

JUILLET 1977

INT 83/77

CONTROLE DU MOUVEMENT HORIZONTAL PAR FEEDBACK

R. Keller

Centre de Recherches en Physique des Plasmas

ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE

### 1. Dynamique du circuit feedback

Le présent rapport est une suite du rapport INT 77/77 ayant pour objet la stabilisation verticale d'un Toakamk à section allongée. Le même formalisme est repris, sans répéter des justifications. Le sujet diffère du précédent en deux points : La première différence est que le mouvement horizontal est stable, un servo-contrôle et non une stabilisation est requise. La seconde différence réside dans l'alimentation des enroulements. Ici l'amplificateur doit fournir le courant d'ordre zéro produisant le champ vertical, en plus de la variation de courant d'ordre un régi par la boucle de rétroaction. Il n'est pas possible de séparer le courant d'ordre un au moyen d'un transformateur branché par exemple à un enroulement auxiliaire, en raison du fort couplage qu'aurait cet enroulement spécial avec le premier. L'amplificateur doit donc être conçu pour un fort courant de plusieurs milliers d'Ampères à basse impédance. Seul un amplificateur SCR à thyristors entre en ligne de compte. Ce dernier se comporte comme une source de tension, contrairement à un circuit avec tubes électroniques réagissant comme une source de courant.

Voici le schéma équivalent :

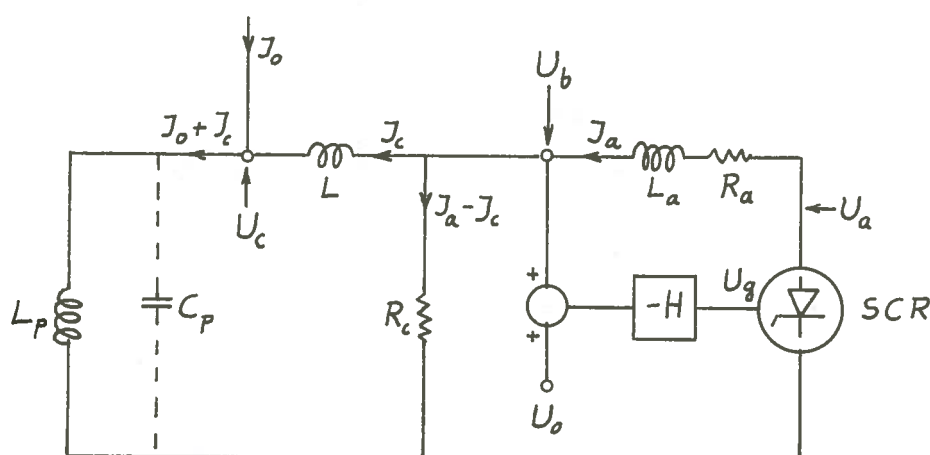


Figure 1

- $L_p$  inductivité du plasma (son énergie potentielle)
- $C_p$  capacité du plasma (son énergie cinétique)
- $L$  inductivité du volume entre coque et plasma
- $L_a$  inductivité de l'enroulement en présence d'une coque idéale
- $R_c$  résistance de la coque
- $R_a$  résistance interne de l'ampli et de l'enroulement
- H fonction de transfert du préamplificateur

En anticipant sur le résultat de l'analyse du circuit, le déterminant de la fonction de transfert à boucle fermée est proportionnel à

$$\frac{s^3 L L_a}{\omega_0^2 R_c L_t} + \frac{s^2 (L_a + L G)}{\omega_0^2 L_t} + s \frac{L_a}{R_c} + G + \frac{L_a}{L_t}$$

où  $s = d/dt$  désigne la variable de Laplace, et puis  $G = 1+gH$ ,  $g = U_a/U_g$ ,  $L_t = L_p+L$  et  $R_a \equiv 0$  par mesure de simplification,  $H$  est admis constant.  $\omega_0$  désigne la fréquence propre du mouvement horizontal en l'absence de coque.

