

INT 141/88

Mai 1988

STABILISATION VERTICALE DU  
TCV

Robert Keller

---

## STABILISATION VERTICALE DU TCV

### 1. Introduction

L'ensemble plasma - chambre à vide - bobines actives est représenté au moyen d'un modèle électro-mécanique, permettant de décrire d'une façon distincte et bien définie les composantes qui le constituent ainsi que les coefficients dont il dépend. Il s'agit des inductivités propres et mutuelles, du déplacement vertical du plasma supposé rigide et du coefficient d'amplification (gain) de l'amplificateur qui alimente les bobines actives.

Des modèles semblables ont été étudiés sous Réf. [1, 2]. Les valeurs des inductivités sont tirées des Réf. [3, 4].

### 2. La modélisation du plasma

Le plasma est représenté par deux anneaux parcourus, chacun, par la moitié du courant plasma  $I_p/2$ . L'un est situé à une distance  $h$  au-dessus du plan médian, et l'autre à la même distance au-dessous du plan médian. Le plasma réel remplit un tore de section allongée dont le petit rayon est désigné par  $a$  et son élongation par  $E$ . La hauteur totale du plasma (jusqu'au limiteur) est donc  $2aE$  et par conséquent

$$h = (E - 1) a \quad (1)$$

Les deux anneaux s'attirent mutuellement avec une force égale à

(2)

$$\frac{\mu_0 I_p^2 R}{8 h}$$

valable dans l'approximation d'un grand rapport d'aspect  $R \gg a$ . Cette attraction doit être compensée par une autre force égale et de sens contraire, afin d'empêcher le collapse. Elle est produite en donnant une composante horizontale au champ d'équilibre engendré par les bobines de façonnage. On fait en sorte que le champ horizontal varie linéairement avec  $z$ , ce qui produit une courbure du champ "vertical". Ainsi les forces agissant sur les anneaux seront

(3)

$$\frac{\mu_0 I_p^2 R}{8h} \frac{(z+h)}{h} \quad \text{et} \quad \frac{\mu_0 I_p^2 R}{8h} \frac{(z-h)}{h}$$

pour l'anneau supérieur et inférieur respectivement.  $z$  désigne maintenant la coordonnée du centre de gravité du plasma.

Le déplacement rigide du plasma est simulé en maintenant constant l'écartement  $2h$  des anneaux. On définit alors un rapport force/déplacement :

(4)

$$K = \frac{dF}{dz} \cong \frac{\mu_0 I_p^2 R}{4h^2}$$

Ce rapport est analogue à un coefficient d'élasticité négatif, il est la cause de l'instabilité verticale. L'expression ci-dessus ne représente évidemment pas la réalité lorsque  $h$  tend vers zéro. A partir d'une élongation inférieure à 2, les deux lobes de plasma (de rayon  $a$ ) commencent à s'interpénétrer, et la force d'attraction doit tendre vers zéro pour un écartement nul. Pour améliorer le modèle on multiplie par un facteur qui fait varier la force linéairement avec l'écartement lorsqu'il tend vers zéro, c'est-à-dire lorsque l'élongation tend vers 1. Ce facteur est par exemple  $(h/a)^3 [(h/a)^2 + 1]^{-1}$ . Une valeur plus réaliste de  $K$  sera

(5)

$$K = \frac{\mu_0 I_p^2 R}{4a^2} \frac{(E-1)}{(E-1)^2 + 1}$$

### 3. Le système électro-mécanique

La Fig. 1 montre la disposition du plasma, de la coque et de la bobine active. Les 3 circuits sont couplés comme indiqué dans la Fig. 2. Deux cas sont étudiés : bobine active placée à l'intérieur, et bobine active placée à l'extérieur.

Pour calculer l'inductivité de la coque on supprime les parois latérales, régions où le courant est faible. La coque se résume en une plaque supérieure parcourue par le courant coque  $I_c$  et en une plaque inférieure portant le même courant dans le sens opposé. L'inductivité de la coque s'exprime approximativement ainsi :

(6)

$$L_c = 2\mu_0 R \ln \frac{4(E + \Delta/a)}{1 + \Delta/a} = 5,2 \cdot 10^{-6} \text{ Vsec/A}$$

avec  $R = 0,88\text{m}$ ,  $a = 0,24$ ,  $\Delta = 0,05$ ,  $E = 3$  (voir Fig. 1).

