

ALIMENTATION DU CIRCUIT DE CHAUFFAGE OHMIQUE

R. Keller, F. Hofmann

L'alimentation de l'enroulement poloïdal (enroulement E) pour le chauffage ohmique est réalisable de diverses manières. Nous allons décrire deux options : alimentation par redresseur à diodes branché au réseau, et alimentation par un banc de condensateurs. Pour des raisons d'économie d'énergie nous proposons dans les deux cas un système d'accumulation d'énergie magnétique. Cette dernière est accumulée dans l'enroulement même, puis elle est transférée au plasma lors de l'inversion de la tension qui a lieu au moyen d'un "vacuum switch" à haut pouvoir de coupure.

1. Analyse du système alimenté par redresseur

La puissance nécessaire est de 5,4 MW, ce qui demande une installation de 7 à 8 MW, compte tenu du rendement. La source de puissance est un transformateur 50 kV/20kV réservé uniquement pour l'alimentation du Tokamak.

La figure 1 montre le schéma simplifié de l'alimentation, le schéma équivalent de l'enroulement E, et les séquences de commutation.

Le circuit E constitue un transformateur dont le primaire possède une inductance L_e . La boucle du plasma forme le secondaire d'inductance L_p qui est connecté à une résistance R_p , celle du plasma. M_p désigne la self de fuite du transformateur. Le redresseur possède deux sorties indépendantes pouvant être mises en parallèle ou en série au moyen du disjoncteur inverseur SPI. Ce dernier se trouve en position parallèle lors de l'accumulation du courant, lorsque l'impédance du circuit E est basse. Il est manoeuvré en position série, avec inversion simultanée, lors du maintien du courant plasma, dans cette situation l'impédance est environ 4 fois plus grande. La meilleure économie de puissance est donc obtenue avec l'emploi d'un tel disjoncteur. Ce dernier est réalisable au moyen de 6 contacteurs : 3 sont fermés en position parallèle, et les 3 autres sont fermés en position série avec inversion. Deux disjoncteurs rapides triphasés font donc l'affaire (voir figure 4).

Au temps $t_0 = - 900$ msec le redresseur est enclenché en position parallèle. La tension à vide est de $- 412$ V. De t_0 à t_1 le courant croît régulièrement jusqu'à $- 16,2$ kA et la tension tombe à $- 330$ V. Au temps $t_1 = - 2$ msec le "vacuum switch" sépare l'enroulement du redresseur. Le courant accumulé est repris par la résistance $R_0 - R_e$ de $1,2 \Omega$ environ, et y développe une tension de 19 kV. Puis le courant et la tension déclinent avec une constante de temps de 5 msec. Une partie du flux magnétique accumulé au primaire est transféré au secondaire. Lorsque la tension atteint 824 V, au temps $t_2 = 14$ msec environ, le disjoncteur inverseur connecte les redresseurs en série. Au temps $t_3 = 100$ msec l'alimentation est interrompue du côté du réseau. De t_2 à t_3 la tension passe de 824 V à 660 V et le courant de l'enroulement passe de $-0,73$ kA à $+ 7,3$ kA. La résistance $R_0 - R_e$ débite un courant de $0,54$ kA.

Une petite fraction de la puissance est dissipée dans la résistance $R_0 - R_e$. Il serait possible d'éviter ce gaspillage en déconnectant la résistance au temps t_2 . Mais il y aurait alors danger de surtension en cas de mauvaise commutation. Nous prétendons que la complication et les frais d'un système de sécurité supplémentaire ne sont pas justifiés.

En cas de manoeuvre prématurée du disjoncteur inverseur les redresseurs sont unis en danger. Ils doivent être protégés par des limiteurs de tension, constitués par des matériaux résistifs non linéaires telle la Thirite par exemple.

1.1 Calcul des grandeurs électriques

Les caractéristiques de l'enroulement E et les performances demandées sont décrites dans le projet TCV du 15.12.76. De plus nous avons effectué des mesures d'inductivité et de couplage sur un petit modèle. Les données sont les suivantes :

inductance du primaire	$L_e = 7 \cdot 10^{-3}$ Henry
inductance du secondaire (boucle du plasma)	$L_p = 1,111 \cdot 10^{-6}$
inductance de fuite	$M_p = 31 \cdot 10^{-6}$
facteur de couplage	$K_{ep} = 0,875$
courant du plasma (dans le plateau)	$J_p = 270 \cdot 10^3$ A
flux piégé	$\phi_p = J_p L_p = 0,3$ Vsec
flux perdu lors de la formation du plasma	$\Delta\phi = 0,16$ Vsec
tension d'amorçage	$= 80$ V
chute de tension dans le plasma, après formation	$U_p = 3$ V
résistance du plasma (admise constante)	$R_p = 11,11 \cdot 10^{-6} \Omega$
résistance du primaire	$R_e = 0,02 \Omega$
résistance interne du redresseur en position série	$R_i = 0,02 \Omega$
résistance de dérivation	$R_0 = 1,216 \Omega$

Nous allons décrire les 3 étapes de commutation : l'accumulation du courant, le transfert du flux et le maintien du plateau. Commençons par la deuxième.

1.2 Transfert du flux

Au temps t_1 , il y a brusque disparition d'une force électromotrice $R_0 J_e(t=0)$ dans le circuit primaire (voir figure 1a). Comme J_e est négatif, le saut de tension \hat{U}_0 est positif. La transformée de Laplace du saut de tension sera \hat{U}_0/s où s est la variable de Laplace. Pour trouver la transformée de Laplace du courant J_e , il suffit de calculer l'impédance aux bornes du primaire. Nous obtenons

$$J_e - J_\infty = \frac{\hat{U}_0 R_p \left(\frac{L_p}{R_p} + \frac{1}{s} \right)}{K_{ep} L_e L_p (s-s_1)(s-s_2)} \quad (1)$$

avec

$$K_{ep} = 1 - \frac{M_p^2}{L_e L_p} \quad (2)$$

J_∞ désigne le courant accumulé avant l'ouverture du "vacuum switch". Les pôles s_1 et s_2 sont les solutions de l'équation

$$K_{ep} s^2 + \left(\frac{R_0}{L_e} + \frac{R_p}{L_p} \right) s + \frac{R_0 R_p}{L_e L_p} = 0 \quad (3)$$

d'où

$$s_1 = -200 \text{ et } s_2 = -9,92 \text{ sec}^{-1} \quad (3\text{bis})$$

La transformée du courant plasma J_p est

$$J_p = \frac{\hat{U}_0 M_p}{K_{ep} L_e L_p (s-s_1)(s-s_2)} \quad (4)$$

$J_c(t)$ et $J_p(t)$ seront les transformées inverses de (1) et (4), soit

$$J_e(t) = \frac{\hat{U}_0}{K_{ep} L_e (s_2 - s_1)} \left[\left(1 + \frac{R_p}{s_2 L_p}\right) e^{s_2 t} - \left(1 + \frac{R_p}{s_1 L_p}\right) e^{s_1 t} \right] \quad (5)$$

$$J_p(t) = \frac{\hat{U}_0 M_p}{K_{ep} L_e L_p (s_2 - s_1)} \left[e^{s_2 t} - e^{s_1 t} \right] \quad (6)$$

