

JANVIER 1978

INT 87/78

Données de base pour l'exécution de  
l'alimentation du champ vertical

R. Keller

Centre de Recherches en Physique des Plasmas

ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE

## 1. Introduction

Les données du circuit sont calculées selon la procédure exposée dans les rapports internes INT 77/77 et INT 83/77. Les puissances mises en jeu dans le cas du TCA se trouvent tout à fait dans un domaine contrôlable par des tubes électroniques, tant pour la formation du champ vertical proprement dit, que pour le réglage par servo-contrôle de la position d'équilibre du plasma. Le grand avantage des tubes électroniques sur les thyristors est d'une part l'absence de perturbation rayonnées par le chopper à thyristor, et d'autre part la plus grande rapidité de réglage. (Un petit tokamak réagit plus rapidement). L'amplificateur sera similaire à celui qui a été conçu pour la stabilisation par rétroaction du screw pinch, INT 43/73.

## 2. Grandeurs algébriques d'un circuit sans transformateur.

La géométrie du TCA envisagée en ce moment est illustrée dans la fig. 1. Nous idéalisons cette géométrie en la ramenant à un système cylindrique (très grand rapport d'aspect) :

a et R : petit et grand rayon du plasma

b : rayon d'une coque cylindrique de même volume

c : rayon de l'enroulement du champ vertical réparti sinusoidalement dans le sens azimutal. Sa valeur sera une moyenne pondérée des distances des spires à l'axe.

Le mouvement du plasma est un mode  $m=1$ ,  $k=0$ , donc le courant de la coque possède aussi une répartition en  $\cos\theta$ . Le nombre d'Ampère-tours et le champ vertical à l'équilibre calculés dans cette situation à l'aide des formules de Mukhovatov et Shafranov, correspondent à mieux de 10 % aux valeurs de Cheetham obtenues avec le code d'équilibre.

Le schéma électrique équivalent est indiqué dans la fig. 2. L'élément amplificateur est maintenant une triode ou une tétrode à la place du thyristor considéré dans le rapport INT 83/77. Toute la dynamique est considérée sous l'aspect d'un phénomène à l'enclenchement, car il est important que l'amplificateur puisse contrôler la phase initiale de la décharge.

Nous espérons maîtriser ainsi le moment critique du démarrage.

$U_0$  désigne la tension non intégrée de la sonde de détection Rogowski du courant plasma.  $J_0$  est un courant fictif proportionnel à la force centrifuge du plasma. Dans l'état stationnaire l'amplificateur doit fournir précisément ce courant, dans le sens contraire, pour maintenir le plasma en équilibre. Le déplacement  $\xi$  du plasma est donné par

$$\xi = - \frac{L_p}{\hat{x}} (J_c + J_0) \quad (1)$$

Dans l'état stationnaire  $J_c$  devient égal à  $J_a$  qui, à son tour, doit tendre vers  $-J_0$ .

Rappelons que  $U_b$  est la tension de la sonde qui détecte la position du plasma. Cette sonde est formée d'une boucle toroïdale plaquée à la coque. L'intégrale donne la perturbation du flux vertical. Une meilleure définition de la position du plasma pourrait être obtenue en combinant cette sonde avec une sonde localisée (voir Hugill et Gibson, CLM-P382). La question des sondes devra être reconsidérée en temps voulu.

Examinons la réponse du circuit dans le cas d'une résistance de l'enroulement nulle,  $R_a = 0$ , mais avec un tube électronique de résistance interne finie. Les transformées de Laplace des équations du circuit sont :

$$(sL_t + R_c)J_c - R_c J_a = -sL_p J_0 \quad \text{avec } L_t = L_p + L \quad (2)$$

$$-J_a = S U_g + \frac{U_a}{R_i} \quad (3)$$

$$U_b = (J_a - J_c) R_c \quad (4)$$

$$U_g = \frac{h}{s\tau} (U_b + U_0) \quad (5)$$

$$U_a - U_b = sL_a J_a \quad (6)$$

$S$  et  $R_i$  désignent respectivement la pente et la résistance interne du tube électronique. Les autres grandeurs ont été définies dans les rapports cités plus haut.

La grandeur qui nous intéresse d'abord est le déplacement  $\xi$ . La solution des équations ci-dessus est, pour la transformée de Laplace  $\xi(s)$  de  $\xi(t)$

$$\xi(s) = \frac{R_c L_p}{\hat{\alpha} \rho L_a L_t (s-s_1)(s-s_2)} \left\{ \frac{R_c \alpha U_0}{s L_t} - \left[ \frac{s^2 \rho L_a L}{R_c} + s(L + \rho L + \rho L_a) + R_c \left( 1 + \frac{\alpha L}{L_t} \right) \right] J_0 \right\} \quad (7)$$

$s_1$  et  $s_2$  sont les pôles du déterminant D :

$$D = \frac{s^2 \rho L_a}{R_c} + s \left( 1 + \rho + \frac{\rho L_a}{L_t} \right) + \frac{R_c}{L_t} (\alpha + 1) = 0 \quad (8)$$