La constante de temps de la coque est donnée par  $L_c$  divisé par la résistance  $R_c$  de la coque. Pour une coque en Inconel de 15mm d'épaisseur on a environ

(7)

$$T_c = \frac{L_c}{R_c} \cong 5 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$$

La force exercée sur tout le plasma par le courant coque est donné par

(8)

$$F_{cp} = I_p I_c \frac{dM_{cp}}{dz}$$

où  $M_{cp}$  désigne l'inductivité mutuelle entre la coque et le plasma. Au lieu de calculer  $M_{cp}$  il est plus facile de calculer directement la force créée par les courants. On reprend l'expression utilisée sous Réf. [4], soit

(9)

$$N_c = \frac{dM_{cp}}{dz} \cong \frac{\mu_0 R}{a} \left[ \frac{0,64}{1 + \Delta/a} + \frac{1}{2E - 1 + \Delta/a} \right] = 3,3 \cdot 10^{-6} \frac{Vsec}{A m}$$

L'expression analogue pour la force exercée par la bobine active sur le plasma conduit aux valeurs suivantes :

(10)

$$\begin{aligned} N_1 = \frac{dM_{ip}}{dz} &= 3,55 \cdot 10^{-6} \text{ si la bobine est à l'extérieur} \\ &= 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ si la bobine est à l'intérieur} \end{aligned}$$

On fait remarquer ici que la bobine active est constituée d'une spire supérieure parcourue par un courant  $I_1$  et d'une spire inférieure portant le même courant dans le sens opposé, les deux spires étant connectées en série. Dans la Réf. [4] le modèle comprenait 2 spires en haut et en bas, c'est-à-dire 4 spires en série, chose à ne pas oublier lorsqu'on reprend les chiffres de cet ancien rapport.

Pour calculer l'inductivité des bobines actives on se sert des formules défuites dans la Réf. [3].

On obtient :

(11)

$$L_1 = 11,3 \cdot 10^{-6} \text{ Vsec/A} \quad \text{bobine extérieure}$$

$$= 10,8 \cdot 10^{-6}$$

bobine intérieure

#### 4. La boucle de rétroaction

La tension  $U_1$  appliquée à la bobine active (voir Fig. 2) est produite par un amplificateur commandé par un système de sondes magnétiques donnant deux signaux dirigés vers deux canaux d'amplificateurs, l'un proportionnel à la position  $z$  et l'autre proportionnel à la vitesse  $dz/dt$ , soit

$$U_1 = -Gz - sG_v z \quad (12)$$

$G$  et  $G_v$  signifient le gain du terme de position et le gain du terme de vitesse respectivement.  $s$  désigne l'opérateur de Laplace  $d/dt$ .

Il ne reste qu'à poser les équations des circuits couplés. L'équation des tensions de la bobine active s'énonce comme suit :

$$R_1 I_1 + \frac{d}{dt}(L_1 I_1) + \frac{d}{dt}(M_{ic} I_c) + \frac{d}{dt}(M_{ip} I_p) = -Gz - G_v \frac{dz}{dt} \quad (13)$$

On sait que la chute de tension ohmique de la bobine active peut être compensée par un supplément de gain, ce qui permet d'ignorer  $R_1$  dès maintenant. D'autre part,  $dM_{ic}/dz=0$ , de plus le terme  $M_{ip} dI_p/dt$  est négligeable en première approximation.

L'équation du circuit de la coque est analogue à l'équation ci-dessus, sauf que le nombre de droit est nul (court circuit). La 3ème équation régit les forces. Voici le système des 3 équations qu'il s'agit de résoudre :

$$sL_1 I_1 + sM_{ic} I_c + sN_1 I_p z + Gz + sG_v z = 0 \quad (14)$$

$$sM_{ic} I_i + (R_c + sL_c) I_c + sN_c I_p z = 0 \quad (15)$$

$$N_i I_p I_i + N_c I_p I_c + Kz - s^2 Mz = 0 \quad (16)$$

Dans l'équation (16), les deux premiers termes sont les forces dues au courant  $I_i$  et au courant  $I_c$ . Le terme  $Kz$  est la force déstabilisante, et  $s^2 Mz$  est la force d'inertie, où  $M$  désigne la masse du plasma. On sous-entend que les équations s'appliquent aux transformées de Laplace.

