

JUIN 1978

INT 92/78

Calcul de l'amplificateur pour le contrôle
du champ horizontal

R. Keller

Centre de Recherches en Physique des Plasmas

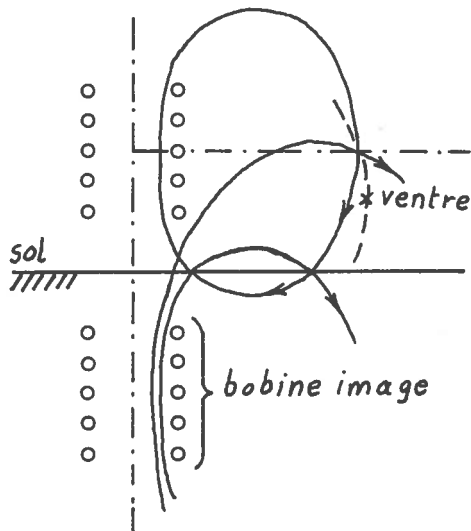
ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE

1. Introduction

Si la configuration des champs était parfaitement symétrique, la position d'équilibre du plasma devrait se maintenir dans le plan médian. Mais il suffit d'un faible champ perturbateur horizontal pour provoquer un grand déplacement vertical. La correction de ce champ nécessite une faible puissance, dans le cas du TCA, si bien qu'il est possible d'envisager un amplificateur à transistors.

Pour ne pas alourdir le texte nous nous référons aux rapports internes 77/77, 83/77 et 87/78, tout en restant aussi explicite que possible.

2. Le champ horizontal



Une cause du champ horizontal au niveau du plan médian est la réflexion du champ de la bobine OH par le fer du béton armé sur lequel repose le Tokamak. La position d'équilibre du plasma se trouve vers le ventre des lignes de champ. D'après la figure ci-contre nous voyons que le champ de fuite horizontal abaisse le ventre. Pour un plan médian situé à 2 mètres au-dessus du béton armé, le champ horizontal est d'environ -30 Gauss. La courbure du champ vertical dans la

région du plasma est donnée par l'indice m selon l'expression

$$\left. \begin{aligned} B_v &\sim R^{-m} \\ \text{ou bien } \frac{dB_v}{B_v dR} &= -\frac{m}{R} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Soit ξ la coordonnée dans le sens vertical, positive vers le haut. Comme $\text{rot } \vec{B} = 0$ nous aurons $dB_V/dR = dB_H/d\xi$ et

$$d\xi = - \frac{R dB_H}{m B_V} \quad (2)$$

Le ventre se trouve à l'endroit $d\xi = \Delta\xi$ où le champ dB_H compense le champ de fuite : $dB_H = -B_H = +30$ Gauss, ce qui fait

$$\Delta\xi = \frac{R B_H}{m B_V} \quad (3)$$

D'après INT 87/78 nous avons

$$B_V = \frac{\mu_0 \Gamma \hat{J}_\varphi}{4\pi R} = 0,0417 \quad (417 \text{ Gauss}) \quad (4)$$

avec $m = 0,65$; $R = 60$ cm; $\hat{J}_\varphi = 90 \cdot 10^3$ A et $\Gamma = 2,78$. Ainsi le déplacement de l'équilibre est

$$\Delta\xi = -6,7 \text{ cm} \quad (5)$$

Ce déplacement est prohibitif. Il l'est à plus forte raison au début de la décharge lorsque J_φ est encore petit. Comme $\Delta\xi$ va comme J_φ^{-1} l'équilibre se trouve théoriquement à l'infini lors de l'amorçage de la décharge.

Il est donc nécessaire de compenser le champ vertical dans la mesure du possible en appliquant un courant approprié dans les enroulements poloïdaux. En outre il est indiqué de superposer un champ quadrupolaire au préalable afin de focaliser le plasma dès son amorçage. L'équation du mouvement s'écrit ainsi

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = \frac{2\pi R J_\varphi B_H}{M} \left(1 - \frac{\xi}{\xi_0}\right) - \left(\frac{m\Gamma}{2} + \frac{R^2}{b^2 - a^2}\right) \frac{\mu_0 J_\varphi^2}{RM} \xi \quad (6)$$

$\begin{array}{cccc} \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ 1 & 2 & 3 & 4 \end{array}$

B_H désigne le champ horizontal, constant, au niveau du plan médian.
 B_H/ξ_0 signifie l'intensité du quadrupôle. J_ψ est le courant toroidal du plasma en équilibre radial. Les termes du membre de droite ont les significations suivantes :

- 1 accélération verticale lorsque la valeur initiale est $\xi(t=0) = 0$
- 2 focalisation due au quadrupôle
- 3 force de rappel dictée par la configuration propre au Tokamak
- 4 force de rappel due à l'effet coque.

