

NPA/Int. 68-10
21.3.68

ETUDES SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES DANS LE VIDE ET L'ULTRA-VIDE
OBTENUES PAR APPLICATION D'IMPULSIONS TRES HAUTE TENSION
- PREMIERS RESULTATS - PROGRAMME DE DEVELOPPEMENT

par

F. Rohrbach

Table des Matières :

Introduction

- I) Impulsions Longues - Résultats Préliminaires
- II) Impulsions Courtes
 - II.1 Ligne tricoaxiale
 - II.2 Choix de la valeur de l'impédance
 - II.3 Utilisation du système tricoaxial en circuit ouvert
 - II.4 Quelques effets qui conditionnent les temps de montée et de descente de l'impulsion
 - II.5 Réalisation prévue - choix d'une solution
- III) Echelle de Temps - Budget - Personnel

Conclusion

Remerciements

Figures et Photos

Références

PS/6448

Introduction

Les études sur les décharges électriques en impulsion haute tension ont débuté dès la fin de l'année 1966. L'année 1967 a été essentiellement consacrée à l'élaboration et à la mise au point d'un appareillage susceptible de nous fournir rapidement des résultats préliminaires. Le présent rapport est rendu nécessaire par le besoin de définir clairement les objectifs et les moyens de ce travail. Il devrait donc fournir les bases utiles aux développements futurs.

Deux buts essentiels doivent être distingués : (voir note NPA du 3.8.67),

- 1) Amélioration de nos connaissances sur les décharges électriques dans le vide et l'ultra-vide.
- 2) Nouvelles applications dans l'appareillage pour la physique nucléaire des hautes énergies et développement de l'appareillage existant (déflecteurs, séparateurs, analyseurs, etc...).

Ces deux objectifs possèdent un point commun fondamental car les premiers paramètres qui doivent être mesurés sont les mêmes. Il s'agit du temps de retard au claquage τ_1 en fonction de la différence de potentiel V appliquée entre les électrodes. Pour les buts pratiques il est évident que la connaissance de la courbe $V = f(\tau_1)$ conditionne de manière fondamentale la valeur et l'intérêt des applications envisagées. Il est utile, dès maintenant, de fixer les idées par quelques chiffres concernant l'utilisation de champs électromagnétiques pulsés dans une application du type déflecteur rapide :

- déflecteur magnétique actuel: $B_{\max} = 0,2$ Tesla (éjection)

L'induction magnétique est limitée par la saturation des ferrites ainsi que par la tension et l'impédance de la source (difficultés physiques (matériaux magnétiques) et techniques (claquages H.T.)). L'angle de déflexion pour une longueur unité que nous prendrons égale à 1 m est dans ce cas donné par

$$\alpha_M = 300 \frac{B_0}{p}$$

B_0 en tesla, champ magnétique
 p_0 en GeV/c, quantité de mouvement de la particule
 α_M en mrad/m, déflexion angulaire

- défecteur électromagnétique : si l'onde électromagnétique (type TEM) se déplace entre les électrodes d'un défauteur dans la direction inverse de celle de la particule (onde du type rétrograde) l'angle de déflexion est donné par :

$$\alpha_{\text{TEM}} = 0,1 \frac{E_0}{p} \left(\frac{1+\beta}{\beta} \right)$$

E_0 en kV/cm, champ électrique
 p en GeV/c, quantité de mouvement
 α_{TEM} en mrad/m, déflexion angulaire
 $\beta = \frac{v}{c}$, vitesse de la particule

Remarque : Ces formules ne sont valables que si $\alpha \ll 1$. On aura donc une déflexion identique si :

$$E_0 = 3000 \cdot B_0 \frac{\beta}{1+\beta} \text{ et si } \beta \text{ est voisin de } 1 :$$

$$E_0 = 1500 \cdot B_0$$

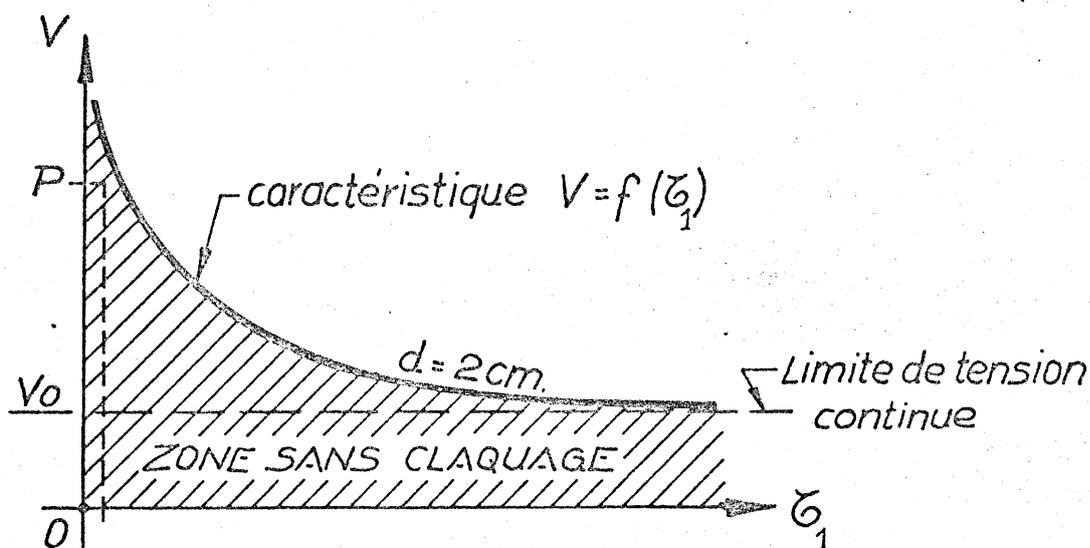
Ainsi la valeur de E_0 deviendra intéressante au point de vue des applications "du type défauteur" dès que :

$$E_0 \geq 300 \text{ kV/cm}$$

Pour défléchir un paquet de protons de 10 ns, l'impulsion sur le défauteur devra être appliquée pendant une durée minimale de $\tau_0 + \tau + 10 \text{ ns}$ (τ = temps mis par la particule pour traverser le défauteur et τ_0 = temps mis par l'onde pour traverser le même défauteur). Pour $\beta \approx 1$, $\tau = \tau_0$ et pour 28 GeV une longueur de 1 m, de défauteur étant nécessaire pour 300 kV/cm ($\alpha_{\text{TEM}} = 2,14 \text{ mrad}$) on aura :

$$\tau_p = \text{durée du plateau de l'impulsion} \geq 16,6 \text{ ns}$$

L'espace entre les deux électrodes devant être de l'ordre de $d = 2 \text{ cm}$, la courbe $V = f(\tau_1)$ sera très intéressante si le point P (600 kV, 20 ns) se situe à l'intérieur de la zone délimitée par cette caractéristique fondamentale :

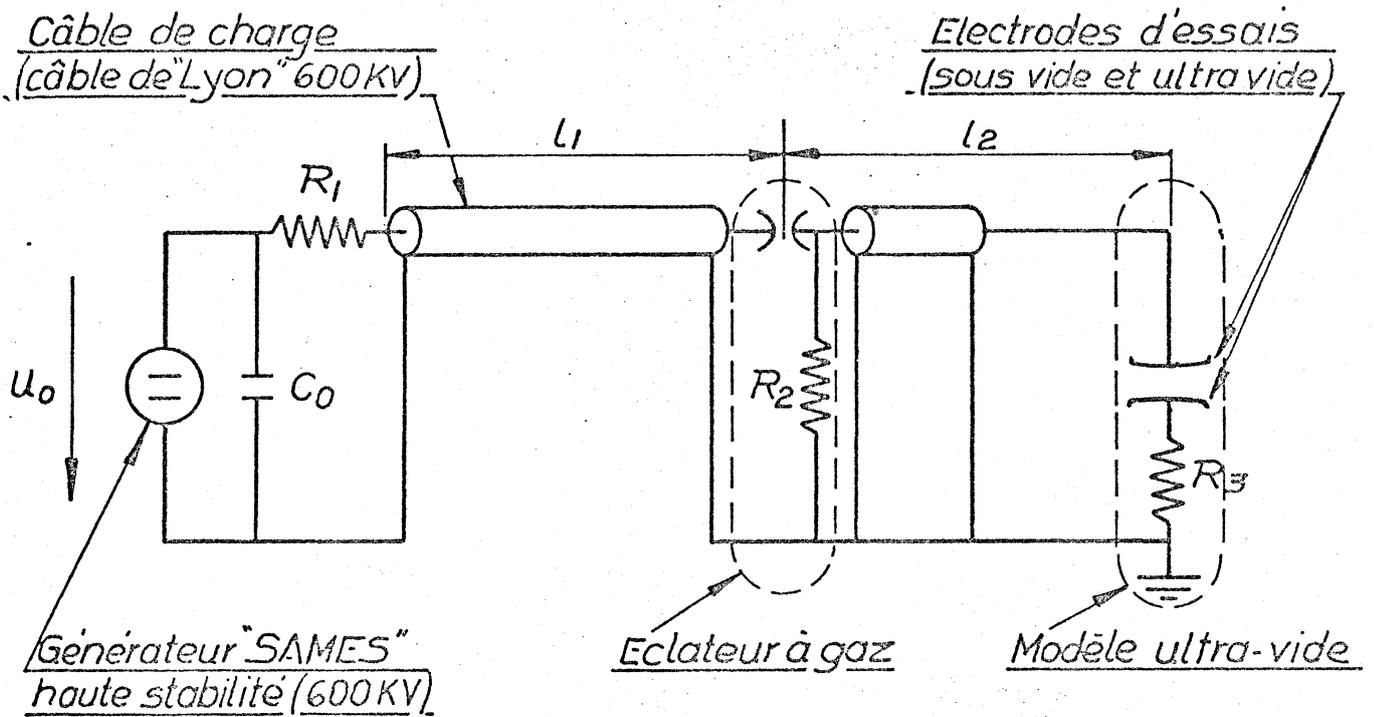


Cette caractéristique donne également des renseignements de grande valeur au point de vue de la connaissance sur les décharges dans le vide. En effet le temps de retard au claquage peut être calculé dans les différentes théories sur les décharges en fonction des paramètres principaux tels que : surtension, distance entre électrodes, nature des électrodes, etc... Les valeurs obtenues varient en fonction des paramètres de manière différente suivant la théorie considérée. On peut donc penser que la comparaison entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales permettra d'apprécier le degré de validité des différentes théories proposées.

