUCTION</b> .....	1
<b>2. CONTEXTE THEORIQUE</b> .....	5
2.1. Les modèles des disruptions internes.....	5
2.1.1. Modèles de reconnection totale.....	5
2.1.2. Modèles de turbulence.....	7
2.1.3. Modèles divers .....	8
2.1.4. Modèles MHD.....	9
2.2. Chauffage par absorption résonante d'ondes d'Alfvén.....	10
2.2.1. Introduction théorique.....	10
2.2.2. Les antennes et le générateur RF.....	13
<b>3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL</b> .....	15
3.1. Le tokamak TCA .....	15
3.1.1. Grandeurs caractéristiques du plasma .....	16
3.1.2. Acquisition des données .....	17
3.1.3. Résumé des principaux résultats .....	17
3.1.3.1. Physique du chauffage par ondes d'Alfvén.....	18
3.1.3.2. Résultats de chauffage.....	19
3.1.3.3. Etudes de limiteurs et d'écrans d'antenne .....	19
3.1.3.4. Etude du plasma résiduel.....	20
3.1.3.5. Etudes sur la turbulence .....	21

3.2.	Le diagnostic X-mous .....	21
3.2.1.	Emission de rayonnement X-mous par le plasma.....	21
3.2.2.	Configuration du diagnostic .....	24
3.2.3.	Détecteurs.....	26
3.2.4.	Sensibilité.....	27
3.2.5.	Calibrations.....	32
3.2.6.	Inversion d'Abel des profils.....	33
3.2.7.	Domaines d'utilisation du diagnostic .....	36
3.3.	Sondes magnétiques .....	39
<b>4.</b>	<b>RESULTATS EN PHASE OHMIQUE .....</b>	<b>42</b>
4.1.	Dents-de-scie .....	42
4.1.1.	Phénoménologie .....	42
4.1.1.1.	Profils du flux-X.....	43
4.1.1.2.	Piquage des profils.....	44
4.1.2.	Amplitude relative.....	47
4.1.3.	Oscillations $m=1$ .....	51
4.1.4.	Diffusion de la chaleur .....	54
4.1.5.	Effets sur le plasma et ses paramètres.....	58
4.2.	Comparaisons avec les lois d'échelle pour les dents-de-scie.....	63
4.2.1.	Rayon d'inversion .....	63
4.2.1.1.	Rapport $r_{q=1} / r_{inv}$ .....	63
4.2.1.2.	Lois d'échelle.....	66
4.2.2.	Période.....	69
4.2.2.1.	Lois d'échelle.....	69
4.2.2.2.	Applications aux résultats de TCA.....	71
4.2.3.	Durée de la relaxation.....	77
4.2.4.	Amplitude relative.....	78
4.3.	Phénomène exotique.....	80
4.4.	Résumé.....	83
<b>5.</b>	<b>RESULTATS AVEC CHAUFFAGE PAR ONDES D'ALFVEN... 84</b>	
5.1.	Description du chauffage AWH.....	84
5.1.1.	Introduction générale .....	84
5.1.2.	Augmentation de la densité .....	85
5.1.3.	Spectre de l'onde d'Alfvén .....	86
5.2.	Comportement général des dents-de-scie.....	91
5.2.1.	Rayon d'inversion .....	91
5.2.2.	Période.....	93
5.2.3.	Amplitude relative.....	95
5.2.4.	Modulation de la puissance RF.....	98

5.3.	Discontinuités et transitoires .....	102
5.3.1.	Effets sur l'amplitude relative .....	102
5.3.1.1.	Discontinuités.....	102
5.3.1.2.	Transitoires .....	107
5.3.2.	Effets sur la période .....	107
5.3.2.1.	Discontinuités.....	107
5.3.2.2.	Transitoires .....	112
5.3.3.	Effets sur le flux-X à tous les rayons.....	115
5.3.4.	Effets sur le flux-X au "bord".....	122
5.3.5.	Effets sur l'activité MHD .....	123
5.4.	Discussion.....	128
5.4.1.	Comportement des dents-de-scie en présence d'autres chauffages additionnels .....	128
5.4.1.1.	NBI .....	128
5.4.1.2.	ICRH .....	129
5.4.1.3.	NBH + ICRH .....	129
5.4.1.4.	LHH .....	130
5.4.1.5.	LHCD .....	130
5.4.1.6.	ECRH .....	131
5.4.1.7.	Résumé.....	132
5.4.2.	Résultats de TCA .....	133
6.	CONCLUSIONS.....	136
	REFERENCES.....	140
	REMERCIEMENTS.....	148
	CURRICULUM VITAE .....	149

*Om Mani Padme Hum*

# CHAPITRE 1

## 1. INTRODUCTION

Depuis leur mise en évidence au début des années septante [Vershkov 1974, Smith 1975, von Goeler 1975, TFR group 1975], les disruptions internes, appelées aussi couramment "dents-de-scie", ont toujours suscité un grand intérêt dans le monde de la physique des tokamaks et de la fusion contrôlée. De nombreux travaux expérimentaux se sont attachés à caractériser de la façon la plus complète possible ce phénomène, alors que le nombre des tentatives de modélisation est révélateur de l'intérêt qu'y portent les théoriciens. Ces efforts sont motivés par l'importance des effets de cette instabilité, les disruptions internes provoquant une redistribution périodique, vers les régions périphériques, de l'énergie du centre du plasma, centre qui est aussi la zone où la température et le  $\beta$ , donc le paramètre de fusion  $n_i T_i \tau_E$  sont les plus élevés. Si ce processus n'est pas dramatique en soi à des températures faibles ou moyennes - il est parfois même considéré comme un signe, voire une cause d'un plasma pauvre en impuretés lourdes - il le devient par contre avec la récente génération de tokamaks de grande taille et de chauffages auxiliaires de haute puissance. En effet, dans certains cas, des variations relatives de la température électronique jusqu'à 50 % ont été observées, les disruptions internes limitant le  $\beta$ , c'est-à-dire l'efficacité de confinement du champ magnétique, dans la partie la plus chaude de la décharge. Mais cet intérêt trouve aussi ses causes dans divers résultats expérimentaux porteurs d'espoir. Ainsi, les températures électroniques records dans un tokamak (7-8 keV) ont été atteintes dans JET pendant une dent-de-scie dite "monstre" ("monster sawtooth") [Campbell 1986a, JET team 1986], une valeur de  $T_e$  élevée étant indispensable en fusion contrôlée pour maintenir la température des particules  $\alpha$ . Il s'avère donc possible de stabiliser les disruptions internes par l'usage approprié de certains chauffages additionnels, en particulier le chauffage à la fréquence cyclotronique ionique (ICRH) et l'injection de particules neutres (NBI) [par exemple Söldner 1986a, Campbell 1986a], qui semblent interagir avec le profil de courant.

Le chauffage d'un plasma par absorption résonante d'ondes d'Alfvén (ou AWH) est une technique de chauffage à basse fréquence (typiquement 0.5 - 5 MHz) qui allie une technologie conventionnelle et un coût peu élevé de la puissance installée [Porkolab 1981]. Les premières expériences de chauffage furent effectuées sur des stellarators [Demirkhanov 1976, Golovato 1976, Obiki 1978] et sur un theta-pinch [Pochelon 1977,

Keller 1978], les travaux réalisés avant 1978 étant passés en revue dans [Shohet 1978]. Depuis, ces expériences sont poursuivies sur cinq tokamaks : PRETEXT [Valanju 1985] et TOKAPOLE II [Kortbawi 1985] aux Etats-Unis, TORTUS en Australie [Brennan 1984], RO-5 en Union Soviétique [Demirkhanov 1982] et TCA en Suisse. De toutes ces machines, TCA est la plus grande, la plus performante et la mieux pourvue en diagnostics, et a fourni les résultats les plus détaillés sur le spectre et le chauffage par ondes d'Alfvén. Son but est l'étude de l'excitation et de l'absorption des ondes d'Alfvén dans le plasma, avec pour objectif la démonstration de l'utilité de l'AWH comme chauffage additionnel.

L'analyse du flux-X mous émis par le plasma est une méthode puissante de caractérisation de l'activité magnétique et donc, par exemple, des disruptions internes. En effet, les surfaces magnétiques créées dans un plasma par la superposition des divers champs magnétiques sont essentiellement des surfaces à pression constante. D'autre part, la composante de la conductibilité thermique parallèle aux lignes de champ est beaucoup plus grande que la composante perpendiculaire : les surfaces magnétiques tendent donc à être des isothermes et, par conséquent, également des surfaces isodensité. De plus, le flux-X émis par un plasma, en ne tenant compte que du rayonnement de freinage pour l'hydrogène et en négligeant les contributions de la recombinaison radiative et de l'émission de raies de désexcitation, augmente avec la température et la densité. C'est ainsi que les surfaces d'émission constante de flux-X peuvent être assimilées, en première approximation, aux surfaces magnétiques emboîtées qui définissent la topologie de la décharge. Malgré la difficulté à séparer expérimentalement les effets de la densité, de la température et des impuretés sur l'émission X-mous du plasma, le flux-X est une importante source d'information sur les instabilités MHD et la rotation du plasma et donne accès à certaines grandeurs d'équilibre MHD de la décharge.

Dans le cadre de cette étude, le diagnostic X-mous est principalement utilisé pour caractériser les oscillations en dents-de-scie dans le tokamak TCA, la machine dans laquelle les plus grandes puissances aux fréquences d'Alfvén ont été injectées. Dans un premier temps, il s'agit d'établir une description phénoménologique et paramétrique des disruptions internes dans les plasmas chauffés par dissipation ohmique puis, et c'est la partie centrale du travail, à établir une telle description pendant le chauffage AWH. La comparaison des résultats en phase ohmique et pendant le chauffage par ondes d'Alfvén permet une meilleure connaissance des effets de ce chauffage sur les paramètres des dents-de-scie. En particulier, elle met en évidence l'importance du spectre de l'onde d'Alfvén, dont dépend la puissance de chauffage et qui provoque des discontinuités dans

l'évolution temporelle de nombreux paramètres du plasma. Ces observations sont liées à des thèmes très actuels, tels que la localisation du dépôt de la puissance de chauffage dans le plasma, la redistribution de l'énergie dans la décharge, l'étude des phénomènes de transport, la "self-consistance" des profils et la stabilisation des dents-de-scie par interaction avec le profil de courant.

Ce travail est divisé en cinq parties, dont voici la structure.

Le chapitre 2 présente, dans l'ordre chronologique de leur énonciation, les principaux modèles qui ont été proposés dans la littérature pour expliquer les oscillations en dents-de-scie. Tout en essayant d'être complète en ce qui concerne l'inventaire des grands courants d'idées, cette présentation ne prétend cependant pas être une revue exhaustive de tous les travaux publiés, revue qui dépasserait par trop le cadre expérimental de ce travail. Ce chapitre contient également une brève description des principes du chauffage par ondes d'Alfvén, ainsi que de sa mise en oeuvre dans le tokamak TCA.

Le chapitre 3 décrit tout d'abord le tokamak TCA et résume les principaux résultats expérimentaux de ces dernières années, afin de définir le contexte de ce travail et de décrire d'autres études effectuées. Il explique ensuite en détail les principes et le fonctionnement du diagnostic X-mous, avant de mentionner les sondes magnétiques, qui seront brièvement utilisées dans le chapitre 5.

Le chapitre 4 développe les observations effectuées en phase ohmique. Après une description phénoménologique des oscillations en dents-de-scie dans TCA, leur comportement est comparé avec les lois d'échelle publiées dans la littérature, afin d'établir les paramétrisations auxquelles seront confrontés les résultats du chapitre 5.

Le comportement des disruptions internes pendant le chauffage du plasma par ondes d'Alfvén constitue le sujet du chapitre 5. Dans une première partie, les effets généraux du chauffage additionnel dans TCA, c'est-à-dire le comportement des dents-de-scie dans les parties du spectre de l'onde d'Alfvén exemptes de discontinuités et de transitoires sont analysées. De plus, certaines conséquences d'une modulation de la puissance de chauffage sont également caractérisées. Puis, l'analyse des disruptions internes lors des discontinuités spectrales, liées à l'arrivée d'une nouvelle couche résonante dans la décharge, ainsi que lors de l'enclenchement et du déclenchement du

chauffage, mettent en évidence la complexité de la réponse des dents-de-scie aux transitoires de puissance. Différents résultats suggèrent ensuite l'existence de deux processus de relaxation des profils dans le plasma, sur deux échelles de temps différentes. Toutes ces observations sont ensuite comparées à celles effectuées sur d'autres tokamaks, avec d'autres chauffages auxiliaires, afin d'illustrer les similitudes et les différences des effets des divers chauffages sur les dents-de-scie, particulièrement en ce qui concerne les dents-de-scie géantes ou "monstres", la stabilisation des disruptions internes, les interactions avec le profil de courant et la consistance des profils.

Quant au chapitre 6, il contient la synthèse des observations et des résultats. Il passe en revue les effets, sur les dents-de-scie, du chauffage par ondes d'Alfvén. En particulier, il présente les interprétations proposées pour certaines observations qui sont liées, entre autres, au profil de courant, aux phénomènes de transport et au dépôt de la puissance de chauffage dans le plasma.

## CHAPITRE 2

### 2. CONTEXTE THEORIQUE

#### 2.1. LES MODELES DES DISRUPTIONS INTERNES

La modélisation des disruptions internes est une tâche difficile, dans la mesure où leur déclenchement et leur évolution sont liés à des paramètres du plasma actuellement non mesurables. Cette situation, et le fait que la compréhension et surtout la maîtrise de ce phénomène soient de première importance pour la fusion contrôlée, ont engendré un foisonnement de modèles, dont le but premier reste souvent la description des dents-de-scie d'un tokamak particulier. Vouloir passer en revue toutes ces contributions tiendrait de la gageure et dépasserait le cadre de ce travail : c'est pourquoi, seules les grandes lignes des différents modèles seront exposées ici, sans prétendre à la complétude de l'énumération des références. De plus, pour simplifier la présentation, ces modèles seront regroupés par catégories dans les prochains paragraphes, alors que les lois d'échelle proposées dans la littérature seront abordées dans les chapitres 4 et 5.

##### 2.1.1. Modèles de reconnection totale

La première tentative publiée de modélisation des disruptions internes est celle de von Goeler en 1974 [von Goeler 1974], dans l'article qui relate leur première mise en évidence, dans le tokamak ST. Après avoir décrit de façon détaillée le phénomène, les auteurs suggèrent que le développement du mode  $m=1$  est responsable de la relaxation de la dent-de-scie. Ils comparent ensuite le taux de croissance ( $\gamma_{\text{exp}}$ ) de ce mode avec une prédiction théorique pour le kink interne  $m=1$  [Rosenbluth 1973] et trouvent un taux de croissance  $\gamma_{\text{th}} \sim 7 \cdot \gamma_{\text{exp}}$ . Il faut cependant noter que  $\gamma_{\text{th}}$  décrit un kink en MHD idéale, alors que leur  $\gamma_{\text{exp}}$  correspond à la mesure de ce qui est assimilé aujourd'hui à un flot magnétique (donc à une instabilité de la MHD résistive).

Sur la base des résultats de ST, Kadomtsev propose en 1975 un modèle phénoménologique qui fera école et deviendra connu sous le nom de "reconnection totale" [Kadomtsev 1975]. Il invoque le chauffage de la région centrale de la décharge, qui diminue la résistivité électrique du plasma et augmente le piquage du profil de courant. Le facteur de sécurité  $q(r)$  tombe alors en-dessous de l'unité et rend le mode de déchirement (ou "tearing mode")  $m=1, n=1$  instable. Il se crée un îlot magnétique autour de la surface  $q=1$  qui, au fur et à mesure de sa croissance, envahit totalement le centre et repousse ainsi l'axe magnétique hors de sa position initiale, jusqu'à l'exclure de la zone centrale (c'est l'envahissement total du centre par l'îlot). Puis, les lignes de champ se reconnectent, l'énergie est redistribuée dans le plasma et  $q(r)$  augmente au-dessus de l'unité dans toute la décharge. Ce processus aplatit les profils jusqu'à un rayon appelé  $r_M$  (ou "mixing radius"), dont la valeur peut être estimée à  $r_M \cong 1.41 \cdot r_{inv}$ , lorsque le profil de densité de courant est parabolique et que les flux sont conservés ( $r_{inv}$  étant le rayon d'inversion des dents-de-scie). Après la chute de la température due à la disruption interne, la température centrale augmente à nouveau sous l'effet du chauffage ohmique et cause le caractère répétitif des dents-de-scie.

Ce modèle a le mérite d'avoir posé les bases d'une description simple et pratique des disruptions internes, bien qu'il n'explique pas certaines observations expérimentales et qu'il n'établisse pas de lois d'échelle pour les paramètres des dents-de-scie (mise à part une estimation de la durée de la relaxation). De nombreux auteurs ont essayé, par la suite, de combler ces lacunes à l'aide de simulations numériques dans lesquelles une condition de déclenchement de la disruption interne est imposée. Un premier modèle considère que la reconnection débute à l'instant où la taille de l'îlot  $m=1$  est égale à  $2 \cdot r_{q=1}$  [Waddell 1976]. Bien que la durée de la dent-de-scie calculée semble être en accord avec la valeur mesurée sur ST, le modèle, dont la validité est d'ailleurs controversée, est incapable de simuler l'aspect répétitif du phénomène. Sykes et Wesson réussissent ensuite à reproduire l'évolution temporelle de la croissance de l'îlot  $m=1$  pendant quelques dents-de-scie, îlot qui sature cependant rapidement dans leur modèle, en empêchant le facteur de sécurité de décroître par la suite en-dessous de l'unité [Sykes 1976].

Le caractère répétitif des disruptions internes est simulé en introduisant dans le modèle de Kadomtsev des équations de transport qui gouvernent l'évolution des profils pendant la phase lente de "régénération" [Dnestrovskii 1977]. A l'aide de ce modèle, les auteurs reproduisent fidèlement la forme, l'amplitude et la période, ainsi que l'instant d'apparition des dents-de-scie dans le tokamak T-4, en utilisant  $r_M$  comme l'un des paramètres d'entrée (ce rayon doit donc être déterminé expérimentalement au préalable).

Cependant, ce modèle est très sensible au choix de deux coefficients qui définissent la conductibilité thermique pour les électrons, ce qui met en question son applicabilité à d'autres conditions expérimentales. Par la suite, en étant les premiers à utiliser l'hypothèse d'un profil de densité de courant non-monotone (creux au centre), Parail et Pereverzev suppriment la nécessité de fournir au modèle une valeur mesurée du rayon d'inversion (ou de  $r_M$ ), le rendant ainsi complètement self-consistant [Parail 1980]. Leur simulation est capable de prédire des valeurs de  $r_{inv}$  et de la période des dents-de-scie qui sont en accord avec les résultats de T-10.

Le premier modèle qui dérive des lois d'échelle pour les dents-de-scie et qui permet une comparaison entre valeurs prédites et valeurs mesurées est celui de [Jahns 1978, Waddell 1978], dans lequel ces auteurs postulent que la disruption a lieu lorsque la largeur de l'îlot magnétique atteint  $2 \cdot r_{q=1}$ . La loi proposée pour la période des dents-de-scie est en accord raisonnable avec les valeurs observées dans ORMAK (à un facteur 2 près, au plus), alors que l'un des mérites de ce travail est d'avoir fait, pour la première fois, une description et une modélisation systématique des divers phénomènes qui accompagnent les dents-de-scie (îlot  $m=1$ , propagation de la bouffée de chaleur produite par la disruption interne). Jahns et al. proposent également d'inclure les effets de la dérive diamagnétique dans le calcul du taux de croissance théorique du mode  $m=1$ . Ils obtiennent ainsi pour ORMAK des valeurs de  $\gamma_{th}$  et  $\gamma_{exp}$  comparables, où  $\gamma_{exp}$  représente le taux de croissance de l'îlot. L'idée d'inclure les effets diamagnétiques est ensuite reprise par McGuire et Robinson qui proposent une loi d'échelle pour la période des dents-de-scie, qui dépend de divers temps caractéristiques du plasma et qui est en accord avec les valeurs mesurées dans neuf tokamaks différents [McGuire 1979]. Plus récemment, le modèle de reconnection totale a encore été utilisé pour tenter d'expliquer certains phénomènes "exotiques", telles que les doubles dents-de-scie (par exemple [Pfeiffer 1985a, 1985b], cf. § 4.3.).

### 2.1.2. Modèle de turbulence

Une des contributions majeures à la modélisation des dents-de-scie est l'ensemble des travaux réalisés par le groupe TFR [TFR group 1976, 1977, 1980a]. En effet, en plus d'une description des dents-de-scie, en termes des contributions respectives des variations de densité et de température, ces travaux proposent une série de lois d'échelle empiriques (qui seront explicitées dans le chapitre 4). En parallèle, et dès leurs premières contributions à l'étude des dents-de-scie, le groupe TFR met en doute l'idée

que la croissance du mode  $m=1$  soit la (seule) cause de la disruption interne. En effet, des oscillations  $m=1$  sont observées avant et après la relaxation, avec des amplitudes similaires. D'autre part, la cartographie magnétique de l'îlot  $m=1$  montre que sa taille à l'instant de la relaxation est au maximum d'environ un tiers du rayon  $q=1$  [Dubois 1980a, 1983], ce qui est de beaucoup inférieur au chiffre habituellement utilisé dans les modèles. Et finalement, des simulation numériques de la croissance de l'îlot suggèrent une durée de la relaxation plus longue que dans la réalité. Cela amène le groupe TFR à interpréter ces résultats, "soit par une brusque et importante accélération de la reconnection (qui n'est prédite ni par la théorie, ni par les modèles numériques), soit par un phénomène différent, par exemple un mécanisme turbulent" [TFR group 1982]. Le modèle proposé considère qu'autour de l'îlot  $m=1$  (dont la taille n'a pas d'importance) se développe une zone de micro-turbulence avec une ergodisation des lignes de champ qui, au fur et à mesure de l'accroissement de l'îlot, augmente le transport radial et aplatit le profil de température [Samain 1976, Dubois 1980b]. Ce modèle n'a cependant pas donné lieu à de nouvelles lois d'échelle pour les disruptions internes. Récemment, l'existence de bouffées de turbulence synchrones avec la phase disruptive des dents-de-scie a été mise en évidence, autant sur les fluctuations de densité ( $f = 1 \pm 0.1$  MHz) [TFR group 1987, Olivain 1987], que sur les fluctuations magnétiques à haute fréquence [Pochelon 1987].

### 2.1.3. Modèles divers

A côté de ces modèles de turbulence, au moins deux autres modèles des dents-de-scie ne sont pas basés sur la croissance d'un îlot  $m=1$  pour expliquer la relaxation. Dans le cadre d'une étude sur la rotation poloïdale du plasma, Ware et Wiley appliquent leurs équations à la région centrale de la décharge et déterminent ainsi une température critique au-dessus de laquelle une instabilité "rotationnelle"  $m=0$ ,  $n=0$  est prédite [Ware 1981]. Cette valeur critique est comparable à la température à laquelle la relaxation de la dent-de-scie a lieu dans divers tokamaks; cependant, ce modèle ne permet ni d'établir des lois d'échelle, ni d'expliquer simplement le fait que les dents-de-scie peuvent persister lorsque la température électronique varie de façon importante (par exemple, lors d'une forte injection de gaz dans la décharge, ou pendant la phase de montée du courant). Dans le second modèle, les dents-de-scie sont attribuées au développement, dans les régions centrales du plasma, de turbulence due aux ondes de dérive [Hasselberg 1983]. S'il est supposé interpréter l'augmentation de l'amplitude relative et de la période des disruptions internes en fonction de la densité, ce modèle n'explique en revanche pas clairement quel

phénomène cause la relaxation et ne propose pas de prédictions quantitatives des paramètres des dents-de-scie, qui pourraient être comparées aux résultats expérimentaux.

#### 2.1.4. Modèles MHD

Le développement récent de tokamaks de grande taille a considérablement relancé les efforts d'interprétation théorique des oscillations en dents-de-scie, dans la mesure où de nouvelles et importantes différences entre les observations expérimentales et les prédictions du modèle de reconnection totale ont été observées. Il était déjà connu que l'îlot  $m=1$  peut être petit avant et persister après la disruption interne [Dubois 1980a], que la durée de la relaxation peut être beaucoup plus courte que celle proposée par le modèle de reconnection [Campbell 1986b], et qu'il existe des dents-de-scie "composées" (cf. § 4.3.). De plus, après diverses évidences expérimentales mesurées au bord de la décharge (cf. § 4.1.1.) [Alexander 1984, Duperrex 1985a, 1985b], l'analyse tomographique à haute résolution temporelle de l'émission X-mous du plasma de JET a montré le caractère  $m=1, n=1$  - et non  $m=0, n=0$  comme admis jusqu'ici - de la disruption interne [Gill 1986, Edwards 1986]. Dans cette représentation, la disruption consiste en un envahissement, par un phénomène du type convectif, de la région centrale de la décharge par une "bulle" de plasma plus froid, qui repousse les régions chaudes centrales vers l'extérieur, en produisant une structure en "croissant" (fig. 2-1a). Ce phénomène est accompagné d'une redistribution de l'énergie du plasma vers l'extérieur, alors que la persistance observée d'oscillations  $m=1$  - les "successeurs" - est mise en évidence par la rotation de la configuration asymétrique résiduelle. Cette image de la disruption est très différente de celle suggérée en son temps par Kadomtsev, dans laquelle la région centrale chaude de la décharge est progressivement envahie, puis expulsée par l'îlot  $m=1$  plus froid (fig. 2-1b).

Ces observations ont récemment été interprétées par des modèles basés sur la MHD idéale, suggérant le "kink interne" (ou "kink torique")  $m=1$  [Troyon 1985 et références incluses] ou l'instabilité "quasi-interchange" [Wesson 1986] comme causes possibles de la disruption interne. Ces modèles permettent en particulier d'expliquer la rapidité de la relaxation, les temps caractéristiques des instabilités MHD idéale étant de l'ordre de grandeur du temps de transit Alfvén  $\tau_A = R (\rho_0 \mu_0)^{1/2} / B_T$  (qui vaut de l'ordre de la microseconde et qui est évidemment indépendant de la résistivité). Il est à noter que dans ces modèles, la reconnection des lignes de champ magnétiques n'est pas

simultanée avec la disruption interne, mais se produit durant la phase lente de "régénération" de la dent-de-scie, ce qui permettrait d'expliquer la présence d'oscillations  $m=1$  avant et après la disruption. Quant au mécanisme qui déclenche cette disruption, il pourrait être lié à un phénomène magnétique dont des évidences expérimentales ont été trouvées sur JET [Duperrex 1985a, 1985b, Edwards 1986].

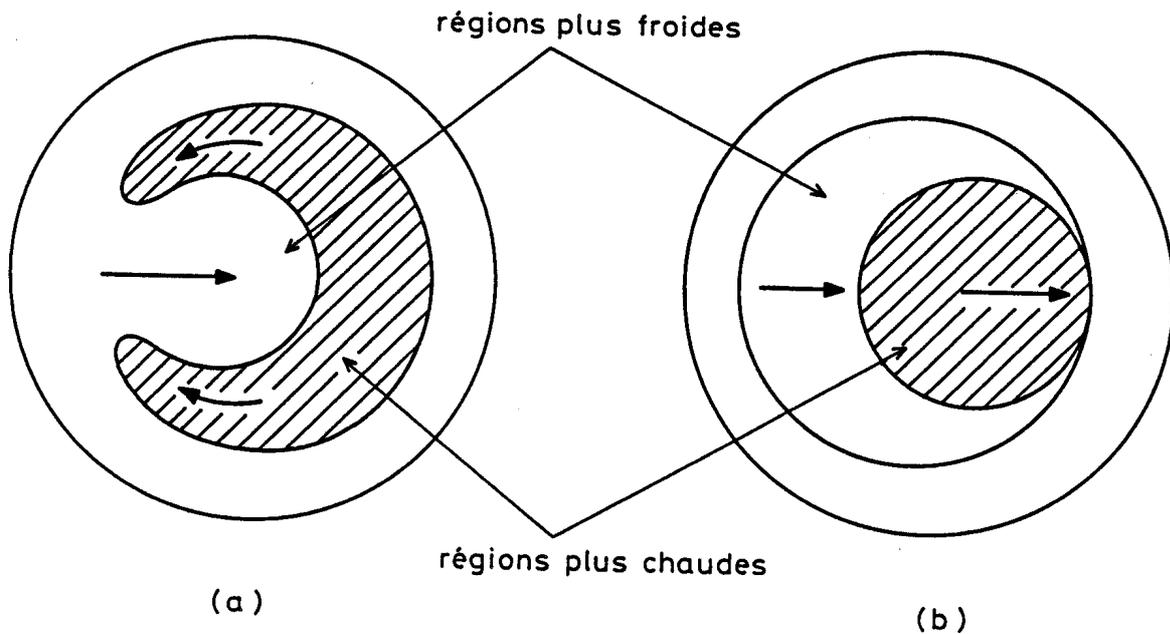


Figure 2-1 : principe de la relaxation des oscillations en dents-de-scie, tel que : a) déduit des mesures de tomographie X-mous sur JET et (b) supposé dans le modèle de reconnection totale

## 2.2. CHAUFFAGE PAR ABSORPTION RESONANTE D'ONDES D'ALFVEN

### 2.2.1. Introduction théorique

En 1942, Hannes Alfvén découvrit que, dans un fluide conducteur plongé dans un champ magnétique, les lignes de champ sont "gelées" dans le fluide, c'est-à-dire que les mouvements du fluide et des lignes de champ sont solidaires [Alfvén 1942]. H. Alfvén illustra cette situation en comparant les lignes de force du champ magnétique aux cordes sous tension d'un instrument de musique, l'onde d'Alfvén pouvant être assimilée à la perturbation transversale qui se produit si les cordes sont pincées. La vitesse

de propagation de ces ondes hydrodynamiques, appelée vitesse d'Alfvén, s'écrit :

$$v_A = \frac{B}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} \quad (2-1)$$

où  $B$  est le champ magnétique et  $\rho$  est la densité de masse du milieu. La vitesse d'Alfvén vaut de l'ordre de  $10^6$  m/s dans un plasma typique de TCA. La relation de dispersion des ondes en théorie MHD idéale et dans le modèle du plasma froid a deux solutions, l'onde lente ou torsionnelle ("Shear Alfvén Wave" ou SAW), qui se propage parallèlement aux lignes de champ, et l'onde rapide ou compressionnelle, dont la propagation est isotrope et donc particulièrement aussi perpendiculaire [Hasegawa 1982].

L'onde d'Alfvén torsionnelle est excitée dans le plasma si la relation  $\omega = k_{//} v_A$  est satisfaite, où  $k_{//}$  est le nombre d'onde parallèle aux lignes de champ. Dans le cas d'une géométrie cylindrique périodique,  $k_{//}$  peut s'écrire :

$$k_{//} = \frac{1}{R} \left( n + \frac{m}{q(r)} \right) \quad (2-2)$$

et la condition de résonance pour l'onde SAW devient :

$$\omega_A^2(r) = \frac{B_T^2}{\mu_0 \rho(r) R^2} \left( n + \frac{m}{q(r)} \right)^2 \quad (2-3)$$

où  $\omega_A$  est la fréquence angulaire de l'onde,  $q(r)$  et  $\rho(r)$  sont les valeurs locales respectivement du facteur de sécurité et de la densité de masse,  $n$  et  $m$  sont les nombres d'onde torique et poloïdal, et  $B_T$  est le champ magnétique torique [Collins 1986a]. Les effets du terme de Hall, c'est-à-dire d'un rapport  $\omega_A/\omega_{ci}$  de grandeur finie (qui vaut typiquement 0.2 pour un plasma de deutérium dans TCA), modifient l'équation 2-3 qui s'écrit alors :

$$\omega_A^2(r) = \frac{B_T^2}{\mu_0 \rho(r) R^2} \left( n + \frac{m}{q(r)} \right)^2 \left( 1 - \frac{\omega_A^2(r)}{\omega_{ci}^2} \right) \quad (2-4)$$

$$\text{ou} \quad \omega_A^2(r) = k_{//}^2 v_A^2 / \left( 1 + \frac{k_{//}^2 v_A^2}{\omega_{ci}^2} \right)$$

La condition de résonance ci-dessus correspond à l'excitation d'un spectre continu, dont la fréquence, pour le plasma d'un tokamak, est en général minimale au centre ou près du centre du plasma et maximale au bord (la forme et la monotonie du profil de fréquence Alfvén sont déterminés par les profils de densité et de courant). Quant à l'absorption résonante dans un spectre continu, elle est caractérisée par un couplage à l'onde indépendant de la nature et de l'importance des mécanismes d'absorption, ou en d'autres termes, par une puissance absorbée indépendante des mécanismes de dissipation [Dolgoplov 1966, Adam 1969].

Dans le cas de l'utilisation des ondes d'Alfvén pour le chauffage additionnel du plasma,  $\omega_A$  est une fréquence fixée par la fréquence du générateur RF, qui vaut typiquement entre 1 et 5 MHz dans TCA (mais qui est maintenue constante à 2.5 MHz dans le cadre de ce travail). Lorsque la densité du plasma varie, divers modes de l'onde SAW, caractérisés par les nombres d'onde  $n$  et  $m$ , sont successivement excités. A chacun de ces modes correspond un seuil de densité - le seuil basse fréquence - qui détermine l'apparition du mode dans le plasma : ce seuil est appelé "seuil du continu (n,m)" ou simplement "continu (n,m)".

Dans TCA, l'onde d'Alfvén torsionnelle est excitée par l'intermédiaire d'un mouvement forcé et global de la colonne de plasma, colonne qui est entraînée par le champ magnétique oscillant des antennes (cf. § 2.2.2.). Ce mouvement forcé n'est autre qu'une onde compressionnelle forcée (possédant donc une bonne "pénétration" radiale), de nombre d'onde zéro. Cette onde transfère son énergie dans le continu SAW par absorption résonante à l'endroit de la résonance SAW. Une description détaillée de l'onde SAW peut être trouvée par exemple dans [Appert 1986].

La théorie du plasma froid décrit donc l'amortissement de l'onde compressionnelle par l'absorption locale de sa puissance à la position de la résonance de l'onde SAW. L'inclusion des effets cinétiques, c'est-à-dire de températures ionique et électronique finies, ainsi que d'une masse électronique finie, modifie cependant de façon importante l'image physique du processus. En effet, il y a apparition d'une onde électrostatique ( $E_{\parallel} \neq 0$ ) à propagation radiale au voisinage de la surface de résonance SAW [Hasegawa 1975, 1982]. Cette onde, dite cinétique (ou KAW, de "Kinetic Alfvén Wave"), est accompagnée d'une perturbation de densité, ce qui a permis de la mettre en évidence sur TCA à l'aide d'un diagnostic d'interférométrie à contraste de phase [Weisen 1985, 1986, Behn 1986]. Dans les conditions typiques régnant dans le tokamak ( $\beta > m_e/m_i$ ), cette

onde se propage vers l'intérieur de la colonne de plasma et pourrait expliquer certains résultats de chauffage observés sur TCA [Joye 1986b]. La dissipation de l'énergie des ondes est attribuée à l'amortissement Landau sur les électrons [Hasegawa 1975].

Le spectre continu défini par l'équation 2-4 n'a pas de structure marquée. Expérimentalement cependant, un spectre de pics, dit "spectre discret", vient se superposer et donne au spectre observé de l'onde d'Alfvén son allure caractéristique (cf. fig. 5-3). Ces pics discrets, appelés DAW (de "Discrete Alfvén Wave"), ont été identifiés comme étant des modes globaux de l'onde. Ils apparaissent à une densité légèrement inférieure à celle de la couche résonante  $(n,m)$  associée, la différence de densité étant une fonction des profils de  $n_e$  et de  $q$ , des nombres  $m$  et  $n$ , et de la valeur de  $\omega/\omega_{ci}$  [Collins 1986a]. Etant facilement identifiables expérimentalement, les DAW sont utilisés pour repérer l'arrivée d'une nouvelle couche résonante dans le plasma, couche dont ils ont les mêmes nombres d'onde  $(n,m)$  : le "DAW  $(n,m)$ " est donc associé au "continu  $(n,m)$ ". Ces pics ont fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales [Collins 1986a].

Un résumé des principaux résultats concernant la physique du chauffage par ondes d'Alfvén dans TCA peut être trouvé dans la paragraphe 3.1.3., alors qu'une caractérisation expérimentale en est donnée dans le paragraphe 5.1.

### **2.2.2. Les antennes et le générateur RF**

La structure d'excitation des ondes d'Alfvén dans le tokamak TCA est composée de huit groupes de trois antennes, situés dans chacun des quadrants du tore, au-dessus et en-dessous du plasma (figs. 2-2 et 2-3). Chaque antenne est composée de deux tiges en acier inoxydable de 10 mm de diamètre, recouvertes de nitrure de titane (TiN). Les antennes sont orientées poloïdalement, afin de maximiser la modulation de pression magnétique qu'elles exercent sur le champ magnétique statique et d'assurer ainsi un bon couplage à l'onde compressionnelle. Pour une puissance délivrée de 500 kW, il circule typiquement 500 A rms dans chaque groupe d'antennes (composé donc de six conducteurs), ce qui produit une tension oscillante de  $\sim 250$  V rms. Chaque groupe d'antennes est pourvu de sa propre alimentation, ce qui permet, en choisissant de façon

adéquate la phase des courants, d'exciter préférentiellement certains modes (n,m) dans le plasma, la structure d'excitation étant décrite par les majuscules (N,M). Quant au générateur, il est capable de délivrer 1 MW au plasma pendant 120 ms, dans une gamme de fréquences entre 0.3 et 5 MHz. Autant la puissance que la fréquence peuvent être contrôlées et modifiées en temps réel [Besson 1986a, Collins 1986a, Lietti 1986, Appert 1987].

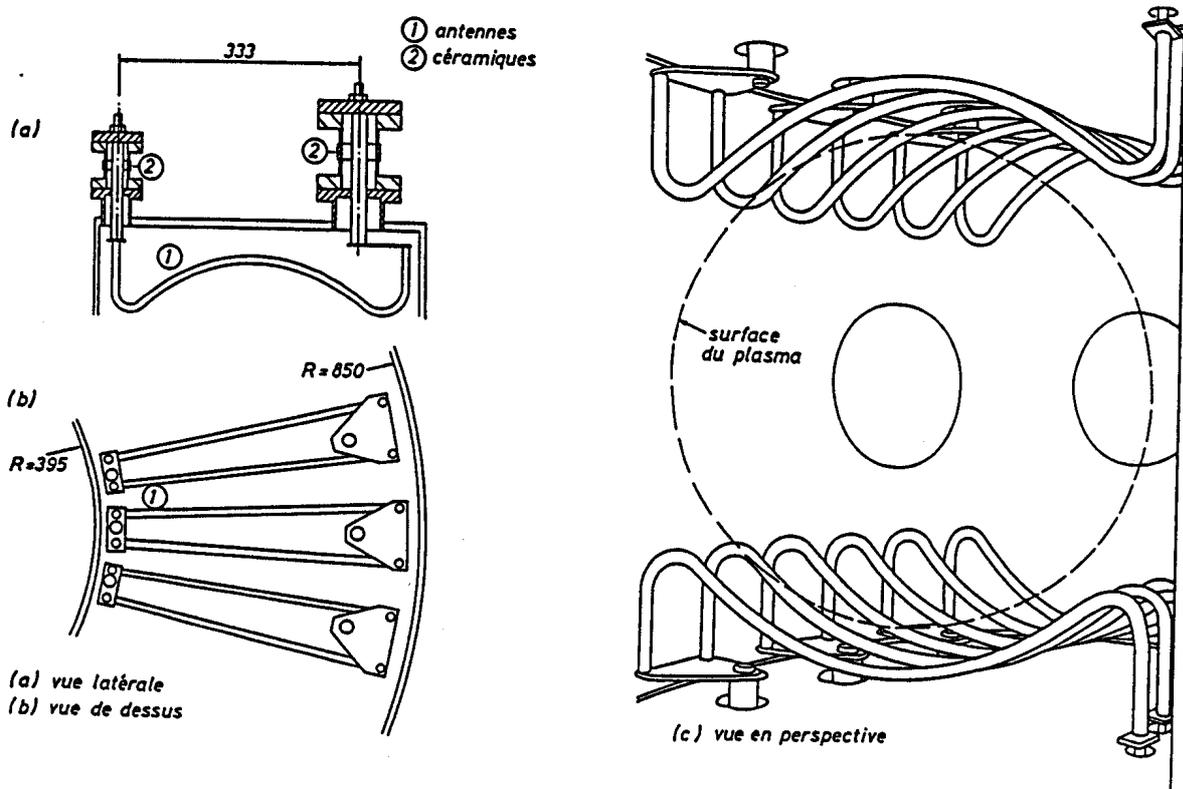


Figure 2-2 : représentation d'un groupe d'antennes pour le chauffage par ondes d'Alfvén :  
(a) vue latérale, (b) vue de dessus et (c) vue en perspective

## CHAPITRE 3

### 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

#### 3.1. LE TOKAMAK TCA

TCA, acronyme de *Tokamak à Chauffage par ondes d'Alfvén*, désigne le tokamak à section circulaire du Centre de Recherches en Physique des Plasmas de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, décrit en détail dans les références [Cheetham 1980a, 1980b, TCA team 1985]. Il est caractérisé par les paramètres suivants :

rayon de la machine (grand rayon)	$R = 0.61 \text{ m}$
rayon du plasma (petit rayon)	$a \leq 0.18 \text{ m}$
champ magnétique torique	$B_T \leq 1.5 \text{ T}$
courant plasma	$I_p \leq 170 \text{ kA}$
facteur de sécurité (cylindrique)	$q(a) \geq 1.9$
puissance ohmique	$P_{OH} \leq 250 \text{ kW}$
durée totale du plasma	$t_{pl} \leq 200 \text{ ms}$

TCA est une machine dans laquelle le plateau de courant peut être maintenu pendant 150 ms, dont la limite de densité dans le diagramme de fonctionnement vaut  $\bar{n}_e R / B_T < 4-6 \cdot 10^{19} \text{ Wb}^{-1}$  et dans laquelle les valeurs suivantes des paramètres du plasma ont été atteintes :

densité électronique	$n_e \leq 10^{20} \text{ m}^{-3}$
temps de confinement de l'énergie	$\tau_E \leq 15 \text{ ms}$
puissance RF délivrée	$P_{RF} \leq 570 \text{ kW}$
température électronique	$T_e(0) \leq 800 \text{ eV (OH), 1200 eV (RF)}$
température ionique	$T_i(0) \leq 600 \text{ eV (OH et RF)}$

### 3.1.1. Grandeurs caractéristiques du plasma

Les valeurs numériques des quelques grandeurs caractéristiques ci-dessous ont été calculées pour un plasma TCA typique dans lequel :  $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $B_T = 1.5 \text{ T}$ ,  $a = 0.18 \text{ m}$ ,  $T_e(0) = 750 \text{ eV}$ ,  $T_i(0) = 450 \text{ eV}$ , gaz de remplissage  $D_2$  ( $m_i = 2 \cdot m_p$ ), en supposant  $n_e = n_i$ .

fréquence cyclotronique ionique	$f_{ci} = \frac{1}{2\pi} \frac{e B}{m_i} = 11.4 \text{ MHz}$
---------------------------------	--------------------------------------------------------------

vitesse thermique électronique	$v_{th-e} = \left( \frac{2 k T_e}{m_e} \right)^{1/2} = 16 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
--------------------------------	-----------------------------------------------------------------------------------

vitesse thermique ionique	$v_{th-i} = \left( \frac{2 k T_i}{m_i} \right)^{1/2} = 0.17 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
---------------------------	-------------------------------------------------------------------------------------

vitesse Alfvén	$v_A = \frac{B}{(\mu_0 \rho_i)^{1/2}} = 4.24 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
----------------	----------------------------------------------------------------------

rayon de Larmor des ions	$r_{Li} = \frac{v_{th-i}}{\omega_{ci}} = \frac{(2 m_i k T_i)^{1/2}}{e B} = 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
--------------------------	---------------------------------------------------------------------------------------------------------

temps de collision i-i	$\tau_{ii} = \frac{25\pi^{1/2} \epsilon_0^2 m_i^{1/2} T_i^{3/2} [\text{eV}]}{Z^4 e^{5/2} n_i \ln \Lambda} = 0.35 \cdot 10^{-3} \text{ s}$
------------------------	-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

temps de collision e-e	$\tau_{ee} = Z^4 \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \tau_{ii} = 8.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
------------------------	-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

temps de collision e-i	$\tau_{ei} = \frac{1}{Z} \tau_{ee} = 8.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
------------------------	-------------------------------------------------------------------

temps de collision i-e

$$\begin{aligned}\tau_{ie} &= \frac{3\sqrt{2}}{25} \pi \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} Z^2 \tau_{ii} \\ &= 17 \cdot 10^{-3} \text{ s}\end{aligned}$$

### 3.1.2. Acquisition des données

Deux types d'acquisition de données sont disponibles sur TCA, l'une utilisant des unités contrôlées par microprocesseur développées au CRPP [Lister 1980], et l'autre des modules CAMAC [Kjelberg 1986]. Les unités construites dans le laboratoire sont composées d'un convertisseur analogique-numérique et d'une mémoire de 8 kOctets, et sont utilisées pour l'acquisition de la grande majorité des signaux du tokamak. Elles disposent de 16 canaux en multiplex, donc asynchrones, échantillonnés par une horloge à 250 kHz : la fréquence d'acquisition maximale est ainsi de  $250 / N_c$  kHz, où  $N_c$  est le nombre de canaux utilisés. Leur gamme dynamique est de 12 bits. Les modules CAMAC, quant à eux, sont utilisés pour l'étude de phénomènes rapides. Deux types de modules avec 8 bits de gamme dynamique sont disponibles : l'un mono-canal avec 8 kO de mémoire et une fréquence d'échantillonnage maximale de 32 MHz, l'autre avec 8 canaux synchrones, 4 kO de mémoire et  $t_{acq} = 2 \mu\text{s}$  par canal. Après chaque décharge, le contenu des mémoires des deux types d'acquisition est lu par l'ordinateur central (un PDP 11-60), puis archivé sur disque magnétique.

### 3.1.3. Résumé des principaux résultats

TCA fonctionne depuis 1980, avec pour objectif principal l'étude du chauffage du plasma par ondes d'Alfvén, ou AWH (de "Alfvén Wave Heating"). En parallèle, un programme de recherche très diversifié est poursuivi, dans des domaines tels que les interactions plasma-parois, l'étude du plasma résiduel, la physique de la turbulence et le développement de nouveaux diagnostics, domaines dont les résultats contribuent à faire progresser les études de chauffage (par exemple, en comprenant et contrôlant mieux les impuretés dans le plasma). Les principaux résultats expérimentaux ainsi obtenus dans TCA depuis sa mise en service sont décrits en grandes lignes dans les prochains paragraphes; une liste complète des publications et de leur titre peut être trouvée dans [Simm 1986a].

### 3.1.3.1. Physique du chauffage par ondes d'Alfvén

Les premières expériences avec des ondes d'Alfvén, à basse puissance et avec une structure d'excitation  $N=2$ ,  $M=1$ , révélèrent l'existence de pics sur la trace de la charge d'antenne. Ces modes propres de l'onde [Appert 1982], dont la fréquence se situe juste en-dessous de celle du continu Alfvén associé à la couche résonante, furent baptisés DAW (de "Discrete Alfvén Waves"). Des valeurs de l'indice de mode torique  $n$  entre 0 et 6 furent mesurées [de Chambrier 1982b, 1982d], alors que la dominance des modes à  $m$  négatif, prédite par la théorie et attribuée à la valeur finie de  $\omega/\omega_{ci}$ , fut observée expérimentalement [de Chambrier 1984a]. De plus, la préférence pour un mode avec  $m/n > 0$  (c'est-à-dire une même hélicité pour le vecteur d'onde et le champ magnétique statique), ainsi que pour des valeurs de  $n$  négatives, fut mise en évidence [Appert 1983, 1984a].

L'analyse des champs d'onde associés aux DAW montra que ceux-ci sont modulés par l'activité MHD du plasma, en l'occurrence par la fréquence de rotation des îlots magnétiques et les disruptions internes. Cette interaction fut expliquée par les variations des profils de  $\rho$  (la densité de masse) et de  $q$  (le facteur de sécurité), et utilisée pour déterminer la modulation du profil de la fréquence Alfvén dans le plasma [de Chambrier 1982e]. Certaines résonances, qui ne sont pas directement excitées par la structure d'antenne, furent expliquées par la présence d'un couplage torique entre le mode excité  $(n,m)=(N,M)$  et des modes à  $m$  différents [Appert 1985a]. De plus, l'interaction entre le spectre de l'onde d'Alfvén et certains paramètres du plasma fut mise en évidence par des discontinuités de certains signaux tels que la densité, l'activité MHD,  $\beta + I_i / 2$ , la tension par tour, le flux de particules neutres, les raies d'impuretés, les flux X-mous, discontinuités qui apparaissent dans des zones particulières du spectre. La coïncidence de ces phénomènes avec l'apparition d'une nouvelle surface résonante  $(n,m)=(2,0)$  ou  $(2,1)$  au centre du plasma [Appert 1984a], ainsi que l'observation d'une hystérèse dans la structure du spectre Alfvén lorsque la fréquence d'excitation  $f_{RF}$  varie, suggèrent une modification du profil de courant par les couches résonantes [Besson 1986a, 1986b]. Ce profil n'étant pas mesurable, l'interaction reste cependant délicate à mettre directement en évidence.

Les mesures à l'aide d'un interféromètre à contraste de phase nouvellement développé [Weisen 1985], mirent en évidence l'existence de fluctuations de densité associées aux surfaces résonantes dans le plasma [Behn 1986a]. Ces fluctuations furent attribuées à l'onde d'Alfvén cinétique ou KAW (de "Kinetic Alfvén Wave"), dont elles ont les caractéristiques [Behn 1986b]. L'existence des DAW, quant à elle, fut mise à profit pour développer un diagnostic de la masse effective et de la densité de courant au

centre du plasma [Collins 1986b, 1987]. Toutes ces études menèrent à une meilleure compréhension globale des ondes d'Alfvén dans le plasma d'un tokamak, et guident les recherches actuelles sur les interactions entre le chauffage par ondes d'Alfvén et le profil de courant [Collins 1986a, Appert 1987].

### 3.1.3.2. Résultats de chauffage

Des résultats significatifs de chauffage par ondes d'Alfvén furent obtenus dès 1984, avec 400 kW de puissance couplés au plasma, et :

$$\bar{n}_e \Delta T_e(0) / P_{RF} \cong (3-5) \cdot 10^{19} \text{ eV} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{kW}^{-1}$$

$$\bar{n}_e \Delta T_i(0) / P_{RF} \cong 2 \cdot 10^{19} \text{ eV} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{kW}^{-1}$$

[de Chambrier 1983, 1984a]. Dans des plasmas de plus en plus "propres" (cf. § 3.1.3.3), d'importantes augmentations de  $T_e$  et  $T_i$  furent observées (~ 30 %), ainsi qu'une modulation de  $T_e(0)$  par les disruptions internes, imputée à un piquage du profil de dépôt d'énergie, la prédominance centrale du chauffage des électrons ayant été attribuée à l'onde d'Alfvén cinétique qui se propage vers l'intérieur depuis la couche résonante [de Chambrier 1985b, Joye 1986b].

Deux phénomènes, visibles dès les premiers essais de chauffage RF, sont actuellement toujours étudiés. Il y a d'une part une augmentation de la température ionique [Bugmann 1981, de Chambrier 1982a], qui pourrait être due soit à l'augmentation de densité (c'est-à-dire à la diminution du temps d'équipartition de l'énergie, donc à un transfert plus efficace de l'énergie des électrons vers les ions), soit au chauffage direct des ions, deux effets difficilement dissociables [Behn 1984]. Mais il y a surtout une augmentation incontrôlée de la densité électronique, liée à l'impulsion RF et pouvant atteindre 300 % [Collins 1985, Appert 1987]. Cette augmentation n'est pas encore totalement comprise, mais il semble qu'elle soit liée à des modifications du confinement des particules dans le plasma.

### 3.1.3.3. Etudes de limiteurs et d'écrans d'antenne

Lors des premiers essais de chauffage RF, avec des limiteurs "barre" en acier inoxydable et  $P_{RF} \cong 140 \text{ kW}$ , la proportion de puissance rayonnée par le plasma ( $P_{RAD} / P_{OH}$ ) passa de 60 à 90 % [de Chambrier 1982f] et mit en évidence la nécessité

d'une étude sur la forme et le matériau des limiteurs. C'est ainsi que des limiteurs de surfaces diverses, fabriqués en carbone, en acier inoxydable, puis en carbone recouvert de carbure de titane, furent essayés dans un premier temps [Behn 1983, Hofmann 1985a]. Les meilleurs résultats furent obtenus avec les limiteurs en carbone pur, sans pour autant que certaines impuretés "lourdes" telles que le fer ne disparaissent tout à fait. L'existence d'autres sources d'impuretés que les limiteurs, telles que les antennes ou les parois de la chambre à vide, fut démontrée par l'obtention d'un profil de rayonnement creux en diminuant la surface des antennes et en les recouvrant de nitrure de titane [de Chambrier 1984b].

Cet effort pour comprendre et diminuer le contenu en impuretés du plasma fut poursuivi en utilisant des limiteurs en matériaux divers, dont le carbone recouvert de carbure de silicium (SiC) [Hofmann 1985b], en variant le nombre d'antennes actives, et en testant différents modèles d'écrans d'antenne [de Chambrier 1985a, Joye 1985]. Une corrélation entre l'amplitude de l'émission des lignes d'impuretés et celle du champ d'onde RF mesuré au bord fut observée [de Chambrier 1984c]. Ces études de limiteurs et d'écrans d'antenne sont traitées en détail dans [Nowak 1986].

#### 3.1.3.4. Etude du plasma résiduel

Le contenu en impuretés de la décharge et l'efficacité du chauffage sont liés aux divers processus qui ont lieu dans le plasma résiduel. C'est pour cela que différents échantillons collecteurs furent placés dans l'enceinte à vide, exposés au plasma, puis analysés par les techniques XPS (de "X-ray Photo-electron Spectroscopy") et RBS (de "Rutherford Backscattering Spectroscopy"). Une érosion des échantillons, ainsi que l'impact d'ions de carbone, d'oxygène, de fer et de chrome d'une énergie de ~ 100–150 eV fut constatée [Hofmann 1984, de Chambrier 1984d, Gimzewski 1983, 1984, 1986]. Les mesures à l'aide de sondes de Langmuir et d'une sonde de Katsumata mirent en évidence, pendant le chauffage RF, un accroissement des températures électronique (de 8–10 eV à 15–30 eV) et ionique, une diminution de la densité électronique, et la création d'une distribution électronique non-maxwellienne dans le plasma du bord [Hofmann 1984, de Chambrier 1984d]. Le chauffage RF interagit donc fortement avec le plasma résiduel.

### 3.1.3.5. Etudes sur la turbulence

A l'aide de sondes de Langmuir, de fortes fluctuations de densité ( $\Delta n / n \leq 100\%$ , à  $f < 500$  kHz) furent observées dans le plasma résiduel, ainsi qu'une onde (de dérive) associée dont la direction de propagation s'inverse devant les antennes dès que le chauffage RF est enclenché [Hollenstein 1985]. A haute fréquence, les mesures révélèrent l'existence de fluctuations à la fréquence du générateur Alfvén et de ses harmoniques [Hollenstein 1987].

Dans le plasma ohmique, une corrélation entre le niveau de turbulence magnétique mesuré au bord du plasma (à  $\sim 150$  kHz), la densité au centre et le temps de confinement fut établie [Duperrex 1984, Sawley 1985]. D'importantes longueurs de cohérence furent mesurées pour les fluctuations magnétiques et de densité, leurs comportements dissemblables suggérant des origines physiques différentes. La direction de polarisation des fluctuations magnétiques fut déterminée être perpendiculaire au champ magnétique statique [Hollenstein 1986a, 1986b].

De nouvelles techniques liées aux méthodes d'analyse des systèmes chaotiques dissipatifs furent appliquées aux fluctuations magnétiques et de densité, dans le but de caractériser des signaux dont le spectre en fréquence ne révèle qu'une quantité limitée d'informations. L'analyse dimensionnelle des fluctuations à large bande dans TCA montra que leur dimension est supérieure à 10, ou en d'autres termes, qu'il n'est pas possible de les associer à un système physique de faible dimension, mais qu'elles correspondent probablement à un système avec un grand nombre de degrés de liberté, ce qui serait conforme à l'image traditionnelle, bien qu'imparfaitement vérifiée, de la turbulence [Sawley 1986, 1987, Simm 1986b].