Le terme d'amortissement n'est pas considéré ici.

Nous admettons un courant plasma d'allure suivante :

$$\left. \begin{aligned} J_\psi &= \hat{J}_\psi (1 - e^{s_3 t}) \\ s_3 &= -500 \text{ sec}^{-1} \quad \hat{J}_\psi = 90 \cdot 10^3 \text{ A} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Son temps de montée est typiquement de 2 msec. Sans devoir intégrer l'équation (6) nous voyons facilement que le plasma est accéléré vers une position d'équilibre qui vaut ξ_0 au début, après quoi il oscille autour d'un équilibre dont l'écart diminue avec le temps.

Le mouvement initial se trouve approximativement en intégrant le 1er terme du membre de droite :

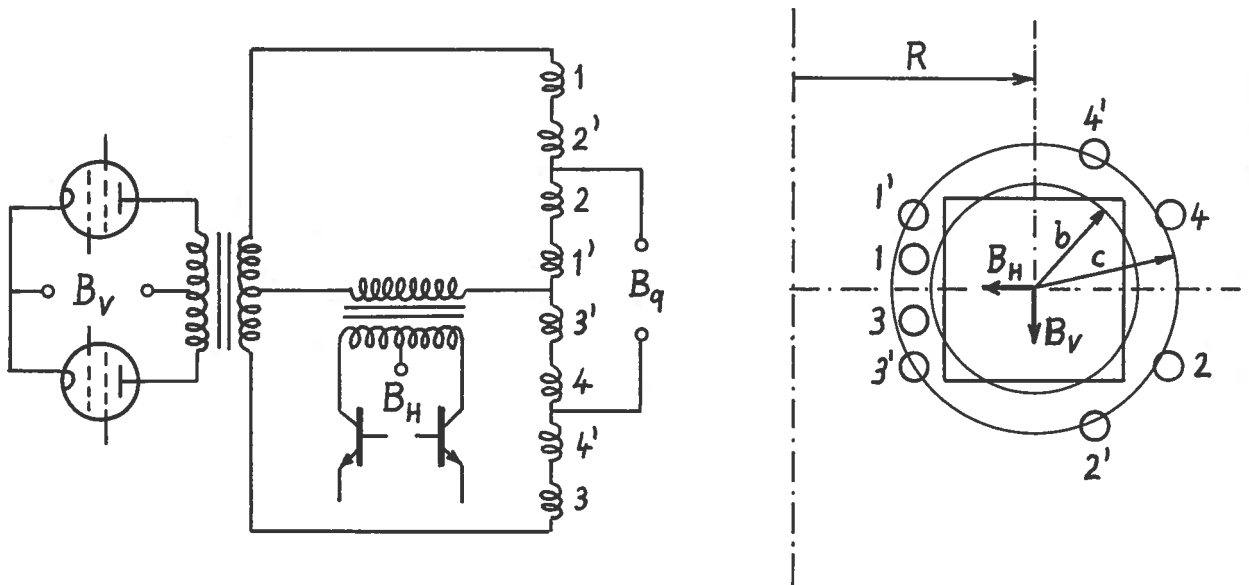
$$\xi \cong \frac{\pi R B_H |s_3| \hat{J}_\psi t^3}{3M} \cong 5 \cdot 10^{12} t^3 \quad (8)$$

avec $M = 16,7 \cdot 10^{-9} \text{ Kg}$ ($\bar{n}_e = 1,3 \cdot 10^{19}$) et $B_H = 3 \cdot 10^{-3} \text{ Vsecm}^{-2}$ (30 Gauss).

