



Contribution à l'étude et à la réalisation de commutateurs et de générateurs haute tension transitoires

Jérôme Bac

► To cite this version:

Jérôme Bac. Contribution à l'étude et à la réalisation de commutateurs et de générateurs haute tension transitoires. Physique [physics]. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2005. Français. NNT: . tel-00009770v1

HAL Id: tel-00009770

<https://theses.hal.science/tel-00009770v1>

Submitted on 26 Jul 2005 (v1), last revised 30 Aug 2005 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Directeur des Systèmes Avancés THALES Communications – COLOMBES
 Professeur – Université de PAU
 Maître de Conférences (HDR) – Université de PAU
 Maître de Conférences – Université de PAU

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été réalisée à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), dans le cadre d'une convention CIFRE, gérée par l'Association Nationale de la Recherche Technique (ANRT), et établie entre le Laboratoire de Génie Electrique (LGE) de Pau et la société THALES Communications de Colombes (92).

Je ne remercierai jamais assez Monsieur le Professeur Pierre DOMENS, Directeur du LGE de Pau, pour son implication dans la direction de ces travaux. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour ses encouragements.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait Monsieur le Professeur Ricardo DÍAZ, Directeur du Laboratoire de Haute Tension de l'Université de Tucumán (Argentine), en acceptant d'être rapporteur et de présider le jury de soutenance. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma gratitude.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur Didier MARTY-DESSUS, Professeur au Laboratoire de Génie Electrique de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, pour l'honneur qu'il m'a fait d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse.

Je remercie également Monsieur Jean-Pierre BRASILE, Directeur des Systèmes Avancés de THALES Communications, pour son investissement dans cette étude et pour avoir participé au jury de soutenance, ainsi que de m'avoir donné l'opportunité d'intégrer durant cette thèse une entreprise de haute technologie.

Que Jean PAILLOL et Thierry REESS, Maîtres de Conférence au LGE de Pau, trouvent ici la marque de ma réelle reconnaissance pour la qualité de leur collaboration et leur aide précieuse. Je les remercie également d'avoir accepté de participer au jury.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Salvador MONCHO, Ingénieur d'Etudes à THALES Communications, ainsi qu'à toute l'équipe du Centre d'Essais Aéronautique de Toulouse (CEAT-DGA) pour m'avoir accueilli avec beaucoup de gentillesse lors de mes séjours à Toulouse.

Je tiens également à remercier Monsieur Alain GIBERT, Ingénieur de Recherche au LGE de Pau, pour l'intérêt porté à mon travail.

Je remercie Monsieur Laurent MARLIN et son équipe de l'atelier de physique ainsi que Thierry MESPLOU-CANDAU de l'Université de Pau pour leur disponibilité et leur soin apporté dans les différentes réalisations.

Mes remerciements aux membres de l'équipe, présente et passée, du LGE de Pau pour leur aide ponctuelle.

Enfin, un merci tout particulier à mes parents et à mes sœurs, Isabelle et Véronique, pour leurs relectures et leur soutien constant durant toutes ces années.

A mes parents

A mes sœurs

A ma famille

A Azalée et Lainhoa

SOMMAIRE

INTRODUCTION 15

CHAPITRE 1 : Thyristors haute tension en transitoires rapides

1. Introduction.....	25
1.1. L'amplification de puissance.....	26
1.1.1. La source d'énergie primaire.....	27
1.1.2. Le stockage de l'énergie.....	27
1.1.3. Le commutateur.....	28
1.1.3.1. Les différentes technologies.....	28
1.1.3.2. Les caractéristiques d'un commutateur.....	31
1.1.4. La mise en forme de l'impulsion.....	32
1.2. Présentation des commutateurs à semiconducteurs.....	33
1.3. Principe et fonctionnement du thyristor.....	36
2. Dispositif expérimental.....	38
2.1. Le déclenchement.....	40
2.1.1. Circuit d'équilibrage des tensions.....	40
2.1.2. Circuit de déclenchement.....	41
2.2. Le signal de sortie.....	46

3. La fermeture du thyristor.....	49
3.1. Introduction.....	49
3.2. Influence de la commande.....	49
3.2.1. Rôle de I_G	49
3.2.2. Caractéristiques du signal de gâchette.....	51
3.3. Influence du circuit de puissance.....	54
3.3.1. Rôle de V_{AK}	54
3.3.1.1. « Faible » valeur du courant de gâchette ($I_{GM} = 250mA$).....	54
3.3.1.2. « Forte » valeur du courant de gâchette ($I_{GM} = 25A$).....	55
3.3.2. Rôle de I_S	56
3.4. Comparaison de différents thyristors.....	57
3.5. Le jitter.....	58
3.6. Associations série et parallèle.....	59
3.6.1. Association série.....	59
3.6.2. Association parallèle.....	62
4. L'ouverture du thyristor.....	63
4.1. Fonctionnement global.....	63
4.1.1. Temps de conduction et courant de holding.....	63
4.1.2. Temps d'ouverture.....	65
4.2. Fonctionnement à faible courant.....	66
4.2.1. Influence du circuit de commande.....	67
4.2.2. Influence du circuit de puissance.....	69
4.2.2.1. Influence de la résistance, ou du courant, d'utilisation.....	69
4.2.2.2. Influence de la tension de charge.....	71
4.2.2.3. Influence de la capacité.....	73
4.2.2.4. Transfert des charges.....	74
4.2.2.5. Variation de la résistance du thyristor à l'ouverture.....	76
4.3. Association de thyristors.....	77
4.3.1. Association série.....	77
4.3.2. Association parallèle.....	79

5. Application faible courant du commutateur haute tension à thyristors.....	81
6. Conclusion.....	84

CHAPITRE 2 : Génération d'impulsions haute tension

1. Présentation de l'étude.....	89
1.1. Introduction.....	89
1.2. Les circuits générateurs de puissances pulsées.....	90
1.3. Tenue diélectrique de l'air.....	91
1.3.1. L'avalanche électronique.....	91
1.3.2. Le streamer.....	93
1.3.2.1. Etude en champ uniforme.....	93
1.3.2.2. Etude en champ non uniforme.....	95
1.3.3. Notion de volume critique.....	96
1.3.4. L'électron germe.....	98
2. Les générateurs de Marx.....	99
2.1. Principe et fonctionnement.....	99
2.1.1. Principe.....	99
2.1.2. Equation de la forme d'onde.....	102
2.1.3. Bilan énergétique et charge disponible.....	105
2.2. Le déclenchement des générateurs de Marx.....	105
2.2.1. Le problème du déclenchement.....	105
2.2.2. Le rôle des éléments parasites.....	110
2.2.3. La structure à « résistances décalées ».....	116
2.3. Réalisations et simulations.....	120
2.3.1. Générateur 200kV, quatre étages à éclateurs à air.....	120
2.3.2. Générateurs 120kV, 6 étages et 120 étages à thyristors.....	125

3. Générateur d'impulsions haute tension à transformateur.....	129
3.1. Présentation de l'application.....	129
3.2. Le transformateur.....	130
3.2.1. Choix du tore de ferrite.....	130
3.2.2. Enroulements du primaire et du secondaire.....	131
3.2.3. Utilisation en autotransformateur.....	133
3.2.4. Problème de tenue en tension.....	133
3.2.5. Conclusion.....	133
3.2.6. Caractéristiques du transformateur.....	134
3.2.7. Résultats expérimentaux.....	135
3.3. Le générateur d'impulsions.....	137
3.3.1. Optimisation.....	139
4. Conclusion.....	141

CHAPITRE 3 : Synchronisation d'éclateurs à air

1. Présentation de l'étude.....	145
2. Synchronisation d'éclateurs à gaz.....	149
2.1. Etude du retard à l'amorçage d'un éclateur à gaz.....	150
2.1.1. Répartition des champs électriques dans l'espace inter-électrodes.....	152
2.1.2. Déclenchement par une impulsion de polarité positive.....	153
2.1.2.1. Principe de la commutation sous déclenchement positif.....	155
2.1.2.2. Influence de d_{AE} sur les temps de retard et le jitter.....	156
2.1.2.3. Influence de d_{AS} sur les temps de retard et le jitter.....	158
2.1.3. Déclenchement par une impulsion de polarité négative.....	160
2.2. Synchronisation de deux éclateurs à gaz.....	161
2.3. Modélisation sous PSpice de la commutation d'un éclateur à gaz.....	165
2.3.1. Pour une impulsion de déclenchement positive.....	165