## 3.2. LE DIAGNOSTIC X-MOUS

### 3.2.1. Emission de rayonnement X-mous par le plasma

Comprise typiquement dans le domaine d'énergie entre 1 et 10 keV, l'émission de rayons X-mous par un plasma est due à quatre processus physiques : le rayonnement de freinage, la recombinaison radiative, la recombinaison diélectronique et l'émission de raies de désexcitation. Selon que les états électroniques initiaux et finaux sont libres ou liés, les processus sont appelés "free-free (ff)", "free-bound (fb)" ou "bound-bound (bb)" (un traitement détaillé des processus d'émission X-mous dans un plasma peut être trouvée dans [Bardet 1980, de Michelis 1981]).

Le *rayonnement de freinage* (ff) ou "Bremsstrahlung" est dû à l'accélération que subit une particule chargée lorsqu'elle passe dans le champ électrostatique d'une autre particule. La puissance rayonnée étant inversement proportionnelle à la masse, le rayonnement de freinage d'un ion est négligeable comparé à celui d'un électron. Le rayonnement dû aux interactions électron-électron croît avec la température et devient égal au rayonnement de freinage électron-ion pour  $T_e \geq 350$  keV [Bardet 1980, Maxon 1972] : dans un tokamak, seule la contribution des collisions électron-ion est donc importante. La puissance rayonnée par un plasma maxwellien, par unité de volume, dans l'intervalle de fréquence  $dv$ , s'écrit [Bogen 1968, TFR group 1978] :

$$P_{ff}(v) dv = 6.3 \cdot 10^{-53} n_e T_e^{-1/2} \sum_i n_i Z_i^{*2} g_{ff} \exp\left(-\frac{h\nu}{eT_e}\right) dv \quad (3-1)$$

avec les densités électroniques et ioniques  $n_e, n_i$  en  $m^{-3}$ , la température électronique  $T_e$  en eV et  $P_{ff}(v) \cdot dv$  en  $W/m^3$ .  $Z_i^*$  est la charge ionique effective, une "généralisation" de la charge ionique  $Z_i$  pour les ions non-hydrogéniques, dont la valeur se situe entre  $Z_i$  et la charge nucléaire [Smeulders 1979, Bambynek 1972].  $g_{ff}$  est le facteur de Gaunt "free-free", un facteur de correction pour les effets quantiques, dont la valeur est proche de l'unité pour les énergies considérées [Karzas 1961, Brussaard 1962]. En négligeant les effets quantiques et en ne considérant que des ions hydrogéniques, la puissance totale rayonnée par unité de volume s'écrit alors sous forme simplifiée [Miyamoto 1980] :

$$P_{ff} \cong 1.5 \cdot 10^{-38} Z^2 n_i n_e T_e^{1/2} \quad [W/m^3] \quad (3-2)$$

La *recombinaison radiative* (fb) correspond à la capture d'un électron par un ion, capture qui s'accompagne de l'émission d'un photon-X. Seules les collisions électron-ion impureté ont de l'importance aux énergies considérées. En effet, la contribution des collision électron-ion hydrogène devient plus faible que le rayonnement de freinage dès que  $T_e \geq 41$  eV [Bardet 1980, Stratton 1965], et le rayonnement de recombinaison varie approximativement en  $Z_i^4$  :

$$P_{fb}(v) dv = 6.3 \cdot 10^{-53} n_e T_e^{-1/2} \sum_i n_i Z_i^2 g_{fb} C_i \exp\left(-\frac{h\nu}{eT_e}\right) dv \quad (3-3)$$

$g_{fb}$  est le facteur de Gaunt "free-bound" et les autres grandeurs ont la même signification que dans l'équation 3-1.  $C_i = f(Z_i^{*2}, \dots)$  est un facteur multiplicatif dont l'expression détaillée a été donnée dans [von Goeler 1975]. En négligeant les effets quantiques, les relations suivantes peuvent être établies :

$$P_{fb} = P_{ff} \cdot (\gamma - 1) \quad (3-4)$$

$$P_{tot} = \gamma \cdot P_{ff} \quad (3-5)$$

où  $P_{tot}$  est la puissance totale du rayonnement continu ( $P_{tot} = P_{ff} + P_{fb}$ ), et  $\gamma = (Z_i / Z_{iN})^2$ , avec  $Z_{iN}$  = charge du noyau.  $\gamma$  est appelé le facteur d'anomalie (ou "enhancement factor") et exprime les contributions des impuretés ( $\gamma = 1$  pour un plasma d'hydrogène). Dans ces calculs, il n'a pas été tenu compte des corrections relativistes aux sections efficaces d'émission, corrections nécessaires dès que l'énergie des électrons dépasse  $\sim 13.6$  keV [Brussaard 1962].

La *recombinaison diélectronique* a lieu dans une collision électron-ion, lorsque l'électron libre excite un électron lié de l'ion, tout en restant lui-même prisonnier du champ électrostatique ionique. L'ion est alors pourvu de deux électrons excités, dont les énergies respectives dépendent fortement de la structure des couches électroniques. C'est pourquoi, il est difficile de calculer la contribution du rayonnement de recombinaison diélectronique au rayonnement X-mous du plasma. Cette contribution est cependant située dans la partie du spectre d'énergie qui est coupée par les différents absorbants du système de détection (décrits au § 3.2.4.) [Bardet 1980].

L'*émission de raies de désexcitation* (bb), quant à elle, est la conséquence de transitions radiatives d'électrons liés dans les ions impuretés (rayonnement "bound-bound"). Ce sont les impuretés "lourdes" à  $Z$  élevé, telles que le fer, le titane, le silicium qui contribuent à ce rayonnement dans le domaine d'énergie accessible aux détecteurs ( $1 \text{ keV} \leq h\nu \leq 10 \text{ keV}$ , cf. § 3.2.4. et table 3-1). Selon les concentrations locales des ions impuretés dans le plasma, l'émission des raies de désexcitation peut produire une part importante du flux-X. Cette part est cependant minimisée, dans la mesure du possible, par un choix adéquat des absorbants du système détecteur.

	Z	K $\alpha$	K $\alpha_1$	K $\alpha_2$	K $\beta$	K $\beta_1$	LIII $\alpha_1$
C	6	0.277					
O	8	0.524					
Ne	10		0.848	0.858	0.858		
Si	14		1.739	1.739	1.836		
Ar	18		2.958	2.957		3.191	
Ti	22		4.511	4.505		4.932	
Fe	26		6.404	6.391		7.058	
Mo	42		17.48	17.37		19.61	2.29

Table 3-1 : énergie en keV de quelques transitions de différents atomes (dans la notation de Siegbahn) [Handbook 53]

### 3.2.2. Configuration du diagnostic

Le diagnostic X-mous sur TCA est essentiellement composé de deux "caméras" situées dans le même plan poloidal (cf. figure 3-1) :

- le " $\Delta H$ " est installé au-dessus de la chambre à vide et pourvu de trois détecteurs, ayant des visées tangentielles aux rayons -3.7, 0 et +3.7 cm dans le plasma (les signes négatif et positif se réfèrent respectivement aux côtés haut champ et bas champ). Les détecteurs, d'un diamètre de 11.3 mm (cf. § 3.2.3.), voient le plasma à travers une fente allongée dans le sens torique (22 x 3 mm), qui fixe leur résolution dans le plan équatorial à  $\sim 3$  cm dans le sens radial et  $\sim 9$  cm dans le sens torique. Une feuille de béryllium de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur couvre la fente : son rôle est à la fois de couper la lumière visible (à laquelle les diodes sont également sensibles) et d'assurer une séparation étanche avec la chambre à vide du tokamak. Une circulation d'hélium à pression atmosphérique dans l'enceinte de la caméra sert à minimiser l'absorption des photons-X avant qu'ils n'atteignent les détecteurs.
- le "2 x 7" est une caméra à visée horizontale composée 15 détecteurs qui peuvent être fixés sur trois supports mobiles, ce qui permet d'ajuster leur rayon de visée dans le plasma : l'espacement minimal entre deux visées contiguës est d'environ 1.8 cm. Le diamètre utile d'observation du plasma est limité par le queusot à environ  $\pm 14$  cm ( $r/a = \pm 0.77$ ); de plus, dans certaines positions, les diodes voient le limiteur intérieur et peuvent être sensibles aux phénomènes de fluorescence. Le flux-X reçu par les

détecteurs est ajusté à l'aide d'une fente (1.5 x 36 mm) et de diaphragmes rectangulaires, adaptés séparément à chaque diode et destinés à compenser les effets d'un profil d'émission très piqué. La résolution dans le sens vertical varie de  $\sim 0.5$  cm au centre et  $\sim 2$  cm plus à l'extérieur, selon le diaphragme utilisé, et vaut  $\sim 11$  cm dans le sens torique. Une feuille de  $25 \mu\text{m}$  de béryllium, couvrant la fente, fixe le seuil inférieur de détection en énergie. L'enceinte de la caméra est pompée pour éviter l'absorption des photons-X dans l'air, alors qu'une vanne permet d'intervenir dans le diagnostic sans perturber le vide dans le tokamak.

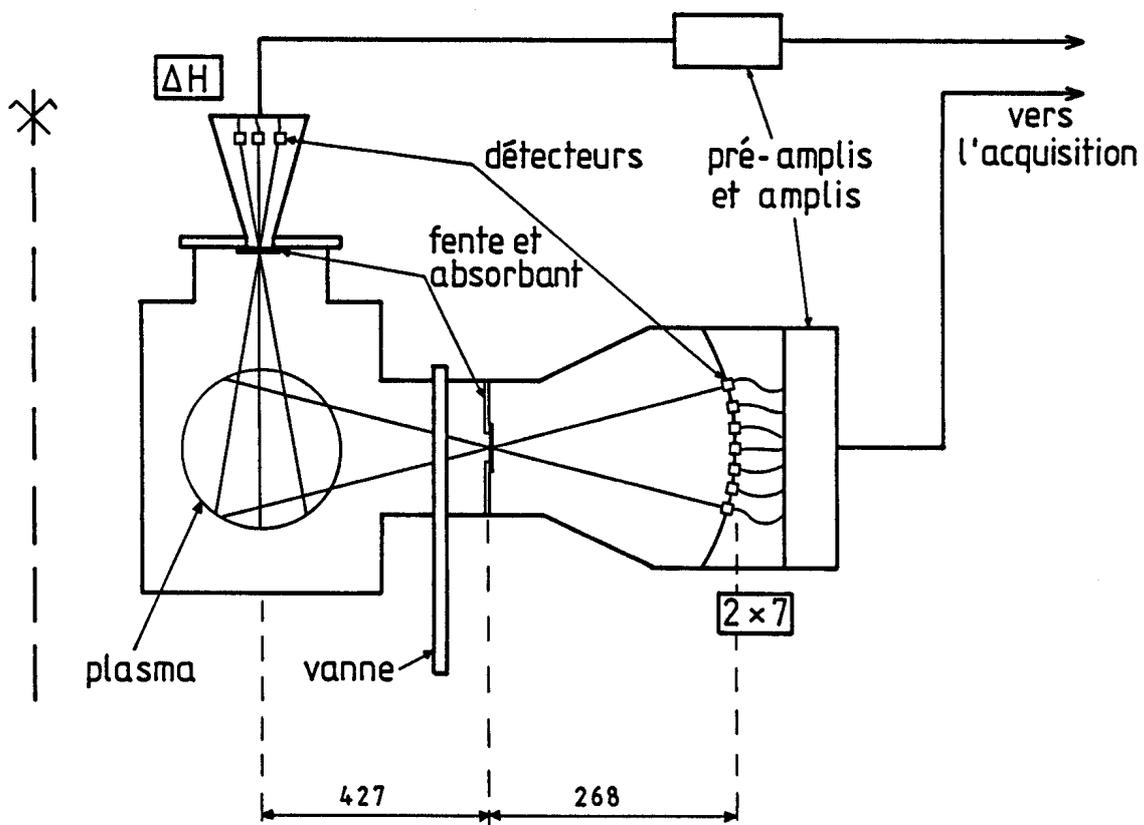


Figure 3-1 : configuration du diagnostic X-mous sur TCA, composé d'une caméra à visée verticale (" $\Delta H$ ", 3 diodes) et d'une autre à visée horizontale (" $2 \times 7$ ", 15 diodes)

Les photons-X créent dans les détecteurs un courant proportionnel à la puissance du flux-X collecté. Ce courant est converti en tension ( $1 \text{ V} / \mu\text{A}$ ), puis amplifié une première fois (gain 1 ou 10) par un préamplificateur. Le signal est ensuite adapté à la gamme dynamique de l'unité d'acquisition (5 V) à l'aide d'un second étage amplificateur, ayant les gains 1, 3 et 10. L'importante bande passante (DC à  $\sim 700$  kHz) de cette électronique a été délibérément réduite aux fréquences de 0 à 50 kHz pour diminuer les

parasites produits par le chauffage radio-fréquence. Le système amplificateur est pourvu d'une compensation de la dérive électrique dans les circuits, qui est mise hors service pendant la durée de la décharge; il comprend aussi le dispositif de polarisation des diodes. Le bruit de l'ensemble détecteur-préamplificateur-amplificateur, en l'absence de plasma et normalisé au gain unité, est typiquement de 4 à 8 mV crête-à-crête.

### 3.2.3. Détecteurs

Les détecteurs utilisés dans les deux caméras décrites au paragraphe précédent sont des diodes à barrière de surface du modèle ORTEC CA-015-100-300, en silicium de type n, qui ont les caractéristiques suivantes :

surface utile (circulaire)	100 mm <sup>2</sup>
électrode frontale (40 µg/cm <sup>2</sup> Au)	~ 20 nm Au
profondeur de déplétion	300 µm Si
électrode de contact (40 µg/cm <sup>2</sup> Al)	~ 150 nm Al
polarisation nominale	+ 120 V (ou + 100 V)
constante de temps	0.5 µs

Les rayons-X collectés par un détecteur rencontrent, dans l'ordre, trois couches distinctes (fig. 3-2) :

- une *métallisation* (en or) de la fenêtre d'entrée, qui sert d'électrode frontale
- une *zone morte* d'oxyde de silicium, liée à la construction de la diode, et dont l'épaisseur exacte est mal connue [Knoll 1979, Robouch 1973, Hansen 1971]. D'après le fabricant, la métallisation frontale et la zone morte correspondent à une épaisseur absorbante équivalente à 80 nm de silicium
- une *zone désertée active* de silicium, dans laquelle les photons-X produisent des paires électron-trou (1 paire / 3.62 eV à 300 K, 1 paire / 3.72 eV à 80 K). Les diodes utilisées sont du type partiellement désertées, c'est-à-dire que la zone de déplétion ne représente qu'une partie de l'épaisseur du cristal (nominalement 300 µm pour les diodes de TCA). La profondeur de déplétion en fonction de la tension de polarisation et de la résistivité du silicium utilisé peut être calculée, ou déduite d'un nomogramme [Blankenship 1960].

La tension de polarisation appliquée entre les deux électrodes crée un champ électrique intense dans le cristal ( $\sim 6000 \text{ V / cm}$ ), qui permet de collecter les porteurs de charge produits par l'incidence des photons-X. Le détecteur délivre ainsi un courant proportionnel à la puissance du flux collecté. Des compléments d'information très didactiques, sur le principe physique, les caractéristiques (courant de fuite, etc.) et la fabrication des diodes, sont disponibles dans [Bertolini 1968, Deme 1971, Cerny 1974, Knoll 1979, EG&G Ortec 1985].

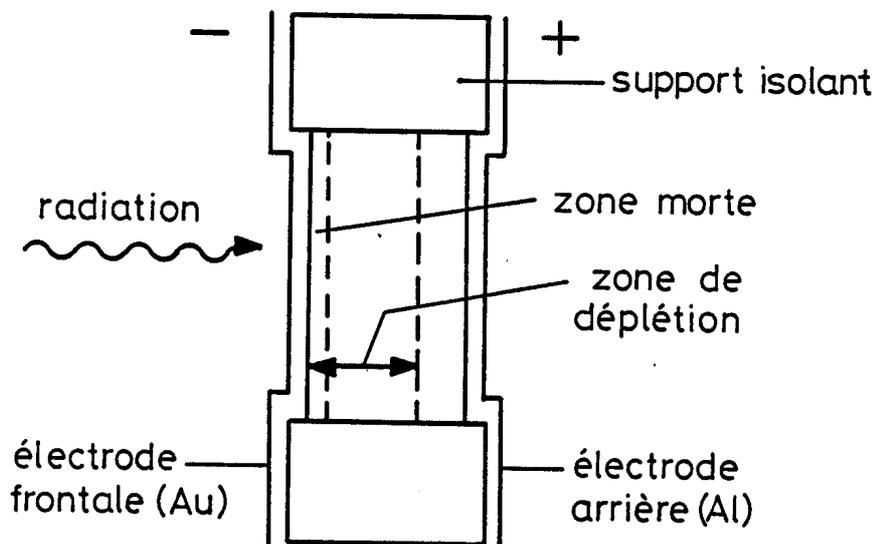


Figure 3-2 : représentation schématique d'une diode à barrière de surface partiellement désertée, en silicium, telle qu'elle est utilisée dans les caméras-X de TCA

### 3.2.4. Sensibilité

Les quatre principaux processus d'interaction photon-matière sont :

- **l'effet photoélectrique**, dans lequel un photon incident d'énergie  $h\nu$  donne toute son énergie à un atome, qui libère un électron lié d'une énergie  $(h\nu - E_1)$ , où  $E_1$  est l'énergie de liaison et  $h\nu > E_1$ . L'atome retourne ensuite à l'état fondamental en libérant l'énergie  $E_1$  soit sous forme de photons, soit sous forme d'électrons Auger. L'absorption photoélectrique varie approximativement comme  $Z^5 / E^{3.5}$ , où  $E$  est l'énergie du photon

- ***l'effet Compton*** est une collision élastique entre un photon et un électron lié, au cours de laquelle le photon transfère une partie de son énergie à l'électron. L'effet Compton est une diffusion incohérente, dont la probabilité diminue en  $1/E$
- ***l'effet Rayleigh***, ou diffusion cohérente, est une diffusion sans perte d'énergie du photon par les électrons très liés d'un atome
- ***la production de paires*** est la création d'une paire électron-positron par l'incidence d'un photon très énergétique près du noyau d'un atome. Ce processus nécessite  $2m_0c^2 = 1.02 \text{ MeV}$  d'énergie, et n'entre donc pas en ligne de compte dans le domaine des X-mous.

Il s'ensuit que les processus prépondérants à basse énergie sont l'effet photoélectrique et la diffusion Rayleigh, alors que la diffusion Compton devient dominante aux énergies intermédiaires (50 keV - 5 MeV) [Cerny 1974, Bardet 1977].

La sensibilité du diagnostic X-mous est définie par les deux valeurs qui limitent en énergie le domaine de détection des photons :

- la limite inférieure est fonction du type et de l'épaisseur des différents milieux que doivent traverser les photons-X avant d'atteindre la zone sensible du détecteur. En effet, dans une caméra-X typique, les photons doivent traverser successivement une ou plusieurs couches d'absorbant (du béryllium dans TCA), une certaine épaisseur de gaz (plus ou moins dense) entre la fente et la diode, l'électrode de contact frontale et la couche morte du détecteur. Cette limite ne dépend cependant pas du parcours du photon entre le point d'émission et la fente : en effet, le plasma est optiquement transparent dans la région spectrale des rayons-X de basse énergie, c'est-à-dire que le rayonnement émis n'est pas réabsorbé
- la limite supérieure dépend de l'épaisseur de la couche désertée active de la diode, qui doit absorber l'énergie des photons incidents et la transformer en paires électron-trou. Au-delà de cette limite, les photons, trop énergétiques, traversent le détecteur sans être absorbés.

L'absorption des rayons-X dans un milieu obéit à la loi de Lambert :

$$\phi = \phi_0 \exp(-\mu d) = \phi_0 \exp(-(\mu/\rho) \rho d) \quad (3-6)$$

où  $\mu$  est le coefficient d'absorption linéaire, supposé indépendant de l'épaisseur  $d$  du matériau, et où  $\rho$  est la densité de l'absorbant. Les valeurs du coefficient d'atténuation massique  $\mu / \rho$  sont compilées dans des tables (par exemple [Robouch 1980]; pour un inventaire de ces compilations, voir [Bardet 1977, 1980, Bertin 1970]). Le rendement  $\eta_d(E)$  d'une diode en fonction de l'énergie  $E$  des rayons-X incidents peut s'écrire :

$$\eta_d(E) = \exp(-(\mu/\rho)_{ZM} \rho_{ZM} d_{ZM}) (1 - \exp(-(\mu/\rho)_{ZA} \rho_{ZA} d_{ZA})) \quad (3-7)$$

où l'indice ZM correspond à l'ensemble "métallisation en or - couche morte" (soit une zone morte équivalente à 80 nm de silicium, cf. § 3.2.3.), et où ZA s'applique à la zone désertée active (300  $\mu\text{m}$  Si). Par extension, le rendement  $\eta_s(E)$  de tout le système s'écrit :

$$\eta_s(E) = \eta_d(E) \cdot \exp\left(\sum_i (\mu/\rho)_i \rho_i d_i\right) \quad (3-8)$$

l'indice  $i$  correspondant aux différents absorbants intercalés entre le détecteur et le plasma. De plus, si  $S(E)$  est le spectre des photons-X émis (en W / eV), le courant de sortie de la diode (en A) devient :

$$I = \int_E S(E) \cdot \eta_s(E) \frac{dE}{3.6} \quad (3-9)$$

avec  $E$  exprimé en eV et la constante 3.6 eV représentant l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou.

Pour les diagnostics-X de TCA, les valeurs de  $\eta_d(E)$  et  $\eta_s(E)$  ont été calculées à l'aide d'un code développé par Adlam et Taylor [Adlam 1968], qui contient, entre autres, les coefficients d'absorption massique pour le béryllium et le silicium. La figure 3-3 montre trois simulations, réalisées en utilisant les caractéristiques des diodes mentionnées au paragraphe 3.2.3. : le rendement d'une diode seule, celui du couple diode + 25  $\mu\text{m}$  Be (qui correspond à la situation habituelle dans la caméra horizontale, avec l'absorbant recouvrant le collimateur), et le rendement d'une diode + 25  $\mu\text{m}$  Be + 50  $\mu\text{m}$  Be (l'absorbant supplémentaire pouvant être apposé sur certaines diodes choisies, par exemple pour mesurer la température électronique par la méthode des absorbants, cf. § 3.2.7.). La discontinuité d'absorption ("absorption edge") à 1837 eV est celle du silicium, alors que celles de l'or à 762 eV et 2206 eV ne sont pas visibles, l'électrode de contact en or étant modélisée par une couche équivalente en silicium.

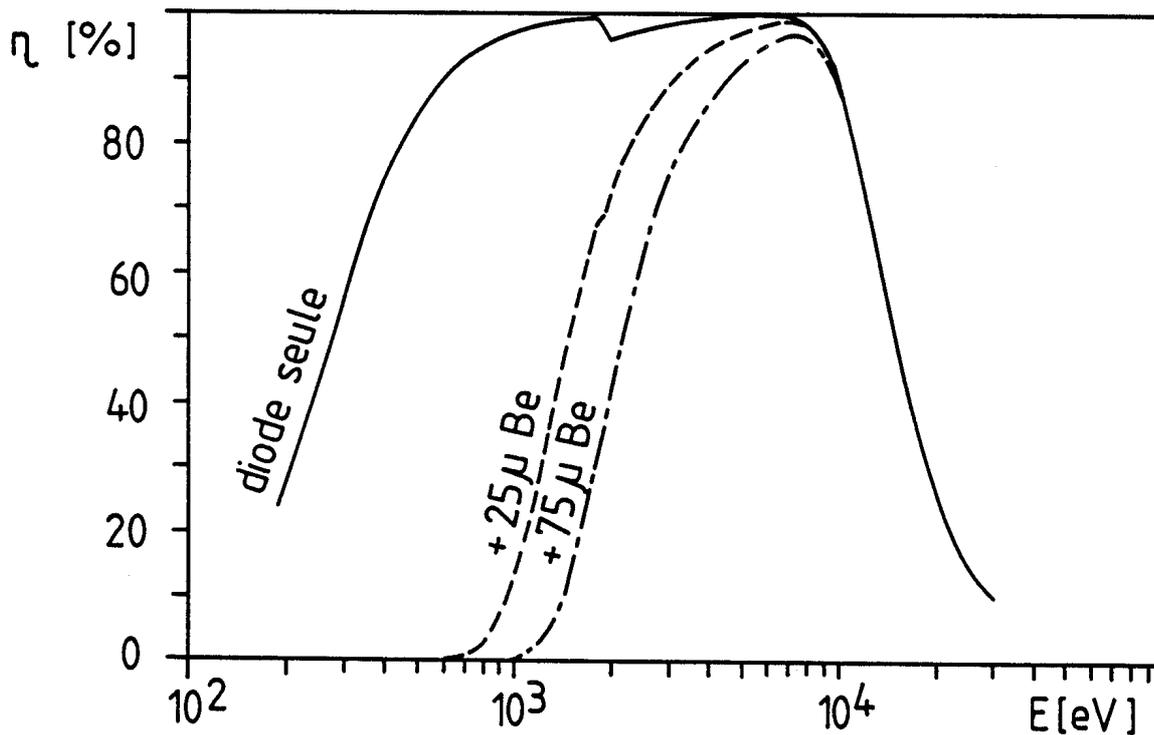


Figure 3-3 : rendement d'une diode X-mous en fonction de l'énergie des photons incidents : cas de la diode seule, et de la diode avec des absorbtants en béryllium

Ce code permet également de calculer, pour le cas d'un plasma d'hydrogène pur (i.e.  $\gamma = 1$  dans l'équation 3.5 et pas d'émission de raies), la réponse du système détecteur en fonction de la température électronique du plasma. La figure 3-4 illustre cette dépendance pour différentes épaisseurs d'absorbant en béryllium : le flux-X détecté augmente très fortement avec  $T_e$  dans le domaine des températures électroniques typiques dans TCA, ce qui rend le diagnostic particulièrement sensible à la région du plasma la plus chaude le long de la corde de visée.

Les équations 3-1 et 3-6 peuvent être approximées par l'expression générale suivante :

$$\phi_x \equiv n_e^2 T_e^{\alpha(T_e)} f(Z_{\text{eff}}, Z_i) \quad (3-10)$$

Dans le cas particulier d'un plasma d'hydrogène pur, il n'y a pas de dépendance en  $f(Z_{\text{eff}}, Z_i)$  et  $\alpha(T_e)$  est la pente des courbes de la figure 3-4. Quelques valeurs de cet exposant, calculées sur des intervalles de  $T_e$  égaux à 200 eV, sont indiquées dans la table 3-2 : elles dépendent du matériau, augmentent avec l'épaisseur des absorbtants, et diminuent lorsque la température croît. Ce comportement est illustré par la figure 3-5 où, dans le plan  $d[\mu\text{m Be}] - T_e[\text{eV}]$ , sont tracées les lignes à  $\alpha(T_e)$  constant (ces lignes sont des "courbes de niveau" - calculées par interpolation sur une grille de points - dont la précision dépend évidemment du nombre d'échantillons).

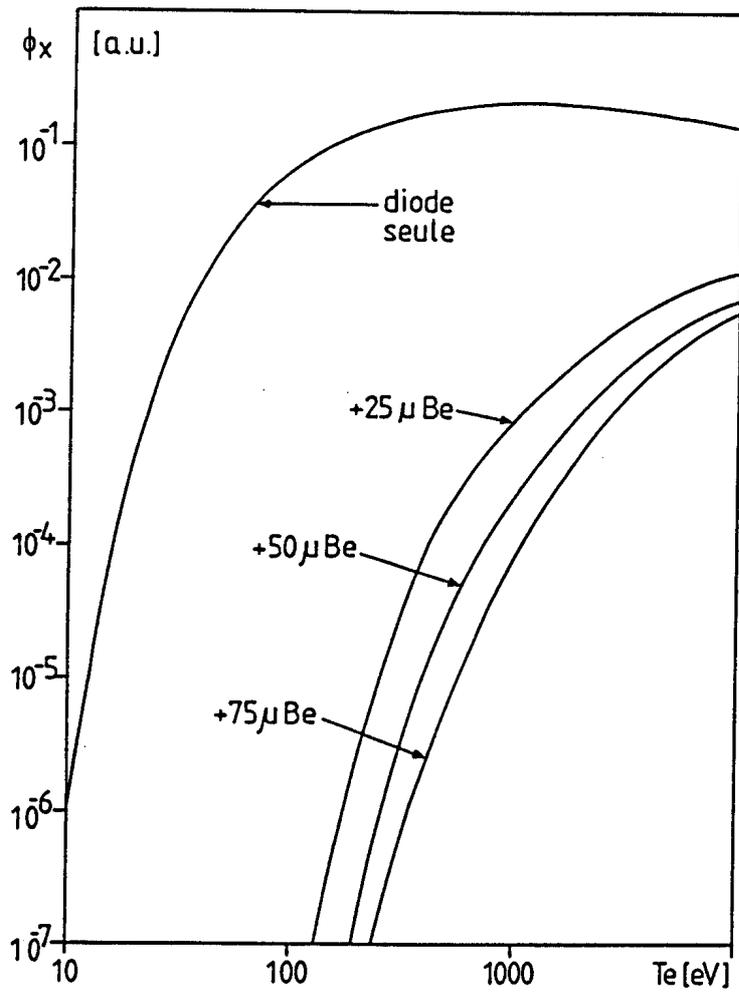


Figure 3-4 : calcul du flux-X détecté en fonction de la température du plasma, pour un plasma d'hydrogène pur et différentes configurations du système détecteur

$T_e$ [eV]	25 $\mu$ Be	75 $\mu$ Be	250 $\mu$ Be	625 $\mu$ Be
200	6.09	7.39	11.54	13.56
400	3.13	4.24	5.73	7.18
600	2.24	3.31	4.11	5.31
800	1.77	2.38	3.19	4.21
1000	1.48	1.99	2.74	3.55
1200	1.24	1.71	2.37	3.02
1500	1.06	1.43	2.01	2.62

Table 3-2 :  $\alpha(T_e)$  pour diverses valeurs de  $T_e$  et différentes épaisseurs d'absorbant en béryllium (calcul effectué pour un plasma d'hydrogène pur)

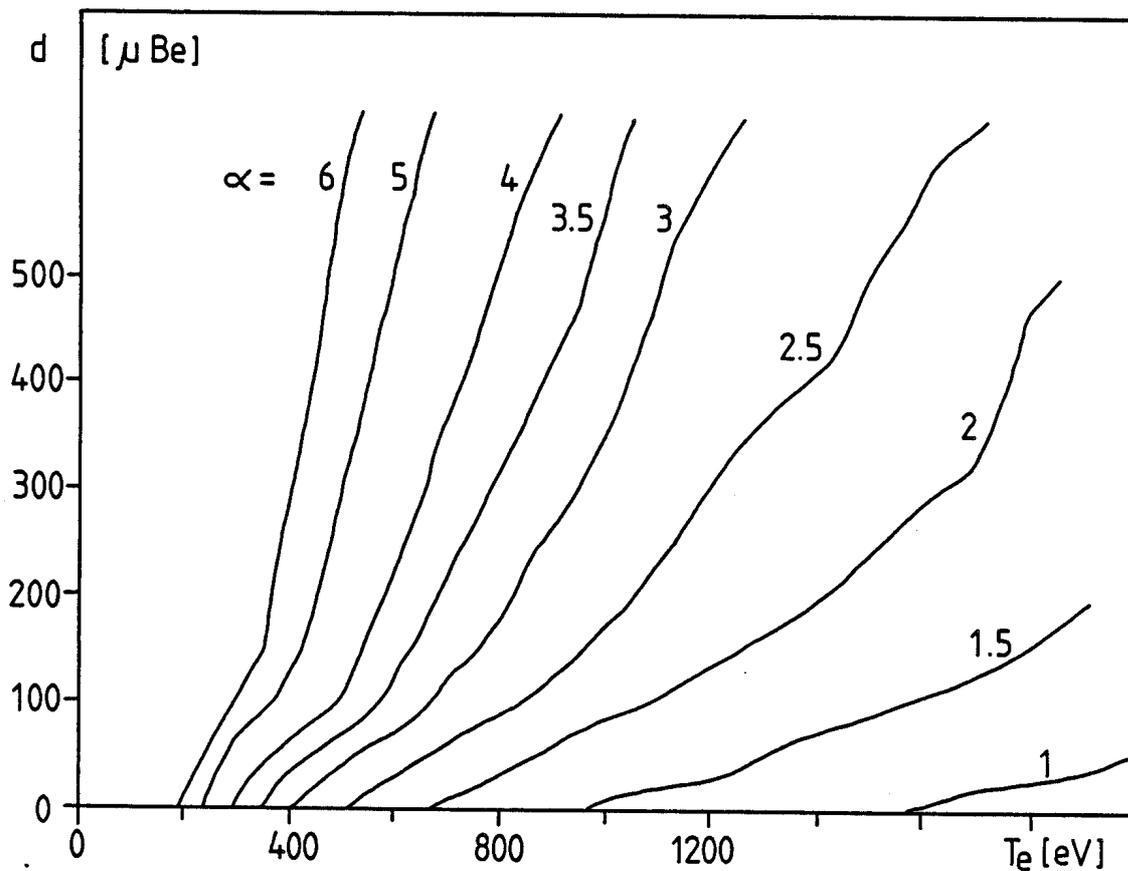


Figure 3-5 : valeurs de l'exposant  $\alpha(T_e)$  de l'équation 3-10 pour un plasma d'hydrogène pur, représentées dans le plan "d (épaisseur de l'absorbant en  $\mu\text{Be}$ ) -  $T_e$  (température en eV)"

### 3.2.5. Calibrations

La tension de polarisation ( $V_{\text{polar}}$ ) des diodes recommandée par le fabricant est + 120 V pour une première série achetée en 1979, et + 100 V pour une série acquise plus récemment (en 1986). Afin de déterminer s'il est possible, pour des raisons pratiques, de choisir une tension de polarisation identique pour toutes les diodes sans diminuer la qualité des mesures, la réponse des détecteurs pour différentes valeurs de  $V_{\text{polar}}$  a été comparée dans une série de plasmas reproductibles. La très faible dépendance mise en évidence entre les deux paramètres - résultat semblable à celui obtenu sur Alcatel A [Petrasso 1980] - suggère que la vitesse de dérive des porteurs de charge sature et que la sensibilité de la mesure n'augmente plus de façon significative au-delà d'une certaine tension de polarisation (typiquement environ 60 V dans TCA) [Knoll 1979]. La valeur de  $V_{\text{polar}}$  utilisée est + 80 V.

Une calibration relative des diodes de TCA a été réalisée en utilisant l'émission-X du plasma (une calibration absolue aurait nécessité une source à rayons-X de laboratoire [Petrasso 1980, Malacarne 1984]). A cette fin, les diodes ont été disposées successivement en trois configurations, de façon à ce que la réponse de chacune d'entre elles puisse être comparée, directement ou indirectement, à celle d'une diode choisie arbitrairement comme référence. Les facteurs de calibration relative ainsi obtenus varient entre  $\sim 0.93$  et  $\sim 1.09$  pour la première série de 12 diodes achetées en 1979, diodes provenant de deux barreaux de silicium. Les trois détecteurs plus récents, quant à eux, ont une réponse de 20-30 % plus élevée que la référence : c'est pourquoi, ils sont utilisés pour viser le bord du plasma, là où le flux-X est faible et où l'effet d'une sensibilité différente est petit. De façon générale, cette calibration s'est avérée être difficile à réaliser précisément, chaque changement de configuration des diodes impliquant une ouverture, donc une mise à la pression atmosphérique de la caméra. Les tests ont ainsi dû être étalés sur plusieurs jours, ce qui a posé des problèmes de reproductibilité du plasma. L'utilisation des facteurs de calibration n'amenant pas une amélioration marquée des résultats, il n'en est en général pas tenu compte.

### 3.2.6. Inversion d'Abel des profils

Le flux-X reçu par un détecteur est composé de la somme des émissions locales de tous les points du plasma le long de la corde de visée : c'est l'intégrale de ligne du profil d'émission. Si le flux-X est mesuré simultanément à plusieurs rayons du plasma, ou en d'autres termes, si le profil de flux intégré est connu, il est possible de reconstituer le profil d'émission locale à l'aide de l'inversion d'Abel. En effet, le flux détecté le long de la corde DD', caractérisée par le paramètre d'impact  $z$ , peut s'écrire (fig. 3-6) :

$$\phi_x(z) = \int_D^{D'} F(r) ds \quad (3-11)$$

où  $F(r)$  = profil d'émission locale,  $s = (r^2 - z^2)^{1/2}$  et  $ds = r dr / (r^2 - z^2)^{1/2}$ , d'où :

$$\phi_x(z) = 2 \int_z^a \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - z^2}} F(r) \quad (3-12)$$

L'émittance locale  $F(r)$  peut alors être déterminée à partir du profil de flux intégré, à l'aide de l'inversion d'Abel :

$$F(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^a \frac{d\phi_x}{dz} \frac{dz}{\sqrt{z^2 - r^2}} \quad (3-13)$$

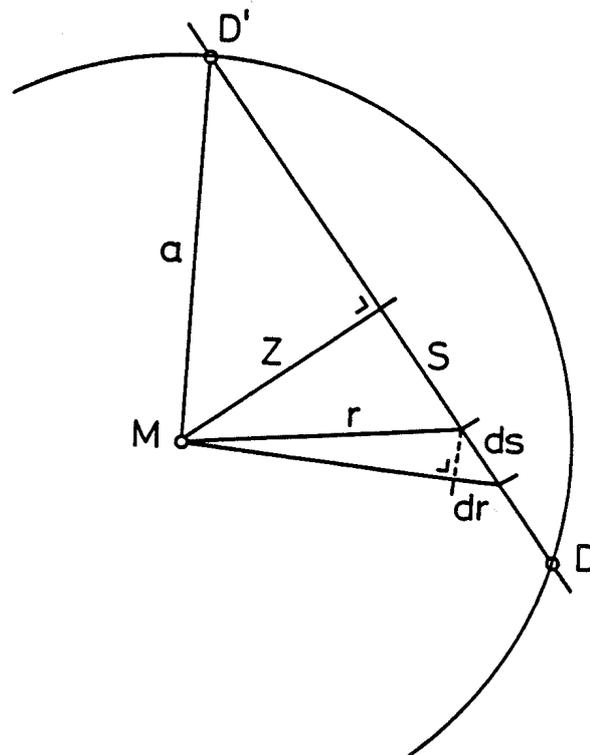


Figure 3-6 : définition des coordonnées pour le calcul de l'intégrale de ligne

L'utilisation de cette technique a pour inconvénients une amplification des erreurs de mesure expérimentales - à cause de la dérivée de  $\phi_x$  dans l'équation 3-13 - et une augmentation du temps de calcul. De nombreuses méthodes ont été proposées dans la littérature pour minimiser ces deux effets, ainsi que pour tenir compte d'éventuelles asymétries des profils.

Une de ces méthodes propose une approximation de l'équation de l'inversion d'Abel (éq. 3-13) par une relation algébrique [Pohl 1978, Park 1970], approximation particulièrement pratique pour simuler les effets de l'inversion sur des profils paraboliques. Ainsi, si  $\phi_x(z) = (1 - z^2/a^2)^b$ , alors :

$$F(r) = B \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{b-0.5} \quad (3-14)$$

$$\text{où } B = \frac{1}{2} \sqrt{1 + (b - 0.5) A}$$

$$\text{et } A = 1 + 0.273 \frac{b + 0.5}{b + 0.67}$$

La valeur du coefficient B est donnée dans le tableau 3-3 pour diverses valeurs de l'exposant b.

b	1	2	3	4	5	6
B	0.64	0.85	1.02	1.16	1.29	1.4

Table 3-3 : valeurs du coefficient multiplicatif B de l'équation 3-14 en fonction du piquage b

La figure 3-7a représente le cas  $b=4$ , où la courbe en traitillé est le profil  $\phi_x$  mesuré, et où les valeurs de l'inversion d'Abel calculées selon la formule analytique de Pohl (éq. 3-14) sont comparées à celles obtenues par la méthode numérique de Barr [Barr 1962] (qui est la méthode usuellement employée pour calculer les profils dans TCA et qui réduit l'inversion d'Abel à une multiplication des valeurs mesurées par une matrice de coefficients). Les deux techniques d'inversion donnent des résultats très comparables pour  $b < 10$  à 15, ce qu'illustre la figure 3-7b dans laquelle le rapport  $F_{\text{Barr}}(r=0) / F_{\text{Pohl}}(r=0)$  est représenté en fonction de b. De plus, il apparaît que les effets de l'intégration de ligne ne sont importants que lorsque le profil d'émittance locale est peu piqué (typiquement  $b < 3$ ). En d'autres termes, compte tenu des valeurs typiques du piquage qui sont mesurés expérimentalement (typiquement  $3.5 < b < 6.5$ , cf. § 4.1.1.), l'inversion d'Abel des profils de flux-X ne s'avère pas nécessaire si l'analyse des résultats est essentiellement qualitative.

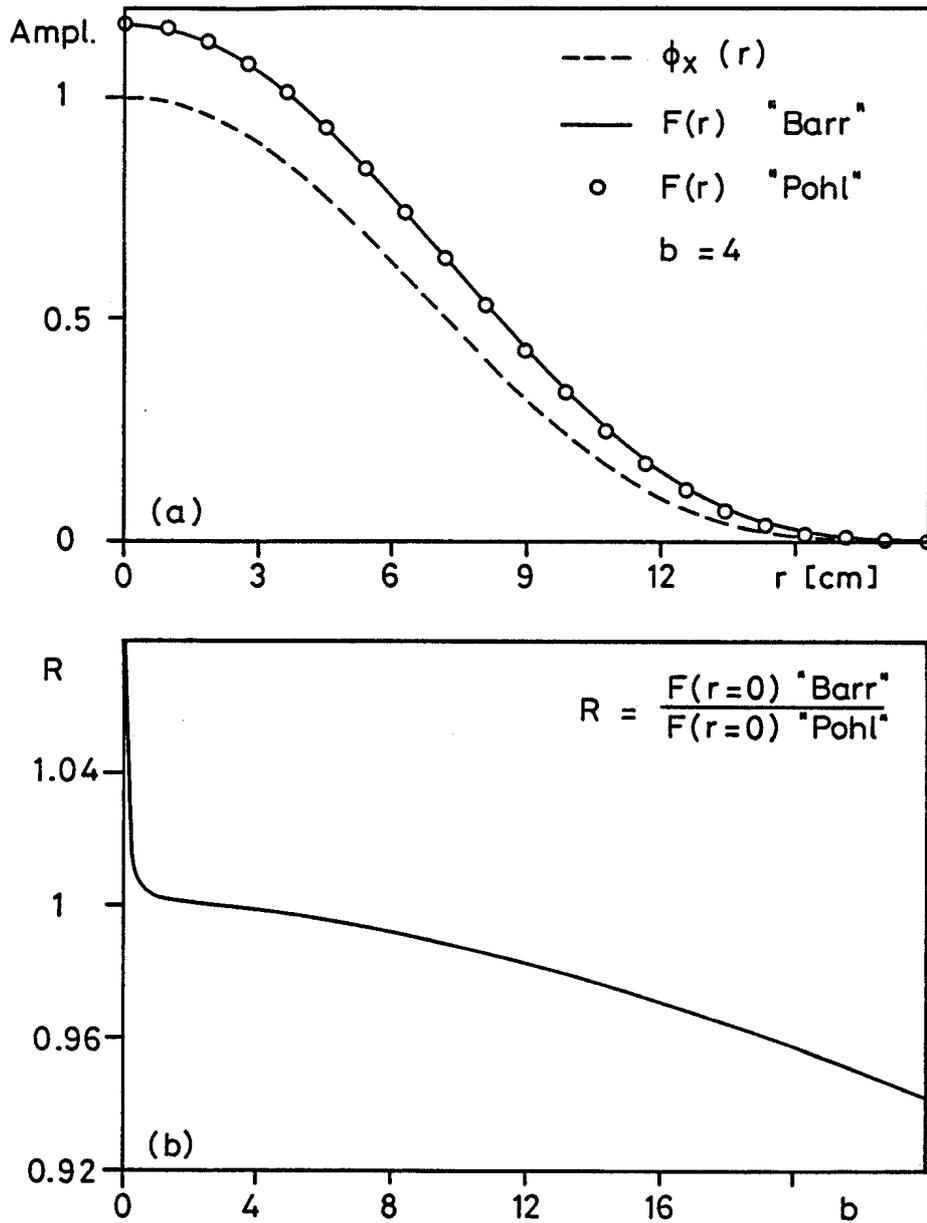


Figure 3-7 : (a) comparaison entre un profil intégré de la forme  $F(r)=(1-r^2/a^2)^4$ , et le profil local correspondant calculé par inversion d'Abel (ligne continue = méthode de Barr, cercles = méthode de Pohl)  
 (b) rapport des valeurs de  $F(r=0)$  obtenues par les deux méthodes, en fonction de  $b$

### 3.2.7. Domaines d'utilisation du diagnostic

Sur TCA et dans le cadre de ce travail, les diagnostics-X sont essentiellement utilisés pour étudier les disruptions internes et l'activité des modes MHD. Ils servent en plus à mesurer la température électronique, à étudier la rotation du plasma, à positionner le

plasma dans l'enceinte à vide (en centrant les maxima des profils vertical et horizontal) et à déterminer le coefficient de conductibilité thermique électronique [Appert 1987, TCA team 1987].

La mesure de la température électronique par la technique des absorbants, proposée par [Jahoda 1960], consiste à mesurer le rapport  $R_x$  entre les flux-X détectés à travers deux absorbants d'épaisseur ou de nature différentes. Dans un plasma dont la fonction de distribution des vitesses électroniques est maxwellienne, la température peut utilement s'approximer par une formule du type :

$$T_e \text{ [eV]} = \frac{A \text{ [eV]}}{(\ln R_x)^\varepsilon} \quad (3-15)$$

où  $R_x = \phi_{x1} / \phi_{x2} > 1$  et où  $A$  et  $\varepsilon$  sont des constantes qui dépendent du plasma et du système de détection. Les avantages de cette méthode sont essentiellement son excellente résolution temporelle, sa simplicité expérimentale, ainsi que l'absence, en première approximation, de dépendances sur la densité et la forme des profils de  $n_e$  et de  $T_e$  dans le plasma. De plus, seule une calibration relative des détecteurs est nécessaire. Cette technique donne de bons résultats qualitatifs, utiles à la conduite des expériences sur le tokamak, bien que sa mise en oeuvre soit délicate du point de vue quantitatif, à cause de sa sensibilité à la nature des impuretés présentes dans la décharge. C'est pourquoi le choix des épaisseurs et/ou des matériaux des absorbants devrait simultanément garantir une sensibilité maximale du diagnostic dans le domaine de  $T_e$  à mesurer et éviter les régions du spectre dans lesquelles apparaissent des raies de désexcitation. D'autre part, il faut déterminer la fonction instrumentale  $T_e = f(R)$  qui permet de calculer les valeurs de  $A$  et de  $\varepsilon$ . Cette fonction peut être approximée analytiquement en considérant un plasma d'hydrogène pur ou composé seulement d'ions complètement ionisés [Bogen 1968, Donaldson 1978, Smeulders 1979]. Mais dès qu'il s'agit de tenir compte des impuretés et de leur distribution dans le plasma, il faut recourir à des codes numériques complexes [par exemple Robouch 1973, Marty 1978, Smeulders 1979, Bardet 1980].

Pour TCA, cette fonction instrumentale a été calculée dans deux cas différents. Pour un plasma d'hydrogène pur, les résultats des codes XRAY [Adlam 1968] et EMX [Marty 1978, Smeulders 1979] sont comparables. Pour un plasma d'oxygène ou de fer complètement ionisé, le code EMX donne des coefficients de la fonction instrumentale qui sont proches de ceux du plasma d'hydrogène, ce qui est une preuve du choix judicieux des absorbants. En reportant les valeurs de  $\ln R_x$  en fonction de  $T_e$ , des valeurs typiques de  $A \cong 610$  eV et  $\varepsilon \cong 1.3$  ont été trouvées pour un plasma hydrogénique et un couple d'absorbants de 25 / 75  $\mu\text{m}$  Be. Ce diagnostic a permis de mettre en évidence une

augmentation notable de la température électronique pendant le chauffage par ondes d'Alfvén, augmentation linéaire avec la puissance RF, mais plus courte que la durée de l'impulsion de chauffage [de Chambrier 1982f, 1983, 1984c, Behn 1984]. Cependant, dès l'introduction dans la machine de limiteurs et d'antennes recouverts de TiC, TiN ou SiC (cf. § 3.1.3.3.), les raies de désexcitation du silicium et du titane sont devenues visibles sur les spectres X-mous (fig. 3-8), et ont eu pour conséquence l'affichage de températures X-mous ostensiblement trop élevées.

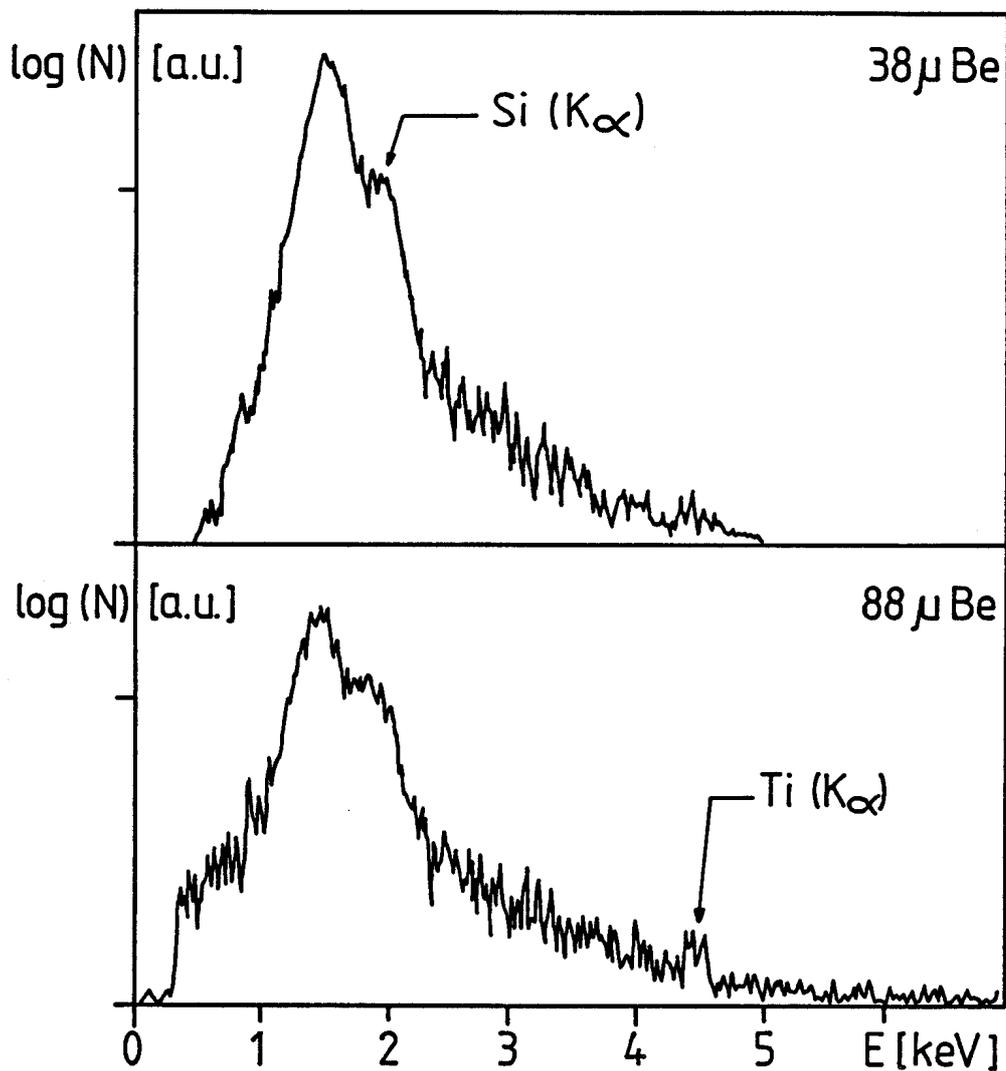


Figure 3-8 : spectres-X réalisés à l'aide du spectromètre à diode Si[Li], montrant la présence de silicium (à ~ 1800 eV) et de titane (à ~ 4500 eV) dans le plasma (décharges avec limiteurs SiC et antennes TiN)

Récemment, différents problèmes affectant la mesure de  $T_e$  par la méthode des absorbants ont été revus dans la littérature [Lopes Cardozo 1984]. De plus, divers auteurs ont proposé la technique des filtres passe-bande de Ross pour ajuster la fenêtre de mesure du diagnostic à une partie du spectre en énergie dépourvue de raies de désexcitation [Kiraly 1987, Weller 1985].

### 3.3. SONDES MAGNETIQUES

Le chapitre 5 fera mention de l'utilisation des sondes magnétiques de TCA pour déterminer les indices de modes (m,n) de l'activité MHD reliée au chauffage par ondes d'Alfvén. C'est pourquoi une rapide description de ce diagnostic est donnée ici. La réponse d'une sonde magnétique s'écrit :

$$V = N A \frac{dB}{dt} \quad (3-16)$$

où  $V$  est la tension délivrée par une bobine à  $N$  spires de surface  $A$ , pour une variation du champ magnétique  $dB/dt$ . Selon son utilisation, la géométrie de la sonde doit être un compromis entre une petite taille (pour les études de turbulence), un faible nombre de spires (la réponse en fréquence de la bobine dépend de  $1/N$ ) et un signal délivré raisonnable (c'est-à-dire des valeurs de  $N$  et/ou  $A$  grandes). Pour obtenir une tension à la sortie qui soit proportionnelle au champ magnétique et non à sa dérivée temporelle, un intégrateur RC passif est en général utilisé. Si la constante de temps de ce dispositif est de beaucoup inférieure à l'échelle de temps des variations de  $B$ , le signal délivré peut s'écrire [Lovberg 1965] :

$$V = \frac{N \cdot A}{R \cdot C} B \quad [V] \quad (3-17)$$

Le signal produit par les sondes dans TCA n'est pas intégré (la tension délivrée est donc proportionnelle à  $dB/dt$  et contient un terme en fréquence), mais passe dans un filtre passif à trois voies, qui fournit une composante "Mirnov" ( $< 40$  kHz), une composante "turbulence magnétique" (40-800 kHz) et une composante "Alfvén" ( $> 800$  kHz). Les sondes magnétiques de TCA sont disposées dans des tubes en céramique, situés à l'intérieur de la chambre à vide, en retrait des limiteurs et entre les groupes d'antennes pour le chauffage par ondes d'Alfvén. Cette configuration garantit une grande flexibilité, puisque de cette façon, les sondes sont accessibles en tout temps

pour modifier leur position ou leur orientation. Quant à l'utilisation de céramique pour le matériau des tubes, cela permet d'éviter l'effet de blindage d'une enveloppe métallique, le plasma résiduel étant maintenu à une distance suffisante pour rendre la capacité négligeable. Les emplacements des sondes sont les suivants (cf. figure 3-9) :

- (1) une sonde triple ( $b_r, b_\theta, b_\phi$ ) est située en  $\phi = 178.5^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$  (dite "b - SW")
- (2) une deuxième sonde multiple du même type se trouve en  $\phi = 357.5^\circ$  et  $\theta = 0^\circ$  (dite "b - NE")
- (3) deux séries de 5 sondes poloïdales  $b_\theta$  sont situées au-dessus ("H1 - H5") et en-dessous ("B1 - B5") du plasma en  $\phi = 65^\circ$ . Leur entre-axe est de 40 mm, d'où les coordonnées  $\theta$  suivantes :  $70^\circ, 80^\circ, 90^\circ, 100^\circ, 110^\circ, 250^\circ, 260^\circ, 270^\circ, 280^\circ$  et  $290^\circ (\pm 0.5^\circ)$

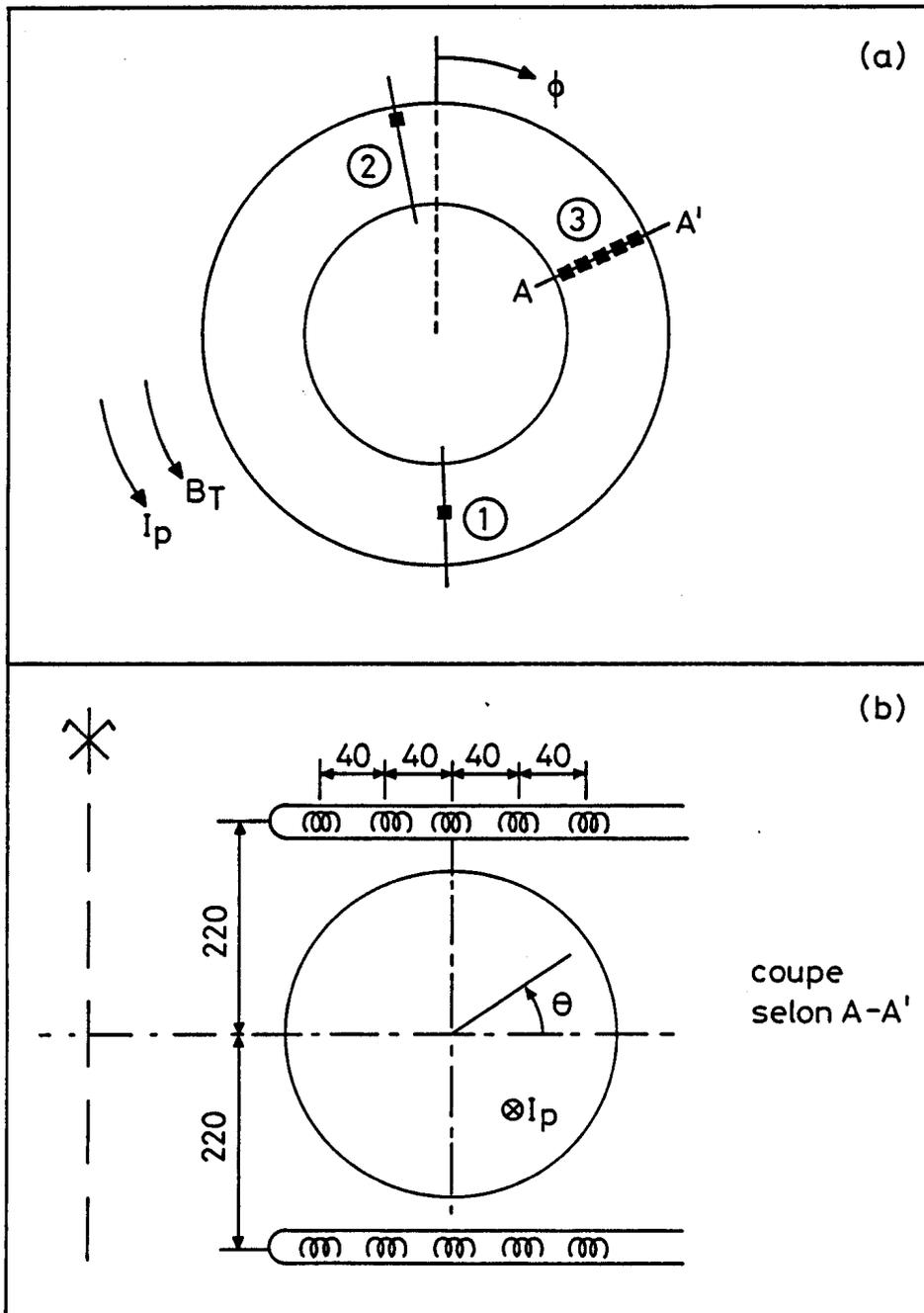


Figure 3-9 : (a) disposition des sondes magnétiques dans TCA : 1) sonde triple verticale, 2) sonde triple équatoriale et 3) 2x5 sondes haut/bas, dont le schéma plus détaillé est donné en (b)

## CHAPITRE 4

### 4. RESULTATS EN PHASE OHMIQUE

Depuis les premières observations de disruptions internes dans un tokamak, appelées aussi oscillations en dents-de-scie ou simplement "dents-de-scie" [Vershkov 1974, Smith 1975, von Goeler 1975, TFR group 1975], de nombreuses études, autant théoriques qu'expérimentales, leur ont été consacrées. Avec l'avènement de tokamaks de plus en plus grands et de chauffages auxiliaires de plus en plus puissants, ces études portent actuellement surtout sur la stabilisation des dents-de-scie et la compréhension des phénomènes. Néanmoins, malgré toutes les tentatives de caractérisation et d'explication, les disruptions internes restent mal comprises. Il paraît donc opportun, dans un premier chapitre, de décrire les oscillations en dents-de-scie et les phénomènes reliés, tels qu'ils sont observés par le diagnostic X-mous pendant le chauffage ohmique du plasma dans TCA, avant de décrire l'influence du chauffage additionnel.