La tension du primaire est donnée par

$$U_e(t) = - (R_o - R_p) J_e(t) \quad (7)$$

Il s'agit maintenant de fixer le coefficient \hat{U}_0 de telle sorte que le courant plasma plafonne à 270 kA pendant la période du plateau. En anticipant sur le résultat des paragraphes suivants nous trouvons $\hat{U}_0 = 13100$. Ainsi les valeurs numériques deviennent

$$J_e(t) = -10685 \left(e^{s_1 t} + 0,0085 e^{s_2 t} \right) \quad (5bis)$$

$$J_p(t) = 314 \cdot 10^3 \left(e^{s_2 t} - e^{s_1 t} \right) \quad (6bis)$$

Le flux magnétique est transféré du primaire au secondaire. Il resterait ensuite piégé par la boucle du plasma si sa résistance était nulle. Le flux exigé est égal à $\phi = L_p (J_p)_{\max} = 0,3$ Vsec.

1.2.1 Perte de flux

Nous avons admis un plasma déjà formé au préalable et possédant une résistance R_p fixe. En fait le plasma est peu ionisé et froid lors de l'ouverture du "vacuum switch", sa résistance est grande et le courant augmente d'abord lentement. Pendant le temps de formation, qui

de dure environ 2 msec dans notre cas, le flux magnétique n'est transféré que très partiellement. Il y a une perte de flux de 0,16 Vsec par comparaison avec d'autres Tokamaks.

La période de formation a été analysée par H. Preis et H. Wedler, Divertor Tokamak ASDEX, IPP III/27(1976), page 55.

Dans notre calcul linéarisé nous admettons que la résistance du secondaire est infinie. La tension à vide apparaissant dans la boucle du plasma est alors

$$U_p(t') = - \frac{M_p R_o J_{e0}}{L_e} e^{s_0 t'} \quad \text{avec} \quad s_0 = - \frac{R_o}{L_e} = - 173,7 \quad (8)$$

Cette formule est en vigueur jusqu'à l'apparition soudaine du plasma au temps t conditionné par la relation

$$\Delta \phi = \int_0^{t^*} U_p dt' = 0,16 \text{ Vsec} \quad (9)$$

D'autre part, la valeur du courant au primaire

$$J_e(t') = J_{e0} e^{s_0 t'} \quad (10)$$

doit être raccordée à la valeur de $J_e(t=0)$ donnée par la formule (5bis). Les deux conditions citées déterminent le courant initial J_{e0} du primaire et la durée t^* de la période de formation, soit

$$J_{e0} = -15,9 \text{ kA} \quad \text{et} \quad t^* = 2,25 \text{ msec} \quad (11)$$

D'après (7) nous obtenons la tension initiale du primaire

$$U_{e0} = 19 \text{ kV} \quad (12)$$

1.3 Maintien du plateau

Dans ce paragraphe, l'origine du temps est placée au moment où le disjoncteur inverseur a terminé sa manoeuvre, soit 14 msec après le début du courant plasma. Les équations du circuit doivent être résolues pour d'autres conditions initiales. Soit J_{p1} et \dot{J}_p les valeurs initiales du courant plasma et de sa dérivée. J_{p1} doit être ajusté à la valeur de (6bis) pour $t = 14$ msec. La choix de \dot{J}_p permet d'optimiser l'allure du plateau. Voici les expressions pour le courant du primaire $J_e(t)$, le courant du plasma $J_p(t)$ et la tension du primaire $U_e(t)$:

$$J_e(t) = \frac{L_p}{(s_3 - s_4) M_p} \left[(\dot{J}_p - s_4 J_{p1}) \left(1 + \frac{R_p}{s_3 L_p}\right) e^{s_3 t} - (\dot{J}_p - s_3 J_{p1}) \left(1 + \frac{R_p}{s_4 L_p}\right) e^{s_4 t} \right] + \frac{U_i}{R_1} \quad (13)$$

$$J_p(t) = \frac{1}{(s_3 - s_4)} \left[(\dot{J}_p - s_4 J_{p1}) e^{s_3 t} - (\dot{J}_p - s_3 J_{p1}) e^{s_4 t} \right] \quad (14)$$

$$U_e(t) = U_i - R_i J_e(t) \quad (15)$$

U_i désigne la tension à vide du redresseur, elle est déterminée comme suit :

$$U_i = R_1 J_{e1} + \frac{L_e}{M_p} (K_{ep} L_p \dot{J}_p + R_p J_{p1}) \quad \text{avec} \quad R_1 = R_i + R_e \quad (16)$$

Nous obtenons $U_i = 824$ V. La résistance totale R_1 du primaire est égale à la résistance de l'enroulement R_e plus la résistance interne du redresseur R_i , c'est-à-dire $R_1 = 0,04$.

Les pôles s_3 et s_4 sont les solutions de l'équation

$$K_{ep} s^2 + \left(\frac{R_i}{L_e} + \frac{R_p}{L_p} \right) s + \frac{R_i R_p}{L_e L_p} = 0 \quad (17)$$

d'où

$$s_3 = -5,06 \quad \text{et} \quad s_4 = -12,9 \text{ sec}^{-1} \quad (17\text{bis})$$

Les courants de l'enroulement et du plasma sont reportés dans la figure 2. La tension de l'enroulement est reportée dans la figure 3.

1.4 Période d'accumulation du courant

Lors de la première mise sans tension, au temps t_0 , le disjoncteur inverseur se trouve en position parallèle. La tension interne du redresseur est alors égale à la moitié de (16), soit 412 V. Avec une résistance totale de $R_e + \frac{1}{4}R_i = 0,025\Omega$ le courant tend vers 16,5 kA. Comme le courant exigé est de 15,9 kA, cette valeur est atteinte après environ 3 constantes de temps. Cette dernière est égale à $L_e/0,025 = 0,28 \text{ sec}$. L'instant de l'enclenchement doit donc avoir lieu au temps $t_0 = -900 \text{ msec}$.

1.5 Réglage du plateau

L'horizontalité du plateau est déterminée essentiellement par un rapport adéquat entre la tension d'alimentation du primaire et de la résistance du plasma. Comme l'estimation de la tension de boucle de 3 V est faite sur une base pessimiste, la tension sera probablement trop haute. Il est alors facile d'ajuster le plateau en insérant une résistance ΔR de valeur convenable (éventuellement réglable) dans le circuit, comme indiqué dans la figure 4. Cette figure montre en même temps un arrangement possible de contacteurs. Les redresseurs sont connectés en parallèle lorsque le disjoncteur triphasé désigné par 4, 5, 6 est fermé. Ils sont connectés en série lorsque l'autre disjoncteur triphasé désigné par 1, 2, 3 est fermé.

