

TRAVAUX PRATIQUES IV - 8ème semestre

- Amélioration de la boucle diamagnétique
- Simulation de l'évolution de la décharge pendant le chauffage d'Alfvén

Jean-Marc Moret

AMELIORATION DE LA BOUCLE DIAMAGNETIQUE

On a essayé d'améliorer les erreurs sur la mesure du flux diamagnétique dues aux couplages de la boucle de mesure avec le champ torique par des corrections analogiques et numériques. Malgré tout du bruit résiduel et une mauvaise calibration rendent ce diagnostic difficile à exploiter.

1. Introduction

Le flux diamagnétique produit en présence d'un plasma est relié au rapport de l'énergie cinétique à l'énergie magnétique poloïdale $\beta_{\perp} = 2\mu_0 \langle p_{\perp} \rangle / B_{\theta}^2(a)$, par (TFR)

$$\Delta\psi = \frac{\mu_0^2}{8\pi} \frac{I_p^2}{B_T} (1 - \beta_{\perp})$$

Ce flux peut être mesuré au moyen d'une bobine entourant la décharge dans un plan poloïdal. Dans cette configuration cependant cet enroulement joue le rôle du secondaire d'un transformateur dont le primaire est les bobines du champ toroïdal, et les variations de ce champ couvrent le signal à mesurer (fig. 1). On envisage donc de réduire cette composante du signal (a) en lui soustrayant analogiquement un signal formé à partir de la mesure du courant dans les bobines toriques, courant présentant les oscillations d'un courant triphasé redressé et (b) en lui soustrayant numériquement la dérive due d'une part à l'accroissement de B_T vers sa valeur de saturation

et d'autre part à l'offset de l'intégrateur.

2. Mise en forme du signal

L'oscillation du signal à 300 Hz due à l'alimentation redressée de B_T a pu être réduite d'un facteur d'environ 5 au moyen du montage représenté sur la figure 2 (mesures faites à $B_T = 500$ G). Ce montage a ensuite été remplacé par le circuit de la figure 3. On y a toutefois ajouter un filtre à réjection de bande (HOW) à 300 Hz ($Q = 10$) pour améliorer le signal (fig. 4).

Le β_1 est calculé à partir de $\Delta\theta$ au moyen de la formule citée plus haut, après y avoir soustrait numériquement la dérive supposée linéaire dans le temps. On élimine en général le bruit résiduel par moyennage sur plusieurs chocs identiques.

3. Résultats expérimentaux

La valeur ainsi mesurée de β_1 , malgré la vérification de paramètres expérimentaux comme le nombre de spires de l'enroulement ou le gain de l'amplificateur, reste trop basse par rapport à ce qu'on pourrait espérer. En effet avec des paramètres du plasma typiques de $I_p = 80$ kA, $n_0 = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 700$ eV, $T_i = 200$ eV et des profils paraboliques on attend $\beta_1 = 0.55$ mais la mesure ne fournit guère que $\beta_1 = 0.15$

Malgré cette mauvaise calibration, des variations de β_L apparaissent clairement lors de l'injection de puissance Alfvén (fig. 5). De plus, on a prouvé que la mesure du flux diamagnétique en valeur absolue est indépendante par un renversement de B_T .

4. Conclusion

Malgré son élégance et sa simplicité, l'exploitation de ce diagnostic est délicate. L'effort fourni pour l'améliorer n'a pas suffi pour réduire son bruit résiduel et sa mauvaise calibration, rendant ainsi les résultats difficiles à utiliser.

Bibliographie

(TFR) Equipe TFR, Tokamak plasma diagnostics, Nucl. F. 18(1978)647

(HOW) Howard M. Berlin, Design of active filters, with experiments,
Howard W. Sams & co., Inc. Indianapolis USA (1978)