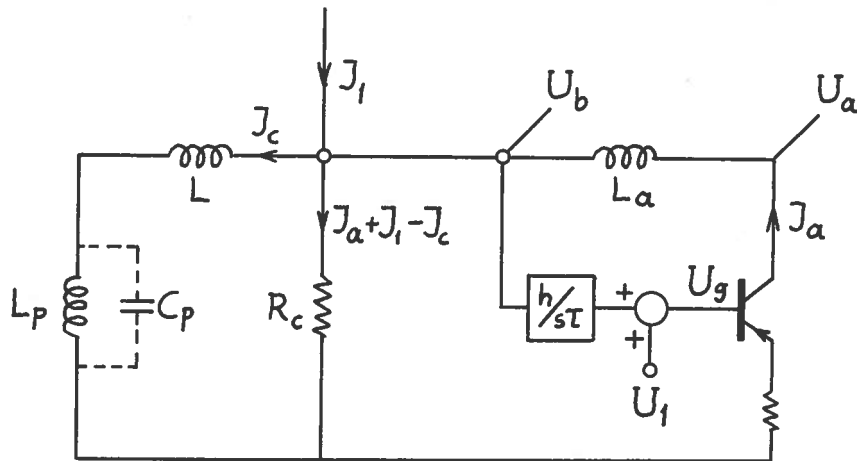
Le temps que met le plasma pour atteindre 5 cm, par exemple, est de 20 μ sec. Ceci démontre que les mouvements excités lors de l'amorçage sont extrêmement rapides. Il est impossible de les contrôler par feedback.

3. Mouvement lors d'une compensation imparfaite du champ horizontal

Les champs vertical, horizontal et quadrupolaire sont engendrés au moyen des enroulements poloïdaux connectés comme l'indique la figure ci-dessous:



Le schéma électrique équivalent, pour le mode vertical (champ horizontal) est indiqué dans la figure suivante :



J_1 représente le courant qui engendre le champ horizontal perturbateur. Il est supposé circuler dans un enroulement plaqué à la coque. Sa valeur est proportionnelle au courant de la bobine OH. Nous admettons que ce dernier varie comme $\exp(s_3 t)$ avec $s_3 = -500 \text{ sec}^{-1}$. Donc

$$\begin{aligned} J_1 &= \hat{J}_1 e^{s_3 t} && \text{pour } t > 0 \\ J_1 &= \hat{J}_1 && \text{pour } t < 0 \end{aligned} \quad (9)$$

La méthode des transformations de Laplace utilisée ici ne convient pas lorsque les variables sont non nulles pour des temps négatifs. Nous soustrayons donc une part continue \hat{J}_1 (de $-\infty < t < \infty$) au courant et écrivons

$$J_1(t) = \hat{J}_1 (e^{s_3 t} - 1) \quad J_1(s) = \hat{J}_1 \frac{s_3}{s(s-s_3)} \quad (10)$$

U_1 est une tension de commande programmée qui crée un courant $J_a = -S U_1$ apte à compenser le champ de fuite horizontal. Nous allons calculer l'effet d'une compensation non exacte de ce champ et écrivons

$$U_1(t) = \hat{U}_1 (e^{s_4 t} - 1) \quad U_1(s) = \hat{U}_1 \frac{s_4}{s(s-s_4)} \quad (11)$$

s_4 est différent de s_3 mais nous admettons une annulation exacte du champ de fuite au temps $t = 0$, ce qui conditionne la valeur de \hat{U}_1

$$S \hat{U}_1 = \hat{J}_1 \quad \text{mais} \quad s_4 \neq s_3 \quad (12)$$

S est le coefficient d'amplification du transistor défini de façon similaire à la pente d'une tétrode.

Rappelons que U_b est la tension d'une sonde de forme toroïdale plaquée à la coque. L'intégrale de U_b est une combinaison linéaire du produit ξJ_φ et du flux horizontal traversant la coque, J_φ étant le courant plasma.

L'inductivité L_a de l'enroulement pour le mode vertical s'avère être égal à 1,8 μH d'après une mesure sur modèle. Comme le courant passe par le secondaire du transformateur de l'amplificateur vertical il faut compter avec l'inductivité de fuite de ce transformateur. Cette dernière est inférieure à 10%. Nous adopterons donc la valeur de $L_a = 2 \cdot 10^{-6} \text{Hy}$.