L'ajustage de la tension peut aussi se faire du côté de l'alimentation du redresseur, en insérant une résistance dans les 3 phases au moyen d'un disjoncteur.

La flexibilité peut encore être améliorée, si nécessaire, en faisant varier la résistance de façon échelonnée au moyen de plusieurs commutations successives, du côté du réseau aussi bien que du côté de la tension redressée.

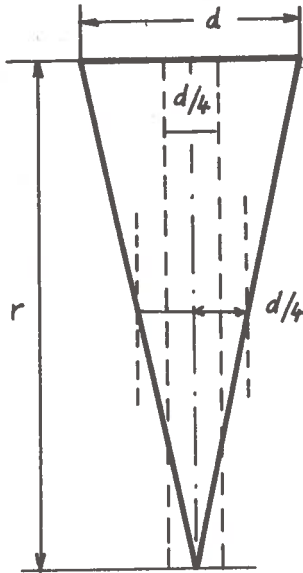
Dans tous les cas, il est nécessaire de prévoir la possibilité de réduire la tension dans une large mesure, soit avec un autotransformateur, ou au moyen de prises médianes aménagées sur le transformateur du redresseur.

1.6 Effet d'une masse de cuivre à l'intérieur de la bobine E

L'enroulement E est constitué d'une bobine principale et d'une dizaine d'enroulements de plus grand diamètre servant à compenser la champ de fuite de la bobine dans la région du plasma. L'enroulement toroïdal est formé de 48 spires massives passant à l'intérieur de la bobine E. Cette masse de cuivre occupe une grande partie de la section de la bobine. Elle perturbe le champ poloïdal par effet de peau. Pour calculer son influence, nous ne considérerons pas le phénomène compliqué de l'effet de peau à l'intérieur d'une masse distribuée, mais nous supposerons que les conducteurs forment 48 spires localisées, courtcircuitées et isolées l'une de l'autre.

La figure ci-contre montre la section triangulaire d'une barre de cuivre.

Les dimensions sont les suivantes :



hauteur du triangle	$r = 0,23 \text{ m}$
base	$d = \frac{2\pi r}{48} = 0,03 \text{ m}$
longueur de la bobine	$h = 1,16 \text{ m}$
résistance du cuivre	$\eta = 2 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$
nombre de spires de la bobine E	$n = 150$

Le courant induit passe dans une section moyenne de $\frac{d}{4}$ fois h , et le chemin parcouru par le courant est égal à $2r$. Les 48 spires triangulaires sont équivalentes à une seule spire dont la résistance est égale à 48 fois celle d'un triangle, soit

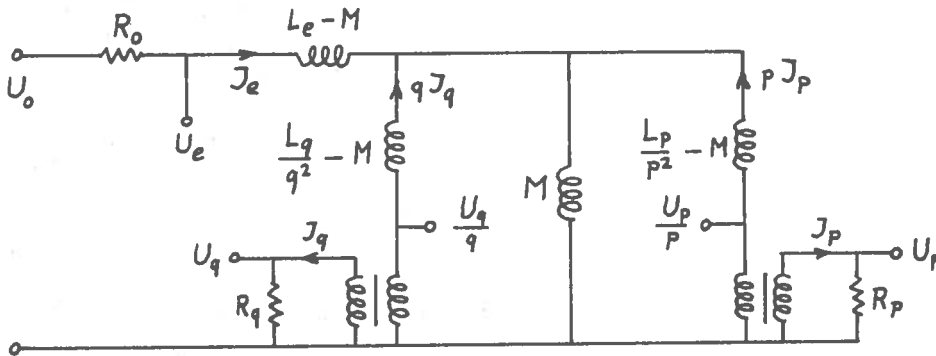
$$R_q = (48)^2 \frac{\eta}{\frac{d}{4} h} = 50 \cdot 10^{-6} \Omega \quad (18)$$

Pour trouver l'inductivité de la spire équivalente nous admettons que le champ propre occupe une section égale à $\frac{d}{4}$ fois r . Cela fait

$$L_q = \frac{\mu_0 \pi r^2}{2 h} = 0,09 \cdot 10^{-6} \text{ Henry} \quad (19)$$

Nous remarquons que la constante de temps $L_q/R_q = 1,8 \text{ msec}$ n'est pas négligeable vis-à-vis du temps de montée du courant plasma, ainsi que du temps de formation.

Dans les paragraphes précédents l'enroulement E formait avec la boucle du plasma un transformateur représenté par les 3 inductances L_e-M_p , L_p-M_p et M_p . Ici le transformateur possède deux secondaires: le plasma et la masse de cuivre. Les 3 branches peuvent être représentées par les inductances L_e-M , L_p/p^2-M et L_q/q^2-M , ou M est l'inductance mutuelle commune aux 3 branches. Comme M est fixé par les couplages entre les 3 branches, il est nécessaire d'introduire deux nouveaux degrés de liberté réalisés au moyen de deux transformateurs idéaux connectés aux secondaires. p et q sont leurs rapports de transformation respectifs. Le schéma équivalent est indiqué ci-dessous.



Les équations du circuit sont

$$U_e = s L_e J_e + s M \cdot p J_p + s M \cdot q J_q \quad (20)$$

$$\frac{U_p}{p} = s \frac{L_p}{p^2} J_p + s M J_e + s M \cdot q J_q \quad (21)$$

$$\frac{U_q}{q} = s \frac{L_q}{q^2} J_q + s M J_e + s M \cdot p J_p \quad (22)$$

Le schéma découle directement de ces dernières équations. Les grandeurs nouvelles J_q et U_q désignent le courant et la tension du deuxième secondaire formé par la masse de cuivre. Il s'agit de trouver les trois conditions qui déterminent les inconnues M , p et q .