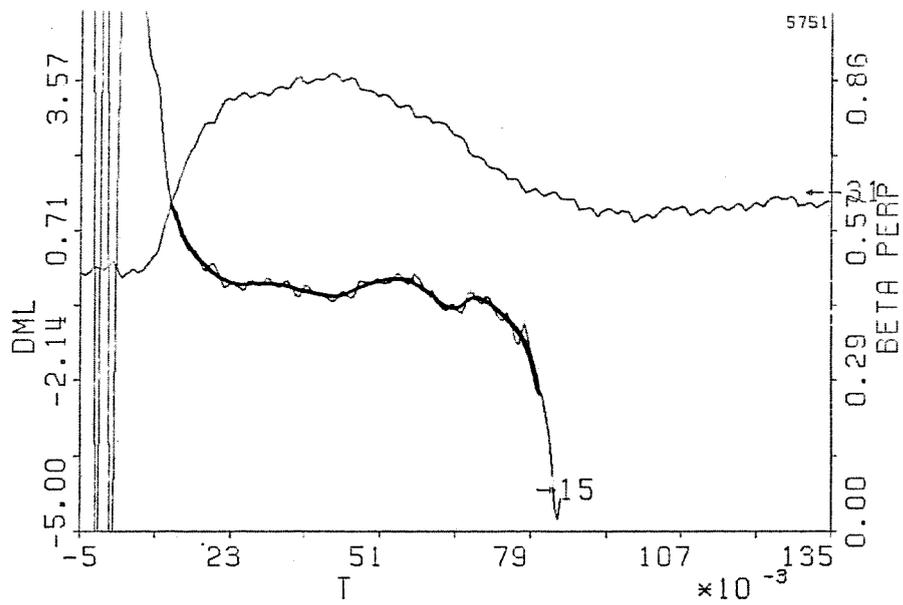


Fig. 1

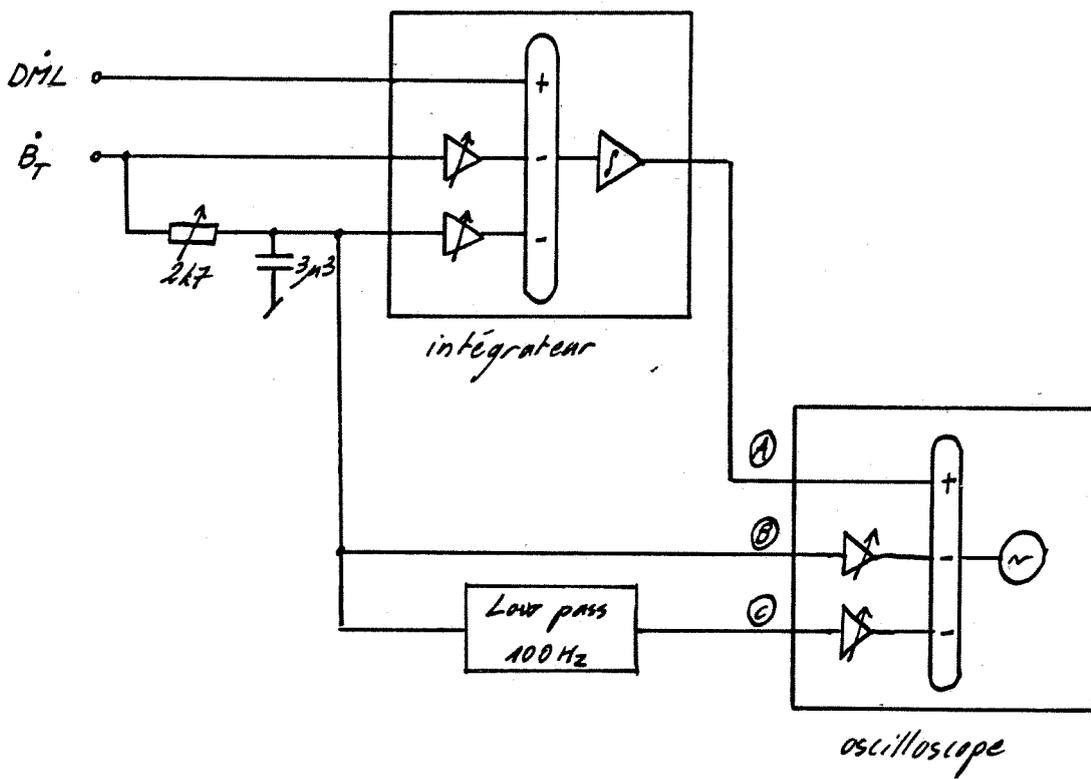
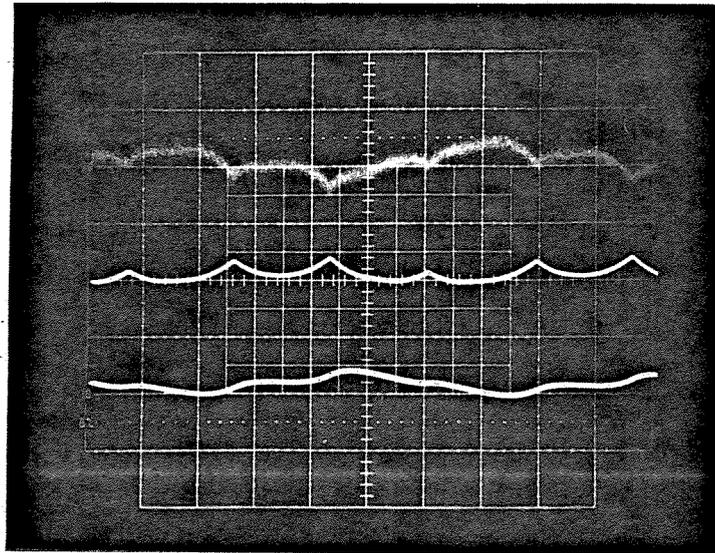


Fig 2'

(A)

(B)

(C)

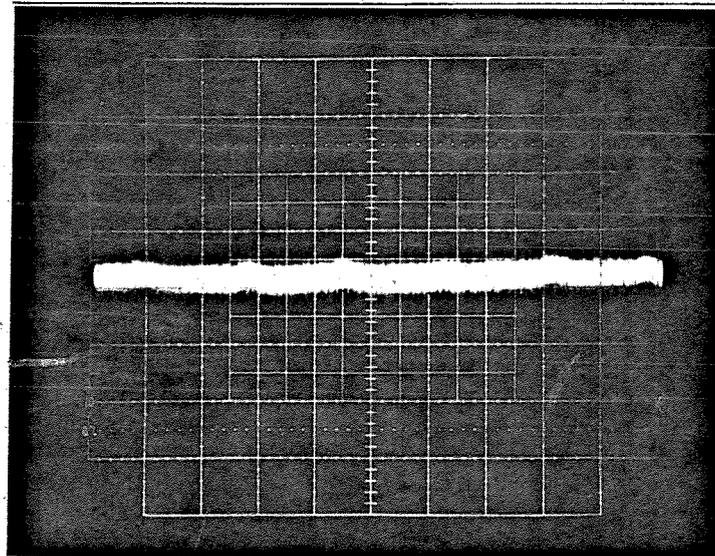


5mV/div

2V/div

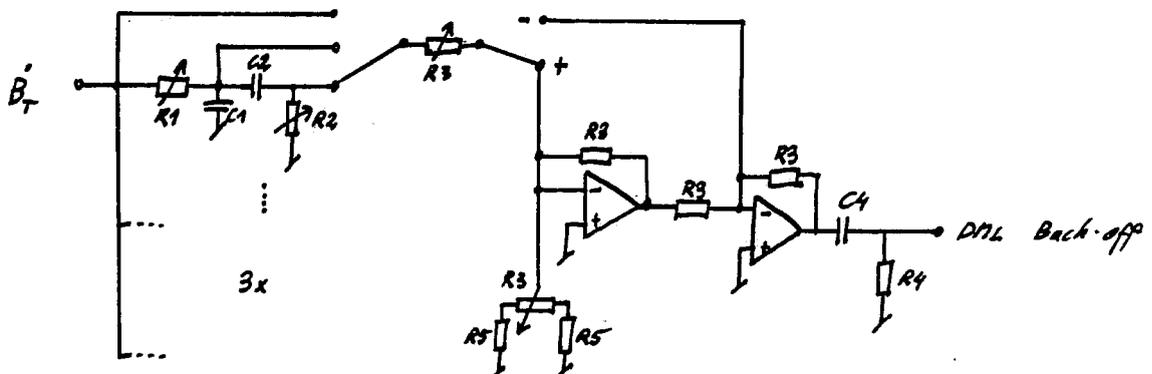
50mV/div

A-B-C



5mV/div

Fig. 2"