$\alpha$  est un facteur d'amplification normalisé

$$\alpha = \frac{h S L_t}{\tau} \quad (9)$$

et  $\rho$  est une abréviation

$$\rho = \frac{R_c}{R_i} \quad (10)$$

Pour mieux reconnaître le mouvement nous admettons une variation type du courant plasma, de la forme  $1 - \exp(s_3 t)$ . Nous avons démontré que le courant fictif  $J_0$  est proportionnel au courant plasma, soit

$$J_0(t) = \hat{J}_0 (1 - e^{s_3 t}) \quad s_3 < 0 \quad (11)$$

Le temps de montée est typiquement de 2 m sec, donc  $s_3 = -5$  oo  $\text{sec}^{-1}$ . L'intégrale de la tension  $U_0$  aura évidemment la même forme, ainsi les transformées de Laplace à introduire dans (7) sont

$$J_0(s) = \frac{-s_3 \hat{J}_0}{s(s-s_3)} \quad \text{et} \quad U_0(s) = \frac{\hat{U}_0}{s-s_3} \quad (12)$$

La condition asymptotique  $\xi(t \rightarrow \infty) = 0$  mène à la solution

$$\alpha U_0 = s J_0 (L_t + \alpha L) \quad (13)$$

qui représente l'étalonnage de la sonde. Ainsi l'expression pour  $\xi$  se simplifie

$$\xi(s) = \frac{s_3 L_p \hat{J}_0}{\hat{\alpha} \rho L_t (s-s_1)(s-s_2)(s-s_3)} \left\{ s \rho L + R_c \left[ \frac{L}{L_a} + \rho \left( 1 + \frac{L}{L_a} \right) \right] \right\} \quad (14)$$

La transformée inverse de Laplace produit l'écart de la position d'équilibre. Sous cette condition, le courant et la tension anodique deviennent, en résolvant (2) à (6)

$$J_a(s) = \frac{R_c s_3 \hat{j}_0 \left\{ L(\alpha+1) + L_p(\rho+1) + \frac{R_c}{s}(\alpha+1) \right\}}{\rho L_a L_t (s-s_1)(s-s_2)(s-s_3)} \quad (15)$$

$$U_a(s) = \frac{R_c s_3 \hat{j}_0 \left\{ s(L_t + \alpha L) + R_c \left(1 + \frac{L}{L_a}\right)(\alpha+1) \right\}}{\rho L_t (s-s_1)(s-s_2)(s-s_3)} \quad (16)$$

### 2.1. Condition pour la résistance interne du tube électronique.

Le déplacement  $\xi(t)$  présente la forme d'une impulsion dont le maximum se trouve aux alentours de 2 m sec. Sa hauteur est très sensible à  $\rho$ . En passant de  $\rho = 0$  à  $\rho = 1$  la hauteur passe de 1,5 cm à 5 cm (en utilisant les données numériques mentionnées plus bas). Nous obtenons donc déjà une condition pour la résistance interne du tube :  $\rho < 0,3$  ou bien

$$R_i = \frac{R_c}{\rho} \quad \rho < 0,3 \quad (17)$$

Cette condition déterminera le rapport de transformation  $N$ , la résistance réelle du tube étant  $R_i^* = N^2 R_i$ .

Le courant anodique croît progressivement et atteint son maximum au temps  $t \rightarrow \infty$ . Sa valeur s'obtient à l'aide de la règle suivante :

$$J_a(t \rightarrow \infty) = s J_a(s) \Big|_{s \rightarrow 0} = - \hat{j}_0 \quad (18)$$

La tension anodique  $U_a(t)$  présente la forme d'une impulsion dont le maximum dépend de  $\rho$ . Entre  $\rho = 0$  et  $\rho = 0,3$  le maximum ne varie pas beaucoup. A la limite  $\rho = 0$  la tension fait un saut initial, puis redescend quasi-exponentiellement. Le saut  $U_a(t = +0)$  que nous appelons  $\hat{U}_a$  est la tension maximale que l'amplificateur doit pouvoir produire. A cette limite l'expression (16) devient

$$U_a(s) = \frac{s_3 L_a \hat{j}_0}{L_t (s-s_1)(s-s_3)} \left[ s(L_t + \alpha L) + R_c \left(1 + \frac{L}{L_a}\right)(\alpha+1) \right] \quad (19)$$

La valeur initiale s'obtient à l'aide de la règle suivante :

$$\hat{U}_a = s U_a(s) \Big|_{s \rightarrow \infty} = s_3 L_a \left(1 + \frac{\alpha L}{L_t}\right) \hat{j}_0 \quad (20)$$

La tension maximale dépend essentiellement de la rapidité de montée  $s_3$  du courant plasma. Le facteur d'amplification  $\alpha$  n'a pas grande influence parce que  $L_t/L$  est grand, comme nous le verrons.

## 2. 2. Puissance de commutation et impédance du tube.

La puissance de commutation du tube électronique est égale au produit des expressions (18) et (20). L'impédance aux bornes du tube est égale au quotient de (20) et (18) multiplié par le carré du rapport de transformation

$$I_{mp}^* = \frac{U_a^*}{J_a^*} = \frac{N \hat{U}_a}{\hat{j}_o/N} = -N^2 s_3 L_a \left(1 + \frac{\alpha L}{L_t}\right) \quad (21)$$

$U_a^*$  et  $J_a^*$  sont les valeurs extrêmes de la tension anodique et du courant anodique réels du tube.