L désigne l'inductivité de la coque sans plasma :

$$L = \frac{\pi^2}{4} \mu_0 R = 1,85 \cdot 10^{-6} \text{Hy} \quad (13)$$

L_p représente l'inductivité dynamique du plasma : $L_p = \alpha^2 / M \omega_0^2$ (voir INT 77/77 page 5). α est le rapport force - courant (voir INT 87/78 page 11).

$$\alpha = \frac{\pi \mu_0 R J_\varphi}{2b} \quad \hat{\alpha} = \frac{\pi \mu_0 R \hat{J}_\varphi}{2b} = 0,437 \text{ Vsec/m} \quad (14)$$

ω_0 est la fréquence propre du plasma dans le sens vertical, en l'absence de coque. Elle est donnée par le terme No. 3 de l'équation (6)

$$\omega_0^2 = \frac{m \mu_0 \Gamma J_\varphi^2}{2MR} \quad (15)$$

Avec ceci L_p devient

$$L_p = \frac{\pi^2 \mu_0 R^3}{2 m \Gamma b^2} = 12,5 \cdot 10^{-6} \text{ Hy} \quad (16)$$

L_p ne contient pas le courant J_φ , cette inductivité est donc constante (si Γ reste constant), elle ne dépend que de grandeurs géométriques. Elle équivaut au coefficient de l'énergie potentielle. La capacité dynamique du plasma $C_p = M/\alpha^2$ dépend du courant J_φ , donc du temps. Elle équivaut au coefficient de l'énergie cinétique. Mais cette dernière est négligeable parce que l'oscillation (15) ne peut pas être excitée par l'amplificateur feedback en raison de la grande constante de temps de la coque. Dans l'analyse du circuit il est donc légitime de poser

$$C_p \equiv 0 \quad (17)$$

Il s'ensuit que le plasma se maintient constamment dans la position d'équilibre dictée par la configuration du champ. Les équations du mouvement sont à coefficients constants, ce qui autorise l'application de la méthode de Laplace.

Le déplacement est donné par

$$\xi(t) = \frac{L_p}{\alpha(t)} J_c(t) \quad (18)$$

où α peut être considéré comme variant lentement, même si α est linéaire en t au voisinage de $t = 0$. Cela implique qu'on ne peut pas admettre des solutions pour lesquelles le courant J_c varie plus vite que α .

Remarque: La sonde détecte le produit $\xi\alpha$, c'est-à-dire le déplacement multiplié par le courant plasma J_φ . Par ailleurs le courant J_c dicte la valeur du même produit $\xi\alpha$. Donc la fonction linéaire entrant dans les équations de la boucle de rétroaction est le produit ξJ_φ et non pas le déplacement ξ . La division du signal de la sonde, avant son traitement par l'amplificateur, n'est donc pas nécessaire. Elle est à déconseiller, par surcroît, puisque le courant est nul au début de la décharge.

Voici les transformées de Laplace des équations du circuit :

$$(sL_t + R_c)J_c - R_c J_a = R_c J_1 \quad \text{avec } L_t = L_p + L \quad (19)$$

$$-J_a = S U_g \quad (20)$$

$$U_b = R_c (J_a + J_1 - J_c) = sL_t J_c \quad (21)$$

$$U_g = \frac{h}{s\tau} U_b + U_1 \quad (22)$$

$$U_a - U_b = sL_a J_a \quad (23)$$

Les 4 dernières équations se contractent en une seule pour J_c et J_a :

$$\alpha J_c + J_a = -S U_1 \quad (24)$$

α désigne le gain normalisé de l'amplificateur

$$\alpha = \frac{ShL_t}{\tau} \quad (25)$$

h est le gain du préamplificateur et τ est la constante d'intégration de la sonde. Il ne reste qu'à résoudre (19) et (24) :

$$J_c = \frac{R_c (J_1 - S U_1)}{L_t (s - s_1)} \quad J_a = \frac{-sL_t S U_1 - R_c (S U_1 + \alpha J_1)}{L_t (s - s_1)} \quad (26)$$

$$U_a = sJ_c (L_t - \alpha L_a) - sL_a S U_1 \quad (27)$$

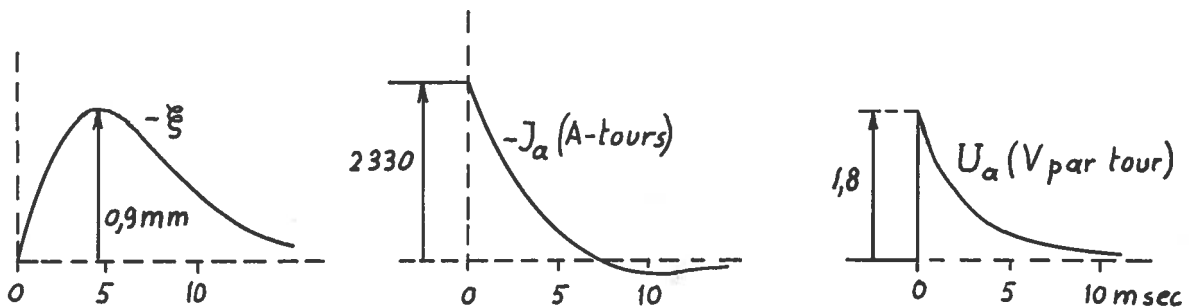
$$\alpha \xi = \frac{L_p R_c (J_1 - S U_1)}{L_t (s - s_1)} \quad (28)$$