En posant l'expression ci-dessus égale à zéro on obtient l'équation des pôles. Après introduction des valeurs numériques, il est aisé de voir que le pôle réel est beaucoup plus petit que les deux pôles complexes. Cette circonstance permet de séparer l'équation et de formuler les solutions sous une très bonne approximation comme suit :

$$\begin{aligned} \text{pôle lent} \quad s_l &= -\frac{R_c}{L_a} \left( G + \frac{L_a}{L_t} \right) \\ \text{pôles rapides} \quad s_r &= -\frac{R_c(LG+L_a)}{2L_a L} \pm i\omega_0 \sqrt{\frac{L_t}{L}} \end{aligned}$$

Les pôles rapides représentent un mouvement oscillatoire amorti, dont la fréquence angulaire est  $\omega_0 \cdot \sqrt{L_t/L} \cong 3\omega_0$ . Le facteur  $\sqrt{L_t/L}$  est l'augmentation de fréquence due à l'effet de coque.  $\omega_0$  est de l'ordre de  $10^6$  tandis que  $s_l$  est de l'ordre de  $10^3$ . Comme la bande passante d'un

d'un amplificateur SCR est aussi de l'ordre de  $10^3 \text{ sec}^{-1}$ , le mouvement rapide ne peut pas être excité, ce qui permet d'ignorer les termes en  $s/\omega_0$  dans toutes les équations. Autrement dit, il est légitime d'ignorer la capacité  $C_p$  du plasma, son énergie cinétique reste négligeable. Dans l'analyse du circuit qui va suivre on posera

$$C_p \equiv 0 \quad (1)$$

Le circuit de la fig. 1 possède deux entrées : la tension  $U_0$  et le courant  $J_0$ .  $U_0$  n'est rien d'autre que la tension de commande de l'amplificateur.

La signification de  $J_0$  est la suivante : la force exercée par le courant de l'enroulement sur le plasma est donnée par  $F = \alpha J_c$  (non pas  $\alpha J_a$ ), parce que le champ situé entre le plasma et la coque est proportionnel au flux  $J_c L$ . La force supplémentaire  $\alpha J_0$  provoque un déplacement de la position d'équilibre du plasma. En vertu des formules (18) et (20) du rapport INT 77/77 le déplacement est égal à

$$\xi = - \frac{L_p}{\alpha} (J_c + J_0) \quad (2)$$

De cette manière il est possible d'exprimer un déplacement de l'équilibre  $\xi_0$  par une grandeur électrique  $J_0$  donnée par

$$J_0 = - \frac{\alpha \xi_0}{L_p} \quad (3)$$

La détection a lieu au moyen d'une sonde de flux enroulée étroitement sur la coque (saddle coil). Elle mesure une tension proportionnelle à  $U_b$ , la constante de proportionnalité est incluse dans la fonction de transfert H. Avec une sonde de Rogowski dipolaire il serait également possible de détecter la position du plasma. Les deux types de sondes ont une sensibi-

lité différente vis-à-vis de la chute de tension provoquée par le courant  $J_c$  dans l'inductivité  $L$ . Par une combinaison linéaire du signal des deux sondes il serait possible d'éliminer la sensibilité au terme  $L\dot{J}_c$ , la sonde mesurerait la tension  $U_c$  dépendant seulement du déplacement  $\xi$ . La question d'une sonde compensée a été examinée par J. Hugill et A. Gibson, Nuclear Fusion 14, 611 (1974) et CLM-P382. Notre calcul est effectué dans le cas d'une sonde placée en  $U_b$ . Avec une sonde compensée la réponse du circuit serait un peu plus favorable.

Les équations du circuit sont les suivantes :

$$(sL_t + R_c)J_c - R_c J_a = -sL_p J_o \quad \text{avec} \quad L_t = L_p + L \quad (4)$$

$$U_a = g U_g \quad (5)$$

$$U_b = (J_a - J_c) R_c \quad (6)$$

$$U_g = -H(U_b - U_o) \quad (7)$$

$$U_a - U_b = sL_a J_a \quad (8)$$

La résistance  $R_a$  est pour le moment posée égale à zéro. Les équations (5) à (8) se contractent en une seule équation pour  $J_c$  et  $J_a$  :