I) Impulsions longues - Résultats Préliminaires

Afin d'obtenir rapidement quelques résultats de tenue en tension en impulsion, il a été décidé d'utiliser au maximum l'appareillage existant et de lui adjoindre le seul élément indispensable à l'obtention d'impulsions, un éclateur très haute tension. Comme l'appareillage existant avait été destiné aux recherches en tension continue, aucun élément (traversées haute tension, câble, modèle, résistances, etc...) n'était adapté sur une même impédance. Il était donc exclu de vouloir tout de suite obtenir des impulsions à front de montée très raide (ns)

et à durée courte (20 - 100 ns). Le choix s'est donc tout naturellement porté sur l'obtention d'une fonction du type échelon à temps de montée lent (μs) mais à très long plateau (ms). Le système choisi peut être schématiquement représenté de la façon suivante :



Le modèle haute tension et ultra-vide utilisé a déjà été décrit dans un rapport précédent ¹⁾. Il a une pression limite de $8 \cdot 10^{-10}$ Torr et peut travailler en tension continue jusqu'à 550 kV. La résistance électrolytique R_3 est de faible valeur ($\sim 80 \Omega$) et permet de limiter les dommages causés aux électrodes d'essais lors des décharges. La résistance de charge R_1 est du type "cochon" de $2,8 M\Omega$, elle est utilisée de façon classique en connexion avec les séparateurs électrostatiques ainsi d'ailleurs que le générateur continu SAMES 600 kV et le câble de charge. Ainsi nous n'avons eu à développer que la partie "éclateur et résistance de décharge R_2 " et tous les systèmes de mesure (diviseur haute tension et shunt de courant, système électronique pour déterminer les temps de retard au claquage).

Une étude théorique du circuit permet de montrer que l'impulsion obtenue entre les électrodes haute tension sera caractérisée par une oscillation amortie pendant la montée de la tension (voir photo 1) la demie période étant donnée par $\tau_1 + \tau_2$ (τ_1, τ_2 , respectivement temps mis par l'onde pour parcourir les distances l_1, l_2). La tension obtenue après cette période d'oscillation est donnée par :

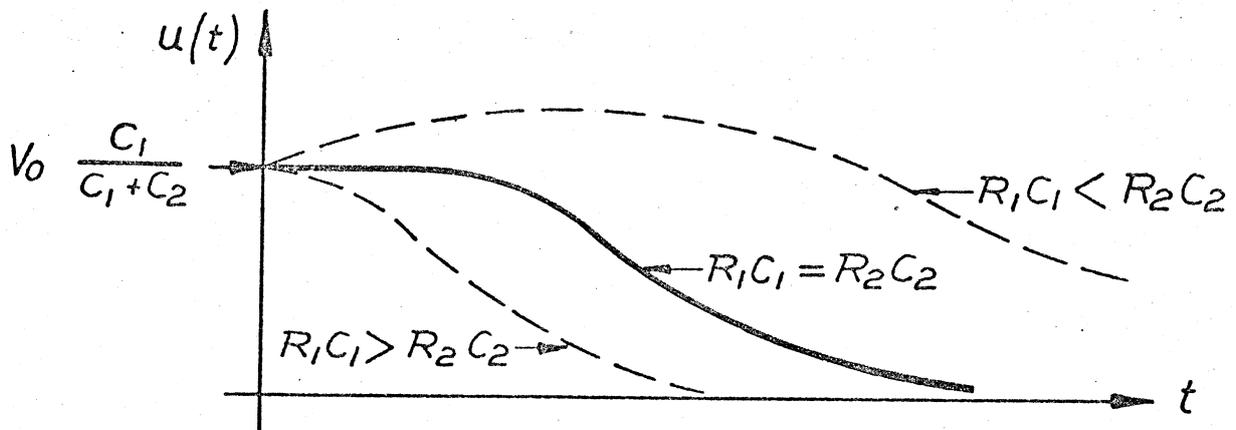
$$u'(t) = V_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} e^{-\alpha t} \left(\text{ch} \beta t + \frac{\alpha}{\beta} \text{sh} \beta t \right) \quad \begin{array}{l} C_1 = \text{capacité de charge} \\ C_2 = \text{ " de décharge} \end{array}$$

avec
$$\alpha = \frac{1}{2 R_1} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_0} \right) \quad \beta = \alpha \sqrt{1 - \frac{4 C_2 C_1 C_0}{(C_1 + C_2)(C_0 + C_1)^2}}$$

et ceci dans le cas où l'on cherche à obtenir un plateau très plat, c'est-à-dire tel que $\left. \frac{du}{dt} \right|_{t=0} = 0$

Cette optimisation conduirait à la condition :

$$R_1 C_1 = R_2 C_2$$



Pour $C_1 \gg C_2$ la tension est donnée par :

$$u(t) = V_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} e^{-\frac{t}{\theta}} \quad \text{avec } \theta = R_1 C_1 \frac{C_1 + C_0}{C_2}$$

Donc, pour ne pas perdre trop de tension, il faut avoir $C_2 \ll C_1$.
D'autre part, afin de minimiser l'énergie et donc éviter les dommages aux électrodes lors des claquages il faut choisir C_1 la plus faible possible, ce qui revient à dire qu'il faut rendre C_2 minimale. Dans les essais qui ont été effectués la valeur de C_2 (pour un écartement entre électrodes de 3 cm) était de 194 pF, nous avons donc choisi :

$$\begin{array}{lll} R_1 = 2,8 \text{ M}\Omega & C_1 = 2306 \text{ pF} & C_0 = 4000 \text{ pF} \\ R_2 = 30,8 \text{ M}\Omega & C_2 = 194 \text{ pF} & \end{array}$$

$$\text{donc } R_2 C_2 \lesssim R_1 C_1 = 6 \text{ ms} \quad \frac{C_1}{C_1 + C_2} = 0,92$$

$$\theta = 195 \text{ ms}$$

En fait, expérimentalement, la tension descend beaucoup plus rapidement que prévue et ceci prouve que le court-circuit dans l'éclateur est interrompu dans un intervalle de temps de l'ordre de quelques μs , dès que le courant devient négligeable. Ceci entraîne que la constante de temps déterminant la queue de l'impulsion est donnée par $R_2 C_2 = 6 \text{ ms}$. On obtient de plus une suite d'impulsions car l'éclateur ne recouvre sa pleine isolation qu'après quelques dizaines de ms seulement. Ainsi dès que la chute de tension aux bornes de l'éclateur devient trop grande par suite de la décharge $R_2 C_2$ on obtient une nouvelle impulsion par réamorçage de l'éclateur. Cependant la tension est alors plus faible car C_0 n'est plus chargée à U_0 mais à $u_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2}$, le générateur continu ne pouvant réagir assez rapidement. On peut ainsi obtenir jusqu'à 3, 4 ou même cinq impulsions successives (voir photo 2).

De plus, lorsqu'un courant de conduction s'établit dans le vide entre les électrodes on observe également des réamorçages de l'éclateur à gaz. La mesure de la tension de chaque côté de l'éclateur gaz prouve que l'éclateur n'agit plus comme un court-circuit dès que la période d'oscillation est achevée (quelques μs). A partir de cet

PS/6448

instant, tant qu'il n'y a pas de courant de conduction dans le vide suffisamment important (quelques 100 mA) l'éclateur est ouvert et la variation de la tension aux bornes des électrodes sous vide n'est déterminée que par la valeur de R_2, C_2 . (voir photo 3).

Les premiers essais effectués dans ces conditions permettent de construire une partie de la courbe $V = f(\tau_1)$. (fig. 1). On peut également citer un certain nombre de résultats importants:

- 1) Il existe une période de formation comparable à celle observée en tension continue.
- 2) L'effet de pression observé en tension continue subsiste dès que la distance entre les électrodes est supérieure à quelques 5 à 10 mm.
- 3) Pour des écartements inférieurs à 10 mm, le champ électrique nécessaire pour obtenir un claquage après un temps moyen et constant de valeur τ_1 , est constant.
- 4) Avant le claquage on observe toujours une chute de tension relativement lente ($\frac{du}{dt} \sim -20 \text{ kV}/\mu\text{s}$) montrant l'existence de courants de prédécharge.
- 5) Pour un ensemble de paramètres fixés (tension, distance entre électrodes, pression) le temps de retard au claquage est une variable aléatoire dont le comportement se rapproche d'une loi exponentielle pour les temps courts (μs) et d'une loi logarithmico-normale pour les temps longs. (Fig. 2).