2.3.1.1. Description.....	165
2.3.1.2. Fichier circuit de modélisation du montage.....	167
2.3.1.3. Résultats.....	168
2.3.2. Pour une impulsion de déclenchement négative.....	169
2.3.2.1. Description.....	169
2.3.2.2. Fichier circuit de modélisation du montage.....	170
2.3.2.3. Résultats.....	171
3. Eclateur à déclenchement isolé galvaniquement.....	172
3.1. Position du problème.....	172
3.2. Déclenchement de l'éclateur à deux électrodes.....	173
3.2.1. Influence de la pression sur les temps de retard et le jitter.....	175
3.2.2. Influence de la distance inter-électrodes sur les temps de retard et le jitter.....	176
3.2.3. Influence de la tension à commuter sur les temps de retard et le jitter.....	177
3.2.4. Conclusion relative à l'éclateur à air à deux électrodes.....	179
3.3. Déclenchements à isolement galvanique.....	179
3.3.1. Déclenchement par générateur de Marx.....	179
3.3.2. Déclenchement par transformateur d'impulsions.....	180
3.4. Eclateur sphère/sphère sous tensions continue et impulsionnelle.....	183
3.4.1. Tension disruptive V_S sous tension continue.....	184
3.4.2. Tension disruptive V_S sous tension impulsionnelle ; retard statistique.....	185
3.4.3. Influence de la nature des électrodes.....	187
3.4.4. Conditionnement des électrodes.....	189
4. Conclusion.....	192

CONCLUSION 197

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 201

Introduction

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre la société THALES Communications de Colombes et le Laboratoire de Génie Electrique (L.G.E.) de Pau par le biais d'une bourse CIFRE accordée par l'Association Nationale de la Recherche Technique.

Le LGE est un laboratoire de recherche universitaire qui travaille dans le domaine des hautes tensions transitoires. Les principaux thèmes de recherche qui y sont abordés concernent :

- l'étude des décharges électriques et des diélectriques, principalement gazeux ;
- les fortes puissances électriques pulsées regroupant l'étude des générateurs, des commutateurs et de leurs applications ;
- la compatibilité électromagnétique (CEM).

Les études sur les décharges électriques et les diélectriques, à l'origine des activités du LGE, ont amené ce laboratoire à acquérir une expérience certaine au niveau des éclateurs à gaz. Les premiers travaux sur les puissances électriques pulsées développés au LGE ont donc découlé de cette expérience, puis se sont étendus à un certain nombre de problèmes englobés sous le thème générique de « puissances pulsées ». Ces dernières étaient, initialement, essentiellement destinées aux applications militaires ou scientifiques de très fortes énergies. La baisse du prix de revient des éléments de stockage de l'énergie, plus particulièrement des condensateurs, et l'amélioration des performances des commutateurs de puissance à semiconducteurs, font, qu'actuellement, cette technique devient concurrentielle dans un certain nombre d'applications civiles.

Il n'empêche qu'il faut bien distinguer la puissance de l'énergie car, s'il est relativement aisé de produire de fortes puissances instantanées, les difficultés techniques et le coût des installations augmentent très sensiblement avec le niveau énergétique mis en jeu. Ainsi, par exemple, le LGE peut, actuellement, aborder des problèmes de puissances pulsées allant jusqu'à un niveau énergétique d'environ une centaine de kilojoule mais guère plus.

C'est donc dans ce contexte que la société THALES a proposé de concevoir et de réaliser des commutateurs et des générateurs haute tension impulsionnels à faible jitter, ou gigue en français, pouvant servir au déclenchement de générateurs multiples nécessitant une bonne synchronisation. Le travail proposé s'inscrivait dans le cadre de la réalisation d'un simulateur de foudre destiné à l'avionique mais, en fait, toute étude de « brique élémentaire » susceptible de présenter un intérêt dans le domaine des puissances pulsées semblait la bienvenue.

Les puissances pulsées revêtent un grand nombre d'aspects et donnent lieu à des applications multiples dont il est difficile de faire un inventaire exhaustif. Lorsque l'on développe un système à puissances pulsées, on cherche, généralement, à favoriser l'influence d'un « paramètre » physique (température, pression, courant d'induction, champ électrique ou magnétique...), chimique (oxydation, ionisation...), biologique (électro-poration...), etc... Les secteurs industriels susceptibles d'être concernés par les puissances pulsées sont donc aussi variés que l'agro-alimentaire, le médical, le pharmaceutique, la métallurgie, l'avionique, l'électronique, la chimie, etc...

Certaines technologies permettent de générer des « ondes » (lasers, faisceaux d'électrons, rayons X, micro-ondes...) dont on exploite les effets : traitements thermiques par micro-ondes (frittage, traitements de surface, soudage...), traitements non polluants par faisceaux d'électrons (traitements d'eaux usées, de fumées, polymérisation...), traitements par ondes de choc (concassage, séparation de matériaux, traitements d'eaux ou de boues...), traitements par faisceaux lumineux intenses (médical, matière...), radiographie X, etc... D'autres consistent à injecter très violemment l'énergie électrique dans la matière de façon à créer des « réactions » physiques, chimiques ou biologiques hors équilibre susceptibles de présenter des caractéristiques intéressantes.

Le LGE s'intéresse donc à une partie de ces applications que nous avons essayé de classer en quatre domaines, comme indiqué figure I.1 :

- Le premier domaine qui vient à l'esprit est celui des alimentations pulsées utilisées pour les lasers, les diodes X, les magnétrons, les faisceaux d'électrons, les flashes UV, etc... Les performances de ces alimentations sont très diverses sachant que leurs principales caractéristiques sont l'énergie disponible, les niveaux de tension et de courant requis, la répétitivité des impulsions, leur durée à mi-hauteur et leur temps de front.
- Le deuxième domaine d'applications concerne la génération d'ondes électromagnétiques avec, comme principales applications, les radars ou, de façon générale, les armes électroniques (brouilleurs...). Dans ces systèmes, les points importants sont, en général, la

valeur requise pour la fréquence haute, qui conditionne celle du front de l'onde, et l'amplitude du champ électromagnétique rayonné à une distance donnée. Ce n'est donc pas une simple question de génération de forts signaux électriques mais un problème de performances d'un système complet constitué d'un (ou de plusieurs) générateur haute tension transitoire associé à un (ou plusieurs) système rayonnant auquel il doit être adapté.