Soit T_p le rapport de transformation primaire/plasma défini par U_p/U_e dans la situation $J_p = J_q \equiv 0$, c'est-à-dire à vide, lorsque R_p et R_q sont déconnectés :

$$T_p = \frac{U_p}{U_e} = \frac{pM}{L_e} \quad (23)$$

Le rapport analogue T_q entre primaire et masse de cuivre est

$$T_q = \frac{U_q}{U_e} = \frac{qM}{L_e} \quad (24)$$

Soit encore T_{pq} le rapport de transformation plasma/masse de cuivre dans la situation $J_e = J_q \equiv 0$:

$$T_{pq} = \frac{U_q}{U_p} = \frac{pqM}{L_p} \quad (25)$$

En résolvant les 3 dernières équations nous obtenons

$$p = \frac{L_p T_{pq}}{L_e T_q} = 5 \cdot 10^{-3} \quad (26)$$

$$q = \frac{L_p T_{pq}}{L_e T_p} = 2,17 \cdot 10^{-3} \quad (27)$$

$$M = \frac{L_e^2 T_p T_q}{L_p T_{pq}} = 6,2 \cdot 10^{-3} \quad (28)$$

T_p , T_q et T_{pq} sont donnés par la géométrie des enroulements. La première grandeur est

$$T_p = \frac{M_p}{L_e} = 4,46 \cdot 10^{-3} \quad (29)$$

En ce qui concerne $T_q = U_q/U_e$, nous avons $U_q = L_q s n J_e$ parce que le champ magnétique à l'intérieur de la boucle de cuivre (à circuit ouvert) est égal à $n J_e / h$. D'autre part U_e est égal à $L_e s J_e$, d'où

$$T_q = \frac{n L_q}{L_e} = 1,93 \cdot 10^{-3} \quad (30)$$

En ce qui concerne le couplage plasma/masse de cuivre il est nécessaire de calculer le champ vertical moyen dans la boucle de cuivre supposée ouverte. Il est approximativement égal à $B = 0,75 \mu_0 J_p / 2R$ où $R = 0,58$ m est le grand rayon du plasma. La section moyenne de la boucle de cuivre étant $\frac{1}{2} \pi r^2$, nous avons une tension induite égale à $U_q = \frac{1}{2} \pi r^2 s B$. Finalement, avec $U_p = L_p s J_p$ il vient

$$T_{pq} = \frac{\pi r^2 \cdot 0,75 \mu_0}{4 R L_p} = 61 \cdot 10^{-3} \quad (31)$$

Les grandeurs p , q et M sont maintenant déterminées; nous avons déjà indiqué leurs valeurs numériques en marge des formules (26) à (28).

Les équations du circuit contiennent 3 pôles. Afin de ne pas compliquer inutilement le calcul, nous admettons une résistance du plasma nulle ou bien infinie. Ainsi les équations ne posséderont plus que deux pôles.

1.6.1 Transfert de flux

La résistance du plasma est supposée nulle : $R_p \equiv 0$. La solution des équations du circuit conduit au courant plasma suivant

$$J_p = \frac{\hat{U}_0 p M \left(L_q - q^2 M + \frac{R_q}{s} \right)}{L_p \left[K_{pq} L_e L_q + p^2 q^2 M^2 \left(\frac{2M}{L_p} - \frac{1}{p^2} - \frac{L_q}{q^2 L_p} \right) \right] (s-s_1)(s-s_2)} \quad (32)$$

L'équation des pôles est

$$\left[K_{pq} L_e L_q + p^2 q^2 M^2 \left(\frac{2M}{L_p} - \frac{1}{p^2} - \frac{L_q}{q^2 L_p} \right) \right] s^2 + \left[K_{pq} R_o L_q + K_{ep} R_q L_e \right] s + R_o R_q = 0 \quad (33)$$

avec

$$K_{ep} = 1 - \frac{p^2 M^2}{L_e L_p} = 0,875 \quad K_{pq} = 1 - \frac{p^2 q^2 M^2}{L_p L_q} = 0,955 \quad K_{eq} = 1 - \frac{q^2 M^2}{L_e L_q} = 0,712 \quad (34)$$

Le courant en fonction du temps est la transformée inverse de (32), soit

$$J_p(t) = 270 \text{ kA} \cdot \left[1 - 0,986 e^{-178t} - 0,014 e^{-867t} \right] \quad (35)$$

Pour comparer, voici le courant en l'absence de masse de cuivre

$$J_p(t) = 270 \text{ kA} \cdot \left[1 - e^{-199t} \right] \quad (36)$$

Les deux cas sont représentés dans la figure 5. Le cuivre a comme effet de ralentir la montée du courant. Mais la valeur asymptotique ne change pas.

1.6.2 Perte de flux

Pendant la période de formation ($R_o = \infty$) le courant du primaire est

$$J_e = \frac{U_{e0} \left(1 + \frac{R_q}{s L_q} \right)}{K_{eq} L_e (s-s_1)(s-s_2)} \quad (37)$$

$$J_e(t') = -13,9 \cdot 10^3 \left[e^{-156t'} + 0,141 e^{-868t'} \right] \quad (38)$$

Comparé avec la formule (10) le courant en présence de masse de cuivre décline plus vite. Le laps de temps écoulé lors d'une chute de courant de 15,9 à 10,7 kA (voir (11)) est maintenant égal à $t^* = 1,90$ msec. Il s'agit de trouver le nombre de volt-secondes induits dans la boucle du plasma pendant ce laps de temps. Pour ce faire nous devons connaître la tension induite (à circuit plasma ouvert) :

$$U_p = \frac{\hat{U}_e p M [R_1 + s(L_1 - q^2 M)]}{K_{e1} L_e L_1 (s - s_1)(s - s_2)} \quad (39)$$

$$U_p(t') = 76 \left[e^{-156t'} + 0,0689 e^{-868t'} \right] \quad (40)$$

La valeur de \hat{U}_e à introduire est celle de (12) multipliée par $R_0/(R_0 - R_e)$. L'intégration donne

$$\int_0^{t^*} U_p dt' = 0,13 \text{ Vsec} \quad (41)$$

Le flux perdu n'est donc pas entièrement récupéré. La figure 6 montre la tension induite avec et sans masse de cuivre, ainsi que le courant du primaire.

2. Alimentation par banc de condensateurs

La figure 7 montre le schéma d'une solution possible nécessitant un seul banc de condensateurs. Au temps $t_0 = -42$ msec le condensateur C de 0,1 Farad est connecté à l'enroulement E. Sa tension de charge est de

6,5 kV. Le circuit commence à osciller et le courant atteint la valeur maximale de 23 kA au temps $t_1 = - 2,4$ msec. A cet instant le vacuum switch ouvre et le courant accumulé commence à décliner avec une constante de temps d'environ 8 msec. La tension apparaissant à la résistance R_0-R_e est de 17 kV ($R_0 = 0,75\Omega$, $R_e = 0,02\Omega$). La période de formation est terminée au temps $t = 0$. A ce moment le courant et la tension sont tombés à 17 kA et 12,6 kV respectivement. Les valeurs continuent de décroître pour atteindre 9 kA et 6,6 kV au temps $t_2 = 5,25$ msec lorsque le disjoncteur crowbar ferme. Entre-temps le courant plasma a progressé jusqu'à 220 kA.

Lorsque le disjoncteur crowbar est actionné, la résistance du primaire chute à la nouvelle valeur $R_1 = 0,15\Omega$ choisie de manière à optimiser le plateau. Le courant plasma atteint un maximum de 270 kA vers 40 msec et redescend à 220 kA vers 80 msec.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont obtenus avec la méthode exposée au chapitre précédent.

Les figures 8 et 9 montrent l'allure des différentes grandeurs électriques.