$$-G R_c J_c + (sL_a + G R_c) J_a = g U_o \quad (9)$$

On introduit le symbole  $G$  dans le but de simplifier l'écriture

$$G = 1 + gH \quad (10)$$

Il suffit maintenant de tirer  $J_c$  et  $J_a$  de (4) et (9). Si  $H$  est une constante, le déterminant du système ne contient qu'un pôle  $s_1$ , dont la valeur est de l'ordre de  $-3000 \text{ sec}^{-1}$ . Ceci correspond à une vitesse de réaction trop grande pour un amplificateur à thyristors. On peut remédier à cet état de fait en modifiant  $H$  de façon convenable. Lorsque  $H = \text{const.}$  l'amplificateur SCR, dont la caractéristique est une source de tension, forme avec l'inductivité  $L_a$  un intégrateur qui intègre le signal de la sonde. Il existe un moyen de ralentir le mouvement en instaurant encore une voie d'intégration  $1/sT$  parallèle à  $H$ . La fonction de transfert modifiée devient  $gH = gH_1 + 1/sT$  ( $H_1 = \text{const.}$ ). La grandeur  $G$  est modifiée comme suit

$$G = G_1 + \frac{1}{sT} \quad \text{avec } G_1 = 1 + gH_1 = \text{const} \quad (11)$$

$G$  est à substituer dans toutes les équations.

Les solutions de (4) et (9) sont les transformées de Laplace des courants  $J_c(t)$  et  $J_a(t)$ . Elles s'écrivent ainsi

$$J_c = \frac{D_c}{D_o} \quad J_a = \frac{D_a}{D_o} \quad (12)$$

Le déterminant possède maintenant 2 pôles

$$D_o = (s - s_1)(s - s_2) \quad (13)$$

dont les valeurs  $s_1$  et  $s_2$  sont les solutions de l'équation

$$D_o = s^2 + \frac{sR_c}{L_a} \left( G_1 + \frac{L_a}{L_t} \right) + \frac{R_c}{TL_a} = 0 \quad (14)$$

L'un des pôles peut être choisi arbitrairement dans la mesure où les deux solutions sont réelles. Soit  $s_1$  le pôle correspondant à un temps de réponse adéquat de 2 msec. Donc  $s_1 \equiv -500 \text{ sec}^{-1}$ . Ceci détermine la constante de temps T

$$\frac{1}{|s_1|T} = G_1 + \frac{L_a}{L_t} - \frac{|s_1|L_a}{R_c} \quad (15)$$

et l'autre pôle devient

$$s_2 = -\frac{R_c}{L_a} \left( G_1 + \frac{L_a}{L_t} \right) - s_1 \quad s_2 < 0 \quad (16)$$

Finalement, les transformées de Laplace des grandeurs qui nous intéressent prennent la forme suivante

$$J_c = -\frac{1}{L_t L_a D_o} (c_1 U_o + c_2 J_o) \quad (17)$$

$$J_a = -\frac{1}{L_t L_a D_o} (c_3 U_o + c_4 J_o) \quad (18)$$

$$U_a = -\frac{1}{D_o} (c_5 U_o + c_6 J_o) \quad (19)$$

$$\xi = -\frac{L_p R_c}{L_t L_a D_o} (c_7 U_o + c_8 J_o) \quad (20)$$

$$c_1 = R_c \left( G_1 - 1 + \frac{1}{sT} \right) \quad c_2 = L_p R_c \left( s^2 \frac{L_a}{R_c} + s G_1 + \frac{1}{T} \right)$$

$$c_3 = (sL_t + R_c)(G_1 - 1) + \frac{L_t}{T} + \frac{R_c}{sT} \quad c_4 = L_p R_c \left( s G_1 + \frac{1}{T} \right)$$

$$c_5 = s^2 (G_1 - 1) + s \left[ R_c (G_1 - 1) \frac{L_a + L_t}{L_a L_t} + \frac{1}{T} \right] + \frac{R_c (L_a + L_t)}{T L_a L_t}$$

$$c_6 = \frac{R_c L_p}{L_t} \left[ s^2 (G_1 - 1) + \frac{s}{T} \right]$$

$$c_7 = -\left( G_1 - 1 + \frac{1}{sT} \right) \quad c_8 = s^2 \frac{L L_a}{R_c} + s (L G_1 + L_a) + \frac{L}{T}$$

Il est à remarquer que la seconde voie d'intégration définie par (11) constitue un circuit de retard de phase. Dans le cas de la stabilisation du mouvement vertical un tel circuit rendrait le système instable. On a vu qu'il fallait au contraire intercaler un circuit d'avance de phase. Les signaux rapides sont de ce fait amplifiés davantage, donc la bande passante de l'amplificateur vertical doit être plus grande.