#### 4.1. DENTS-DE-SCIE

##### 4.1.1. Phénoménologie

Les dents-de-scie sont caractérisées par des oscillations asymétriques et répétitives qui se superposent à la composante continue du flux X-mous et à d'autres signaux. Au centre du plasma, une telle oscillation est composée de deux phases, qui lui confèrent la forme caractéristique d'une dent-de-scie : une lente augmentation du flux, d'une durée typique de 0.5 - 2 ms dans TCA, qui est suivie d'une chute rapide, dont la durée typique d'environ 20 - 50  $\mu$ s représente entre 1 et 10 % du temps de montée. A l'extérieur d'un certain rayon, appelé rayon d'inversion ( $r_{inv}$ ) et relié à la position  $r_{q=1}$  de la surface  $q=1$ , les oscillations ont une phase inversée par rapport à celles du centre et sont caractérisées par une montée rapide du flux, suivie d'une lente décroissance (fig. 4-1). A l'échelle de temps lente de cette figure, la relaxation apparaît de façon quasi-simultanée partout dans le plasma, suggérant la structure  $m=0$ ,  $n=0$  bien connue du phénomène. Récemment cependant, divers résultats expérimentaux ont infirmé cette image : des traces d'arcage à structure  $m=1$ ,  $n=1$  observées sur les parois du tokamak T-10 [Alexander 1984], la

découverte sur JET d'une activité magnétique rapide  $n=1$  de la relaxation des dents-de-scie [Duperrex 1985a, 1985b], ainsi que l'analyse tomographique à haute résolution temporelle des profils d'émission X-mous sur JET [Gill 1986] ont révélé le caractère  $m=1, n=1$  asymétrique de la disruption interne.

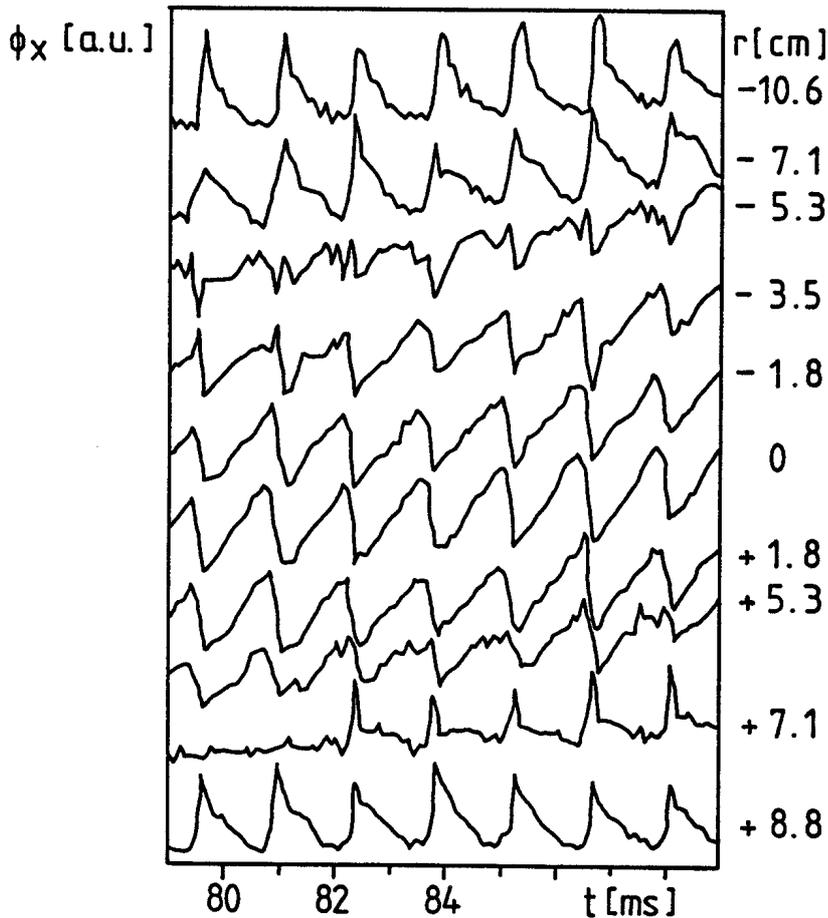


Figure 4-1 : flux-X à différents rayons dans le plasma, montrant l'inversion des dents-de-scie (l'amplitude des traces est normalisée) (# 25517,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=3-5.5$ , D2, limiteurs SiC)

#### 4.1.1.1. Profils du flux-X

L'effet des relaxations est parfaitement visible sur les profils du flux-X construits à partir des visées multiples de la caméra-X. La lente augmentation du flux central correspond à un piquage du profil, alors que la relaxation l'élargit. Un exemple de l'évolution temporelle de ces profils dans une décharge typique est montrée à la figure 4-2a. La même information est représentée sous forme de courbes de niveau à la figure 4-2b.

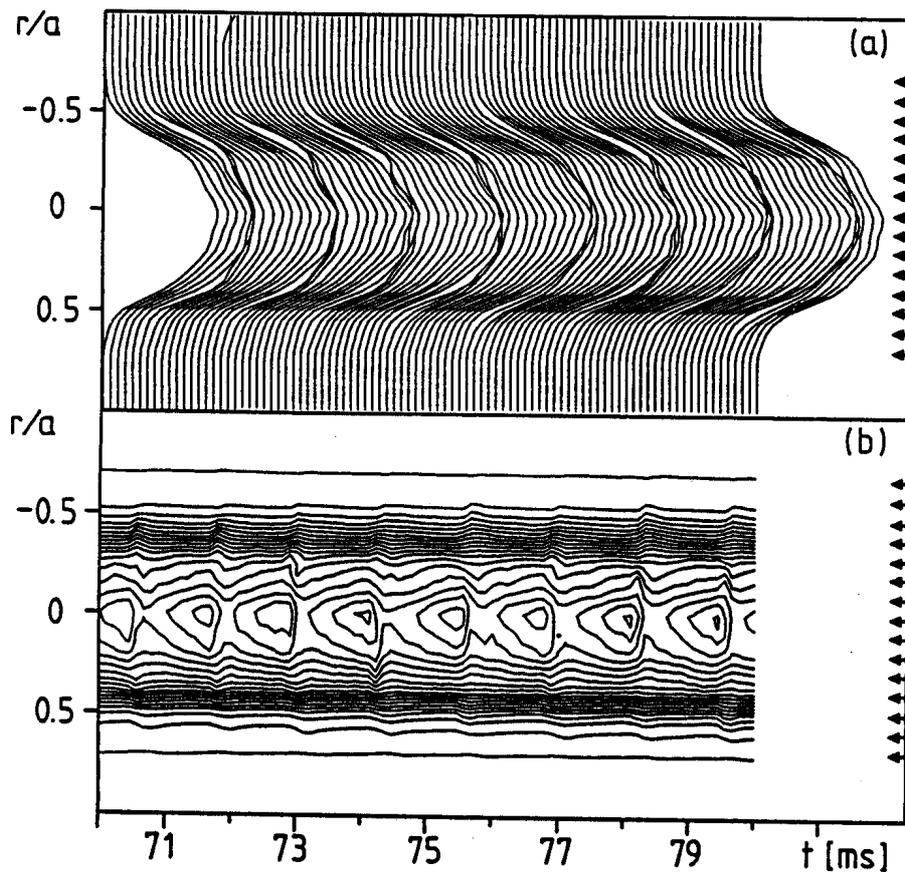


Figure 4-2 : (a) évolution temporelle des profils du flux-X, (b) représentation sous forme de courbes de niveau iso-flux-X (les flèches indiquent les emplacements des détecteurs) (même décharge que fig. 4-1)

L'observation détaillée de l'évolution du profil X-mous pendant une dent-de-scie (fig. 4-3), montre clairement l'aplatissement et l'élargissement du profil, liés aux différentes phases de la relaxation. L'oscillation "pivot" autour du rayon d'inversion  $r_{inv}$  - qui se situe à un peu plus de 6 cm ici - et affecte essentiellement la partie centrale du plasma : c'est pour cela que les dents-de-scie sont également appelées "disruptions internes".

#### 4.1.1.2. Piquage des profils

Si l'on modélise le profil du flux-X au voisinage du centre du plasma par :

$$\Phi_x = \Phi_0 \exp\left(-p \frac{(r - \delta)^2}{(a - \Delta H)^2}\right) \quad (4-1)$$

a étant le petit rayon du plasma et  $\Delta H$  étant le décentrement de la surface de flux en contact avec le limiteur, il est possible de calculer l'indice de piquage  $p$  du profil et le déplacement  $\delta$  du centre du profil, à l'aide des signaux de trois détecteurs [Launois 1978]. En effet, si  $\Phi^0$  est le flux le long de la visée centrale, et si  $\Phi^-$ ,  $\Phi^+$  sont les flux le long de deux cordes à distance  $r_0$  de part et d'autre du centre, alors en définissant  $A \equiv \Phi^- / \Phi^0$  et  $B \equiv \Phi^+ / \Phi^0$ , il est possible d'écrire :

$$p = - \frac{(a - \Delta H)^2}{2 r_0^2} \ln (AB) \quad (4-2)$$

$$\delta = \frac{r_0}{2} \frac{\ln (A/B)}{\ln (AB)} \quad (4-3)$$

Pour des raisons de stabilité numérique aux déplacements, le modèle gaussien est préféré au modèle parabolique pour le calcul de  $p$  et  $\delta$ . Le résultat est évidemment d'autant plus précis que le rapport  $\delta/r_0$  est petit.

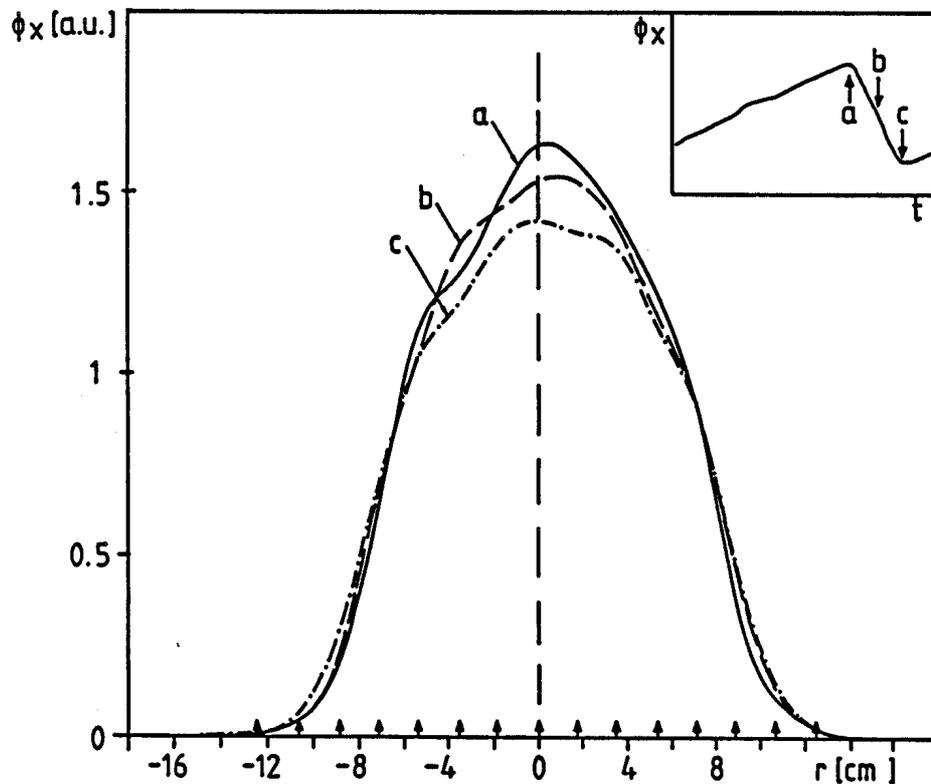


Figure 4-3 : "splines" cubiques sur le profil X-mous brut pendant une disruption interne (les flèches indiquent les emplacements des détecteurs) (même décharge que fig. 4-1)

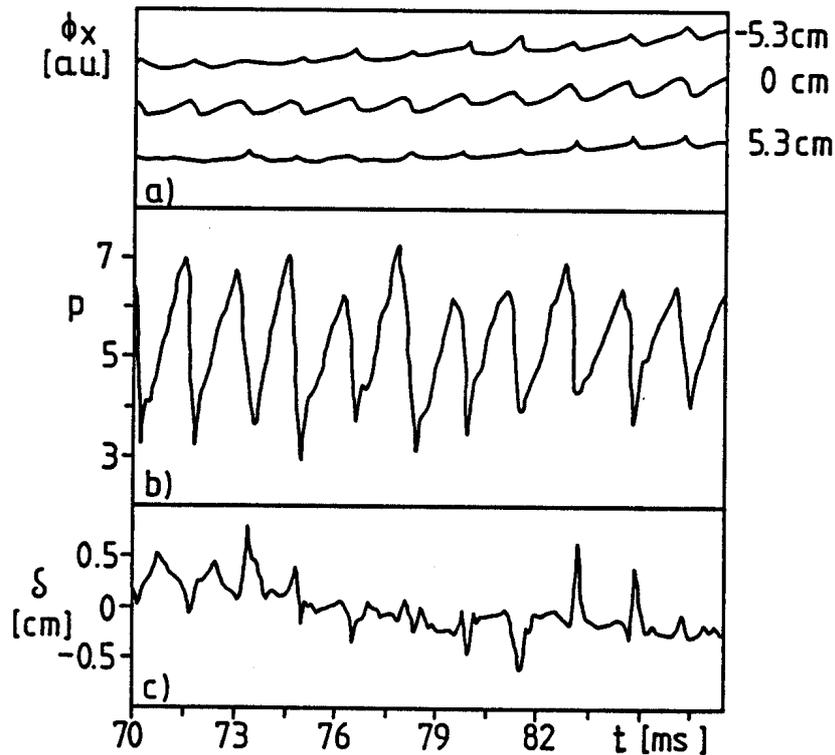


Figure 4-4 : (a) traces du flux-X mous utilisées pour calculer (b) l'indice de piquage et (c) la position verticale du centre du profil de flux (# 17110,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=4.9$ ,  $H_2$ , limiteurs C)

La figure 4-4 montre l'évolution typique de  $p$  et de  $\delta$ , calculés à partir des flux émis aux rayons 0 et  $\pm 5.3$  cm. Les deux diodes extérieures visant à peu près le rayon d'inversion, c'est la zone à l'intérieur de la surface  $q=1$  qui est caractérisée. Une première constatation est l'évidente similitude qualitative entre le flux-X central et le piquage du profil. Pendant la phase de régénération de la dent-de-scie, le profil se pique, alors qu'il s'élargit notablement lors de la relaxation. En utilisant les paramétrisations standard :

$$n_e = n_e(0) \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)^\kappa$$

$$T_e = T_e(0) \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)^\tau$$

il est possible de relier les piquages du profil de température ( $\tau$ ) et de densité ( $\kappa$ ) à celui du profil de flux-X ( $p$ ) (la parabole étant le premier terme du développement en puissance de l'exponentielle, les deux formes de paramétrisation sont équivalentes pour  $r/a \ll 1$ ). Comme de plus (cf. § 3.2.4.) :

$$\Phi_x \cong n_e^2 T_e^\alpha f(Z_{\text{eff}}, Z_i)$$

où  $\alpha = \alpha(T_e)$  et  $f(Z_{\text{eff}}, Z_i) \cong \text{cte}$ , le piquage du profil de température peut s'approximer par :

$$\tau = \frac{p - 2\kappa}{\alpha} \quad (4-4)$$

La valeur minimale de  $p$  mesurée pendant une dent-de-scie sur la figure 4-4 est  $p \sim 3.5$ . D'autre part, le piquage  $\kappa$  du profil de densité vaut typiquement  $\kappa \cong 1.1 \pm 0.2$  [de Chambrier 1984e, Moret 1985]. Le piquage  $\tau$  du profil de température, approximé par la relation 4-4, ne tombe donc jamais à zéro, ce qui signifie que ce profil n'est pas totalement aplati par la disruption interne, observation confirmée par exemple sur T-10 [Sillen 1986], mais contredite sur TFR [TFR group 1980b] et sur JET [Campbell 1985].

L'évolution de la position verticale du centre du profil de flux-X est clairement visible sur cette figure, indiquant un déplacement maximal au cours d'une dent-de-scie de l'ordre de 0.5 cm (les amplitudes des pics sont parfois surestimées, à cause des effets simultanés d'un échantillonnage insuffisant et du multiplexage de l'acquisition). L'amplitude du mouvement vertical de l'axe magnétique au cours des disruptions internes est donc presque d'un ordre de grandeur plus faible que le rayon de la surface  $q=1$ . En d'autres termes, à l'échelle de temps lente de l'observation, la position verticale du plasma est peu affectée.

#### 4.1.2. Amplitude relative

L'amplitude relative  $\Delta A_{st}/A$  des disruptions internes est définie par le quotient du niveau oscillant  $\Delta A_{st}$  et du niveau moyenné  $A$  du signal X-mous (cf. fig. 4-5; la notation " $\Delta A_{st}/A$ " est équivalente à " $\Delta \Phi_x/\Phi_x$ ", tout en étant spécifiquement utilisée pour les oscillations en dents-de-scie). Dans la représentation habituelle, c'est-à-dire définie positive partout, la structure radiale de  $\Delta A_{st}/A$  a l'allure caractéristique en W mise en évidence en 1974 déjà [von Goeler 1974], avec un maximum au centre du plasma, un minimum à la position du rayon d'inversion  $r_{inv}$  et un second maximum plus à l'extérieur. Une autre représentation est obtenue en donnant un signe aux valeurs de  $\Delta A_{st}/A$ , selon la phase des dents-de-scie (fig. 4-6) : elle permet d'interpoler le rayon d'inversion  $r_{inv}$ , qui vaut ici environ 6 cm. Les barres d'erreur sur les valeurs de  $\Delta A_{st}/A$  sont déterminées par le fait que les mesures sont moyennées sur typiquement trois dents-de-scie.

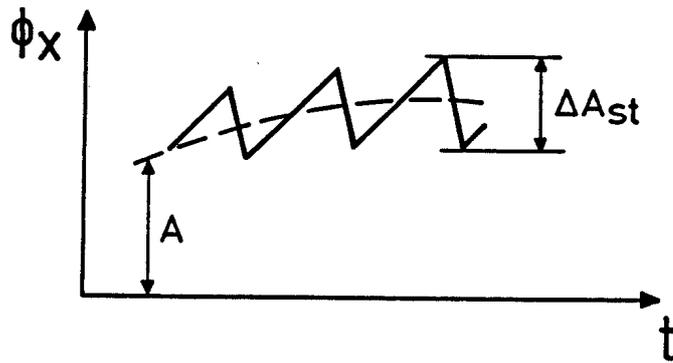


Figure 4-5 : principe de la détermination de l'amplitude relative  $\Delta A_{st}/A$  des dents-de-scie

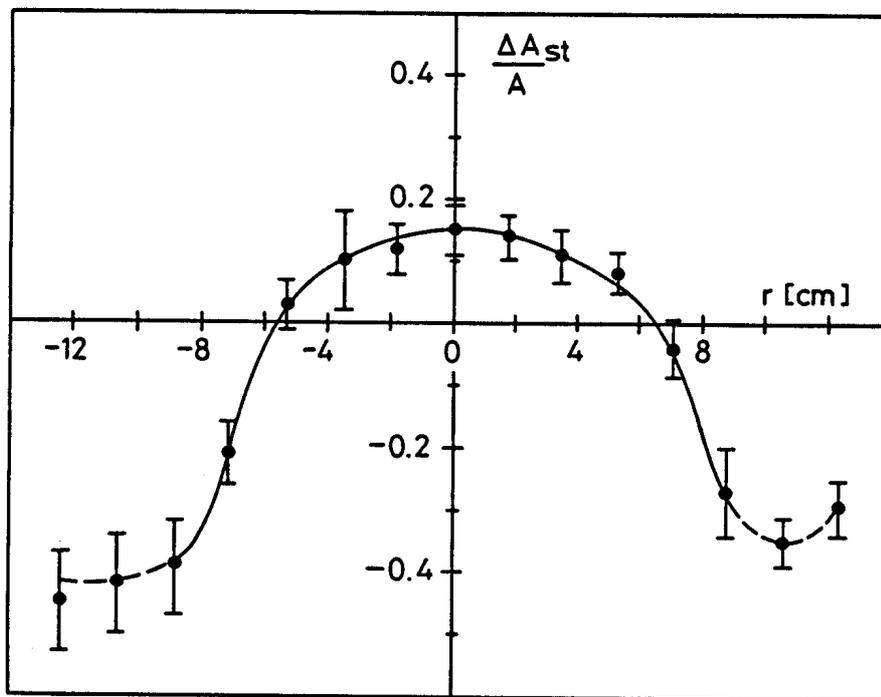


Figure 4-6 : forme caractéristique du profil de  $\Delta A_{st}/A$ . Le rayon d'inversion  $r_{inv}$  se situe vers 6 cm (#25517,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=4$  @ 80 ms, D2, limiteurs SiC)

Des disruptions internes sont vues dans Alcator pour  $q(a) < 7$  [Gomez 1986] et dans TFR pour  $q(a) \leq 12$  [TFR group 1977], alors que dans Doublet III, la limite est moins nette [Pfeiffer 1895]. Dans TCA, deux séries de décharges ohmiques dans le deutérium, à deux valeurs du champ magnétique torique, ont été mises à profit pour établir la figure 4-7. Les valeurs de  $\Delta A_{st}$  sont obtenues en filtrant ( $f < 4$  kHz), puis redressant électroniquement le signal du flux-X,  $\Delta A_{st}/A$  donnant l'amplitude des dents-de-scie dans le plasma (en unités arbitraires). Les valeurs du facteur de sécurité au limiteur  $q(a)$  sont celles pour un plasma cylindrique; dans le cas de TCA, le facteur de correction torique vaut typiquement ( $\beta_p=0.5$ ,  $l_1=1.2$ ) :

$$1 + \frac{a^2}{R^2} \left( 1 + \frac{(\beta_p + 1/2)^2}{2} \right) = 1.14 \quad \rightarrow \quad q_{\psi} \equiv 1.14 q(a)$$

Dans le cas étudié, qui correspond à la présence dans la machine de limiteurs en carbone (C) recouverts de carbure de silicium (SiC), la limite supérieure d'existence des dents-de-scie se situe aux environs de  $q(a)=4.3$ . Cette limite est liée au profil de courant, qui dépend de la pureté du plasma, puisque des dents-de-scie ont encore pu être observées à  $q(a)=6.5$  avec des limiteurs en carbone pur (fig. 4-8).

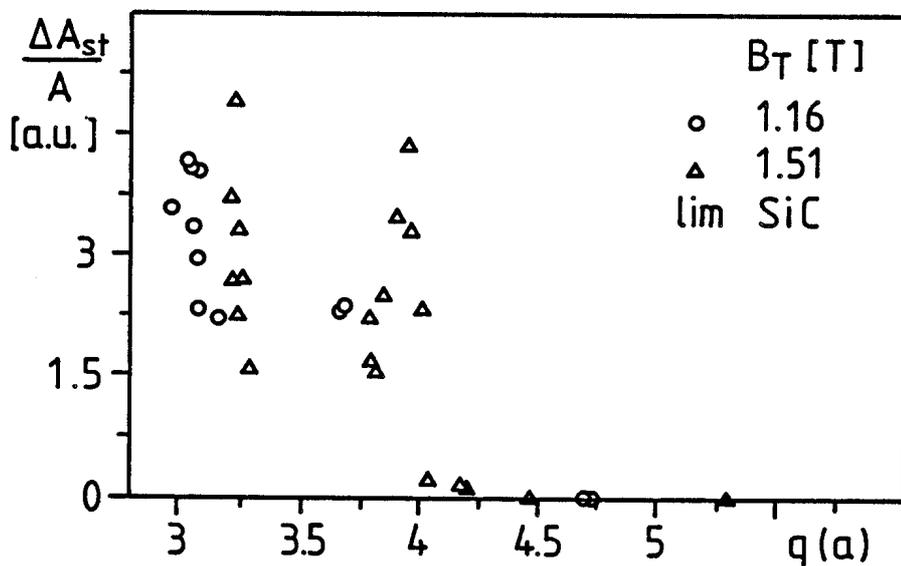


Figure 4-7 : amplitude relative des dents-de-scie en fonction de  $q(a)$ , pour différentes valeurs du champ magnétique torique (décharges en phase ohmique,  $D_2$ , limiteurs SiC)

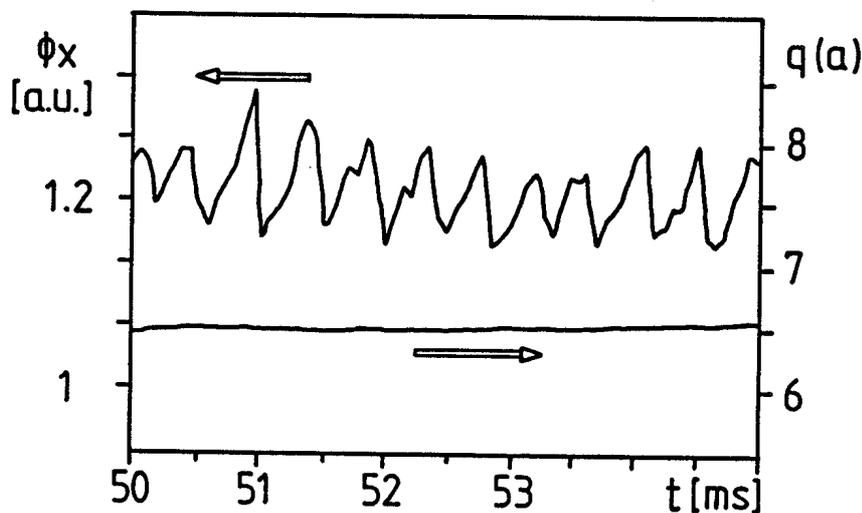


Figure 4-8 : existence de dents-de-scie pour des valeurs de  $q(a)$  élevées (# 29029,  $B_T=1.5 T$ ,  $q_a=6.5$ ,  $\bar{n}_{e19}=2$ ,  $D_2$ , limiteurs C)

Il est possible d'estimer la température du plasma nécessaire à l'existence des dents-de-scie, selon une idée suggérée par [Jahns 1978]. En effet :

$$q(r) = \frac{r}{R} \frac{B_T}{B_\theta(r)} \quad (4-5)$$

$$E = \eta j \quad (4-6)$$

$$V_L = E 2\pi R \quad (4-7)$$

où  $E$  est le champ électrique torique,  $j$  est la densité de courant torique,  $\eta$  est la résistivité et  $V_L$  est la tension par tour au limiteur. La valeur de  $j(r)$  au centre (i.e.  $j_0$ ) peut être reliée à  $V_L$ , en supposant le champ électrique torique constant sur le diamètre du plasma :

$$j_0 = \frac{V_L}{2\pi R \eta} \quad (4-8)$$

Le champ poloïdal généré par un conducteur rectiligne infini s'écrit :

$$B_\theta(r) = \mu_0 \frac{I(r)}{2\pi r}$$

où le courant total dans le conducteur s'écrit :

$$I(r) = 2\pi \int_0^r j(r') r' dr'$$

En utilisant un profil typique de la forme  $j(r) = j(0) (1 - (r/a)^2)^\nu$ , en calculant ainsi  $I$  et  $B_\theta$ , en remplaçant ces valeurs dans la formule de  $q$  (éq. 4-5), puis en développant en série cette expression, il vient :

$$q(r) = q(0) \left(\frac{r}{a}\right)^2 (\nu + 1) \left(1 - \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)^{\nu+1}\right)^{-1}$$

donc en particulier :

$$q(0) = 2 B_T / \mu_0 R j(0) \quad (4-9)$$

A l'aide de la condition d'existence des dents-de-scie (i.e.  $q(0) = 1$ ) et de l'équation 4-8, cette relation devient :

$$q(0) = \frac{4 \pi}{\mu_0 V_L} B_T \eta = 1 \quad (4-10)$$

En employant finalement pour  $\eta$  l'expression habituelle de la résistivité de Spitzer [Chen 1984] :

$$\eta_{//} = 5.2 \cdot 10^{-5} \frac{Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} \quad [\Omega \text{ m}] \quad (4-11)$$

il est possible de calculer la température minimale au centre nécessaire à l'apparition des dents-de-scie :

$$T_e [\text{eV}] = \left( 520 Z B_T \ln \Lambda / V_L \right)^{2/3} \quad (4-12)$$

Pour des valeurs typiques  $B_T=1.5 \text{ T}$ ,  $\ln \Lambda \cong 15$ ,  $Z=2$  et  $V_L \cong 1.8 \text{ V}$ , cette limite de température vaut  $T_e \cong 550 \text{ eV}$ , limite qui semble plausible, mais qu'il est difficile de comparer à des valeurs expérimentales, car il n'y a pas de mesure continue absolue de  $T_e$  pendant les décharges dans TCA.

La détermination de limites d'apparition des dents-de-scie permet d'estimer de façon approximative un autre paramètre important du plasma : le piquage du profil de courant. En effet, si  $j(r)$  est supposé de la forme  $j(r) = j(0) (1 - (r/a)^2)^\nu$ , alors :

$$\frac{q(a)}{q(0)} = \nu + 1 \quad (4-13)$$

Pour des valeurs limites de  $q(a)$  égales à respectivement 4.3 et 6, et une valeur de  $q(0)=1$ , le piquage de  $j(r)$  vaut respectivement 3.3 et 5. Comme  $j \sim T_e^{3/2}$ , et donc que  $\tau \sim 2/3 \nu$ , le piquage du profil de température peut être estimé valoir respectivement 2.2 et 3.3. Ces chiffres sont comparables aux valeurs déterminées expérimentalement à l'aide du diagnostic par diffusion Thomson, c'est-à-dire  $\tau \cong 2.2$  en phase ohmique (piquage mesuré sur un profil de  $T_e$  construit à raison d'un point par décharge).

#### 4.1.3. Oscillation $m=1$

L'analyse temporelle détaillée du flux-X émis à proximité du rayon d'inversion permet souvent de mettre en évidence une oscillation sinusoïdale superposée à l'oscillation en dents-de-scie. Le profil de l'amplitude de ce mode a une forme caractéristique en M,

avec un minimum au centre du plasma, un maximum près du rayon d'inversion et une rapide décroissance plus à l'extérieur [von Goeler 1974]. Cette oscillation est attribuée à la rotation, devant les lignes de visée des détecteurs et dans le sens de la dérive diamagnétique des électrons, de régions du plasma alternativement plus chaudes et plus froides, correspondant à une perturbation ("îlot")  $m=1, n=1$ . Le sens de rotation de la phase du mode - dans le sens diamagnétique électronique - est déterminé à partir des signaux des caméras-X horizontale et verticale (fig. 4-9).

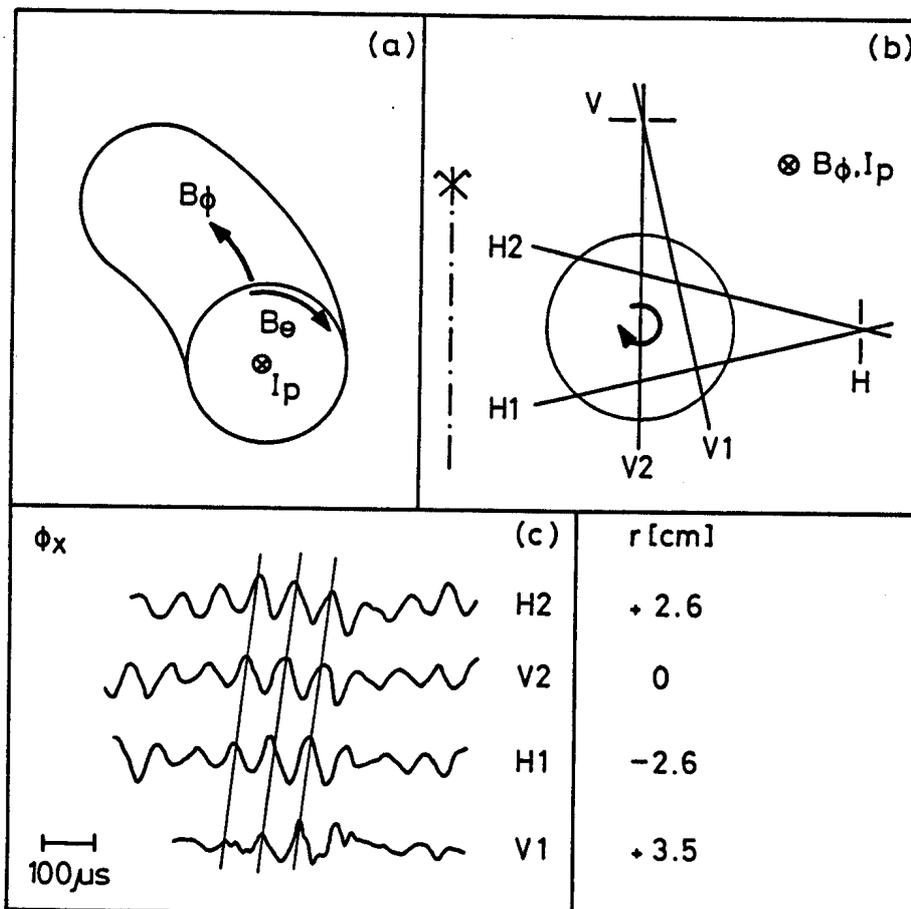


Figure 4-9 : détermination du sens de rotation de la phase du mode  $m=1$  devant les détecteurs X-mous : (a) et (b) configurations du plasma et des systèmes détecteurs (H et V situés dans le même plan poloidal), (c) oscillation  $m=1$  sur le flux-X montrant une rotation dans le sens de la dérive diamagnétique électronique (# 11730,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.9$ ,  $\bar{n}_{e19}=2.2$ , H2, limiteurs TiC)

En général, l'amplitude de ces oscillations augmente pendant la croissance de la dent-de-scie, pour atteindre son maximum à l'instant de la relaxation, c'est-à-dire de la brusque chute du flux. C'est sur cette base que Kadomtsev proposa un modèle

heuristique pour les disruptions internes, dit de reconnection totale (cf. chapitre 2) [Kadomtsev 1975]. La figure 4-10 montre un exemple de telles oscillations  $m=1$  superposées aux dents-de-scie, ainsi que les voit la diode centrale de la caméra-X verticale " $\Delta H$ " (la diode voyant environ 8 % du diamètre du plasma, autour du centre). L'amplitude du mode croît clairement à l'approche de la relaxation, et sa fréquence vaut environ 10 kHz. Les premiers observateurs assimilèrent ces oscillations à une rotation poloïdale du plasma, confortés dans leur interprétation par le fait que la fréquence observée est étonnement proche de la fréquence diamagnétique électronique [von Goeler 1974]. Ainsi, la formule simplifiée proposée par Jahns et al. [Jahns 1978] :

$$\omega_{De}^* \cong \frac{T_e}{B_T r_{inv}^2} \quad (4-14)$$

appliquée aux valeurs typiques des paramètres d'un plasma dans TCA, conduit à  $f_{De}^* \cong 13$  kHz. Diverses observations ultérieures ont cependant montré que la rotation est à dominance torique et que l'apparent mouvement poloïdal résulte du défilement de la structure hélicoïdale du plasma devant les détecteurs. Cette interprétation est d'ailleurs d'autant plus plausible qu'une rotation poloïdale, c'est-à-dire au travers du gradient du champ magnétique, nécessite un travail plus important qu'une rotation torique. Divers modèles numériques montrent d'ailleurs qu'à un petit mouvement poloïdal doit correspondre un grand mouvement torique [Semenzato 1984].

Un doublement de la fréquence du mode  $m=1$  apparaît sur certaines traces X-mous lorsque l'amplitude de l'oscillation est suffisamment grande (fig. 4-10). Ce phénomène peut être expliqué de la façon suivante : l'oscillation de l'îlot  $m=1$  déplace légèrement la partie centrale du profil d'émission (ou "point chaud"). Lors de chaque rotation apparente du plasma de  $2\pi$ , l'effet de "came" ainsi produit provoque un double passage du "point chaud" devant le détecteur, et donc un doublement de la fréquence [Sauthoff 1979, Dubois 1980a]. Dans cette description, le phénomène est visible dans une région approximativement égale à l'épaisseur de l'îlot, ce qui peut permettre d'estimer la taille de cet îlot, pour autant qu'elle soit supérieure à la distance inter-diodes (soit environ 1.8 cm).

La figure 4-10 appelle deux autres remarques :

- souvent, les oscillations  $m=1$  ou "précurseurs" ne sont pas visibles au moment de la disruption interne, que ce soit dans TCA ou dans d'autres tokamaks [TFR group 1976, Campbell 1985]. Sur TFR [Dubois 1980a], la taille de l'îlot  $m=1$  au moment de la

disruption interne varie entre  $1/6 r_{q=1}$  et  $3/4 r_{q=1}$ , avec  $\sim 1/3 r_{q=1}$  comme valeur typique. Ces observations sont clairement en contradiction avec le modèle de reconnection totale, qui postule un envahissement progressif de toute la région centrale du plasma par l'îlot  $m=1$

- dans certains cas, les oscillations  $m=1$  ne disparaissent pas complètement avec la disruption interne et forment des "successeurs" à la relaxation. Nettement visibles sur la figure 4-10, ces oscillations avaient déjà été mentionnées en 1976 [TFR group 1976]

Ces observations ont motivé l'avènement de modèles de la dent-de-scie dans lesquels l'îlot  $m=1$  n'est pas directement responsable de la relaxation ou, du moins, ne l'est pas selon le principe de l'envahissement total postulé par les modèles de reconnection.

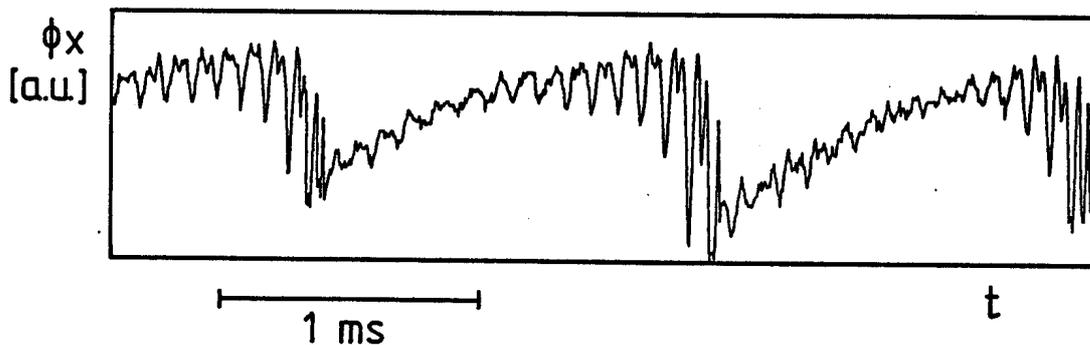


Figure 4-10 : dents-de-scie avec oscillations  $m=1$  superposées (visée verticale à prédominance centrale) (# 22683,  $B_T=1.5 T$ ,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=9$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC)

#### 4.1.4. Diffusion de la chaleur

Les disruptions internes produisent des perturbations périodiques du profil de température, et donc de l'équilibre du plasma. Ces perturbations sont bien localisées dans le temps et dans l'espace et se présentent sous la forme de la propagation d'un "front" (ou d'une "bouffée") de chaleur du centre vers l'extérieur du plasma. L'étude de cette propagation permet de déterminer un coefficient de conductibilité thermique des électrons dans la région parfois appelée "région de confinement" de la décharge (typiquement  $1/3 < r/a < 2/3$ ).

La figure 4-11 montre sur une échelle de temps très dilatée le flux X-mous mesuré à différents rayons dans le plasma. A l'intérieur du rayon d'inversion, les dents-de-scie ont toutes un comportement semblable, alors qu'à l'extérieur elles se distinguent par un retard et un élargissement temporel qui croissent avec  $r^2$ . Ces propriétés sont typiques du caractère diffusif de la relaxation au-delà d'un certain rayon et justifient, au moins dans une première approche, l'application d'un modèle de diffusion thermique pour déterminer le coefficient de conductibilité thermique des électrons  $\chi_e$ .

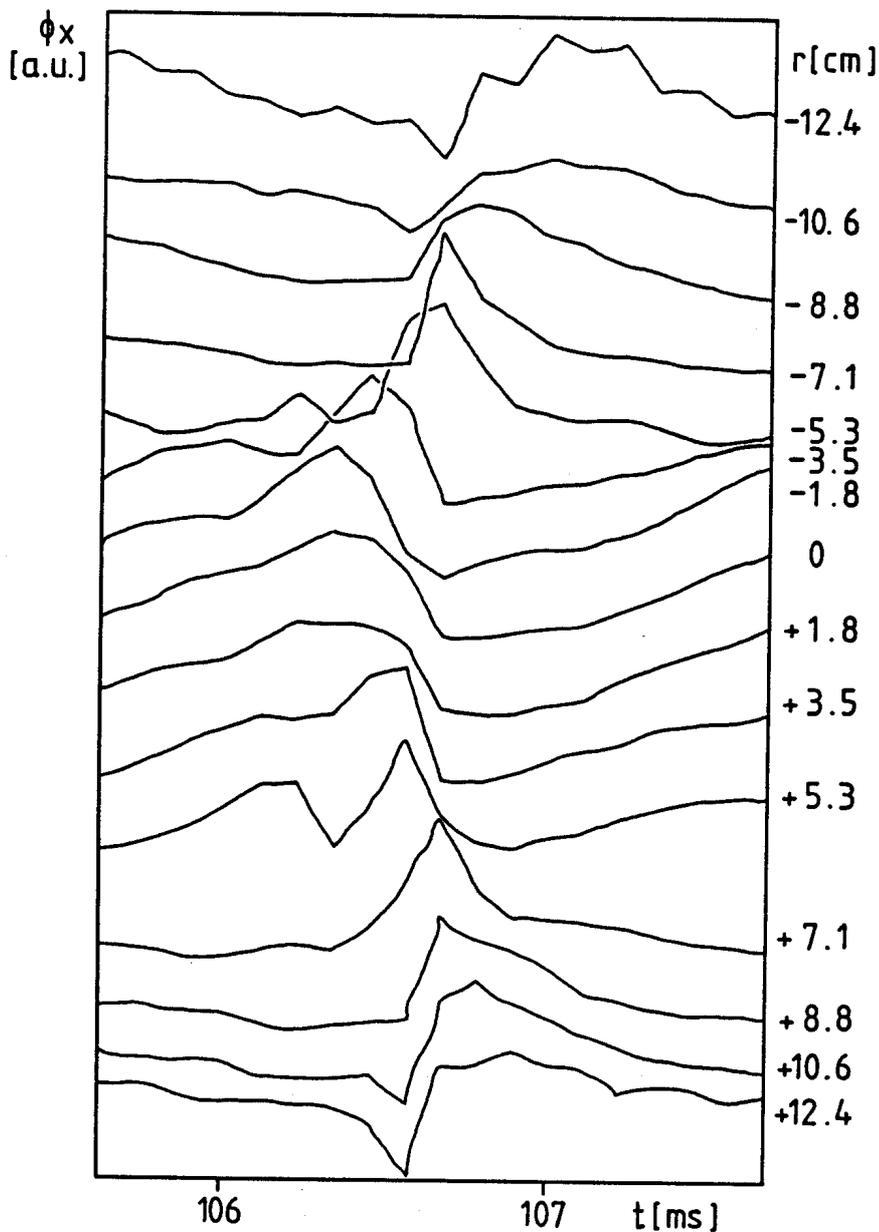


Figure 4-11 : flux-X à différents rayons dans le plasma (échelle de temps dilatée)  
 (# 25516,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=7.5$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC)

Les premiers à utiliser cette technique furent Callen et Jahns [Callen 1977]. Traitant la disruption interne comme génératrice d'une bouffée de chaleur qui se propage d'une région centrale vers le bord du plasma, et moyennant des hypothèses simplificatrices (pas de convection, gradient de densité faible, etc.), ils réduisirent l'équation du bilan d'énergie des électrons à l'expression suivante :

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{T}_e = \frac{\chi_e}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \tilde{T}_e \quad (4-15)$$

Afin de résoudre cette équation, ils assimilèrent la bouffée de chaleur à un terme source localisé au rayon d'inversion et obtinrent ainsi une expression pour la perturbation de température en fonction du retard  $t_p$  :

$$t_p = \frac{3 r^2}{8 \chi_e} \quad (4-16)$$

L'application de ce modèle aux résultats expérimentaux confirma la dépendance en  $r^2$  et donc le caractère diffusif du phénomène, mais le  $\chi_e$  ainsi déterminé (appelé  $\chi_e^{HP}$ , avec HP pour "Heat Pulse") excéda d'un facteur 2.5 - 15 celui calculé à partir du temps de confinement global de l'énergie pour les électrons ( $\tau_{Ee}$ ) et la formule  $\chi_e^{PB} = a^2 / \tau_{Ee}$  (avec PB pour "Power Balance"). Deux hypothèses furent avancées pour expliquer cette différence : d'une part, une distribution des vitesses électroniques non-maxwellienne et d'autre part, une réponse non-linéaire du plasma aux perturbations dues aux disruptions internes. Il est noter que sur TFTR [McGuire 1985], des valeurs de  $\chi_e^{HP} / \chi_e^{PB} = 2 - 40$  furent obtenues en utilisant le même modèle.

Jahns et al. [Jahns 1978] améliorèrent ensuite la modélisation de la dent-de-scie et la résolution de l'équation de diffusion de la perturbation. La disruption interne est supposée aplatir explosivement le profil de température jusqu'à un rayon supérieur au rayon d'inversion, appelé "mixing radius  $r_M$ " et déterminé par les lois de conservation de l'énergie. L'expression pour  $t_p$  s'écrit alors :

$$t_p = \frac{r^2}{8 \chi_e} \quad (4-17)$$

et donne une estimation trois fois plus petite de  $\chi_e^{\text{HP}}$  que l'équation 4-16. En appliquant la relation 4-17 aux résultats d'ORMAK, et en dépit d'un manque de données qui obligea à une comparaison statistique plutôt qu'à un calcul de corrélation, le rapport moyen suivant fut obtenu :  $\chi_e^{\text{HP}} / \chi_e^{\text{PB}} \cong 1.7$ .

La détermination de  $\chi_e$  à partir des dents-de-scie continue à faire l'objet de nombreux travaux. En effet, il est important de pouvoir déterminer une valeur de  $\chi_e$  indépendamment du bilan d'énergie, car le calcul de  $\chi_e^{\text{PB}}$  requiert une connaissance précise des profils, profils qui ne sont pas toujours disponibles expérimentalement. Ainsi, par exemple, diverses techniques de résolution numérique de l'équation de diffusion furent proposées [Soler 1979, Bell 1984], alors que le premier de ces travaux servit à Sillen et al. pour dériver une relation qui tient compte du fait que l'équilibrage de température à l'intérieur de  $r_M$  est quasiment instantané, i.e.  $t_p = 3 (r - r_M)^2 / 4 \chi_e$  [Sillen 1986].

Les résultats de TCA sont illustrés à la figure 4-12, qui montre en exemple  $t_p$  en fonction de  $r^2$  pour deux décharges, l'une en phase ohmique, l'autre pendant le chauffage par ondes d'Alfvén ( $P_{\text{RF}} \cong 140$  kW). Compte tenu de l'incertitude sur le délai  $t_p$ , qui est essentiellement fonction de la fréquence d'échantillonnage des signaux, il est possible de déterminer à l'aide de l'équation 4-17 les valeurs suivantes :

$$\chi_e \cong 3.8 \pm 0.4 \text{ m}^2/\text{sec} \quad (\text{OH})$$

$$\chi_e \cong 7.5 \pm 2.2 \text{ m}^2/\text{sec} \quad (\text{RF})$$

valables typiquement dans le domaine  $1/3 < r/a < 2/3$ . A titre de comparaison,  $\chi_e^{\text{PB}}$  peut être estimé valoir typiquement  $0.2 - 0.4 \text{ m}^2/\text{sec}$  à mi-rayon dans le plasma ohmique de TCA [de Chambrier 1984e, Appert 1987].

Récemment, des améliorations significatives ont été apportées à l'analyse de la "propagation" de la bouffée de chaleur. Jahns et al. [Jahns 1986] ont développé une technique utilisant la phase plutôt que le retard entre les signaux X-mous. De plus, la disponibilité de sources RF plus flexibles permet de perturber artificiellement la température du plasma à intervalles donnés. Cette technique de modulation de la puissance RF et de détection synchrone des perturbations est appliquée depuis peu sur TCA [Appert 1987, Joye 1987], de même que l'analyse de la réponse du plasma à des perturbations indicielles et impulsionnelles (cf. chapitre 5).

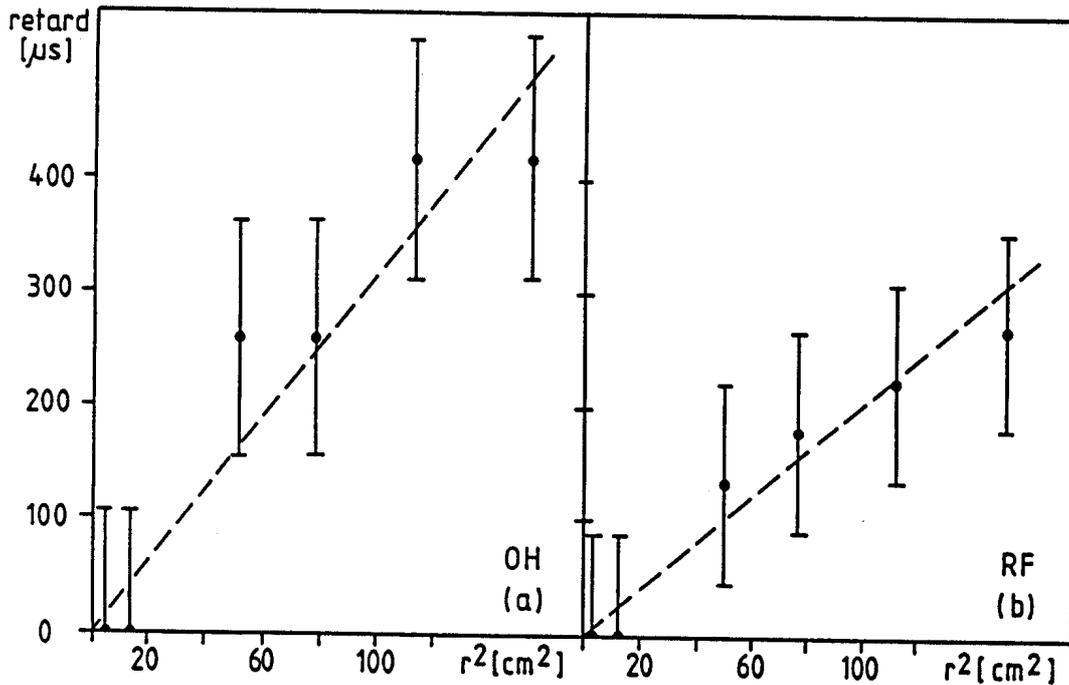


Figure 4-12 : retard entre dents-de-scie à différents rayons  $r$ , en fonction de  $r^2$  :  
 (a) phase ohmique (# 25467,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=4$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC),  
 (b) avec chauffage RF (#25140,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=4.6$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC,  $P_{RF}=140$  kW)

#### 4.1.5. Effets sur le plasma et ses paramètres

L'effet des dents-de-scie est principalement visible sur les traces de la température électronique et, dans une moindre mesure, sur celles de la densité électronique. Ce fait a été documenté pour la première fois sur TFR [TFR group 1977], à l'aide de plusieurs méthodes de diagnostic. Des valeurs typiques de  $\Delta T_e(0)/T_e(0) \leq 20\%$  et  $\Delta n_e(0)/n_e(0) \leq 4\%$  ont ainsi été déterminées, dans des chocs à paramètres relativement différents ( $I_p=140 - 300$  kA,  $B_T=2.5 - 5.0$  T,  $q_a=3.4 - 4.4$ ). Une étude semblable a été réalisée sur DIVA [Yamauchi 1980], avec des plasma à bas  $q$  ( $I_p=60$  kA,  $B_T=1.25$  T,  $q_a=1.8$ ), en étudiant les variations relatives de température et de densité autant à l'intérieur qu'à l'extérieur de la surface singulière  $q=1$  (dont le rayon est supposé égal au rayon d'inversion). Ces résultats confirmèrent ceux de TFR, puisque près du centre, des valeurs typiques de  $\Delta T_e(0)/T_e(0) \leq 30\%$  et  $\Delta n_e(0)/n_e(0) \leq 6\%$  furent mesurées.

Dans TCA, les variations relatives de la température électronique sont du même ordre de grandeur. En effet, à l'aide du diagnostic par diffusion Thomson (fig. 4-13a), il est possible de mettre en évidence des variations de  $T_e$  liées aux disruptions internes, avec  $\Delta T_e(0)/T_e(0) \cong 10\%$  pour un plasma ohmique typique ( $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.2$ ,

$n_e=3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  [Joye 1986b]. De même, la mesure de  $T_e$ -X à l'aide de la méthode des absorbants donne des valeurs de la variation relative de 10 % à 20 % (fig. 4-13b).