R1 4k7

R2 47k

R3 470k

R4 2k

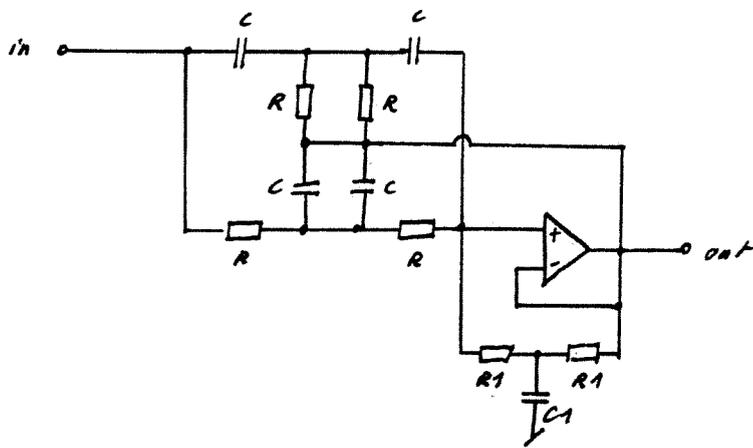
R5 10k

C1 .5 μ

C2 .05 μ

C4 47n

Fig.3



R 5k3
 C .1 μ
 $R1$ 100k
 $C1$ 10n

Fig 4

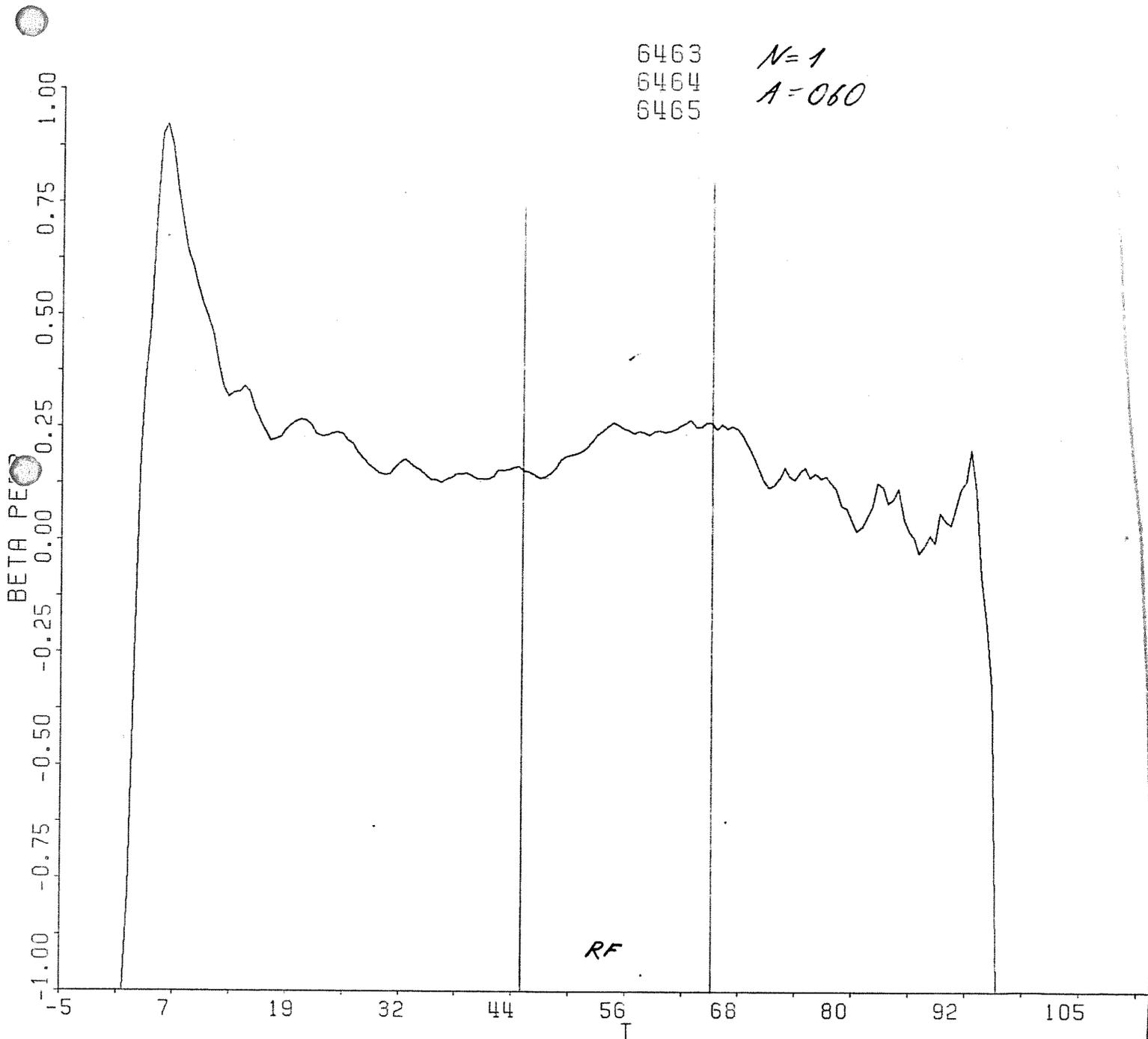


Fig 5

SIMULATION DE L'EVOLUTION DE LA DECHARGE PENDANT LE
CHAUFFAGE D'ALFVEN

L'injection de forte puissance RF pendant une décharge TCA produit à la fois un piquage du courant et un apport d'impuretés lourdes. Un modèle et un code de simulation ont été élaborés en tenant compte de ces faits afin d'étudier le scénario régissant l'évolution de la décharge pendant cette période. La chute observée des températures est bien expliquée pour les électrons par l'augmentation de la puissance rayonnée qui suit l'introduction des impuretés. Pour les ions, on suggère que les pertes d'énergie importantes par conduction des impuretés soient compensées par un échange de chaleur avec les ions légers.

1. Observations expérimentales pendant le chauffage d'Alfvén

Les expériences faites récemment sur TCA avec chauffage d'Alfvén à haute puissance permettent déjà d'avancer un scénario de l'évolution de la décharge pendant l'application de la puissance RF. Celle-ci est représentée sur la figure 1. On retiendra pour la suite les points suivants :

- (a) Les quelques premières millisecondes de l'injection de la puissance RF sont caractérisés sur la courbe $R + I$ par une bosse. On imagine difficilement que la résistance puisse subir une telle variation. Elle est donc imputable à un changement de l'inductance interne ΔL_i , variant entre 0.1 et 0.3, dû à un piquage du courant. Cet effet se retrouve sur le courant total

I_p par un ΔI_p qui satisfait $\Delta I_p / I_p = -\Delta L / L = -2\sqrt{R\mu} \Delta l_i / 4\pi L$.