2.1 Critique

Le banc de condensateur possède une énergie de 2,1 MJ. A l'enclenchement la tension de boucle du plasma est de 29 V. Il se peut que cette tension est trop grande en raison du risque d'amorçage. Une autre solution avec un banc de condensateurs de 0,3 Farad chargé à 3,85 kV produirait une tension de boucle de 17 V seulement. Le quart de période serait 70 msec et l'énergie serait un peu plus grande : 2,25 MJ.

La tension de boucle lors de l'ouverture du "vacuum switch" est de 77 V. Il est possible de l'augmenter en choisissant une résistance R_0 plus élevée. La limite est donnée par la tenue de tension du vacuum switch et de l'isolation de l'enroulement E.

La montée du courant se fait en deux temps et le courant présente un coude prononcé. Une variation plus régulière peut être obtenue au moyen de plusieurs crowbars consécutifs, selon une proposition de G. Bosia. Mais nous ne savons pas comment la présence de plusieurs coudes interfère avec le système de stabilisation feedback.

Le plateau est de meilleure qualité lors d'une alimentation avec redresseur.

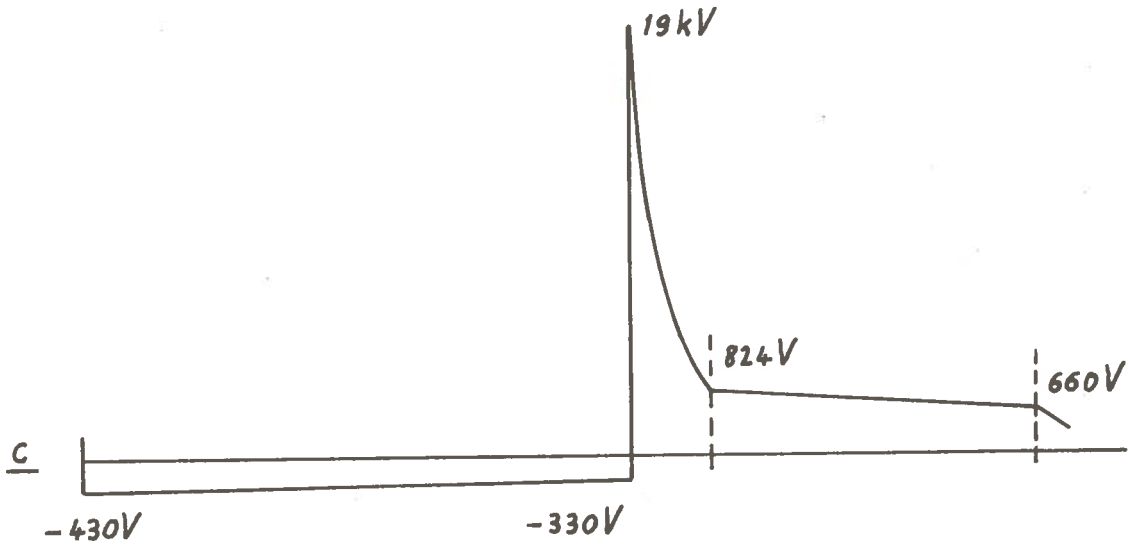
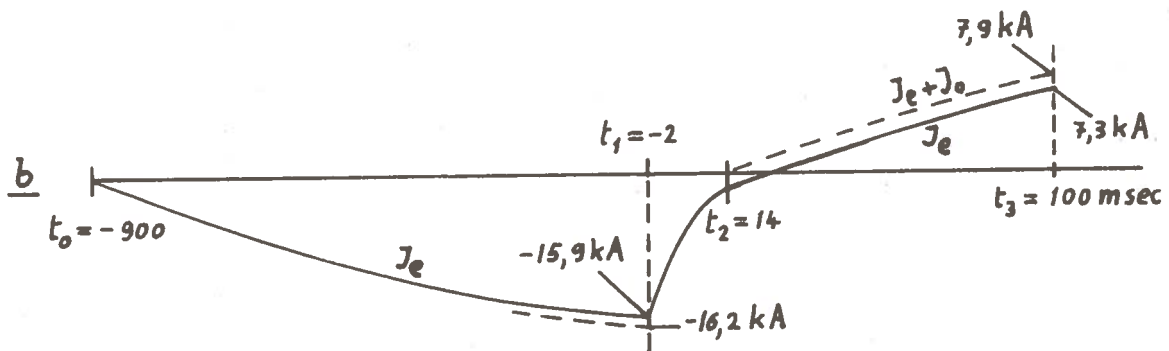
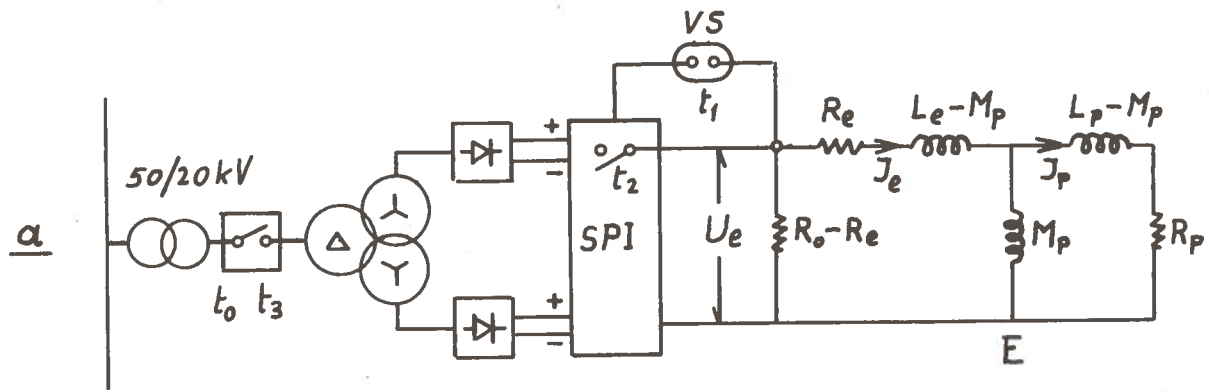