## 2. 3. Rigidité de la boucle de rétroaction.

Soit  $\Delta \hat{U}_o$  une erreur de la tension de commande causant une erreur de la position d'équilibre  $\Delta \xi$ , dans le cas d'une variation lente. D'après (7) nous obtenons facilement la relation suivante :

$$\frac{\Delta \xi}{\xi} = - \frac{1 + \alpha L/L_t}{\alpha + 1} \cdot \frac{\Delta \hat{U}_o}{\hat{U}_o} \quad (22)$$

La rigidité augmente avec  $\alpha$ . Une limite raisonnable de l'amplification peut être évaluée comme suit :

Si  $\alpha$  dépasse  $L_t/L$  l'erreur de position ne diminue plus beaucoup.

Nous verrons que  $L_t/L = 6$ . Donc  $\alpha$  ne devrait pas dépasser 6. D'autre part nous avons intérêt à limiter la tension  $\hat{U}_a$  dans la mesure du possible.

Une valeur arbitraire de 4 nous semble être un bon compromis :

$$\alpha = 4 \quad (23)$$

## 3. Grandeurs algébriques d'un circuit avec transformateur.

Un transformateur ne serait pas nécessaire en principe, il suffirait d'adapter le nombre de spires de l'enroulement à l'impédance du tube. Mais on

perdrait la faculté d'un servo-contrôle du champ vertical partant de zéro, parce que la caractéristique d'un tube électronique de puissance devient fortement non linéaire au dessous d'environ 10 % du courant nominal.

Donc un système symétrique s'impose. Nous proposons de brancher un transformateur entre l'enroulement et des tubes électroniques connectés en push-pull. Ainsi le courant peut être commandé à partir de zéro. Comme la bande passante n'est que de quelques centaines de Hz un noyau de fer conventionnel est utilisable. Un autre avantage réside dans la possibilité de coupler facilement un amplificateur destiné à la stabilisation verticale. Il est probable qu'une telle stabilisation sera nécessaire.

Le schéma équivalent est montré dans la fig. 3. Ici la résistance  $R_a$  de l'enroulement n'est pas négligée. Cette dernière, conjointement avec l'inductivité  $L_o$  du transformateur, introduit un nouveau pôle  $s_4$  dans le déterminant des équations. Ce pôle fait apparaître une dérive de la position d'équilibre qui est d'environ 1 cm en 40 m sec, dans un cas typique. Comme la dérive est faible, il est facile de la compenser en modifiant un peu la fonction de transfert du préamplificateur. Il suffit d'intercaler un circuit électronique très simple qui a comme effet de multiplier la constante  $\alpha$  par  $(s + \sigma) / s$ , où  $\sigma$  est voisin de  $-s_4$ . Les équations du système deviennent alors :

$$(sL_t + R_c) J_c - R_c J_b = -s L_p J_o \quad (24)$$

$$-J_a = S U_g + \frac{U_a}{R_i} \quad (25)$$

$$U_b = R_c (J_b - J_c) \quad (26)$$

$$U_g = \frac{\alpha}{s S L_t} \cdot \frac{s + \sigma}{s} (U_b + U_o) \quad (27)$$

$$U_a = s L_o J_a - s M J_b \quad (28)$$

$$-U_b = -sM J_a + (sL_o + sL_a + R_a) J_b \quad (29)$$

Nous n'allons pas écrire ici les solutions explicites de ce système. En outre, il n'est pas nécessaire de considérer la résistance interne  $R_i$  du tube pour étudier la dérive. Avec  $R_i = \infty$  les équations pour  $J_c$ ,  $J_b$  et  $J_a$  deviennent :

$$(sL_t + R_c) J_c - R_c J_b + 0 = -sL_p J_o \quad (30)$$

$$sL_t \alpha (s+\beta') J_c + 0 + s^2 L_t J_a = -(sL_p J_o + U_o) \alpha (s+\beta') \quad (31)$$

$$R_c J_c - A J_b + sM J_a = 0 \quad (32)$$

Nous introduisons les abréviations suivantes :

$$A = s(L_o + L_a) + R_c(1+\mu) \quad \mu = \frac{R_a}{R_c} \quad (33)$$

Le déterminant devient

$$D = s^2 L_t \left\{ s^2 L_t (L_o + L_a) + s R_c [L_o + L_a + L_t(1+\mu) + \alpha M] + \mu R_c^2 + \beta' \alpha M R_c \right\} \quad (34)$$

Les deux pôles sont très différents d'un de l'autre, ce qui permet d'écrire en très bonne approximation

$$s_1 = \frac{-R_c}{L_t(L_o + L_a)} \left[ L_o + L_a + L_t(1+\mu) + \alpha M \right] \quad (35)$$

$$s_2 = - \frac{\mu R_c + \beta' \alpha M}{L_o + L_a + L_t(1+\mu) + \alpha M} \quad (36)$$

Il y a deux conditions à remplir.

a) le courant  $J_c$  doit tendre vers  $-\hat{J}_o$ , soit  $J_c(t \rightarrow \infty) = -\hat{J}_o$ .