La fin de l'application du champ RF est suivie du phénomène inverse.

Comme le confirme d'autres piquages de courant effectués sur TCA par injection de gaz ou par déplacement de la colonne, il s'en suit, par conservation de l'énergie, une élévation de la température électronique T_e au centre par un facteur $1 + \Delta \alpha_{te} / (\alpha_n + \alpha_{te} + 1)$ où les profils radiaux de T_e , de la densité n et du courant j sont de la forme $(1 - r^2/a^2)^{\alpha}$, avec $\alpha_{te} = 2/3 \alpha_j$ et où $\Delta \alpha_{te}$ est associé à Δl_i via $\Delta \alpha_j$.

- (b) La résistance de la colonne augmente jusqu'à doubler à la fin de l'application d'Alfvén.
- (c) Les mesures de puissance rayonnée par bolométrie présentent pendant Alfvén une forte augmentation, surtout vers le centre de la décharge (fig. 2)

Ce fait tout comme le point (b) suggère que l'application du champ d'Alfvén provoque un apport important d'impuretés lourdes.

- (d) Le champ RF est accompagné d'une augmentation de densité. La part de l'énergie absorbée par cet apport de particules est souvent plus important que celle correspondant à l'accroissement de température.
- (e) Les températures soit électronique soit ionique voient bien

l'enclenchement du chauffage mais rechutent avant la fin de celui-ci, de manière plus lente pour les ions. Pour les électrons, la puissance rayonnée peut facilement en rendre compte mais cela est moins clair pour les ions. Cette étude essaye donc d'expliquer cet état de fait.

2. Modèle pour l'évolution de la décharge

Quoique tous les aspects du modèle présenté ici ne soient pas utilisés dans la simulation mentionnée plus bas, il semble qu'en envisageant un code d'évolution plus complet, on pourrait mieux rendre compte de l'évolution de la température ionique.

La figure 3 résume bien ce modèle. On suppose le plasma composé de trois populations notées e, i, Z, les électrons, les ions combustibles de charge unitaire et les impuretés lourdes ionisées Z fois. Les différentes densités sont reliées au $Z_f = \sum_i n_i Z_i^2 / n_e$

$$n_i/n_e = (Z - Z_f)/(Z - 1)$$

$$n_z/n_e = (Z_f - 1)/Z(Z - 1)$$

Chacune des puissances intervenant dans le modèle peuvent être examinées séparément et notamment leur dépendance en les températures et en Z_f caractérisant la population des impuretés.

(a) L'absorbction de l'onde d'Alfvén est un phénomène encore mal

connu. On fera donc l'hypothèse la plus simple, soit que la puissance RF est absorbée de manière uniforme avec une certaine fraction pour les ions et les électrons.

- (b) Sous l'hypothèse que le champ électrique est uniforme on a la formule pour la tension résistive

$$V_r = 2\pi R j_0 / \sigma_0$$

où σ_0 signifie en $r = 0$. Si les paramètres suivent les profils radiaux mentionnés plus haut et que $\sigma \sim T_e^{3/2}$ (KRA), on peut imposer $\alpha_j = 3/2 \alpha_{te}$. La puissance ohmique déposée sur les électrons vaut alors

$$P_{oh} = \int_{\mathcal{V}} d^3x j^2 / \sigma = \mathcal{V} \langle j^2 / \sigma \rangle = \mathcal{V} j_0^2 / \sigma_0 (\alpha_j + 1)$$

et si l'on note que $I_p = \pi a^2 j_0 / (\alpha_j + 1)$, on retiendra les équations suivantes

$$V_r = R_0 I_p (\alpha_j + 1)$$

$$P_{oh} = V_r I_p$$

où $R_0 \sim Z_f T_{e0}^{-3/2}$ (KRA).

- (c) La puissance est une mesure introduite comme donnée dans le modèle. On utilise cependant la proportionnalité $P_r \sim Z_f^2$ (KRA) pour en tirer Z_f .

- (d) La puissance échangée par unité de volume entre les populations

α et β est donnée par (MIY)

$$P_{\alpha\beta} = \frac{3}{2} n_{\alpha} k(T_{\alpha} - T_{\beta}) v_{\alpha\beta}^E$$

$$\text{où } v_{\alpha\beta}^E = \frac{n_{\beta} \ln \Lambda (q_{\alpha} q_{\beta})^2}{3\pi \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2 m_{\alpha} m_{\beta}} (kT_{\alpha}/m_{\alpha} + kT_{\beta}/m_{\beta})^{-3/2}$$

Pour l'échange entre électrons et ions, on prendra donc

$$P_{ei} \sim n^2 (T_e - T_i) T_e^{-3/2}$$

Le rapport

$$\frac{P_{iz}}{P_{ez}} = \frac{Z - Z_f}{Z - 1} (T_e/T_i)^{3/2} (m_i/m_e)^{1/2} \gg 1$$

montre que les impuretés sont chauffées par les ions, et atteindront vite leur température. Cependant la puissance qui leurs est soutirée par les impuretés nouvellement introduites lors du chauffage est bien insuffisante pour expliquer leur chute de température. En effet si $T_z = T_i$, cette puissance vaut

$$P_{iz} = d(n_z kT_z)/dt = ((Z_f - 1)P_i + Z_f \dot{Z}_f n_e kT_i)/Z(Z - Z_f)$$

soit 500 W/m^3 pour une situation typique et est donc négligeable face à la puissance fournie par la champ RF.

- (e) Il a déjà été observé (TFR) que la diffusion néoclassique explique bien les pertes par convection et par conduction.

Rappelons donc (MIY) que la diffusion coulombienne donne lieu à des collision à une fréquence

$$\nu_{\alpha\beta} = 3.94 \cdot 10^9 \frac{Z_\alpha^2 Z_\beta^2 n_\beta}{\sqrt{m_\alpha/m_e} T_\alpha^{3/2}} \quad [s^{-1}, 10^{19} m^{-3}, eV]$$

Le coefficient de diffusion néoclassique des particules vaut

$$D_\alpha = \begin{cases} q^2 r_{1\alpha}^2 \nu_\alpha & \nu_\alpha > \nu_{p\alpha} \\ q^2 r_{1\alpha}^2 \nu_{p\alpha} & \nu_{p\alpha} > \nu_\alpha > \nu_{b\alpha} \\ q^2 (a/R)^{3/2} r_{1\alpha}^2 \nu_\alpha & \nu_\alpha < \nu_{b\alpha} \end{cases}$$

R/a

où r_1 est le rayon de Larmor, $1/\nu_{p\alpha} = qR(m_\alpha/kT_\alpha)^{1/2}$ le temps de connection entre l'intérieur et l'extérieur du tore, $1/\nu_{b\alpha} = (R/a)^{3/2}/\nu_{p\alpha}$, le temps de parcours d'une banane et ν_α le taux de collision.