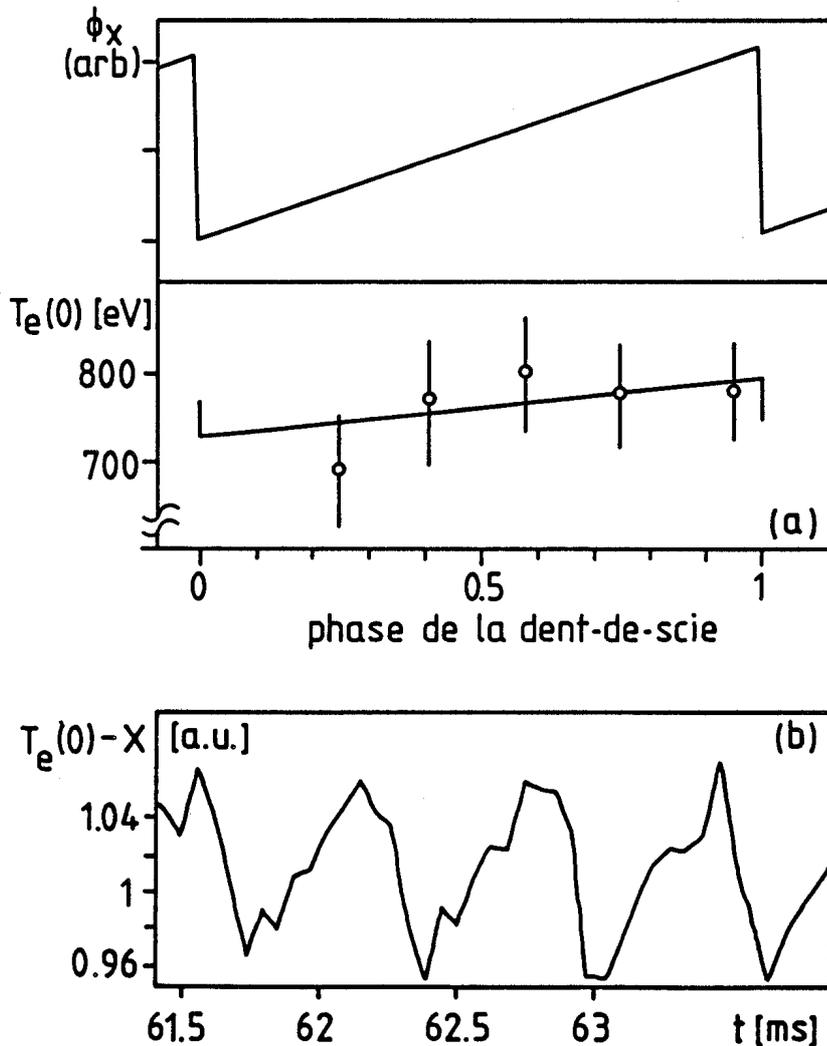


Figure 4-13 : variations de  $T_e$  pendant les dent-de-scies en phase ohmique :  
 (a) mesuré par diffusion Thomson ( $B_T=1.5 \text{ T}$ ,  $q_a=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=3$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC) [Joye 1986b]  
 (b) mesuré par la méthode des absorbants et la caméra-X :  $T_e$  est en unités arbitraires, car la valeur absolue de la mesure n'est pas calibrée (#27501,  $B_T=1.5 \text{ T}$ ,  $q_a=3.8$ ,  $\bar{n}_{e19}=2.1$ ,  $D_2$ , limiteurs C)

Quant aux modulations de la densité par les dents-de-scie, il est possible de les observer dans certains cas sur le signal de l'interféromètre 2 mm (qui mesure  $\bar{n}_e$ , cf. fig. 4-14). L'amplitude apparente de la modulation est réduite par l'intégration de ligne et vaut typiquement 2-3 %. Les effets sur les profils de densité ne peuvent pas être observés sur TCA, la résolution temporelle de l'interféromètre infra-rouge multicanal étant insuffisante.

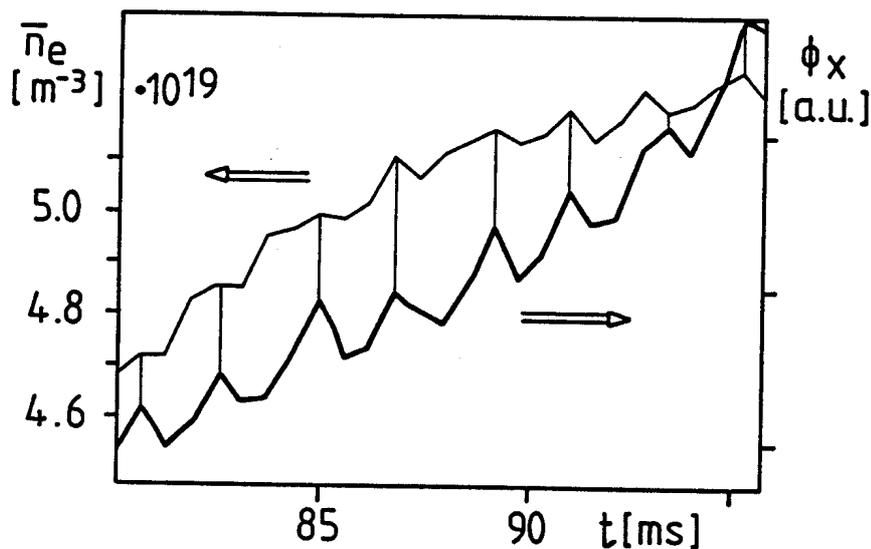


Figure 4-14 : comportement de  $n_e$  pendant les dents-de-scie (#21801,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=5$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC)

L'interaction entre les disruptions internes et le profil du facteur de sécurité  $q(r)$  a été mise en évidence par la modulation, à la fréquence  $f_{st}$ , des pics de résonance Alfvén (ou DAW) dans le plasma [de Chambrier 1982e]. Il a même été démontré à l'aide d'un modèle que les modulations du champ d'onde sont en phase ou en contre-phase avec les dents-de-scie, selon la forme du profil de la fréquence Alfvén dans le plasma (qui dépend, entre autres, des piquages des profils de  $j(r)$  et de  $\rho(r)$ , la densité de masse).

Les dents-de-scie peuvent également moduler la phase et l'amplitude de l'onde d'Alfvén cinétique, tel que les observe le diagnostic de contraste de phase mentionné précédemment [Behn 1987]. Les modulations rapides, manifestement corrélées avec celles du flux X-mous (fig. 4-15), peuvent être interprétées comme une petite variation de la position de la couche de résonance ( $<0.5$  cm) [Weisen 1986], ou plus généralement, d'un ou plusieurs paramètres de la relation de dispersion de l'onde ( $q(r)$ ,  $\rho(r)$ , ...).

L'effet des disruptions internes sur le niveau des fluctuations de densité ( $f = 280 \pm 100$  kHz) a pu être observé au moyen du diagnostic d'interférométrie par contraste de phase, sur un signal mesuré en  $x/a = 0.33$ , soit à l'extérieur du rayon d'inversion [Weisen 1986]. Des modulations de fluctuations de densité de faible amplitude (amplitude relative inférieure à 20 %, pic à pic) et généralement en antiphasse avec le flux-X central ont été observées. Cela correspond à ce qui peut être attendu pour une corde à l'extérieur de  $r_{inv}$  et se voit autant en phase ohmique que pendant le chauffage par ondes d'Alfvén (fig. 4-16).

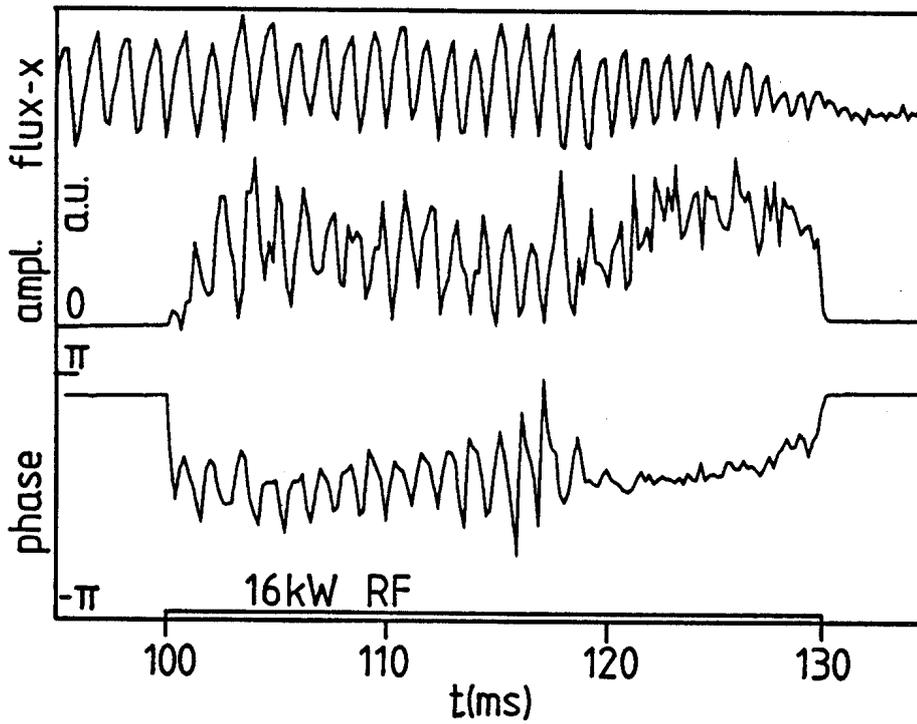


Figure 4-15 : modulation des perturbations de densité par les disruptions internes ( $x/a=0.42$ )

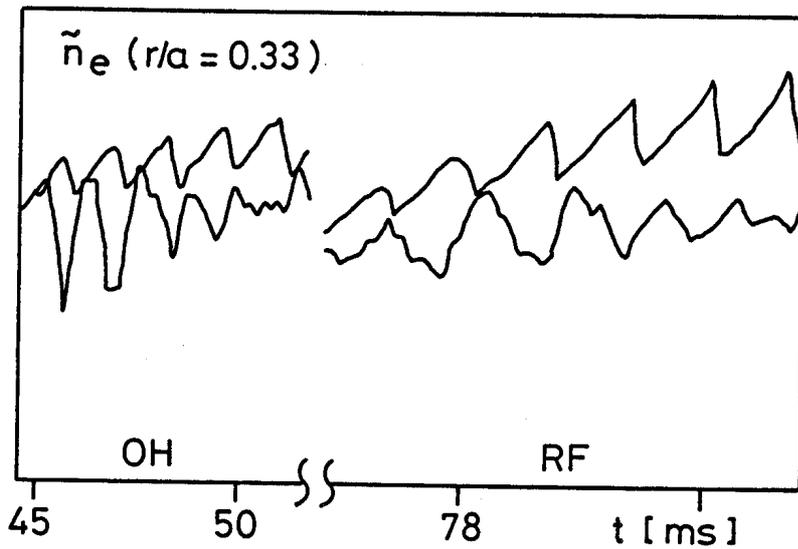


Figure 4-16 : modulation du niveau des fluctuations de densité par les dents-de-scie (traces supérieures = flux-X central, traces inférieures = amplitude des fluctuations pour  $f_0=280$  kHz,  $\Delta f=100$  kHz,  $r/a=0.33$ )  
 - OH (# 25312,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=3.9$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC)  
 - RF (# 25322,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=4.9$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC)

Il est également possible d'observer les effets des disruptions internes sur l'émission de ligne  $H_\alpha$  (656.3 nm) émise par la périphérie du plasma et dont le signal est modulé par les dents-de-scie inversées (fig. 4-17). Il en va de même pour d'autres paramètres du plasma (par exemple le courant plasma et la tension par tour), la figure 4-18 montrant en exemple le flux X-mous central et la tension par tour  $V_L$ .

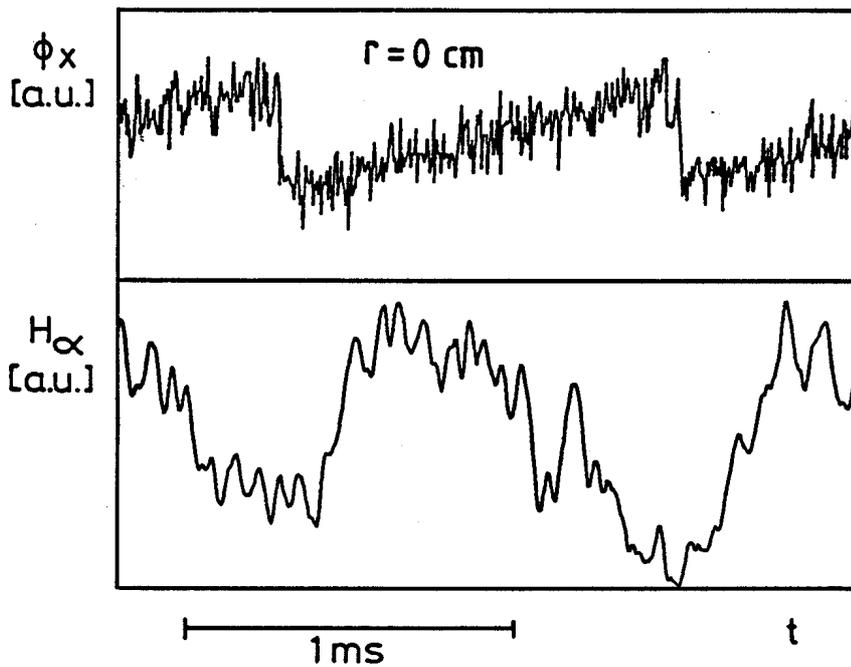


Figure 4-17 : modulation de l'émission  $H_\alpha$  par le dents-de-scie (# 22252,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=2.5$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC)

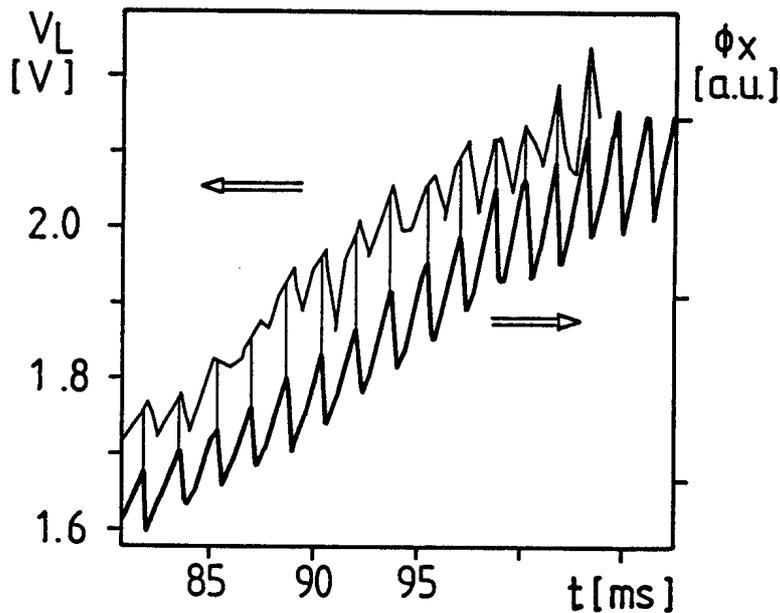


Figure 4-18 : comportement de  $V_L$  pendant les dents-de-scie (# 28889,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=4.8-6.1$ ,  $D_2$ , limiteurs C)

## 4.2. COMPARAISONS AVEC LES LOIS D'ECHELLE POUR LES DENTS-DE-SCIE

Les dents-de-scie et leurs caractéristiques ont fait et font toujours l'objet de nombreuses tentatives de paramétrisation. C'est ainsi qu'il existe des lois d'échelle pour la période et l'amplitude relative des disruptions internes, le temps de relaxation et le rayon d'inversion. Le nombre de ces descriptions paramétriques, ainsi que le fait qu'aucune d'entre elles ne soit universelle, sont représentatifs de la complexité du phénomène de la dent-de-scie.

Cette partie du chapitre 4 s'attachera à décrire globalement le comportement des disruptions internes dans TCA, en fonction des paramètres du plasma. Son but n'est cependant pas de vérifier la validité des lois d'échelle existantes ou d'en proposer des nouvelles, comme cela a récemment été fait ailleurs [par exemple, Snipes 1986]. Pour cela, il faudrait en effet connaître certains paramètres du plasma qui ne sont actuellement pas mesurables sur TCA et en inclure d'autres, tel que le rayonnement, dont le rôle subtil, mais difficilement quantifiable, est attesté par l'influence du matériau des limiteurs sur le comportement des dents-de-scie. Le but de la description de la phase ohmique, dans le cadre de ce travail, est plutôt d'établir la base de la comparaison avec le chauffage par ondes d'Alfvén.

### 4.2.1. Rayon d'inversion

#### 4.2.1.1. Rapport $r_{q=1} / r_{inv}$

Le rayon d'inversion des dents-de-scie ( $r_{inv}$ ) et le rayon de la surface  $q=1$  ( $r_{q=1}$ ) sont des grandeurs souvent définies de façon confuse dans la littérature. En effet, la plupart des auteurs ne font pas de différence entre ces deux rayons, alors qu'en principe, ils ne sont pas forcément égaux. Les définitions sont les suivantes :

- $r_{inv}$  est le rayon d'inversion d'un profil obtenu à partir de signaux, comme le flux-X par exemple, résultant de mesures intégrées le long des cordes de visée des détecteurs. Le rayon d'inversion est donc observé là où, le long de la visée, les quantités de signal oscillant produites par les dents-de-scie de phase positive et négative sont égales

- à cause de l'effet de l'intégrale de ligne, le rayon  $r_{q=1}$  de la surface  $q=1$  est plus à l'extérieur que  $r_{inv}$ , d'un facteur qui dépend de la forme du profil et qui vaut typiquement entre 1.5 et 2 [TFR group 1979], 1.3 et 1.7 [Dubois 1980a] ou 1.25 et 1.4 [McGuire 1986]
- quant au "vrai" rayon d'inversion des profils, qui correspond à l'endroit dans le plasma où l'émittance ne change pas pendant les dents-de-scie, il n'est pas nécessairement identique à  $r_{q=1}$  et vaut typiquement  $r_{inv-local} \sim 1.1-1.3 r_{q=1}$  [Dubois 1980a].

L'évolution qualitative du rapport  $r_{q=1}/r_{inv}$  en fonction du piquage des profils peut être étudiée à l'aide d'un modèle géométrique simple, en utilisant l'approximation que  $r_{inv-local}$  et  $r_{q=1}$  sont confondus. En effet, le flux-X  $\Phi$  mesuré par un détecteur s'écrit comme l'intégrale de ligne de l'émittance locale  $F$  (cf. § 3.2.2.6.) :

$$\Phi(z) = 2 \int_z^a \frac{r \, dr}{\sqrt{r^2 - z^2}} F(r) \quad (4-18)$$

où  $z$  est le paramètre d'impact, c'est-à-dire le rayon de la visée du détecteur. Si  $F(x)$  est de la forme  $F(x) = F_0 (1 - x^2)^p$  et si  $a=1$ , l'intégrale 4.18 a été calculée analytiquement [Park 1970, Pohl 1978] :

$$\Phi(z) = \frac{2 F_0}{\sqrt{1 + c p}} (1 - z^2)^{p + 0.5} \quad (4-19)$$

$$\text{où } c = 1 + 0.273 (p + 1) / (p + 1.17)$$

Le rayon d'inversion est alors défini par  $z = r_{inv}$  tel que :

$$\Phi(F_{01}, p_1) = \Phi(F_{02}, p_2) \quad (4-20)$$

où  $F_{0i}$  et  $p_i$  sont respectivement l'amplitude au centre et l'indice de piquage des profils de flux-X avant et après la disruption interne. Le rayon  $r_{q=1}$  se calcule aisément, car par définition  $r_{q=1}$  est le rayon  $r$  tel que :

$$F_{01} \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)^{p_1} = F_{02} \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)^{p_2} \quad (4-21)$$

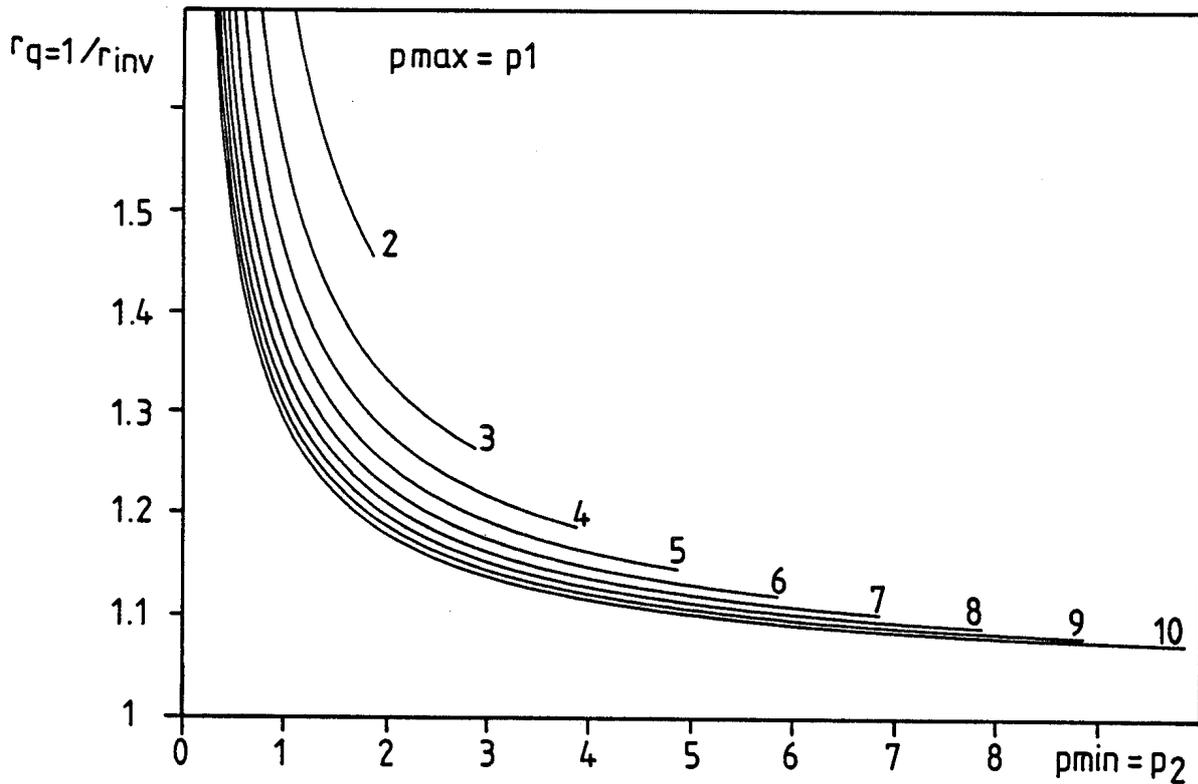


Figure 4-19 : rapport  $r_{q=1}/r_{inv}$  pour des profils de la forme  $F(x)=F_0(1-x^2)^p$ , avec  $F_0 \approx p^{1/4}$ ,  $p_1$  et  $p_2$  étant les paramètres de piquage du profil d'émission-X avant et après la disruption interne

La figure 4-19 montre l'évolution qualitative du rapport  $r_{q=1}/r_{inv}$  pour différentes valeurs des indices de piquage  $p_1$  et  $p_2$ . Les amplitudes au centre sont choisies de la forme  $F_{0i} \sim (p_i)^{1/4}$ , afin de faire varier la hauteur des profils avec leur piquage respectif et d'obtenir une valeur typique de  $\Delta A_{st}/A \cong 2|F_{02} - F_{01}| / (F_{02} + F_{01}) \cong 0.14$  pour  $p_1=7$  et  $p_2=4$ . Comme attendu,  $r_{q=1}$  est toujours supérieur à  $r_{inv}$ , d'un facteur qui dépend de la forme du profil. Ce facteur est proche de l'unité pour des profils piqués, et grand pour les profils plats qui contribuent à l'intégrale de ligne sur quasiment tout le diamètre du plasma.

Pour mieux déterminer la dépendance quantitative entre le rapport  $r_{q=1}/r_{inv}$  et les paramètres du plasma, un modèle incluant le détail des profils et de leur évolution s'avèrerait nécessaire. La simulation géométrique décrite dans ce paragraphe permet néanmoins, dans les limites de validité des hypothèses, de supposer des valeurs typiques de  $r_{q=1}/r_{inv} = 1.1 - 1.5$ . Ces valeurs correspondent au plasma de TCA, observé à l'aide du diagnostic X-mous, et permettent d'affirmer que ce rapport n'est en tout cas pas négligeable.

#### 4.2.1.2. Lois d'échelle

La définition du facteur de sécurité  $q$  en approximation cylindrique est donnée par la formule bien connue :

$$q(r) = \frac{r B_T}{R B_\theta} \quad (4-22)$$

A partir de cette définition, le rayon  $r_{q=1}$  de la surface  $q=1$  s'écrit :

$$r_{q=1} = \frac{a}{q(a)} \frac{B_\theta(r_{q=1})}{B_\theta(a)} \quad (4-23)$$

En supposant que le rapport des champs magnétiques poloidaux soit relativement constant lorsque les conditions du plasma changent, une dépendance de la forme :

$$r_{q=1} \sim \frac{a}{q(a)} \quad (4-24)$$

se déduit de l'équation 4-23. Une dépendance semblable ( $r_{inv} \sim 1/q(a)$ ) a été vérifiée expérimentalement sur JET [Bartlett 1986], en utilisant le diagnostic ECE / Fabry-Pérot.

L'équation 4-24 ne représente cependant pas la loi d'échelle généralement admise. En effet, l'équipe TFR a proposé en 1976 déjà une loi expérimentale toujours utilisée qui s'écrit [TFR group 1976] :

$$r_{inv} = 0.5 \frac{a}{q(a)^{1/2}} \quad (4-25)$$

En d'autres termes, le rayon d'inversion des dents-de-scie dépend de la dimension du plasma et du courant total qui y circule. Cette loi a été raffinée par la suite en remplaçant le facteur multiplicatif 0.5 par une fonction  $f(q_0, q_a)$  comprise entre 0.5 et 1 et qui dépend du profil de courant [Launois 1978, TFR group 1980]. Une telle loi peut d'ailleurs être déduite de la définition du facteur de sécurité, moyennant quelques approximations.

La dépendance du rayon d'inversion des oscillations en dents-de-scie dans TCA est représentée à la figure 4-20, où elle est comparée avec la loi d'échelle de TFR (éq. 4-25). L'évolution de  $r_{inv}$  ne contredit pas une loi proche de  $r_{inv} = 0.5 a/q(a)^{1/2}$ , tout du moins dans la plage  $q(a) < 5$  étudiée (au-delà d'une certaine valeur de  $q(a)$ , les dents-de-scie disparaissent et la loi n'a plus de sens). Le petit nombre de valeurs de  $q(a)$  disponibles ne permet cependant pas d'exclure une loi telle que  $r_{inv} = a/q(a)$ , qui décrit les résultats de TCA de façon tout aussi adéquate. La précision avec laquelle  $r_{inv}$  est mesuré dépend essentiellement de deux facteurs :

- de l'espacement entre les cordes de visée de deux détecteurs voisins, qui vaut au minimum  $\sim 1.8$  cm pour l'instrument utilisé
- de la qualité des signaux analysés, c'est-à-dire de la précision avec laquelle l'amplitude relative des dents-de-scie est mesurable à tous les rayons (puisque  $r_{inv}$  est déterminé à partir du profil de  $\Delta A_{st}/A$ ). Ainsi, la grande flexibilité du système d'acquisition des données, qui permet de choisir très simplement la fréquence d'échantillonnage désirée, crée des situations expérimentales dans lesquelles les filtres de Nyquist n'ont plus toute leur efficacité. Lorsque le plasma est caractérisé par un niveau significatif d'activité MHD, l'amplitude mesurée des dents-de-scie peut alors être affectée (fig. 4-21)

Une précision supérieure à  $\pm 1$  cm sur la valeur déterminée de  $r_{inv}$  n'est donc guère envisageable.

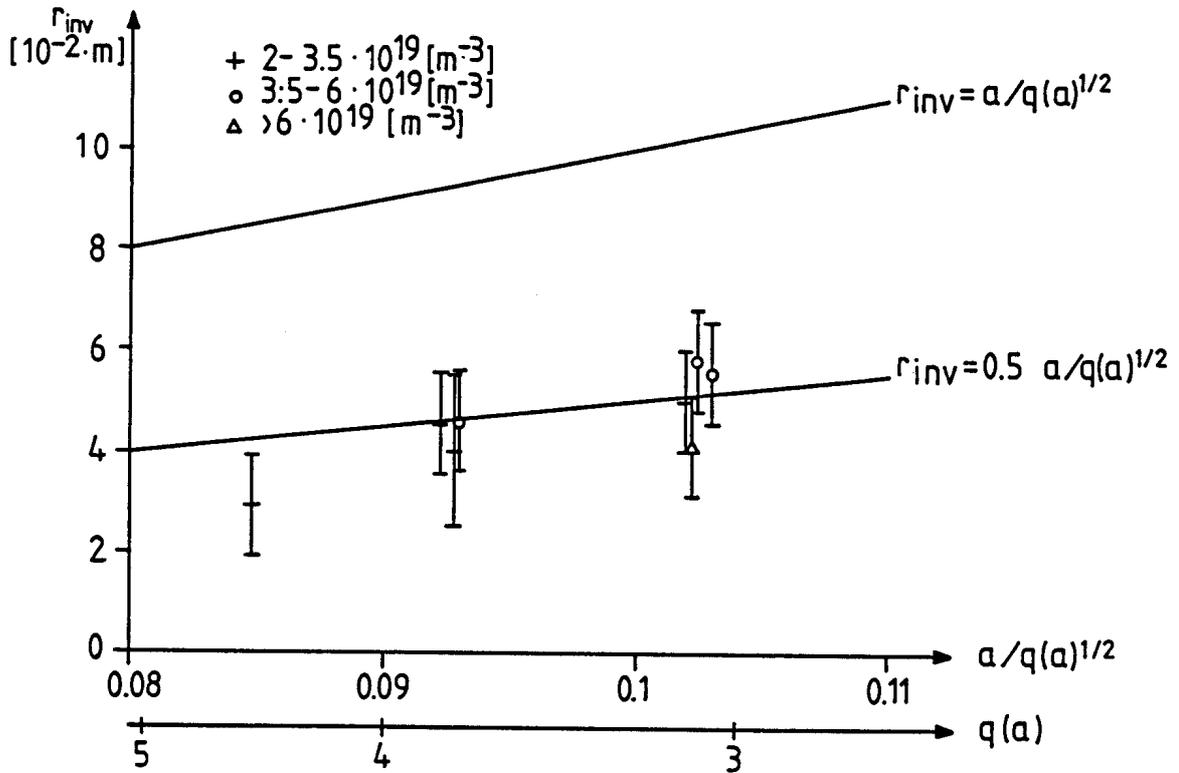


Figure 4-20 : dépendance du rayon d'inversion cordal des oscillations en dents-de-scie dans TCA, pour différentes densités, comparée à la loi d'échelle de TFR [TFR group 1980a] ( $B_T=1.5 \text{ T}$ , limiteurs C et SiC)

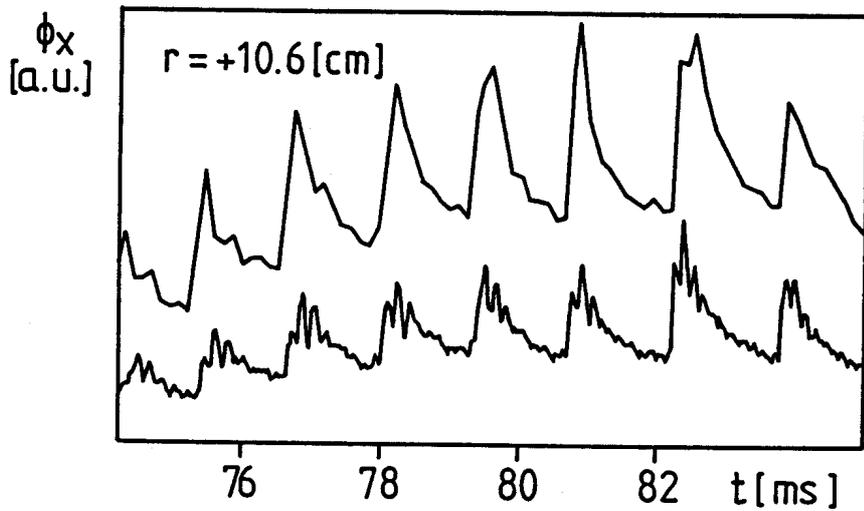


Figure 4-21 : signal du détecteur visant à +10.6 cm, échantillonné à 7.7 kHz (filtré à 10 kHz, trace supérieure) et 40 kHz (trace inférieure) (# 29424,  $B_T=1.5 \text{ T}$ ,  $q_a=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=3.6$ ,  $D_2$ , limiteurs C)

## 4.2.2. Période

### 4.2.2.1. Lois d'échelle

La période est certainement le paramètre des disruptions internes qui a le plus fait l'objet d'études et de tentatives de caractérisation. Voici les lois les plus importantes, citées dans l'ordre chronologique de leur publication.

Diverses études paramétriques réalisées dans leur tokamak permirent au groupe TFR de proposer la relation empirique suivante [TFR group 1976] :

$$\Delta t_{st} = C n_e r_{inv}^2 R \quad (4-27)$$

où  $C$  est un facteur de proportionnalité. Cette loi d'échelle lie la période à la quantité de particules à l'intérieur de la surface  $q=1$ . En effet,  $(r_{inv})^2 \cdot R$  est proportionnel au volume à l'intérieur de  $r_{q=1}$ , lorsque  $r_{inv}$  et  $r_{q=1}$  sont proches.

La première loi d'échelle basée sur un modèle fut celle développée par Jahns et al. [Jahns 1978]. En supposant que la relaxation du flux- $X$  ait lieu au moment où la taille de l'îlot  $m=1$  atteint  $r_{q=1}$  (modèle de l'envahissement complet de la surface  $q=1$  par l'îlot), ils proposèrent la relation suivante :

$$\Delta t_{st} = 13 \left( \ln \frac{W_f}{W_i} \right)^{1/3} \left( \frac{n_e B_T T_i T_e r_{q=1}^2 R^2}{V_L^3} \right)^{1/3} \quad [\text{ms}] \quad (4-28)$$

où  $n_e$  est la densité en  $r_{q=1}$  [ $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ],  $B_T$  est le champ magnétique torique [T],  $T_i$ ,  $T_e$  sont les températures en  $r_{q=1}$  [keV] et où  $W_i$ ,  $W_f$  sont respectivement la taille initiale et finale de l'îlot. En supposant  $W_i = 0.03 \text{ cm}$  et  $W_f = 2 r_{q=1}$  (c'est-à-dire l'envahissement total du coeur de la décharge par l'îlot), ils trouvèrent une concordance, à un facteur deux près, entre les valeurs calculées et celles observées dans ORMAK, PLT et Doublet III. Il faut rappeler cependant que diverses simulations numériques des signaux  $X$ -mous mettent en doute le modèle de l'envahissement complet du centre du plasma par l'îlot [Dubois 1980, Smeulders 1983b], de même que le font de récents résultats expérimentaux (cf. chapitre 2).

McGuire et Robinson effectuèrent ensuite une analyse des résultats de neuf tokamaks différents, en essayant d'y ajuster une loi empirique du type  $\Delta t_{st} \sim t_1^a \cdot t_2^b \cdot t_3^c$ , basée sur trois temps caractéristiques [McGuire 1979]. Ils arrivèrent ainsi à la relation suivante :

$$\Delta t_{st} \sim \tau_R^{0.42} \tau_A^{0.14} \tau_C^{0.44} \quad (4-29)$$

où  $\tau_R$  est le temps de diffusion résistive :

$$\tau_R = \frac{\mu_0 r_{q=1}^2}{\eta} \quad (4-30)$$

où  $\tau_A$  est le temps de transit Alfvén entre le centre et le bord du plasma :

$$\tau_A = \frac{R (\mu_0 \rho)^{1/2}}{B_T} \quad (4-31)$$

et où  $\tau_C$  est le temps caractéristique de chauffage :

$$\tau_C = \frac{3}{2} \frac{n k T_e}{\eta j^2} \quad (4-32)$$

$\eta$  étant la résistivité du plasma et  $\rho$  la densité de masse. En supposant, de façon semblable à Jahns et al. que les disruptions internes ont leur cause dans la croissance d'un filot  $m=1$ , ces auteurs dérivèrent en plus une loi d'échelle théorique :

$$\Delta t_{st} = 3 \tau_R^{3/7} \tau_A^{2/7} \tau_C^{2/7} \quad [\text{ms}] \quad (4-33)$$

qui s'avère être proche de la relation empirique (éq. 4-29). Il est à noter qu'autant l'une que l'autre de ces relations peut être exprimée en fonction de quantités mesurables, en utilisant l'hypothèse d'un profil de  $q$  plat à l'intérieur de  $r_{q=1}$ . Par exemple, la relation 4-33 peut s'écrire :

$$\Delta t_{st} \cong 3.6 \left( \frac{r_{q=1}^6 R^6 A_i n_{e13}^3 T_e^2 [\text{keV}]}{V_L^5 B_T} \right)^{1/7} \quad [\text{ms}] \quad (4-34)$$

Plus récemment, Parail et Perverzev proposèrent une autre loi d'échelle, concordant avec les résultats de T-10 [Parail 1980]. Basée sur l'hypothèse que les processus qui gouvernent l'évolution des profils de température et de densité de courant entre deux disruptions internes sont du type diffusif, ils relient  $\Delta t_{st}$  à  $(r_{q=1})^2$ . Utilisant une dépendance du type  $r_{q=1} \sim a / q(a)^{1/2}$  pour  $r_{q=1}$ , semblable à la loi TFR (éq. 4-25), ils déduisirent :

$$\Delta t_{st} \sim \frac{a^2}{q(a)} \quad (4-35)$$

Une autre loi d'échelle, basée également sur le modèle de la reconnection totale, a été proposée récemment [Yamazaki 1982] :

$$\Delta t_{st} = (0.1 - 0.2) \tau_C^{1/2} \tau_R^{1/2} \quad (4-36)$$

Cette loi peut s'écrire en termes de quantités mesurables sous la forme suivante :

$$\Delta t_{st} = (0.1 - 0.2) \cdot 3.4 \cdot 10^{-12} \sqrt{n_e T_e} \frac{r_{q=1} R}{V_L} \quad [\text{sec}] \quad (4-37)$$

#### 4.2.2.2. Application aux résultats de TCA

La majorité des lois d'échelle mentionnées au paragraphe précédent ne peut pas être utilisée pour une comparaison avec les résultats expérimentaux de TCA. En effet, certains paramètres du plasma ne sont pas disponibles régulièrement. Il ne sera donc fait qu'une comparaison ponctuelle de ces lois avec la période des dents-de-scie dans un plasma typique de TCA. En supposant  $r_{q=1}=0.06$  m,  $T_e(0)=750$  eV,  $T_i(0)=500$  eV,  $T_i(r_{q=1})=450$  eV,  $R=0.61$  m,  $V_L=1.8$  V,  $B_T=1.5$  T,  $A_i=1.3$  (H<sub>2</sub>) ou 2 (D<sub>2</sub>),  $a=0.18$  m,  $q(a)=3.1$  et  $n_e=5 \cdot 10^{19}$  m<sup>-3</sup>, les différentes lois d'échelle donnent les valeurs suivantes :

Jahns et al. (éq. 4-28)	$\Delta t_{st} \cong 1.7$ ms
McGuire et Robinson (éq. 4-34)	$\Delta t_{st} \cong 1.7$ ms (H <sub>2</sub> ) $\Delta t_{st} \cong 1.8$ ms (D <sub>2</sub> )
Yamazaki et al. (éq. 4-37)	$\Delta t_{st} \cong 1.3 - 2.6$ ms

Bien que ces résultats soient comparables à la période des disruptions internes observée expérimentalement pour ce type de plasma ( $\Delta t_{st} \sim 1 - 2$  ms), l'expérience montre qu'il n'est pas possible de transposer sans autres ces lois sur toute la plage des paramètres du plasma. De plus, ces lois sont basées sur des hypothèses qui décrivent imparfaitement la réalité - c'est le cas du modèle de reconnection totale, par exemple - et sont parfois spécifiques d'un tokamak donné.

En plus de ces analyses ponctuelles, une étude paramétrique a été effectuée pour comparer la période des dents-de-scie dans TCA à la loi de TFR [TFR group 1976], selon les principes suivants :

- (i) à partir du signal  $\Delta A_{st}/A$  déduit du signal X-mous brut, la période des oscillations est calculée de deux manières (fig. 4-22) : par la méthode des passages par zéro ( $\Delta t_{st} = t_5 - t_2$ ) et en moyennant la durée entre deux paires de deux extrema successifs ( $\Delta t_{st} = 0.5 [(t_4 - t_1) + (t_6 - t_3)]$ ). Il est à noter que les deux méthodes fournissent la durée totale de la dent-de-scie, c'est-à-dire la somme des durées de l'augmentation du flux et de la relaxation. La durée de la disruption est cependant faible (< 10 %) comparée à la période  $\Delta t_{st}$ .
- (ii) ne sont retenues, pour établir la loi d'échelle, que les parties des décharges pendant lesquelles :
  - les résultats des deux méthodes de calcul sont raisonnablement proches, ce qui permet d'éliminer les erreurs dues aux algorithmes
  - les paramètres de la décharge sont stationnaires et, surtout, les dents-de-scie sont réellement existantes depuis au moins 5 ms
- (iii) la valeur de la densité électronique locale au centre du plasma n'étant pas toujours connue, c'est l'intégrale de ligne  $\bar{n}_e$  qui est utilisée
- (iv) pour chaque dent-de-scie satisfaisant aux conditions énoncées sous (ii), le couple  $(\bar{n}_e, \Delta t_{st})$  est déterminé, puis reporté dans le graphique ad hoc. Ces valeurs de  $\Delta t_{st}$  et de  $\bar{n}_e$  sont donc des valeurs ponctuelles, non moyennées et sans barre d'erreur.

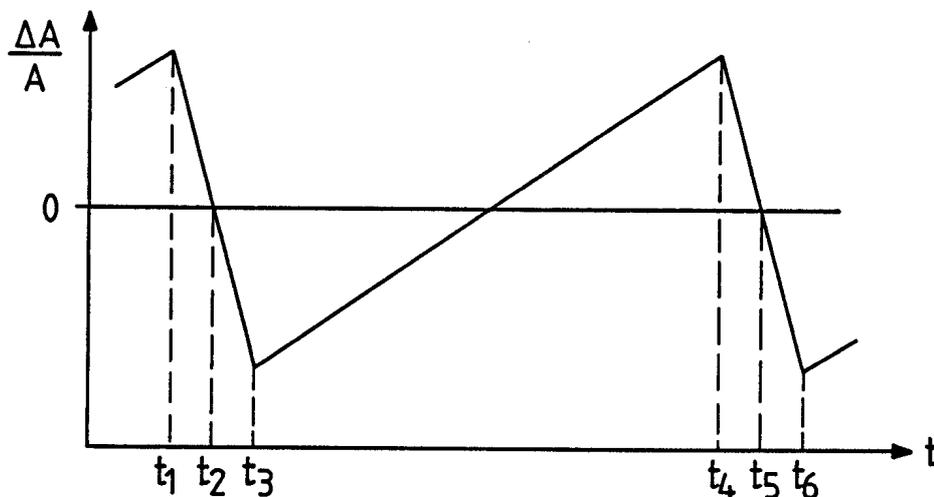


Figure 4-22 : représentation schématique du signal  $\Delta A_{st}/A$  pendant une dents-de-scie

La figure 4-23 montre la dépendance de la période des dents-de-scie dans TCA pour trois cas distincts, en fonction de l'intégrale de ligne centrale de la densité, avec  $I_p \cong 130$  kA,  $B_T = 1.5$  T,  $q_a = 3.1$  et  $d\bar{n}_e/dt \geq 0$ . La figure 4-23a concerne des plasmas de deutérium avec des limiteurs en carbone recouvert de carbure de silicium SiC. La figure 4-23b illustre le cas de plasmas de deutérium avec des limiteurs en carbone pur, alors que sous 4-23c, cette même figure est complétée avec les résultats de décharges dans l'hydrogène et dans l'hélium. Il est à noter que les différents gaz utilisés n'influencent pas la période des dents-de-scie et donc que la dépendance  $\Delta t_{st} \sim (A_i)^{1/7}$  proposée par McGuire et Robinson (éq. 4-34), fort faible il est vrai, n'est pas visible.

Les droites correspondent à une relation du type  $\Delta t_{st} = h_{TCA} \cdot \bar{n}_e$ , où  $h_{TCA} = (0.32 \pm 0.01) \cdot 10^{-19}$  [ms/m<sup>3</sup>] dans les trois cas. Etant donné que  $R = 0.61$  m et que  $r_{inv}$  est supposé fixe dans des décharges à courant constant, ce résultat peut être comparé à la loi de TFR, qui préconise  $h_{TFR} = C \cdot R \cdot (r_{inv})^2$  (éq. 4-27). Avec  $\Delta t_{st}$  en ms et des unités MKSA,  $C = 10^{-14}/800$  [TFR group 1976]; avec une valeur typique  $r_{inv} = 0.06$ ,  $h_{TFR} = 0.27 \cdot 10^{-19}$  pour les paramètres de TCA. Les résultats de TCA sont donc qualitativement et quantitativement décrits de façon appropriée par la loi de TFR. Ceci est également vrai pour d'autres valeurs de  $r_{inv}$ . En effet, à deux séries de décharges à courants plasma différents correspondent deux pentes  $h_{TCA}$ , dont les valeurs sont proportionnelles au rayon d'inversion.

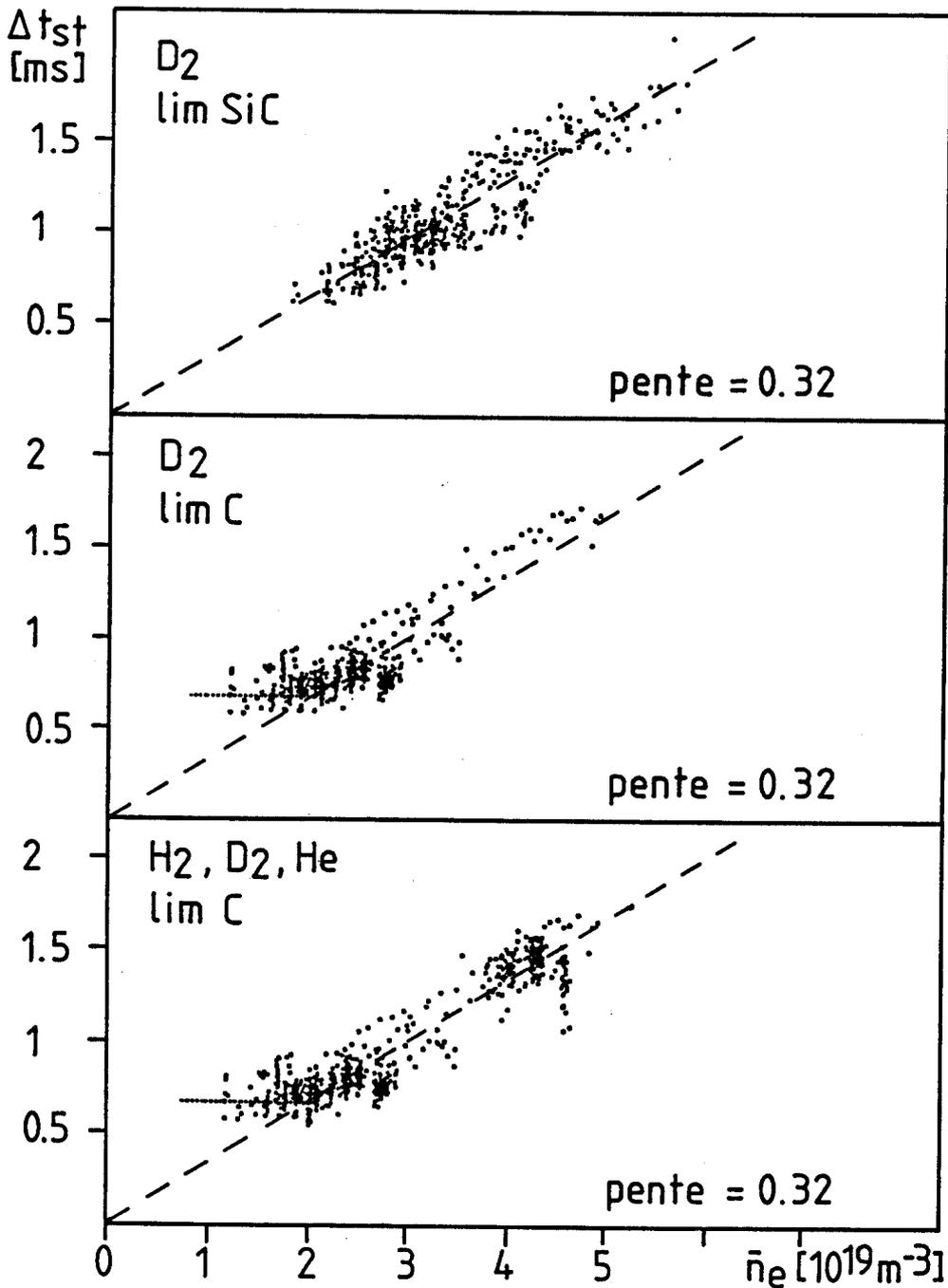


Figure 4-23 : dépendance de la période des dents-de-scie en fonction de l'intégrale de ligne centrale de la densité ( $I_p \sim 130$  kA,  $B_T = 1.5$  T,  $q_a \sim 3.1$ ) : (a) gaz D<sub>2</sub>, limiteurs SiC, (b) gaz D<sub>2</sub>, limiteurs C, (c) gaz H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>/He, limiteurs C

A faible densité et dans deux des trois cas de la figure 4-23, la période des dents-de-scie semble rester constante et donc dévier de la loi de TFR. Ce phénomène peut être interprété par l'existence, à faible densité, d'électrons rapides découplés dans le plasma, existence attestée par l'observation d'une augmentation du rayonnement X-dur dans les décharges concernées. Ces électrons pourraient porter une part significative du courant plasma et ralentir ainsi la régénération des profils par chauffage ohmique [Ryter 1982, 1985, Söldner 1986b].

La dispersion des points sur la figure 4-23 est due au fait que même si la loi de TFR décrit adéquatement le comportement moyen des dents-de-scie, elle n'est pas toujours valable pour certaines décharges particulières, dans lesquelles  $\Delta t_{st}$  peut varier sans qu'il y ait modification apparente des paramètres macroscopiques du plasma. De plus, il semble parfois exister une dépendance entre  $\Delta t_{st}$  et  $d\bar{n}_e/dt$ , phénomène surtout visible dans des décharges à densité modulée. La figure 4-24 en est un exemple : l'évolution temporelle du point  $(\bar{n}_e, \Delta t_{st})$  dessine, dans les sens des aiguilles d'une montre, un cycle fermé typique d'une hystérèse.

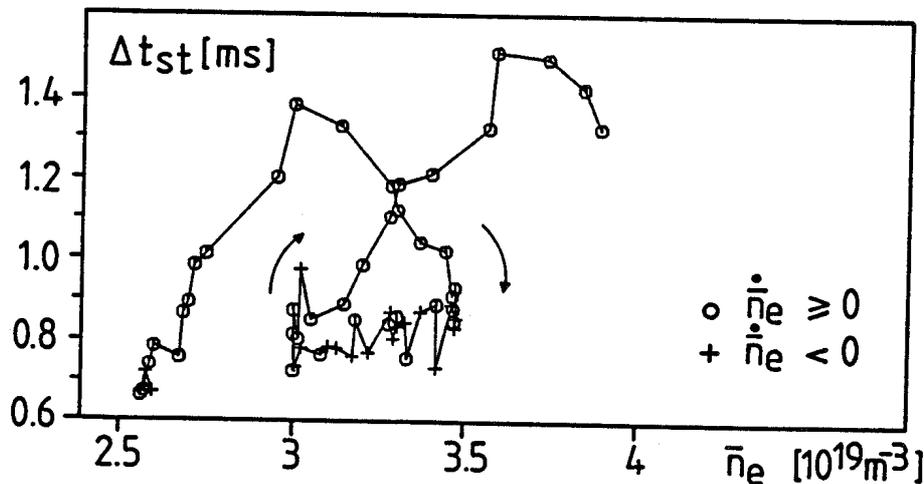


Figure 4-24 : évolution temporelle du couple  $(\bar{n}_e, \Delta t_{st})$  dans une décharge ohmique à densité modulée (# 25532,  $B_T=1.5 T$ ,  $q_a=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=3$ ,  $D_2$ , limiteurs SiC)

Une première tentative d'explication à ce phénomène pourrait être cherchée dans les effets de l'intégration de ligne de la densité. En effet, d'après la loi de TFR,  $\Delta t_{st}$  dépend de  $n_e(0)$ , alors que c'est  $\bar{n}_e$  qui est mesuré. En supposant qu'à cause du temps de diffusion  $\tau_p$  fini des particules, tout changement du contenu en particules du plasma modifie le piquage du profil de densité avant de changer la densité au centre, le modèle schématique suivant peut être développé :

- (1) injection de particules  $\rightarrow$  le profil de densité s'élargit ( $\bar{n}_e$  augmente), mais dans une première phase  $n_e(0)=cte \rightarrow \Delta t_{st}=cte$
- (2) après diffusion des particules,  $n_e(0)$  augmente également  $\rightarrow \Delta t_{st}$  augmente
- (3) le nombre de particules diminue  $\rightarrow$  le profil de densité se pique ( $\bar{n}_e$  diminue), mais dans une première phase  $n_e(0)=cte \rightarrow \Delta t_{st}=cte$
- (4) après diffusion des particules,  $n_e(0)$  diminue aussi  $\rightarrow \Delta t_{st}$  diminue

Dans ce modèle, la trajectoire dans le diagramme  $(\bar{n}_e, \Delta t_{st})$  devrait tourner dans le sens opposé à celui observé. Ce n'est donc pas l'effet de l'intégration de ligne de la densité qui cause l'hystérèse. L'hypothèse d'une variation de la forme du profil de courant paraît plus plausible. En effet, une brusque arrivée de gaz refroidit les couches périphériques du plasma, pique le profil de température et donc aussi le profil de courant.  $r_{q=1}$ , donc  $r_{inv}$  augmentent et par conséquent aussi la période des disruptions internes. La répétition de ce processus et de son opposé, c'est-à-dire une brusque diminution de la quantité de gaz, pourrait expliquer le sens de rotation de l'hystérèse observée. Cependant, les modifications du profil de courant requises devraient être nettement plus rapides que le temps de diffusion résistive  $\tau_R = \mu_0 (r_{q=1})^2 / \eta$  qui vaut  $\sim 30$  ms pour des paramètres typiques dans TCA.

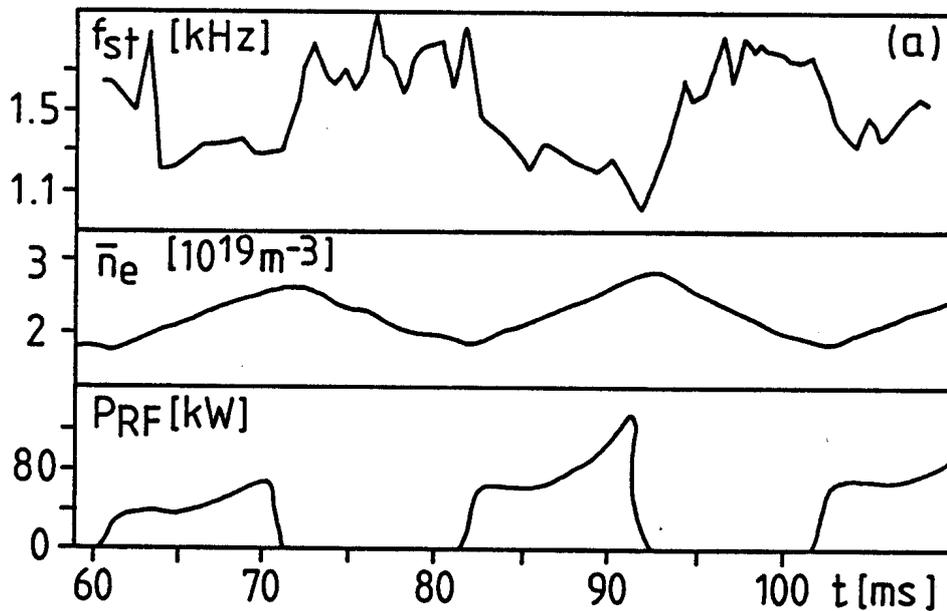


Figure 4-25a : variation de la fréquence des dents-de-scie lorsque la densité est modulée (à l'aide d'impulsions de chauffage RF) (# 25018,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=2.5$ ,  $H_2$ , limiteurs SiC)

L'injection modulée de gaz dans une décharge ohmique produit une augmentation inévitable de la densité moyenne (fig. 4-24). Afin d'essayer d'éviter ce phénomène, des modulations de densité sont produites à l'aide d'une série de brèves impulsions de chauffage RF de moyenne puissance ( $P_{RF} \approx 80$  kW, fig. 4-25a), dans une région du spectre de l'onde d'Alfvén libre de toute discontinuité. L'hystérèse de la courbe  $(\bar{n}_e, \Delta t_{st})$  est encore mieux visible (fig. 4-25b) avec, pour autant qu'elle soit comparable (dans la mesure où, entre autre, la puissance fournie au plasma est différente), la surface du cycle fermé plus grande en phase ohmique qu'avec chauffage RF. Cette différence pourrait être expliquée par une modification de l'inertie du phénomène, c'est-à-dire du processus diffusif.