## 2. Fréquence du mouvement horizontal

Le résumé suivant est extrait des travaux de V.S. Mukovatov, V.D. Shafranov, Nuclear Fusion 11, 605 (1971) et V.D. Shafranov, Rev. of Plasma Physics Vol 2, 123 (1966) :

La section du plasma est admise circulaire et égale à l'aire de la section elliptique d'un plasma allongé. Soit 'a' son rayon moyen et R le grand rayon du tore.  $R_0$  est la valeur d'équilibre. On admet un grand rapport d'aspect. Le déplacement  $\xi = R - R_0$  est positif vers l'extérieur. La force F agissant sur le plasma est définie positive vers l'intérieur par convention. Le champ vertical  $B_v$  est positif vers le bas.

En l'absence de coque la force centrifuge est donnée par

$$F_c = - \frac{2}{\mu_0} \pi^2 a^2 B_a^2 \Gamma \quad (21)$$

avec

$$\Gamma = \ln \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{l_i^*}{2} + \beta \quad (22)$$

où  $\beta$  désigne le bêta poloïdal.  $l_i^* = 4\pi l_i / \mu_0$  et  $l_i$  est l'inductivité intérieure au plasma en unités MKS. Le champ azimuthal moyen à la surface



du plasma est indiqué par  $B_a$ . Soit  $J_\varphi$  le courant toroïdal

$$J_\varphi = 2\pi a B_a / \mu_0 \quad (23)$$

ainsi

$$F_c = - \frac{\mu_0}{2} \Gamma J_\varphi^2 \quad (24)$$

La force de rappel est

$$F_r = 2\pi R J_\varphi B_v \quad (25)$$

Le champ vertical est proportionnel à  $R^{-n}$  où  $n$  est l'indice du champ:

$$B_v = B_{v0} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-n} \quad \text{avec} \quad B_{v0} = \left[ \frac{a B_a \Gamma}{2 R} \right]_0 \quad (26)$$

A l'équilibre on a  $F_c + F_r = 0$ . Une petite perturbation hors d'équilibre obéit à l'équation

$$M \frac{d^2 \xi}{dt^2} + \frac{d}{dR} (F_c + F_r) \xi = 0 \quad (27)$$

$M$  étant la masse totale du plasma et  $\omega_0^2 = - d^2/dt^2$ . La dérivée totale selon  $R$  est à effectuer sous deux conditions. Le flux intérieur azimuthal est piégé :

$$R J_\varphi = \text{const}, \quad \text{donc} \quad \frac{dJ_\varphi}{dR} = - \frac{J_\varphi}{R} \quad (28)$$

Le flux vertical passant par la boucle du plasma est piégé. Cette cir-

constance conduit à la relation

$$\frac{da}{dR} = \frac{a}{R} - \frac{B_y}{B_a} = \frac{a}{R} - \frac{a\Gamma}{2R} \quad (29)$$

La dérivée de  $F_c$  devient

$$\frac{dF_c}{dR} = \frac{3\mu_0 \Gamma J_\varphi^2}{4R} \quad (30)$$

parce que  $d\Gamma/dR = \Gamma/2R$ . La dérivée de  $F_r$  devient

$$\frac{dF_r}{dR} = - \frac{\mu_0 \Gamma n J_\varphi^2}{2R} \quad (31)$$

A l'aide de (27) on obtient la fréquence angulaire de l'oscillation horizontale en l'absence de coque

$$\omega_o^2 = \left(\frac{3}{2} - n\right) \frac{\mu_0 \Gamma_o J_\varphi^2}{2 M R_o} \quad (32)$$

L'indice o indique les valeurs au rayon d'équilibre. L'expression ci-dessus est valable dans les conditions de champs piégés. Mais l'expérience montre que le mouvement n'est pas parfaitement adiabatique, il y a diffusion des champs et redistribution des courants (voir commentaires de J. Hugill et A. Gibson). Une connaissance exacte de la fréquence propre n'est pas nécessaire pour fixer les paramètres de la boucle de rétroaction.