Le pôle s_1 est égal à

$$s_1 = - \frac{(1+\alpha) R_c}{L_t} = - 400 \quad (29)$$

Il faut maintenant remplacer J_1 et U_1 par les valeurs choisies (10) et (11) en tenant compte de la condition (12). Les grandeurs en fonction du temps seront les transformées inverses. Après introduction des données du TCA nous reproduisons directement le résultat sous forme graphique.

$B_H = 3 \cdot 10^{-3}$	$\alpha = 0,437(1 - e^{s_3 t})$
$b = 0,244$	$\Gamma = 2,78$
$L_p = 12,5 \cdot 10^{-6}$	$\alpha = 4$
$L_t = 14,4 \cdot 10^{-6}$	$s_1 = - 400$
$L_a = 2 \cdot 10^{-6}$	$s_3 = - 500$
$L = 1,85 \cdot 10^{-6}$	$s_4 = - 400$
$R_c = 1,15 \cdot 10^{-3}$	$\hat{J}_1 = \frac{4bB_H}{\mu_0} = 2330$



Discussion : Il est surprenant de constater une si petite erreur de position, inférieure à 1 mm. La puissance $(J_a)_{\max} \cdot (U_a)_{\max}$ est aussi très faible, soit 4,3 kW. La réponse du plasma est plus lente comparée à celle du mouvement horizontal, parce que la résistance de la coque pour le mode vertical est plus petite (1,15 mΩ au lieu de 2 mΩ). Ceci s'explique par le fait que le courant circule principalement dans les parois supérieure et inférieure de la coque, dont l'épaisseur est de 20 mm. Dans le cas du mode horizontal le courant circule principalement dans les parois cylindriques plus minces (5 mm).

La compensation du champ de fuite horizontal est donc une tâche facile. L'amplificateur produisant le courant de compensation doit être enclenché au moins 5 msec avant l'amorçage du plasma, afin que le champ ait eu le temps de pénétrer dans la coque.

4. Réponse de l'amplificateur vis-à-vis d'une grande perturbation extérieure

L'expérience a montré que les amplificateurs pour la stabilisation verticale ont souvent été sous-dimensionnés. Notre critère pour le choix de la puissance est d'exiger que l'amplificateur puisse contrôler un mouvement vertical d'au moins 40 mm dans les deux sens. Supposons que ce déplacement est causé par un champ extérieur intempestif survenant au cours du plateau du courant plasma. Le champ extérieur est créé par le courant J_1 que nous admettons en forme de marche d'escalier

$$J_1(s) = \frac{\hat{J}_1}{s} \quad (30)$$

Les variables s'obtiennent en introduisant cette forme de courant dans les solutions (26) à (28) en l'absence du signal de commande : $U_1 \equiv 0$. Le déplacement devient

$$\xi(s) = \frac{L_p R_c \hat{J}_1}{\hat{x} L_t s (s - s_1)} \quad \xi(t) = \frac{L_p \hat{J}_1}{\hat{x} (1 + \alpha)} (1 - e^{s_1 t}) \quad (31)$$

Pour une valeur asymptotique de $\xi_{\infty} = 4 \cdot 10^{-2} \text{m}$ le courant est :

$\hat{J}_1 = 6965 \text{ A-tours}$ et le champ perturbateur correspondant : $B_H = \mu_0 \hat{J}_1 / 4b$
 $= 9 \cdot 10^{-3} \text{ (90 Gauss)}$. Le courant anodique devient

$$J_a(s) = \frac{-\alpha R_c \hat{J}_1}{L_t s(s-s_1)} \quad J_a(t) = -\frac{\hat{J}_1 \alpha}{1+\alpha} (1 - e^{s_1 t}) \quad (32)$$