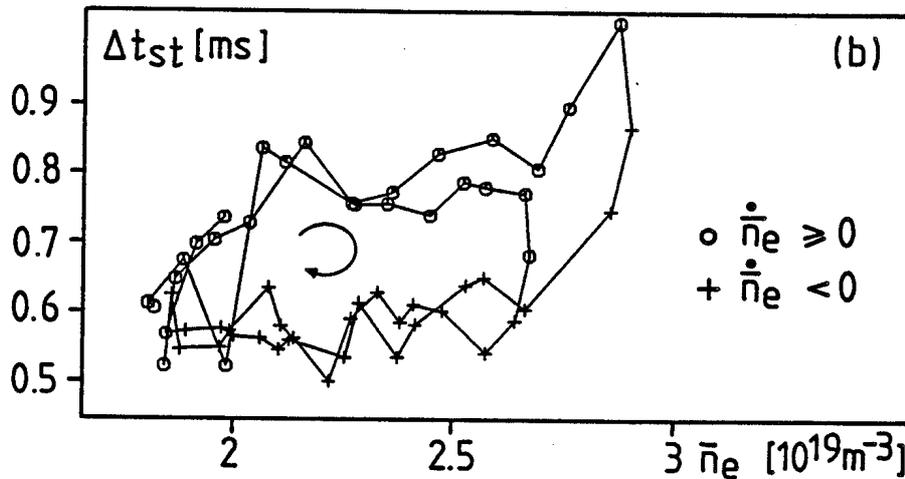


Figure 4-25b : évolution temporelle du couple  $(n_e, \Delta t_{st})$ ; la flèche indique le sens de rotation (même décharge que fig. 4-25a)

**4.2.3. Durée de la relaxation**

Dans le modèle de la reconnection totale [Kadomtsev 1975], la durée de la brusque chute de la dent-de-scie ou "relaxation" est caractérisée en supposant qu'une certaine quantité de plasma est expulsée de la région centrale de la décharge lors de chaque disruption interne (cf. chapitre 2). La vitesse de cette masse est donnée par la vitesse "modifiée" d'Alfvén  $v_A^*$ , exprimée dans un champ magnétique auxiliaire  $B^*$  défini par :

$$B^* = B_\theta - \frac{r}{R} B_T \tag{4-38}$$

de sorte que  $B^*$  soit nul sur la surface résonante  $q=1$ , et de signe opposé de part et d'autre de celle-ci. La durée de la relaxation déduite par Kadomtsev de son modèle est donnée par :

$$t_C^K \sim (\tau_R \tau_A^*)^{1/2} \tag{4-39}$$

$\tau_A^*$  est le temps de transit Alfvén entre le centre du plasma et le rayon  $q=1$ , défini par  $\tau_A^* = r_{q=1} / v_A^*$ , où :

$$v_A^* = \frac{B^*}{(\mu_0 \rho)^{1/2}}$$

$$B^* = (1 - q) B_\theta \quad \text{car} \quad q = \frac{r}{R} \frac{B_T}{B_\theta}$$

et  $\tau_R$  est le temps de diffusion résistive. Pour les paramètres d'un plasma typique dans TCA, les divers temps caractéristiques valent (avec  $B^* = 5 \cdot 10^{-3}$  T) :

$$\tau_R \sim 30 \text{ ms}$$

$$\tau_A^* \sim 4 \mu\text{s}$$

$$\rightarrow t_C^K \sim 350 \mu\text{s}$$

Comparée aux valeurs observées dans TCA (typiquement  $20 \mu\text{s} < \delta t < 150 \mu\text{s}$ ), la durée  $t_C^K$  de la relaxation calculée selon le modèle de Kadomtsev est supérieure d'un facteur 2 à 20. Ce fait, également documenté sur JET [Campbell 1985, Duperrex 1985a, 1985b], sur Alcator [Gomez 1986] et sur TFTR [Boyd 1986], révèle une difficulté supplémentaire de l'utilisation des modèles des dents-de-scie basés sur la reconnection totale.

#### 4.2.4. Amplitude relative

L'amplitude relative des oscillations est un paramètre des dents-de-scie pour lequel n'a pas été développé d'expression théorique. Cependant, une loi d'échelle expérimentale a été déduite d'études paramétriques dans TFR [TFR group 1976]; elle concerne l'amplitude relative au centre du plasma et s'écrit :

$$\left( \frac{\Delta A_{st}}{A} \right)_0 = \frac{1.5}{q(a)^{3/2}} \quad (4-40)$$

Même si cela n'est pas explicitement mentionné dans cette publication, il faut considérer le facteur de proportionnalité 1.5 comme une fonction expérimentale, dans la mesure où il dépend, entre autres, de l'épaisseur des absorbants à travers lesquels le flux-X est détecté.

La figure 4-26 illustre la dépendance de  $\Delta A_{st}/A$  au centre de TCA, en fonction de  $1/q(a)^{3/2}$ , l'amplitude relative étant mesurée pendant le plateau de courant selon le principe décrit au § 4.1.2. La loi en fonction du courant plasma proposée par TFR est vérifiée, mais dans TCA le facteur d'échelle est de 0.7 au lieu de 1.5, avec 25  $\mu$  d'absorbant en béryllium. Une observation semblable a été faite sur Alcator, où le facteur d'échelle est proche de l'unité [Gomez 1986]. L'incertitude relativement grande sur la valeur de  $(\Delta A_{st}/A)_0$  est due aux raisons mentionnées au § 4.2.1.2. et au fait que l'amplitude relative est moyennée sur plusieurs dents-de-scie.

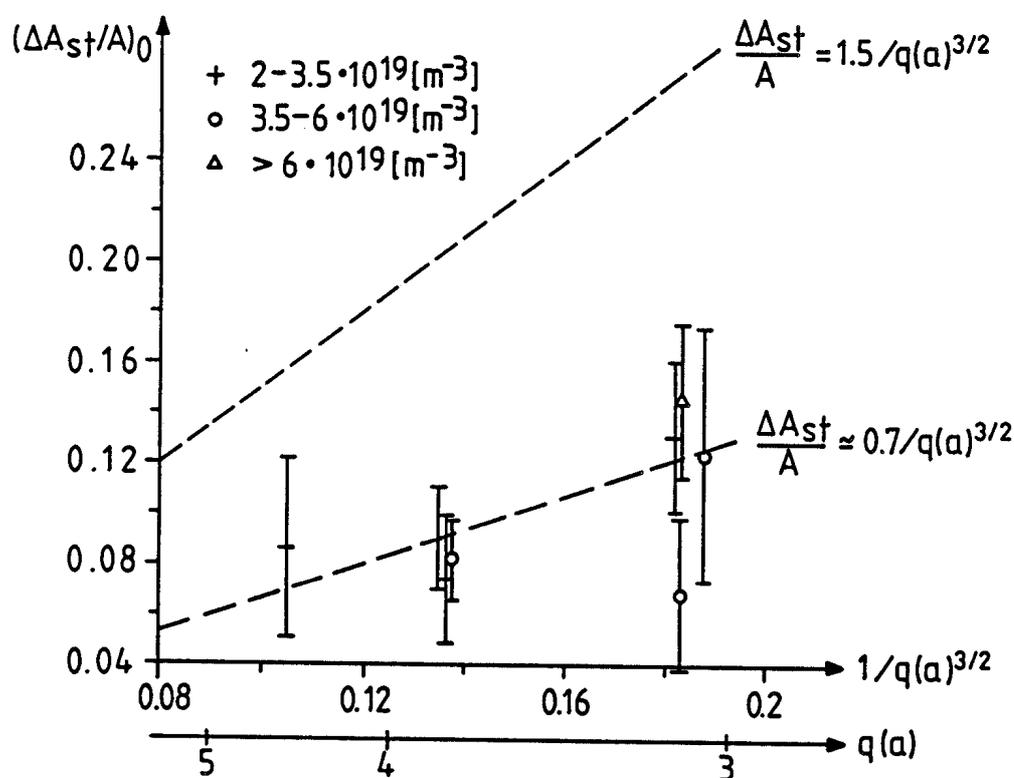


Figure 4-26 : amplitude relative des dents-de-scie au centre du plasma, en fonction de  $1/q(a)^{3/2}$

Il est possible de développer une autre loi d'échelle, en arguant que l'amplitude relative des dents-de-scie dépend de leur période  $\Delta t_{st}$  et du temps caractéristique de chauffage  $\tau_C$ , à travers une relation de la forme :

$$\frac{\Delta A_{st}}{A} \sim \frac{\Delta t_{st}}{\tau_C} \quad (4-41)$$

Dans un plasma chauffé par dissipation ohmique, l'expression pour  $\tau_c$  peut se simplifier à l'aide des approximations suivantes, valables au centre d'une décharge avec disruptions internes (i.e.  $q(0)=1$ ) :

$$V_L = \eta j_0 2\pi R$$

$$j_0 = \frac{2 B_T}{\mu_0 R}$$

ce qui donne :

$$\tau_c = \frac{3}{2} \mu_0 \pi R^2 \frac{n k T_e}{V_L B_T} \quad (4-42)$$

Dans un plasma typique,  $V_L=1.8$  V,  $B_T=1.5$  T,  $T_e=800$  eV,  $n_e=5 \cdot 10^{19}$  m<sup>-3</sup> et  $\Delta t_{st} \approx 1$  ms, ce qui donne  $\tau_c \approx 5.3$  ms et  $\Delta A_{st}/A \approx 18$  %. Cette valeur est légèrement supérieure à celles observées expérimentalement dans TCA.

### 4.3. PHENOMENE EXOTIQUE

Ces dernières années, des dents-de-scie dont le comportement diffère de celui décrit précédemment ont été observées dans divers tokamaks, tels que Doublet III [Marcus 1983], TEXT [Snipes 1983], TFTR [Yamada 1985] et JET [Campbell 1985], observations qui sont (malheureusement) allées de pair avec la création d'une terminologie confuse. L'observation majeure est l'apparition de dents-de-scie à période et amplitude approximativement doubles, appelées "dents-de-scie géantes", "doubles dents-de-scie", ou encore "dents-de-scie composées" dans la littérature. Ce phénomène est également observé dans le tokamak TCA et peut être caractérisé de la façon suivante (fig. 4-27) :

- (i) il apparaît de façon irrégulière
- (ii) il est en général précédé et suivi par des dents-de-scie conventionnelles
- (iii) il commence comme une dent-de-scie normale
- (iv) dans une "double dent-de-scie", le flux-X ne chute pas après la première période  $\Delta t_{st}$ , mais continue à croître pendant environ une autre période, jusqu'à la relaxation
- (v) sur toutes les cordes de visée, sauf celles proches du centre du plasma, une relaxation partielle est visible à l'instant où une dent-de-scie normale est attendue

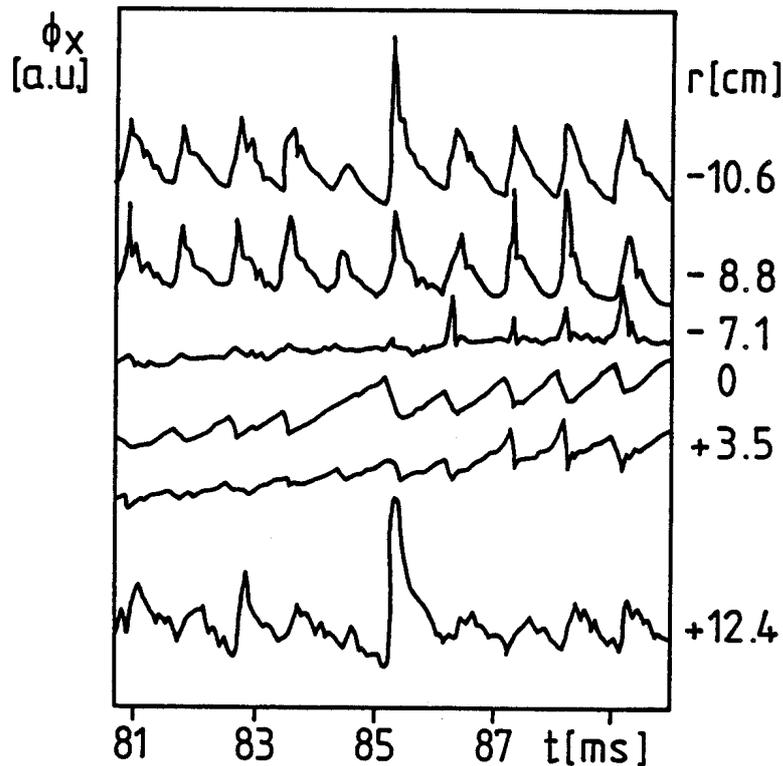


Figure 4-27 : exemple d'une "double" dent-de-scie, telle que vue à divers rayons par la caméra-X (# 27048,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.3$ ,  $\bar{n}_{e19}=3.8$ ,  $D_2$ , limiteurs C)

Les effets de la relaxation principale et, dans une moindre mesure, de la relaxation partielle de la double dent-de-scie, sont clairement visible sur la figure 4-28, qui illustre l'évolution temporelle du profil-X sous l'aspect de courbes de niveau. Les profils d'amplitude relative correspondant aux trois types de relaxation, normale, partielle ou double, sont illustrées sur la figure 4-29. Les valeurs de  $\Delta A_{st}/A$  sont nettement plus élevées pour la double dent-de-scie, alors que le rayon d'inversion de la double dent-de-scie semble être légèrement inférieur à ceux des relaxations normale et partielle, en accord avec d'autres observations [Yamada 1985, Paré 1985]. Quant à la relaxation partielle, elle n'affecte pas le centre du plasma, mais seulement une région intermédiaire, au voisinage du rayon d'inversion des dents-de-scie (fig. 4-27 et 4-29).

Cette dernière constatation est en accord avec l'un des modèles souvent avancé pour l'explication des doubles dents-de-scie. Basé sur des idées antérieures [Parail 1980], ce modèle suppose un profil de  $q$  plat, ou même non-monotone, avec une double surface  $q=1$  et donc une région annulaire où  $q<1$  autour de la position  $r_{q=1}$  habituelle [Pfeiffer 1985a, 1985b]. La relaxation partielle serait due à une reconnection des lignes de champ dans cet anneau, alors que c'est une relaxation "normale", s'étendant jusqu'au centre du plasma, qui causerait la relaxation finale de la double dent-de-scie.

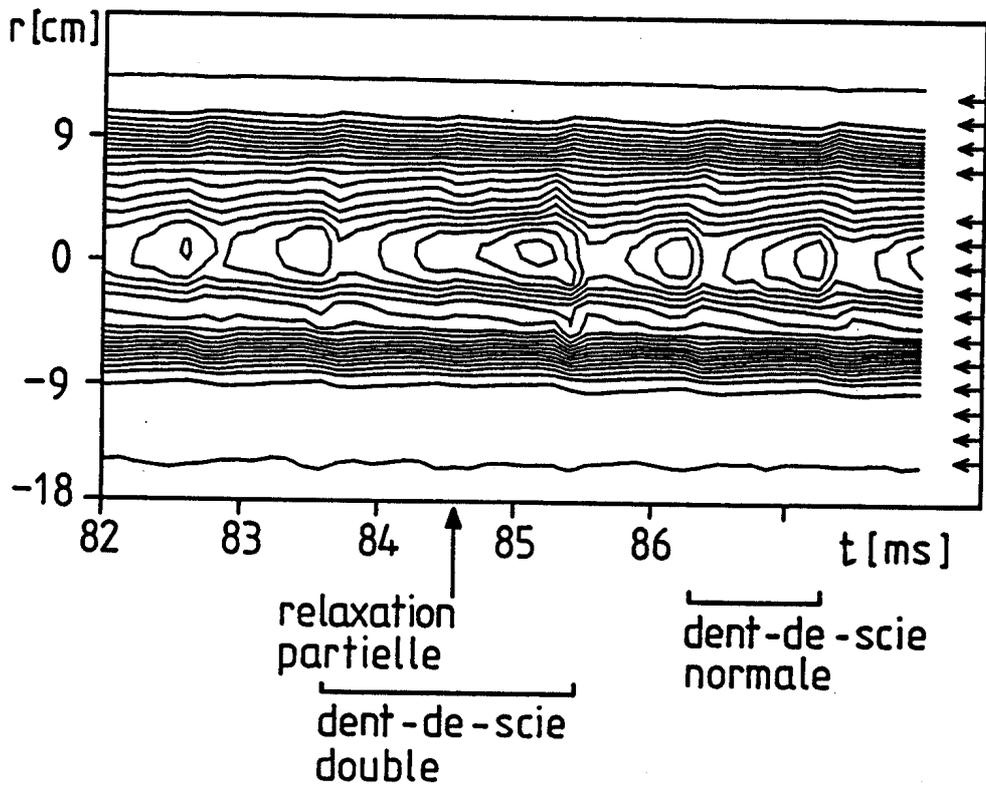


Figure 4-28 : évolution temporelle du profil de flux-X, dessiné sous forme de courbes de niveau et mettant en évidence une double dent-de-scie (les flèches indiquent les emplacements des détecteurs) (# 27048,  $B_T=1.5 T$ ,  $q_a=3.3$ ,  $\bar{n}_{e19}=3.8$ ,  $D_2$ , limiteurs C)

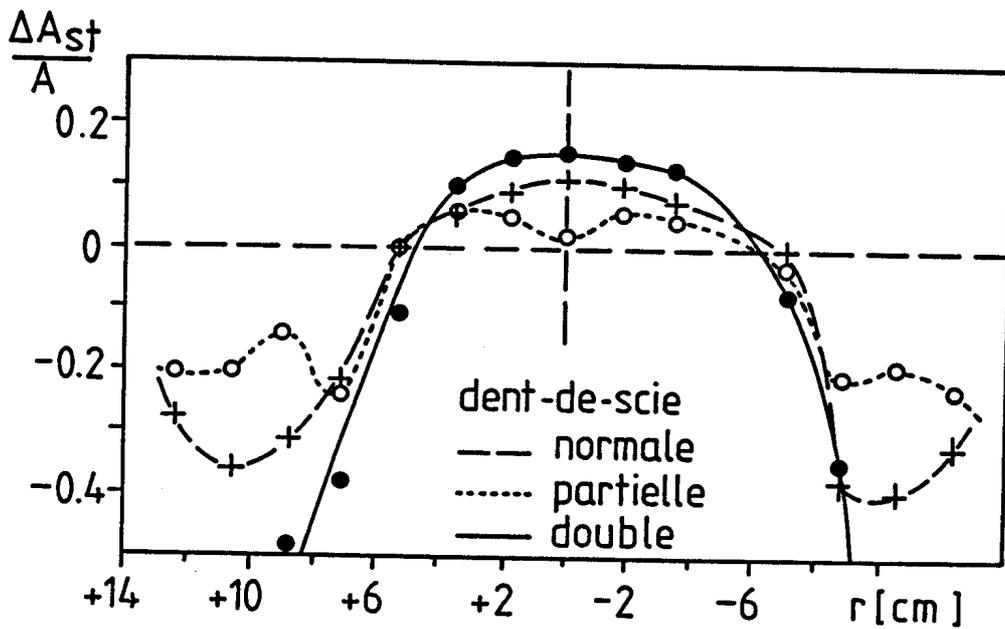


Figure 4-29 : profils d'amplitude relative des disruptions internes, comparant dents-de-scie "normale", "partielle" et "double" (même décharge que fig. 4-28)

Dans TCA, ces disruptions internes "exotiques" apparaissent de manière très irrégulière, ce qui rend difficile leur étude détaillée. Dans les dernières 10'000 décharges, seule une vingtaine de doubles dents-de-scie a été enregistrée pendant les 30-50 ms d'acquisition des flux-X par décharge. Il n'est donc pas possible de caractériser les paramètres du plasma qui pourraient être favorable à leur apparition (dans une étude statistique antérieure, par contre, 150 évènements ont été détectés dans une plage de valeurs de  $q$  entre 2.4 et 5, sur un nombre de décharges beaucoup plus limité, révélant une fréquence d'apparition dépendante de  $q_a$  [Pochelon A., communication privée]).

#### 4.4. **RESUME**

Ce chapitre a décrit le comportement et les caractéristiques des disruptions internes dans les plasmas ohmiques de TCA. Certains phénomènes ont été mis en évidence, tels que la faible amplitude des "précurseurs"  $m=1$  et l'existence de "successeurs"  $m=1$  à la relaxation, le doublement de la fréquence  $m=1$  sur l'axe, l'évolution du piquage du profil-X, la durée très courte de la disruption et l'apparition de dents-de-scie "doubles". Ces observations montrent la diversité des phénomènes en jeu lors des disruptions internes, phénomènes qui n'ont encore pu être décrits de façon complète par aucun modèle.

Les paramètres des dents-de-scie ont été comparés, dans la mesure du possible, avec les diverses lois d'échelle proposées dans la littérature : un accord qualitatif et quantitatif remarquable a pu être mis en évidence avec les lois empiriques de TFR, ce qui servira de point de comparaison avec les résultats obtenus pendant le chauffage par ondes d'Alfvén. Si les lois d'échelle, exprimées à partir de paramètres macroscopiques du plasma, peuvent paraître relativement simples, le fait qu'elles ne soient pas universelles révèle la complexité des phénomènes. En particulier, les caractéristiques des dents-de-scie dépendent certainement de l'évolution de grandeurs locales non-mesurables, telle que la forme du profil de courant, elle-même influencée, entre autres, par le contenu en impuretés et le rayonnement du plasma.

## CHAPITRE 5

### **5. RESULTATS AVEC CHAUFFAGE PAR ONDES D'ALFVEN**

La présence d'oscillations en dents-de-scie pendant le chauffage ohmique du plasma dans un tokamak est parfois considérée comme un signe, voire une cause d'un plasma pauvre en impuretés lourdes. Dans les machines de grande taille et particulièrement en présence de chauffages auxiliaires de haute puissance, les dents-de-scie peuvent cependant provoquer des variations relatives de  $T_e$  jusqu'à 50 % et limiter le  $\beta$  au centre de la décharge : elles deviennent ainsi un des mécanismes importants de perte d'énergie et de refroidissement du cœur du plasma. Néanmoins, certains résultats expérimentaux récents sont porteurs d'espoir : en effet, des températures électroniques records ont été atteintes pendant une dent-de-scie stabilisée par l'usage approprié de certains chauffages additionnels.

Après une brève introduction à la phénoménologie observée pendant le chauffage par ondes d'Alfvén (AWH), ce chapitre présentera d'abord une description de l'influence globale de l'AWH sur les dents-de-scie dans TCA (§ 5.2.), avant de décrire les effets plus spécifiquement liés au spectre de l'onde (§ 5.3). Dans la discussion subséquente (§ 5.4.), les résultats concernant les dents-de-scie pendant le chauffage RF seront résumés et comparés à ceux obtenus en phase ohmique dans TCA, ainsi qu'à ceux publiés pour d'autres chauffages additionnels sur d'autres machines.

#### **5.1. DESCRIPTION DU CHAUFFAGE AWH**

##### **5.1.1. Introduction générale**

Le chauffage par ondes d'Alfvén provoque des variations importantes de la température électronique centrale pendant les dents-de-scie ( $\Delta T_e(0)/T_e(0) \cong 200/700 \cong 28$  % et  $\Delta T_e(0)/T_e(0) \cong 375/875 \cong 43$  % pour  $P_{RF} \cong 140$  et 250 kW, et  $T_e$  en eV), alors que la température non perturbée est peu affectée [Joye 1986b]. Quant à l'effet sur la température ionique, il est faible, compte tenu de l'augmentation de densité provoquée par le chauffage [de Chambrier 1983].

La puissance ohmique  $P_{OH}$  dans TCA est de l'ordre de 150 à 250 kW. La puissance RF délivrée au plasma dépend de la partie du spectre de l'onde d'Alfvén qui est excitée et donc de la densité, les valeurs maximales atteintes étant [Besson 1986a] :

400 kW au DAW (2,0)

500 kW au DAW (2,1)

295 kW dans le continu (2,0)

570 kW dans le continu (2,1)

Le chauffage des électrons le plus efficace est cependant obtenu à puissance plus modérée (100-250 kW, i.e.  $P_{RF}/P_{OH} \sim 1$ ), lorsque l'augmentation de la densité et donc la variation du spectre excité est moins rapide [Besson 1986b]. Quant à la fréquence du générateur ( $f_{RF}$ ), qui définit le spectre et peut être variée entre 0.3 et 5 MHz, elle est constante et égale à 2.5 MHz pour tous les résultats présentés dans ce chapitre.

### 5.1.2. Augmentation de la densité

L'un des effets les plus frappants du chauffage par ondes d'Alfvén dans TCA est une forte augmentation de la densité électronique  $n_e$  pendant l'impulsion RF (fig. 1), augmentation qui peut atteindre 300 % dans certains cas (si le plasma "cible" est peu dense, pour  $P_{RF} = 200$  kW). En fait, lors de l'enclenchement de l'AWH, la densité au centre  $n_e(0)$  augmente, alors que le profil de densité  $n_e(r)$  s'élargit simultanément. Après un temps d'environ 7 ms (soit typiquement  $\sim 2 \tau_E$ ), qui semble être indépendant de la densité, le profil devient plus pointu, puis évolue de façon semblable au cas ohmique, c'est-à-dire que le piquage augmente légèrement lorsque la densité augmente [Collins 1985].

A la suite des améliorations successives apportées à la forme et au matériau des limiteurs et des antennes et grâce, entre autres, aux mesures bolométriques, il a été montré qu'un afflux d'impuretés ne pouvait pas être l'unique cause de l'augmentation de densité, mais pouvait y contribuer pour environ 20-30 % [Besson 1986a, Nowak 1986]. De plus, cette augmentation de densité n'a pas pu être réduite par une dé-hydrogénation de la paroi du tore, en utilisant les techniques de "discharge cleaning" dans l'argon, par exemple. Le recyclage du gaz sur les parois de l'enceinte, les limiteurs et les antennes ne semble donc pas être la cause principale de cette augmentation, dont les mécanismes n'ont pas encore été clairement identifiés. Leur étude est en cours [Appert 1987, Yasseen 1987], une hypothèse plausible étant une amélioration du confinement des particules pendant le chauffage.

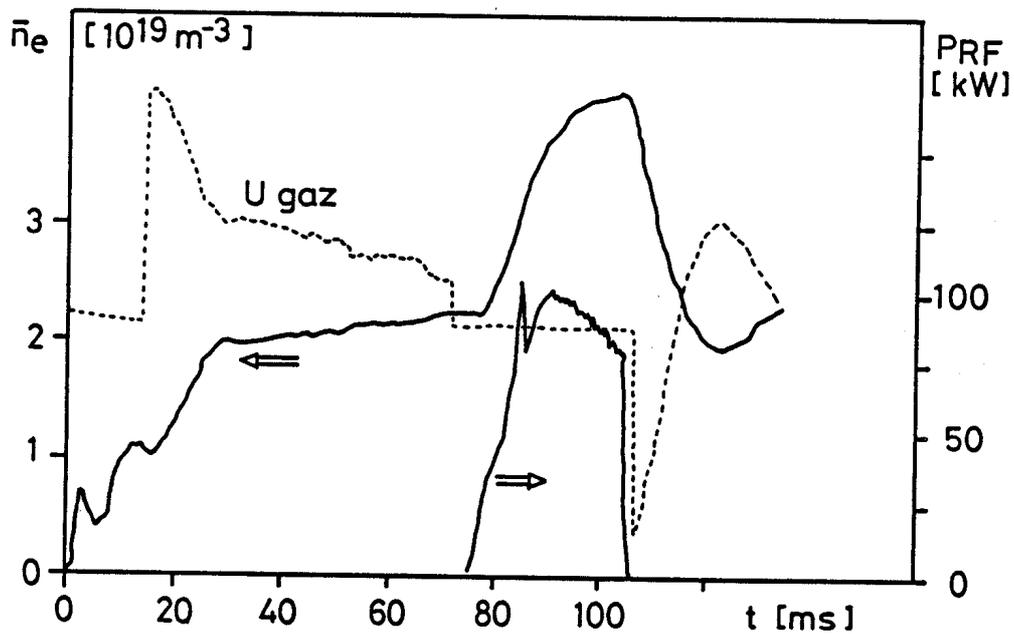


Figure 5-1 : évolution de l'intégrale de ligne de la densité électronique pendant le chauffage par ondes d'Alfvén (la trace  $U_{gaz}$  en traitillé correspond à la tension sur la vanne d'injection de gaz) (# 17596,  $B_T=1.5$  T,  $q_a=3.1$ ,  $H_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

Malgré ces efforts de compréhension du phénomène, le contrôle de la densité électronique pendant le chauffage AWH n'est pas toujours possible. De plus, le fait que la densité dépende de la puissance de chauffage, complique singulièrement l'analyse de certains résultats en fonction de  $P_{RF}$ .

### 5.1.3. Spectre de l'onde d'Alfvén

L'augmentation de la densité électronique provoquée par le chauffage additionnel a pour conséquence un balayage du spectre de l'onde d'Alfvén (avec  $d\bar{n}_e/dt > 0$ ), spectre qui est décrit dans l'approximation d'un grand rayon d'aspect par l'équation (cf. chapitre 2) :

$$\omega^2(r) = \frac{B_T^2}{\mu_0 \rho(r) R^2} \left( n + \frac{m}{q(r)} \right)^2 \tag{5-1}$$

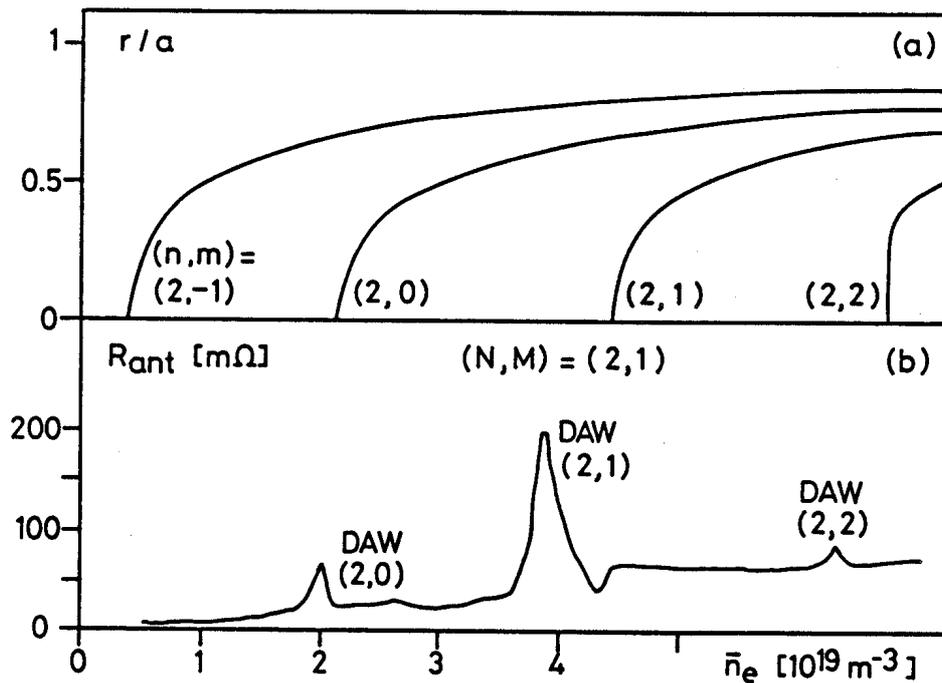


Figure 5-2 : schéma de principe du spectre des ondes d'Alfvén dans TCA [Besson 1986a] : (a) position des surfaces résonantes, calculées à l'aide de l'équation 5-1 et de profils de  $n_e(r)$  et  $j(r)$  paraboliques ( $B_T=1.5 \text{ T}$ ,  $D_2$ ,  $q(a)=3.2$ ), (b) charge d'antenne mesurée

Lorsque la densité croît, pour un profil de  $q(r)$  donné et une fréquence du générateur fixe, divers modes  $(n,m)$  de l'onde d'Alfvén torsionnelle (SAW) sont excités : la densité à laquelle un tel mode apparaît dans le plasma définit la partie du spectre appelée "continu  $(n,m)$ ". A ce continu est en général associé un pic discret appelé DAW (de "Discrete Alfvén Wave"), qui est un mode propre global de l'onde d'Alfvén et apparaît à une densité légèrement inférieure à celle de la couche résonante : ceci est illustré à la figure 5-2, où la position calculée des résonances (fig. 5-2a) et la charge d'antenne mesurée (fig. 5-2b) sont représentées en fonction de la densité électronique. En variant la phase des antennes dans TCA, il est possible de créer six structures d'excitation pures, à savoir  $(N,M) = (2,1), (2,0), (1,1), (1,0), (4,1)$  et  $(4,0)$ , pour lesquelles la figure 5-3 montre la charge d'antenne en fonction de la densité. Les modes à  $(n=N, m \neq M)$  sont créés par couplage torique avec le mode excité : la structure  $(N,M) = (2,1)$ , par exemple, excite directement  $(n,m) = (2,1)$ , mais en plus aussi  $(n,m) = (2,0)$  et  $(2,2)$  [Collins 1986a]. Expérimentalement, les pics d'absorption révélés par les variations de densité sont identifiés à l'aide des courbes des figures 5-3 et 5-4.

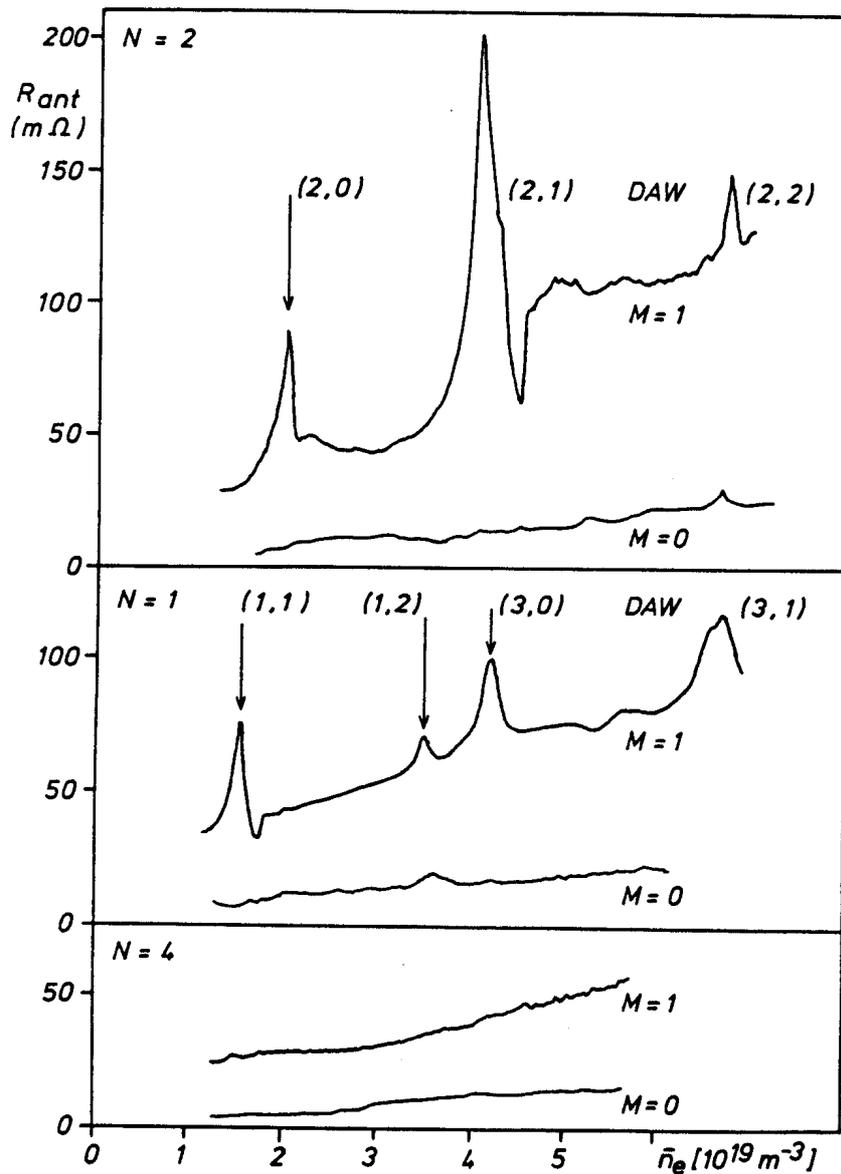


Figure 5-3 : charge d'antenne en fonction de la densité dans un plasma standard ( $f_{RF}=2.5$  MHz,  $D_2$ ,  $PRF \approx 60$  kW), pour les six principales structures d'excitation (N,M). Les pics discrets DAW sont caractérisés par les indices de mode (n,m) [Collins 1986a]

La valeur de la densité à laquelle apparaît un DAW donné dépend du courant dans le plasma (fig. 5-4) et du gaz utilisé. En effet, l'équation 5-1 contient un terme de densité de masse  $\rho(r)$ , qui dépend de la masse effective par électron  $\langle A \rangle = A/Z$ . Or  $\langle A \rangle$  vaut environ 1.3 pour l'hydrogène et 2 pour le deutérium et la plupart des impuretés complètement ionisées. Les densités correspondantes aux DAW et aux continus associés sont donc plus élevées dans l'hydrogène d'un facteur  $\langle A(\text{gaz } D_2) \rangle / \langle A(\text{gaz } H_2) \rangle$ , qui est d'autant plus petit que la décharge d'hydrogène contient des impuretés ionisées.

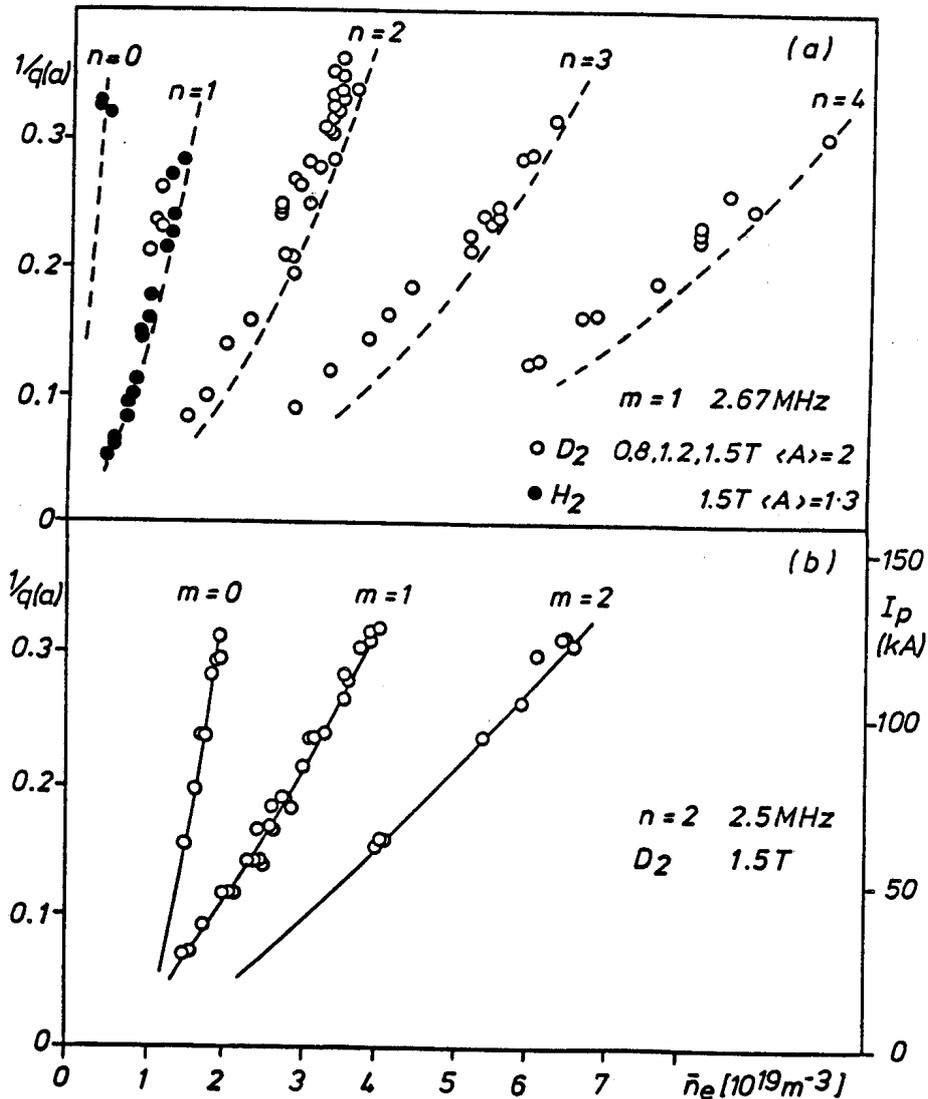


Figure 5-4 : densité d'apparition des DAW, en fonction du courant plasma [Collins 1986a] : (a) les courbes traitillées correspondent aux continus Alfvén associés, (b) les lignes représentent les tendances

Les effets du chauffage par ondes d'Alfvén sur les paramètres du plasma varient en fonction de la partie du spectre excité (c'est-à-dire de la densité, si la fréquence  $f_{RF}$  est constante). Les diverses résonances de l'onde affectent l'évolution temporelle de la plupart des paramètres du plasma, qui présentent un comportement discontinu à l'instant de l'arrivée d'une nouvelle surface résonante dans la décharge (fig. 5-5) [Appert 1984a, de Chambrier 1984c]. Ainsi, typiquement, l'augmentation de densité et de  $(\beta + 1/2)$  s'infléchissent, la résistance plasma accuse une diminution brusque et temporaire et l'émission  $H_\alpha$  croît. Ces discontinuités s'observent également sur le flux-X et les paramètres des dents-de-scie.

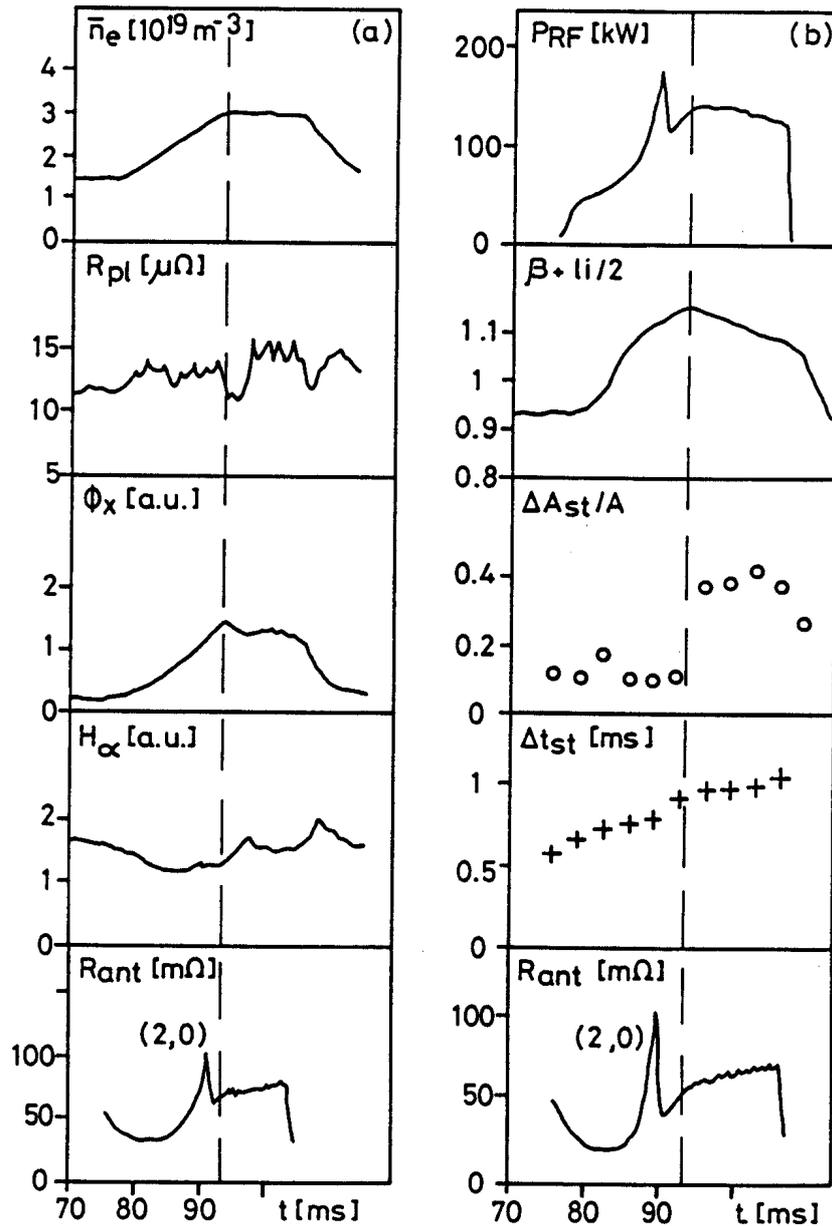


Figure 5-5 : exemples de discontinuités de l'évolution temporelle de divers paramètres macroscopiques, au seuil du continu  $(n,m)=(2,0)$  dans un plasma d'hydrogène : (a) # 17598,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1$ ,  $(N,M)=(2,1)$ ,  $\bar{n}_e19=1.5-3$ ,  $PRF\sim 90$  kW, limiteurs C; (b) # 17403,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.5$ ,  $(N,M)=(2,1)$ ,  $\bar{n}_e19=2-4$ ,  $PRF\sim 130$  kW, limiteurs C

Le chapitre sera divisé en deux parties, dans le souci de présenter les résultats d'une manière structurée et de caractériser séparément les différents effets du chauffage par ondes d'Alfvén. Le paragraphe 5-2 traitera ainsi des phénomènes liés aux parties du spectre "éloignées" des discontinuités, ou en d'autres termes, essaiera d'isoler les effets dits "généraux" du chauffage. Quant au paragraphe 5-3, il s'attachera à décrire ce qui se passe lors de l'arrivée d'une nouvelle couche résonante dans le plasma, ainsi que lors des transitoires d'enclenchement et de déclenchement du chauffage, qui correspondent toutes les trois à une brusque variation de la puissance RF dans la décharge.

## **5.2. COMPORTEMENT GENERAL DES DENTS-DE-SCIE**

Le présent paragraphe décrit le comportement "général" des dents-de-scie, c'est-à-dire celui dans les parties du spectre de l'onde d'Alfvén dépourvues de discontinuités. Ces résultats seront comparés à ceux de la phase ohmique, afin d'essayer d'isoler les effets généraux du chauffage RF, tout en gardant en mémoire que l'obstacle principal à une telle étude reste la non-stationnarité des décharges. En effet, la densité ne peut pas être maintenue constante pendant la durée de l'impulsion RF, ce qui rend en conséquence la puissance difficilement contrôlable. Mais cette non-stationnarité rend surtout délicate, lors du dépouillement des données, la séparation des effets de  $\bar{n}_e$  et de  $P_{RF}$  sur les paramètres du plasma. Les résultats présentés ici correspondent à des décharges dans l'hydrogène et dans le deutérium, avec les structures d'excitation  $(N,M) = (1,1)$  et  $(2,1)$ .

### **5.2.1. Rayon d'inversion**

Dans TCA, la précision avec laquelle peut être déterminé le rayon d'inversion des dents-de-scie est limitée par deux facteurs, à savoir l'espacement entre les visées du diagnostic-X (au mieux  $\sim 1.8$  cm) et la qualité de la mesure de  $\Delta A_{st}/A$ . L'incertitude moyenne sur  $r_{inv}$  est ainsi de l'ordre de  $\pm 1$  cm, mais varie légèrement selon la position du rayon d'inversion par rapport à celle de la visée la plus proche (cf. § 4.1.2.2.).

Dans les séries de décharges analysées, aucune variation du rayon d'inversion n'a pu être clairement mise en évidence pendant la durée du chauffage par ondes d'Alfvén, et ce jusqu'aux plus hautes puissances réalisées (les effets de l'enclenchement du chauffage et en particulier "l'allumage" des dents-de-scie à  $q(a)$  élevé - qui correspond à l'apparition d'un rayon d'inversion dans la décharge - seront traités au § 5.3.1.). Cette observation peut être interprétée de deux manières. D'une part, en raison de la résolution spatiale finie de la caméra-X, il n'est pas exclu que  $r_{inv}$  change faiblement pendant le chauffage : cela limite néanmoins l'amplitude du déplacement possible à l'incertitude de la mesure (qui est du même ordre de grandeur que la résolution spatiale des détecteurs à proximité du rayon d'inversion). D'autre part, un rayon d'inversion "cordal" constant n'exclut pas un déplacement de la surface  $q=1$ , puisque le profil d'émission locale peut changer sans que cela ne soit détecté sur le profil intégré : en d'autres termes, un déplacement de  $r_{q=1}$  pourrait être compensé par une modification du piquage du profil.

Dans tous les cas, en l'absence de mesures régulières des profils de densité et de température (non-intégrés) dans TCA, le déplacement possible de  $r_{q=1}$  peut être estimé ne représenter qu'une fraction de la distance inter-diode ( $\sim 1/10 a$ ). Ce résultat de TCA rejoint les observations faites sur d'autres tokamaks équipés d'un dispositif de chauffage additionnel, dans lesquels le rayon d'inversion reste constant même lorsque les autres paramètres des dents-de-scie changent. Ainsi, juste avant la stabilisation des disruptions internes à l'aide des chauffages ICRH et/ou NBI, par exemple,  $r_{inv}$  ne bouge pas (cf. § 5.4.).

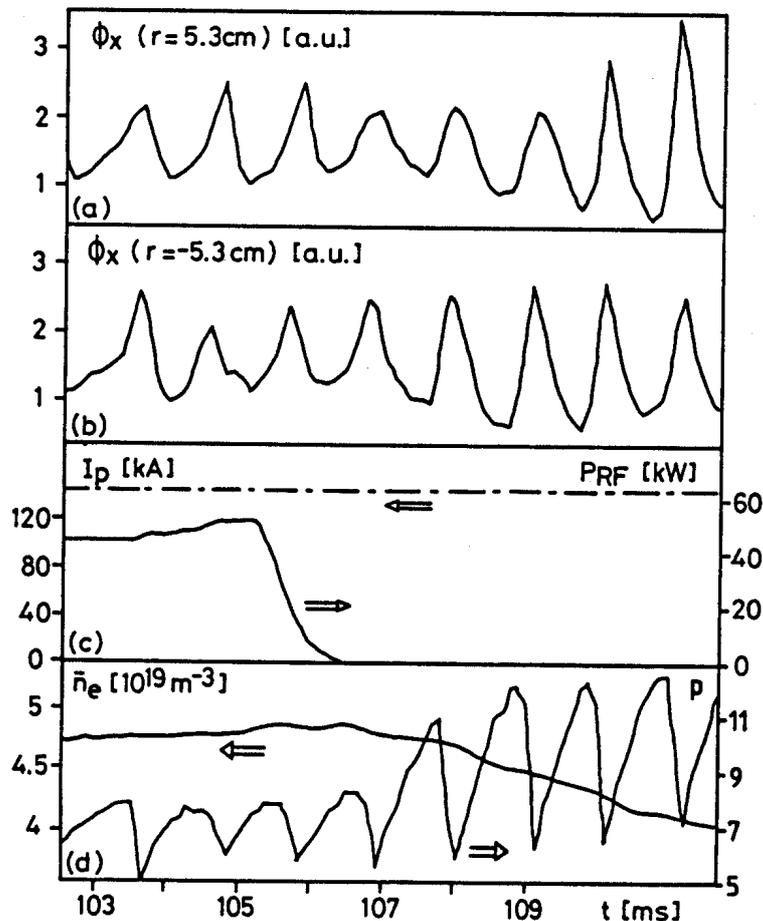


Figure 5-6 : évolution des dents-de-scie à  $r = \pm 5.3$  cm à la fin de l'impulsion RF, indiquant un déplacement du rayon d'inversion vers l'intérieur et un piquage simultané du profil de flux-X (mesuré entre + 5.3 cm et - 5.3 cm) (# 28915,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1$ ,  $H_2$ ,  $(N,M)=(1,1)$ , limiteurs C)

Dans un cas bien particulier cependant, qui correspond paradoxalement à l'incertitude la plus grande, de petites modifications de  $r_{inv}$  peuvent être visibles dans TCA : en effet, lorsque  $r_{inv}$  traverse la visée d'un détecteur, une inversion de la phase des dents-de-scie est observée sur le signal correspondant. La figure 5-6 illustre une telle

situation, qui s'est produite à la fin du chauffage RF : alors que la position du plasma est stable, le rayon d'inversion se déplace vers l'intérieur (fig. 5-6a et 5-6b), bien que le piquage mesuré entre +5.3 et -5.3 cm augmente (fig. 5-6d). Cette situation révèle un rétrécissement du profil de courant, puisque d'après les courbes qualitatives de la figure 4-19, le rapport  $r_{q=1}/r_{inv}$  correspondant diminue :  $r_{q=1}$  doit donc décroître plus vite que  $r_{inv}$ . Une telle observation est toutefois peu fréquente, car il n'y a pas de diode qui vise exactement la position typique de  $r_{inv}$  dans un plasma standard (c'est-à-dire  $r_{inv} \sim 5.5$  à 6 cm).

### 5.2.2. Période

Une étude paramétrique de la période des dents-de-scie en fonction de la densité est illustrée à la figure 5-7, dans laquelle sont reportées des valeurs de  $\Delta t_{st}$  moyennées sur plusieurs oscillations et mesurées dans les parties du spectre sans discontinuités. La période varie linéairement avec la densité, conformément à une loi du type TFR [TFR group 1976] :

$$\Delta t_{st} = C n_e r_{inv}^2 R \quad (5-2)$$

avec comme pente de la droite de régression  $h_{RF} \cong 0.26$ . Cette dépendance linéaire présente des similitudes avec celle observée en phase ohmique (cf. fig. 4-23). En effet, dans les deux cas, la pente dépend de façon non-mesurable du gaz employé (hydrogène ou deutérium) et des limiteurs utilisés (C ou SiC), pour des décharges typiques avec  $q_a \cong 3.1 - 3.3$ . De surcroît, cette pente semble être relativement indépendante de la structure d'excitation du chauffage RF et du spectre des ondes d'Alfvén.

Quantitativement cependant, les pentes sont différentes, puisqu'elles valent typiquement  $h_{OH} \cong 0.31$  (en pointillé sur la fig. 5-7) et  $h_{RF} \cong 0.26$ . A densité égale, les dents-de-scie sont donc plus courtes pendant le chauffage additionnel. Cette différence pourrait être expliquée des façons suivantes :

- si la diminution de la période est attribuée à un changement de la position du rayon d'inversion, il faudrait que  $r_{inv}(RF) = (0.26/0.31)^{1/2} \cdot r_{inv}(OH)$  (cf. équation 5-2), ou en d'autres termes, que  $r_{inv}$  diminue d'environ 9 % pendant le chauffage. Si  $r_{inv}(OH) = 5.5 - 6$  cm, cela signifierait que  $r_{inv}(RF) = 5 - 5.5$  cm, c'est-à-dire que le

rayon d'inversion devrait traverser la visée des détecteurs à  $\pm 5.3$  cm et être décelable sous la forme d'une inversion de la phase des dents-de-scie à ce rayon. Toutefois, un tel déplacement du rayon d'inversion n'est pas observé

- par contre, si le rayon d'inversion est supposé constant, la diminution de  $\Delta t_{st}$  pourrait être expliquée par l'augmentation, grâce au chauffage par ondes d'Alfvén, de la quantité d'énergie déposée au centre du plasma (augmentation qui a été mise en évidence expérimentalement [Joye 1986b]). En supposant, par exemple, que la relaxation de la dent-de-scie intervient lorsqu'une quantité d'énergie critique est accumulée à l'intérieur de la surface  $q=1$ , cette augmentation provoquerait une régénération plus rapide des profils après la disruption interne et donc une diminution de la période  $\Delta t_{st}$ . Exprimé quantitativement, cela correspondrait à une diminution du temps caractéristique de chauffage  $\tau_c$  d'un facteur :

$$\frac{\tau_c(OH)}{\tau_c(RF)} \sim \frac{h_{OH}}{h_{RF}} = \frac{0.31}{0.26} \cong 1.2$$

- quant à la variation de densité provoquée par le chauffage RF, elle peut être exclue comme cause possible de la diminution de la période. En effet, les figures 4-24 et 4-25b montrent que lorsque  $d\bar{n}_e/dt \geq 0$ ,  $\Delta t_{st}$  croît.