### 5. Mouvement du plasma à circuit ouvert, marge de stabilité

En l'absence de bobines actives, il ne reste que les deux dernières équations :

$$(R_c + sL_c) I_c + sN_c I_p z = 0 \quad (15a)$$

$$N_c I_p I_c + (K - s^2 M)z = 0 \quad (16a)$$

La solution homogène existe lorsque le déterminant est nul, soit

$$D = -\frac{M}{K} (s^2 T_c + s^2) - s T_c (\Lambda_c - 1) + 1 = 0 \quad (17)$$

Il apparaît un paramètre important

$$\Lambda_c = \frac{N_c^2 I_p^2}{K L_c} = \frac{4a^2 N_c^2 [(E-1)^2 + 1]}{\mu_0 L_c R(E-1)} \quad (18)$$

avec les valeurs citées plus haut on trouve  $\Lambda_c = 1,1$ .

Les 3 pôles de l'équ. cubique (17) se présentent comme indiqués dans la Fig. 3. Les 2 pôles conjugués complexes  $s_1$  et  $s_2$  forment un mode oscillant faiblement

amorti, de fréquence

(19)

$$\omega_A = \sqrt{\frac{K}{M}(\Lambda_c - 1)} \quad (\approx 100\text{kHertz})$$

$\omega_A$  est la fréquence angulaire d'Alfvén. La fréquence est réelle si  $\Lambda_c > 1$ , donc la condition nécessaire de stabilité s'écrit

$$\Lambda_c - 1 > 0 \quad (20)$$

$\Lambda_c - 1$  s'appelle la marge de stabilité idéale. Si la condition (20) n'est pas remplie le plasma disparaît en quelques microsecondes. La marge dépend fortement du profil du courant, elle diminue lorsque la distance plasma - coque augmente.

Le 3ème pôle  $s_3$  est positif, donc instable. Il est égal au taux de croissance résistif  $\gamma$  :

(21)

$$s_3 = \gamma = \frac{1}{T_c (\Lambda_c - 1)} \quad (\approx 2000 \text{ sec}^{-1})$$

La constante de temps résistive est donc plus petite que la constante de temps de la coque. Le système de rétroaction doit être conçu pour réagir avec une rapidité au moins égale à  $1/T_c$  divisé par la marge de stabilité idéale.

## 6. Stabilisation feedback avec bobine à l'extérieur

On considère d'abord le cas d'une bobine active placée à l'extérieur de la coque.



Il est légitime d'ignorer dès maintenant le terme d'inertie  $s^2 Mz$  de l'équ. (16) parce que le mode d'Alfvén est découplé du mode résistif en raison de la grande différence des temps caractéristiques.

### 6.1 Simulation de l'effet de peau

Une perturbation extérieure à la chambre à vide ne peut pas influencer instantanément le plasma en raison de l'effet de peau. Malgré le fait que notre modèle ne représente pas une coque fermée il est possible d'annuler exactement le mouvement au temps  $t=0$ . Il suffit de choisir une mutuelle  $M_{ic}$  adéquate. La solution du système d'équ. selon  $z$  est

$$z = \frac{U_1}{D} \begin{vmatrix} sM_{ic} (R_c + sL_c) & \\ N_1 I_p & N_c I_p \end{vmatrix} \quad (22)$$

En exigeant  $z=0$  au départ, on obtient la condition

$$M_{ic} = \frac{N_1}{N_c} L_c \quad (23)$$

Cette condition signifie que la bobine active embrasse tout le flux prouduit par le courant coque. En d'autres termes, il n'y a pas de flux de fuite initial susceptible de passer entre les bobinages  $I_c$  et  $I_1$ .

### 6.2 Simulation de la diffusion latérale

La condition ci-dessus améliore le modèle, mais elle n'est pas suffisante. Le courant de la coque localisé près de la bobine diffuse latéralement avec un retard

de phase qui augmente en même temps que la fréquence du courant de la bobine active [5]. Cela a pour effet de retarder le champ agissant sur le plasma. Le retard est à peu près constant, on le simule au moyen d'un circuit RC intercalé dans la chaîne d'amplification. Il suffit de diviser les gains  $G$  et  $G_v$  par  $(1 + sT)$  où  $T$  est le retard en question.  $T$  est de l'ordre de 0.25msec.