En présence d'impuretés, ces taux de collision sont donnés par les relations

$$\nu_e = \nu_{ee} Z_f \quad \nu_i = \nu_{ie} \frac{Z Z_f - 1}{Z - 1} \quad \nu_z = \nu_{ze} \left(1 + \frac{Z - Z_f}{Z - 1}\right)$$

$$\begin{aligned} \nu_{ee} : \nu_{ie} : \nu_{ze} &= 1 : (m_e/m_i)^{1/2} (T_e/T_i)^{3/2} \\ &: Z^2 (m_e/m_z)^{1/2} (T_e/T_z)^{3/2} \end{aligned}$$

$$\nu_{ee} = 3.94 \cdot 10^{19} n_e T_e^{-3/2} \quad [s^{-1}, 10^{19} m^{-3}, eV]$$

Dans une situation typique les électrons sont en régime bananes les ions plateau et les impuretés collisionnelles. La diffusion

des ions proportionnelle à $qT_i^{3/2}$ évolue donc peu pendant le chauffage et ne peut donc pas rendre compte de leur chute de température, Par contre le rapport des coefficients de conduction thermique

$$\frac{K_z}{K_e} = \frac{n_z D_z}{n_e D_e} = \left(\frac{a}{R}\right)^{3/2} \left(\frac{m_z T_e}{m_e T_z}\right)^{1/2} \frac{1}{Z^2}$$

$$\left(\frac{m_z}{m_e}\right)^{1/2} \frac{T_e}{T_z}$$

est typiquement de l'ordre de 1/3. Donc dans l'hypothèse que le chauffage d'Alfvén ne dépose que peu d'énergie dans les impuretés, il s'agit là d'une puissance considérable qu'elles soutirent aux ions et c'est jusqu'ici le seul point qui expliquerait la chute expérimentale de la température ionique à l'arrivée des ions lourds.

3. Simulation du chauffage d'Alfvén

Un programme de simulation a été mis au point sur la base du modèle ci-dessus, en négligeant toutefois l'échange et les pertes dûs à la présence d'impuretés. Sauf pour P_{ei} , le code est 0-dimensionnel, introduisant cependant des moyennes sur des profils introduits.

Hormis les condition initiales, il est nécessaire d'introduire comme données l'évolution temporelle de la densité, de la puissance rayonnée et bien-entendu la tension par tour et la puissance d'Alfvén. Ainsi les pertes par conduction notamment sont estimées au début de la simulation par les équations

$$dW_e/dt = P_{oh} + P_{rf} - P_r - P_{ei} - P_{ce}$$

$$dW_i/dt = P_{ei} + P_{rf} - P_{ci}$$

puis suivent les lois mentionnées précédemment. On introduit également le piquage du courant sous la forme d'un l_i triangulaire.

Les résultats de la simulation sur une décharge typique sont représentés sur la figure 4. La figure 5 donne à la même échelle les mesures expérimentales.

4. Discussion

Ce code très simplifié reproduit de façon très satisfaisante T_e et plus précisément la chute avant la fin de l'application du champ RF due à l'augmentation de P_r . Il a également permis de se convaincre que l'arrêt de l'injection de puissance ne se traduit pas toujours par un coude sur T_e .

La résistance a également pris la forme expérimentale, toutefois seulement après avoir introduit sa dépendance en Z_f et avoir ajusté l'inductance de façon à ce qu'elle retrouve en valeur absolue les valeurs mesurées.

Le courant simulé ne présente pas pendant le chauffage une chute aussi marquée qu'en réalité. Il semblerait que en fait les piquages au début et à la fin du pulse se fassent à densité de courant centrale constante plutôt qu'à courant total conservé.

La température ionique par contre ne subit pas la lente chute observée, et il semble que ce soit là un point faible du code. Comme suggéré au paragraphe 2, l'explication réside peut-être dans la présence d'une troisième population d'ions lourds ou d'un couplage avec l'onde d'Alfvén variant fortement, car apparemment ce sont là les seuls termes douteux intervenant dans l'apport et la perte d'énergie aux ions.

5. Conclusion

Ce code, quoique très simplifié, s'avère être un outil fort utile pour appréhender le scénario se déroulant pendant l'injection de puissance Alfvén dans le plasma. Il a déjà restitué de manière satisfaisante plusieurs paramètres comme T_e et R et a permis de dégager les effets intervenant dans leur évolution. Si la simulation de T_i reste encore incorrecte, l'introduction des pertes dues aux impuretés lourdes qui doivent être compensées par un échange de chaleur avec les ions pourrait bien répondre à cette question.

Bibliographie

(TFR) Equipe TFR, An energy balance study of a TFR discharge,

IAEA-CN-35/A3

(KRA) Nicholas A. Krall, Alvin W. Trivelpiece, Principles of

plasma physics, Mc Graw-Hill, New-York (1973)

(MIY)Kenro Miyamoto, Plasma physics for nuclear fusion, MIT Press,
Cambridge, Massachusetts (1980)