La condition asymptotique devient maintenant

$$U_o = s J_o \left[ \frac{L_t(L_o + L_a + L)}{\alpha M} + L \right] \quad (37)$$



b) suppression de la dérive. Le terme en  $\exp(s_4 t)$  de  $J_c$  doit disparaître. Ceci détermine  $\sigma$ , et  $s_4$  subsidiairement

$$\sigma = \frac{R_a}{L_o + L_a + L} \quad \text{et} \quad s_4 \cong -\sigma \quad (38)$$

### 3. 1. Supplément de puissance nécessité par le transformateur.

Comme déjà mentionné, toutes les grandeurs calculées jusqu'ici sont relatives à une coque ayant une seule spire. Nous admettons le nombre de spires du primaire et du secondaire égaux entre eux. Le rapport de transformation sera introduit plus bas. Soit  $L_o$  l'inductivité à vide et  $M$  l'inductivité mutuelle. L'inductivité de fuite est définie par

$$L_F = L_o - \frac{M^2}{L_o} \quad (39)$$

L'inductivité de la charge au secondaire, pour une variation lente, est  $L_a + L$ . Un bon transformateur est caractérisé par une grande valeur des rapports  $L_o / (L_a + L)$  et  $(L_a + L)/L_F$ . Appelons  $\varepsilon$  l'inverse de ces deux rapports, que nous admettons égaux entre eux :

$$\varepsilon = \frac{L_a + L}{L_o} \quad \varepsilon = \frac{L_F}{L_a + L} \quad \varepsilon \ll 1 \quad (40)$$

Pour un courant secondaire donné, formule (18), le courant que le tube doit fournir au primaire est

$$J_a = -\hat{J}_o \left[ (1+\varepsilon) \frac{L_o}{M} + \frac{R_a}{M} t \right] \cong -\hat{J}_o \left[ 1 + \varepsilon + \frac{R_a}{L_o} t \right] \quad (41)$$

Le terme contenant  $t$  est dû à la compensation de la dérive.

Pour une tension secondaire donnée, formule (20), la tension au primaire doit être multipliée par  $1 + \varepsilon$ .

### 3. 2. Le flux du transformateur.

Comme le flux est limité par la saturation du fer, il importe de connaître sa valeur. Le flux est égal à l'inductivité  $L_o$  multipliée par le courant de magnétisation  $J_a - J_b$ . En résolvant les équations (30) à (32) nous obtenons dans l'approximation  $\varepsilon \ll 1$

$$\phi = - \hat{J}_o (L_a + L + R_a t) \quad (42)$$

La part due à  $L_a + L$  est égale au flux transféré au Tokamak, sa valeur est évidente ( le flux est piégé dans le circuit secondaire si  $R_a = 0$ ). Et la part due à  $R_a t$  constitue le flux perdu.

#### 4. Dimensionnement du transformateur.

Afin d'obtenir une faible inductivité de fuite on a avantage à confectonner les enroulements aussi longs que possible et de les répartir sur les deux bras d'un noyau de fer en forme de U. Les dimensions sont définies dans la fig. 4.

- Q section du fer
- l entre-fer
- h longueur d'une bobine
- d espacement moyen entre primaire et secondaire
- e épaisseur moyenne du cuivre
- $l_{cu}$  longueur moyenne d'une spire
- $Q_{cu}$  section totale du cuivre du secondaire
- $\eta$  résistivité du cuivre
- n nombre de spires normalisé à 1 spire de la coque
- $R_{cu}$  résistance du secondaire

Nous effectuons un certain choix arbitraire dans les rapports des grandeurs afin d'obtenir des formules pratiques pour le dimensionnement.

Données :  $l_{cu} = 4 \cdot 1,3 \sqrt{Q}$        $h = 4 \sqrt{Q}$  (43)

$$Q_{cu} = 2 eh = 8 e \sqrt{Q}$$

$$L_F = \frac{\mu_o n^2 d l_{cu}}{2 h} = 0,65 \mu_o n^2 d$$
 (44)

$$L_o = \mu_o n^2 \frac{Q}{l}$$

$$\frac{L_F}{L_o} = 0,65 \frac{l d}{Q} \equiv \epsilon^2$$
 (45)

$$\frac{L_F}{L_b} \equiv \epsilon \quad \frac{L_b}{L_o} \equiv \epsilon \quad \text{avec } L_b = L_a + L$$

En fixant l'induction maximale permise B, le flux  $\Phi$  et  $\varepsilon$ , nous obtenons les caractéristiques du transformateur:

$$Q^2 = \frac{0,65 \mu_0 d \Phi^2}{\varepsilon L_b B^2} \quad (46)$$

$$l^2 = \frac{\mu_0 \varepsilon^3 \Phi^2}{0,65 d L_b B^2} \quad (47)$$

$$n^2 = \frac{\varepsilon L_b}{0,65 \mu_0 d} \quad (48)$$

$$R_{cu} = \frac{\eta \varepsilon L_b}{\mu_0 e d} \quad (49)$$

$$\text{poids du fer} = 120 Q^{3/2} \quad (50)$$

$$\text{poids du cuivre} = 740 Q e \quad (51)$$

#### 4. 1. Condition pour la résistance du circuit secondaire.

La résistance  $R_{cu}$  s'ajoute à celle de l'enroulement du champ vertical. Il serait donc illogique de rendre  $R_{cu}$  plus grand que  $R_a$ . D'autre part, le transformateur devient d'autant plus volumineux que la résistance est petite. Nous sommes donc amenés à un compromis que nous allons formuler comme suit : Dans l'expression pour le flux, formule (42), la résistance  $R_a$  s'entend en fait pour  $R_a + R_{cu}$ . La part du flux perdu ne devrait pas dépasser le flux transféré, dans une conception bien équilibrée d'un Tokomak. La condition s'écrit donc ainsi :

$$(R_a + R_{cu})l < L_a + L \quad \text{et} \quad R_{cu} < R_a \quad (52)$$

5. Valeurs numériques.

5. 1. Données du circuit.