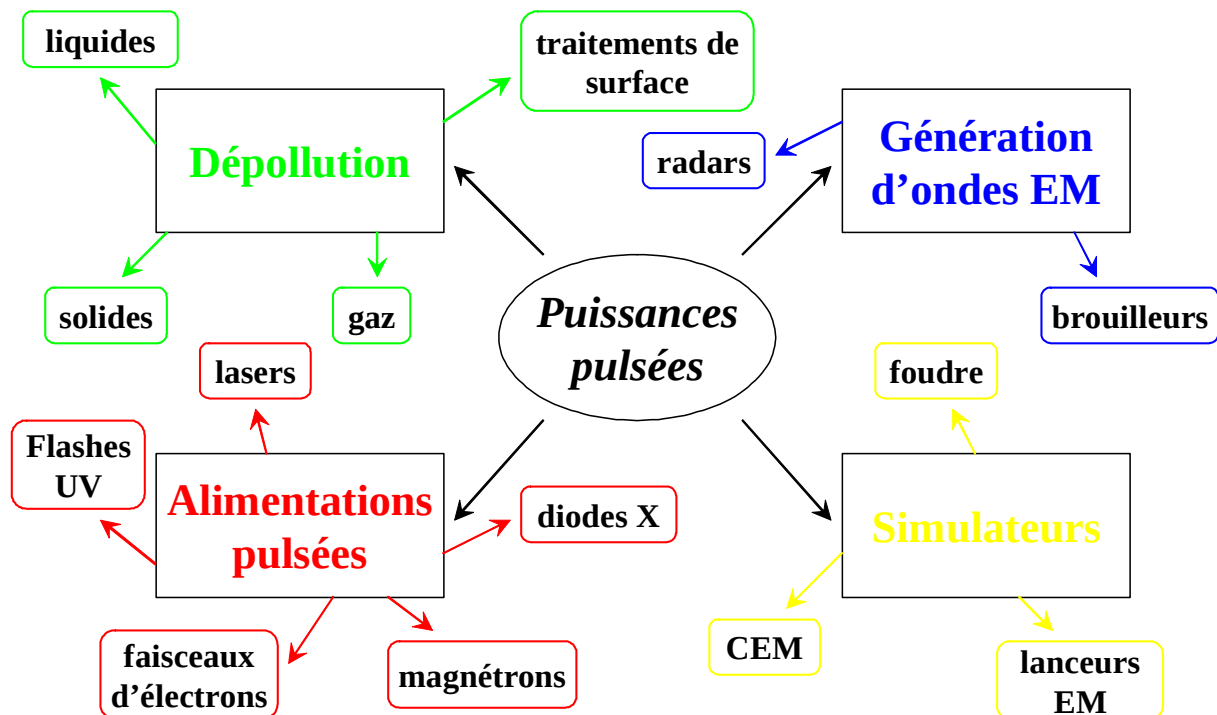


Figure I.1 : Les différents domaines d'application des puissances électriques pulsées

- Le troisième domaine porte sur les moyens d'essais spécifiques tels que les simulateurs d'onde foudre, de CEM ou des lanceurs électromagnétiques. Dans ce type d'application, les formes d'ondes sont souvent normalisées. Dans pratiquement tous les cas, les énergies mises en jeu présentent des valeurs très élevées et des problèmes de synchronisation entre générateurs, ou éléments du même générateur, peuvent se poser.
- Le quatrième domaine concerne les applications civiles. Comme nous l'avons déjà dit, elles sont multiples et le LGE s'intéresse plus particulièrement aux applications liées à l'environnement et à la dépollution de gaz et de liquides ou au recyclage de matériaux solides. Ces applications sont, elles aussi, extrêmement diverses et il est difficile d'en faire un inventaire complet. Les méthodes utilisées les plus classiques sont celles qualifiées de traitement par champs électriques pulsés, par effet couronne, par faisceaux d'électrons, par ondes de choc sans oublier les traitements de surfaces par plasmas froids :

- dans les traitements par champs électriques pulsés (débactérisation, extraction de macro molécules de contenus cellulaires...) les valeurs maximales du champ électrique E ne sont pas, obligatoirement, très élevées (quelques dizaines de kV.cm^{-1}) mais c'est plutôt la soudaineté de l'application de E (forte valeur de dE/dt) qui semble être le paramètre principal permettant l'électro-poration des cellules ;
- le traitement des gaz par effet couronne nécessite la forte ionisation de grands volumes de gaz : la valeur de la variation temporelle dV/dt de la tension appliquée V doit être élevée, ainsi que l'amplitude des champs appliqués, mais l'énergie injectée n'est pas obligatoirement très importante (faibles courants et durées brèves). Les impulsions électriques doivent donc être rapides, de fortes amplitudes et relativement étroites afin d'éviter des passages à l'arc. Le fonctionnement des électrofiltres sous puissances pulsées est une application dérivée intéressante. Quant aux traitements par faisceaux d'électrons, ils utilisent directement l'énergie du faisceau (au moins plusieurs centaines de keV) pour dissocier et ioniser le gaz porteur et générer des électrons secondaires, voire tertiaires, encore très énergétiques. Ce type de traitement semble particulièrement adapté à l'élimination des SO_x et des NO_x ;
- le traitement des solides par chocs électrothermiques relève de deux principes : l'un délocalisé, c'est-à-dire utilisant un milieu intermédiaire (par exemple de l'eau) pour transmettre l'onde de pression issue d'une décharge électrique, va faire appel à de fortes énergies pour des tensions relativement basses ; l'autre, localisé (développement d'un arc électrique dans le solide lui-même), nécessite de très fortes tensions associées à des énergies plus faibles.

Par rapport aux procédés classiques, les traitements par puissances électriques pulsées présentent un certain nombre d'avantages comme :

- la faible valeur du rapport puissance moyenne/forte amplitude qui permet :
 - d'exciter des effets non linéaires,
 - d'exploiter des effets de seuil,
 - de minimiser l'effet thermique lorsqu'il est inutile ou néfaste ;
- la possibilité de générer des impulsions courtes permettant :
 - de mieux contrôler, donc de minimiser, l'injection d'énergie électrique,
 - de consommer une faible puissance moyenne, même si les puissances instantanées sont énormes,
 - de délivrer brusquement l'énergie, puis de laisser évoluer le système avec ses constantes de temps propres, notamment pour certaines réactions chimiques,

- de maîtriser le domaine temporel ;
- le fait que l'environnement que nécessitent ces techniques est propre et peu contraignant (pas d'additifs chimiques toxiques) à l'exception d'éventuels problèmes de CEM.

Quoi qu'il en soit, dans toutes ces applications, il faut réaliser une amplification de puissance par compression temporelle de la durée de la restitution de l'énergie stockée. Le rôle du générateur de l'onde de tension, et plus particulièrement celui du commutateur qui réalisera cette compression temporelle, est fondamental.

Le stockage de l'énergie électrique peut être capacitif ou inductif. Le commutateur associé est alors, respectivement, à fermeture ou à ouverture. Le stockage inductif autorise de plus importantes densités d'énergie volumiques ou massiques que le stockage capacitif mais les technologies des commutateurs associés sont moins diversifiées, plus coûteuses et leur mise en œuvre est plus délicate que celles des commutateurs à fermeture.

Toutes ces applications nécessitent de fortes puissances mais pas obligatoirement de fortes énergies. Elles peuvent être obtenues avec de forts courants et/ou de fortes tensions. Il existe, notamment pour les forts courants, toute une gamme de générateurs réalisés, le plus souvent, à partir de semiconducteurs de puissance (thyristors, MOS, IGBT, GTO...) ; pour les très forts courants, les commutateurs à gaz conservent encore tout leur intérêt.

Le domaine des hautes tensions est moins classique mais on trouve, néanmoins, un certain nombre de principes, ou d'architectures, permettant de générer de tels signaux. Les plus classiques sont :

- le générateur BLUMLEIN **[BLU 47]** qui, réalisé à partir de deux lignes de transmission identiques et d'une alimentation continue, permet de délivrer, sur une charge adaptée et grâce à un commutateur, une impulsion rectangulaire d'amplitude égale à celle fournie par l'alimentation continue et de durée 2τ (τ : temps de propagation dans l'une des lignes) ;
- les générateurs de type MARX **[PAI 95]** basés sur le principe de la charge de condensateurs associés en parallèle puis de leur décharge lorsqu'ils sont associés en série. Le passage de l'association parallèle à l'association série s'effectue grâce à des commutateurs et de tels générateurs délivrent des ondes de tension de forme bi-exponentielle. Ils sont constitués de n étages et peuvent être considérés comme des multiplicateurs de tension en ce sens qu'ils délivrent, théoriquement, en sortie, une tension d'amplitude nV_0 , V_0 étant la tension de charge initiale des condensateurs lorsqu'ils sont associés en parallèle ;
- les transformateurs à lignes de transmission **[MAT 68]** sont constitués de n lignes identiques associées en parallèle à l'entrée et en série en sortie. Ils ne peuvent fonctionner que

sur charge adaptée – ce qui restreint le nombre de possibilités – et l'on retrouve, en sortie, un signal de même allure que celle du signal injecté en entrée mais amplifié d'un facteur n ;

- les multiplicateurs de tension basés sur le principe de l'inversion de la tension aux bornes de certains de leurs éléments constitutifs. Dans ce type de générateurs, des dispositifs semblables, constitués de circuits LC ou de lignes de transmission, sont associés et chargés avec des tensions de signes opposés (un dispositif sur deux) de telle sorte qu'à l'instant initial la tension aux bornes de l'association soit nulle. Par des moyens plus ou moins sophistiqués, on commute, de façon à en inverser le signe, la tension aux bornes d'un dispositif sur deux. On retrouve donc, un peu plus tard en sortie, une impulsion dont l'amplitude est la somme des valeurs absolues des tensions initiales aux bornes de chacun des dispositifs.