La stabilité ressort des propriétés du déterminant du système d'équ. (14) à (16). Avant de procéder au calcul il est judicieux d'introduire des grandeurs normalisées. Les paramètres liés à la géométrie sont

$$\Lambda_1 = \frac{N_1^2 I_p^2}{KL_1} \quad \Lambda_c = \frac{N_c^2 I_p^2}{KL_c} \quad \frac{\Lambda_1}{\Lambda_c} = \frac{N_1^2 L_c}{N_c^2 L_1} \quad (24)$$

$$p = 1 - \Lambda_1 \quad r = 1 - \frac{\Lambda_1}{\Lambda_c} \quad (25)$$

$p$  et  $r$  sont toujours positifs. Les gains normalisés du terme de position et du terme de vitesse s'écrivent

$$g = \frac{G\Lambda_1}{I_p N_1} \quad g_v = \frac{G_v \Lambda_1}{I_p N_1} \quad (26)$$

### 6.3 Choix des gains de rétroaction

Dans un premier temps, on néglige le retard  $T$  parce que le système doit en tout cas être stable dans cette condition. Le déterminant du système est alors

(27)

$$D = s^2 T_c^2 r (\Lambda_c - 1) + s T_c (g_v - p) + g T_c = 0$$

La condition nécessaire de stabilité demande que tous les coefficients soient positifs.  $\Lambda_c - 1$  l'est déjà, il faut encore que

$$g_v - p > 0 \quad (28)$$

Le terme de vitesse est donc nécessaire, il amortit le mouvement oscillatoire. On choisira une valeur confortable de  $g_v$ , par exemple

$$g_v = 2p \quad (29)$$

Le régime le plus favorable du point de vue puissance est le cas de l'amortissement critique donné par  $(g_v - p)^2 - 4r(\Lambda_c - 1)g T_c = 0$ , d'où

(30)

$$g T_c = \frac{p^2}{4r(\Lambda_c - 1)} \quad \text{pour } g_v = 2p$$

#### 6.4 Le passage aux grandeurs techniques

Pour le cas d'une bobine extérieure et avec une marge de stabilité  $\Lambda_c - 1$  égale à 10% on trouve

$$\Lambda_1 = 0,48$$

$$p = 0,52$$

$$r = 0,56$$

$$g_v = 1,04$$

$$g T_c = 1,20$$

L'étalonnage des coefficients d'amplifications est déterminé par les relations (26) et (30). Pour G on trouve

$$G = \frac{U_1}{z} = \frac{p^2 I_p N_1}{4r(\Lambda_c - 1)\Lambda_1 T_c} = 1600 \text{V/m pour } I_p = 10^6 \text{ Amp}$$

La tension appliquée à la bobine active, venant par le canal de position de l'amplificateur, sera de 32V lorsque le déplacement par rapport à la sonde est de 2cm, c'est-à-dire lorsque l'erreur de position est de 2cm.

On remarque que le gain dû au terme de position va comme l'inverse de la marge de stabilité idéale.

D'autre part il existe une relation utile entre la variation du flux au niveau de la sonde et le déplacement du plasma (non démontrée ici) :

$$\Delta \phi = N_1 I_p z$$

ce qui conduit à la relation

$$U_1 T_c = \frac{p^2 \Delta \phi}{4r(\Lambda_c - 1)\Lambda_1} = 2,50 \Delta \phi$$

on obtient  $\Delta \phi = 0,064 \text{Vsec}$  pour  $I_p = 10^6 \text{A}$  et  $z = 2 \text{cm}$ .

L'étalonnage du coefficient d'amplification  $G_v$  pour l'erreur de vitesse exige que

$$G_v = \frac{U_1}{dz/dt} = \frac{2p I_p N_1}{\Lambda_1} = 7,0 \text{Vsec/m}$$

La tension produite par le canal de vitesse de l'amplificateur est donc de 70V lorsque la vitesse du plasma par rapport à la sonde est de 10m/sec par exemple. Ce terme est indépendant de la marge de stabilité idéale.

### 6.5 Limite du taux de croissance stabilisable

Pour un retard T non nul, le déterminant s'écrit

(31)

$$D = s^3 T_c^2 T r (\Lambda_c - 1) + s^2 [T_c^2 r (\Lambda_c - 1) - p T T_c] + s T_c [g_v - p] + g T_c$$

En appliquant la condition de stabilité de Routh à cette équation du 3<sup>ème</sup> degré, on obtient la limite supérieure du retard, soit

(32)

$$\frac{T_c}{T} > \frac{g T_c}{g_v - p} + \frac{p}{r (\Lambda_c - 1)}$$

En pensant à (21), (29) et (30) le taux de croissance maximum stabilisable est égal à

(33)

$$\gamma < \frac{4r}{5p} \cdot \frac{1}{T} = \frac{0,86}{T} = 3400 \text{ sec}^{-1}$$

lors d'un retard de 0,25msec.