Le courant anodique asymptotique est

$$J_{a\infty} = -\frac{\xi_{\infty} \hat{x} \alpha}{L_p} = -5570 \text{ A-tours} \quad (33)$$

La tension anodique devient

$$U_a(s) = \frac{R_c \hat{J}_1}{(s-s_1)} \left(1 - \frac{\alpha L_a}{L_t}\right) \quad U_a(t) = R_c \hat{J}_1 \left(1 - \frac{\alpha L_a}{L_t}\right) e^{s_1 t} \quad (34)$$

Nous voyons que U_a peut s'annuler pour un certain gain α , en raison de la forme particulière de la perturbation que nous avons choisie. En vue du dimensionnement de l'amplificateur nous ignorons le terme $\alpha L_a / L_t$ et nous adoptons une tension maximale égale à $R_c \hat{J}_1$. D'autres formes de perturbations utilisées comme fonction test conduisent à une tension maximale similaire :

$$U_{a0} \cong R_c \hat{J}_1 = 8 \text{ V par tour} \quad (35)$$

La puissance disponible de l'amplificateur est

$$P = J_{a\infty} U_{a0} = \left(\frac{\hat{x} \xi_{\infty}}{L_p}\right)^2 R_c \alpha (1+\alpha) = 44 \text{ kW} \quad (36)$$

Si l'on remplace \hat{x} , L_p et R_c par leurs expressions

$$\hat{x} = \frac{\pi \mu_0 R \hat{J}_\varphi}{2b} \quad L_p = \frac{\pi^2 \mu_0 R^3}{2m \Gamma b^2} \quad \text{et} \quad R_c = \frac{\pi^2 y_i R}{2be_i} \quad (37)$$

la puissance s'écrit

$$P = \left(m \Gamma \xi_{\infty} \hat{j}_{\varphi} \right)^2 \frac{b \eta_i \alpha (1 + \alpha)}{2 R^3 e_i} \quad (38)$$

e_i désigne l'épaisseur moyenne de la coque et η_i la résistivité du métal formant la coque. La puissance est proportionnelle à la résistance de la coque et elle dépend fortement du gain α de l'amplificateur. Ce dernier détermine la rigidité de la boucle de rétro-action. La question de son choix a été discutée dans le rapport INT 87/78 page 5. A puissance égale le déplacement est proportionnel à α^{-1} .

5. Choix des transistors de puissance

L'impédance du système est

$$I_{mp} = \frac{U_{a0}}{J_{a\infty}} = \frac{1 + \alpha}{\alpha} R_c = 1,44 \cdot 10^{-3} \Omega \quad (39)$$

Pour tenir compte des pertes du transformateur fixons la puissance délivrée par l'amplificateur à

$$P \equiv 50 \cdot 10^3 \text{ W} \quad (40)$$

La tension et le courant relatifs à une coque d'une spire deviennent

$$U_a = \sqrt{P I_{mp}} = 8,5 \text{ V} \quad J_a = \sqrt{P / I_{mp}} = 5900 \text{ A} \quad (41)$$

Proposons par exemple le type de transistor suivant : Solitron SDT 96906, valeurs de pointe selon catalogue 100A, 300V. Limitons-nous à une variation

de tension de $U_a^* = 200$ V par paire de transistors en push-pull, superposée à une tension continue de 120 V; et admettons une variation de courant maximale de 30 A, superposée à un courant continu de 40 A. Ceci fixe le rapport de transformation N entre coque et amplificateur, soit

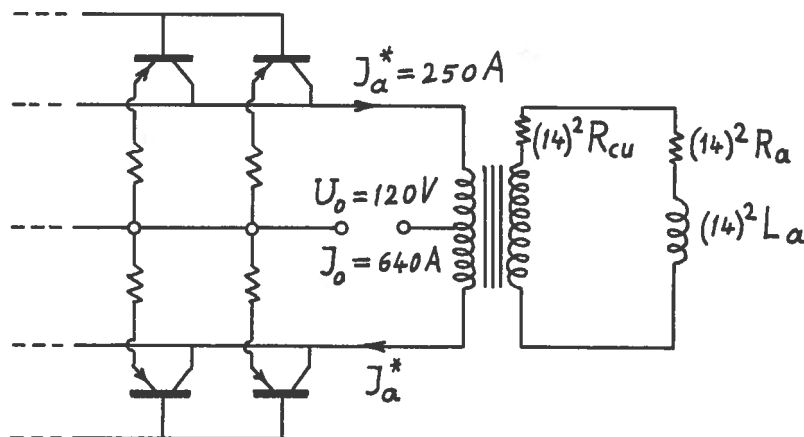
$$N = \frac{U_a^*}{U_a} = 23,5 \quad (42)$$