4 TCA USE ONLY

7475

TCA 12 JUL 82 16:38

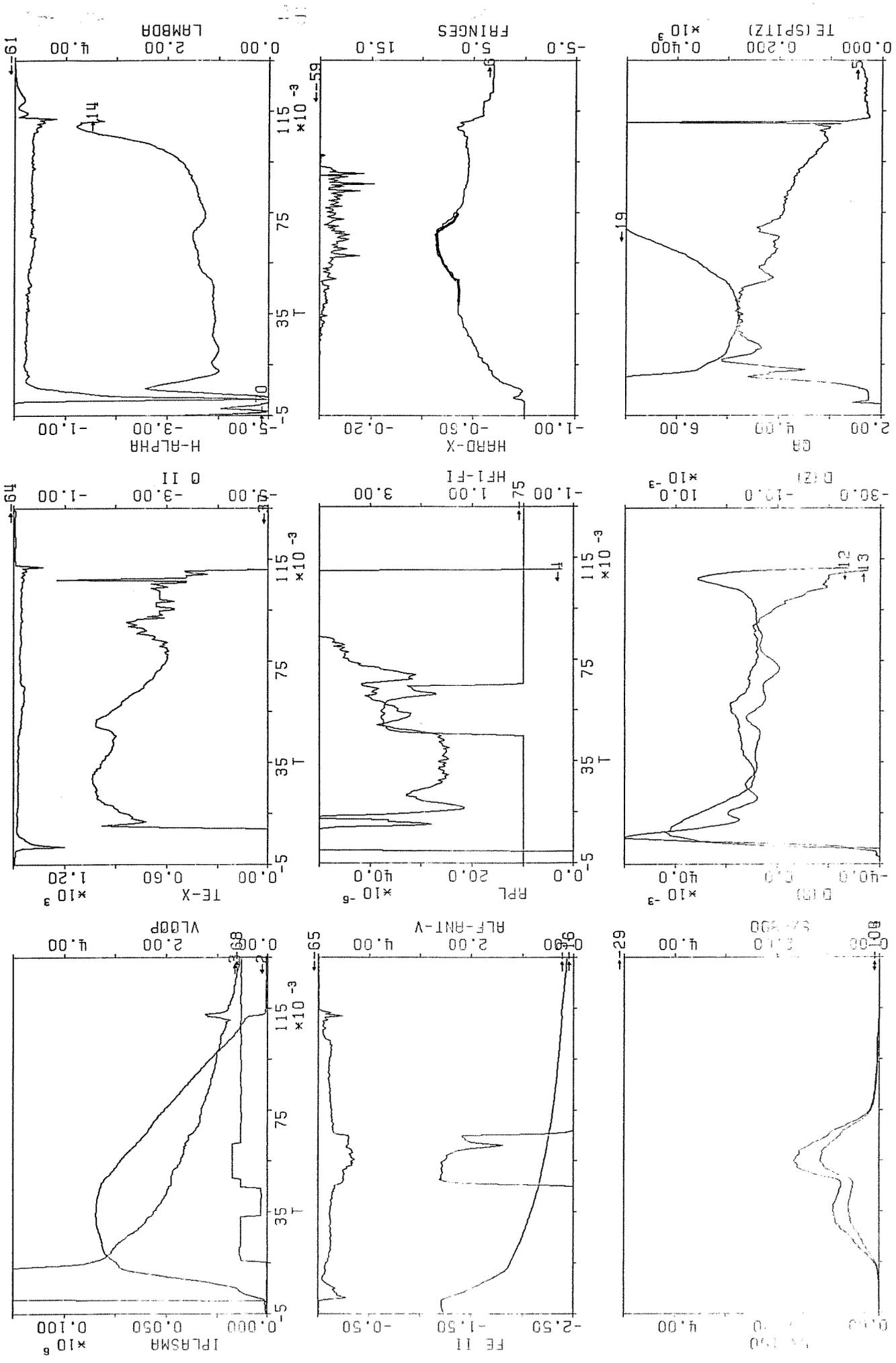


Fig. 1

78.6 KW 86.0 MS
 111.6 KW 60.0 MS
 124.8 KW 74.0 MS
 132.8 KW 68.0 MS
 119.7 KW 62.0 MS
 93.6 KW 56.0 MS
 74.3 KW 50.0 MS
 72.8 KW 44.0 MS