Voici les valeurs numériques, en unités MKS :

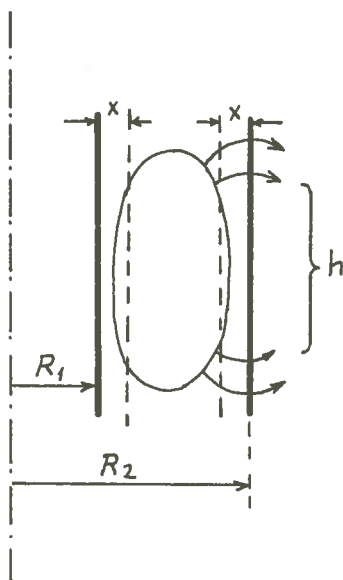
$$\begin{aligned}
 J_{\varphi} &= 270 \cdot 10^3 \\
 M &= 56 \cdot 10^{-9} \text{ pour } \bar{n}_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ (deutérium)} \\
 R_0 &= 0,58 \\
 a &= 0,18\sqrt{2} \\
 li^* &= 1 \text{ (courant } J_{\varphi} \text{ piqué)} \\
 \beta &= 0,5 \\
 n &= -1,1 \text{ pour une élongation de 2} \\
 \Gamma_0 &= 2,4
 \end{aligned}$$

La fréquence angulaire s'avère être égale à

$$\omega_0 = 3 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1} \quad (33)$$

### 3. Les données du circuit

Le meilleur moyen de déterminer les données du circuit est d'effectuer des mesures sur un modèle réduit, où l'on simule le plasma avec des conducteurs reproduisant la répartition de la densité de courant du plasma. Ici on se limitera à une estimation grossière.



A l'aide de la figure ci-contre on détermine l'inductivité  $L$  et le rapport force-courant  $\mathcal{Z}$ . Lors d'un mouvement horizontal lent le flux poloïdal doit traverser la coque dans les régions situées près du haut et du bas. La hauteur apparente de la spire que forme la coque dans le sens toroïdal est  $h \approx 0,5$  m. Le petit et le grand rayon de la coque sont  $R_1=0,38$

et  $R_2 = 0,78$ . La distance moyenne du plasma à la coque est  $x = 0,05$ .  
L'inductivité est alors

$$L \cong \frac{2\pi\mu_0 x}{h} (R_1 + R_2) \cong 10^{-6} \quad (34)$$

Le champ vertical moyen dû au courant  $J_c$  de la coque est  $B = \mu_0 J_c / h$   
et la force est  $F = 2\pi R_0 J_\varphi B$ . Ainsi le rapport force-courant devient

$$\alpha = \frac{2\pi\mu_0 R_0 J_\varphi}{h} = 2,47 \frac{Vsec}{m} \quad (35)$$

L'inductivité apparente du plasma est donnée par

$$L_p = \frac{\alpha^2}{M\omega_0^2} \quad (36)$$

En introduisant (32) cela fait

$$L_p = \frac{8\pi^2\mu_0 R_0^3}{(\frac{3}{2} - n)\Gamma_0 h^2} \cong 12 \cdot 10^{-6} \quad (37)$$

En ce qui concerne l'inductivité  $L_a$  et la force due au courant  $J_a$  il est nécessaire d'examiner la structure des "field shaping coils".  
(Voir le rapport de D. Berger, R. Gruber, F. Hofmann, V.K. Nguyen, mars 1977, et : The TCV Tokamak Project, May 1977.)