II) Impulsions Courtes

Les résultats préliminaires en impulsion longue permettent d'envisager la possibilité d'obtenir des champs électriques de très haute valeur ($\geq 500 \text{ kV/cm}$) si la durée d'application de la tension est réduite à quelques dizaines de nanosecondes. Des appareils à haute performance (du type déflecteur, séparateur ou conducteurs coaxiaux) pourraient donc être envisagés si les résultats attendus étaient confirmés. Nous proposons donc de construire un ensemble expérimental susceptible de nous fournir des résultats de tenue en tension pendant des temps très courts ($\lesssim 100 \text{ ns}$).

Pour obtenir une impulsion courte à très haute tension dans un délai court (~ 1 an) il faut rejeter à priori des solutions qui nécessiteraient :

- 1) un câble coaxial,
- 2) des traversées haute tension devant à la fois supporter une tension continue et laisser passer des impulsions à front très raide.

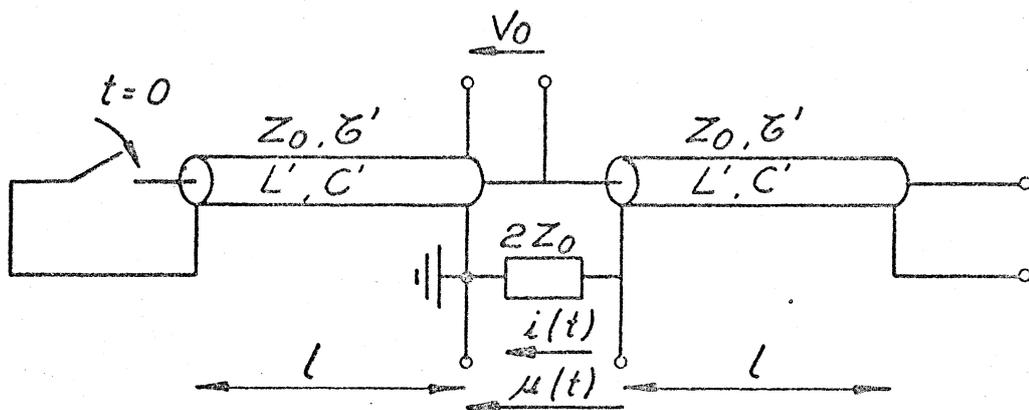
En effet, les câbles coaxiaux haute fréquence n'existent actuellement que pour des tensions relativement faibles ($\lesssim 100$ kV) et il y a pratiquement incompatibilité entre les deux problèmes majeurs posés pour réaliser les traversées haute tension. De plus les solutions basées sur l'utilisation d'un câble coaxial chargé que l'on décharge par l'intermédiaire d'un éclateur dans une charge adaptée à l'impédance du câble présentent plusieurs désavantages:

- 1) La tension appliquée à la charge est la moitié de la tension de charge du câble,
- 2) L'éclateur se trouve en ligne avec la charge il doit donc être entièrement adapté à l'impédance caractéristique du système et supporter une tension D.C. double de celle appliquée à la charge. En outre les électrodes de l'éclateur se trouvent toujours sous haute tension (avant et pendant l'impulsion).
- 3) Il faut réaliser trois types de traversée haute tension :
 - a) traversée câble de charge - éclateur qui doit supporter la tension de charge D.C. et être adapté en impédance afin de ne pas déformer l'impulsion.
 - b) traversée éclateur - câble de décharge qui doit supporter l'impulsion haute tension et être adaptée.
 - c) traversée câble de décharge - vide qui doit également être adaptée en impédance et supporter l'impulsion haute tension.

Les traversées (b) et (c) peuvent être groupées en un seul problème si l'on attache l'éclateur haute pression au système sous vide en éliminant le câble de jonction. Ce type de traversée (gaz-vide) uniquement prévue pour supporter une impulsion haute tension courte devrait être relativement aisée à construire. Par contre la traversée (a) pose un problème très difficilement soluble. Seul un long travail de développement permettrait peut-être de résoudre ce problème pour les tensions envisagées (600 kV) et les temps de montée nécessaires (< 5 ns).

II.1 Ligne tricoaxiale

La plupart des difficultés techniques citées précédemment peuvent être esquivées si l'on choisit de former l'impulsion haute tension en utilisant un circuit basé sur la ligne de Blumlein. La ligne de Blumlein se présente de la façon suivante :



Pour $t \leq 0$ les deux lignes sont chargées à une tension V_0 . Au temps $t = 0$ on court-circuite l'extrémité d'une ligne.

Les deux lignes doivent avoir :

- 1) même impédance Z_0 .
- 2) même temps de propagation $\tau = \tau' l$

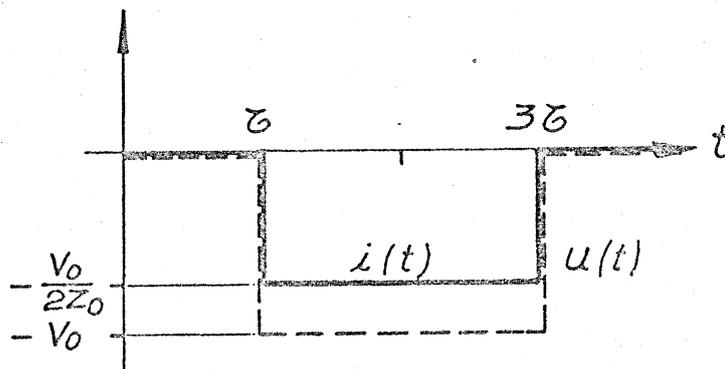
Les deux lignes étant connectées en série par l'intermédiaire d'une impédance de charge $2 Z_0$ on montre alors que la tension sur la charge sera :

$$u(t) = - \frac{V_0}{V_0} (\gamma(t - \tau) - \gamma(t - 3\tau))$$

et le courant

$$i(t) = - \frac{V_0}{2Z_0} (\gamma(t - \tau) - \gamma(t - 3\tau))$$

$$\gamma(\theta) = \text{fonction échelon}$$



Ainsi la tension sur la charge est inversée et égale en valeur absolue à la tension de charge. La durée de l'impulsion est égale à deux fois le temps de propagation de l'onde dans la ligne de longueur l .

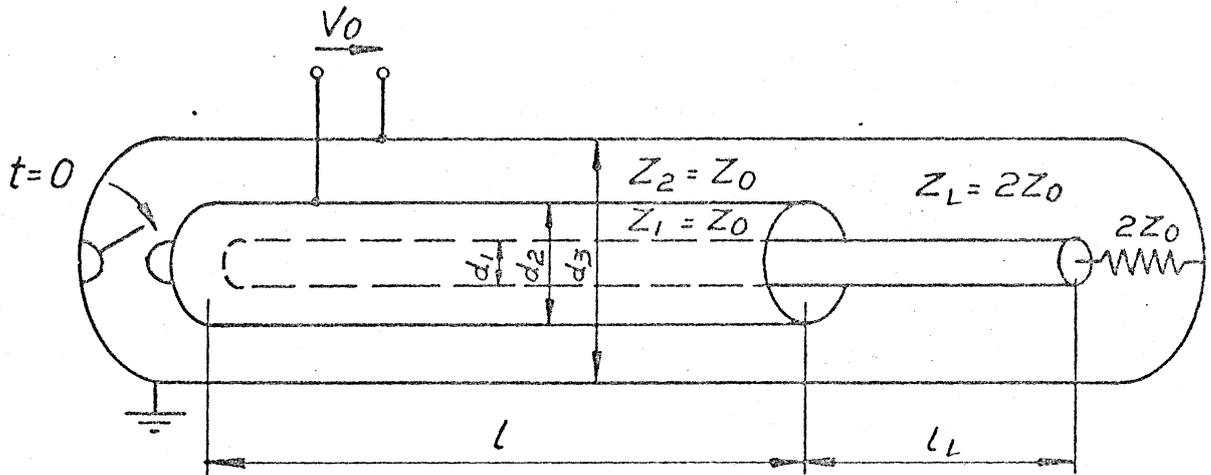
Le bilan énergétique montre bien que toute l'énergie contenue dans le système est délivrée à la charge $2 Z_0$:

$$W_i = \text{énergie initiale} = \frac{1}{2} (2 C' l) V_0^2 = C' l V_0^2$$

$$W_f = \text{énergie finale} = V_0 \cdot \frac{V_0}{2Z_0} \cdot 2\tau = V_0^2 \frac{\tau}{Z_0} = V_0^2 l \frac{\sqrt{\frac{L' C'}{L' C'}}}{\sqrt{\frac{L' C'}{C'}}} = C' l V_0^2$$

On peut remplacer l'impédance de charge $2 Z_0$ par une ligne de longueur quelconque, d'impédance $2 Z_0$, terminée par son impédance caractéristique $2 Z_0$. L'impulsion sur la charge n'est pas modifiée, elle n'est que

retardée d'un temps fonction de la longueur de la ligne d'impédance $2 Z_0$. Il est possible de combiner les deux lignes coaxiales en une seule ligne que nous appellerons ligne tricoaxiale :



L'avantage essentiel de ce système par rapport au précédent réside dans le fait que les lignes se trouvent naturellement blindées alors que dans le premier cas la seconde ligne possède son blindage extérieur à la haute tension pendant toute la durée de l'impulsion.