Parmi ces générateurs, on trouve ceux qui utilisent des circuits LC constitués d'éléments discrets, les générateurs de type PICHUGIN [**PIC xx**] réalisés à partir de transformateurs à très fort couplage, les générateurs utilisant des lignes de transmission (le BLUMLEIN en est un cas particulier), les générateurs « spirale » [**FIT 61**], etc...

Le problème essentiel de ces générateurs réside, le plus souvent, dans les performances des commutateurs qui y sont associés. En effet, le commutateur idéal, susceptible de transmettre une centaine de kiloampère sous des tensions atteignant la centaine de kilovolt avec un front de montée rapide de l'impulsion, suffisamment répétitif et présentant un jitter faible, n'existe actuellement pas. La réduction du temps de front, ainsi que l'augmentation de l'amplitude et de la fréquence de répétition, constituent les points durs du problème. On travaille donc sur la base de compromis imposés par l'application considérée.

Le travail présenté dans ce mémoire constitue donc une contribution au développement, ou à l'amélioration, de dispositifs entrant dans le cadre de la génération de fortes puissances électriques pulsées avec, en toile de fond, notre participation à la réalisation d'un simulateur d'onde foudre et à la génération d'ondes électromagnétiques pour une application radar.

Le **chapitre 1** est consacré à l'étude de thyristors haute tension fonctionnant en transitoires rapides. Les performances de différents types de thyristors, utilisés seuls ou en association série et/ou parallèle, sont analysées, notamment lorsqu'ils travaillent à faible courant anode/cathode (commutateurs haute tension fonctionnant en fréquence). Le déclenchement des thyristors est réalisé au moyen de ferrites, ce qui permet d'obtenir, en plus d'un isolement galvanique, une excellente synchronisation lorsqu'ils sont associés. Un certain

nombre de commutateurs que nous avons réalisés sont présentés ainsi qu'une application relative à un électrofiltre fonctionnant sous alimentation pulsée.

Le **chapitre 2** analyse le fonctionnement de deux dispositifs amplificateurs de tension : le générateur de Marx et le transformateur d'impulsions.

Concernant les générateurs de Marx, on analyse, en détail, le rôle des éléments parasites qui contribuent à leur bon fonctionnement dans une structure classique utilisant des commutateurs à gaz et l'on propose une modification de cette structure initiale afin d'améliorer le déclenchement de ce type de générateur.

Cette étude débouche sur les réalisations de générateurs de Marx (200kV) à éclateurs à air et fonctionnant en fréquence et de générateurs de Marx (120kV) à thyristors.

Un transformateur d'impulsions haute tension est ensuite étudié et développé afin de résoudre un problème de reproductibilité de signaux ULB. Il s'agit d'une première approche, relativement empirique, qui se prolonge actuellement, dans un autre cadre, au laboratoire.

Enfin, le **chapitre 3** présente notre contribution à l'étude du générateur d'onde foudre SUPER DICOM, réalisé par la société THALES pour le Centre d'Essais Aéronautique de Toulouse (C.E.A.T.), afin d'effectuer des essais de foudrolement d'aéronefs semblables à celui représenté sur la figure I.2.

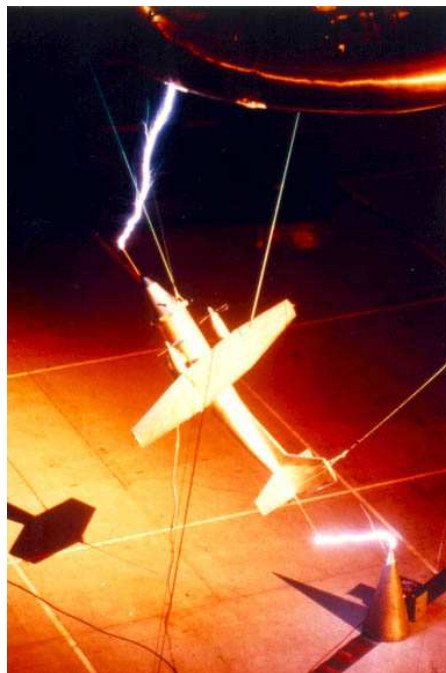


Figure I.2 : La simulation du foudrolement de la maquette d'un aéronef

Ce générateur, constitué d'une association parallèle de cinq générateurs de Marx à éclateurs à air, nécessite une double synchronisation qui fait l'objet de notre étude dans cette partie. Différents moyens de déclenchement et de synchronisation de ces éclateurs, basés sur la technologie des générateurs de Marx à thyristors ou des transformateurs d'impulsions, sont testés et comparés.

Pour terminer, une étude comparative portant sur les performances d'éclateurs à air, représentatifs de ceux utilisés pour le générateur SUPER DICOM, a été menée pour une configuration sphère/sphère des électrodes, sous tensions continue et impulsionnelle et pour deux matériaux : le laiton et le graphite.

Chapitre I

Thyristors haute tension en transitoires rapides

1. Introduction

Depuis le milieu du siècle dernier, les besoins en forts courants et fortes tensions impulsionnels ont fait naître une nouvelle activité dans le domaine du génie électrique appelée « les fortes puissances électriques pulsées ». Le principe de ces fortes puissances électriques pulsées consiste à emmagasiner de l'énergie électrique pendant un temps relativement long, puis à la restituer très rapidement vers une charge par l'intermédiaire d'un commutateur [PAI 95]. Les ordres de grandeurs typiquement rencontrés, selon les applications, sont :

Energie :	$10 - 10^7$	J
Puissance :	$10^6 - 10^{14}$	W
Tension :	$10^3 - 10^7$	V
Courant :	$10^{-1} - 10^7$	A
Temps de restitution :	$10^{-6} - 10^{-10}$	s

La génération de puissances électriques pulsées passe, par conséquent, par une phase d'amplification de puissance depuis une source primaire vers une application, schématisée par une charge. La figure 1.1 présente le principe de cette chaîne d'amplification de puissance et ses éléments constitutifs.

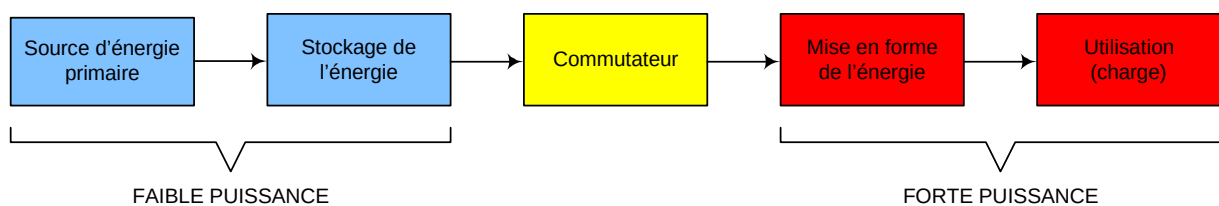


Figure 1.1 : Chaîne d'amplification de puissance

Nous reviendrons, par la suite, plus en détail sur chacun de ces éléments mais nous pouvons, d'ores et déjà, scinder en trois grandes parties cette chaîne d'amplification :

- la partie faible puissance (source et stockage de l'énergie),
- la partie forte puissance (mise en forme et utilisation),
- le commutateur.

Ce dernier est l'organe central de la chaîne puisqu'il réalise la fonction souhaitée, à savoir l'amplification en puissance.