Fig. 1

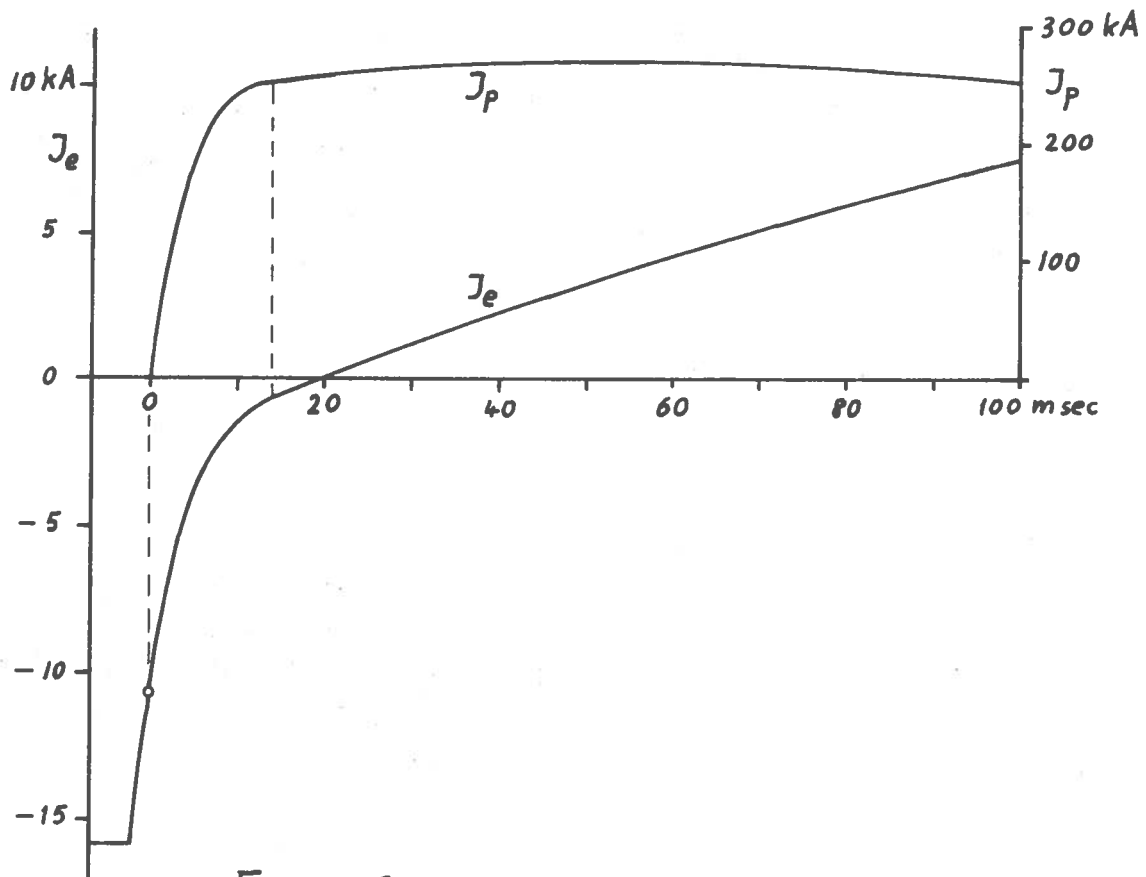


Fig.2. Courants du primaire et du plasma

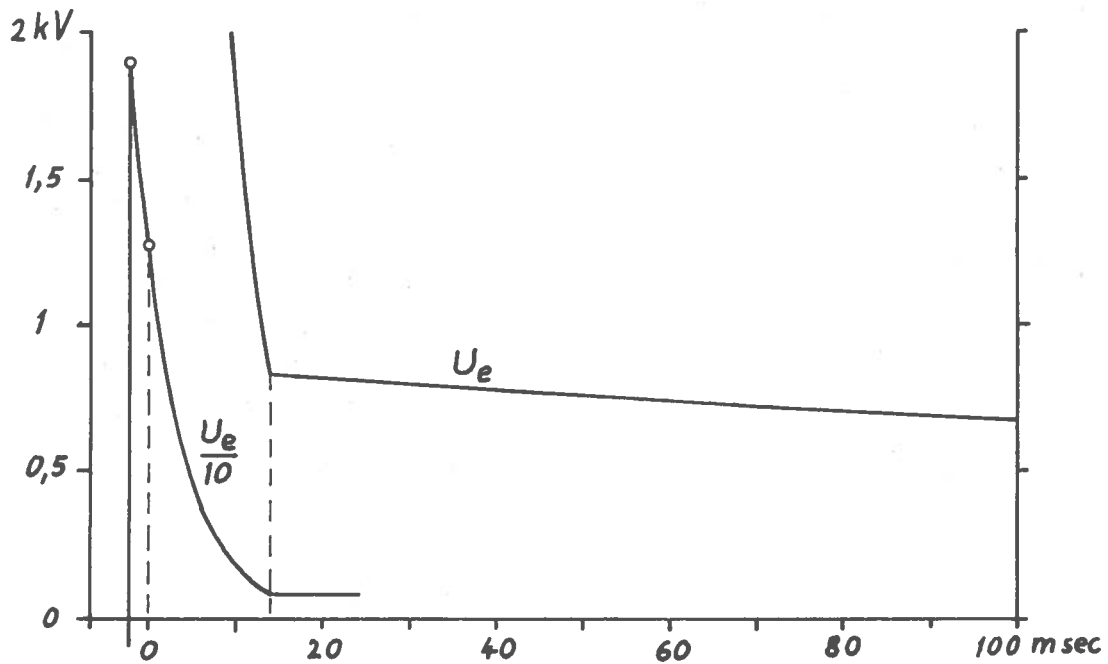


Fig.3. Tension du primaire

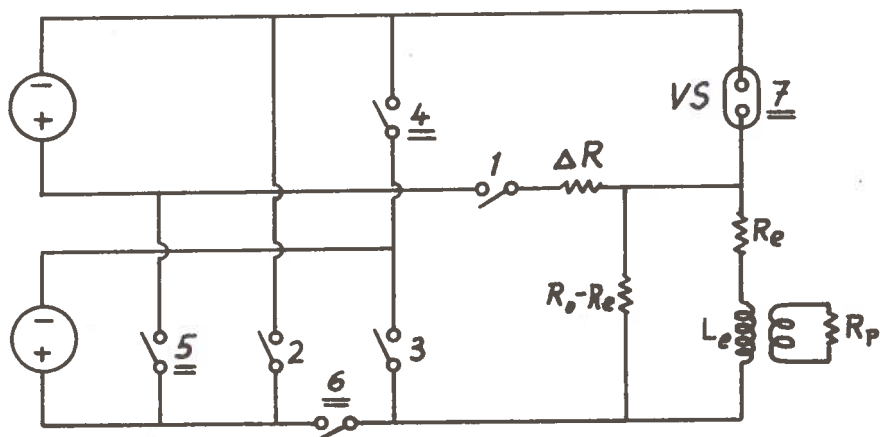


Fig. 4. En position parallèle les contacts 4,5,6,7 sont fermés