Si l'on choisit de conserver les mêmes rapports pour les diamètres d_1/d_2 et d_2/d_3 la charge Z_L se trouve automatiquement adaptée sur l'impédance $2 Z_0$, en effet :

$$Z_1 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \text{Log} \frac{d_2}{d_1} = 60 \text{Log} \eta = Z_0$$

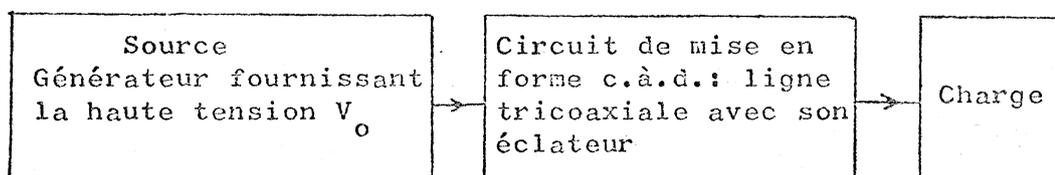
$$Z_2 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \text{Log} \frac{d_3}{d_2} = 60 \text{Log} \eta = Z_0 \quad \text{si} \quad \frac{d_2}{d_1} = \frac{d_3}{d_2} = \eta \quad \text{et} \quad \epsilon_r = 1$$

$$\text{et } Z_L = 60 \text{Log} \frac{d_3}{d_1} = 60 \text{Log} \eta^2 = 2 Z_0$$

L'intérêt de ce système tricoaxial basé sur la ligne de Blumlein par rapport à la simple combinaison ligne chargée - éclateur - charge est que ce type de générateur délivre à la charge une tension égale à la tension de charge. De plus l'éclateur ne se trouve plus en série avec la charge, il n'y a plus de problème d'adaptation; il suffit simplement que l'extrémité de la ligne présente le meilleur court-circuit possible. Enfin, l'éclateur possède une électrode à la masse ce qui simplifie beaucoup le problème du déclenchement. La tenue en tension dans l'éclateur pendant l'impulsion n'offre aucune difficulté puisque les deux électrodes de l'éclateur se trouvent à la masse pendant toute la durée de l'impulsion.

II.2 Choix de la valeur de l'impédance

L'ensemble du système peut se mettre sous la forme du schéma bloc suivant :



Il faut donc distinguer les problèmes concernant :

- 1) l'impédance de la source Z_S
- 2) " du circuit de mise en forme Z_0
- 3) " de la charge Z_L

1) Impédance de la source : la source peut être à haute impédance. En effet, il suffit que la source puisse recharger le circuit de mise en forme pendant le temps T séparant deux impulsions. Pendant la charge de la ligne tricoaxiale, celle-ci se comporte comme une capacité de valeur $2 C' l = 2 \frac{\tau}{Z}$. Pour charger une capacité C à l'aide d'une source d'impédance Z_S à 99 % de sa tension finale il faudra un temps :

$$T = 4,6 Z_S C$$

soit, dans notre cas : $T = 9,2 \frac{Z_S}{Z_0} \tau \approx 10 \frac{Z_S}{Z_0} \tau$

L'impédance limite de la source sera donc donnée par :

$$Z_s \leq 0,1 Z_0 \frac{T}{\tau}$$

Application : soit $T = 1 \text{ s}$
 $\tau = 60 \text{ ns}$
 $Z_0 = 60 \Omega$

$$\text{alors } Z_s \leq 10^8 \Omega$$

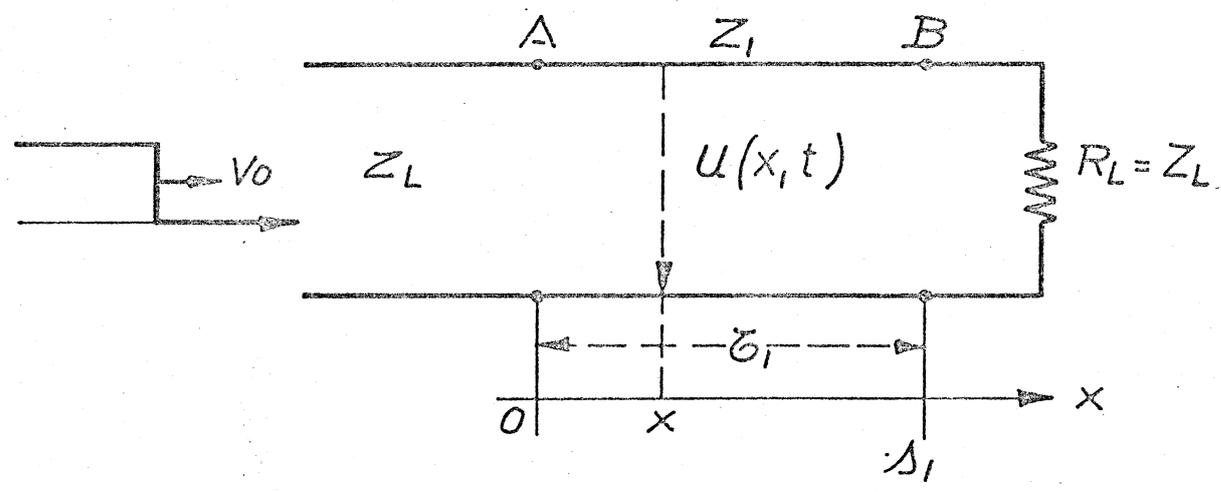
Les générateurs électrostatiques du type SAMES 600 kV ayant une impédance de cet ordre (à 600 kV) peuvent donc convenir. Cependant, si l'on augmente τ ou si l'on désire diminuer T il y aurait lieu d'utiliser comme source un générateur du type Marx. Ils sont à la fois peu coûteux et peu encombrants même pour des tensions dépassant le MV. On voit également que l'on a intérêt à utiliser une impédance Z_0 élevée.

2) Impédance du circuit de mise en forme : Il est avantageux de rendre minimum le champ électrique maximum. Dans une géométrie coaxiale, cette condition est satisfaite lorsque le rapport des diamètres est égal à e (2,718...). Si l'isolant utilisé est un gaz (ou le vide) l'impédance vaut alors 60Ω . Cette valeur est favorable car elle se trouve également proche de celle qui donne un minimum pour l'atténuation (77Ω). Si l'on admet une augmentation de 10 % du champ maximum on pourra choisir une impédance comprise entre 35 et 95 Ω . La valeur optimale de 60 Ω n'est donc pas trop critique. Pour des raisons d'encombrement on aurait donc intérêt à choisir une impédance de l'ordre de 40 Ω donnant un rapport de diamètre de 1,95 au lieu de e. En effet, malgré l'augmentation de l'atténuation ($\sim 20 \%$) et de la capacité (donc de l'énergie emmagasinée) le gain sur l'encombrement de la ligne tricoaxiale qui intervient avec le carré du rapport des diamètres paraît prédominant (facteur 2 sur le diamètre extérieur entre 40 et 60 Ω). L'atténuation est d'ailleurs si faible (ainsi que nous le verrons) que la déformation de l'impulsion due à cet effet est complètement négligeable tant que la durée de l'impulsion est courte ($\leq 100 \text{ ns}$).

3) Impédance de la charge : La charge est constituée par la ligne Z_L et l'impédance d'extrémité Z_L . L'idéal pour que l'impulsion soit propre (sans réflexion) est de réaliser une charge telle que :

$$Z_L = 2 Z_0$$

Cette condition ne sera pas toujours réalisable. Il faut envisager le cas d'une charge capacitive ou inductive respectivement en parallèle ou en série sur la résistance d'extrémité Z_L . Dans la plupart des applications on pourra considérer que cette charge est essentiellement capacitive (présence d'électrodes déflectrices par exemple). Cette approximation ne peut être faite que si la dimension linéaire de la charge répond à certaines conditions vis-à-vis de l'impulsion de largeur 2δ . En effet, le fait que la charge soit capacitive ou inductive sur une longueur δ_1 signifie que l'impédance sur cette longueur est plus petite (capacitive) ou plus grande (inductive) que l'impédance de la ligne de charge Z_L . Nous avons donc la situation suivante :



soit : $\rho = \frac{Z_1 - Z_L}{Z_1 + Z_L}$

le coefficient de réflexion en A
 si : $\rho < 0$ Z_1 est capacitif
 " $\rho > 0$ Z_1 est inductif

La tension sur la ligne Z_1 sera alors fonction de l'abscisse x par suite des multi-réflexions induites aux points A et B. On peut calculer le temps de montée de la tension sur la charge Z_1 :

$$\tau_m = - 2,2 \frac{1}{\text{Log}|\rho|}$$

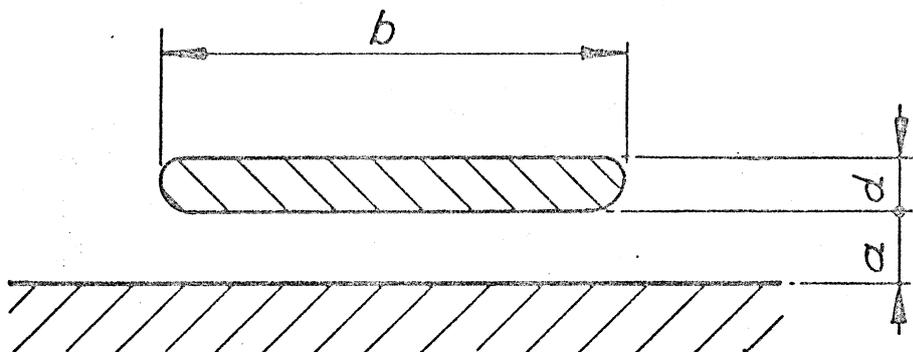
τ_m est le temps de montée (10 % - 90 %) de la tension dans le cas capacitif ($\rho < 0$) et le temps d'oscillation (10 % - 90 %) dans le cas inductif ($\rho > 0$).