RADIATED POWER =

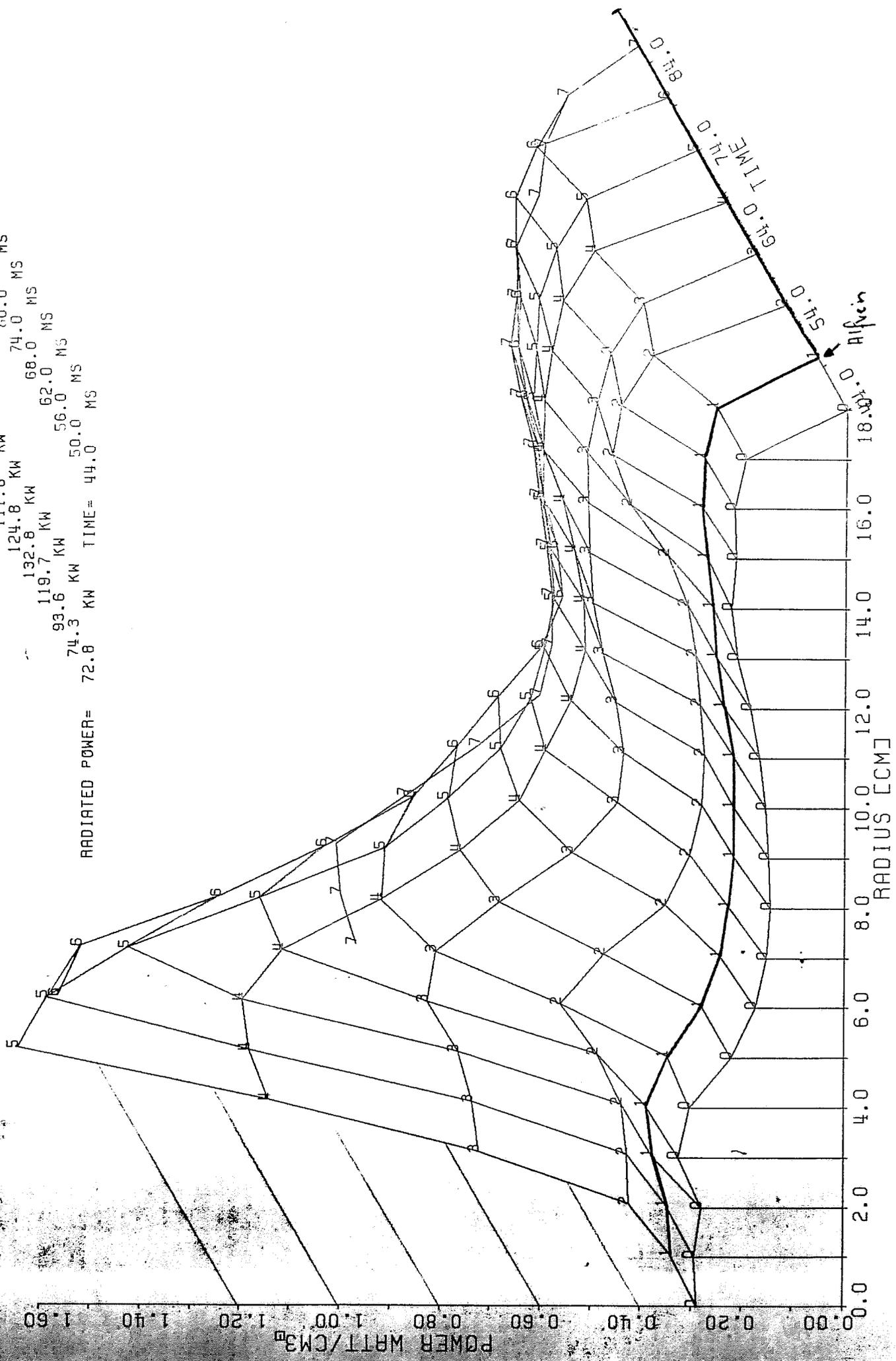


Fig 2

7475 POWER BALANCE SIMULATION

TCA 16 JUL 82 13:55

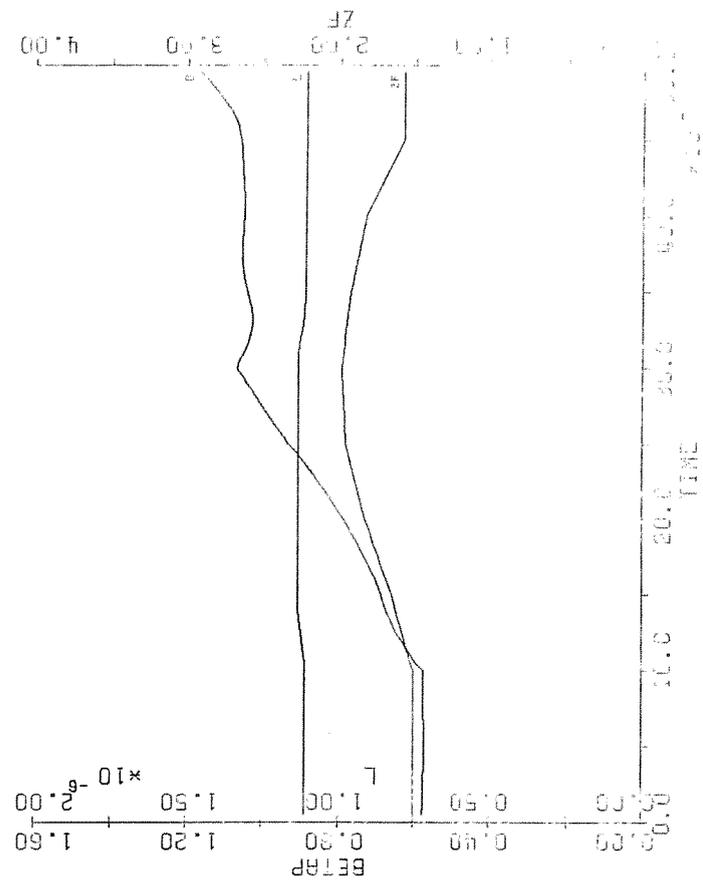
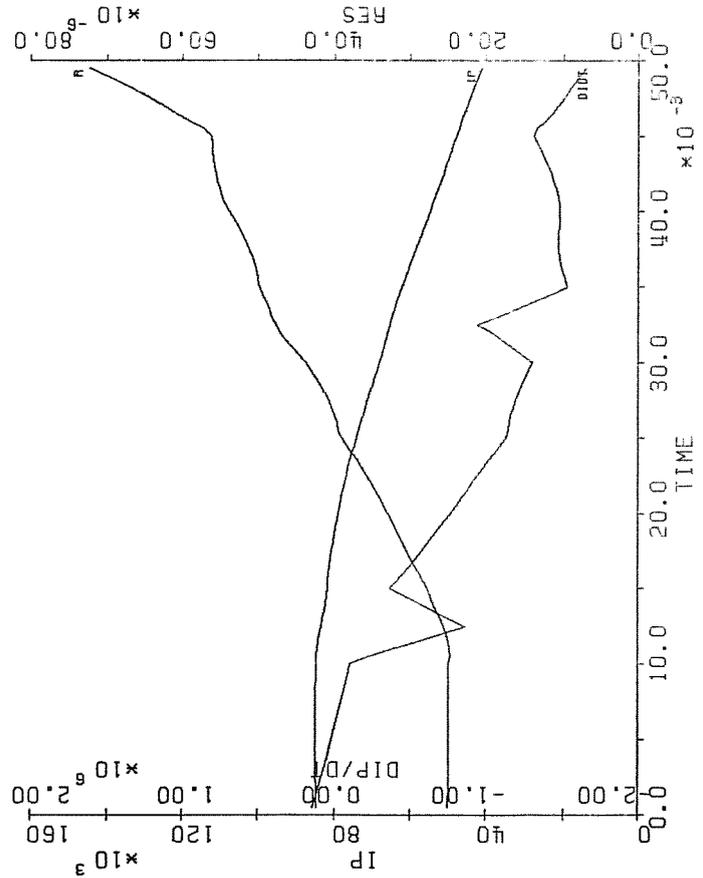
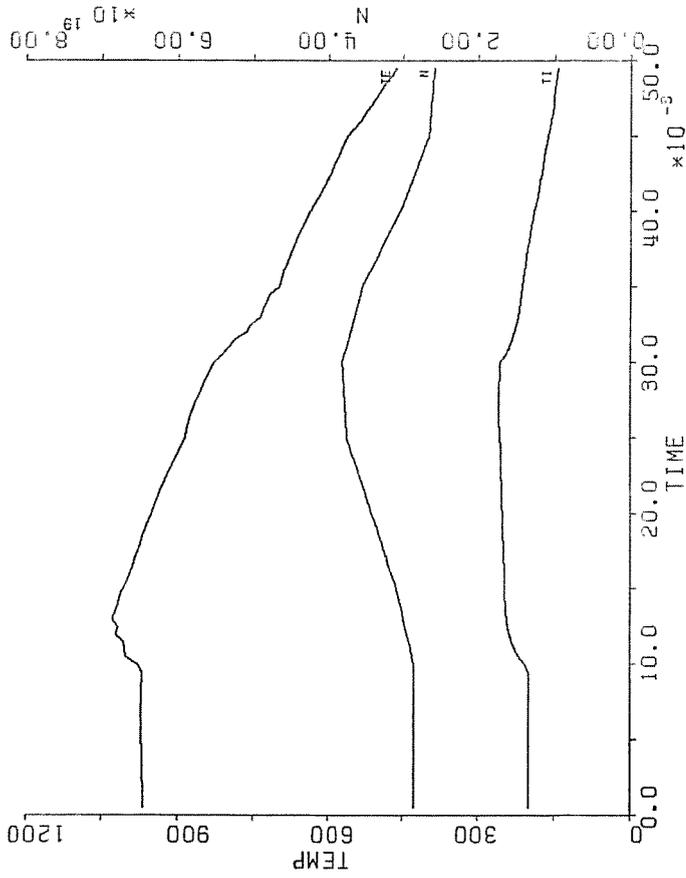