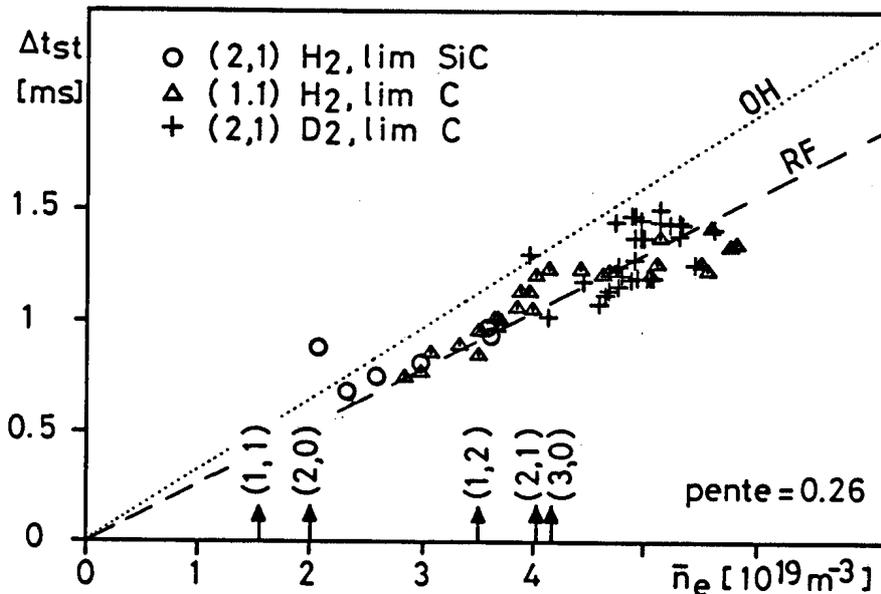


Figure 5-7 : période des dents-de-scie en fonction de la densité, pendant le chauffage AWH (les flèches indiquent la densité correspondant aux DAW  $(n,m)$  dans un plasma de deutérium, alors que la pente du graphe équivalent en phase ohmique - cf. fig. 4-23 - est représentée en traitillé) (toutes les décharges avec  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1-3.3$ )

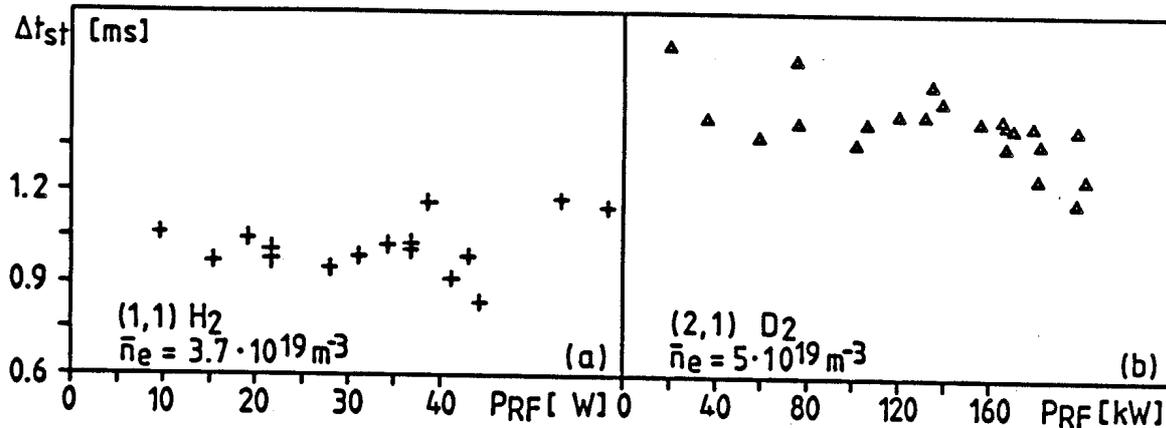


Figure 5-8 : évolution de la période des dents-de-scie en fonction de la puissance RF, à densité fixe : (a)  $B_T=1.5 T$ ,  $q(a)=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=3.7$ ,  $H_2$ ,  $(N,M)=(1,1)$ , limiteurs C; (b)  $B_T=1.5 T$ ,  $q(a)=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=5$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs SiC et C

L'effet de la puissance RF sur la période des dents-de-scie peut être illustré d'une autre manière. Puisque le chauffage par ondes d'Alfvén produit une augmentation de densité dans la décharge, la période  $\Delta t_{st}$  est mesurée pour différentes puissances RF à une valeur fixe de  $\bar{n}_e$ . La figure 5-8 représente un tel graphe pour les deux excitations  $(N,M) = (1,1)$  dans l'hydrogène et  $(2,1)$  dans le deutérium, les densités étant choisies de façon à éviter les discontinuités spectrales et les transitoires à l'enclenchement du chauffage. Dans les deux cas, la période semble décroître légèrement lorsque la puissance augmente, ce qui vient confirmer la figure 5-7 et l'existence d'un effet du chauffage AWH. Une diminution de  $\Delta t_{st}$  n'est d'ailleurs pas le propre de l'AWH, puisque particulièrement le chauffage ECRH peut avoir les mêmes conséquences, selon la position de la couche résonante et celle du dépôt d'énergie dans le plasma. Le chauffage par ondes d'Alfvén ne provoque donc ni un ralentissement spectaculaire, ni une stabilisation totale des dents-de-scie comme peuvent le faire, par exemple, les chauffages ICRH et/ou NBI (cf. § 5.4.). Au contraire même, le chauffage AWH appliqué dans les parties continues du spectre a plutôt tendance à déstabiliser les dents-de-scie.

### 5.2.3. Amplitude relative

En phase ohmique, l'amplitude relative des dents-de-scie dans TCA semble suivre une loi du type  $\Delta A_{st}/A = C \cdot q(a)^{-3/2}$  [TFR group 1976], où le coefficient C vaut environ 0.7. La réalisation d'une étude paramétrique analogue pendant le chauffage par ondes d'Alfvén est rendue difficile, d'une part par la non-stationnarité des décharges (en

effet, ni  $P_{RF}$ , ni  $\bar{n}_e$  ne sont constants) et d'autre part par les variations de  $q(a)$  qui modifient le spectre (la position des DAW et des continus associés dépend de  $\bar{n}_e$  et de  $q(a)$ , cf. § 5.1.3.). Pour essayer de séparer ces effets, il est procédé en deux étapes.

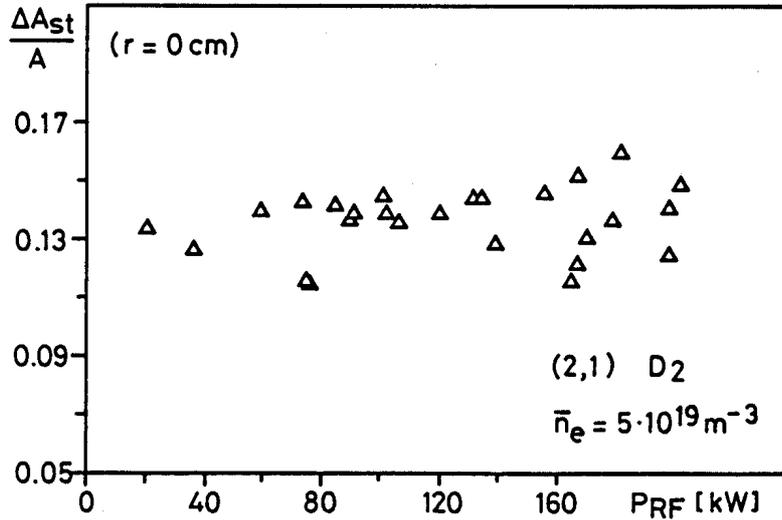


Figure 5-9 : amplitude relative des dents-de-scie en fonction de la puissance RF, à densité et  $q(a)$  fixes, dans le continu (2,1) ( $B_T=1.5 T$ ,  $q(a)=3.2$ ,  $\bar{n}_{e19}=5$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ )

La figure 5-9 illustre tout d'abord la dépendance de  $\Delta A_{st}/A$  en fonction de la puissance de chauffage. Les mesures sont effectuées à  $q(a)$  et  $\bar{n}_e$  fixes, au minimum 7 à 10 ms après l'enclenchement du chauffage RF, la densité étant choisie dans le continu (2,1) de façon à éviter les discontinuités spectrales et les transitoires. L'amplitude relative semble légèrement augmenter avec  $P_{RF}$  ou, en d'autres termes, semble être quasiment indépendante de la puissance. Il est alors possible de dessiner la figure 5-10, qui représente l'amplitude relative en fonction de  $q(a)^{-3/2}$ . Lorsque  $q(a)$  change, le spectre change : pour compenser cet effet,  $\bar{n}_e$  n'est pas fixe et varie typiquement entre  $3.3$  et  $4.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (le résultat est cependant très semblable à celui d'une densité fixe  $\bar{n}_e=3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ). Les mesures sont effectuées au moins 15 ms après le début du chauffage RF, à des puissances  $P_{RF}$  entre 20 et 150 kW (qui ne devraient toutefois pas influencer le résultat, d'après la figure 5-9). La dépendance obtenue est clairement différente de celle de la phase ohmique (la droite de régression ohmique est dessinée en trait plein sur la figure) et correspond à une relation du genre :

$$\left( \frac{\Delta A_{st}}{A} \right)_0 = 0.19 \frac{1}{q_a^{0.38}}$$

L'amplitude relative des dents-de-scie au centre augmente donc avec le chauffage, d'un facteur qui croît avec la valeur de  $q(a)$ . Les résultats des figures 5-9 et 5-10 sont, en première approximation du moins, en contradiction avec ceux de [Joye 1986b], qui observent de fortes augmentations de  $\Delta T_e(0)/T_e(0)$  à  $q(a) \sim 3.2$  pendant le chauffage AWH dans TCA. Toutefois, cette contradiction pourrait s'expliquer par des différences entre les procédures expérimentales. En effet, Joye et al. ont systématiquement mesuré  $T_e(0)$  7 ms après le début du chauffage RF et affirment être ainsi indépendants d'un éventuel afflux d'impuretés au centre de la décharge. De plus, à cause de l'évolution de la densité des décharges qu'ils ont analysées, leurs résultats correspondent à un cas particulier d'attaque dans le spectre (c'est-à-dire une évolution de la densité la plus reproductible possible).

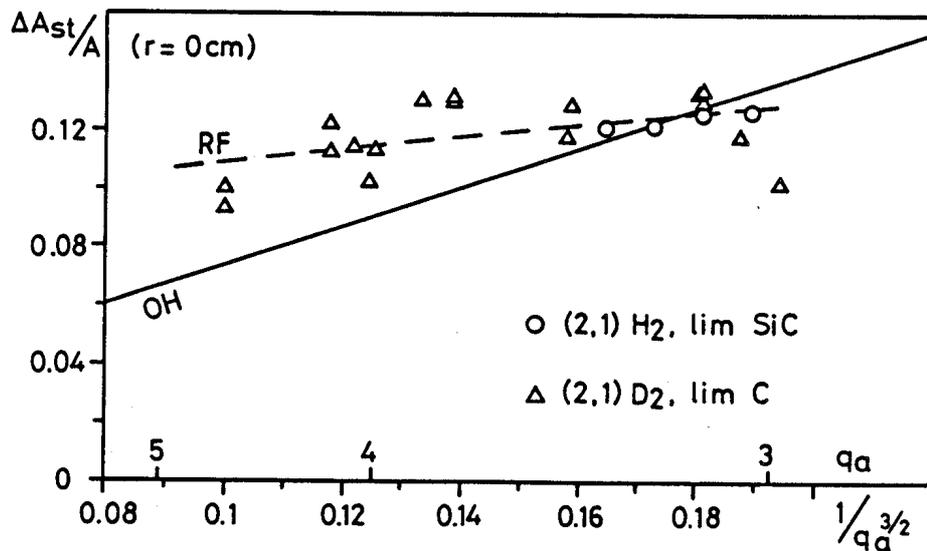


Figure 5-10 : dépendance de l'amplitude relative des dents-de-scie au centre en fonction de  $q(a)^{-3/2}$  ( $B_T=1.5\text{ T}$ ,  $3.3 \leq \bar{n}_{e19} \leq 4.5$ ,  $(N,M)=(2,1)$ ,  $20\text{ kW} \leq P_{RF} \leq 150\text{ kW}$ )

L'effet du chauffage se fait donc particulièrement sentir sur l'axe, lorsque le facteur de sécurité au bord est élevé. Une indication supplémentaire de la sensibilité de la région centrale à la valeur de  $q(a)$  est donnée par la figure 5-11, qui montre qu'à  $q(a)$  élevé, le chauffage par ondes d'Alfvén peut subitement "allumer" les dents-de-scie dans un plasma qui en était dépourvu. Une interprétation plausible de cette observation est que le chauffage AWH est capable de piquer le profil de courant à  $q(a)$  élevé, c'est-à-dire de créer une zone  $q < 1$  inexistante auparavant.

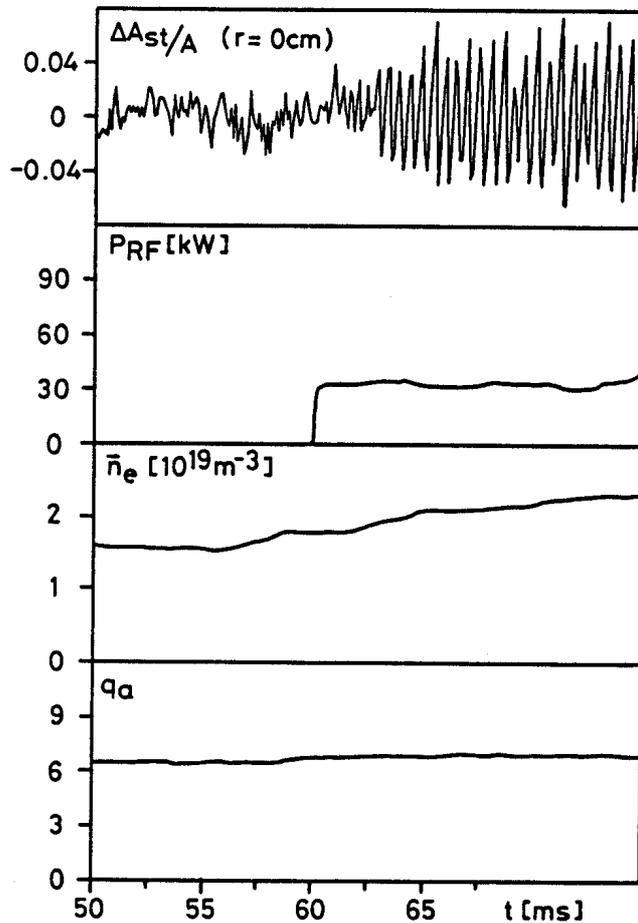


Figure 5-11 : exemple de "l'allumage", à  $q(a)$  élevé, des dents-de-scie lors de l'enclenchement du chauffage AWH (# 29013,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=6.1$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

#### 5.2.4. Modulation de la puissance RF

En plus des expériences sur les transitoires de puissance de chauffage qui seront décrites au paragraphe 5.3., des expériences de modulation de la puissance RF ont été récemment entreprises sur TCA [Appert 1987, Joye 1987], dans le but de caractériser les profils de dépôt de puissance et de transport d'énergie dans le plasma. A cette fin, la réponse dynamique du plasma à une modulation du chauffage AWH est analysée, en étudiant le comportement des dents-de-scie et du profil de flux-X. Bien que ces expériences sortent à l'origine du cadre de ce travail et seront exposées ailleurs [Joye 1987, Moret 1988], quelques aspects phénoménologiques seront développés ici (en particulier les effets sur la période des disruptions internes).

Les expériences de modulation sinusoïdale, effectuées dans des plasmas standards ( $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1-3.3$ ,  $(N,M)=(2,1)$ ,  $D_2$ , limiteurs C), sont caractérisées par les paramètres suivants :

$P_{RF}$ moyen	< 100 kW
modulation relative de $P_{RF}$	< 100 %
durée du chauffage	< 50 ms
fréquence de modulation	$100 \text{ Hz} < f_{\text{modul}} < 500 \text{ Hz}$ ( $\omega_{\text{modul}} \tau_E > 1$ )

Ces modulations produisent une augmentation de la densité moyenne, caractéristique du chauffage AWH, mais ne modulent que faiblement  $\bar{n}_e$  (de quelques pour-cents). Elles affectent par contre clairement les paramètres des dents-de-scie, c'est-à-dire la période ( $\Delta t_{st} = 1/f_{st}$ ), la pente et, dans une moindre mesure, l'amplitude relative (fig. 5-12). Il est à noter que les variations de  $\bar{n}_e$  sont beaucoup trop faibles pour expliquer celles de  $\Delta t_{st}$ . La figure 5-12 illustre en fait deux effets superposés : celui de la modulation de  $P_{RF}$  et celui, transitoire, du début du chauffage, qui correspond à l'enclenchement d'une puissance DC moyenne. Ce second effet, suggéré en traitillé sur la figure 5-12b et décrit plus en détail au paragraphe 5.3.2.2., allonge fortement et passagèrement les dents-de-scie, et surtout inhibe temporairement la modulation des paramètres des disruptions internes. Une récente série d'expériences montre qu'en établissant un niveau de puissance DC dans la décharge avant de commencer la modulation, il est possible de séparer les effets transitoires des effets de la modulation.

Les variations de la période, de l'amplitude relative et de la pente des dents-de-scie sont en phase l'une avec l'autre, mais ne le sont pas avec la modulation de  $P_{RF}$  : ceci est illustré à la figure 5-13, qui représente les évolutions temporelles de  $\Delta t_{st}$  en fonction de  $P_{RF}$  pour plusieurs fréquences de modulation ( $f_{\text{modul}}$ ), en caractérisant le signe de la dérivée de la puissance (les flèches indiquent le sens de rotation des courbes). Ces graphes sont des courbes de Lissajou, qui seraient circulaires pour un déphasage entre  $\Delta t_{st}$  et  $P_{RF}$  de  $90^\circ \pm 180^\circ$  et se réduiraient à une droite de pente  $\pm 1$  pour un déphasage de respectivement  $0^\circ$  et  $180^\circ$ .

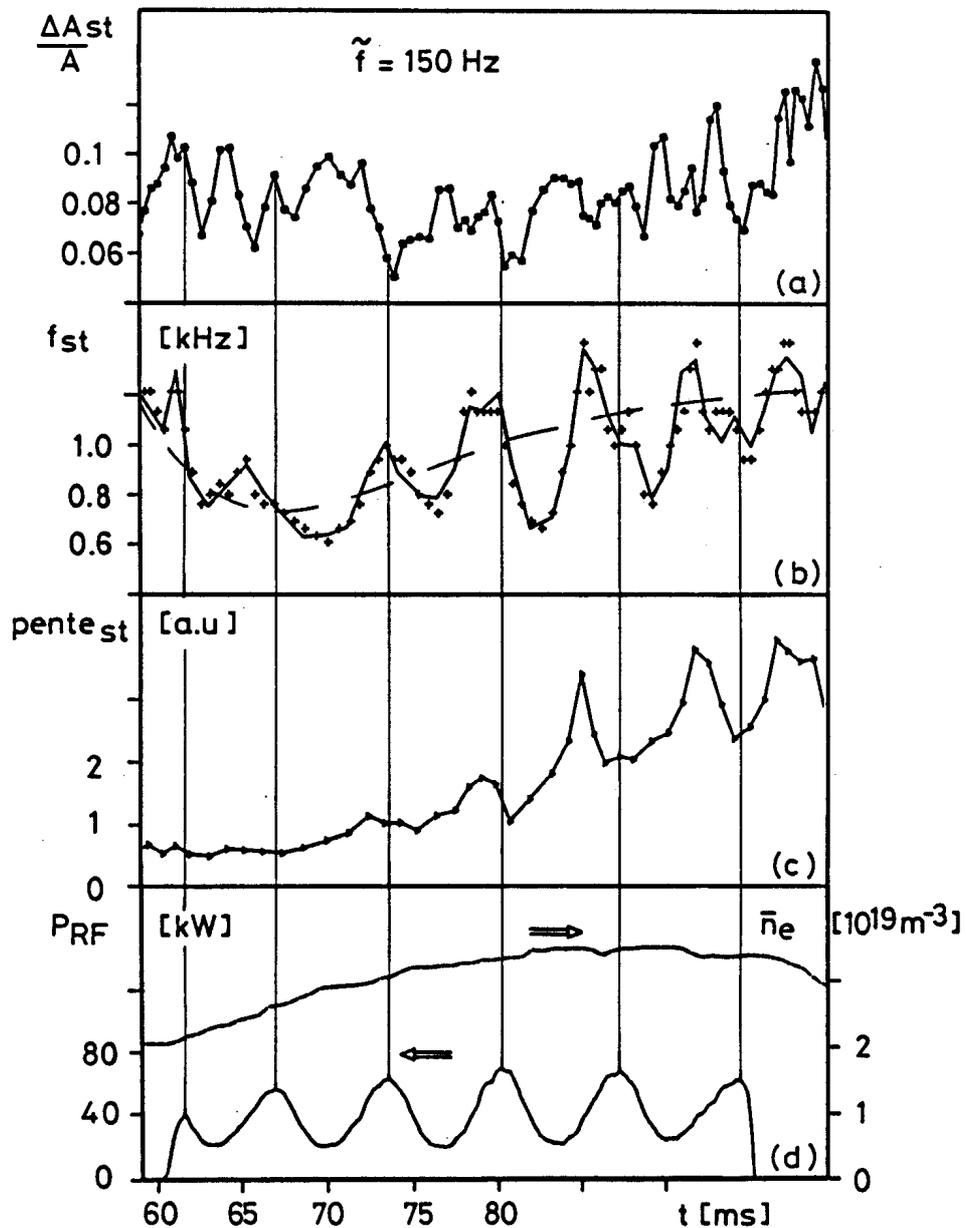


Figure 5-12 : amplitude relative (a), fréquence (b) et pente (c) des dents-de-scie au centre du plasma, pendant la modulation de la puissance RF à 150 Hz (# 28714,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

Le déphasage entre  $P_{RF}$  et  $\Delta t_{st}$  (ou entre  $P_{RF}$  et la pente des dents-de-scie, qui est en phase avec  $\Delta t_{st}$ ) augmente donc nettement lorsque la fréquence de modulation croît : il évolue de  $\sim 90^\circ$  pour  $f_{\text{modul}} = 100$  Hz à  $\sim 180^\circ$  pour  $f_{\text{modul}} = 300$  Hz (à des fréquences plus élevées,  $f_{\text{modul}}$  devient proche de  $f_{st}$  et ce type de représentation n'est plus approprié). Ces résultats sont semblables à ceux relatés par Joye et al., qui observent

également que le déphasage croît avec  $f_{\text{modul}}$  [Joye 1987]. De plus, ils constatent qu'à basse fréquence, 60 % des disruptions internes ont lieu pendant l'augmentation de puissance, phénomène qui disparaît à fréquence plus élevée. Or, dans une région de la décharge dans laquelle la puissance serait directement déposée, le déphasage entre  $\Delta T_e$  et  $P_{RF}$  vaudrait  $90^\circ$ . Les résultats suggèrent donc que la réponse du plasma aux modulations n'est pas le fait d'un chauffage direct, mais d'une action de l'AWH sur les processus qui gouvernent les disruptions internes. Ceci est une indication supplémentaire que le chauffage AWH pourrait modifier le profil de courant. Il est encore à noter, que malgré divers changements de la structure d'excitation des ondes d'Alfvén (en utilisant  $N=1, 2$  et  $4, M=1$ ), aucune influence de zones particulières du spectre continu n'a pu être mise en évidence, ni sur les résultats présentés ici, ni sur ceux de [Joye 1987].

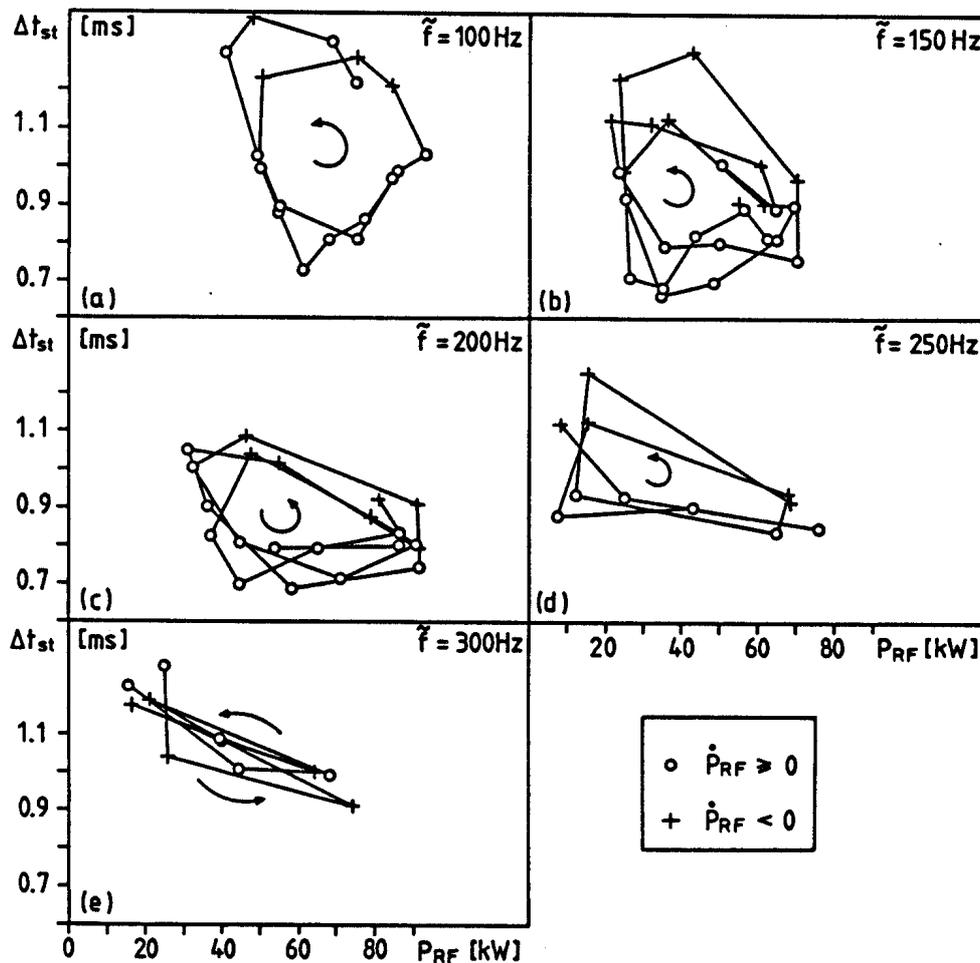


Figure 5-13 : période des dents-de-scie en fonction de la puissance RF, à différentes fréquences de modulation de  $P_{RF}$  (les flèches indiquent l'évolution temporelle) ( $B_T=1.5 T, q(a)=3.2, D_2, (N,M)=(2,1),$  limiteurs C, (a) # 28701, (b) # 28714, (c) # 28705, (d) # 29464, (e) # 28706)

Ces études de modulation de puissance sont appelées à se développer dans un proche futur, puisqu'avec la disponibilité de décharges plus longues, diverses analyses deviendront possibles, grâce à, par exemple, une densité et une puissance mieux contrôlées. Il sera également d'un grand intérêt d'élargir la plage des fréquences de modulation utilisées, et cela autant vers le bas que vers le haut, pour travailler, par exemple, à des fréquences supérieures à celle des dents-de-scie (comme cela a récemment été fait sur JET avec le chauffage ICRH [Gambier, communication privée]).

### **5.3. DISCONTINUITES ET TRANSITOIRES**

Les effets les plus visibles du chauffage par ondes d'Alfvén sur les dents-de-scie dans TCA se produisent lors de deux catégories d'évènements, dont la nomenclature est définie comme suit :

- les "discontinuités" sont liées à l'arrivée d'une nouvelle couche résonante de l'onde d'Alfvén dans le plasma, arrivée à laquelle peut (mais ne doit pas nécessairement) être associé un pic discret ou DAW (en fait, étant donné que la densité augmente pendant le chauffage, le DAW précède dans le temps l'arrivée de la couche résonante correspondante)
- les "transitoires" sont produites par les brusques changements de puissance à l'enclenchement ("transitoires de début") et au déclenchement ("transitoires de fin") du chauffage RF.

Même si une "discontinuité" est accompagnée par une brusque et souvent importante variation de la puissance de chauffage, due au DAW et correspondant donc à une "transitoire" au sens large, cette différenciation terminologique entre les trois catégories d'évènements devrait permettre de mieux caractériser les observations.

#### **5.3.1. Effets sur l'amplitude relative**

##### **5.3.1.1. Discontinuités**

Deux effets du chauffage AWH sur l'amplitude relative des dents-de-scie peuvent être clairement mis en évidence. Il y a d'une part une nette augmentation de la modulation  $\Delta T_e/T_e$  de la température électronique centrale [Joye 1986b]. Cette

augmentation, mentionnée précédemment et attribuée à un piquage du profil de dépôt d'énergie (§ 3.1.3.2. et 5.1.1.), varie selon la partie du spectre excité (elle est la plus grande dans le continu (2,0)).

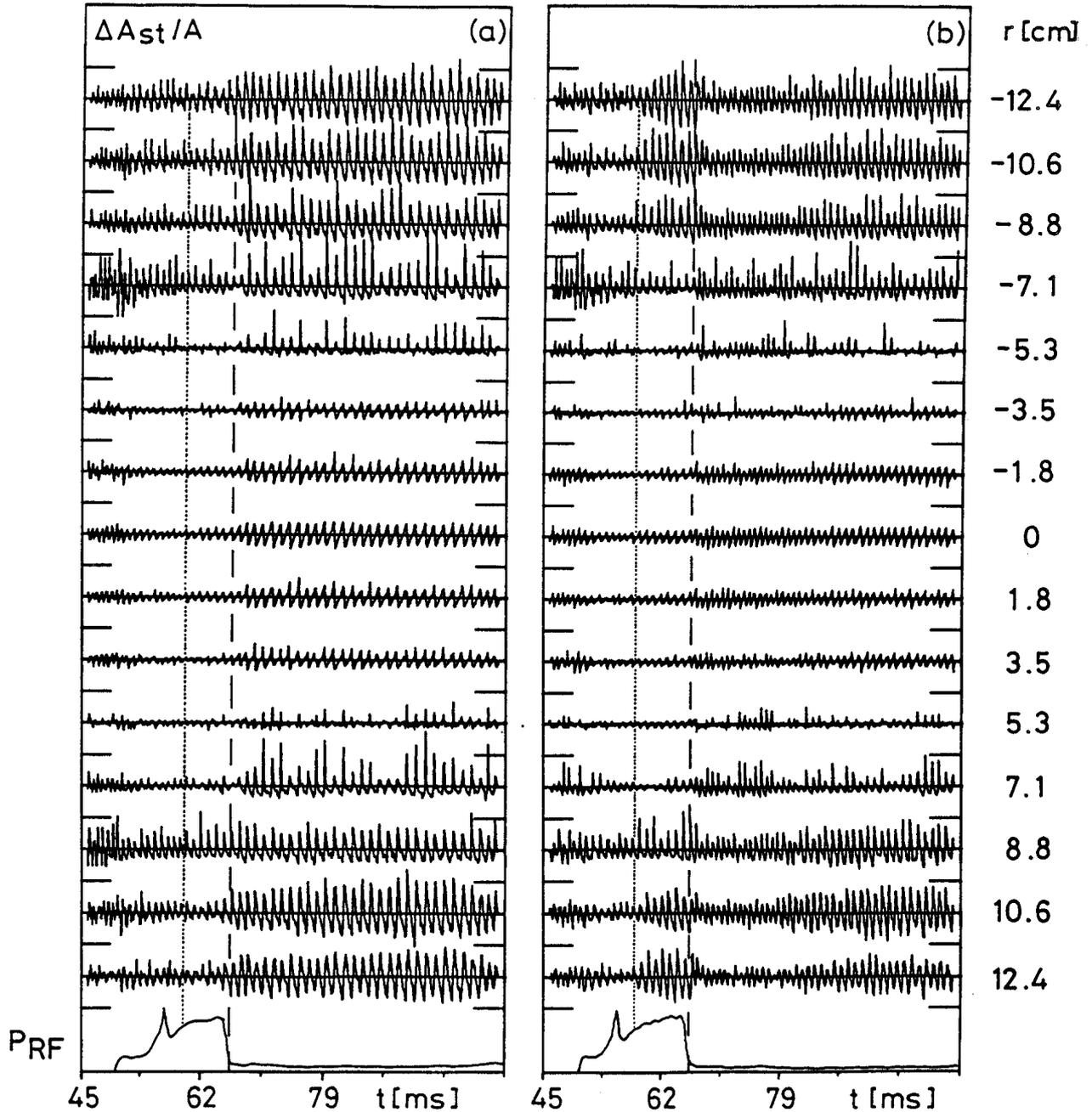
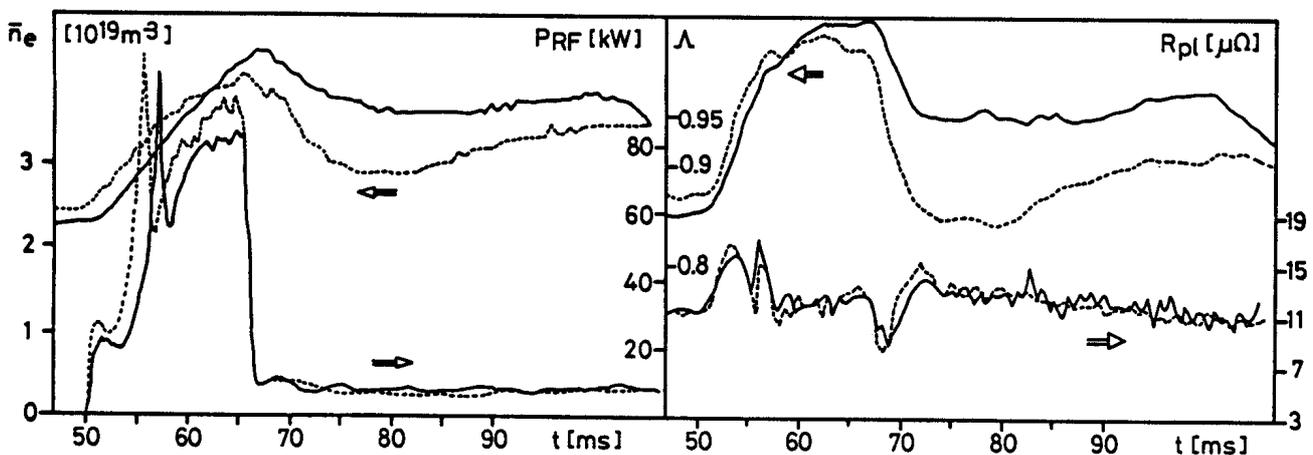


Figure 5-14 : amplitude relative des dents-de-scie à différents rayons dans le plasma, dans deux décharges quasiment identiques (échelle de 60 % par division) (# 25592/25593,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.3$ ,  $H_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs SiC)

D'autre part, le chauffage AWH provoque des discontinuités de  $\Delta A_{st}/A$ , l'amplitude relative des oscillations en dents-de-scie du flux-X. Ainsi, au seuil de certains continus, une augmentation de  $\Delta A_{st}/A$  est observée par tous les détecteurs du diagnostic-X, qui voient typiquement la zone  $-13 \text{ cm} < r < +13 \text{ cm}$  dans le plasma, soit un peu plus des  $2/3$  du diamètre total. La figure 5-14b illustre de manière frappante ce phénomène au seuil du continu (2,0) (trait en pointillé) et met en évidence les valeurs très importantes que peut atteindre  $\Delta A_{st}/A$  sur les visées éloignées du centre (jusqu'à 60 %, l'augmentation de  $\Delta A_{st}/A$  pouvant atteindre  $\sim 50 \%$  au centre et  $\sim 240 \%$  au bord, cf. fig. 5-17). Il est à noter que cet accroissement, qui est attribuable à un piquage du profil de dépôt d'énergie dans le plasma, n'est pas accompagné d'une modification mesurable du rayon d'inversion des dents-de-scie. Quant à l'ampleur de cette augmentation, il semble que ni  $\Delta A_{st}$ , ni  $\Delta A_{st}/A$  ne dépendent univoquement de  $P_{RF}$  ou de  $\bar{n}_e$ . La nature complexe de cette relation est peut-être encore mieux illustrée par l'observation, relativement rare il est vrai, de phénomènes de bifurcation : deux décharges quasiment identiques peuvent en effet conduire à deux évolutions temporelles de  $\Delta A_{st}/A$  différentes (par exemple au seuil du continu (2,0) dans les deux décharges des figures 5-14 et 5-15 (lignes en pointillé), la décharge (b) étant caractérisée par une rétroaction sur la densité pour essayer de stabiliser  $n_e$ , rétroaction qui était absente dans le cas (a)).



Sur ces figures, il apparaît également que l'augmentation d'amplitude relative n'est pas uniforme à travers le plasma. En effet,  $\Delta A_{st}/A$  croît nettement plus à l'extérieur qu'à l'intérieur du rayon d'inversion (fig. 5-16), phénomène qui se voit particulièrement sur les profils d'amplitude relative (fig. 5-17) et qui pourrait avoir les causes suivantes :

- lorsque  $T_e$  est proche de la température de coupure d'un détecteur X-mous - qui est donnée par l'épaisseur des absorbants utilisés - le flux-X reçu par la diode devient une fonction très sensible de  $T_e$  (cf. § 3.2.4.). En effet, selon la figure 3-4 et pour une diode avec 25  $\mu$  d'absorbant en béryllium, les valeurs typiques suivantes sont atteintes :

$$\Delta T_e/T_e = 50\text{eV} / 200\text{eV} = 25 \% \quad \rightarrow \quad \Delta \Phi_x/\Phi_x \cong 90 \%$$

$$\Delta T_e/T_e = 175\text{eV} / 700\text{eV} = 25 \% \quad \rightarrow \quad \Delta \Phi_x/\Phi_x \cong 40 \%$$

Cette sensibilité prend de l'importance dans les régions extérieures de la décharge où la température électronique est plus faible. Si la discontinuité, en accroissant la puissance déposée au centre du plasma, refroidit le bord et/ou augmente la quantité de chaleur éjectée du centre par les disruptions internes, les variations relatives de  $T_e$ , et donc aussi  $\Delta A_{st}/A$ , vont augmenter à l'extérieur de  $r_{inv}$

- d'autre part, si les disruptions internes éjectent du coeur de la décharge des impuretés légères qui sont complètement ionisées au centre, celles-ci peuvent rayonner lorsqu'elles atteignent les couches périphériques plus froides du plasma et augmenter la composante oscillante du flux-X. Cette hypothèse n'a pas encore été testée sur TCA, mais à déjà été vérifiée ailleurs [TFR group 1985].

Le tableau 5-1 résume, quant à lui, à quels endroits dans le spectre excité des discontinuités de l'amplitude relative des dents-de-scie sont observées. Il s'avère ainsi que seuls les continus  $(n,m) = (2,0)$  et  $(2,1)$  en produisent (dans le sens d'une augmentation de l'amplitude relative). Il faut cependant préciser que les variations de puissance provoquées par ces deux continus et leur DAW associé sont nettement plus importantes que celles dues aux résonances  $(1,1)$ ,  $(1,2)$  et  $(3,0)$ .

(N,M)	(n,m)		
(2,1)	(2,0) oui	(2,1) oui	
(1,1)	(1,1) non	(1,2) non	(3,0) non

Tableau 5-1 : observation de discontinuités de l'amplitude relative des dents-de-scie, liées à l'arrivée d'une nouvelle couche résonante dans le plasma

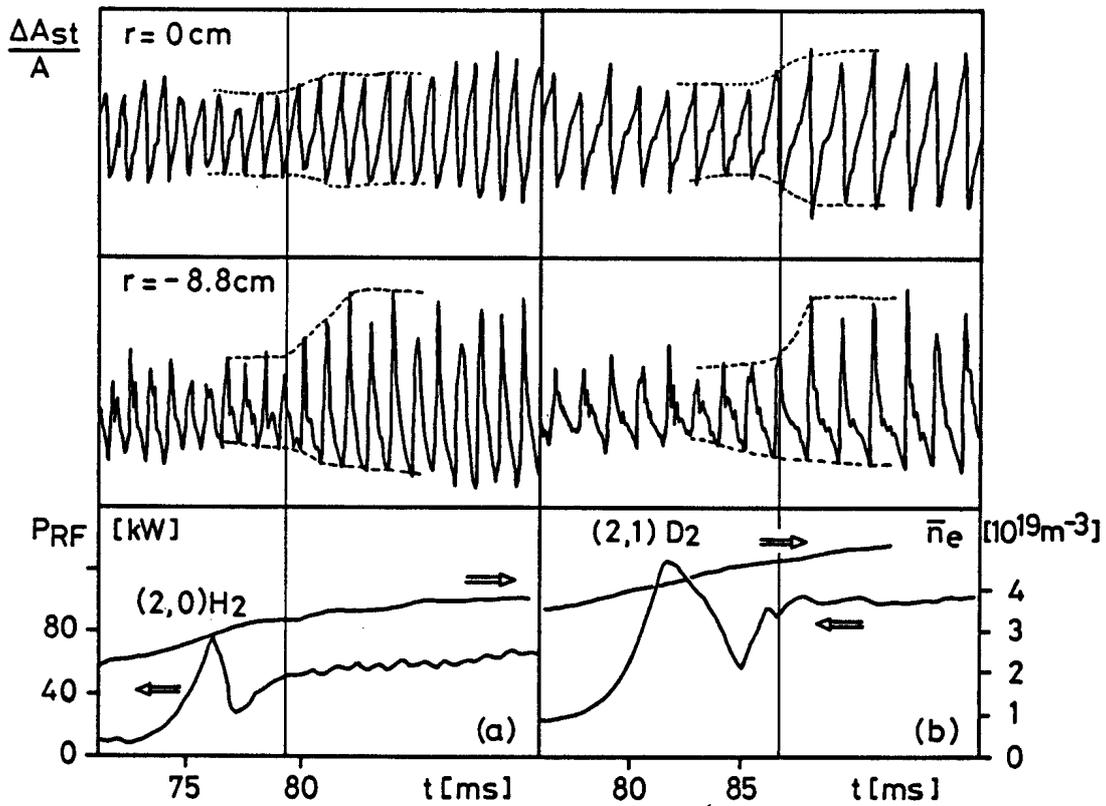


Figure 5-16: discontinuités de l'amplitude relative des dents-de-scie aux continus  $(n,m)=(2,0)$  et  $(2,1)$  (# 24739/24410,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.35/3.5$ ,  $H_2/D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

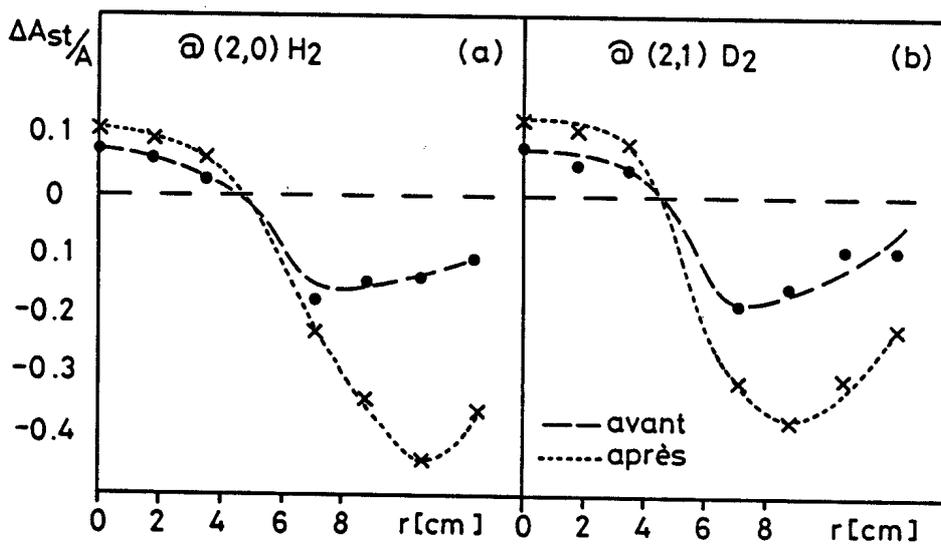


Figure 5-17: profil d'amplitude relative des dents-de-scie, avant et après les discontinuités mises en évidence à la figure 5-16 (mêmes décharges qu'à la figure 5-16)

### 5.3.1.2. Transitoires

Les transitoires de puissance au début et à la fin du chauffage AWH peuvent également provoquer des variations de l'amplitude relative des dents-de-scie.  $\Delta A_{st}/A$  augmente généralement lors de l'enclenchement du chauffage, un exemple extrême étant "l'allumage" des dents-de-scie à  $q(a)$  élevé, relaté dans le paragraphe 5.2.3. et illustré par la figure 5-11. Les effets les plus importants sont cependant visibles à la fin du chauffage, lorsque l'amplitude relative chute fortement à tous les rayons, ce qui peut s'expliquer par une variation de la puissance de chauffage plus abrupte à la fin qu'au début de l'impulsion RF. De plus, le même phénomène de bifurcation mentionné au paragraphe précédent peut se produire (cf. ligne traitillée sur la figure 5-14), à la différence près qu'il est accompagné d'un changement mesurable du rayon d'inversion (fig. 5-18; ce changement de  $r_{inv}$  ne peut d'ailleurs pas être interprété de façon similaire à la figure 5-6, les profils de flux-X piquant dans les deux cas à la fin du chauffage).

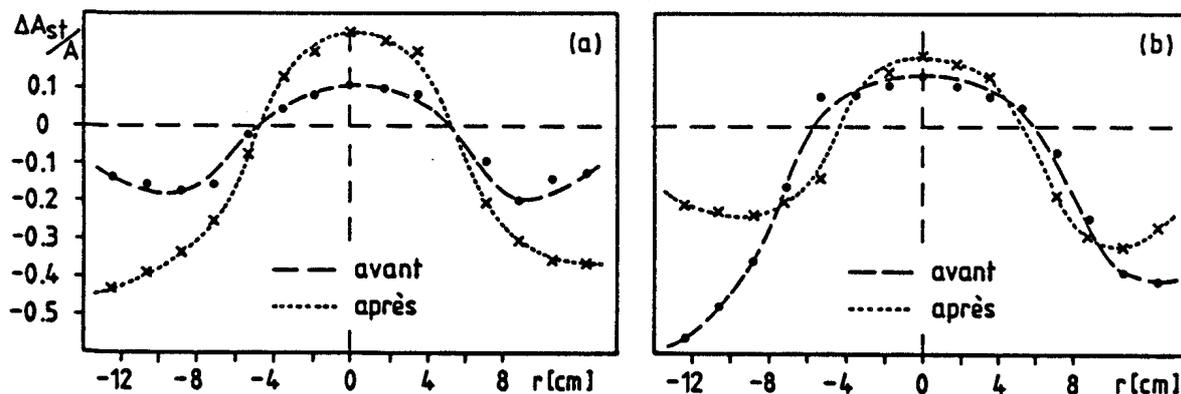


Figure 5-18: profil de l'amplitude relative des dents-de-scie, avant et après la transitoire correspondant à une forte chute de puissance (ligne traitillée de la figure 5-14, mêmes décharges qu'à la figure 5-14)

### 5.3.2. Effets sur la période

#### 5.3.2.1. Discontinuités

Les effets "ponctuels" du chauffage AWH sur la période des dents-de-scie (par opposition aux effets "généraux" décrits dans le paragraphe 5.2.2.) sont fort variés et se présentent comme suit. Les deux seules discontinuités spectrales qui affectent  $\Delta t_{st}$  sont

$(n,m) = (1,1)$  et  $(2,1)$  : elles provoquent une brusque accélération des dents-de-scie, qui débute avec la fin du DAW (fig. 5-19). Cette variation de la période  $\Delta t_{st}$ , qui peut atteindre 50 % de la valeur initiale, n'est accompagnée ni d'un changement de l'amplitude relative  $\Delta A_{st}/A$ , ni d'une variation détectable du rayon d'inversion. Comme de plus, la densité reste stable, ce comportement est clairement en désaccord avec le type de loi d'échelle qui a permis de décrire jusqu'ici l'évolution de  $\Delta t_{st}$  dans TCA (c'est-à-dire  $\Delta t_{st} = C \cdot \bar{n}_e \cdot (r_{inv})^2 \cdot R$ ).

Deux choses doivent cependant être précisées sur les conditions d'occurrence de ces évènements. D'une part, la résonance  $(n,m) = (1,1)$  apparaît dans la décharge à une densité tellement basse ( $\bar{n}_e \cong 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ), qu'il est souvent malaisé d'isoler ses effets de ceux du début du chauffage (même si les deux effets sont a posteriori différents, la discontinuité diminuant la période, alors que la transitoire d'enclenchement de la puissance RF l'augmente). D'autre part, la résonance  $(n,m) = (2,1)$  n'affecte que sporadiquement  $\Delta t_{st}$ , les conditions expérimentales nécessaires à une interaction n'étant pas encore clairement établies. Si la puissance RF ne semble pas jouer un rôle important dans cette interaction, il se pourrait cependant que l'évolution de la densité soit le paramètre déterminant. En effet, les discontinuités de la période sont observées simultanément avec une inflexion de l'augmentation de la densité ("inflexion" dans le sens d'une croissance moins forte de  $\bar{n}_e$ , qui ne se produit d'ailleurs pas toujours et qui est un autre effet encore inexpliqué des discontinuités spectrales [TCA 1985, Appert 1987]). Ce résultat rappelle qu'en phase ohmique déjà, il a été montré que  $\Delta t_{st}$  dépend fortement de  $d\bar{n}_e/dt$ .

Avant de résumer, dans le tableau 5-2, les effets des diverses résonances  $(n,m)$  sur  $\Delta t_{st}$ , il faut encore mentionner que la période des dents-de-scie peut parfois subir des discontinuités totalement inattendues et imprévisibles, puisque ne correspondant pas à une perturbation d'un paramètre macroscopique du plasma.

(N,M)	(n,m)		
(2,1)	(2,0)	(2,1)	
	non	parfois	
(1,1)	(1,1)	(1,2)	(3,0)
	oui	non	non

Tableau 5-2 : observations de discontinuités de la période des dents-de-scie, liées à l'arrivée d'une nouvelle couche résonante dans le plasma

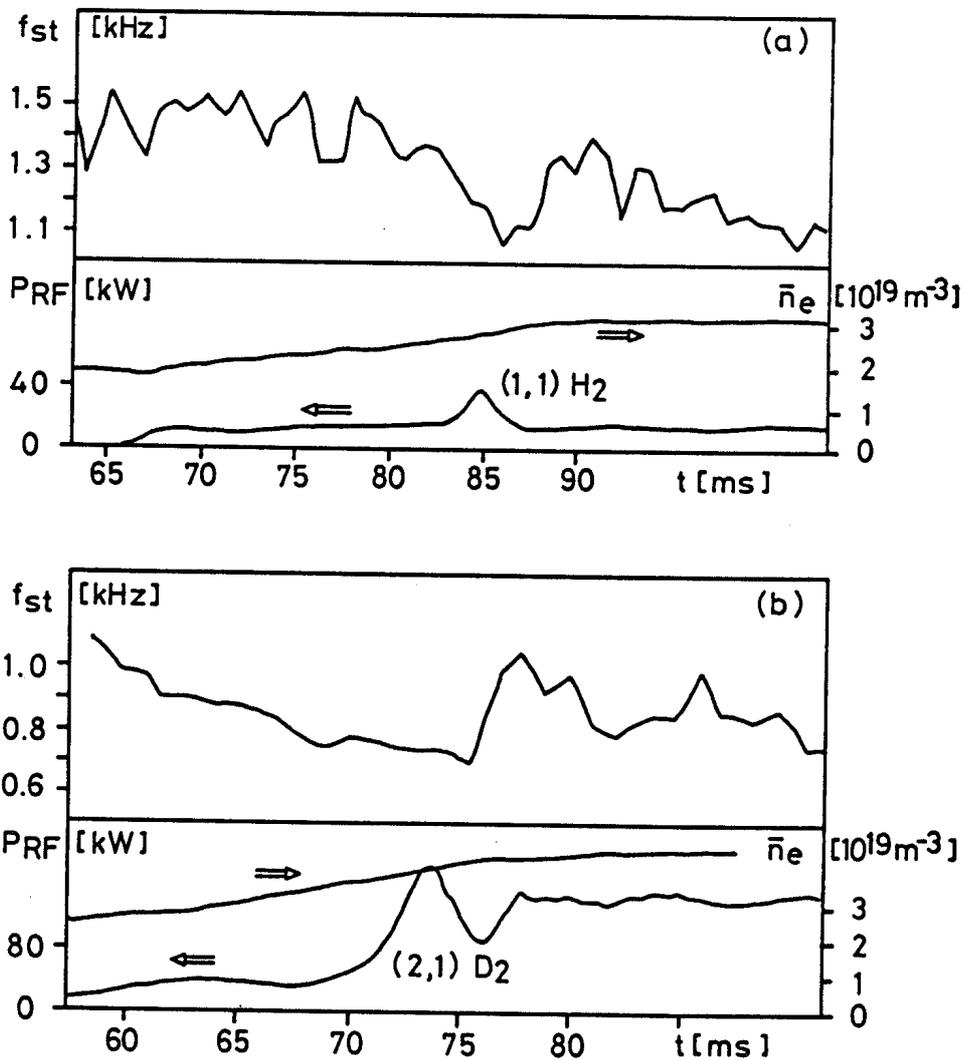


Figure 5-19 : discontinuités de la période des dents-de-scie liées aux résonances  $(n,m)=(1,1)$  et  $(2,1)$  (# 28956/25140,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1$ ,  $H_2/D_2$ ,  $(N,M)=(1,1)/(2,1)$ , limiteurs C/SiC)

Afin de compléter cette description, l'évolution de  $\Delta t_{st}$  en fonction de  $\bar{n}_e$  est étudiée pour chacune des structures d'excitation  $(N,M)=(1,1)$ ,  $(2,1)$  et  $(4,1)$  (fig. 5-20a à 5-20c). Selon le principe utilisé à la figure 4-23, les couples de valeurs  $(\bar{n}_e, \Delta t_{st})$  "instantanées", c'est-à-dire mesurées pour chaque dent-de-scie, sont reportées sur les graphiques.