Pour que l'impulsion rapide de durée 2τ ne soit pas trop déformée il est raisonnable de fixer une limite à τ_m telle que $\tau_m \leq \frac{2\tau}{10}$. Ceci permet de donner une limite supérieure à la longueur de la charge Z_1 non adaptée :

$$\tau_1 \leq - \frac{\tau}{11} \text{Log}|\rho|$$

Application numérique : soit $\left\{ \begin{array}{l} \tau = 30 \text{ ns} \\ Z_L = 120 \ \Omega \\ Z_1 = 60 \ \Omega \end{array} \right. \quad (Z_0 = 60 \ \Omega)$

Ce cas pourrait correspondre à celui d'un déflecteur électromagnétique susceptible d'éjecter un "bunch" du synchrotron à protons. Section du déflecteur :



avec $a = 2 \text{ cm}$ on trouve $Z_1 = 60 \Omega$
 $d = 2 \text{ cm}$
 $b = 6 \text{ cm}$

d'où : $\rho = -\frac{1}{3}$, $\text{Log} |\rho| = -1,1$ et $\tau_1 \leq 3 \text{ ns}$ $s_1 \leq c \tau_1$

Le déflecteur devrait donc avoir une longueur maximale de $s_1 = 90 \text{ cm}$.

Remarque : si l'on adapte la ligne Z_1 sur son impédance et non sur celle de la ligne Z_L on perd une grande partie de la tension pour le cas $Z_1 < Z_L$, mais le temps de montée n'est pas détruit. Dans tous les cas, dès que Z_1 est différent de Z_L , on observe de plus des réflexions successives, d'amplitude décroissante, après la durée $2(\tau + \tau_L)$.

Lorsque la charge capacitive (en parallèle sur Z_L) ou inductive (en série avec Z_L) peut être considérée comme un élément de dimension linéaire négligeable le temps de montée devient :

a) charge capacitive : $\tau_m = 2,2 C \frac{Z_L}{2}$ mais $Z_L = 2 Z_0 = 2 \frac{\tau'}{C'}$

$$\text{d'où : } \tau_m = 2,2 \frac{C}{C'} \tau' \quad \text{car } \tau' = \sqrt{\frac{L' C'}{C'}} \\ Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}}$$

b) charge inductive : on observe dans ce cas une oscillation amortie dont la constante de temps vaut :

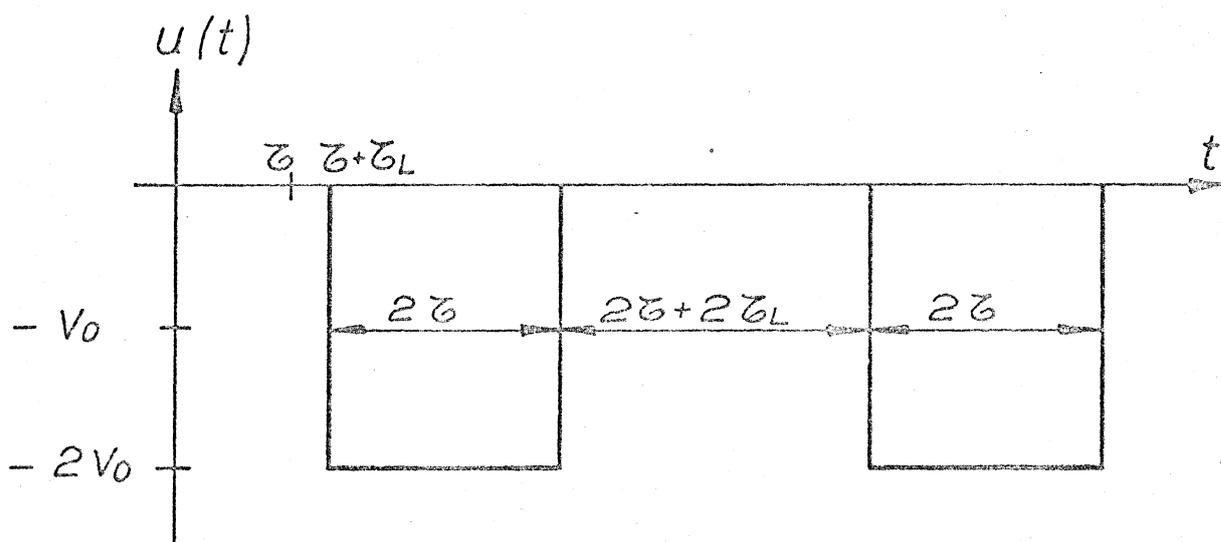
$$\tau_L = \frac{L}{2Z_L} = \frac{L}{4L'} \tau'$$

Ainsi on constate que, si C respectivement L sont inférieurs à la capacité par unité de longueur C' et la self par unité de longueur L' de la ligne tricoaxiale d'impédance Z_0 le front de montée ou la durée de l'oscillation amortie ne dépassera pas $\tau' \times 1 \text{ m}$ c'est-à-dire 3,3 ns.

Dans les deux cas la descente de l'impulsion 2τ sera modifiée de façon plus sensible que la montée.

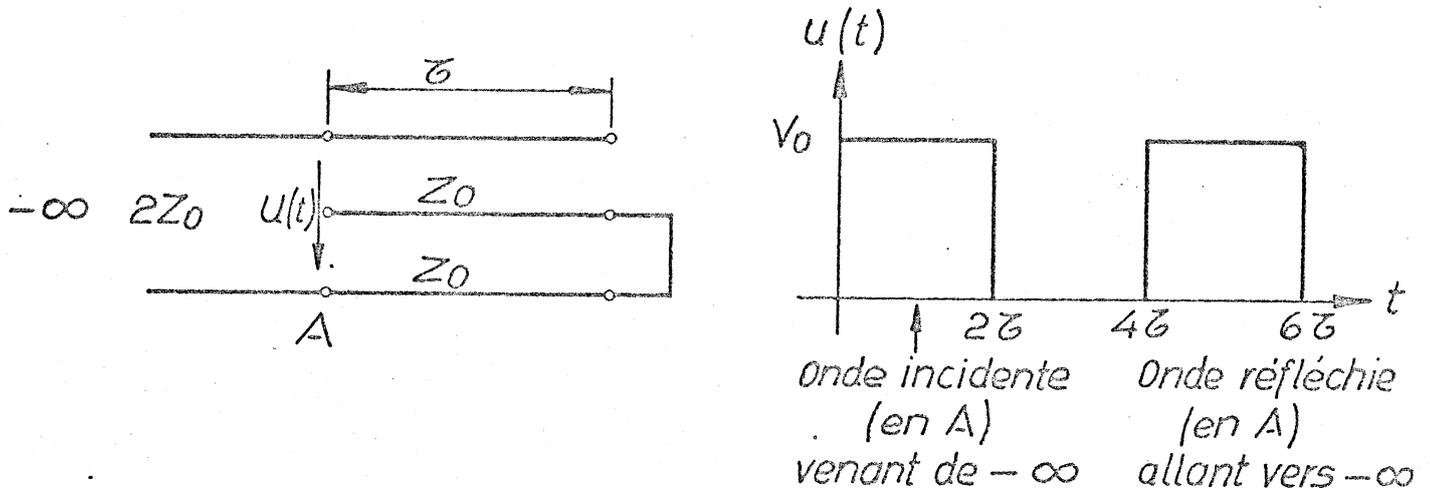
II.3 Utilisation du Système tricoaxial en Circuit ouvert

Si au lieu de l'impédance de charge $R_L = Z_L = 2 Z_0$ on élève la valeur de la résistance d'adaptation ($R_L \gg 2 Z_0$) on obtiendra alors sur la charge à haute impédance une tension double. La source retournera cette réflexion après un temps $2(\zeta + \zeta_L)$. Le calcul montre que si l'on néglige les pertes la tension sur R_L se comportera de la façon suivante :



On peut donc régler l'écart entre les différentes impulsions en jouant sur la longueur de la ligne ζ_L . La tension est doublée mais le courant est nul (pas de champ magnétique).

Remarque : Pour la réflexion de longueur 2ζ la ligne tricoaxiale se comporte comme une ligne ouverte de longueur 4ζ .



II.4 Quelques Effets qui conditionnent les Temps de Montée et de Descente de l'Impulsion

Les principaux effets qui sont susceptibles de réduire les temps de montée et de descente de l'impulsion délivrée par la ligne tricoaxiale sont de trois sortes :

- 1) L'éclateur réel n'est pas un court-circuit parfait. Il peut être représenté par un court-circuit parfait en série avec une inductance de valeur constante et une résistance fonction du temps. Ces éléments dépendent de la géométrie de l'éclateur, du milieu isolant utilisé et du mécanisme physique conduisant à la formation de l'arc. L'influence de la résistance fonction du temps sur le temps de montée a été étudiée par différents auteurs ²⁾. Expérimentalement la relation :

$$\tau_r = \frac{88}{Z^{1/3} E^{4/3}} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/2} \text{ [nsec]}$$

avec Z impédance de la ligne en Ω

E champ électrique entre les électrodes de l'éclateur en MV/m

ρ densité du gaz

ρ_0 densité de l'air aux conditions normales

donne un bon résultat (accord à 10 % environ).