Fig. 4

24 FOLLOW

7475

TCA 16 JUL 82 13:56

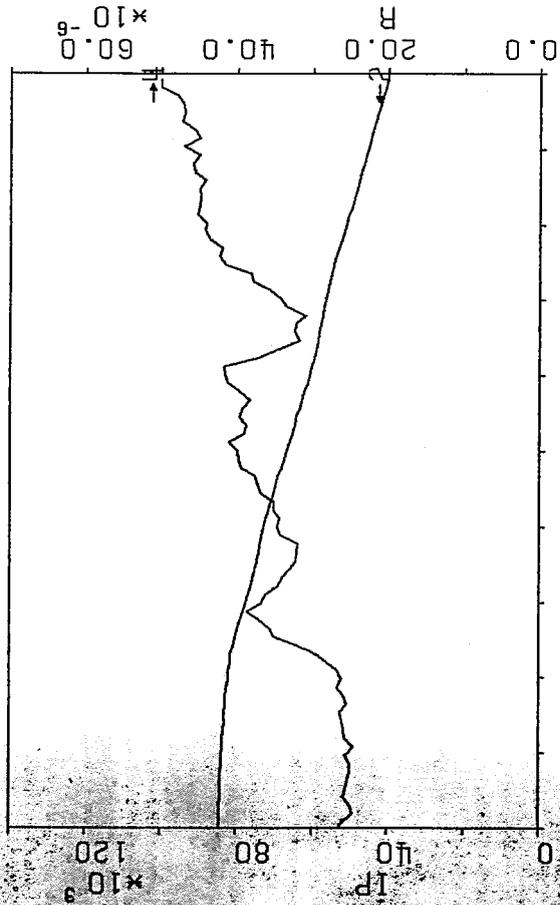
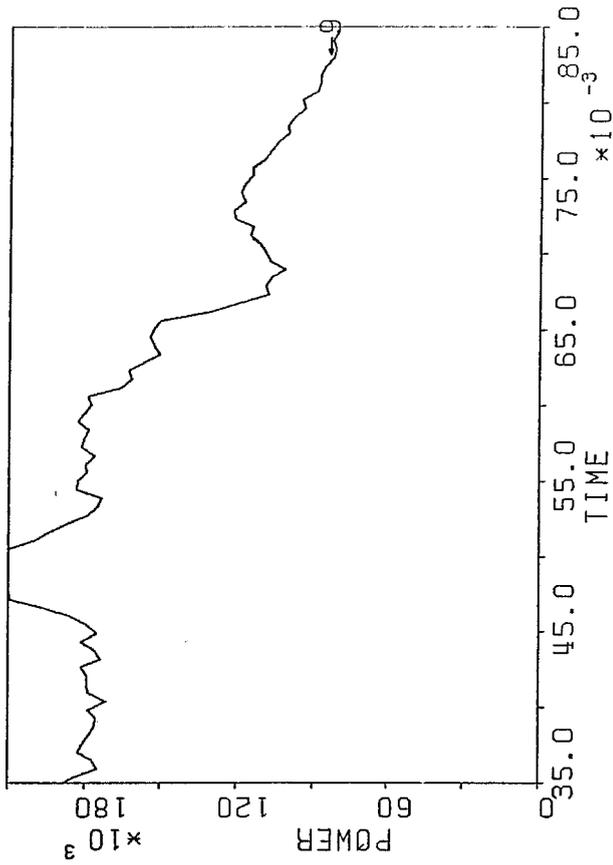
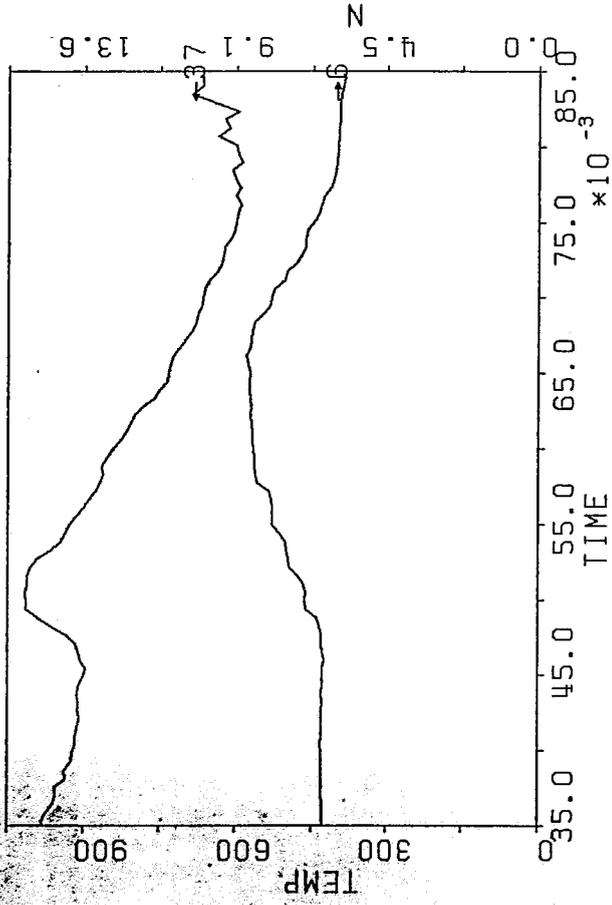


Fig. 5

Je tiens à remercier toute l'équipe du TCA qui par son aide
et son dévouement m'a permis de réaliser ce travail.

Lausanne, le 23 juillet 1982

Jean-Marc Moret