- la figure 5-20a, correspondant à l'excitation  $(N,M) = (1,1)$ , montre le comportement habituel d'une dépendance relativement linéaire entre  $\Delta t_{st}$  et  $\bar{n}_e$ , la discontinuité  $(n,m) = (1,1)$  ne modifiant que temporairement la période des dents-de-scie

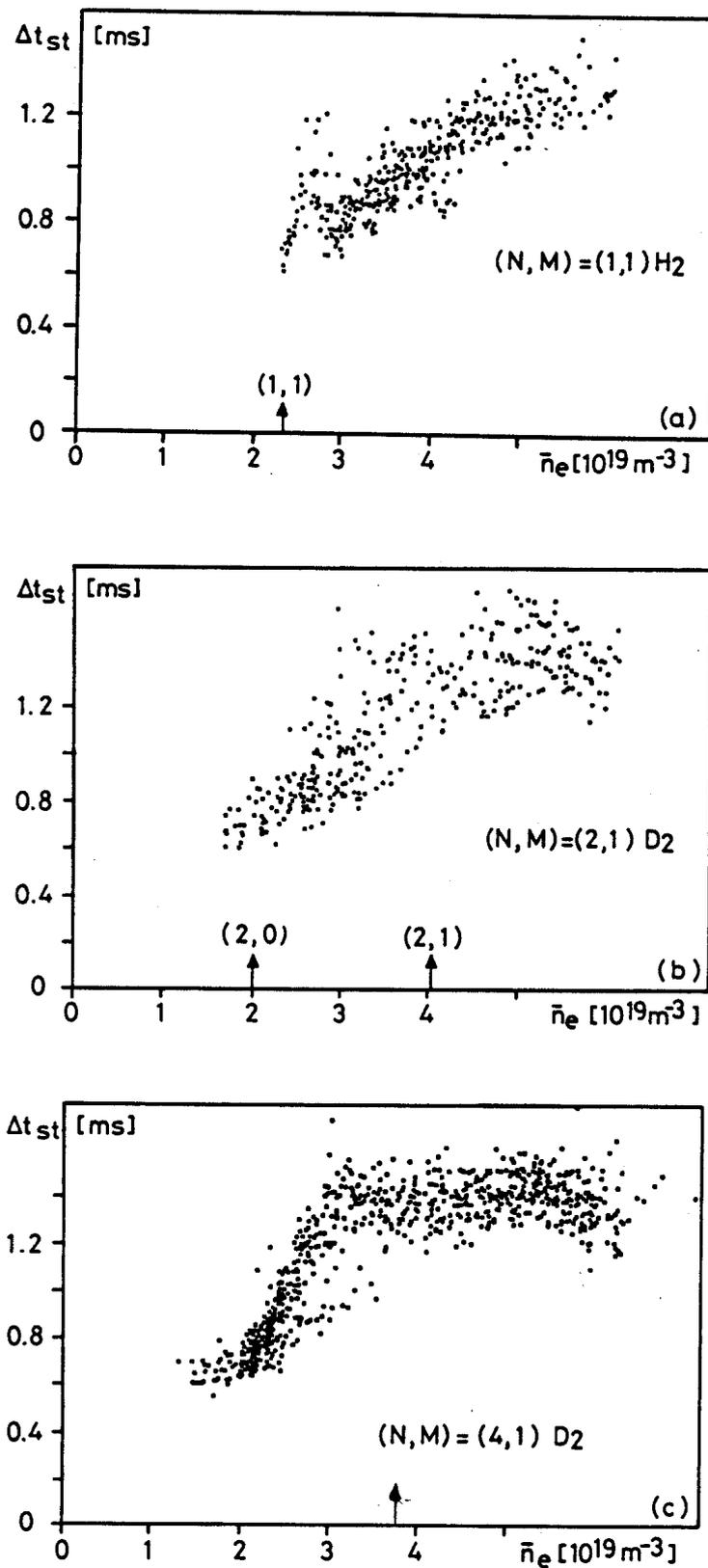


Figure 5-20 : évolution de la période des dents-de-scie en fonction de la densité, pour trois structures d'excitation de l'onde d'Alfvén (les flèches indiquent les DAW  $(n, m)$  pour les gaz respectifs) : (a)  $(N, M) = (1, 1)$ ; (b)  $(N, M) = (2, 1)$ ; (c)  $(N, M) = (4, 1)$

- pour la structure  $(N,M) = (2,1)$ , l'image est moins claire, puisque les discontinuités de  $\Delta t_{st}$  sont sporadiques et affectent durablement la période. Malgré la dispersion des points, l'évolution de  $\Delta t_{st}$  semble néanmoins être relativement linéaire jusqu'à une densité d'environ  $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , soit une valeur proche de la densité du DAW  $(2,1)$ , au-delà de laquelle une tendance à la saturation se dessine (fig. 5-20b)
- dans le cas  $(N,M) = (4,1)$  quant à lui (fig. 5-20c), une telle saturation devient évidente au-delà d'une densité critique  $\bar{n}_c \cong 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , qu'il est tentant de comparer avec la densité correspondant au continu  $(n,m) = (4,-1)$ , continu qui ne possède pas de DAW associé et n'est donc pas facilement détectable. En géométrie cylindrique, avec  $T=0$ ,  $\omega/\omega_{ci}=0$  et en supposant  $q(0) \cong 1$  - valeur admise en présence de dents-de-scie - les densités d'apparition des résonances discrètes sont identiques pour toutes les résonances caractérisées par  $ln + ml = \text{cte}$ , donc en particulier pour  $(n,m) = (2,1)$ ,  $(3,0)$  et  $(4,-1)$ . Cette densité "calculée" vaut environ  $n_e(0) = 5.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  [Collins 1986a], soit environ  $\bar{n}_e = 3.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  pour un profil de densité typique dans TCA. La concordance des valeurs calculées et mesurées est donc remarquable dans ce modèle simple, et suggère même l'utilisation des dents-de-scie pour détecter les couches résonantes sans DAW associé. Il sera intéressant de confirmer cette affirmation à l'aide des mesures de l'interféromètre à contraste de phase [Weisen 1986, Behn 1986], qui révèlent, pour les mêmes décharges, des fluctuations de densité prétendues associées au continu  $(n,m) = (4,-1)$  à une densité plus élevée ( $\bar{n}_e \cong 4.5 - 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ). Quant à la saturation de  $\Delta t_{st}$  avec  $\bar{n}_e$ , qui ne correspond pas à un changement mesuré de  $r_{inv}$  et ne peut donc pas être expliquée à l'aide d'une loi du type TFR, elle est vraisemblablement due à l'action directe du chauffage sur les mécanismes responsables des disruptions internes, probablement à travers le profil de courant. Comme il n'est pas réellement possible d'étudier la période à des densités plus élevées, il serait intéressant d'augmenter la fréquence d'excitation pour travailler avec des grandes valeurs de  $ln + ml$ , afin de déterminer si cette saturation de la période persiste ou si  $\Delta t_{st}$  se remet à croître linéairement avec la densité, en suivant à nouveau une loi du type TFR.

### 5.3.2.2. Transitoires

Les transitoires de puissance de chauffage, comme d'ailleurs aussi les discontinuités spectrales, provoquent parfois des bifurcations dans le comportement de la période des dents-de-scie. Les figures 5-21 et 5-22 illustrent ce phénomène respectivement à l'enclenchement et au déclenchement du chauffage AWH, pour deux paires de décharges quasiment identiques. Dans la mesure où de telles bifurcations de  $\Delta t_{st}$  ne correspondent pas à des perturbations mesurables de paramètres macroscopiques du plasma, il est vraisemblable qu'elles sont liées à des "variables cachées", telles que les profils d'impuretés et de courant dans la décharge. Il n'est pas impossible que ces bifurcations dépendent également de la phase de la dent-de-scie à l'instant du début ou de la fin du chauffage.

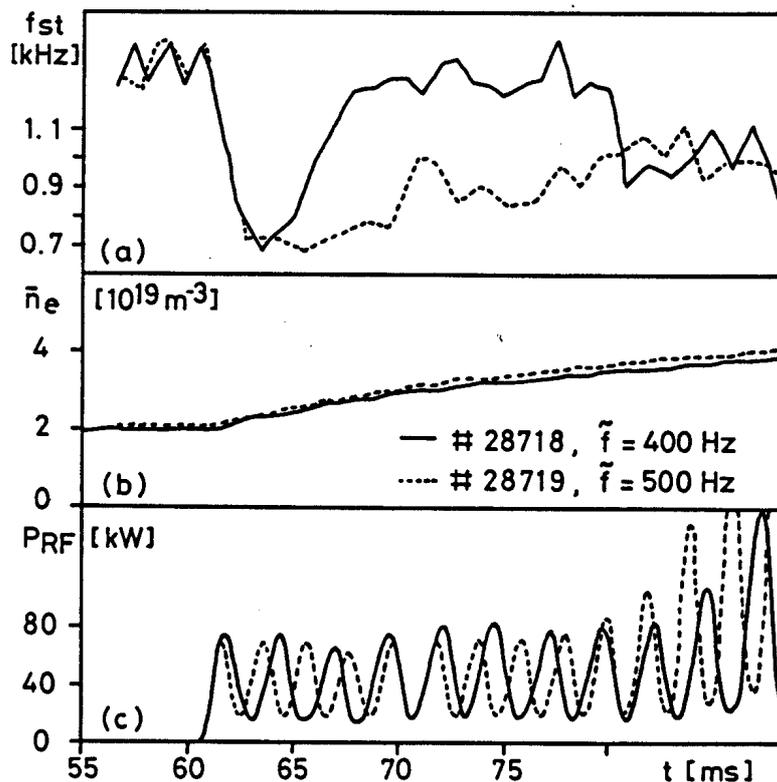


Figure 5-21 : évolution dissemblable de  $\Delta t_{st}$  dans deux décharges successives, différentes seulement par la fréquence de la modulation de  $PRF$  (# 28718/28719,  $B_T=1.5 T$ ,  $q(a)=3.1$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

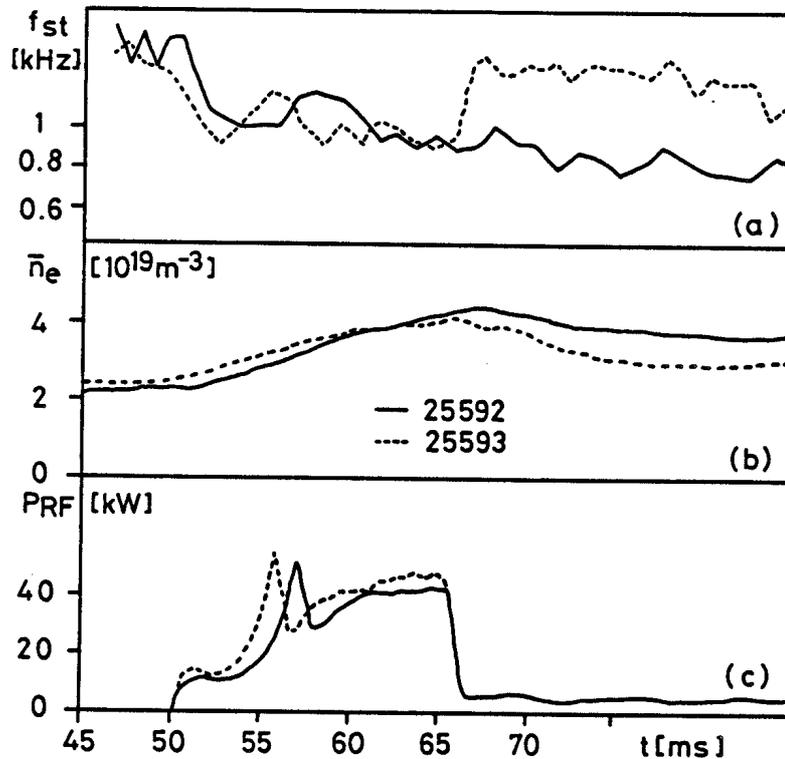


Figure 5-22 : évolution dissemblable de la fréquence des dents-de-scie après la chute de la puissance RF, dans deux décharges successives et semblables (mêmes décharges que pour les figures 5-14, 5-15 et 5-18)

L'enclenchement du chauffage par ondes d'Alfvén provoque une montée de la densité et une augmentation de la période des dents-de-scie. L'amplitude de l'augmentation de la période (qui peut atteindre 100 % de la valeur initiale) et la rapidité à laquelle elle se produit (parfois en moins de 2 à 3 ms) vont à l'encontre de la paramétrisation ohmique des dents-de-scie, c'est-à-dire d'une loi d'échelle du type TFR (fig. 5-23). Cette différence avec la loi ohmique se voit d'ailleurs très bien sur les figures 5-20a à 5-20c : dans le cas  $(N,M) = (1,1)$ , l'occurrence de la discontinuité  $(n,m) = (1,1)$  juste après le début du chauffage contrecarre l'augmentation de  $\Delta t_{st}$  due à la transitoire d'enclenchement et "ramène" l'évolution temporelle du couple  $(\bar{n}_e, \Delta t_{st})$  sur une dépendance linéaire. Dans le cas  $(N,M) = (4,1)$ , l'augmentation plus lente de la période provoque l'aspect caractéristique de la figure 5-20c, alors que le cas de l'excitation  $(N,M) = (2,1)$  est moins clair, à cause de la diversité des évolutions observées.

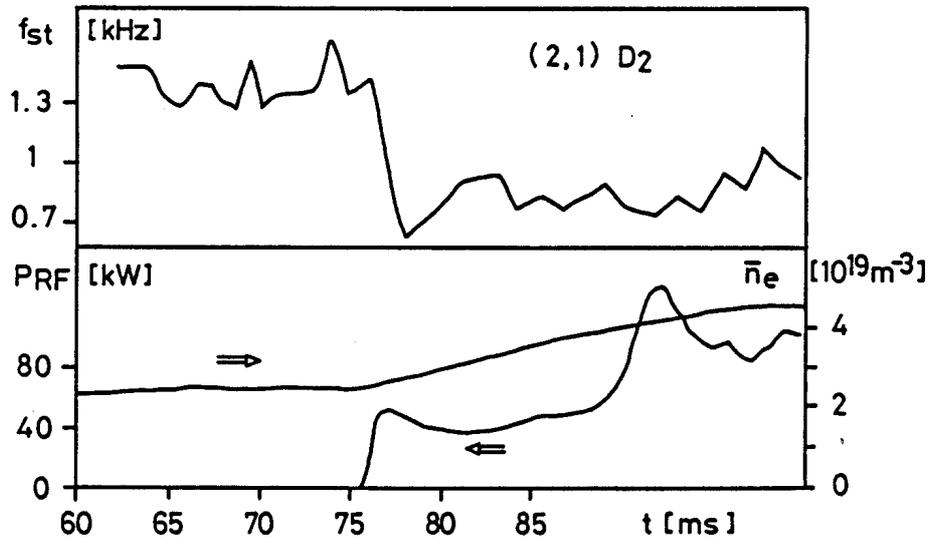


Figure 5-23 : brusque diminution de la fréquence des dents-de-scie lors de l'enclenchement de la puissance RF (# 28832,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.2$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

L'amplitude et la rapidité de l'augmentation de la période au début du chauffage ont été étudiées en fonction de divers paramètres du plasma, sans réussir à mettre en évidence une dépendance univoque avec  $P_{RF}$ ,  $\bar{n}_e$  ou  $dP_{RF}/dt$  à l'enclenchement de la puissance. Seule une relation entre l'amplitude de l'augmentation de la période et celle d'un pic positif simultanément sur la trace de la résistance du plasma ( $\Delta R_{pl}$ ) a été trouvée (fig. 5-24, figure qui montre en fait l'amplitude de la chute de fréquence  $-\Delta f_{st}$ ). Dans TCA, le pic de  $R_{pl}$  au début du chauffage RF est attribué à une augmentation de l'inductance interne  $l_i$ , significative d'un piquage du profil de courant [Besson 1986a, Appert 1987], qui pourrait augmenter  $\Delta t_{st}$  en élargissant la surface  $q=1$  ( $r_{inv}$  devrait augmenter de  $2^{1/2}=1.4$  pour expliquer une augmentation de 100 % de  $\Delta t_{st}$ , d'après la loi de TFR). Aucune modification mesurable du rayon d'inversion des dents-de-scie n'est toutefois observée.

Il faut noter que le maximum de la trace calculée  $R_{pl} \equiv (V_L - L_p \cdot dI_p/dt) / I_p$ , qui est attribué à une augmentation de  $l_i$ , a lieu brièvement après l'enclenchement de la puissance RF. De surcroît, les contributions des régions périphériques du plasma prédominent dans l'expression de  $l_i$ , qui s'écrit :

$$l_i = \frac{2}{a^2 B_\theta^2(a)} \int_0^a B_\theta^2(r) r dr$$

C'est ainsi que pour un profil de courant parabolique et  $q(a) \sim 3$ , plus de la moitié de l'inductance vient des régions extérieures à  $x=0.6$  ( $r \cong 11$  cm) et que seulement environ 2.5 à 5 % proviennent de l'intérieur du rayon d'inversion ( $r_{inv} = 5 - 6$  cm)

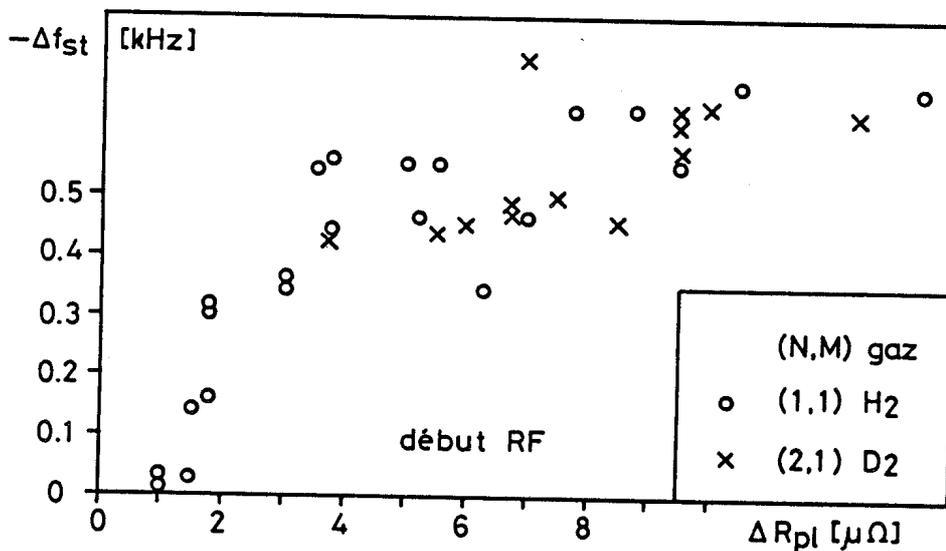


Figure 5-24 : amplitude de la chute de la fréquence des dents-de-scie au début du chauffage RF, représentée en fonction de l'amplitude du pic résistif sur  $R_{pl}$  au même instant

### 5.3.3. Effets sur le flux-X à tous les rayons

Dans certains cas, les discontinuités spectrales du chauffage par ondes d'Alfvén provoquent une brusque et temporaire augmentation du flux-X à tous les rayons observés par le diagnostic X-mous (fig. 5-25b). Découvert à l'origine dans des décharges sans dents-de-scie (à  $q_a$  élevé), ce phénomène, baptisé ici "maximum du flux-X" ou MFX par convenance, reste identifiable en présence de disruptions internes. L'amplitude relative d'un MFX est variable : elle est de l'ordre de 2 à 10 fois plus petite au centre qu'au bord, valeur qu'il est cependant difficile de chiffrer avec exactitude, le lent accroissement de densité provoquant une augmentation du flux-X qui se superpose au phénomène. A ce jour, les MFX n'ont été détectés ni sur les profils de densité, ni sur ceux de bolométrie.

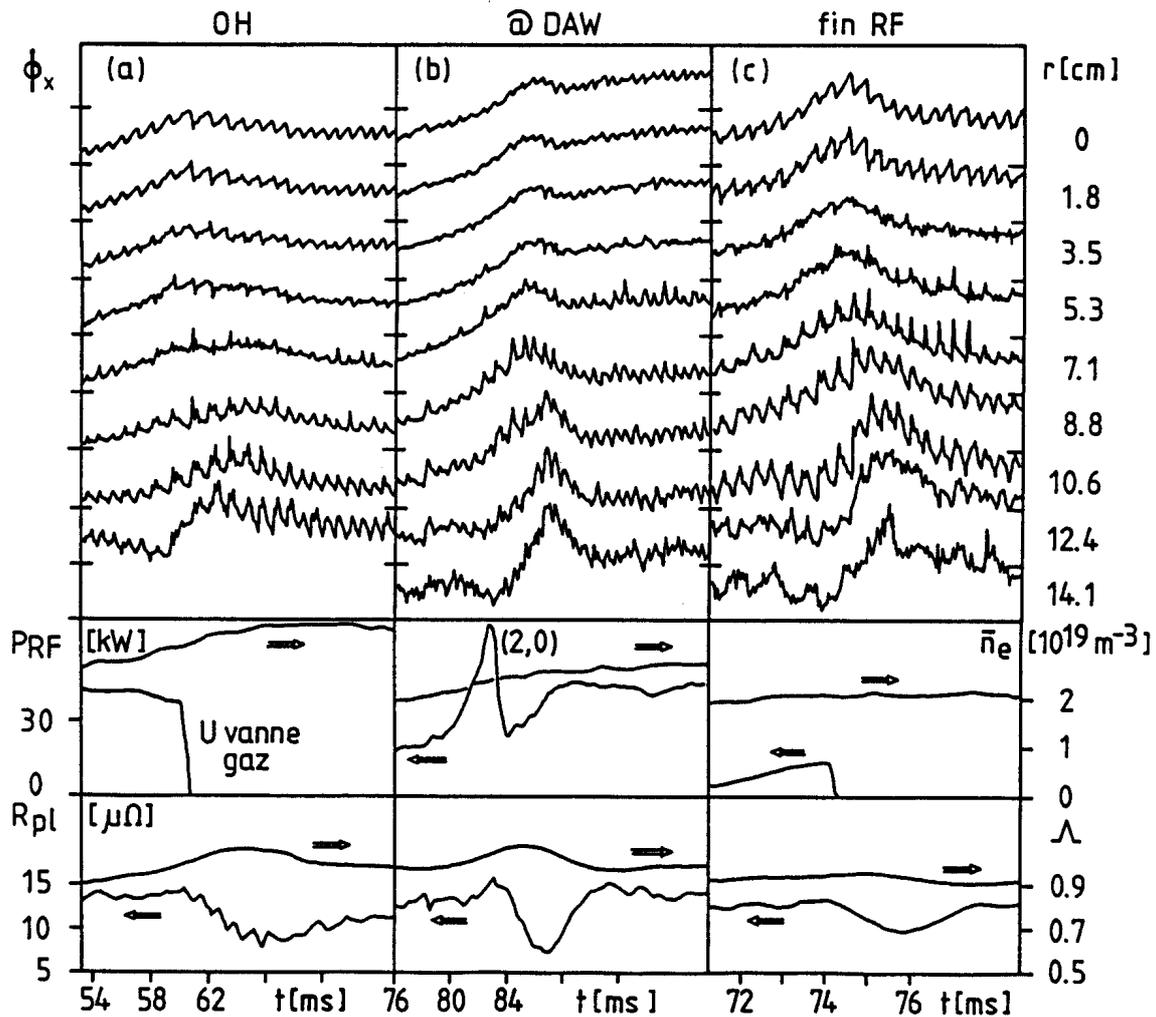


Figure 5-25 : observation de maxima du flux-X à différents rayons, lors (a) d'une brusque variation de l'injection de gaz en phase ohmique, (b) du DAW (2,0) et (c) de la fin du chauffage RF ( $B_T=1.5 \text{ T}$ ,  $q(a)=3.1$ ,  $D_2$  et (a) # 25532, OH, limiteurs SiC, (b) # 28878,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C, (c) # 27124,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

L'analyse de l'instant d'apparition des MFX sur les différentes cordes du diagnostic X-mous révèle un retard par rapport au centre, qui croît avec le rayon et suggère un phénomène de propagation vers l'extérieur : cette propagation est rapide au centre et au bord du plasma, mais est plus lente dans les régions intermédiaires. Entre les positions  $r = 0$  et  $r = 12.4 \text{ cm}$ , le retard ( $\Delta T$ ) varie typiquement entre 1 et 5 millisecondes, chiffre supérieur à la période des dents-de-scie ( $\Delta t_{st} \approx 0.5 - 1.5 \text{ ms}$ ) et bien sûr aussi au temps de propagation de la "bouffée de chaleur" due à la disruption interne ( $t_p \approx 200$  à  $500 \mu\text{s}$ ). La figure 5-26b illustre l'évolution de ce retard pour les MFX au continu (2,0) de la décharge de la figure 5-25b, en représentant  $\Delta T$  en fonction du rayon. La courbe

ainsi obtenue met en évidence le caractère propageant du phénomène et le fait que  $\Delta T$  ne semble pas dépendre globalement de  $r^2$ , mais suit une loi de propagation fortement accélérée au-delà d'un rayon typique  $r = 10-12$  cm, soit  $x = r/a = 0.55-0.65$ .

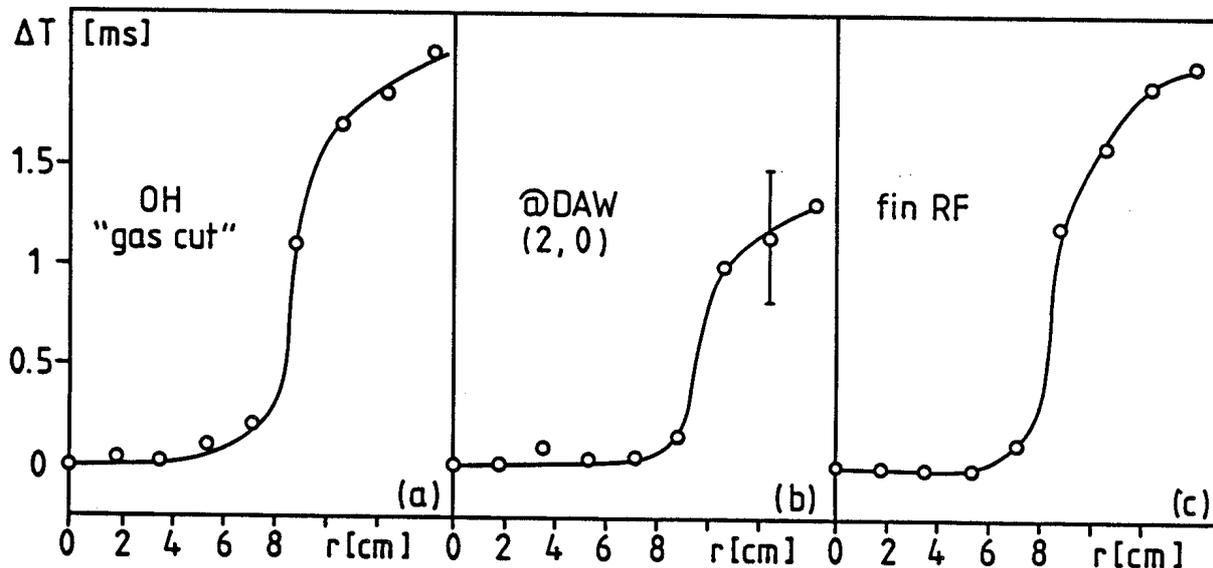


Figure 5-26 : retard des maxima du flux-X à différents rayons, par rapport à celui au centre (décharges identiques à celles de la figure 5-25)

Ces maxima du flux-X à tous les rayons sont également observés lorsque le plasma subit d'autres perturbations que l'arrivée d'une nouvelle résonance dans la décharge. C'est ainsi que la transitoire de déclenchement de la puissance RF peut provoquer des MFX, de même qu'une injection forcée de gaz (fig. 5-25a et 5-25c). La similarité entre les trois phénomènes est évidente du point de vue qualitatif et quantitatif, comme l'illustre la figure 5-26 qui compare, pour les décharges de la figure 5-25, l'allure des différentes propagations (il est à noter que dans le cas 5-26c, l'origine de la propagation ne semble pas être au centre du plasma, mais plutôt vers 4 à 5 cm). En fait, les MFX à tous les rayons sont observés plus facilement après la fin du chauffage RF que lors d'une discontinuité spectrale : c'est pourquoi les études subséquentes seront faites à l'instant du déclenchement de la puissance. Pendant la durée de la propagation,  $\bar{n}_e$  évolue très peu - typiquement de moins de  $0.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , soit de moins de 10 % - et peut indifféremment augmenter ou diminuer. Les MFX n'étant pas directement liés au champ d'onde Alfvén, puisque mesurés après l'arrêt de l'excitation, ils ne peuvent pas être attribués à une couche résonante de l'onde qui se déplace lorsque la densité varie (conformément à l'équation 5-1).

Il reste néanmoins que des pics localisés dans le profil, apparaissant à l'instant des DAW (donc précédant les MFX), ont été récemment mis en évidence sur les traces du flux-X loin du centre. Bien que leur identification et leur interprétation soient encore en cours, il n'est pas exclu qu'ils soient liés aux résonance de l'onde d'Alfvén : ils seraient alors les seuls signes des couches résonantes observés sur les flux X-mous.

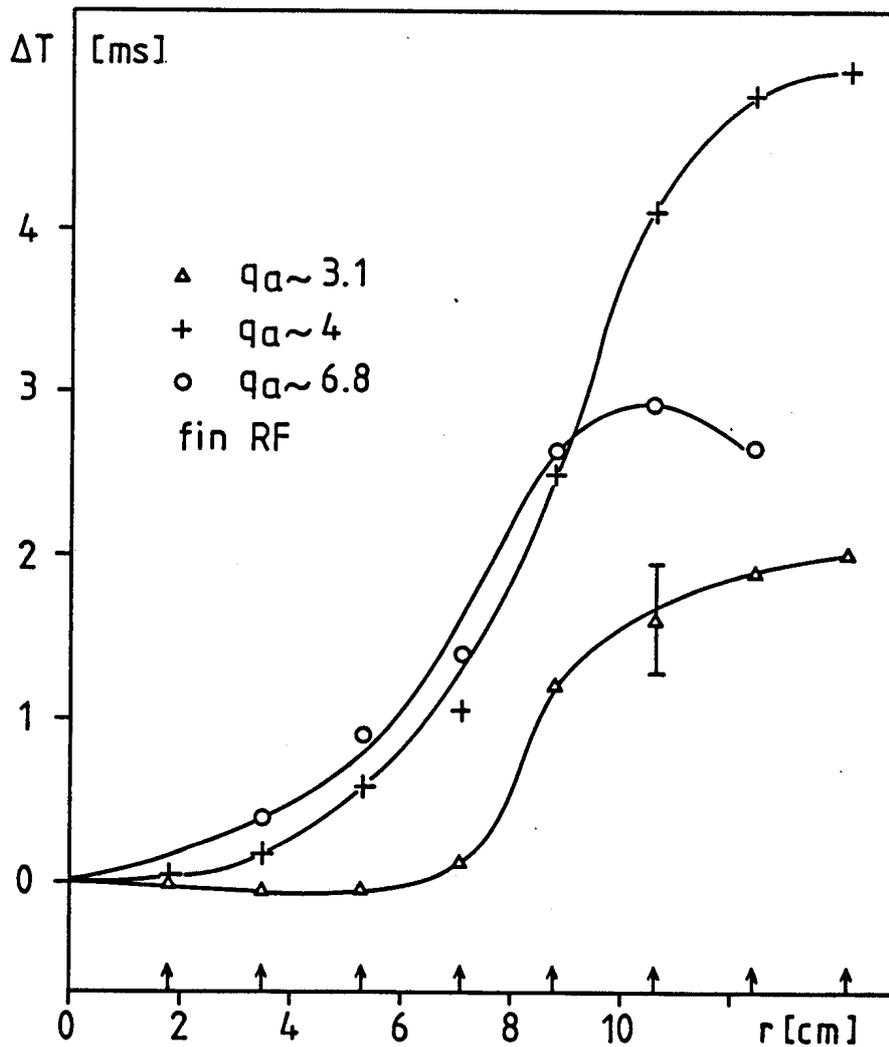


Figure 5-27 : évolution du retard  $\Delta T$  en fonction du rayon, pour des décharges à différents courants plasma (les flèches correspondent à la position des détecteurs) (# 29285,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=4$ ,  $\bar{n}_{e19}=4.5$ ,  $H_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ ,  $PRF \sim 195$  kW, limiteurs C; # 20423,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=6.8$ ,  $\bar{n}_{e19}=1.8$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ ,  $PRF \sim 130$  kW, limiteurs SiC; # 27124,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1$ ,  $\bar{n}_{e19}=1.8$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ ,  $PRF \sim 15$  kW, limiteurs C

Dans les décharges à  $q(a) \cong 3.2$  étudiées jusqu'ici, les "profils" de  $\Delta T$  en fonction de  $r$  ("profils" au sens d'évolution du retard  $\Delta T$  aux différents rayons dans le plasma) sont plats à l'intérieur d'un certain rayon, proche de la valeur estimée du rayon de la surface  $q=1$ . Afin de déterminer la dépendance en courant de la forme de ces "profils", la propagation du MFX à la fin du chauffage RF est étudiée pour différentes valeurs de  $q(a)$  (fig. 5-27). Il s'avère que la largeur des "profils" de propagation dépend visiblement de la valeur du facteur de sécurité : elle est comparable aux rayons d'inversion mesurés qui valent respectivement  $\sim 5$ ,  $\sim 4$  et  $0$  cm pour  $q_a = 3.1$ ,  $4$  et  $6.8$  (de plus, les valeurs de  $r_{inv}$  mesurées sont proches de celles déduites de la loi d'échelle établie au paragraphe 4.2.1.2. pour des plasmas ohmiques de TCA). Quant à la valeur mentionnée de  $r_{inv} = 0$  cm, elle provient du fait qu'il n'y avait pas de dents-de-scie dans la décharge correspondante. La réponse du plasma à une perturbation transitoire, comme d'ailleurs aussi à une perturbation répétitive - telle qu'une modulation sinusoïdale de la puissance [Joye 1987] - dépend donc clairement du profil de courant.

Les MFX sont représentatifs de la réponse du plasma à une perturbation, soit de densité lors d'une injection forcée de gaz en phase ohmique (fig. 5-25a), soit de température lors du début ou de la fin du chauffage RF, ou encore lors de l'arrivée d'une nouvelle résonance dans la décharge. Ils correspondent donc à une redistribution d'énergie dans le plasma, redistribution dont la rapidité dépend de la puissance (fig. 5-28; la puissance mentionnée est moyennée sur 7 ms, avant la fin du chauffage RF). Compte tenu de ces caractéristiques, la propagation des MFX pourrait être interprétée par l'existence, dans le plasma, d'un phénomène diffusif sur une échelle de temps plus lente que celle de l'expulsion des "bouffées de chaleur" par les dents-de-scie (cf. § 4.1.4.). Ce phénomène diffusif lent est de surcroît caractérisé par un temps de propagation qui diminue lorsque la puissance RF appliquée au plasma augmente. Cette observation était déjà suggérée auparavant par la figure 4-12, qui mettait en évidence que dans TCA, la conductibilité thermique électronique  $\chi_e^{HP}$  calculée à partir des "bouffées de chaleur" dues aux dents-de-scie, est plus grande pendant le chauffage AWH qu'en phase ohmique. Cette dégradation du confinement provoquée par le chauffage additionnel est également montrée sur la figure 5-29, où  $t_p$ , le temps de propagation de la "bouffée de chaleur" expulsée par les dents-de-scie, mesuré entre  $0$  et  $+10.6$  cm, diminue lorsque  $P_{RF}$  augmente. Cette figure révèle également l'existence d'un retard de  $\sim 3-7$  ms (soit  $1-2 \cdot \tau_{Ee}$ ) entre les variations de  $P_{RF}$  et de  $t_p$ , retard qui peut être attribué au fait que la réponse du plasma dépende plus de l'énergie accumulée dans la décharge (sous forme de modification du profil de courant) que de la puissance instantanée ou des champs d'onde Alfvén.

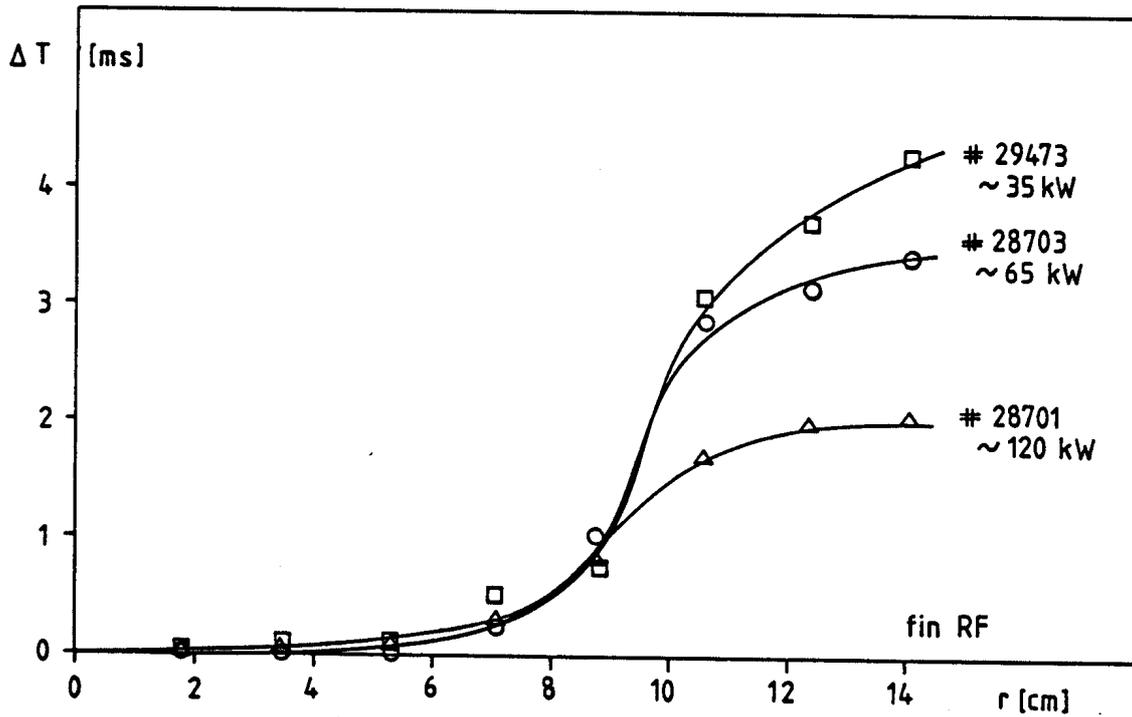


Figure 5-28 : évolution du retard  $\Delta T$  en fonction du rayon, pour différentes puissances RF (mesuré après le déclenchement du chauffage AWH,  $P_{RF}$  étant moyenné sur  $\sim 7$  ms) (# 29473/28703/28701,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1$ ,  $D_2$ ,  $\bar{n}_{e19}=3.4/3.8$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

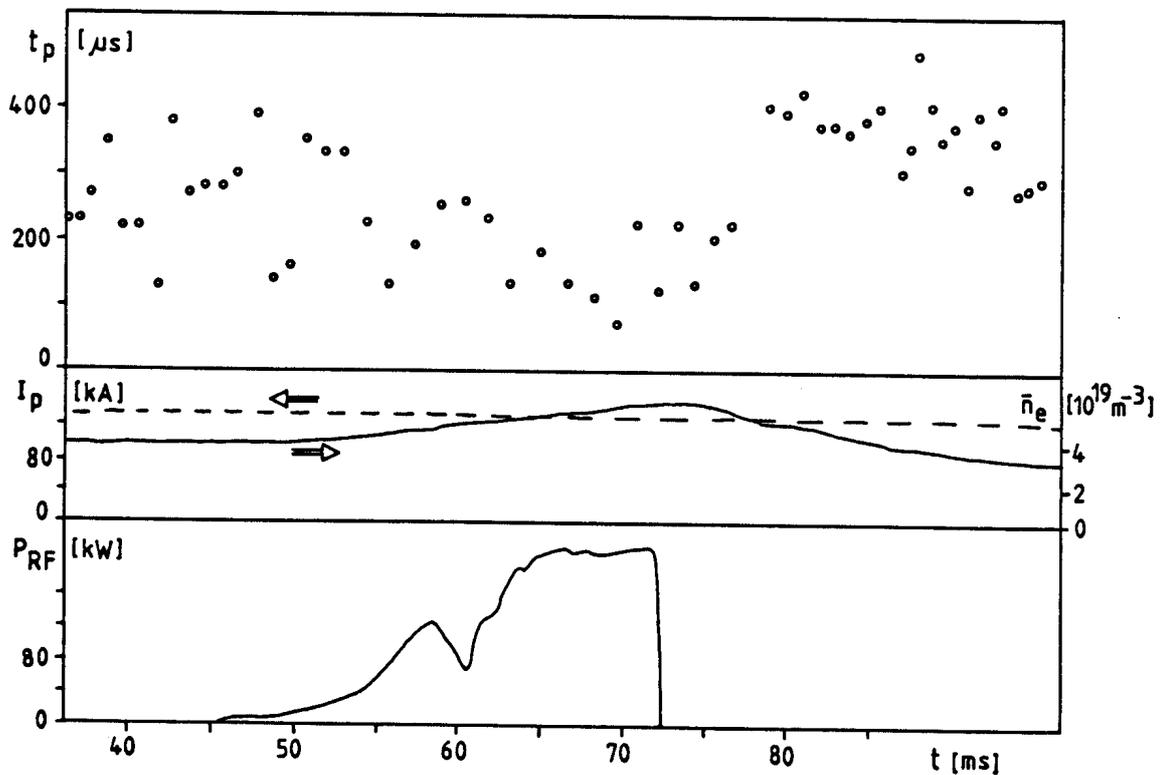


Figure 5-29 : temps de propagation de la "bouffée de chaleur" expulsé par les dents-de-scie, mesuré entre 0 et 10.6 cm et représenté avant, pendant et après le chauffage RF (# 25379,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.1$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs SiC)

Il s'agit là d'un paradoxe intéressant, puisqu'il semble donc exister simultanément deux conductions différentes dans le plasma, caractérisées par des échelles de temps et des puissances différentes. Néanmoins, ces "conductions" augmentent toutes deux avec la puissance RF. Il est donc tentant de réunir les deux temps de conduction, en les dessinant contre une échelle de puissance commune, déterminée par la quantité d'énergie par unité de temps libérée par chacun des phénomènes (fig. 5-30). En abscisse de cette figure sont reportés  $P_{RF}$  pour les MFX et l'approximation  $P_{st} = P_{OH(0)} \cdot \Delta t_{st} / \delta t$  pour les bouffées de chaleur des dents-de-scie, où  $\delta t$  est la durée de la chute des disruptions internes (cf. § 4.2.3.) et où  $P_{st}$  représente l'énergie accumulée dans une dent-de-scie et libérée pendant la durée  $\delta t$ . La figure 5-30 suggère que les deux conductions suivent, à travers une relation du type  $\chi_e = a^2 / \tau_{Ee}$  (cf. § 4.1.4.), une même loi de dégradation du temps de confinement du genre  $\tau_E \sim P^{-\alpha}$ ,  $\alpha < 1$ , telle qu'observée par Kaye et al. [Kaye 1983].

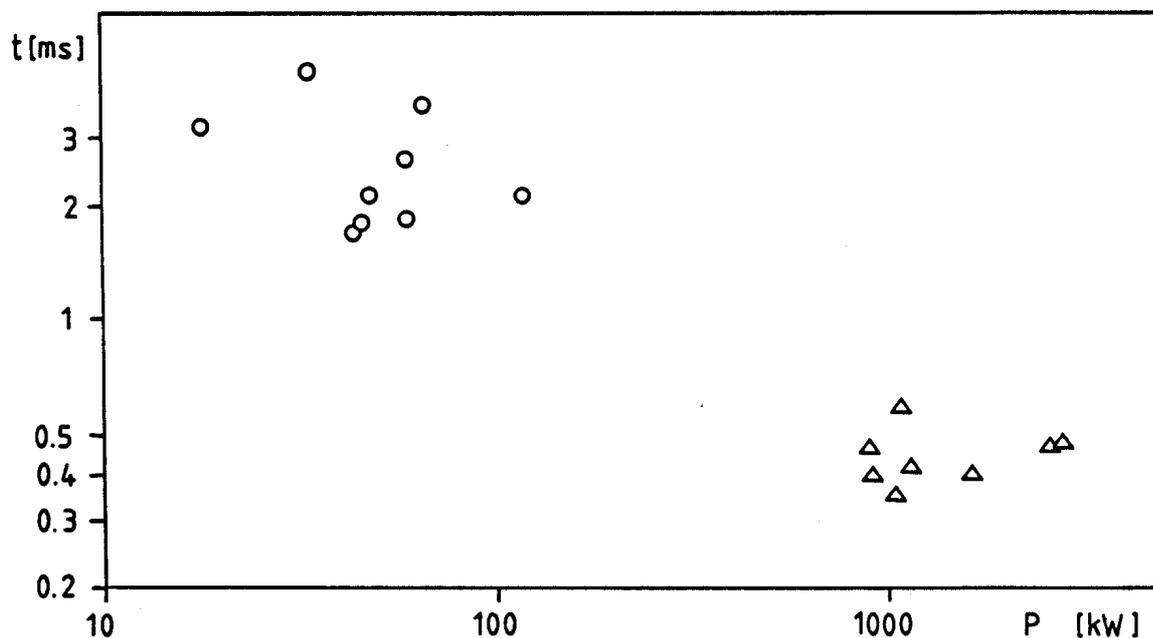


Figure 5-30 : temps caractéristiques des MFX et des "bouffées de chaleur", mesurées simultanément et représentés sur un même graphique. En abscisse sont reportés  $P_{RF}$  pour les MFX et  $P_{st} = P_{OH(0)} \Delta t_{st} / \delta t$  pour les "bouffées de chaleur" (décharges avec  $B_T = 1.5 T$ ,  $q(a) = 3.2$ , limiteurs C,  $(N, M) = (2, 1)$ )

### 5.3.4. Effets sur le flux-X "au bord"

Fréquemment, les MFX ne sont pas visibles sur les cordes X-mous centrales, alors qu'ils sont présents sur les visées plus à l'extérieur (le "bord" au sens du diagnostic X-mous correspondant à la limite de visibilité de la caméra - soit environ  $\pm 14$  cm - et non au bord du plasma, qui se situe à 18 cm). Cela est dû au fait que les signaux X-mous présentent un comportement différent à l'intérieur et à l'extérieur d'un rayon proche ou parfois même supérieur au rayon d'inversion (fig. 5-31). Il semble donc exister, dans une région centrale du plasma dont la dimension est liée à la surface  $q=1$ , un effet intégrateur qui retarde ou même cache les maxima du flux-X.

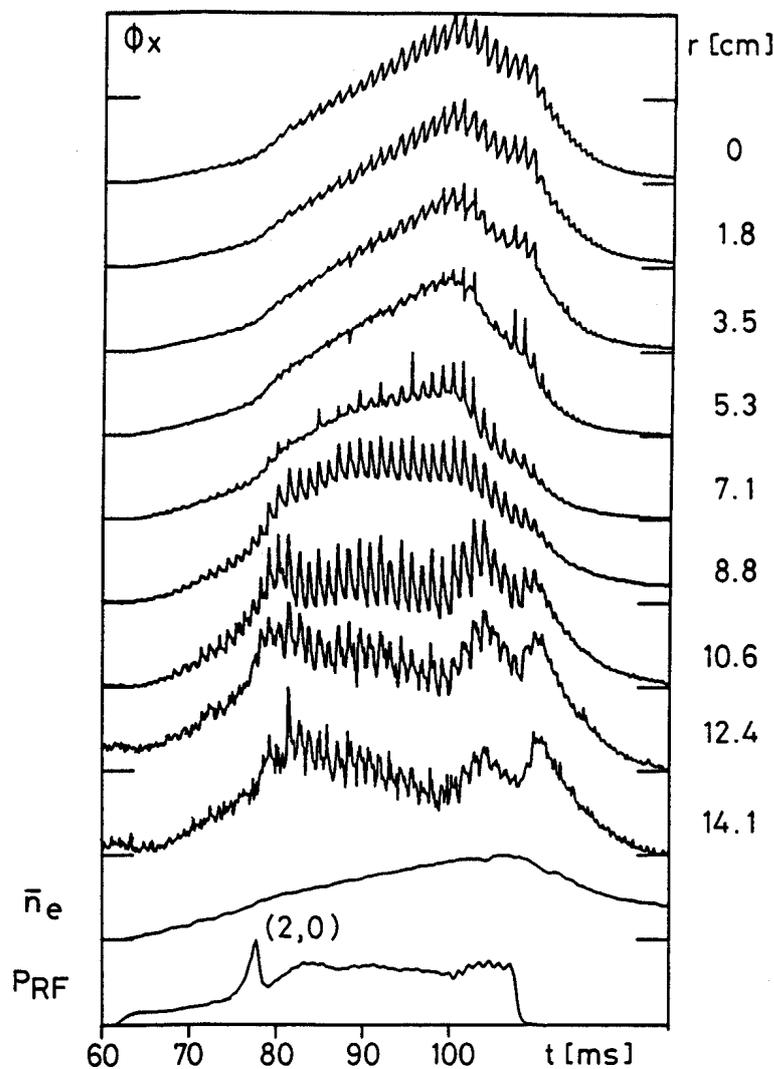


Figure 5-31 : exemple de comportement différent des flux-X à l'intérieur et à l'extérieur d'un rayon proche du rayon d'inversion (# 29316,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ ,  $H_2$ , limiteurs C)

L'amplitude relative des MFX "au bord", lors du déclenchement du chauffage par ondes d'Alfvén, ne dépend clairement ni de la densité, ni du niveau de flux-X non perturbé à cet instant. Une dépendance avec la puissance RF ne semble pas non plus exister, même s'il est difficile de déterminer l'amplitude relative des MFX, à cause de la fréquente non-stationnarité du flux-X pendant le chauffage.

Quant à l'apparition des MFX en fonction des différentes résonances du spectre de l'onde d'Alfvén, elle est résumée dans le tableau 5-3.

(N,M)	(n,m)		
(2,1)	(2,0) oui	(2,1) oui	
(1,1)	(1,1) oui	(1,2) oui	(3,0) non

Tableau 5-3 : observation de MFX "au bord", liés à l'arrivée d'une nouvelle couche résonante dans le plasma

Les MFX liés au début du chauffage AWH sont souvent précédés d'un fléchissement brusque et temporaire du flux-X (un "creux"), qui n'affecte que les signaux des visées éloignées du centre et dont l'amplitude peut atteindre -80 % du niveau moyen du flux (fig. 5-32). Après ce creux, le flux-X moyen augmente parfois de plus de 200 % en quelques millisecondes, soit en un temps équivalent à la durée de 2 à 4 dents-de-scie. Les origines de cette diminution du flux sont encore incomprises.

### 5.3.5. Effets sur l'activité MHD

Dans TCA, le niveau de l'activité MHD est fortement relié au spectre de l'onde d'Alfvén. Les effets sont particulièrement évidents lors de l'arrivée d'un nouveau continu qui, dans certains cas, peut augmenter l'activité MHD au point de provoquer une disruption majeure du plasma [Appert 1984a, 1987, Besson 1986b]. La figure 5-33 illustre, par exemple, l'influence du continu  $(n,m) = (2,0)$  sur le signal  $db_{\theta}/dt$  mesuré à l'aide d'une sonde magnétique, dont autant l'amplitude que la fréquence sont clairement modifiées. Le mode MHD dominant est déterminé selon le principe suivant.

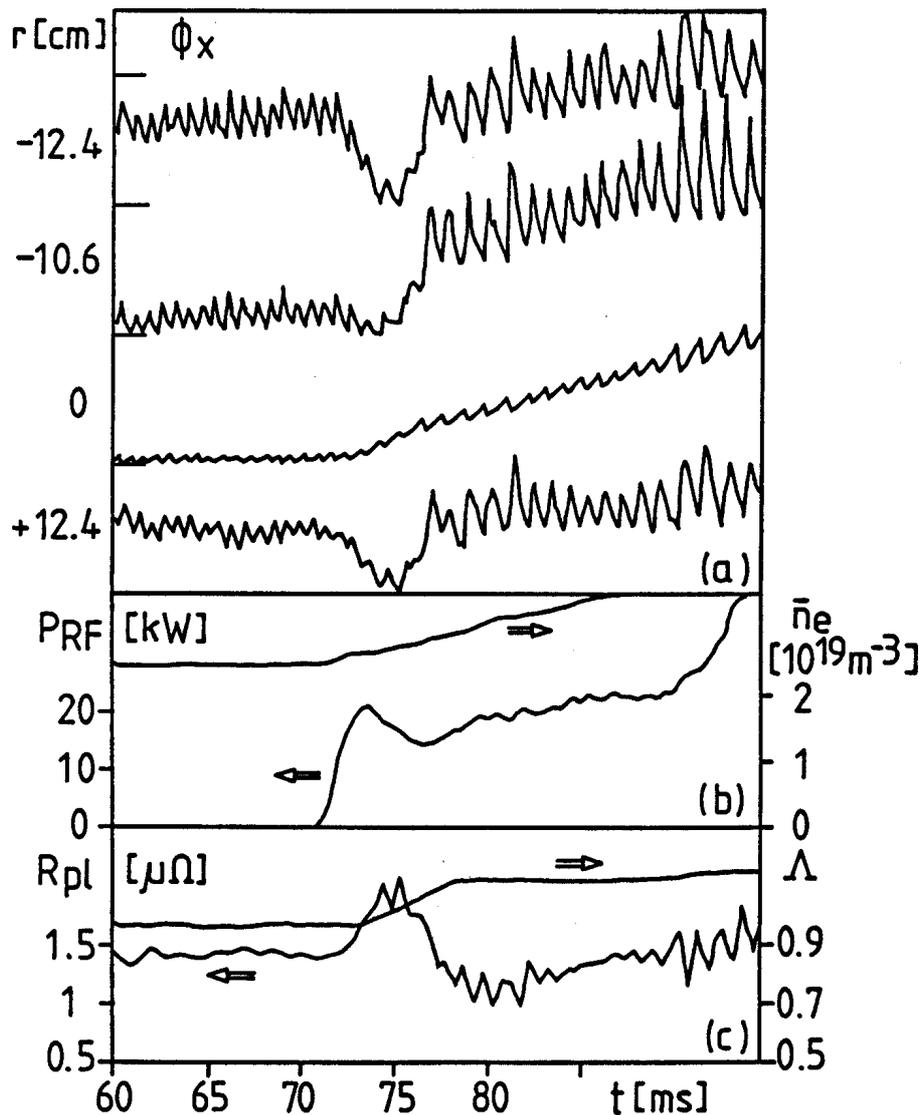


Figure 5-32 : exemple de "creux" dans les signaux du flux-X du bord à l'instant de l'enclenchement du chauffage RF (l'amplitude des traces de  $\Phi_x$  est normalisée) (# 28851,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.2$ ,  $D_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs C)

Les oscillations du champ magnétique, nommées "activité MHD" ou "oscillations Mirnov", du nom de l'un de leurs découvreurs [Mirnov 1971], sont provoquées par des perturbations hélicoïdales dans le plasma, qui sont en général des îlots magnétiques. En approximation cylindrique, ces oscillations ont la forme  $\exp(i(m\theta + n\Phi - \omega t))$ , où  $m$  et  $n$  sont respectivement les indices de mode poloïdal et torique de la perturbation, où  $\theta$  et  $\Phi$  sont les coordonnées poloïdale et torique du détecteur et où  $\omega$  est la fréquence angulaire du mode. Deux sondes magnétiques séparées par les angles  $\theta_{12} = \theta_2 - \theta_1$  et  $\Phi_{12} = \Phi_2 - \Phi_1$  verront donc la perturbation avec une différence de phase  $\varphi$  égale à :

$$\varphi = m \theta_{12} + n \Phi_{12} + \delta_0 \quad (5-3)$$

où  $\delta_0$  est un déphasage constant. Il est à noter que dans TCA,  $I_p$  et  $B_T$  sont parallèles : afin que le système des coordonnées satisfasse le sens conventionnel,  $m$  et  $n$  sont définis de signes opposés. Conformément à l'habitude cependant, usage sera fait de valeurs de  $m$  et de  $n$  définies positives. La relation 5-3 peut être modifiée pour tenir compte d'une correction torique à la géométrie de la perturbation, en remplaçant  $\theta$  par un nouvel angle poloïdal  $\theta^*$  [Merezhkin 1978, Hammett 1982] :

$$\theta^* = \theta - \lambda \sin \theta \quad (5-4)$$

$$\text{avec } \lambda = \frac{r_{mn}}{R} \left( 1 + (\beta + I_i/2) \right)$$

et  $r_{mn}$  = rayon de la perturbation dans le plasma

Dans le cas d'un îlot  $(m,n) = (2,1)$ , le rayon  $r_{mn}$  vaut environ  $2/3 a$ . Comme de plus  $R=0.61$  m et  $\Lambda = \beta + I_i/2 \cong 0.9$  dans TCA (valeur typique), l'amplitude de la correction torique vaut  $\lambda \cong 0.37$ . Cette correction peut encore être améliorée en incluant les effets d'un décentrement du plasma par rapport à l'enceinte à vide [Harley 1986].

Le déphasage  $\varphi$  est calculé par l'analyse numérique de signaux délivrés par deux détecteurs. Si  $x_1(t)$ ,  $x_2(t)$  sont ces signaux, et si  $I_1(f)$ ,  $I_2(f)$  sont leur transformée de Fourier temporelle, alors l'interspectre  $P_{12}(f)$  est défini par :

$$P_{12}(f) = \langle I_1^*(f) I_2(f) \rangle \quad (5-5)$$

où l'astérisque désigne le complexe conjugué. La différence de phase entre les deux signaux s'écrit :

$$\varphi_{12}(f) = - \arctan \left( \frac{\text{Im} [P_{12}(f)]}{\text{Re} [P_{12}(f)]} \right) \quad (5-6)$$

La bonne concordance des déphasages ainsi obtenus et des valeurs calculées à l'aide de l'équation 5-3 pour  $m=2$  et  $n=-1$ , permet de conclure à un mode MHD dominant  $(m,n) = (2,1)$ . La perturbation est ainsi localisée sur la surface  $q = m/n = 2$ ,

soit typiquement en  $r_{q=2}/a \cong 0.7$ . De plus, la fréquence des oscillations Mirnov de la figure 5-34 est clairement modulée par les dents-de-scie, avec une phase inversée caractéristique de  $r > r_{q=1}$ .