Le courant anodique total (courant collecteur) est

$$J_a^* = \frac{J_a}{N} = 250 \text{ A} \quad (43)$$

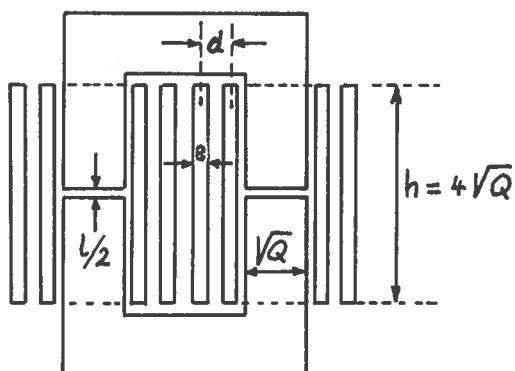
Le courant du transistor étant limité à environ 30A, il est nécessaire de prévoir 8 paires de transistors en parallèle.

L'énergie déposée par transistor lors d'un choc est égale à $120 \text{ V} \times 40 \text{ A} \times 50 \cdot 10^{-3} \text{ sec} = 240$ Joules. La recherche de transistors de grande capacité d'énergie est encore en suspens. Il n'est pas certain que 16 transistors de ce type suffisent, et il reste à savoir laquelle des options, transistors ou tétrodes, est la plus économique.



6. Dimensionnement du transformateur

Le transformateur placé entre la sortie push-pull de l'amplificateur et les bobines du champ B_H sert à adapter l'impédance. De plus il tient lieu de séparation galvanique. Afin d'obtenir une faible inductivité de



fuite on a avantage à confectionner les enroulements aussi hauts 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 figure ci-contre. Pour le dimensionnement nous appliquons les formules développées dans le rapport INT 87/78, sauf que nous distinguons ici les deux ϵ :

$$\frac{L_F}{L_a + L} = \epsilon_1 \quad \frac{L_a + L}{L_o} = \epsilon_2 \quad (44)$$

Rappelons les formules en question :

$$L_F = 0,65 \mu_0 n^2 d \quad L_o = \mu_0 n^2 \frac{Q}{\rho^*} \quad (45)$$

$$l^* = l(\text{entre-fer}) + \frac{1}{\mu} l_{\text{fer}} \quad \mu \cong 1000 \quad l_{\text{fer}} \cong 14 \sqrt{Q} \quad (46)$$

$$Q^2 = \frac{0,65 \mu_0 d \phi^2}{\epsilon_1 (L_a + L) B^2} \quad Q = 6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \quad \sqrt{Q} = 77 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (47)$$

$$n^2 = \frac{\epsilon_1 (L_a + L)}{0,65 \mu_0 d} \quad n = 4,43 \quad (48)$$

$$R_{cu} = \frac{\eta \epsilon_1 (L_a + L)}{\mu_0 e d} \quad R_{cu} = 20 \cdot 10^{-6} \Omega \quad (49)$$

$$\epsilon_2 = \frac{\ell^* B}{\phi} \cdot \sqrt{\frac{0,65 \mu_0 d (L_a + L)}{\mu_0 \epsilon_1}} = 1 \% \quad (50)$$

$$\text{Poids du fer} = 120 Q^{3/2} = 0,055 \text{ tonne} \quad (51)$$

$$\text{Poids du cuivre} = 740 Qe = 0,053 \text{ tonne} \quad (52)$$

La résistance des 8 bobines du système poloidal totalise 40 mΩ. Pour former le mode vertical on branche les deux moitiés en parallèle, ce qui fait 10 mΩ. Vue depuis la prise médiane le bobinage fait 20 spires. Mais le nombre effectif de spires entrant dans le calcul n'est que de 14 parce que le bobinage est situé à une certaine distance de la coque, vers un rayon moyen de $c = 0,35$ m. Cette réduction résulte de la diminution de la force en raison de l'éloignement du bobinage. Ainsi la résistance R_a ramenée à une spire est

$$R_a = \frac{10^{-2} \Omega}{(14)^2} = 51 \cdot 10^{-6} \Omega \quad (53)$$

La résistance du cuivre trouvée par essais successifs est de $20 \cdot 10^{-6} \Omega$.