Le temps de montée dû à cette résistance est en relation directe avec la rapidité de croissance du courant entre les électrodes. Cette dernière dépend du système adopté pour déclencher l'arc. On peut en effet déclencher l'arc par trois mécanismes :

- a) surtension entre les électrodes
- b) systèmes classiques à trois électrodes
- c) préionisation par focalisation d'un faisceau laser.

Nous adopterons la solution (c) qui semble techniquement la plus simple lorsque l'on envisage des éclateurs pour des tensions très élevées (> 500 kV). Les raisons conduisant à ce choix ont déjà été données dans un rapport précédent ³⁾. Le déclenchement d'un éclateur par un faisceau laser a été étudié au CERN en différents endroits ^{3), 4), 5)} et l'on devrait obtenir, compte tenu des premiers résultats, des valeurs de τ_r nettement inférieures à 10 ns pour une tension de 600 kV.

Application numérique : gaz CO_2 $\rho_0 = 2$ gr/l à 0° C, 760 mm
 air " = 1,3 " " " "

soit $p = 10$ atm. CO_2 d'où $\rho = 26$ gr/l

$$\text{d'où : } \tau_r = \frac{88}{60^{1/3} 10^{4/3}} \left(\frac{26}{1,3} \right)^{1/2} \approx 6,3 \text{ ns}$$

avec $E = 100$ kV/cm

$$Z = 60 \Omega$$

L'inductance de l'arc intervient également dans le calcul des temps de montée et de descente de l'impulsion.

Le calcul donne :

- 1) montée : $u(t) = -V_0 (\gamma(t) - e^{-\alpha t})$ $\alpha = \frac{Z_0}{L}$
 pour $\tau < t < 3\tau$
- 2) descente : $u(t) = +V_0 (\gamma(t) - (1 + \alpha t) e^{-\alpha t})$
 pour $3\tau < t < 5\tau$

Donc les temps de montée et de descente dus à l'effet de

$$\text{l'inductance seront : } \tau_m = 2,2 \frac{L}{Z_0} \quad \tau_d = 1,5 \tau_m$$

$$\tau_d = 3,35 \frac{L}{Z_0}$$

Ainsi plus Z_0 est élevé et moins se fera sentir l'influence de la self de l'arc.

Application numérique :

$$l = \frac{\mu_0 d}{2\pi} \log \frac{\phi_e}{\phi_i}$$

avec $\phi_e = 10$ cm diamètre du conducteur extérieur

$\phi_i = 0,01$ cm (diamètre de l'arc)

$d = 2,5$ cm distance entre électrodes

d'où $l \approx 3,5 \cdot 10^{-8}$ H

soit $Z_0 = 60 \Omega$

d'où : $\tau_m = 1,3$ ns

$\tau_d = 2$ ns

- 2) En géométrie tricoaxiale la ligne de Blumlein ne peut réaliser la condition d'égalité de longueur de la ligne court-circuitée et de la ligne ouverte. La ligne court-circuitée sera toujours légèrement plus longue que la ligne ouverte. Cette différence de longueur entraîne une augmentation du temps de descente de l'impulsion ainsi que l'apparition de réflexions d'amplitudes décroissantes mais ne modifie pas le temps de montée. Le calcul montre que la descente de l'impulsion s'effectue en deux sauts d'amplitude $\frac{0}{2}$ et séparés d'un intervalle de temps $2 \Delta \tau$ ($\Delta \tau =$ différence de temps de propagation de l'onde dans les deux lignes). La première réflexion d'amplitude $\frac{0}{4}$ a un signe inverse de celui de l'impulsion principale et une largeur $4 \Delta \tau$. Elle intervient après un temps $2(\tau - \Delta \tau)$ après l'impulsion fondamentale de durée 2τ . Les autres réflexions ont une amplitude décroissante $\frac{0}{8}, \frac{0}{16}, \frac{0}{32}$ etc... Il serait théoriquement possible de compenser ces effets en modifiant la valeur de ϵ_r dans la ligne ouverte tout en conservant la même impédance. Pratiquement cet effet n'est pas très gênant car il n'intervient que sur le temps de descente et dans une valeur moindre que les effets dus à l'inductance et à la résistance parasites de l'éclateur.
- 3) La résistance ohmique des deux lignes du système tricoaxial augmente les temps de montée et de descente par suite de l'effet de peau. On peut calculer son effet en remplaçant

dans l'équation des lignes la constante de propagation

$$\gamma_0 = p \sqrt{L'C'} \quad (p \text{ variable de Laplace}) \quad \text{par} \quad \gamma = \gamma_0 + x' \sqrt{P}$$

avec :

$$x' = \frac{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r}}{2 \text{Log}} x \quad \left[\frac{\sqrt{s}}{m} \right]$$

$$x = x_i + x_e = \frac{\sqrt{\rho_i \mu_{ri}}}{r_i} + \frac{\sqrt{\rho_e \mu_{re}}}{r_e}$$

$$\eta = \frac{r_e}{r_i}$$

avec r_e = rayon extérieur de la ligne
 r_i = rayon intérieur de la ligne
 ρ_i, ρ_e = résistivité du matériau de l'âme intérieure respectivement extérieure de la ligne.
 μ_{ri}, μ_{re} = perméabilité relative du matériau de l'âme intérieure respectivement extérieure de la ligne.

soit γ_1, γ_2 les valeurs de γ , x pour ligne extérieure
 x_1, x_2 court-circuitée respectivement intérieure (ouverte).

Le calcul donne alors :

front de montée (qui ne dépend que de γ_1) :

$$\tau < t < 3\tau \quad u(t) = -U_0 \left(1 - \text{erf} \left(\frac{x_1' \ell}{2\sqrt{t}} \right) \right) \quad \ell = \text{longueur de chaque ligne}$$

front de descente (dépend de γ_1 et γ_2)

$$3\tau < t < 5\tau \quad u(t) = U_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left[\text{erf} \left(\frac{3x_1' \ell}{2\sqrt{t}} \right) + \text{erf} \left(\frac{(2x_2' + x_1') \ell}{2\sqrt{t}} \right) \right] \right)$$

Le temps de montée est alors donné par :

$$\tau_m = 24,81 (x_1' \ell)^2$$

Application numérique :

Enceinte extérieure acier doux $\rho_e = 6 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
 $\mu_{re} = 10^3$
 $r_e = 70 \text{ cm}$

Tube intermédiaire aluminium $\rho_i = 2,9 \cdot 10^{-8} \text{ m}$
 $\mu_{ri} = 1$
 $r_i = 25,7 \text{ cm}$

d'où $x = x_i (\text{Al}) + x_e (\text{acier doux}) = 3,57 \cdot 10^{-2} (\Omega/\text{m})^{1/2}$

$\text{Log } \eta = 1$

$x' = 5,28 \cdot 10^{-8} \text{ } [\sqrt{\text{S/m}}] \text{ soit } \ell = 9 \text{ m}$

d'où

$$\tau_m = 5,6 \text{ ps}$$

Cet effet reste donc très faible tant que les conducteurs possèdent de grands rayons (ce qui est rendu nécessaire compte tenu des tensions utilisées) et que l'impulsion est courte (ℓ faible). Il peut donc être totalement négligé dans ce cas même si l'on utilise des matériaux à forte valeur de μ_r .

II.5 Réalisation prévue - Choix d'une solution

Nous projetons de réaliser une ligne tricoaxiale afin de réaliser des expériences de tenue en tension dans le vide en impulsion très courte ($< 100 \text{ ns}$). Malgré l'intérêt de nos premiers résultats obtenus en impulsion longue il ne nous est pas possible d'affirmer que les résultats que l'on obtiendra pour des temps très courts ($\sim 50 \text{ ns}$) seront suffisamment bons (champ électrique supérieur à 400 ou 500 kV/cm) pour nous permettre d'envisager des applications. On est ainsi conduit à réaliser une installation d'essais qui sera soumise aux conditions suivantes :

- 1) Système utilisant le mieux l'équipement actuellement disponible afin de minimiser le coût de l'appareillage.

- 2) Adopter des solutions simples même si elle ne sont pas opérationnelles dans le cadre d'une application (déflecteur ou séparateur) afin d'obtenir des résultats le plus rapidement possible.
- 3) Construire un système permettant de faire aisément varier les paramètres essentiels tels que distance entre les électrodes d'essais, nature des électrodes, pression et nature du gaz résiduel, haute tension appliquée et durée de l'impulsion.

Sur la base de ces considérations il est possible de définir les premières caractéristiques du générateur d'impulsion.

Tension maximum : 600kV en utilisation adaptée
1200 kV en circuit ouvert.

Nous disposons en effet d'un générateur SAMES de 600 kV dont les caractéristiques permettraient de travailler avec une fréquence de répétition de 1 impulsion par 2 ou 3 secondes.

Durée de l'impulsion maximum : ~ 60 ns

L'emplacement dont nous disposons ne permettrait pas d'installer un système dont la longueur serait supérieure à une dizaine de mètres.

Eclateur à gaz ou sous vide déclenché par laser

Nous disposons d'un laser à rubis d'énergie suffisante pour déclencher de façon simple un éclateur de 600 kV. Le système à trois électrodes serait peut-être plus intéressant ("jitter" probablement plus faible) mais seulement dans le cadre d'une application. Le fait qu'une électrode de l'éclateur soit à la masse simplifie en effet beaucoup les problèmes posés par les systèmes de déclenchement à trois électrodes pour les très hautes tensions.