Cette amplification en puissance dépend de l'aptitude du commutateur à faire transiter rapidement l'énergie stockée vers la charge (utilisation). Par exemple, supposons que, dans la partie faible puissance, une énergie de 1J soit stockée pendant 1s avec une source de puissance de 1W. Si le commutateur est capable de restituer cette énergie en 1 μ s, alors la puissance délivrée à l'utilisation est de 1MW. Dans le cas où le commutateur restitue cette même énergie en 1ns, la puissance est alors de 1GW. La figure 1.2 schématise cette notion de gain en puissance pour deux droites d'iso-énergie (1J et 1kJ).

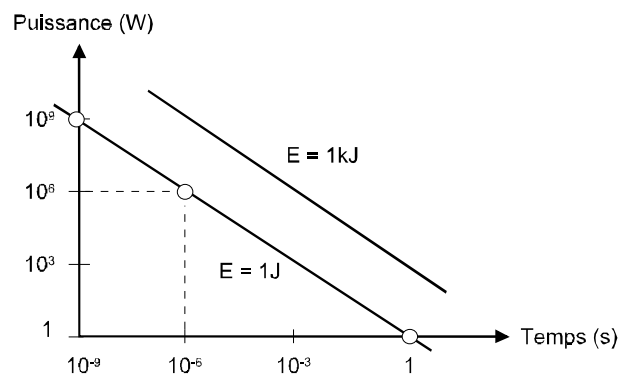


Figure 1.2 : Gain en puissance pour deux droites d'iso-énergie

Suivant que le stockage de l'énergie s'effectue de façon capacitive ou inductive, le commutateur sera, respectivement, à fermeture ou à ouverture.

1.1. L'amplification de puissance

Nous allons étudier, un peu plus en détail, chacun des blocs constituant la chaîne d'amplification de puissance.

1.1.1. La source d'énergie primaire

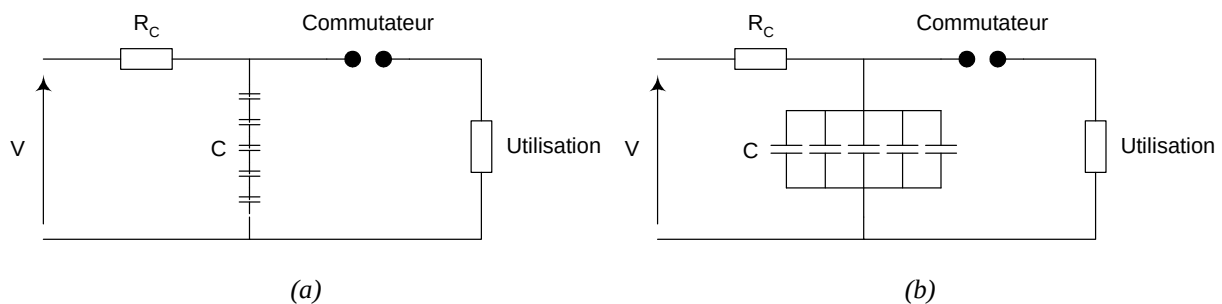
La source primaire est, soit une alimentation de laboratoire réglée en tension et souvent en courant, soit un chargeur de puissance. La différence entre ces deux types de sources se situe principalement au niveau du taux de régulation. Pour une alimentation, il est constant quelle que soit la tension délivrée, alors que, pour un chargeur, il est optimum uniquement à sa puissance maximale.

Le dimensionnement de la puissance de la source dépend, évidemment, du produit des valeurs maximales de tension et de courant qu'elle est capable de fournir. La tension délivrée par la source peut, soit être égale à la tension que l'on souhaite appliquer à l'utilisation s'il n'y a pas de circuit amplificateur de tension dans la chaîne, soit être inférieure à la tension de sortie dans le cas contraire. Le courant débité dépend essentiellement du temps dont on dispose pour stocker l'énergie, des caractéristiques du banc de stockage et de l'aspect répétitif ou non des impulsions de sortie. Typiquement, une alimentation de quelques dizaines de watt répond à de nombreuses applications monocoup. Une puissance d'au moins quelques kilowatts est nécessaire dès que l'on souhaite travailler en fréquence.

1.1.2. Le stockage de l'énergie

Dans la grande majorité des applications que l'on rencontre, le stockage de l'énergie est de type capacitif (dans ce cas, le commutateur est forcément à fermeture). L'énergie stockée est égale à $(CV^2/2)$, où C représente la valeur de la capacité totale et V la tension de charge du condensateur.

Il est possible de réaliser des associations série de condensateurs pour résoudre des problèmes de tenue en tension et/ou des associations parallèle pour augmenter l'énergie stockée (à tension donnée) ou le courant délivré à l'utilisation (ou charge) (figure 1.3).



Figures 1.3 : Stockage capacitif de l'énergie par association série (a) ou parallèle (b)

Il existe des structures de stockage permettant de multiplier la tension de charge V_0 qui nécessitent plusieurs commutateurs. La figure 1.4 représente une structure de stockage en générateur de Marx qui sera étudiée en détail dans le chapitre 2.

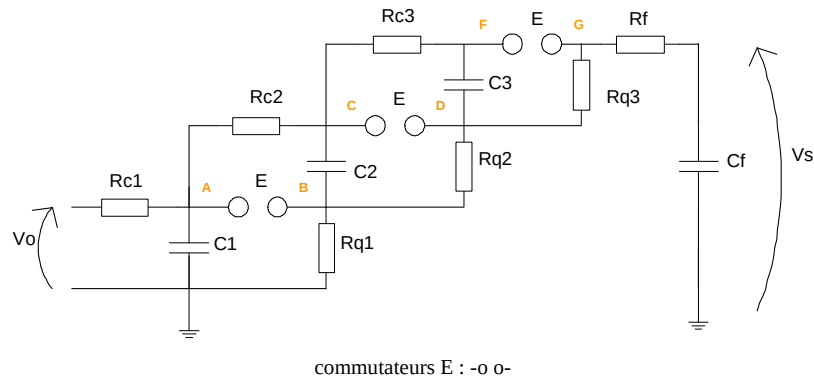


Figure 1.4 : Structure de stockage avec multiplication de la tension de charge : exemple d'un générateur de Marx à trois étages

1.1.3. Le commutateur

Bien qu'il ne soit pas le seul élément limitatif dans certaines applications, le commutateur est l'organe critique de la chaîne de conversion. De façon tout à fait générale, on peut considérer, en première approximation, qu'il est constitué de deux électrodes, respectivement connectées aux parties faible et forte puissance, séparées par un diélectrique qui peut être solide (diélectrique ou semiconducteur), liquide ou gazeux (sous pression ou dans le vide).

1.1.3.1. Les différentes technologies [WEY 99]

- Les commutateurs à gaz et sous vide :

Bien qu'ils soient les plus anciens et les plus simples des commutateurs, leurs performances leur laissent une large place dans beaucoup d'applications actuelles. Leur fonctionnement repose sur l'établissement d'un canal conducteur par développement d'une décharge électrique de type streamer (ou glow pour le vide). Le point fort de ces commutateurs est leur tenue en tension élevée qui dépend, bien évidemment, de la géométrie des électrodes, de la nature et de la pression du gaz utilisé. Par exemple, en champ homogène et à température ambiante, la tenue diélectrique de l'air est de $30\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{bar}^{-1}$ alors qu'elle peut atteindre $90\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{bar}^{-1}$ pour un gaz électronégatif tel que le SF_6 . Les éclateurs sous

vide sont plutôt utilisés dans des applications nécessitant un temps de recouvrement rapide ou pour de très forts courants. Les temps de commutation les plus rapides sont de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes pour des commutateurs à hydrogène sous pression (faible énergie commutée). Retenons qu'à la pression atmosphérique, un éclateur à air permet de générer des impulsions dont le temps de montée, ou de front T_f , est de l'ordre de la nanoseconde. Dans le vide, l'ordre de grandeur de T_f peut être inférieur à la nanoseconde [LAC 96] mais au détriment de la valeur du courant commuté.