La limite inférieure de la marge de stabilité idéale est  $\Lambda_c - 1 = 1/3400 T_c = 6\%$  pour une constante de temps de la coque égale à 5msec. Au-dessous de cette valeur le mode résistif n'est plus stabilisable, quel que soit le gain choisi.

## 6.6 Calcul du courant et de la tension

On perturbe la boucle de rétroaction en y introduisant une consigne que l'on définit comme suit : pendant le processus d'allongement imposé au profil du plasma, les sondes de position aménagées à l'intérieur de la coque sont activées successivement à l'aide d'une méthode d'interpolation. On simule ainsi un déplacement des sondes. Le plasma devra suivre le mouvement selon cette consigne. Soit un déplacement à vitesse constante débutant au temps  $t=0$ . La tension appliquée à la bobine active s'écrit alors

$$U_1 = -G(z - x) - sG_v(z - x) \quad (34)$$

avec  $x = v/s^2$  (la transformée de  $x=vt$ ) où  $v$  est typiquement de 10m/sec. On résout les équations en plaçant  $vG/s^2 + vG_v/s$  au membre de droite de (14). La Fig. 4 montre le résultat dans le cas d'un taux de croissance de  $\gamma=2000\text{sec}^{-1}$  et pour un retard  $T$  de 0,25msec dû à la diffusion du courant de la coque. On remarque que l'évolution est oscillante, à cause de la proximité de l'instabilité qui interviendrait vers  $\gamma=3400\text{sec}^{-1}$ .

En vue d'évoluer la puissance nécessaire, il a été admis que la consigne ne dépassera jamais 2 cm, valeur atteinte en 2msec (voir plus bas).

Le courant atteint la valeur de

$$I_1 = 15\text{kA}$$

et la tension subit un overshoot de

$$U_1 = 110\text{V} \text{ (55V par spire)}$$

La puissance de rétroaction, sans les pertes ohmiques dans les conducteurs, s'élève à 1650kVA.

### 7. Stabilisation feedback avec bobine à l'intérieur

Malgré les difficultés de construction, une bobine placée à l'intérieur possède trois avantages de principe. Premièrement, il n'y a plus de retard causé par la diffusion du courant coque. La condition (33) tombe. La nouvelle limite du taux de croissance est maintenant fixée par la bande passante des amplificateurs.

Deuxièmement, une partie du flux peut passer immédiatement entre la bobine et la coque, et agir sans délai sur le plasma. L'inductivité mutuelle prend une valeur plus petite que celle donnée par l'expression (23). Il faut écrire

(35)

$$M_{1c} = m \frac{N_1}{N_c} L_c \quad (m < 1)$$

L'estimation à partir de la géométrie donne un flux de fuite de 15%, donc  $m \approx 0,85$ .

Troisièmement, les besoins en puissance sont diminués parce que la bobine est plus près du plasma.

Voici les nouvelles valeurs des paramètres qui interviennent dans le calcul du courant et de la tension, toujours pour  $\Lambda_c - 1 = 10\%$  et pour un courant plasma de  $10^6$  Amp :

$$\Lambda_1 = 0,61$$

$$p = 0,39$$

$$r = 0,45$$

$$g_v = 0,78$$

$$gT_c = 0,85$$

$$G = 995V/m$$

$$G_v = 5,5Vm/sec$$

La Fig. 5 montre le courant et la tension dans le cas d'un taux de croissance de  $2000sec^{-1}$ . La Fig. 6 montre le déplacement, comparé à la consigne.

## 8. Conclusions

- 1) La stabilisation au moyen de bobines actives placées à l'extérieur de la coque n'est pas possible pour des taux de croissance résistifs supérieurs à 15 fois l'inverse de la constante de temps de la coque.
- 2) Dans le domaine des taux de croissance stabilisables, la bobine extérieure demande beaucoup plus de puissance qu'une bobine intérieure.
- 3) La puissance de stabilisation est pratiquement indépendante du taux de croissance quand la bobine est à l'intérieur.
- 4) L'expression générale du courant est la suivante :

(36)

$$I_1 \cong \frac{I_p N_1 x}{2 \Lambda_1 L} \quad (5,5 \text{ kA})$$

Le courant nécessaire dépend essentiellement de la consigne de position. Si l'on choisit  $x=2cm$ , donc après une attente de  $2msec$  on trouve  $I_1=5,5kA$  pour un courant plasma  $I_p$  de  $10^6A$ .