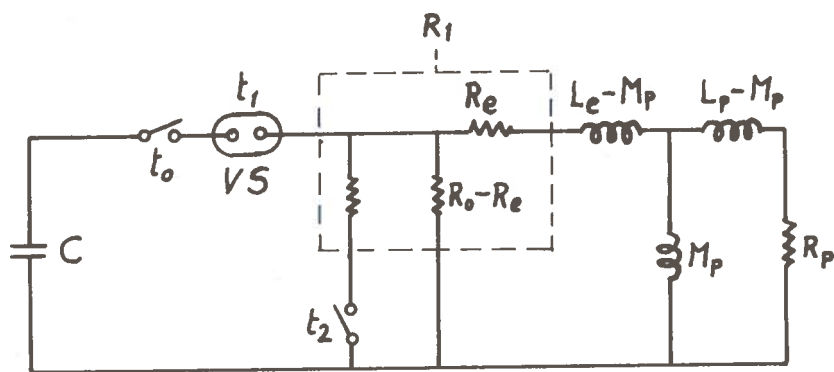


Fig. 7. Banc de condensateurs et crowbar

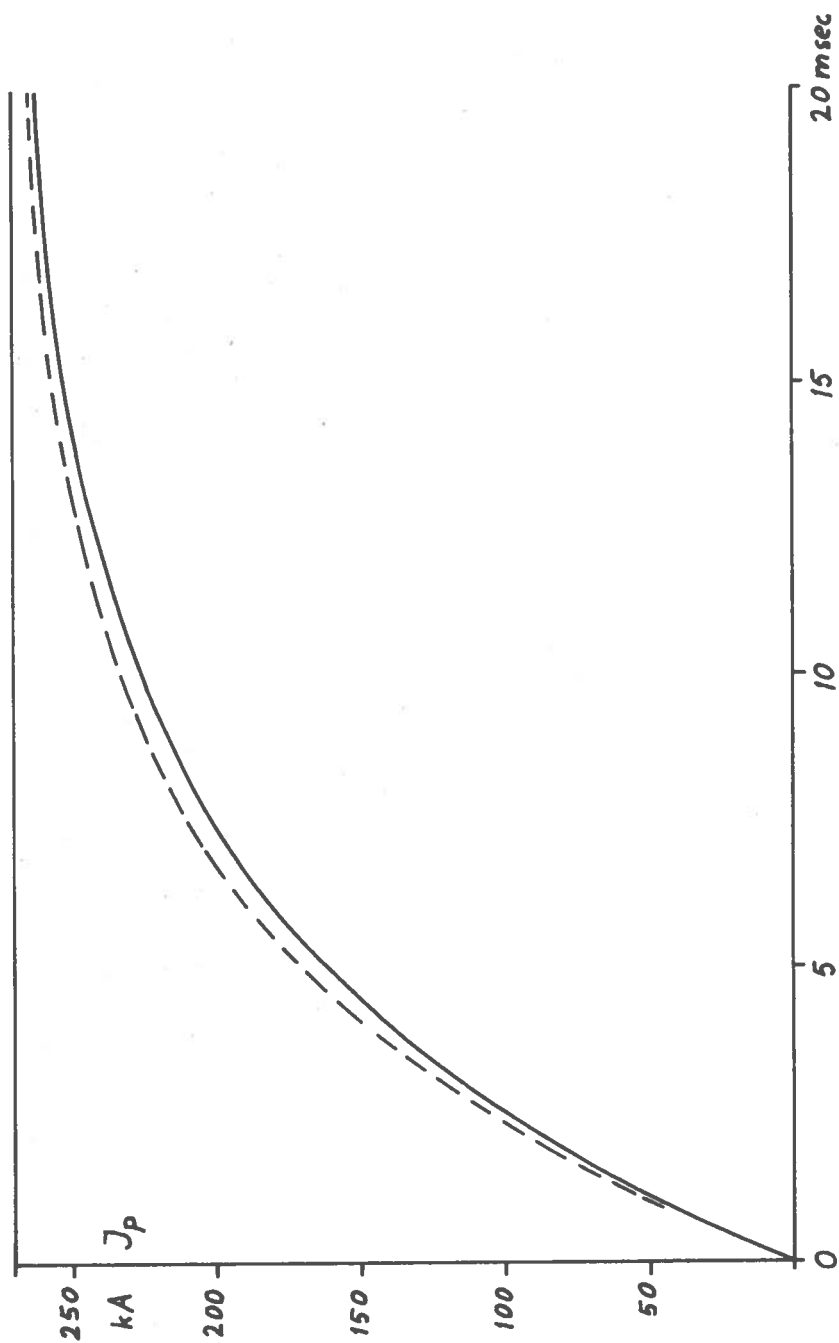


Fig. 5. Courant plasma — avec, --- sans cuivre

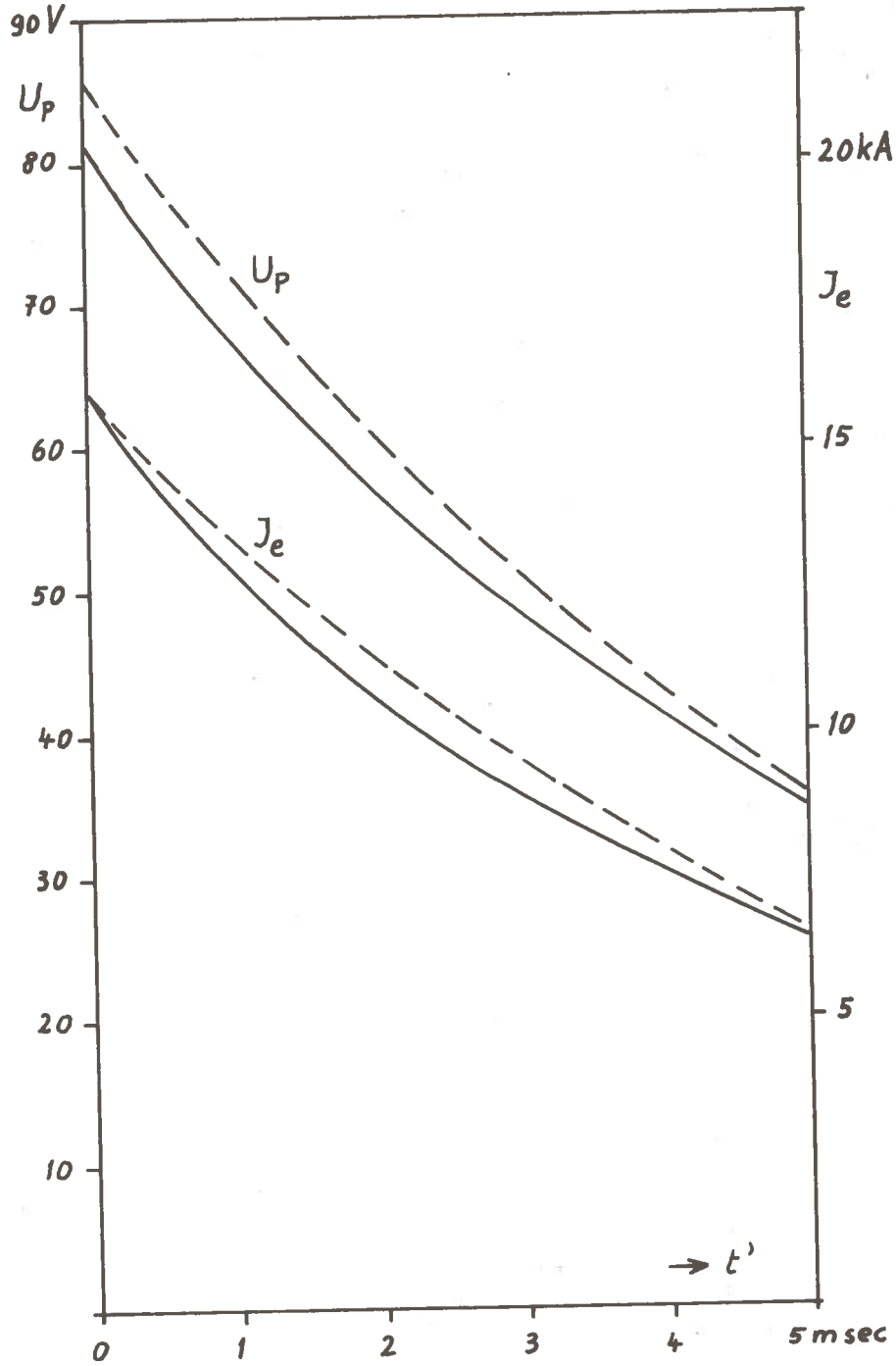