La partie la plus coûteuse de l'installation se trouve être l'enceinte extérieure. En effet pour obtenir une bonne isolation il faut limiter le champ électrique continu maximum à 80 kV/cm. Ceci donne pour le diamètre du tube de la ligne intérieure :

$$d_i = \frac{2 U_{\max}}{E_{\max} \text{Log } \eta} = 15 \text{ cm} \quad V_{\max} = 600 \text{ kV}$$
$$\text{Log } \eta = 1 \quad (Z_0 = 60 \Omega)$$

Le diamètre de l'enveloppe extérieure serait alors :

$$d_e = d_i \eta^2 = d_i e^2 = 111 \text{ cm}$$

On voit donc que le diamètre du système est grand et comme la longueur doit être d'au moins 10 m et que l'enceinte extérieure devrait supporter une pression interne importante (quelques atmosphères) le coût de cette enceinte représente une fraction importante du montant total du projet ($\sim 50\%$). De plus la construction d'une telle cuve exigerait de long délais ($\gtrsim 6$ mois). C'est pourquoi nous proposons d'utiliser l'enceinte d'un séparateur électrostatique de 10 m. La forme, la nature (acier doux), l'épaisseur (25 mm) et la longueur de cette enceinte pourrait particulièrement bien convenir pour notre projet. Nous avons donc effectué une petite étude basée sur l'utilisation d'une telle enceinte (voir fig. 3). En ce qui concerne la nature du milieu isolant il existe quatre choix possibles : (voir également la fig. 3).

- 1) L'ensemble éclateur, ligne, électrodes d'essais est placé sous vide.

Avantages : aucune traversée haute tension exceptée la traversée continue pour l'alimentation (de type classique)
Pas de pression donc pas de problème de sécurité.

Inconvénients : le fonctionnement d'un éclateur sous vide à 600 kV est inconnu. Sous un vide de quelque 10^{-6} Torr la tension de charge ne devrait pas pouvoir dépasser 200 kV. On n'obtiendrait la pleine tension que pour une pression de quelques 10^{-4} Torr. Il serait donc impossible d'explorer toute la gamme des tensions et des pressions entre les électrodes d'essais.

- 2) L'éclateur est isolé et sous pression (CO_2); la ligne et les électrodes d'essais sont placés sous le même vide.

Le problème posé pour l'isolation de l'éclateur reste relativement simple. Par contre l'éclateur pourra fonctionner dans de bonnes conditions. (Il est déjà réalisé). Cependant le problème de la tenue en tension de la ligne demeure.

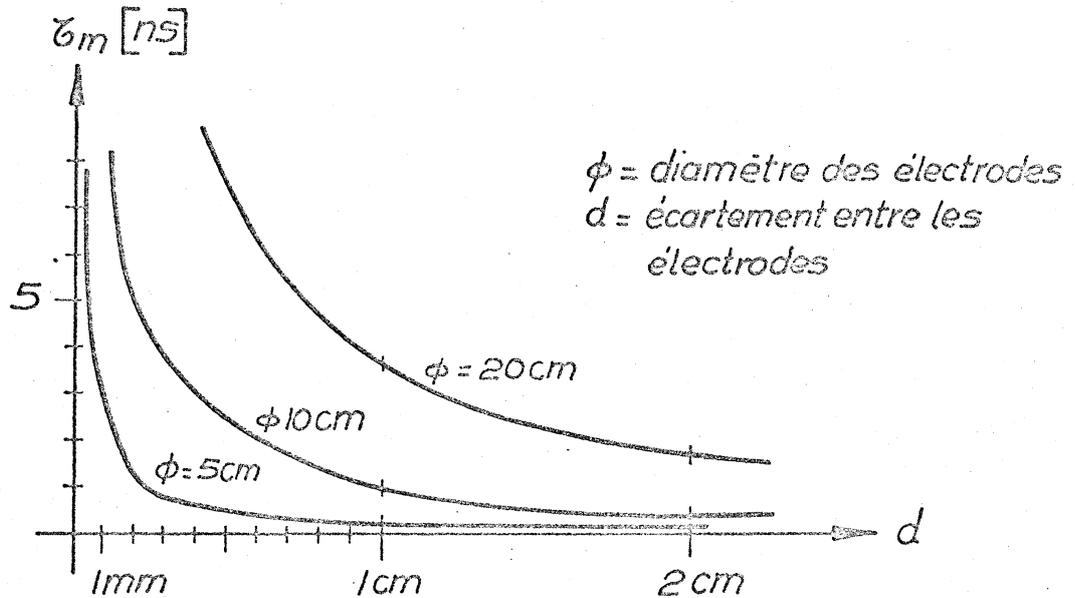
- 3) L'éclateur est isolé et sous pression (CO_2), la ligne est sous un vide optimal de quelques 10^{-4} Torr. Les électrodes d'essais sont placées sous un vide séparé.

Toute la gamme des pressions et des tensions est alors utilisable. Une isolation à l'aide d'un disque de mylar serait probablement suffisant, celui-ci ne devant supporter que l'impulsion H.T. Un groupe de pompage supplémentaire serait alors nécessaire.

- 4) L'éclateur est isolé et sous pression (CO_2), la ligne est sous pression (CO_2 ou $\text{N}_2 + \text{SF}_6$), les électrodes d'essais sont sous vide.

Une traversée haute tension gaz - vide est alors nécessaire. Elle doit être adaptée en impédance mais elle ne supporte que l'impulsion de tension. Cela est probablement réalisable mais devrait demander une étude et des essais. Il faudrait de plus réaliser une enceinte séparée pour les électrodes d'essais. La ligne tricoaxiale de 10 m représentée sous la fig. 3 serait réalisable rapidement et à relativement peu de frais. Les caractéristiques en seraient :

- 1) Durée de l'impulsion : 20, 40 et 60 ns en montant respectivement un tube intermédiaire de 3, 6 et 9 m.
- 2) Temps de montée : défini essentiellement par les caractéristiques (r, ℓ) de l'éclateur. Il serait certainement inférieur à 10 ns. La charge, essentiellement capacitive, donnée par les électrodes d'essais permettrait de travailler dans de bonnes conditions jusqu'à un écartement minimum de 2 mm. L'accroissement du temps de montée dû à la présence des électrodes serait en effet donnée par la courbe ci-dessous : $(Z_0 = 60 \Omega)$.



Pour les distances très petites (< 2 mm) on pourrait utiliser des électrodes de faible diamètre afin de limiter les temps de montée à une valeur inférieure à 5 ns.

- 3) Valeur de la tension : selon le type de solution adopté pour le milieu isolant on pourra travailler dans toute la gamme comprise entre 0 et 1200 kV (adapté de 0 - 600 kV, désadapté au-dessus) pour les solutions (3) et (4). Les solutions (1) et (2) limiteraient la tension en fonction de la pression régnant entre les électrodes. La tension limite devrait varier de façon linéaire avec la pression entre 200 kV environ à 10^{-6} Torr jusqu'à 500 à 600 kV vers quelques 10^{-4} Torr. (400 à 1000 ou 1200 kV en impulsion désadaptée).

- 4) Impédance caractéristique et paramètres de la ligne :

$$\begin{aligned} Z_0 &= 60 \Omega \quad (\text{rapport } e \text{ pour les diamètres}) \\ C' &= 55 \text{ pF/m} \quad \tau' = 3,3 \text{ ns/m} \\ L' &= 0,2 \mu\text{H/m} \end{aligned}$$

Energie emmagasinée : $W = 180 \text{ J}$ à 600 kV

Champ maximum sur le conducteur intérieur : 64 kV/cm à 600 kV

Matériaux : tube central en acier inoxydable

 tube intermédiaire en alliage d'aluminium (PRE 30).

Isolateurs : porcelaine H.T.

5) Résistance d'adaptation

$$Z_L = 2 Z_o = 120 \Omega$$

Elle est réalisée à l'aide d'un électrolyte (CuSO_4) dont la concentration est ajustée de façon à obtenir la valeur choisie. Ce type de résistance a déjà été essayé à haute tension (500 kV) et a donné de bons résultats.

Remarque : Si l'on devait construire une nouvelle enceinte au lieu d'utiliser l'enceinte d'un séparateur de 10 m (Il en existe actuellement 5) les inconvénients d'une telle décision seraient :

- 1) délais de mise en oeuvre
 - cavité 6 à 8 mois
 - équipement 1 an
- 2) coût important de l'opération
 - cavité 60 à 80'000.-
 - pompage (vide) 40'000.-
- 3) impossibilité de monter tout l'ensemble compte tenu du personnel à disposition.
- 4) difficulté de choisir un dimensionnement correct. En effet, il est évident que l'on ne peut, sans avoir fait au moins un essai, donner la valeur idéale des distances d'isolation. L'utilisation d'une enceinte existante fournirait justement de précieux renseignements pour fixer les paramètres d'une construction définitive et optimale.

- 5) Risque représenté par le fait que les résultats des essais ne seraient pas suffisamment bons pour envisager de poursuivre des développements en vue d'applications. Dans le cas d'une nouvelle enceinte un investissement de cet ordre ne serait pas productif alors que l'utilisation d'un 10 m ne serait que provisoire et n'entraînerait pas de perte en cas d'échec.

III) Echelle de Temps - Budget - Personnel

Le total des dépenses nécessaires pour réaliser le projet de type (2) est de : fr. 78'000.-.

Ce chiffre tient compte de quelques essais préliminaires qui seront effectués dans le modèle 1.