L'expression générale de la tension est la suivante



(37)

$$U_1 \cong \frac{I_p N_1 (1 - \Lambda_1) v}{\Lambda_1} \quad (23V)$$

La tension nécessaire dépend essentiellement de la consigne de vitesse. Si on la fixe à 1cm/msec on trouve  $U_1=23V$ . La puissance de rétroaction s'avère être égale à environ 130kVA pour un courant plasma de  $10^6A$ , lorsque la bobine est à l'intérieur de la chambre à vide.

Le choix de la consigne a été dicté par les considérations suivantes : le processus d'allongement du profil aura lieu à une vitesse qui pourra atteindre 5m/sec avec des irrégularités probables de  $\pm 5m/sec$ . Pour cette raison, un changement de vitesse de 10m/sec a été admis pour la consigne. Ensuite, les alimentations des bobines de façonnage telles qu'elles sont prévues, auront un temps mort de l'ordre de 2msec en raison du délai de commutation. Après ce laps de temps, la consigne  $x$  prend la valeur de 2cm.

Le laps de temps de 2msec dépasse de loin le temps caractéristique  $T_c(\Lambda_c-1)$ , qui est de l'ordre de 0,5msec. Donc les expressions du courant (36) et de la tension (37) sont proches des valeurs stationnaires. C'est la raison pour laquelle la puissance ne dépend pas de la constante de temps de la coque.

- 5) Dans ce travail, il n'a jamais été question des perturbations occasionnées par l'ensemble des bobines de façonnage. Le système de rétroaction réagit, en vertu de son essence même, à ces perturbations. D'autre part, le système rapide devra être découplé du système lent au moyen d'un filtre adéquat, mais dissipateur d'énergie. Ces deux raisons incitent à introduire un facteur de sécurité d'au moins deux sur la valeur du courant et de la tension. Il est donc prudent de prévoir une puissance de rétroaction autour de 1/2 à

1MVA.

## 9. Annexe

Si l'on prend en compte la résistance de la bobine active, le déterminant du système d'équation doit être complété comme suit :

$$D = s^2 T_c^2 [(\Lambda_c - 1) (r + 2\varepsilon \frac{\Lambda_1}{\Lambda_c}) + \varepsilon^2 \frac{\Lambda_1}{\Lambda_1} + \varepsilon g_v] +$$

(27bis)

$$+ s T_c [g_v - p + \varepsilon g T_c + \frac{T_c}{T_1} (\Lambda_c - 1)] + g T_c - \frac{T_c}{T_1}$$

avec  $\varepsilon = 1 - m$ . Et puis  $T_1 = L_1 / R_1$  est la constante de temps de la bobine active. La condition de stabilité demande que tous les coefficients du polynôme soient positifs. Il faut donc en 1<sup>er</sup> lieu que  $g > 1/T_1$ . De plus, si l'on examine le coefficient du terme linéaire on remarque que celui-ci peut être maintenu positif en l'absence du terme de vitesse du gain,  $g_v = 0$ . Il suffit de choisir le terme de position  $g$  du gain assez grand. Ce choix est obligatoire lorsque la résistance  $R_1$  est grande. On peut donc dire que la résistance de la bobine active est bénéfique pour la stabilité. La résistance peut être augmentée artificiellement au moyen d'une adjonction d'un terme proportionnel au courant  $I_1$  dans la boucle de rétroaction.

## Références

- 1 E. Bertolini et al. : JET Contributions to the 11th Symposium on Fusion Engineering, Austin, Texas, U.S.A., Nov. 1985, P. Noll et al. p. 3 - 1
- 2 F. Schneider, Fusion Technology, Vol. 2, p. 1227, Jülich 1982
- 3 R. Keller, INTOR, Phase IIA, Critical issues, European Contributions to the