$$R = 0,6 \text{ m}$$

$$a = 0,18 \text{ m} \quad b = 0,244 \text{ m} \quad c = 0,35 \text{ m}$$

$$B_{\varphi} = 1 \text{ (10k Gauss)}$$

$$\hat{q} = 3 \text{ (facteur de sécurité lorsque } J_{\varphi} = \hat{J}_{\varphi})$$

$$li = 1 \text{ (courant piqué)}$$

$$\beta = 0,5$$

$$m = 0,65 \text{ (indice du champ)}$$

$$\Gamma = 1n \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{li}{2} + \beta = 2,78$$

$$\hat{J}_{\varphi} = \frac{2\pi a^2 B_{\varphi}}{\mu_0 R \hat{q}} = 90 \cdot 10^3 \text{ A (courant plasma)}$$

$$\hat{B}_v = \frac{\mu_0 \Gamma \hat{J}_{\varphi}}{4\pi R} = 0,042 \quad (420 \text{ Gauss})$$

$$\hat{J}_0 = - \frac{b \Gamma \hat{J}_{\varphi}}{\pi R} = - 32,4 \cdot 10^3 \text{ Ampère-Tours}$$

La force centrifuge est donnée par  $F_c = - \frac{\mu_0}{2} \Gamma J_{\varphi}^2$

Le rapport force/courant est  $\alpha = \frac{F_c}{J_0} = \frac{\mu_0 \pi R J_{\varphi}}{2b} \quad \hat{\alpha} = 0,437 \text{ Vsec/m}$

L'inductivité apparente du plasma est  $L_p = \frac{\mu_0 \pi^2 R^3}{(3-2m) \Gamma b^2} \approx 9,15 \cdot 10^{-6} \text{ Hy}$

Citons une grandeur qui intervient souvent  $\frac{L_p \hat{J}_0}{\hat{\alpha}} = - \frac{R}{\frac{3}{2} - m} = -0,71 \text{ mètre}$

Par L nous entendons, dans les rapports précédents, l'inductivité due au champ entre coque et plasma. Mais lors d'un mouvement lent ce n'est pas cette inductivité-là qui intervient. Le champ vertical diffuse dans le plasma en un temps de l'ordre de  $10 \mu\text{sec}$ . Or nos constantes de temps sont typiquement de 1 msec, donc la présence du plasma perturbe très peu le champ vertical à l'intérieur de la coque. Pour L il faut donc prendre l'inductivité de la coque sans plasma :

$$L = \frac{\pi^2}{4} \mu_0 R = 1,85 \cdot 10^{-6} \text{ Hy} \quad L_t = L_p + L = 11 \cdot 10^{-6} \text{ Hy}$$

L'inductivité de l'enroulement du champ vertical a été mesurée à l'aide d'un modèle réduit. Dans une configuration de grandeur réelle elle sera de  $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ Hy}$ , ramenée à un enroulement d'une spire. Comme cet enroulement n'est pas plaqué à la coque, mais situé à une certaine distance, il faut augmenter le nombre des spires d'un facteur  $c/b \cong 1,4$  pour qu'à courant égal la force reste la même. Le nombre effectif de spires est inférieur d'un facteur 1,4 au nombre réel. Donc l'inductivité ramenée à une spire de la coque est égale à  $1,1 \cdot 10^{-6}$  fois  $(c/b)^2$  ce qui fait

$$L_a = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ Hy}$$

La bobine prévue actuellement, qui aura 40 spires, ne possèdera qu'un nombre de spires effectif de  $40 : 1,4 \cong 28$  spires. Si le nombre de spires du transformateur, ramené à une spire de la coque, est  $n$  (formule (48)), le nombre réel de spires qu'il faut enrouler au secondaire est de  $28 n$  (et non pas  $40n$ ). Tandis que le nombre de spires du primaire est toujours égal à  $n$  fois  $N$ , indépendamment du nombre de spires au champ vertical.  $N$  est fixé par la relation (22), il dépend de la caractéristique des tubes choisis.

La résistance de la coque est égale à

$$R_c = \frac{\pi^2 \eta_i R}{2 b e_i} = 2 \cdot 10^{-3} \Omega$$

où  $\eta_i = 1,2 \cdot 10^{-6} \Omega m$  désigne la résistivité de l'Inconel

et  $e_i = 7 \cdot 10^{-3} m$  l'épaisseur moyenne de la coque.