Compte tenu de notre programme de travail actuellement en cours sur le Modèle Champagne et de notre budget, nous pourrions réaliser ce projet au cours de l'année 1968. Les premiers essais seraient effectués courant 1969. A la somme citée précédemment, il faut ajouter environ 40'000.- pour l'équipement électronique indispensable aux mesures envisagées.

Le personnel constituant la section "Recherches en haute tension pulsée et continue" (voir note du 3.8.68) et les facilités annexes dont nous disposons sont indispensables à la bonne réalisation de ce programme.

Conclusion

Le programme de développement que nous présentons n'est qu'une étude préliminaire des problèmes qui se posent et dont nous proposons quelques solutions. Les premiers résultats des essais en cours en impulsion longue permettent d'envisager l'avenir du domaine des hautes tensions pulsées dans l'appareillage sous les meilleurs auspices. Il est évident que, outre les problèmes liés à l'opération de tels systèmes (synchronisation et fiabilité), il existe une catégorie de problèmes liés à l'optique des faisceaux utilisant les ondes TEM qui restent à résoudre. Ceux-ci sont actuellement à l'étude grâce à la

collaboration que nous avons avec l'université de Rennes et le professeur Regenstreif. Dans le domaine de la compréhension des phénomènes intervenant lors de l'initiation de la décharge électrique sous vide, les études que nous proposons apporteront vraisemblablement de précieux renseignements et ce n'est pas là l'un des aspects les moins positifs de ce travail.

Remerciements

Je tiens à remercier J. Bleeker, C. Edigati et F. Gross pour leur fructueuse participation à cette étude, ainsi que C.G. Morgan (University College of Swansea) dont la collaboration nous fut précieuse et C. Cathénoz, J.J. Jenny, H. Rieder et A. Schmidt pour la qualité de leur travail qui nous a permis de mener à bien la première partie de notre programme. Ma reconnaissance s'adresse également aux membres du groupe "Séparateur Electrostatique" et du groupe "d'Electronique" qui nous ont aidé à réaliser certains de nos travaux. Je tiens également à remercier avec grand plaisir M. C.A. Ramm, chef de la division N.P.A. et M. C. Germain, chef de notre groupe qui nous ont constamment encouragés et soutenus dans le développement de ce nouveau champ d'activité.

/fv

Distribution : (ouverte)

Membres du Personnel Scientifique de la Div. N.P.A.

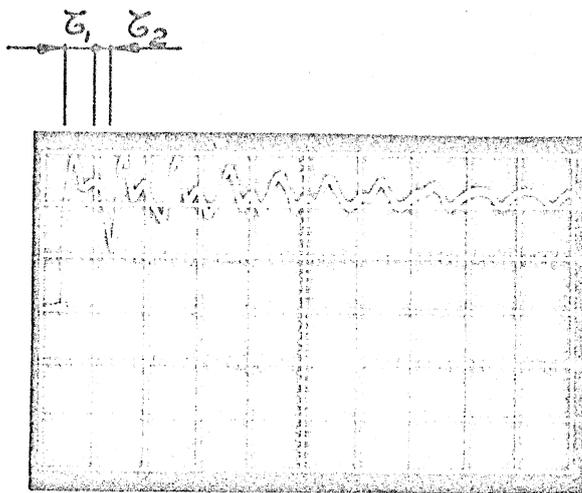
PS/6448

Figures et Photos

- Photo 1 Montée de la haute tension dans le circuit échelon.
- Photo 2 Queue de l'impulsion échelon avec réamorçage de l'éclateur à gaz.
- Photo 3 Réamorçage de l'éclateur à gaz au moment du passage d'un courant entre les électrodes d'essais.
- Fig. 1 $V = f(\tau_1)$.
- Fig. 2 Statistique $N(\tau_1)$.
- Fig. 3 Ligne tricoaxiale de 10 m.

Références

1. F. Rohrbach - Prebreakdown currents and microdischarges across large gaps in clean vacuum - Proceedings, second international symposium on insulation of high voltages in vacuum, Boston-MIT, 1966.
2. F. Bulos, A. Odian, F. Villa, D. Yount - Streamer chamber development - SLAC-74, Juin 1967.
3. J.J. Bleeker, C.G. Morgan - Some design considerations of a laser triggered impulse generator, NPA/Int. 65-31.
4. F. Deutsch - Development of a laser-triggered spark-gap, CERN, MPS/Int. MA 67-2.
5. C.G. Morgan - Laser induced breakdown of gases and the interaction of radiation with gases, NPA/Int. 67-7, 1967.

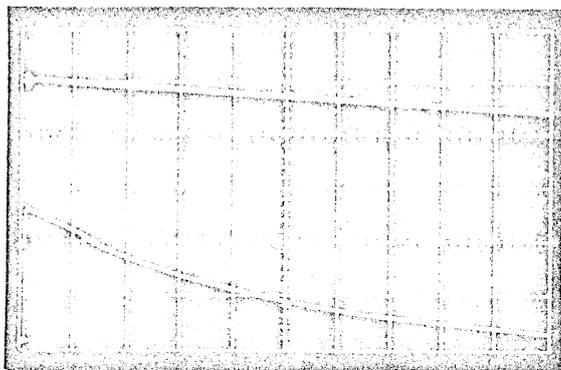


200 ns/carré

La mesure est faite à l'aide d'un diviseur capacitif à ligne compensé monté sur le câble H.T. entre l'éclateur et le modèle ultra-vide. Le temps de montée du diviseur est < 2 ns. et sa constante de temps vaut 3,8 ms. L'oscillation est amortie après 4 μ s.

Photo n° 1

Montée de la haute tension dans le circuit échelon

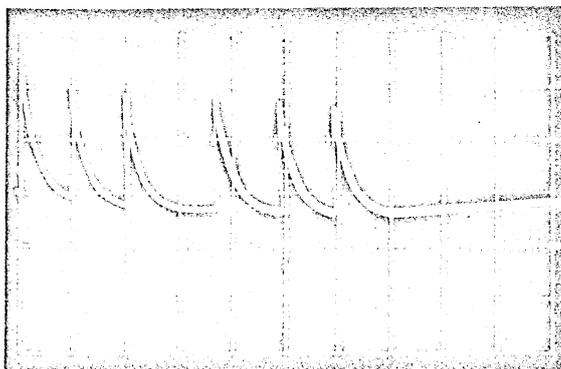


100 μ s/carré

1 ms/carré

Impulsion standard

Tension de charge 260 kv.



20 ms/carré

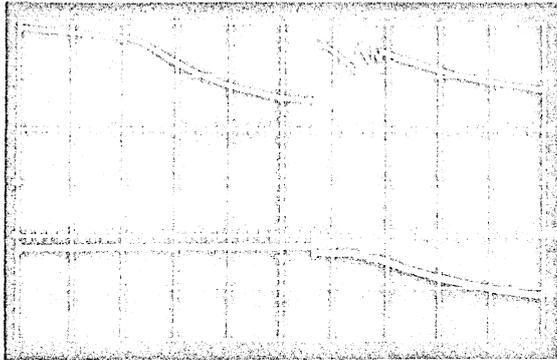
Tension de charge 80 kv.



Réamorçages successifs de l'éclateur

Photo n° 2

Queue de l'impulsion échelon avec
réamorçages de l'éclateur à gaz

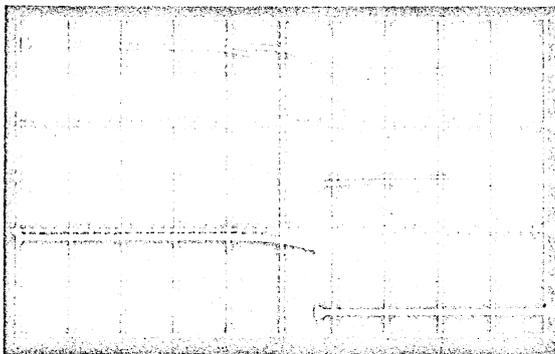
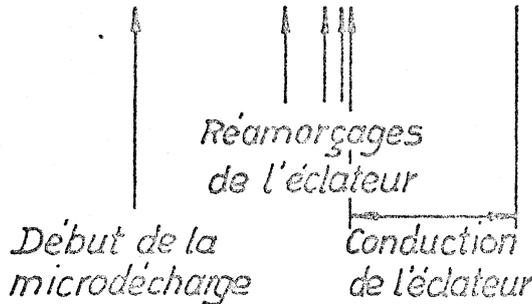


Diviseur 1

100 μ s/carré

Tension de charge 300 kv

Diviseur 2

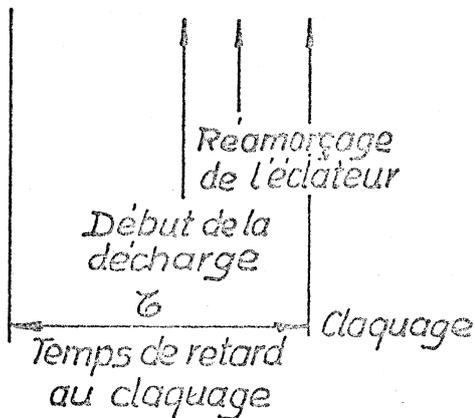


Diviseur 1

20 μ s/carré

Tension de charge 272 kv

Diviseur 2



Diviseur 1 : Le diviseur est placé entre l'éclateur et le modèle ultra vide

Diviseur 2 : Le diviseur est placé sur le câble de charge à l'entrée de l'éclateur

Photo n° 3

Réarmoirage de l'éclateur à gaz au moment du passage d'un courant entre les électrodes d'essais

Fig. 1 $V = f(\tau_1)$