Le système poloïdal comprend 6 enroulements de 10 spires parcourus par les courants  $J_1$ ,  $J_2$  et  $J_3$  dans les enroulements situés au-dessus du plan médian, et les mêmes courants dans les enroulements situés au-dessous du plan médian. Le champ vertical est produit par le courant  $J_a^*$  délivré par les amplificateurs dans la combinaison suivante

$$10 J_a^* = J_1 + J_2 \cong 54 \cdot 10^3 \text{ Ampère-tours} \quad (38)$$

$J_1$  ainsi que  $J_2$  sont dictés par l'élongation du plasma, mais leur somme est quasiment indépendante. Pour une élongation de 2 on a  $J_1 = 60$  kA tours et  $J_2 = -6$  kA tours.  $J_2$  est donc beaucoup plus petit et il s'annule même dans le cas d'une élongation de 1,8. Il est donc justifié de simplifier notre calcul en ne considérant qu'un seul amplificateur branché à l'enroulement No 1 et délivrant un courant d'ordre zéro égal à  $J_a^* = 5400$  A dans les 10 spires supérieures et le même courant dans les 10 spires inférieures. Le nombre total de spires est égal à  $N^* = 20$ .

Notre calcul est effectué pour des courants et des tensions normalisés à la spire unique que forme la coque. Il s'agit de trouver le nombre effectif de spires  $N$  de l'enroulement parcouru par le même courant  $J_a^*$  et produisant la même force sur le plasma (en l'absence de coque) que le courant de la coque  $J_c$  dont l'intensité est égale au nombre d'Ampère-tours effectif  $NJ_a^*$ . La condition à remplir est

$$J_c \equiv NJ_a^* \quad (39)$$

La force due au courant  $J_c$  est

$$2\pi R_o J_\varphi \frac{\mu_o J_c}{h}$$

La force due au courant de l'enroulement est, d'après (24)

$$\frac{\mu_o}{2} \Gamma_o J_\varphi^2$$

En identifiant les deux dernières expressions le courant  $J_c$  (d'ordre zéro) devient

$$J_c = 44,45 \cdot 10^3$$

Ainsi le nombre de spires effectif est

$$N = 8,2 \quad (40)$$

Le même raisonnement est valable pour les variations de courant d'ordre un. Cela signifie que la variation de courant  $J_a^*$  dictée par la boucle de rétroaction doit être égale à  $J_a/8,2$  et non pas  $J_a/20$ , en raison de la mauvaise répartition des spires (spires concentrées en une bobine de petite section). Réciproquement, la variation de la tension de sortie  $U_a^*$  est égale à  $U_a \cdot 8,2$ . L'inductivité effective de l'enroulement No 1 est de ce fait  $(20/8,2)^2 = 6$  fois plus grande que sa valeur réelle. En d'autres termes, le rapport de transformation coque - enroulement est de 8,2 et non de 20.

L'inductivité de l'enroulement en présence d'une coque idéale est estimée à  $L_a^* = 0,4 \cdot 10^{-3}$  Hy. Ramenée à une spire, l'inductivité  $L_a = L_a^*/(8,2)^2$  devient

$$L_a = 6 \cdot 10^{-6} \quad (41)$$

Il reste encore à calculer la résistance de la coque, elle vaut

$$R_c = \frac{4\pi R_o \eta}{hd} \cong 4 \cdot 10^{-3} \Omega \quad (42)$$

pour une épaisseur de coque  $d$  égale à 5mm.

#### 4. Réponse à un déplacement de l'équilibre

Dans le calcul numérique qui suit on admet un temps caractéristique de 2 msec, ce qui fixe le pôle  $s_1$  :

$$s_1 \equiv -500 \text{ sec}^{-1} \quad (43)$$

Le gain de l'amplificateur est choisi égal à  $gH_1 = 2$ , ou bien  $G_1 = 3$ . L'autre pôle devient, d'après (16)

$$s_2 = -1808 \text{ sec}^{-1} \quad (44)$$

La constante de temps de la voie d'intégration devient  $T = 0,738 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$ .