La somme sera donc

$$R_a + R_{cu} = 71 \cdot 10^{-6} \Omega \quad (54)$$

Ceci détermine le flux perdu $J_a (R_a + R_{cu}) t = 17 \cdot 10^{-3}$ pour $t = 40$ msec. Le flux transféré est $J_a (L_a + L) = 23 \cdot 10^{-3}$.

Le flux total du transformateur devient

$$\phi = 0,04 \text{ Vsec} \quad (55)$$

Nous permettons ici une perte de tension de 15%, c'est-à-dire $\epsilon_1 = 0,15$. Les autres données sont : $d = 3,6 \cdot 10^{-2}$; $e = d/3$; $B = 1,5$; $L_a + L = 3,85 \cdot 10^{-6}$. Avec ces données nous trouvons les valeurs déjà citées en regard des formules (47 à (52).

L'entre-fer peut être supprimé, mais il vaut mieux laisser un espace d'au moins 1 mm pour éviter le champ rémanent.

Contrôlons encore la perte de courant. Le facteur de perte est

$$1 + \epsilon_2 + (R_a + R_{cu}) \frac{t}{L_0} = 1,06 \quad (56)$$

l'inductivité à vide étant de $60 \cdot 10^{-6}$ Hy. Le facteur de perte de tension est de $1 + \epsilon_1 = 1,15$. Ainsi la puissance disponible au secondaire est de 50 kW divisé par 1,06 et par 1,15; il reste 41 kW.

Le nombre de spires au primaire est

$$Nn = 104 \quad (57)$$

Le nombre de spires au secondaire est

$$14n = 62 \quad (58)$$

7. Façon de bobiner les transformateurs

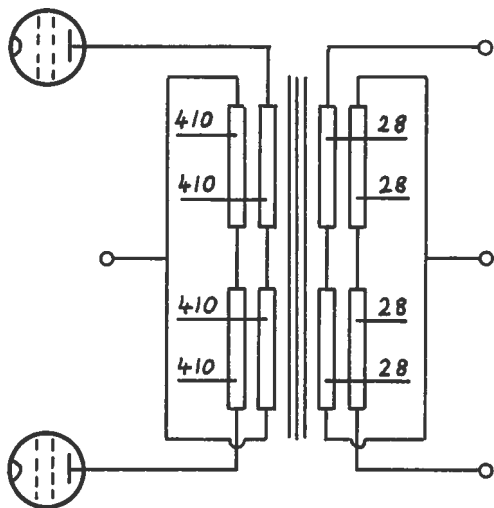
Pour les deux transformateurs, celui du champ horizontal comme pour celui du champ vertical, le bobinage du primaire doit être subdivisé en deux enroulements aller-retour, à la manière indiquée dans la figure ci-dessous. On évite ainsi un champ de fuite crée par le courant de repos des transis-

tors (ou des tétrodes). Ce champ pourrait conduire à une saturation prématurée du fer, et en outre, il serait très gênant pour l'environnement.

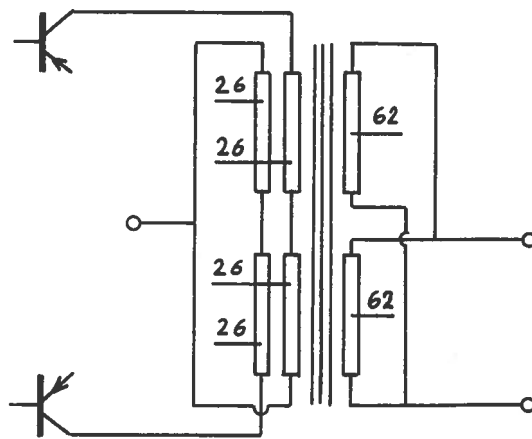
Le courant produisant le champ horizontal circule dans le secondaire du transformateur pour le champ vertical. Son inductivité de fuite est cause d'une perte d'énergie. Pour la rendre négligeable il faut aussi doubler et interconnecter les enroulements du secondaire.

En ce qui concerne le bobinage du secondaire du transformateur pour le champ horizontal il n'y a pas de restriction. Ce seront les problèmes de construction qui décideront de la façon de subdiviser les enroulements.

Il est prudent de prévoir quelques prises intermédiaires afin d'ouvrir la possibilité de changer le rapport de transformation.



transfo champ vertical



transfo champ horizontal