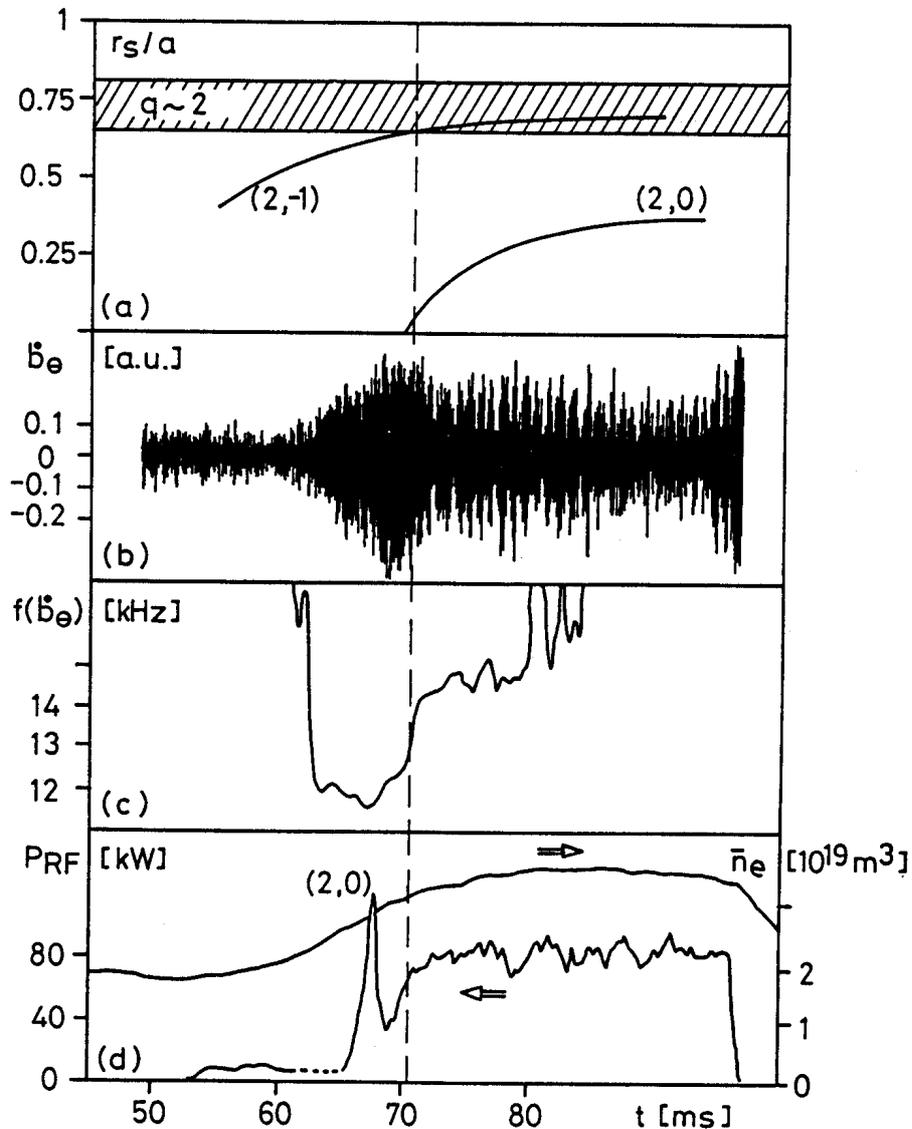


Figure 5-33 : évolution de l'amplitude et de la fréquence de l'activité MHD  $(m,n)=(2,1)$  à proximité du seuil  $(n,m)=(2,0)$  du spectre de l'onde d'Alfvén. La position des couches résonantes, représentée sous (a), est estimée pour des profils paraboliques standards (# 25029,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.5$ ,  $H_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs SiC)

La nette augmentation de l'activité MHD sur la surface  $q=2$  étant liée au seuil d'un continu du spectre de l'onde d'Alfvén, elle a d'abord été attribuée à l'arrivée d'une nouvelle résonance dans le plasma (de la couche résonante  $(n,m) = (2,0)$ , dans le cas de la figure 5-33, par exemple). Une étude plus détaillée a cependant révélé que la

simultanéité des phénomènes est fortuite et que l'accroissement de l'activité MHD peut être interprétée par l'arrivée, depuis le centre et en  $r_{q=2}$ , d'une couche résonante préexistante dans le plasma (dans cet exemple, de la couche  $(n,m) = (2,-1)$ , cf. fig. 5-31) [Besson 1986a]. Deux causes possibles de cet accroissement sont soit l'augmentation du gradient du profil de courant près de  $q=2$ , ce qui déstabiliserait les modes de déchirement, soit une augmentation globale de  $dj(r)/dr$  entre  $q=1$  et  $q=2$ , produisant un couplage déstabilisateur entre surfaces à  $q$  entier [Bondeson 1986, Duval 1987]. Ces observations sont ainsi une nouvelle indication plausible de l'action du chauffage par ondes d'Alfvén sur le profil de courant dans le plasma, sans qu'il ne soit pourtant possible de différencier entre les effets du profil de dépôt d'énergie et ceux d'une génération de courant localisée [Appert 1987].

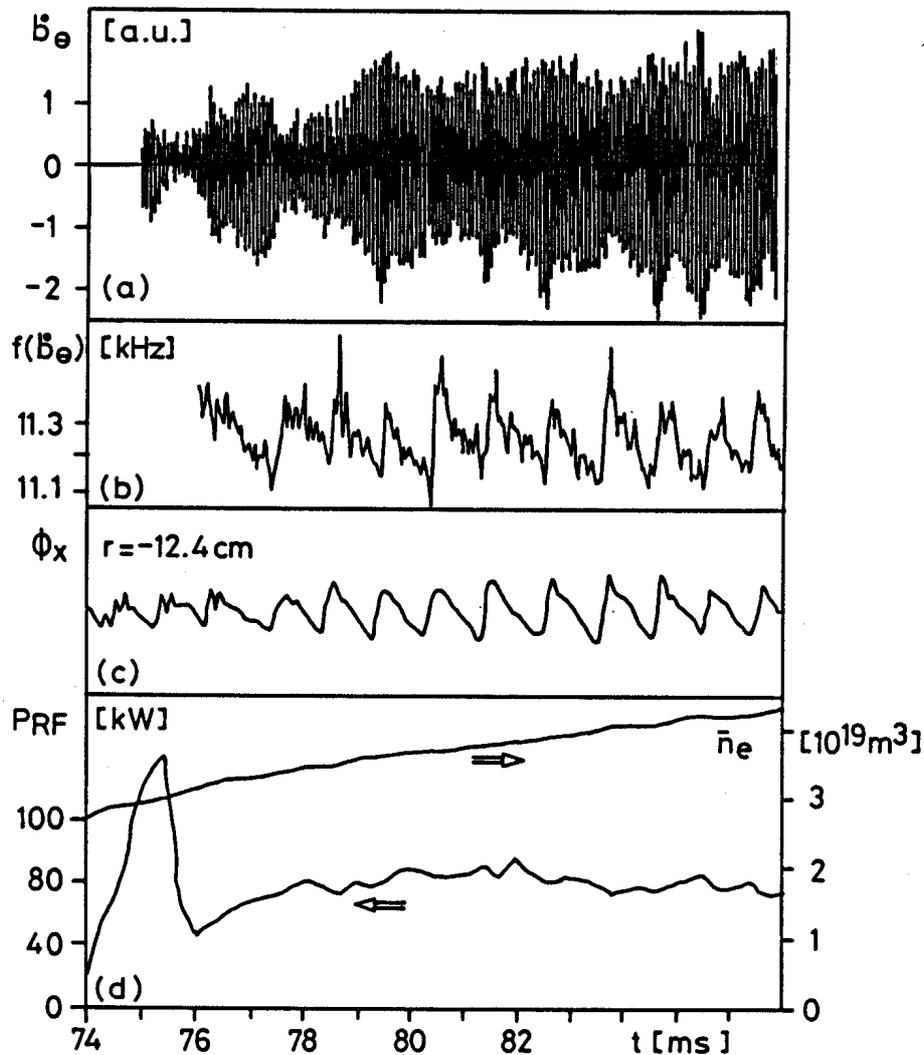


Figure 5-34 : amplitude et fréquence de l'activité MHD : la fréquence des oscillations Mirnov est clairement modulée par les dents-de-scie inversées (# 25006,  $B_T=1.5$  T,  $q(a)=3.3$ ,  $H_2$ ,  $(N,M)=(2,1)$ , limiteurs SiC)

## 5.4. DISCUSSION

### 5.4.1. Comportement des dents-de-scie en présence d'autres chauffages additionnels

Au vu de la diversité des comportements des dents-de-scie pendant le chauffage par ondes d'Alfvén dans TCA, il paraît utile de comparer ces observations à celles effectuées dans d'autres tokamaks, avec d'autres méthodes de chauffage additionnel. Une telle comparaison ne saurait cependant être exhaustive - le nombre de travaux publiés qui touchent à ce domaine est colossal - et s'attachera donc essentiellement à résumer les travaux les plus récents et les plus importants.

#### 5.4.1.1. NBI

Les effets du chauffage par injection de particules neutres (ou NBI, de "Neutral Beam Injection") sur les paramètres des dents-de-scie sont relativement bien documentés. En "co-injection", c'est-à-dire lorsque les particules sont injectées dans le même sens que le courant plasma, la période  $\Delta t_{st}$  augmente d'un facteur 2 à 20 dans PLT [Bol 1978], ORMAK [Jahns 1978], JFT-2 [Yamamoto 1981] et JET [Campbell 1986a], et diminue dans JT-60 lorsque la densité croît [JT-60 team 1986]. Dans ASDEX [Söldner 1986a], cette augmentation de la période est proportionnelle à la puissance de chauffage lors de l'utilisation de diverteurs; par contre, aucune dépendance en puissance n'est observée avec des limiteurs. De plus, dans les plasmas avec diverteurs, les dents-de-scie s'allongent au point de disparaître au-delà d'un certain seuil de puissance, qui dépend de  $n_e$  et de  $q_a$ . L'augmentation de  $\Delta t_{st}$ , ainsi que l'accroissement du taux de chauffage dans le plasma, provoquent une augmentation de l'amplitude relative des oscillations de température sur l'axe d'un facteur 2 à 3 [Bol 1978, Yamamoto 1981, Campbell 1986a, Söldner 1986b]. Ni le rayon d'inversion  $r_{inv}$  des dents-de-scie, ni  $T_e(r_{inv})$  ne sont cependant affectés de manière notable par le chauffage additionnel, autant sur PLT, sur JT-60 que sur JET [JET team 1986].

Dans le cas d'une "contre-injection" par contre, la période et l'amplitude relative des dents-de-scie diminuent. Ce phénomène, documenté sur PLT, sur JET et sur ASDEX, est attribué à un profil de dépôt de puissance et donc un profil de température électronique plus large. Il serait également possible que le faisceau de particules à "contresens" produise un courant qui réduise le courant plasma au centre et aplatisse  $j(r)$ .

#### 5.4.1.2. ICRH

Le chauffage à la fréquence cyclotronique ionique (ou ICRH, de "Ion Cyclotron Resonance Heating") est celui qui, par la fréquence qu'il utilise, est le plus proche du chauffage par ondes d'Alfvén ( $\omega/\omega_{ci} \cong 0.2$  dans TCA). Dans PLT, il produit une augmentation de la densité [Mazzucato 1984], qui rappelle celle observée sur TCA, bien qu'elle soit quantitativement plus faible ( $\Delta n_e/n_e \cong 25\%$  pour  $P_{RF} = 2.6$  MW). Autant la pente, que l'amplitude relative et la période des dents-de-scie augmentent avec la puissance RF, mais seul l'accroissement de la pente ne semble pas saturer à haute puissance.

Dans JET [Campbell 1985, 1986], le chauffage ICRH augmente l'amplitude relative des disruptions internes (qui peut passer de 15-20 % à 50 %), de même que leur période, en créant des dents-de-scie dites "géantes" dont la durée peut atteindre 600 ms, soit 2.5 - 20 fois la durée correspondante en phase ohmique. La position du rayon d'inversion, par contre, n'est que très faiblement influencée par le chauffage RF.

#### 5.4.1.3. NBI + ICRH

Des résultats spectaculaires ont été obtenus sur JET par l'utilisation combinée des deux techniques de chauffage NBI et ICRH [JET team 1986, Campbell 1986a, 1987]. En effet, les dents-de-scie ont pu être stabilisées pendant 0.8 - 1.6 secondes, avec une température électronique record au centre du plasma de 7 - 8 keV, alors que  $T_e(r_{inv})$  ne varie que faiblement et que  $r_{inv}$  ne varie pas du tout avec  $P_{total}/n_e$ . Après la relaxation qui termine la dent-de-scie stabilisée apparaît souvent, mais pas toujours, une importante activité MHD  $m=3$ ,  $n=2$ , liée à la surface  $q=1.5$  et pouvant persister jusqu'à la fin du chauffage NBI. Les conditions requises pour la stabilisation n'ont pas encore toutes été explorées : il semble néanmoins nécessaire que la puissance totale des deux méthodes de chauffage combinées dépasse un certain seuil. Une explication possible du phénomène est une modification du profil de courant, amorcée par le courant que génère le chauffage NBI et amplifiée par le chauffage ICRH. Une stabilisation des disruptions internes a également été observé dans ASDEX [Söldner 1986a].

#### 5.4.1.4. LHH

Dans le tokamak FT [Alladio 1985], la période des dents-de-scie augmente brusquement lors de l'enclenchement du chauffage à la fréquence hybride inférieure (ou LHH, de "Lower Hybrid Heating"). Cet allongement est attribué soit à une augmentation rapide de la conductivité électrique  $\sigma$ , soit à une diminution brusque de la conductibilité thermique  $\chi_e$  de la décharge. A l'aide d'un modèle simple, qui suppose que ces deux quantités changent de façon uniforme sur toute la section du plasma, le ralentissement de la période des dents-de-scie provoqué par 300 kW de chauffage LHH a pu être reproduit en utilisant  $\sigma_{RF} = 1.75 \sigma$  et  $\chi_{e-RF} = 0.25 \chi_e$ .

Dans ASDEX [Söldner 1986a], un comportement semblable de  $\Delta t_{st}$  est observé. La période des dents-de-scie et l'amplitude de la chute de la tension par tour diminuent similairement lorsque la puissance de chauffage croît, ce qui est explicable par une augmentation de la conductivité électrique du plasma, due aux électrons supra-thermiques provoqués par les ondes LH, et observée sur les spectres X-mous et l'émission cyclotronique électronique (ECE).

#### 5.4.1.5. LHCD

La génération de courant à l'aide d'ondes à la fréquence hybride inférieure (ou LHCD, de "Lower Hybrid Current Drive") est devenue une méthode prometteuse pour remplacer une partie du courant résistif ohmique et pour stabiliser les dents-de-scie. Dans ALCATOR C [Porkolab 1986] et dans PLT [Stevens 1985], amplitude et période des disruptions internes augmentent jusqu'à un certain seuil de puissance LHCD, alors que le rayon d'inversion reste constant. Au-delà de ce seuil ( $\sim 450$  kW), les dents-de-scie disparaissent, bien qu'à plus haute puissance ( $P_{RF} > 850$  kW), elles réapparaissent dans ALCATOR C.

Une étude très approfondie de l'interaction entre dents-de-scie et LHCD a été réalisée sur ASDEX [Söldner 1986b, 1986c, McCormick 1986], en particulier en mesurant la densité de courant dans le plasma à l'aide d'un faisceau d'atomes neutres de lithium. De cette façon, la stabilisation des dents-de-scie a pu être attribuée à un

élargissement du profil de  $j(r)$ , qui entraîne une augmentation de  $q(0)$  de  $\sim 0.98$  à  $\sim 1.14$  (cette modification peut s'opérer en un temps plus bref que  $\Delta t_{st}$ , ce qui explique que  $r_{inv}$  n'est pas observé changer [McCormick 1986]). En-dessous de la puissance critique pour la stabilisation, les disruptions internes ont le comportement habituel (c'est-à-dire que  $\Delta t_{st}$  et  $\Delta A_{st}/A$  augmentent avec  $P_{LHCD}$ ).

Dans PETULA-B [van Houtte 1986, Parlange 1986], les effets du chauffage LHCD sont complexes. A densité moyenne,  $\Delta t_{st}$  et  $\Delta A_{st}/A$  augmentent avec la puissance jusqu'à un seuil au-delà duquel les dents-de-scie disparaissent, puis peuvent réapparaître avant de disparaître totalement. Lorsque les disruptions internes sont complètement stabilisées, c'est-à-dire à puissance suffisamment élevée, un mode  $m=1$  qui peut durer jusqu'à la fin de l'impulsion RF apparaît dans le plasma. A haute densité par contre, ni l'amplitude relative, ni la période des disruptions internes ne varient en-dessous du seuil de puissance nécessaire à la stabilisation, seuil qui est d'ailleurs relativement bas dans les deux cas ( $\sim 180-240$  kW). La diversité des phénomènes observés et, en particulier, la présence d'oscillations  $m=1$  suggèrent que les mécanismes de la stabilisation des dents-de-scie sont plus complexes qu'une simple diminution de la densité de courant au centre [Parlange 1986].

#### 5.4.1.6. ECRH

Le chauffage à la fréquence cyclotronique électronique (ou ECRH, de "Electron Cyclotron Resonance Heating") est une technique de chauffage dont l'utilisation à haute puissance (i.e.  $P_{RF} > P_{OH}$ ) est relativement récente. Son effet sur les disruptions internes dépend fortement de la position de la couche résonante dans le plasma, même si cette dépendance ne semble pas être identique dans tous les tokamaks.

Ainsi dans T-10 [Sillen 1986], lorsque le chauffage est localisé sur l'axe, trois comportements différents des dents-de-scie sont observés. Dans certains cas, autant la période que l'amplitude relative restent constants, dans d'autres, la période ne varie pas, alors que  $\Delta A_{st}/A$  augmente d'un facteur 2.5, dans d'autres cas finalement,  $\Delta t_{st}$  diminue de 30 %, alors que l'amplitude relative double. En revanche, lorsque le chauffage est localisé à l'extérieur de la surface  $q=1$ , les disruptions internes cessent (le niveau de puissance nécessaire n'est pas mentionné, il est cependant tel que  $P_{RF} < 530$  kW). Ces différents comportements dépendent fortement du profil de courant, donc des profils de  $T_e$  et de  $Z_{eff}$  (le cas du chauffage sur l'axe étant cependant imparfaitement documenté). Quant à la disparition des dents-de-scie, elle est probablement due au fait que la période  $\Delta t_{st}$  devient plus longue que la durée du chauffage RF.

Dans TFR [TFR group 1986, Esch 1986], les observations sont différentes. Si le chauffage ECRH est appliqué à l'extérieur de la surface  $q=1$ , les dents-de-scie ne sont pas affectées. S'il est appliqué au centre du plasma, la période diminue à haute densité, sans qu'il soit précisé si, à cette densité, le dépôt de puissance est effectivement central. En revanche, lorsque la couche résonante est située en  $r_{q=1}$ , la phase de croissance du mode  $m=1$  et la période des dents-de-scie s'allongent, la taille de l'îlot  $m=1$  à l'instant de la relaxation étant ainsi plus grande. A haute densité, ce mode  $m=1$  peut même saturer et remplacer les dents-de-scie, qui disparaissent. Il semble que des modifications locales de la forme du profil de température, et de là du profil de courant, agissent directement sur le déclenchement des disruptions internes.

Une étude détaillée des effets de l'ECRH a été effectuée sur DOUBLET III [Prater 1986]. Lorsque la résonance est à l'extérieur de la surface  $q=1$ , le profil de température s'élargit, le gradient de  $T_e$  en  $r_{q=1}$  diminue et  $\Delta t_{st}$  augmente, alors que lorsque la résonance est au centre, les phénomènes sont inversés. Cette dernière observation n'est cependant vraie que pour une densité inférieure à une certaine valeur critique. Au-delà de cette valeur en effet, la période augmente soudainement d'un facteur 5 et dépasse largement  $\Delta t_{st}$  ohmique. L'origine de ce phénomène est attribuée au déplacement vers l'extérieur du rayon de dépôt de puissance, dès que  $n_e > n_{e-critique}$ . Cette interprétation est confirmée par l'analyse du temps de réponse des différentes visées de la caméra-X à l'enclenchement du chauffage ECRH. Dans un plasma peu dense, le front de chaleur généré par l'ECRH se propage depuis le centre vers l'extérieur, alors qu'à haute densité, la propagation est inversée, indiquant un dépôt de puissance nettement au-delà du rayon  $r_{q=1}$ , en violation de la relation de dispersion qui prévoit la surface résonante au centre de la décharge.

#### 5.4.1.7. Résumé

Ce survol du comportement des dents-de-scie dans d'autres tokamaks, avec d'autres méthodes de chauffage additionnel, révèle la diversité des observations et des interprétations, et donc la complexité du phénomène des disruptions internes. Au-delà du côté phénoménologique de ce survol se dessinent néanmoins plusieurs thèmes très actuels. C'est ainsi que des températures électroniques records sont atteintes pendant certaines dents-de-scie et, surtout, qu'il devient possible de stabiliser les disruptions internes au moyen de l'emploi adéquat d'un ou de plusieurs chauffages additionnels. La

majorité de ces observations peut être attribuée à des modifications du profil de courant induites par le chauffage auxiliaire. De telles modifications pourraient également expliquer nombre de résultats de TCA, la complication majeure de cette interprétation résidant néanmoins dans l'extrême difficulté à déterminer  $j(r)$  expérimentalement.

#### 5.4.2. Résultats de TCA

Dans TCA, le chauffage par ondes d'Alfvén ne produit ni un allongement important, ni même une suppression des dents-de-scie, et ne modifie pas de façon significative le rayon d'inversion. Il produit cependant une augmentation non contrôlable de la densité électronique, qui rend fort ardue la réalisation de conditions stationnaires (i.e.  $\bar{n}_e$  et  $P_{RF}$  constants) dans les décharges et complique en conséquence l'analyse des résultats. De plus, il se trouve que les effets du chauffage AWH doivent être séparés en deux catégories, puisque le spectre de l'onde d'Alfvén est composé d'une partie continue et d'une partie discrète, dont les conséquences sur le plasma sont différentes.

Dans la partie continue du spectre, autant la période que l'amplitude relative des dents-de-scie dévient du comportement en phase ohmique. La période est légèrement plus faible qu'en phase ohmique et conserve une relation linéaire avec la densité : une des explication plausibles du phénomène est la diminution du temps caractéristique de chauffage à l'intérieur de la surface  $q=1$  en présence de chauffage additionnel. Quant à l'amplitude relative des oscillations, elle est d'autant plus élevée par rapport à la loi d'échelle ohmique (loi du type TFR) que le facteur de sécurité  $q(a)$  est grand. A des valeurs de  $q(a)$  élevées, le chauffage par ondes d'Alfvén est même capable "d'allumer" des dents-de-scie dans une décharge qui en était dépourvue ou, en d'autres termes, de créer une surface  $q=1$  en piquant le courant.

Les parties discrètes du spectre de l'onde d'Alfvén, par contre, provoquent des discontinuités de l'évolution temporelle de nombreux paramètres du plasma, de même que de certaines caractéristiques des dents-de-scie. Ainsi, les résonances  $(n,m)=(2,0)$  et  $(2,1)$  sont souvent accompagnées d'une augmentation de l'amplitude relative, qui peut être de l'ordre de cinq fois plus grande à l'extérieur qu'à l'intérieur du rayon d'inversion. La période des disruptions internes, quant à elle, est clairement affectée par les résonances  $(n,m)=(1,1)$  et, dans une moindre mesure,  $(n,m)=(2,1)$  : elle peut en effet diminuer brusquement de 30 à 40 %.

De plus, il existe des phénomènes de bifurcation, c'est-à-dire des évolutions totalement différentes de l'un des paramètres des dents-de-scie, dans des décharges consécutives et semblables. Ces divers phénomènes ne peuvent pas être liés de manière simple à l'évolution des paramètres macroscopiques de la décharge, tels que la densité ou la puissance RF. Ils pourraient être du moins partiellement expliqués par des modifications de la forme du profil de courant, sans cependant que le rayon d'inversion ne soit modifié de manière visible. De plus, l'évolution de la période dépend également de la dérivée temporelle de la densité, dépendance qu'il sera probablement possible d'étudier en détail dès que, dans un futur proche, des décharges plus longues et surtout plus stationnaires seront réalisables. Quant à l'augmentation de l'activité MHD liée aux seuils des continus de l'onde d'Alfvén, elle correspond, dans les cas analysés, à un mode dominant  $(m,n)=(2,1)$ , déclenché par l'arrivée en  $r_{q=2}$  et depuis le centre, d'une couche résonante préexistante.

L'application de modulations sinusoïdales de la puissance de chauffage influencent également le flux-X et les disruptions internes. Ainsi, l'amplitude relative, la pente et surtout la période des dents-de-scie sont visiblement modulées (en phase l'une avec l'autre). Par contre, les variations des paramètres des dents-de-scie ne sont pas en phase avec la modulation de  $P_{RF}$  : en fait, le déphasage croît même avec la fréquence de modulation. Les résultats suggèrent que la réponse du plasma aux modulations n'est pas le fait d'un dépôt direct de l'énergie de chauffage dans le plasma, mais d'une action de l'AWH sur les mécanismes qui gouvernent les disruptions internes ou, en d'autres termes, que le chauffage AWH pourrait modifier le profil de courant.

La complexité des phénomènes de transport d'énergie est mise en évidence par l'analyse de la réponse du plasma à des perturbations transitoires de son équilibre, réalisées soit à l'aide de fortes injections de gaz dans une décharge ohmique, soit à l'aide de variations indicielles ou impulsionnelles de la puissance de chauffage. Ces perturbations peuvent provoquer des maxima ou MFX sur les traces du flux-X. L'analyse de l'instant d'apparition des MFX sur les différentes cordes du diagnostic révèle un retard par rapport au centre, qui croît avec le rayon et montre un phénomène de propagation vers l'extérieur. La largeur du "profil" de propagation dépend clairement du profil de courant et rappelle fortement la forme du profil de propagation de la bouffée de

chaleur due aux disruptions internes. De plus, la vitesse de propagation du MFX croît lorsque la puissance injectée dans le plasma augmente. Ce fait rappelle que  $\chi_e^{\text{HP}}$  est plus élevé pendant le chauffage AWH qu'en phase ohmique, ce qui est significatif de la dégradation du confinement lors du chauffage additionnel. L'ensemble de ces observations conduit au paradoxe de deux "conductions" simultanées dans le plasma, caractérisées par des échelles de temps et de puissances différentes.

## CHAPITRE 6

### 6. CONCLUSIONS

Par l'étude du flux X-mous émis par le plasma, en phase ohmique et pendant le chauffage AWH, ce travail contribue à une meilleure compréhension des effets du chauffage sur la décharge. Il a été effectué sur TCA qui, de tous les tokamaks qui utilisent le chauffage par ondes d'Alfvén, est celui dont la taille et la puissance de chauffage additionnel sont les plus grandes. Ce travail permet également de comparer le chauffage par ondes d'Alfvén aux autres chauffages additionnels, particulièrement en ce qui concerne l'existence de dents-de-scie "géantes" et la stabilisation des disruptions internes.

En phase ohmique, les dents-de-scie peuvent apparaître dans TCA pour des valeurs typiques du facteur de sécurité  $q(a) \leq 6.5$ . Elles correspondent à des variations relatives de 10 à 20 % de la température électronique et de 2 à 3 % de la densité intégrée. Le rayon d'inversion des dents-de-scie suit une loi d'échelle du type TFR, telle que  $r_{inv}$  croît avec  $a/q(a)^{1/2}$ . La période des disruptions internes augmente linéairement avec la densité et dépend de la valeur du rayon d'inversion, selon la loi  $\Delta t_{st} = C \cdot R \cdot (r_{inv})^2 \cdot \bar{n}_e$  établie par le groupe TFR. La pente du graphe  $(\bar{n}_e, \Delta t_{st})$  ne dépend pas de façon mesurable du gaz ou des limiteurs utilisés. A basse densité cependant, la période reste approximativement constante et dévie de la loi d'échelle, un phénomène attribué à l'existence dans la décharge d'électrons rapides découplés, qui pourraient porter une part du courant et ralentir la régénération des profils. En outre, une dépendance entre  $\Delta t_{st}$  et la dérivée temporelle de la densité a été mise en évidence, la période étant plus élevée, à densité égale, lorsque  $d\bar{n}_e/dt \geq 0$ . Cette dépendance a été attribuée à une modification du profil de courant, interprétation dont les limites sont données par le temps de diffusion résistive, qui vaut de l'ordre de 30 ms dans un plasma standard de TCA. La durée mesurée de la relaxation de la dent-de-scie, quant à elle, vaut typiquement 20 à 150  $\mu s$ , soit une valeur de 2 à 20 fois plus rapide que la valeur calculée à l'aide de la relation proposée par Kadomtsev dans son modèle de reconnection totale : cette différence souligne à nouveau l'une des difficultés de l'utilisation de ce genre de modèles. L'amplitude relative des oscillations en dents-de-scie suit également une loi d'échelle du type TFR, seul le facteur de proportionnalité - qui reste cependant une fonction instrumentale - étant plus petit dans TCA.

Un accord qualitatif et quantitatif remarquable a donc pu être mis en évidence entre les caractéristiques des dents-de-scie dans TCA et les lois d'échelle empiriques de TFR. Ces lois d'échelle sont exprimées à partir de paramètres macroscopiques du plasma et peuvent paraître relativement simples. Néanmoins, le fait qu'elles ne soient pas universelles (comparées à d'autres machines et au chauffage additionnel par ondes d'Alfvén), révèle la complexité des phénomènes et rappelle que les caractéristiques des dents-de-scie dépendent certainement de l'évolution de grandeurs locales non-mesurables, telle que la forme du profil de courant, qui est elle-même influencée, entre autres, par le contenu en impuretés et le rayonnement du plasma.

Dans TCA, le chauffage par ondes d'Alfvén produit une augmentation non contrôlable de la densité électronique, qui rend difficile la réalisation de conditions stationnaires (i.e.  $\bar{n}_e$  et  $P_{RF}$  constants) dans les décharges et complique en conséquence l'analyse des résultats. Globalement, le chauffage ne produit ni un allongement, ni même une suppression des dents-de-scie, et ne modifie pas de façon mesurable le rayon d'inversion pour des petites valeurs de  $q(a)$ . A des valeurs élevées de  $q(a)$  cependant, il est capable "d'allumer" des dents-de-scie dans une décharge qui en est dépourvue ou, en d'autres termes, de créer une surface  $q=1$  en piquant le profil de courant.

Dans les parties continues du spectre de l'onde d'Alfvén, autant la période que l'amplitude relative des dents-de-scie dévient du comportement en phase ohmique. La période évolue de façon relativement linéaire avec la densité, mais prend, à densité égale, des valeurs plus faibles pendant le chauffage, ce qui pourrait être attribué à une diminution du temps caractéristique de chauffage à l'intérieur de la surface  $q=1$ . Quant à l'amplitude relative, elle augmente d'autant plus par rapport à la loi d'échelle ohmique que le facteur de sécurité  $q(a)$  est grand, en restant constante pour  $q(a) \sim 3$ .

Les parties discrètes du spectre provoquent des discontinuités de l'évolution temporelle de nombreux paramètres du plasma et de l'évolution de certaines caractéristiques des dents-de-scie. C'est ainsi qu'en général l'amplitude relative subit une augmentation à tous les rayons, qui peut atteindre  $\sim 50\%$  au centre et  $\sim 240\%$  vers 12 à 14 cm, qui est attribuable à un piquage du profil de dépôt d'énergie dans le plasma et qui n'est pas accompagnée d'une modification mesurable du rayon d'inversion des dents-de-scie. La période des disruptions internes est affectée autant par le début du chauffage (qui l'augmente jusqu'à  $100\%$ ), que par certaines discontinuités spectrales (qui la diminuent jusqu'à  $30-40\%$ ). Dans les deux cas, la sporadicité des observations rend l'interprétation des phénomènes difficile, phénomènes qui sont en tout cas nettement en contradiction

avec la loi d'échelle linéaire en densité de la phase ohmique et semblent également dépendre de la dérivée temporelle de la densité. Dans le cas de la structure d'excitation  $(N,M)=(4,1)$  (qui excite une résonance  $(n,m)=(4,-1)$  dépourvue de DAW associé et donc très difficilement détectable), l'évolution temporelle de la période présente un coude, au-delà duquel la période sature. Ce coude correspond à une densité proche de la valeur calculée pour la résonance  $(n,m)=(4,-1)$  et suggère donc l'utilisation des dents-de-scie pour détecter l'apparition de couches résonantes sur l'axe. L'amplitude relative et la période des dents-de-scie peuvent également faire l'objet de bifurcations, c'est-à-dire d'évolutions temporelles totalement différentes, dans deux décharges consécutives et pourtant très similaires. Les différentes observations ne peuvent donc pas être liées de manière simple à l'évolution des paramètres macroscopiques de la décharge, tels que la densité ou la puissance RF. Elles pourraient être du moins partiellement expliquées par des modifications du profil de courant dues au chauffage AWH, sans cependant que le rayon d'inversion des dents-de-scie ne soit modifié de manière visible.

Les expériences de modulation sinusoïdales de la puissance de chauffage influencent aussi clairement, entre autres, le flux-X, ainsi que la période, la pente et l'amplitude relative des disruptions internes (qui sont toutes les trois en phase l'une avec l'autre). Les variations des paramètres des dents-de-scie ne sont cependant pas en phase avec la modulation de  $P_{RF}$  : le déphasage augmente de  $\sim 90^\circ$  à  $\sim 180^\circ$  lorsque la fréquence de modulation augmente de 100 à 300 Hz. Or, dans une région de la décharge dans laquelle l'énergie de chauffage serait directement déposée, le déphasage entre  $\Delta T_e$  et  $P_{RF}$  vaudrait  $90^\circ$ . Ces résultats suggèrent donc que la réponse du plasma aux modulations n'est pas le fait d'un chauffage direct, mais d'une action de l'AWH sur les processus qui gouvernent les disruptions internes. En d'autres termes, ils suggèrent une nouvelle évidence plausible pour une modification du profil de courant par le chauffage par ondes d'Alfvén.

La complexité du phénomène de transport d'énergie est mise en évidence par l'analyse de la réponse du plasma à des perturbations transitoires de son équilibre, réalisées soit à l'aide de fortes injections de gaz dans une décharge ohmique, soit à l'aide de variations indicielles ou impulsives de la puissance de chauffage. Ces perturbations peuvent provoquer des maxima sur les traces du flux-X (appelés MFX), maxima qui ne sont pas simultanés à tous les rayons. En fait, par rapport au centre, les MFX sur les autres traces sont en retard, un retard qui augmente avec le rayon, suggérant ainsi un phénomène de propagation vers l'extérieur. Cette propagation est rapide au centre et au bord, alors qu'elle est plus lente dans les régions intermédiaires, ce qui illustre le bon confinement dans la zone intermédiaire du profil. La durée typique de la propagation

est de 1 à 5 ms (entre 0 et 12.4 cm), valeur qui diminue quand la puissance RF augmente. De plus, la largeur du "profil" de propagation dépend clairement du profil de courant, de manière analogue au "profil" de propagation des "bouffées de chaleur" libérées par les dents-de-scie. La durée de cette seconde propagation, d'ailleurs, dépend également de la puissance RF et révèle le fait que le comportement du plasma dépend plus de l'énergie accumulée dans la décharge que de la puissance instantanée. Paradoxalement, il semble donc exister deux "conductions" différentes, au même instant et au même endroit dans le plasma. Les deux échelles de temps simultanées correspondantes remettent en question de façon originale la validité de la notion de conduction thermique locale. Ce paradoxe ouvre un sujet nouveau et pose la question passionnante : ces deux "conductions" sont-elles le reflet, à des niveaux de puissance libérée différents, du même phénomène physique ?

## REFERENCES

- ADAM J., ALVAREZ de TOLEDO F., REBUT P.H. et TOROSSIAN A. (1969), *Pl. Phys.* 11, 297
- ADLAM J.H. et TAYLOR I.C. (1968), Culham Report CLM-R81
- ALEXANDER K.F. et al. (1984), *Nucl. Fusion* 24, 631
- ALFVEN H. (1942), *Nature* 150, 405
- ALLADIO F., MAZZITELLI G., TUCCILLO A.A. et VLAD G. (1985), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. I, p. 138
- APPERT K., GRUBER R., TROYON F. et VACLAVIK J. (1982), *Pl. Phys.* 24, 1147
- APPERT K. et al. (1983), 11th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Aachen, vol. I, p. 301
- APPERT K. et al. (1984a), 1984 Int. Conf. on Pl. Physics, Lausanne, vol. I, p. 209
- APPERT K. et al. (1984b), 4th Int. Symp. on Heat. in Toroidal Plasmas, Rome, vol. I, p. 171
- APPERT K. et al. (1985), *Phys. Rev. Letters* 54, 1671
- APPERT K. et al. (1986), *Pl. Phys. and Contr. Fusion* 28, 133
- APPERT K. et al. (1987), 1987 Int. Conf. on Pl. Physics, Kiev (papier invité)
- BAMBYNEK W. et al. (1972), *Rev. Mod. Physics* 44, 716
- BARDET R. (1977), CEA Report EUR-CEA-FC-885
- BARDET R. (1980), CEA Report EUR-CEA-FC-1038
- BARR W.L. (1962), *J. Opt. Soc. of America* 52, 885
- BARTLETT D.V. et al. (1986), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. I, p. 236
- BEHN R. et al. (1983), 11th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Aachen, vol. II, p. 471
- BEHN R. et al. (1984), *Pl. Phys. and Contr. Fusion* 26, 173
- BEHN R., COLLINS G.A., LISTER J.B. et WEISEN H. (1986), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. II, p. 45
- BEHN R., COLLINS G.A., LISTER J.B. et WEISEN H. (1987), *Pl. Phys. and Contr. Fusion* (en impression)
- BELL J.D. (1984), Oak Ridge Report ONRL/TM-8851 et *Nucl. Fusion* 24, 997
- BERTIN E.P. (1970), "Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis", Plenum Press, New York
- BERTOLINI G. et COCHE A. eds. (1968), "Semiconductor Detectors", Elsevier - North Holland, Amsterdam
- BESSON G. et al. (1986a), *Pl. Phys. and Contr. Fusion* 28, 1291

- BESSION G. et al. (1986b), 11th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Kyoto, paper F-III-6
- BLANKENSHIP J.L. (1960), IEEE Trans. Nucl. Science NS7, 190
- BOGEN P. (1968), dans "Plasma Diagnostics", Lochte-Holtgreven eds., North-Holland, Amsterdam
- BOL K. et al. (1978), 5th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Tokyo, p. 83
- BONDESON A. (1986), Nucl. Fusion 26, 929
- BOYD D.A. et al. (1986), 11th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Kyoto, paper AV-I4
- BRENNAN M.H. et al. (1984), 4th Int. Symp. on Heat. in Toroidal Plasmas, Rome, vol. I, p. 153
- BRUSSAARD P.J. et van der HULST M.C. (1962), Rev. Mod. Physics 34, 507
- BUGMANN G. et al. (1981), 10th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Moscou
- CALLEN J.D. et JAHNS G.L. (1977), Phys. Rev. Letters 38, 491
- CAMACHO J.F. (1985), MIT Report PFC/RR-85-11
- CAMPBELL D.J. et al. (1985), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. I, p. 130
- CAMPBELL D.J. et al. (1986a), 11th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Kyoto, paper A-VII-5
- CAMPBELL D.J. et al. (1986b), Nucl. Fusion 26, 1085
- CAMPBELL D.J. et al. (1987), 14th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Madrid, vol. I, p. 21
- CERNY J. ed. (1974), "Nuclear Spectroscopy and Reactions : part A", Academic Press, New York
- de CHAMBRIER A. et al. (1982a), Helv. Phys. Acta 55, 583
- de CHAMBRIER A. et al. (1982b), 3rd Int. Symp. on Heat. in Toroidal Plasmas, Grenoble, vol. I, p. 161
- de CHAMBRIER A. et al. (1982c), Pl. Physics 24, 893
- de CHAMBRIER A. et al. (1982d), 1982 Int. Conf. on Pl. Physics, Göteborg, p. 131
- de CHAMBRIER A. et al. (1982e), Phys. Letters 92A, 279
- de CHAMBRIER A. et al. (1982f), 9th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Baltimore, vol. II, p. 81
- de CHAMBRIER A. et al. (1983), Pl. Physics 25, 1021
- de CHAMBRIER A. et al. (1984a), Helv. Phys. Acta 57, 110
- de CHAMBRIER A. et al. (1984b), 4th Int. Symp. on Heat. in Toroidal Plasmas, Rome, vol. I, p. 179
- de CHAMBRIER A. et al. (1984c), 10th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, London, paper F-III-3
- de CHAMBRIER A. et al. (1984d), J. Nucl. Materials 128&129, 310

- de CHAMBRIER A. et al. (1984e), Lausanne Report LRP 241/84
- de CHAMBRIER A. et al. (1985a), 6th Topical Conf. on RF Heating, Callaway Gardens, no. 129, p. 8
- de CHAMBRIER A. et al. (1985b), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. II, p. 264
- CHEETHAM A.D. et al. (1980a), Lausanne Report LRP 162/80
- CHEETHAM A.D. et al. (1980b), 11th Symp. on Fus. Technology, Oxford, vol. I, p. 601
- CHEN F.F. (1984), "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion", vol. I, Plenum, New York
- COLLINS G.A., JOYE B., LISTER J.B. et MORET J.-M. (1985), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. II, p. 248
- COLLINS G.A. et al. (1986a), Phys. Fluids 29, 2260
- COLLINS G.A., LISTER J.B. et MARMILLOD P. (1986b), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. I, p. 89
- COLLINS G.A., HOWLING A.A., LISTER J.B. et MARMILLOD P. (1987), Pl. Phys. and Contr. Fusion 29, 323
- DEME S. (1971), "Semiconductor Detectors for Nuclear Radiation Measurement", Hilger, Londres
- DEMIRKhanov R.A. et al. (1976), 6th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Berchtesgaden, vol. III, p. 31
- DEMIRKhanov R.A. et al. (1982), 9th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Baltimore, vol. II, p. 91
- DNESTROVSKII Y.N., LYSENKO S.E. et SMITH R. (1977), Sov. J. Pl. Phys. 3, 9
- DOLGOPOLOV V.V. et STEPANOV K.N. (1966), Sov. Phys. Tech. Phys. 11, 741
- DONALDSON T.P. (1978), Pl. Physics 20, 1279
- DUBOIS M.A., MARTY D.A. et POCHELON A. (1980a), Nucl. Fusion 20, 1355
- DUBOIS M.A. et SAMAIN A. (1980b), Nucl. Fusion 20, 1101
- DUBOIS M.A., PECQUET A.L. et REVERDIN C. (1983), Nucl. Fusion 23, 147
- DUPERREX P.-A. et al. (1984), Phys. Letters 106A, 133
- DUPERREX P.-A., KELLER R., POCHELON A. et TONETTI G. (1985a), Helv. Phys. Acta 58, 852
- DUPERREX P.-A., KELLER R., MALACARNE M. et POCHELON A. (1985b), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. I, p. 126
- DUVAL B.P. et al. (1987), 14th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Madrid
- EDWARDS A.W. et al. (1986), Phys. Rev. Letters 57, 210
- EG&G ORTEC (1985), "The Whys and Wherefores of Charged Particle Detector Spectrometry", EG&G Ortec Reference Manual
- ESCH H.P.L. et al. (1986), 11th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Kyoto, paper F-III-4

- FREDERICKSON E.D. et al. (1986), Nucl. Fusion 26, 849
- GILL R.D. et al. (1986), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. I, p. 21
- GIMZEWSKI J.K. et al. (1983), 11th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Aachen, vol. II, p. 463
- GIMZEWSKI J.K. et al. (1984), Physica Scripta 30, 271
- GIMZEWSKI J.K. et al. (1986), J. Vac. Sci. Technology A 4, 90
- von GOELER S., STODIEK W. et SAUTHOFF N. (1974), Phys. Rev. Letters 33, 1201
- von GOELER S. et al. (1975), Nucl. Fusion 15, 301
- GOLOVATO S.N., SHOHET J.L. et TATARONIS J.A. (1976), Phys. Rev. Letters 37, 1272
- GOMEZ C.C. (1986), MIT Report PFC/RR-86-8
- HAMETT G. et McGUIRE K. (1982), Princeton Report PPPL-1854
- HANDBOOK (53), "Handbook of Chemistry and Physics 53rd edition (1972-1973)", The Chemical Rubber, Cleveland
- HANSEN N.J. (1971), Nucl. Instrum. Methods 96, 373
- HARLEY T.R., BUCHENAUER D.A., COONROD J. et McGUIRE K. (1986), Princeton Report PPPL-2298
- HASEGAWA A. et CHEN L. (1975), Phys. Rev. Letters 35, 370
- HASEGAWA A. et UBEROI C. (1982), "The Alfvén Wave", US Dept. of Energy, Springfield
- HASSELBERG G. et ROGISTER A. (1983), Nucl. Fusion 23, 1351
- HOFMANN F. et al (1984), J. Nucl. Materials 121, 22
- HOFMANN F. et al. (1985a), Lausanne Report LRP 229/83
- HOFMANN F. et al. (1985b), Lausanne Report LRP 255/85
- HOLLENSTEIN Ch. et al. (1985), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. II, p. 607
- HOLLENSTEIN Ch. et al. (1986a), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. I, p. 144
- HOLLENSTEIN Ch. et al. (1986b), Workshop on Turbulence and Anomalous Transport in Magnetized Plasmas, Cargèse, p. 181
- HOLLENSTEIN Ch., MARTIN Y. et SIMM W. (1987), J. Nucl. Materials 145&147, 260
- van HOUTTE D. et al. (1986), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. II, p. 331
- JAHNS G.L. et al. (1978), Nucl. Fusion 18, 609
- JAHNS G.L. et al. (1986), Nucl. Fusion 26, 226
- JAHODA F.C. et al. (1960), Phys. Review 119, 843

- JET team (1986), 11th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Kyoto, paper A-I-2
- JOYE B., LISTER J.B., MARCUS F.B. et NOWAK S. (1985), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. II, p. 268
- JOYE B., MARMILLOD P. et NOWAK S. (1986a), Rev. Sci. Instruments 57, 2449
- JOYE B. et al (1986b), Phys. Rev. Letters 56, 2481
- JOYE B., LISTER J.B. et MORET J.-M. (1987), 14th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Madrid, vol. III, p. 950
- JT-60 team (1986), 11th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Kyoto, paper A-IV-3
- KADOMTSEV B.B. (1975), Sov. J. Pl. Physics 1, 389
- KARZAS W.J. et LATTER R. (1961), Astroph. J. Suppl. 6, 167
- KAYE S.M. et al. (1983), 11th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Aachen, vol. I, p. 19
- KELLER R. et POCHELON A. (1978), Nucl. Fusion 18, 1051
- KIRALY J. et al. (1987), Nucl. Fusion 27, 397
- KJELBERG I. (1986), thèse de doctorat no. 645, EPFL
- KNOLL G.F. (1979), "Radiation Detection and Measurement", Wiley, New York
- KORTBAWI D. et ELDRIDGE O. (1985), 6th Top. Conf. on RF Plasma Heating, Callaway Gardens, paper C2
- LAUNOIS D., MARTY D.A. et POCHELON A. (1978), CEA Report EUR-CEA-FC 995
- LIETTI A. et BESSON G. (1986), J. Phys. E : Sci. Instruments 19, 557
- LISTER J.B. et SIMIK A. (1980), 11th Symp. on Fus. Technology, Oxford, vol. II, p. 689
- LISTER J.B., MEANS R.W. et OBERSON P. (1982), Rev. Sci. Instruments 53, 600
- LOPES CARDOZO N.J. (1984), FOM Rijnhuizen Report 84-151
- LOVBERG R.H. (1965), dans "Plasma Diagnostic Techniques", Huddleston & Leonard eds., Academic Press, New York
- MALACARNE M.B.V. (1984), thèse de doctorat, Université d'Oxford
- MARCUS F.B. et al. (1983), GA Report GA-A 16960 (février 1983)
- MAXON S. (1972), Phys. Review A 5, 1630
- MAZZUCATO E. et al. (1984), 10th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, London, paper F-I-2
- McCORMICK K. et al. (1986), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. II, p. 323
- McGUIRE K. et ROBINSON D.C. (1979), Nucl. Fusion 19, 505
- McGUIRE K. et al. (1985), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. I, p. 134

- McGUIRE K. et al. (1986), Rev. Sci. Instruments 57, 2136
- MEREZHKIN V.G. (1978), Sov. J. Pl. Physics 4, 152
- de MICHELIS C. et MATTIOLI M. (1981), Nucl. Fusion 21, 677
- MIRNOV S.V. et SEMENOV I.V. (1971), Sov. J. At. Energy 30, 22
- MIYAMOTO K. (1980), "Plasma Physics and Nuclear Fusion", MIT Press, Cambridge (USA)
- MORET J.-M. (1985), CRPP-Lausanne Internal Report INT 124/85
- MORET J.-M. (1988), thèse de doctorat EPFL-CRPP (à paraître)
- NOWAK S. (1986), CRPP-Lausanne Report LRP 300/86
- OBIKI T. et al. (1978), 3rd Int. Symp. on Heat. in Toroidal Plasmas, Grenoble, vol. I, p. 109
- OLIVAIN J. et al. (1987), 1987 Int. Conf. on Pl. Physics, Kiev (papier invité)
- PARAIL V.V. et PEREVERZEV G.V. (1980), Sov. J. Pl. Physics 6, 14
- PARE V.K. et al. (1985), 1985 Varenna Summer School of Plasma Physics, vol. II, p. 577
- PARK C. et MOORE D. (1970), NASA Technical Note TN-D-5677
- PARLANGE F., van HOUTTE D. et al. (1986), 11th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Kyoto, paper F-II-3
- PETRASSO R. (1980), Rev. Sci. Instruments 51, 585
- PFEIFFER W. et al. (1985a), Nucl. Fusion 25, 655
- PFEIFFER W. (1985b), Nucl. Fusion 25, 673
- POCHELON A. et KELLER R. (1977), Helv. Phys. Acta 50, 172
- POCHELON A., de KOCK L.C., DUPERREX P.-A. et KELLER R. (1987), Bull. Am. Phys. Soc., APS Meeting, San Diego (en impression)
- POHL F. (1978), Garching Report IPP 6/173 (juillet 1978)
- PORKOLAB M. (1981), dans "Fusion : Magnetic Confinement, volume 1, part B", Teller ed., Academic Press, New York
- PORKOLAB M. et al. (1986), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. II, p. 445
- PRATER R. et al. (1986), 11th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Kyoto, paper F-III-3
- ROBOUCH B.V. et RAGER J.P. (1973), J. Appl. Physics 44, 1527
- ROBOUCH B.V. et CICERCHIA A. (1980), Frascati Report CNEN-80.55
- ROSENBLUTH M.N., DAGAZIAN R.Y. et RUTHERFORD P.H. (1973), Phys. Fluids 16, 1894
- RYTER F. (1982), CEA Report EUR-CEA-FC 1205
- RYTER F. (1985), Proc. Cargèse Workshop on Magnetic Reconnection and Turbulence, Dubois et al. eds., Editions de Physique, Orsay

- SAMAIN A. (1976), *Pl. Physics* 18, 551
- SAUTHOFF N.R., von GOELER S., EAMES D.R. et STODIEK W. (1979), Princeton Report PPPL-1553 et Garching Report IPP 3/51
- SAWLEY M.L., POCHELON A. et KELLER R. (1985), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. I, p. 291
- SAWLEY M.L., SIMM W., SKIFF F. et POCHELON A. (1986), *Helv. Phys. Acta* 59, 1070
- SAWLEY M.L., SIMM W. et POCHELON A. (1987), *Phys. Fluids* 30, 129
- SEMENZATO S., GRUBER R. et ZEHRFELD H.P. (1984), CRPP-Lausanne Report LRP 233/84
- SHOHET J.L. (1978), *Comm. on Pl. Phys. and Contr. Fusion* 4, 37
- SILLEN R.M.J. et al. (1986), *Nucl. Fusion* 26, 303
- SIMM C.W. (1986a), CRPP-Lausanne Internal Report INT 127/86
- SIMM C.W., SAWLEY M.L., SKIFF F. et POCHELON A. (1986b), *Helv. Phys. Acta* (en impression)
- SMEULDERS P. (1979), Garching Report IPP 2/233
- SMEULDERS P. (1983a), Garching Report IPP 2/252
- SMEULDERS P. (1983b), *Nucl. Fusion* 23, 529
- SMITH R.R. (1974), Princeton Report PPPL TM-273
- SNIPES J.A., KOCHANSKI T.P. et KIM S.B. (1983), Austin Report FRCR 255
- SNIPES J.A. (1985), Austin Report FRCR 275
- SNIPES J.A. et GENTLE K.W. (1986), *Nucl. Fusion* 26, 1507
- SOELDNER F.X., BRAMBILLA M., LEUTERER F. et MUENICH M. (1986a), Garching Report IPP III/111
- SOELDNER F.X. et al. (1986b), *Phys. Rev. Letters* 57, 1137
- SOELDNER F.X. et al. (1986c), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. II, p. 319
- SOLER M. et CALLEN J.D. (1979), *Nucl. Fusion* 19, 703
- STEVENS J.E. et al. (1985), 12th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Budapest, vol. II, p. 192
- STRATTON T.F. (1965), dans "Plasma Diagnostic Techniques", Huddleston & Leonard eds., Academic Press, New York
- SYKES A. et WESSON J.A. (1976), *Phys. Rev. Letters* 37, 140
- TCA team (1985), *Nucl. Fusion* 25, 1041
- TFR group (1975), 7th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Lausanne, vol. II, p. 1
- TFR équipe (1976), 6th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Berchtesgaden, vol. I, p. 279

- TFR group (1977), *Pl. Physics* 19, 349
- TFR équipe (1978), *Nucl. Fusion* 18, 647
- TFR group (1979), 9th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Physics, Oxford, p. 545
- TFR équipe (1980a), *Nucl. Fusion* 20, 1227
- TFR équipe (1980b), 8th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Bruxelles, vol. II, p. 547
- TFR group (1982), 9th Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, Baltimore, p. 383
- TFR group (1985), *Nucl. Fusion* 25, 981
- TFR group & FOM ECRH team (1986), 13th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Pl. Heating, Schliersee, vol. II, p. 207
- TFR group et TRUC A. (1987), *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 304, série II, no. 7, p. 255
- TROYON F. (1985), Course and Workshop on Basic Physical Processes of Toroidal Fusion Plasmas, Varenna, CEC Luxembourg
- TSUJI S. et al. (1982), *Nucl. Fusion* 22, 1082
- VALANJU P.M. et al. (1985), 6th Top. Conf. on RF Plasma Heating, Callaway Gardens, paper IT2
- VERSHKOV V.A., LYSENKO C.E., SEMENOV I.B. et SCHERBAK A.F. (1974), Princeton Report MATT-TRANS-112
- WADDELL B.V., ROSENBLUTH M.N., MONTICELLO D.A. et WHITE R.B. (1976), *Nucl. Fusion* 16, 528
- WADDELL B.V., JAHNS J.L., CALLEN J.D. et HICKS H.R. (1978), *Nucl. Fusion* 18, 735
- WARE A.A. et WILEY J.C. (1981), *Phys. Fluids* 24, 936
- WEISEN H. (1985), *Infrared Physics* 25, 543
- WEISEN H. (1986), Lausanne Report LRP 312/86
- WELLER A. (1985), Garching Report IPP 2/277
- WESSON J.A. (1986), *Pl. Phys. and Contr. Fusion* 28, 243
- YAMADA H. et al. (1985), Princeton Report PPPL-2213
- YAMAMOTO S. et al (1981), *Nucl. Fusion* 21, 993
- YAMAUCHI T., SHOJI T., FUNAHASHI A. et KUMAGAI K. (1980), *Nucl. Fusion* 20, 1381
- YAMAZAKI K., McGUIRE K. et OKABAYASHI M. (1982), Princeton Report PPPL-1840
- YASSEEN F. et VACLAVIK J. (1987), *Nucl. Fusion* 27, 471

## REMERCIEMENTS

J'aimerais exprimer ma reconnaissance à mon directeur de thèse, Dr. Antoine Pochelon, pour sa collaboration et son encouragement. Il a pris une part active à l'avancement du travail. Mes remerciements vont aussi aux membres du comité de thèse, Prof. Francis Troyon, Dr. Christophe Hollenstein et Dr. Jonathan B. Lister. Prof. Jacques Ligou du Département de Physique (EPFL) et Dr. Paul Smeulders du Joint European Torus à Abingdon, en Grande-Bretagne, me font l'honneur de participer au jury en tant que corapporteurs, je les en remercie.

Travailler sur un tokamak, c'est collaborer tous les jours avec beaucoup de collègues, physiciens et techniciens. Qu'ils soient remerciés ici de leur aide, de leur oreille attentive et de leur disponibilité. Un grand merci va aussi à mes collègues de bureau, pour leur patience et leurs encouragements.

Finalement, je voudrais exprimer ma gratitude à ma famille et mes amis qui, avec beaucoup de compréhension, m'ont soutenu et entouré tout au long de cette thèse.

## **CURRICULUM VITAE**

né le 21 décembre 1958 à Chêne-Bougeries, dans le canton de Genève, j'ai obtenu la maturité scientifique en 1976 au Gymnase Cantonal de la Cité, à Lausanne. C'est dans la même ville que j'ai poursuivi mes études - à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne - et que j'ai obtenu, en 1981, le diplôme d'ingénieur-physicien EPFL. Depuis cette date et jusqu'en avril 1987, j'ai été engagé comme assistant-doctorant au Centre de Recherches de Physique des Plasmas de l'EPFL.