Une variation intempestive de  $\beta$ , de  $l_i$  ou d'un autre paramètre du plasma provoque un déplacement de la position d'équilibre qu'aurait le plasma en l'absence de coque et sans amplificateur,  $J_c = 0$ . Soit  $\bar{\xi} = 0,05 \text{ m}$  ce déplacement. Il est supposé s'installer exponentiellement avec un même taux  $s_1$  selon l'expression

$$\xi_o(t) = \bar{\xi} (1 - e^{s_1 t}) \quad (\bar{\xi} = 0,05 \text{ m}) \quad (45)$$

En vertu de (2) le déplacement de la position d'équilibre est exprimable par le courant  $J_o$  :

$$J_o(t) = - \frac{\alpha \bar{\xi}}{L_p} (1 - e^{s_1 t}) = \bar{J}_o (1 - e^{s_1 t}) \quad \left. \vphantom{J_o(t)} \right\} \quad (46)$$

avec  $\bar{J}_o = -9965 \text{ Atours}$

Il ne reste qu'à substituer la transformée de Laplace de (46) dans les expressions (17) à (20) et d'effectuer l'opération inverse pour trouver les courbes de réponse. On admet une tension de commande nulle,  $U_0 \equiv 0$ . Voici les résultats :

$$\xi(t) = \bar{\xi} \left\{ \frac{L}{L_t} + 0,090 \left[ -1,778 e^{s_1 t} + 2,415/s_1 t e^{s_1 t} + 0,923 e^{s_2 t} \right] \right\} \quad (47)$$

Si la coque était idéale le déplacement serait de  $\bar{\xi}L/L_t$ . La boucle de rétroaction a donc pour effet de remplacer la coque réelle par une coque sans résistance, dès que le phénomène transitoire a disparu. Le déplacement résiduel est de 7,7% comparé au déplacement en l'absence de coque. Il est à remarquer qu'avec une sonde compensée le déplacement résiduel serait supprimé.

Ces derniers résultats ne sont valables qu'à condition que la fonction de transfert corresponde à une intégration parfaite. En pratique un circuit électronique ne peut pas satisfaire à cette exigence pendant un temps indéfini. Mais il suffit que les constantes de temps parasites soient beaucoup plus longues que la durée de la décharge.

Le courant anodique  $J_a^* = J_a/N$  est égal à

$$J_a^* = 1122 - 1614 e^{s_1 t} + 165/s_1 t e^{s_1 t} + 492 e^{s_2 t} \quad (\text{Ampères}) \quad (48)$$

La tension anodique  $U_a^* = U_a N$  est égale à

$$U_a^* = 199,4 \left\{ e^{s_1 t} - e^{s_2 t} + 0,412/s_1 t e^{s_1 t} \right\} \quad (\text{Volts}) \quad (49)$$

Les courbes de réponses sont illustrées à la dernière page de ce rapport.



Les résultats ont été calculés dans le cas d'une résistance négligeable de l'enroulement. Pour tenir compte de  $R_a$  il suffit de remplacer  $sL_a$  par  $sL_a + R_a$  dans les transformées de Laplace (17) à (20). Il est aisé de constater que rien d'essentiel ne change. Par exemple, dans l'expression de  $\xi$ , il n'apparaît pas de nouveau pôle au dénominateur  $L_a D_0$ . Et dans les expressions  $c_7$  et  $c_8$  il n'apparaît pas de terme intégrant en  $1/s$ . Si en outre  $R_a \ll R_c$  les valeurs numériques changent très peu.

L'enroulement, tel qu'il a été prévu, possède une résistance de  $R_a^* = 15\text{m}\Omega$ . Ramené à une spire cela fait  $R_a = R_a^*/(8,2)^2 = 0,22\text{m}\Omega \ll R_c$ . Donc l'effet de la résistance de l'enroulement est négligeable.

##### 5. Comportement lors de l'enclenchement

Lorsque l'enroulement du chauffage ohmique est mis sous tension et que le plasma est formé, le courant du plasma  $J_\varphi$  commence à circuler. Le champ vertical doit être programmé de façon à maintenir le plasma dans sa position d'équilibre tout au long de la montée du courant. Pour ce faire on détecte  $J_\varphi$  au moyen d'une sonde de Rogowski et l'on utilise sa tension comme signal de commande  $U_0$ .