Voici encore les pôles, formules (35) à (38)

$$s_1 = -916 \text{ sec}^{-1} \quad s_4 = -1,07 \text{ sec}^{-1} \quad \theta' = 1,12 \text{ sec}^{-1}$$

## 5.2. Grandeur du transformateur.

Les valeurs adoptées, à la suite de quelques essais sont les suivantes

$$E = 0,1 \quad B = 1,5 \text{ (15 kG dans le fer)}$$

$$d = 3 \cdot 10^{-2} m \quad e = \frac{d}{2} = 1,5 \cdot 10^{-2} m$$

$$\text{Formule (49) : } R_{cu} = 14 \cdot 10^{-6} \Omega$$

La résistance de l'enroulement du champ vertical, ramené à 1,4 spires, est

$$R_a = 36 \cdot 10^{-6} \Omega$$

Pour une durée de la décharge de

$$t = 40 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$$

la part du flux perdu, formule (42), devient

$$-\hat{j}_0 (R_a + R_{cu}) t = 0,065 \text{ Vsec}$$

Le flux transféré est

$$-\hat{j}_0 (L_a + L) = 0,132 \text{ Vsec}$$

Il faut donc compter avec un flux total de

$$\phi \cong 0,2 \text{ Vsec}$$

Avec ceci, nous obtenons

$$(46) \quad Q = 33 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \quad \text{et} \quad \sqrt{Q} = 0,18 \text{ m}$$

$$(47) \quad l = 17 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$(48) \quad n = 4,06$$

$$(50) \quad \text{poids du fer} = 0,71 \text{ tonne}$$

$$(51) \quad \text{poids du cuivre} = 0,36 \text{ tonne}$$

Pour un enroulement du champ vertical de 40 spires, le nombre de spires au secondaire du transformateur est égal à  $28 \cdot n = 114$  spires.

### 5. 3. Tension anodique et courant anodique

La tension anodique de pointe  $U_a^*$  est donnée par (20) multiplié par  $1 + \epsilon$  et par  $N$ , ce qui fait 65 volts fois  $N$ . Mais les pointes de tension seront arrondies en pratique. Nous estimons que la tension ne dépassera pas  $50 N$ , soit

$$U_a^* = 50 N \text{ [V]}$$

Le courant anodique  $J_a^*$  est donné par (41) divisé par  $N$

$$J_a^* = \frac{37 \cdot 10^3}{N} \text{ [A]}$$

La puissance de commutation est de 1,85 MVA.

Connaissant l'impédance des deux tubes branchés en push-pull, le facteur de transformation devient

$$N = \left[ \frac{Imp^*}{1,35 \cdot 10^{-3} \Omega} \right]^{1/2}$$

#### 6. Choix des tubes électroniques.

La valeur de l'impédance la plus favorable est déterminée par la variation maximale de tension  $U_a^*$  divisée par la variation maximale du courant  $J_a^*$  que le ou les tubes permettent.

$$Imp^* = \frac{U_a^*}{J_a^*} = 1,35 \cdot 10^{-3} N^2$$

La résistance interne obéit à la condition (17)

$$R_i^* = \frac{R_c N^2}{\rho} \quad \text{avec} \quad \rho < 0,3$$

Le quotient des deux grandeurs devient, pour  $R_c = 2 \cdot 10^3$

$$\frac{Imp^*}{R_i^*} = 0,68 \rho < 0,2$$

Cette condition exclut l'emploi d'une triode, car le rapport correspondant est plutôt de l'ordre de l'unité. Il faut faire appel à une tétrode dont la résistance interne est relativement élevée.

Après consultation d'un catalogue de tubes, par exemple le catalogue Siemens, nous portons notre choix, provisoirement, sur la tétrode RS 1084 C. La puissance mise en jeu demande 4 tubes branchés en parallèle deux à deux, et les deux groupes mis en push-pull. Les valeurs sont les suivantes :

Résistance interne du système  $R_i^* = 1200 \Omega$

Variation de tension de 2 tubes en push-pull  $U_a^* = 20'600 \text{ V}$

Variation de courant de 2 tubes en parallèle  $J_a^* = 90 \text{ A}$

$$Imp^* = 230 \Omega$$

$$\rho = \frac{Imp^*}{0,68 R_i^*} = 0,28$$

Rapport de transformation

$$N = 412$$

Nombre de spires du primaire du transformateur =  $n N = 1675$ .

Point de fonctionnement des tubes au repos : 14 KV et 50 A par tube, et tension de grille = 0. Il est permis de dépasser les valeurs indiquées pour le régime continu. L'alimentation des tubes se fera de préférence au moyen d'une ligne dont la durée d'impulsion sera de l'ordre de 50 msec. Entre les impulsions on abaissera le chauffage des cathodes à une valeur d'attente.

Il va sans dire que d'autres combinaisons de tétrodes sont possibles. Aussi une recherche parmi d'autres fabricants reste-t-elle à faire.