Selon les applications, la commutation se fait en mode relaxé ou déclenché. Dans le premier cas, la tension de charge augmente jusqu'à ce qu'elle devienne supérieure à la tenue en tension de l'éclateur. Dans le second cas (commutateur de type trigatron), la tension de charge est maintenue inférieure à celle correspondant à la rigidité diélectrique du commutateur et une impulsion de déclenchement est envoyée, soit directement sur l'électrode HT, soit sur une électrode auxiliaire. Cette impulsion pré-ionise le gaz et conduit à l'amorçage de l'intervalle. Cette deuxième technique permet de mieux maîtriser la valeur de la tension commutée et de diminuer le jitter de déclenchement. En contrepartie, elle augmente généralement le temps de front dans la mesure où le système ne peut pas être surtensionné.

Ces commutateurs présentent, bien évidemment, des inconvénients qui les condamnent pour certaines applications :

- perturbations électromagnétiques générées par l'arc lors de l'amorçage,
- faible dynamique de travail au niveau de la tension commutée,
- fréquence de répétition très faible pour les forts courants,
- forte érosion des électrodes pour les forts courants (excepté avec des électrodes en graphite, mais limitation, dans ce cas, du dI/dt à $350\text{kA}.\mu\text{s}^{-1}$),
- jitter trop important,
- vide poussé ($< 0,01\text{bar}$) pour les commutateurs sous vide.

- **Les commutateurs à semiconducteurs [CHA 99, ROC xx] :**

Mis à part les commutateurs optiques que l'on n'abordera pas dans cette étude, on distingue deux technologies : celle des semiconducteurs bipolaires (transistors, thyristors, triacs) et celle des monopolaires (MOS, JFET). Leurs domaines privilégiés correspondent à des applications à front raide (MOS) et/ou des applications forte cadence mais souvent de faible puissance. En effet, leur aptitude à commuter de fortes puissances est souvent insuffisante, même si des solutions en matriçage de composants [LAU 00] sont de plus en

plus utilisées. De plus, le temps de montée de l'impulsion est fortement dépendant de la densité de courant transportée.

Cette dépendance est schématisée, pour les principaux commutateurs de puissance, par la figure 1.5 [ALO 01].

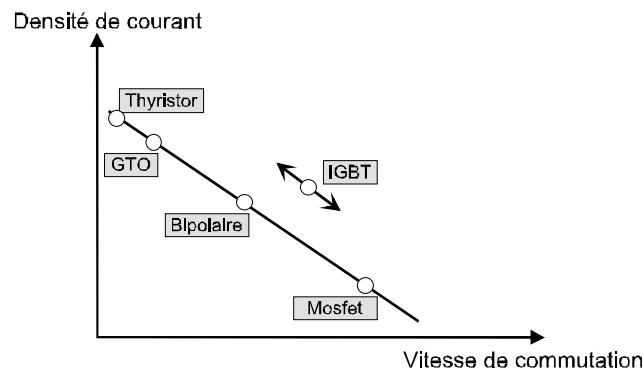


Figure 1.5 : Classification des commutateurs de puissance

Depuis les années 1970, la collaboration entre spécialistes de la physique des semiconducteurs et spécialistes des circuits de puissance a permis une augmentation régulière des puissances mises en jeu dans le fonctionnement des semiconducteurs en commutation. Cette évolution a donné naissance à quatre grandes familles de composants utilisés dans des convertisseurs et classifiés en fonction de la tension d'utilisation :

- à basse tension, le commutateur qui offre le meilleur rapport fiabilité/coût est le MOS de puissance,
- les applications moyennes tensions (240 – 420V~) sur les réseaux domestiques ont leurs commutateurs : le transistor bipolaire ou l'IGBT,
- les applications haute tension (> 2kV) et de forte puissance utilisent des thyristors,
- enfin, les applications très forte puissance, où il y a nécessité d'une commande à l'ouverture de façon à travailler en fréquence, requièrent des GTO [PER 03].

Pour résumer, on peut considérer que ces interrupteurs présentent des avantages au niveau :

- de la dynamique de commutation,
- des perturbations électromagnétiques rayonnées,
- des très faibles valeurs de jitter,
- des fréquences de répétition,
- de la compacité du composant.

Par contre, les inconvénients majeurs sont :

- les faibles valeurs des puissances commutables,
- la complexité et la puissance mise en jeu dans le dispositif de commande,
- les temps de commutation,
- les valeurs relativement élevées de la résistance à l'état passant,
- une certaine fragilité d'utilisation (destruction du composant pour un fonctionnement hors limites),
- une durée de vie limitée.

- **Les commutateurs solides ou liquides :**

Les éclateurs solides ou liquides possèdent deux performances intéressantes pour un commutateur : une grande tenue diélectrique et un faible temps de commutation. Par exemple, la rigidité diélectrique du mica est de 600kV.cm^{-1} et celle d'une huile vaut 200kV.cm^{-1} (à comparer avec les 30kV.cm^{-1} de l'air). Ces valeurs permettent d'utiliser des éclateurs de faible distance inter-électrodes et, par conséquent, de limiter l'inductance de l'arc, ce qui réduit le temps de montée de l'impulsion. Par contre, le principal inconvénient des commutateurs solides réside dans le fait qu'ils ne peuvent servir qu'une seule fois. Le canal d'arc qui se développe dans le solide le détériore suffisamment pour que sa perte de rigidité diélectrique soit irréversible.

1.1.3.2. Les caractéristiques d'un commutateur

Elles dépendent de l'état dans lequel il se trouve :

- **Etat ouvert** : ses principales caractéristiques sont sa tenue en tension maximale admissible et son courant de fuite. Pour certaines applications, on précise, également, le taux de commutations erratiques.
- **Phase de commutation** : sa principale caractéristique est sa rapidité à faire transiter l'énergie stockée en amont vers la charge c'est-à-dire, en fait, le temps que met la valeur de la résistance du commutateur pour passer de $R_{\text{OFF}} \sim \infty$ à $R_{\text{ON}} \sim 0$. Le front de montée du signal électrique résultant de la commutation dépend, en plus de cette variation temporelle de la résistance, de la valeur de la capacité inter-électrodes liée à la géométrie propre du commutateur (nature du « matériau » et distance inter-électrodes) ainsi que de l'inductance liée à la nature du milieu conducteur (volume de l'arc, décharge multicanaux, dopage). Il dépend également des caractéristiques intrinsèques du diélectrique utilisé (nature du gaz,

pression, dopage...) ainsi que des valeurs des grandeurs électriques (courant, tension) que l'on commute.

Un deuxième paramètre découle de cette phase de commutation : le jitter. Il correspond à l'écart entre les valeurs extrêmes du retard existant entre l'instant de déclenchement et le début de la commutation. Certaines applications requièrent des jitters sub-nanoseconde.

- **Phase de conduction** : la valeur du courant maximal admissible par le commutateur, le temps de conduction et la valeur de la résistance équivalente dans l'état fermé sont les trois principaux paramètres qui caractérisent cette phase. Notons également que la puissance dissipée lors du passage du courant peut engendrer des problèmes d'érosion [DON 85] et de limitation du taux de répétition. Certains commutateurs ont, par conséquent, une durée de vie limitée qui peut varier en fonction de la « dureté » avec laquelle on les utilise.

- **Phase de réouverture** : elle correspond à la durée (temps de recouvrement) que met le commutateur à retrouver ses propriétés diélectriques initiales. Cette phase met en jeu des propriétés physiques permettant d'éliminer les porteurs de charge (effet de recombinaison) et des propriétés thermiques (refroidissement des semiconducteurs ou du gaz par exemple). Suivant la valeur de ce temps de recouvrement, le commutateur sera capable de travailler à plus ou moins haute fréquence de répétition.

1.1.4. La mise en forme de l'impulsion

Pour certaines applications, les formes d'ondes de tension ou de courant, générées directement en sortie du commutateur et appliquées à la charge, ne conviennent pas. Par exemple, les chocs normalisés de type foudre [AGU 82] doivent posséder des temps de montée et des durées à mi-hauteur prédéfinis. Dans d'autres applications, les performances (essentiellement au niveau du temps de fermeture) du commutateur sont insuffisantes et il faut alors diminuer le temps de montée de l'impulsion. Des systèmes plus ou moins sophistiqués existent et permettent de mettre en forme l'impulsion en sortie du commutateur. Les systèmes les plus fréquemment rencontrés sont les suivants :

- La compression magnétique : son principe est basé sur la propagation d'une onde électromagnétique dans une ligne dont les caractéristiques électriques varient de façon non linéaire grâce à l'utilisation d'un matériau magnétique saturable. La saturation de la perméabilité magnétique entraîne une variation de la vitesse de propagation de l'onde qui se traduit par un raidissement du temps de montée de l'onde incidente.