Fig. 6. Tension de boucle et courant du primaire en l'absence de plasma.

— avec, --- sans cuivre

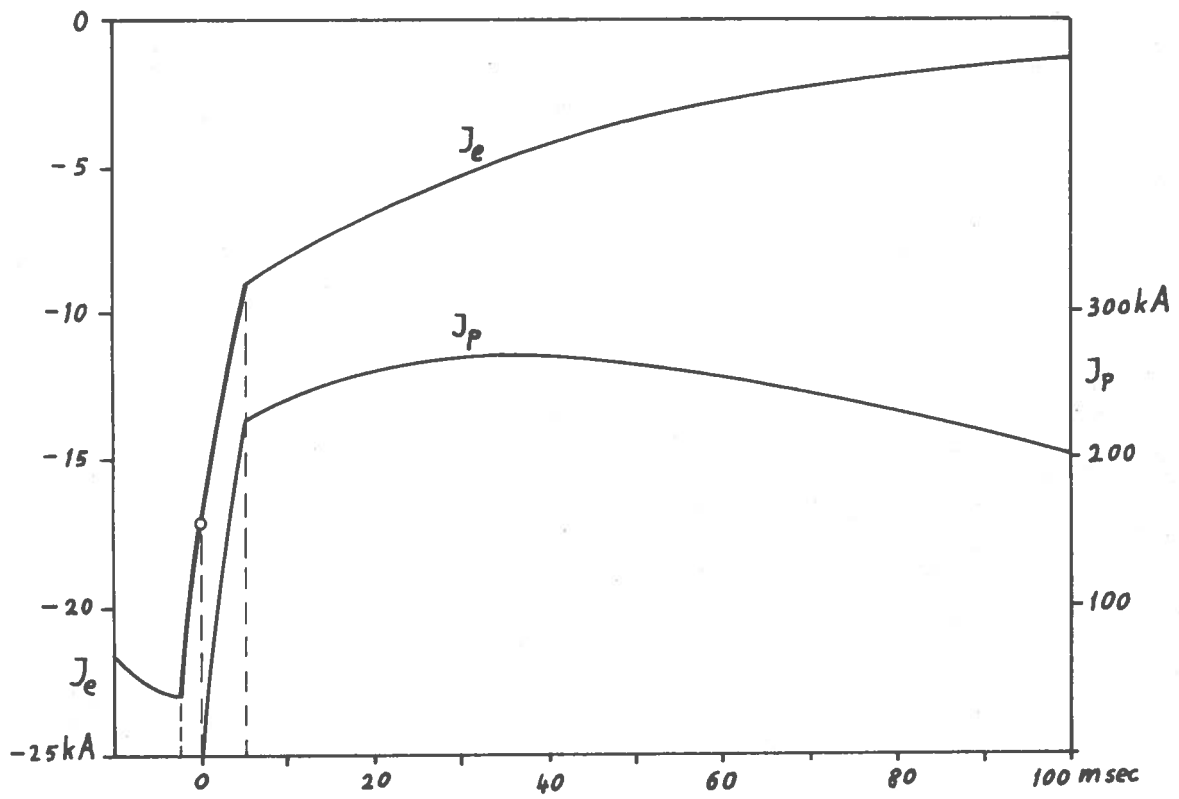


Fig. 8. Courants du primaire et du plasma

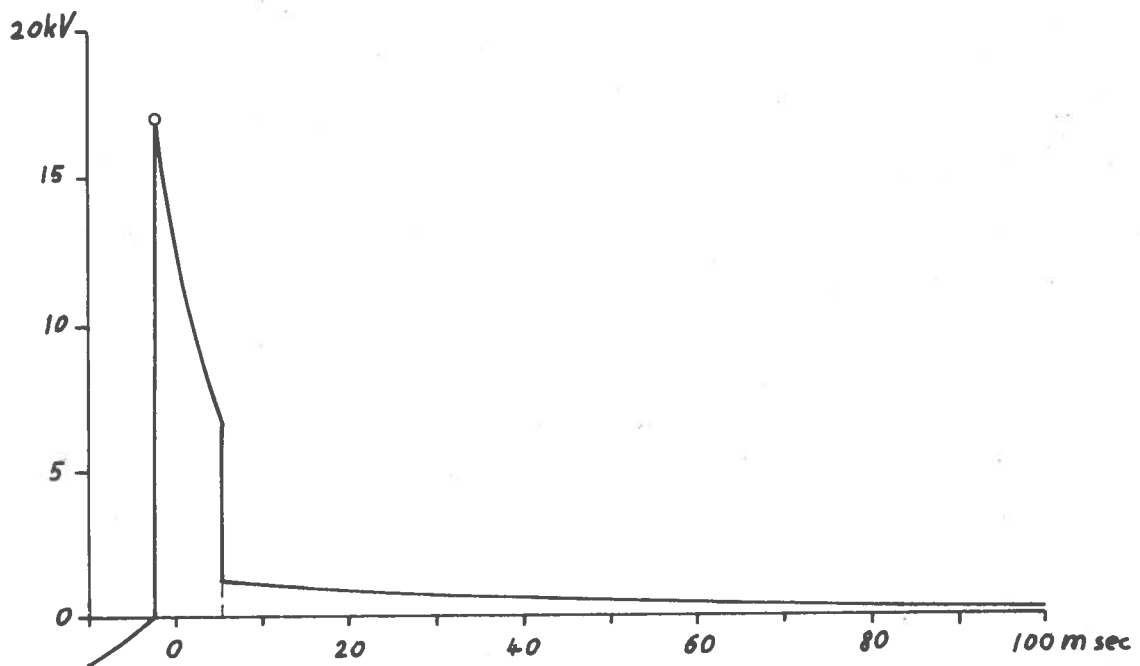


Fig. 9. Tension du primaire