Symboles par ordre d'entrée

---

- $\xi$  déplacement du plasma
- $L_p$  inductivité dynamique du plasma
- $\alpha$  rapport force/courant
- $J_0$  courant normalisé de l'enroulement du champ vertical à l'équilibre
- $J_c$  courant induit dans la coque
- $J_a$  courant anodique normalisé
- $U_b$  tension de la sonde
- $s$  variable de Laplace
- $t$  temps
- $L$  inductivité de la coque
  
- $L_t = L_p + L$
  
- $R_c$  résistance de la coque
- $S$  pente du tube électronique
- $R_i$  résistance interne normalisée du tube électronique
- $U_a$  tension anodique normalisée
- $U_g$  tension grille normalisée
- $U_0$  tension de commande normalisée
- $h$  gain de préamplification
- $\tau$  constante de temps d'intégration
- $L_a$  inductivité normalisée de l'enroulement vertical
- $\alpha$  gain normalisé du préamplificateur
- $D$  déterminant
- $s_1, s_2, s_4$  pôles



- $\rho = R_c/R_i$
- $s_3$  taux de montée du courant plasma
- $N$  rapport de transformation
- $Imp^*$  impédance aux bornes des tubes électroniques
- $\delta/s$  voie d'intégration pour corriger la dérive
- $L_o$  inductivité normalisée du transformateur
- $M$  inductivité mutuelle normalisée
- $J_b$  courant normalisé du secondaire
- $R_a$  résistance normalisée de l'enroulement vertical
- $\mu = R_a/R_c$
- $L_F$  inductivité normalisée de fuite
- $\varepsilon$  exprime le défaut du transformateur
- $\Phi$  flux du transformateur
- $Q$  section du fer
- $l$  entre-fer
- $h$  hauteur d'une bobine de transformateur
- $d$  espacement entre primaire et secondaire
- $e$  épaisseur du cuivre
- $l_{cu}$  longueur d'une spire
- $Q_{cu}$  section du cuivre
- $\eta$  résistivité du cuivre
- $n$  nombre de spires normalisé du transformateur
- $R_{cu}$  résistance normalisée du secondaire
- $B$  induction du fer
- $R$  grand rayon du plasma
- $a b c$  petit rayon du plasma, de la coque, de l'enroulement
- $B_\varphi$  champ toroïdal
- $q$  facteur de sécurité
- $l_i$  inductivité interne du plasma
- $\beta$  bêta poloïdal
- $m = 0,65$
- $\Gamma = 2,78$
- $J_\varphi$  courant plasma
- $B_v$  champ vertical
- $\eta_i$  résistivité de l'Inconel
- $e_i$  épaisseur moyenne de la coque
- ( )<sup>\*</sup> grandeur véritable, c-à-d. pas normalisée.