Le courant du plasma peut être approximé comme suit

$$J_\varphi = \hat{J}_\varphi (1 - e^{s_3 t}) \quad \hat{J}_\varphi = 270 \cdot 10^3 \text{ A} \quad (50)$$

La constante de temps est typiquement de 5msec, donc  $s_3 = -200$ . On suppose que le plasma est déjà formé au temps  $t = 0$ . La force centrifuge est d'après (24)

$$F_c = - \frac{\mu_0}{2} \Gamma_0 J_\varphi^2$$

Grâce à notre modèle cette force est exprimable par la variable  $J_0$  :

$$F_c = \alpha J_0 = \frac{2\pi\mu_0 R_0 J_\varphi J_0}{h}$$

d'où

$$J_0 = - \frac{h \Gamma_0 J_\varphi}{4\pi R_0} \quad (51)$$

Le courant plafonne vers  $\hat{J}_0 = - 44,45 \cdot 10^3$ . La tension intégrée de la sonde de Rogowski varie de la même façon :

$$\int_0^t U_0 dt = \frac{\hat{U}_0}{|s_3|} (1 - e^{s_3 t}) \quad (52)$$

La transformée de Laplace est

$$\frac{U_0}{s} = \frac{\hat{U}_0}{s(s-s_3)} \quad (53)$$

La transformée du courant est du même type :  $J_0 = |s_3| \hat{J}_0 / s(s-s_3)$ . En introduisant ces deux perturbations dans l'expression (20) pour  $\xi$  on obtient la courbe de réponse du plasma. A remarquer que  $L_p$  (37) est indépendant de  $J_\varphi$ , les équations restent linéaires. Le déplacement n'est pas nul en raison du retard d'action de l'amplificateur. Mais l'effet à long terme doit être nul, le plasma doit revenir à sa position d'équilibre  $\xi = 0$  de façon asymptotique. Sous cette condition les termes au numérateur de (20) ne contenant pas  $s$  s'annulent mutuellement :

$$- \frac{U_0}{sT} + \frac{LJ_0}{T} \equiv 0$$

d'où

$$\hat{U}_0 = |s_3| L \hat{J}_0 = - 8,9 \text{ V par tour} \quad (54)$$

La tension intégrée de la sonde de Rogowski est alors

$$\int_0^t U_0 dt = L \hat{J}_0 (1 - e^{s_3 t}) \quad (55)$$

Sa valeur asymptotique à l'entrée du préamplificateur est de  $L \hat{J}_0 N = -0,365$  Vsec.

Les termes restants produisent la transitoire à l'enclenchement

$$\xi = - \frac{1s_3 / L_p R_c \hat{J}_0}{\alpha L_t} \cdot \frac{\frac{sL}{R_c} + 1 + \frac{L}{L_a}}{(s-s_1)(s-s_2)(s-s_3)} \quad (56)$$

Après introduction des valeurs, la transformée inverse devient (gain  $gH_1 = 2$ ) :

$$\xi(t) = \left( -39,5 e^{s_1 t} + 5 e^{s_2 t} + 34,5 e^{s_3 t} \right) \cdot 10^{-3} \quad (57)$$

La figure en dernière page montre cette fonction. On remarque que la déviation dépend du gain  $gH_1$  de l'amplificateur. Il est intéressant de comparer cette courbe avec les mesures effectuées sur le Tokamak Cleo, Nuclear Fusion 14, 611 (1974) Fig. 7.

Il serait en principe possible de supprimer la transitoire à l'enclenchement en appliquant un signal  $U_0$  dont la valeur est obtenue en posant l'expression (20) égale à zéro, soit

$$U_0 = - \frac{c_8 J_0}{c_7} \quad (57)$$

Mais un traitement du signal conforme à l'équation (58) n'est pas réalisable en pratique. De plus les paramètres du plasma changent, et seule

l'expérience indiquera la meilleure façon de traiter le signal de détection du courant.

Il n'est en outre pas certain que les signaux des sondes soient reproductibles lors de l'amorçage de la décharge. Dans le cas contraire il est nécessaire d'aménager un timing qui ferme la boucle de rétroaction après un certain délai. La détection du courant du plasma doit alors être traitée différemment pendant ce délai.