INTOR - Phase II A Workshop, Vol. III, p. x - 65, Dec. 1982, Brussels

4 R. Keller, Rapport INT 123/85, Déc. 1985

5 A. Perez, Communications privées

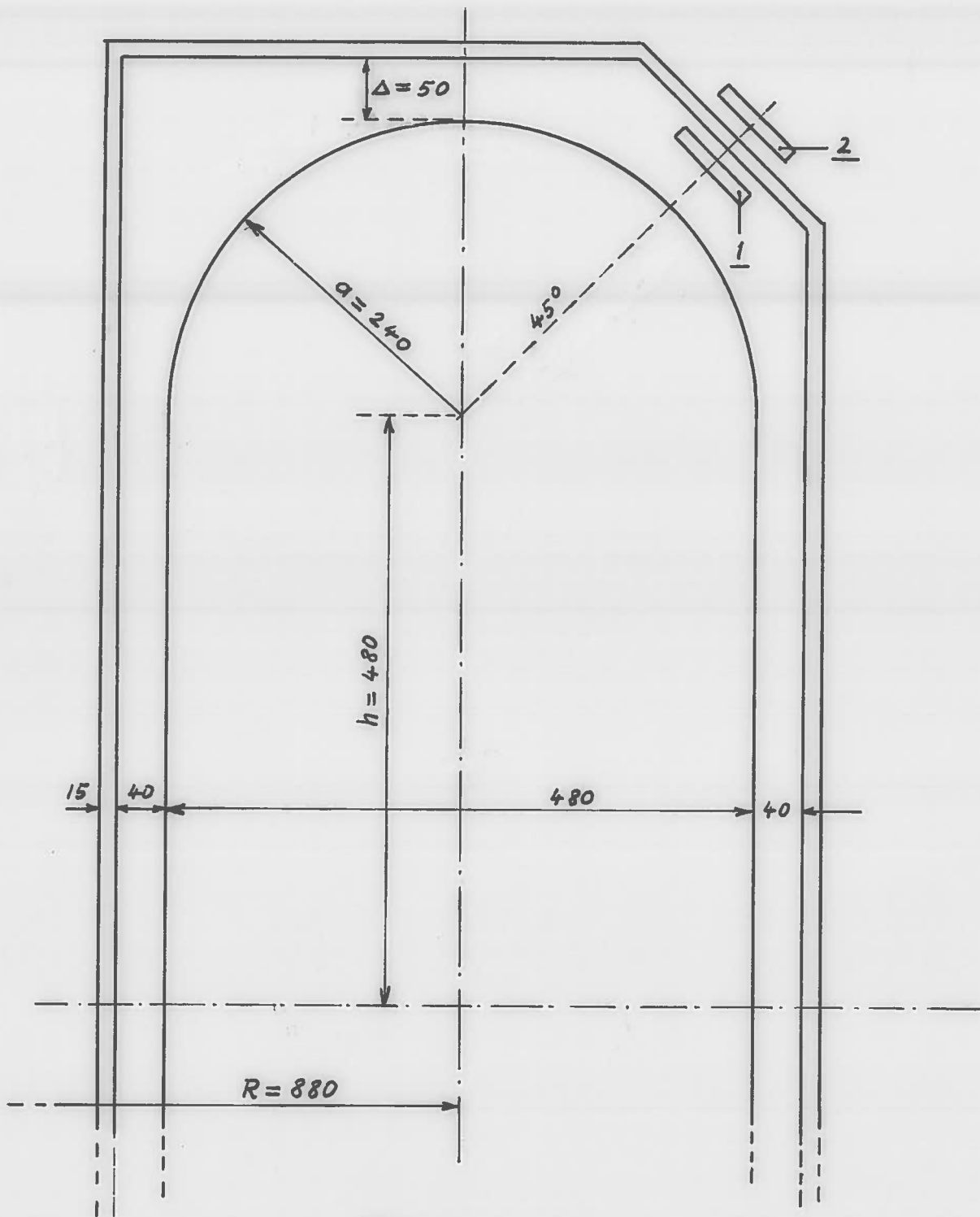


Fig. 1

Bobine active à l'intérieur 1, ou bien à l'extérieur 2

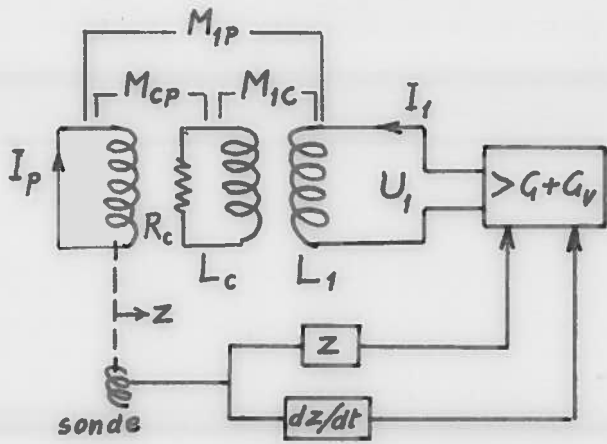


Fig. 2

Le circuit équivalent

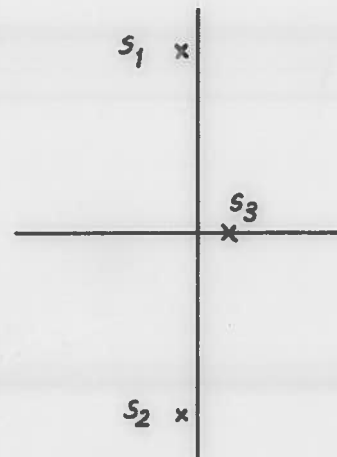