- Le « peaking » consiste, en général, à ajouter un étage entre le commutateur et la charge. Cet étage est constitué d'un condensateur, dit « de peaking », de faible capacité et de faible inductance et d'un commutateur secondaire. L'ensemble, formé par le circuit principal et l'étage de peaking, peut être considéré comme l'association de deux circuits de type RLC. Le circuit principal fonctionne en régime apériodique, alors que l'étage de peaking est dimensionné pour travailler en régime apériodique critique. Le temps de montée étant plus rapide dans ce dernier cas, le front de l'impulsion délivrée à la charge est amélioré [PAI 95].

Sur les générateurs rapides, le peaking consiste en un simple condensateur rajouté en parallèle à l'entrée du commutateur. Il fournit, alors, les charges supplémentaires nécessaires au raidissement du front de l'impulsion délivrée à la charge.

- Les circuits RC : montés en intégrateurs, ces circuits sont utilisés pour ralentir le front de montée de l'onde afin de répondre aux caractéristiques de certains chocs normalisés ; utilisés en dérivateurs, ils peuvent, au contraire, raidir le front.

1.2. Présentation des commutateurs à semiconducteurs

L'électronique de puissance a connu ses premières applications industrielles vers la fin des années 1950. Les deux premiers composants de puissance développés furent les diodes et les thyristors. Mises à part les applications dans lesquelles ils servent à des déclenchements non périodiques (commande de flash, protection par mise en court-circuit), la principale utilisation de ces composants concerne les convertisseurs (redresseurs, hacheurs, onduleurs).

Depuis les années 1970, quatre grandes familles de composants utilisés dans les convertisseurs ont été développées. Chacun de ces composants présente des spécificités :

- **les thyristors et triacs** sont des composants à commande unique à la fermeture. Les thyristors sont unidirectionnels en courant et en tension alors que les triacs sont bidirectionnels en courant et en tension. Le temps de fermeture dépend fortement de l'impulsion de commande et de la valeur de la puissance commutée. Le blocage (ouverture) n'est pas commandable, mais s'effectue de façon naturelle lorsque le courant devient inférieur à une valeur donnée, appelée courant de maintien (ou de holding, I_H). Le temps d'ouverture peut atteindre quelques centaines de microsecondes. Pour les thyristors, les gammes de courants commutés s'étendent jusqu'à la dizaine de kiloampère ; quant aux tensions, elles vont jusqu'à plus de 10kV. Pour les triacs usuels, les courants et les tensions commutés n'excèdent pas 350A et 1,2kV [ALO 01, LEF 02, SPA 97].

- **les GTO** (Gate Turn Off) sont des thyristors commandables à la fermeture et à l'ouverture. Actuellement, ce sont eux qui permettent de commuter les puissances les plus importantes (jusqu'à 6kV/6kA [ALO 01, LEF 03]) mais ils sont lents et leur commande est relativement complexe et onéreuse.
- **les transistors MOS** de puissance sont les composants les plus récents. Ces composants unipolaires ne peuvent pas simultanément répondre aux deux contraintes de puissance, à savoir supporter des tensions élevées et faire transiter de forts courants. Par contre, l'aspect unipolaire se traduit par l'absence d'effets liés aux charges stockées, ce qui leur procure de grandes vitesses de commutation. Ils ne sont limités, temporellement, que par la charge et la décharge de leurs capacités internes à la mise en conduction et au blocage. L'utilisation principale des MOS est réservée aux applications hautes fréquences (quelques centaines de kilohertz) et faible puissance (inférieure au kilowatt). Les gammes de MOS disponibles aujourd'hui offrent des calibres en tension et en courant atteignant 1,2kV/32A pour la haute tension et 30V/1kA pour la basse tension. Plus la tenue en tension de ce composant est élevée, plus la résistance à l'état passant $R_{DS(on)}$ est grande [ALO 01, LEF 03, PER 03].
- **les IGBT** (Insulated Gate Bipolar Transistor) peuvent être considérés comme l'association d'un transistor MOS commandant un transistor bipolaire NPN. Par conséquent, ils cumulent les avantages de commande du MOS et du comportement en puissance du transistor bipolaire. Il existe, actuellement, une vaste gamme de calibre allant de 600V à quelques kilovolts et de quelques ampères à quelques milliers d'ampère [LEF 03, PER 03].

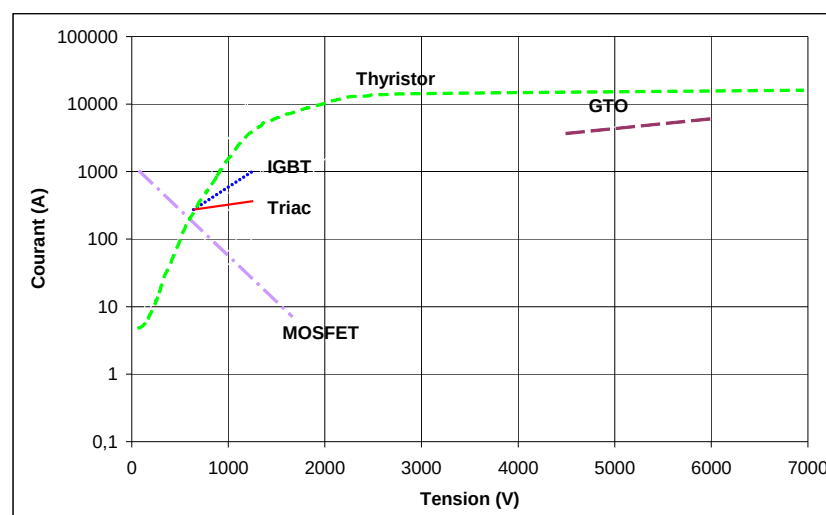
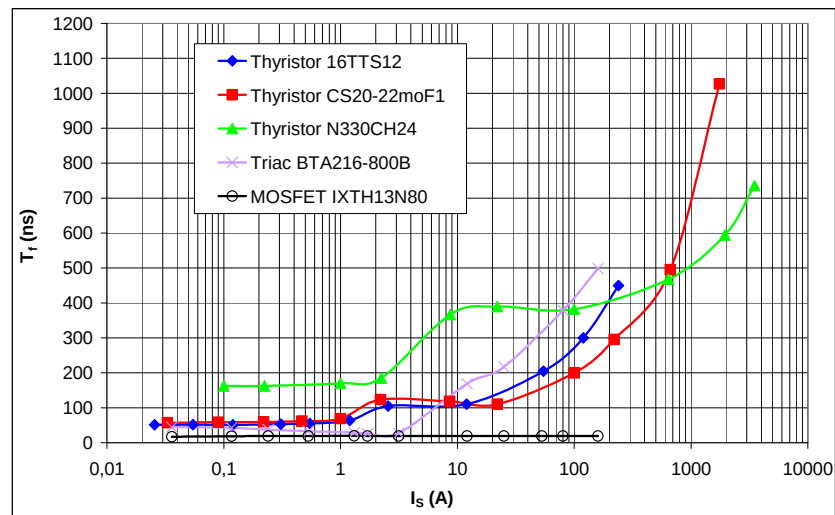


Figure 1.6 : Représentation schématique des zones de fonctionnement des différents semiconducteurs

La figure 1.6 résume, d'après les données de catalogues grand public, les domaines d'utilisation de ces différents composants en fonction des courants et des tensions [LOY 04].

Si l'on compare les performances des composants de puissance qui ont été testés au laboratoire, le MOSFET présente de meilleurs temps de commutation que les thyristors ou les triacs, surtout lorsque le courant devient supérieur à 10A (figure 1.7). Néanmoins, ce composant est davantage limité en puissance que les thyristors ou les triacs. De plus, son temps de conduction est « étroitement lié » au temps d'injection des charges sur la commande, ce qui complique le circuit de commande pour certaines applications.