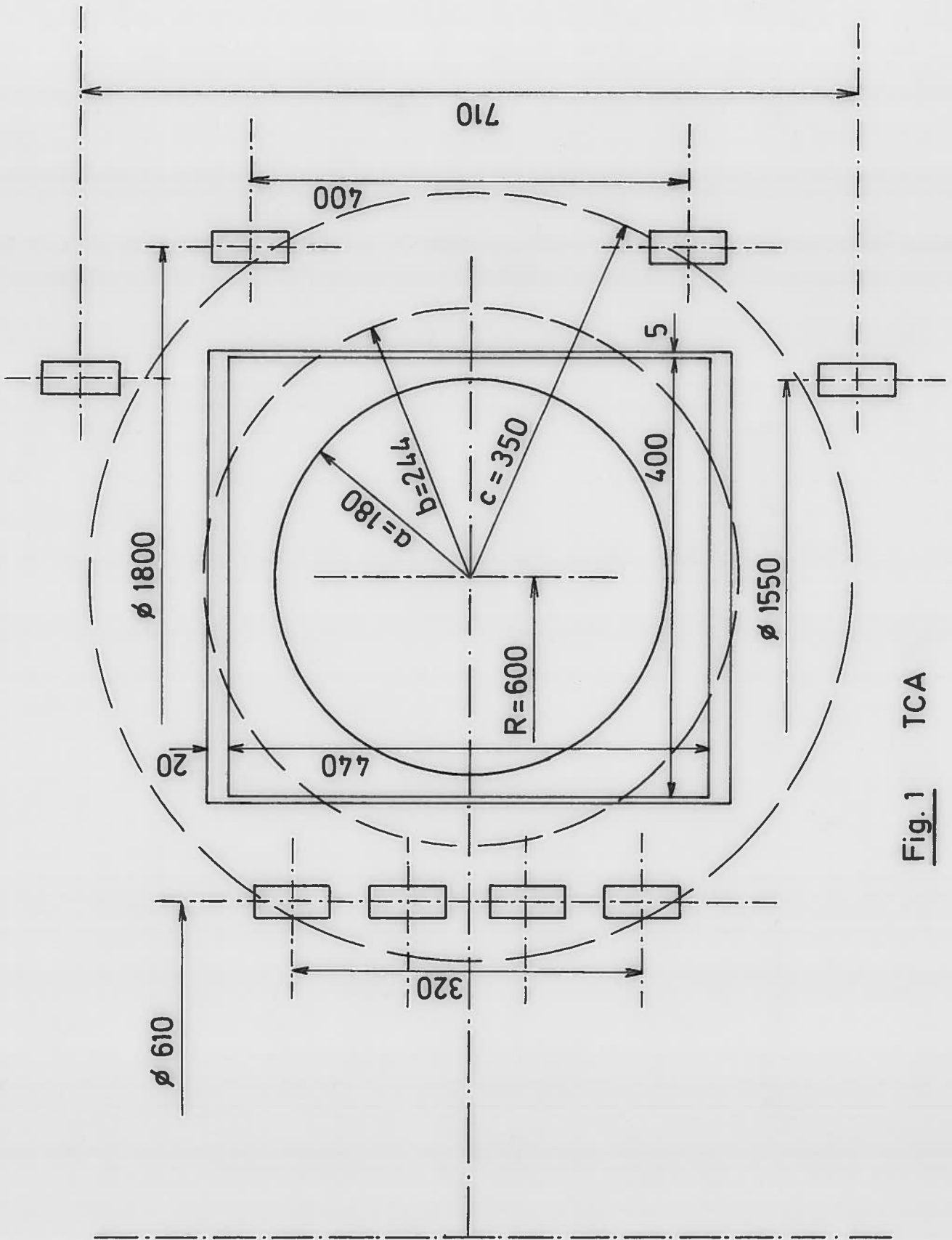


Fig.1 TCA

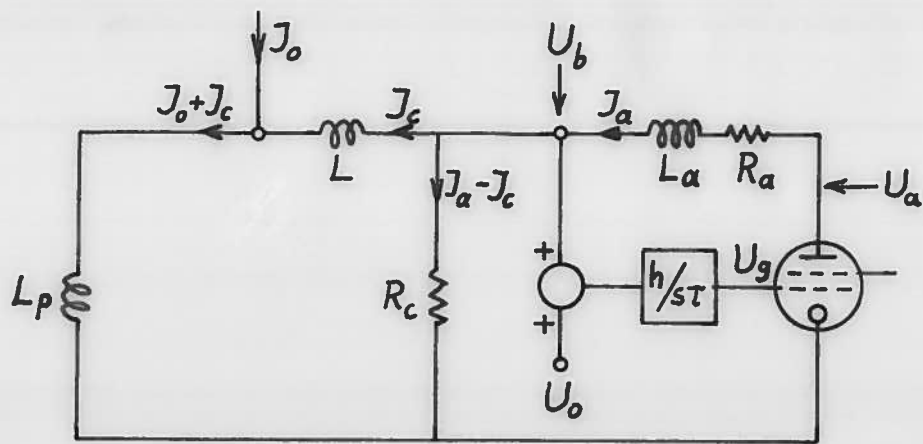


Fig. 2 Schéma équivalent sans transformateur

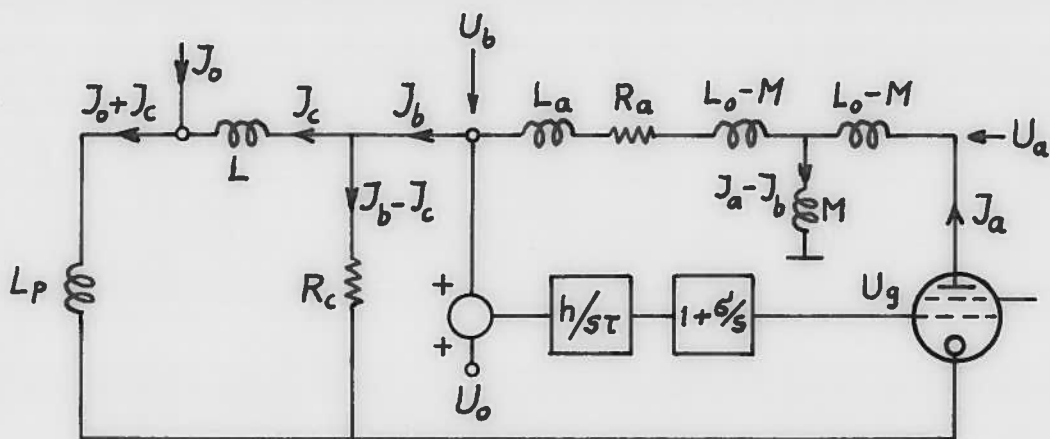


Fig. 3 Schéma équivalent avec transformateur

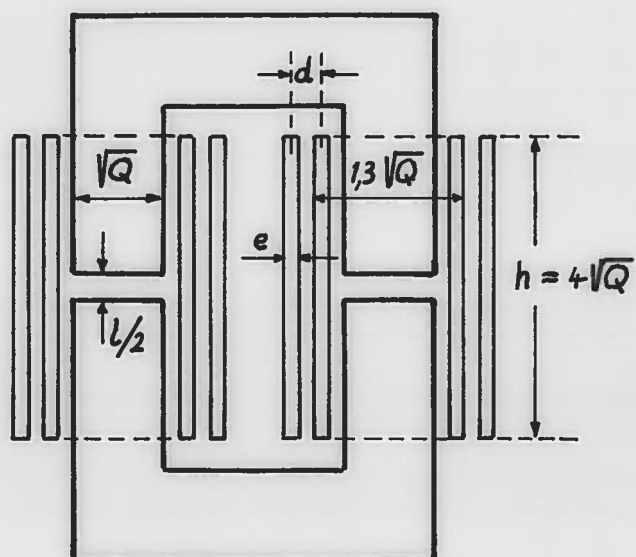


Fig. 4 Transformateur

Kennlinien  
 $U_{g1} = f(U_a)$

RS 1084 C