Fig. 3

Les pôles en l'absence de feedback

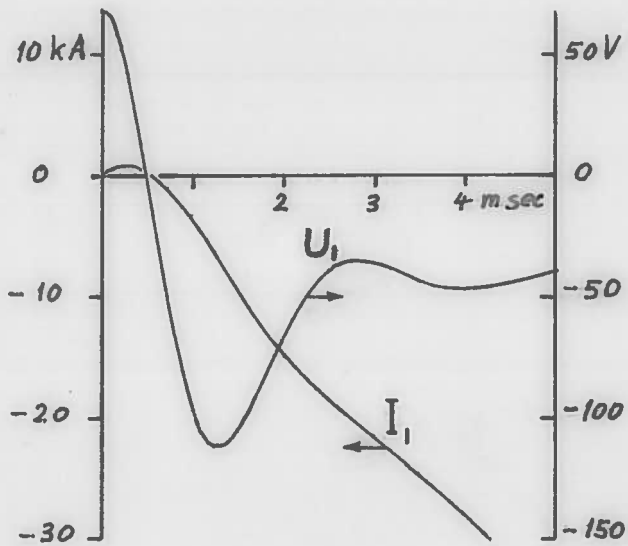


Fig. 4

Réponse dans le cas d'une bobine extérieure

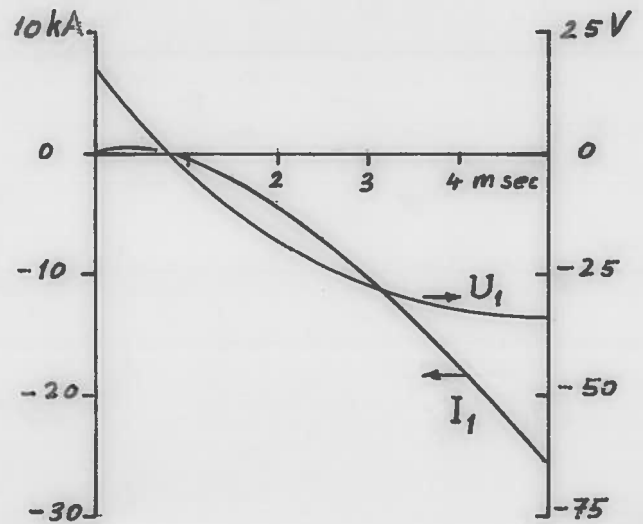


Fig. 5

Réponse dans le cas d'une bobine intérieure

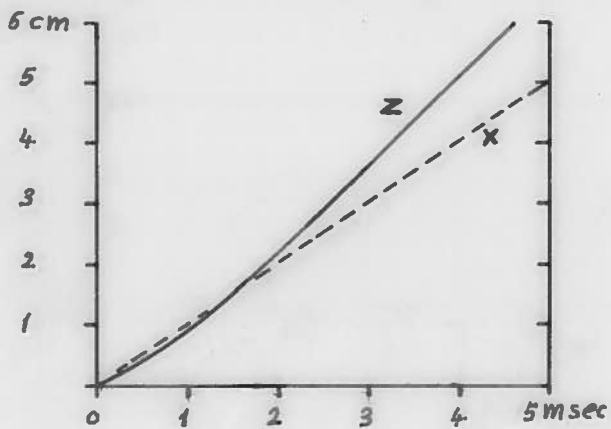


Fig. 6

Bobine intérieure  
Déplacement z  
Consigne x