Thyristor 16TTS12 (International Rectifier) : $V_{AKM} = 1,2\text{kV}$ et $I_{AKM} = 200\text{A}$ [IRF 98].

Thyristor CS20-22moF1 (Ixys) : $V_{AKM} = 2,2\text{kV}$ et $I_{AKM} = 200\text{A}$ [IXY 00].

Thyristor N330CH24 (Westcode Semiconductors) : $V_{AKM} = 2,4\text{kV}$ et $I_{AKM} = 9,2\text{kA}$ [WES 92].

Triac BTA216-800B (Philips Semiconductors) : $V_{AKM} = 800\text{V}$ et $I_{AKM} = 140\text{A}$ [PHI 97].

MOSFET IXTH13N80 (Ixys) : $V_{DSM} = 800\text{V}$ et $I_{DSM} = 52\text{A}$ [IXY 96].

Figure 1.7 : Comparaison des performances à la fermeture de cinq composants étudiés sous leur tension de charge maximale avec un système de déclenchement optimisé

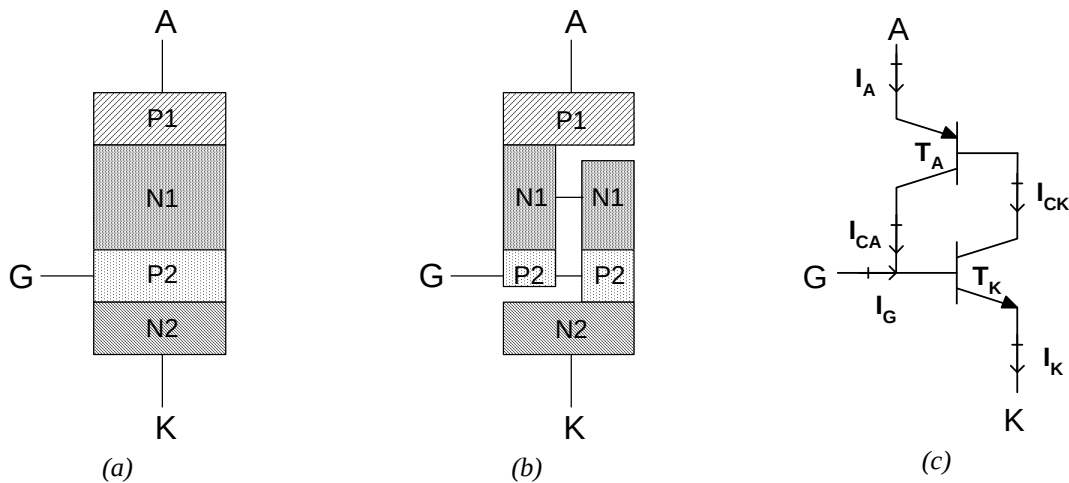
A partir de commutateurs à semiconducteurs (principalement des thyristors et des triacs), nous avons développé différentes applications dans le domaine de la génération d'impulsions haute tension (faible courant). Par rapport à des commutateurs à gaz utilisés dans les mêmes conditions, la commutation par thyristors ou triacs offre trois avantages majeurs :

- une très grande dynamique d'utilisation en tension,
- peu ou pas de perturbation électromagnétique,
- un jitter extrêmement faible.

Par contre, le temps de commutation par thyristor ou triac est plus important que lorsque l'on utilise des commutateurs à gaz. Pour fixer les idées, nous présentons, figure 1.7, quelques résultats obtenus au laboratoire : il s'agit de la variation du temps de front T_f de la tension commutée en sortie en fonction du courant de sortie I_s . Nous reviendrons plus en détail, par la suite, sur les conditions expérimentales qui ont permis d'obtenir ces résultats.

1.3. Principe et fonctionnement du thyristor

Le thyristor est un des composants à commande unique à la fermeture. C'est un interrupteur unidirectionnel en courant et en tension possédant trois bornes : l'anode, la cathode et la gâchette. Les figures 1.8 présentent la structure du thyristor, la répartition de ses diverses couches et son modèle équivalent à deux transistors [ALO 01].



Figures 1.8 : Représentation des couches du thyristor (a et b) et son modèle équivalent à deux transistors (c)

Le thyristor présente donc trois jonctions : la jonction J_1 (P_1N_1), la jonction J_2 (N_1P_2) et la jonction J_3 (P_2N_2). Il peut être considéré comme résultant de l'association de deux transistors, T_A et T_K , montés en réaction comme indiqué figure 1.8c. La couche N_1 est souvent appelée « base » du thyristor [LET 01].

Son fonctionnement sous polarisation directe ($V_{AK} > 0$) peut être expliqué, toujours à partir de la figure 1.8c, de la façon suivante : si l'on appelle, respectivement, α_A et α_K les rendements d'émetteur des transistors T_A et T_K et I_{CBOA} et I_{CBOK} les courants de fuite des jonctions collecteur/base correspondantes, on peut écrire :

$$I_A = I_{CA} + I_{CK} = \alpha_A I_A + I_{CBOA} + \alpha_K (I_A + I_G) + I_{CBOK}$$

Soit :

$$I_A = \frac{\alpha_K I_G + I_{CBOA} + I_{CBOK}}{1 - (\alpha_A + \alpha_K)} \approx \frac{\alpha_K I_G}{1 - (\alpha_A + \alpha_K)}$$

Cette relation montre que, pour des conditions de fonctionnement statique, le courant d'anode ne peut être que du même ordre de grandeur que I_G , c'est-à-dire faible ou nul, tant que la somme $(\alpha_A + \alpha_K)$ est petite devant l'unité.

Cette situation correspond au régime direct bloqué ($V_{AK} > 0$).

On sait, cependant, que si le gain en courant α des structures bipolaires est petit aux faibles niveaux de polarisation, il croît ensuite en même temps que la valeur du courant. Ce résultat, appliqué au thyristor, montre qu'à faible courant d'anode celui-ci est contrôlé par le courant de gâchette ; son fonctionnement est alors pratiquement linéaire.

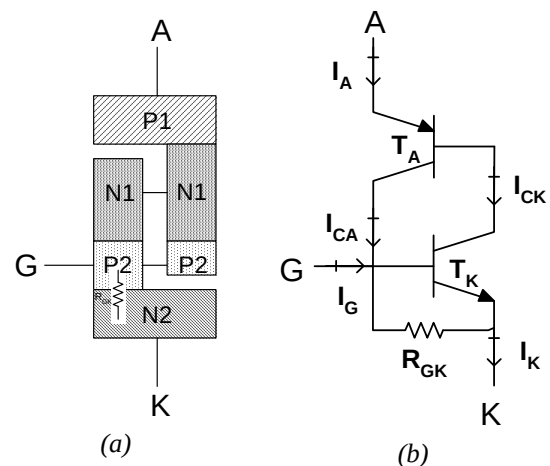
Lorsque le courant d'anode augmente, α_A et α_K augmentent et il existe une valeur I_L (latching) de I_A telle que $\alpha_A + \alpha_K = 1$. Dès cet instant, et d'après l'expression précédente, le courant d'anode n'est plus contrôlé et une réaction positive entre les deux transistors s'enclenche : le thyristor s'amorce. Les deux transistors passent alors en régime saturé (J_2 polarisée en direct), α_A et α_K deviennent des gains « forcés » dont la somme peut être maintenue égale à l'unité par de très faibles variations de la polarisation directe de J_2 .

Cet état de fait correspond à l'état passant dans lequel le courant d'anode n'est plus lié au courant de gâchette (qui peut donc devenir nul) et peut prendre, a priori, n'importe quelle valeur imposée par le circuit extérieur.

La façon la plus courante de faire passer un thyristor de l'état bloqué à l'état passant consiste à lui injecter un courant de gâchette permettant d'élever le niveau de polarisation, donc le « gain de boucle », jusqu'à la valeur permettant d'assurer l'autonomie du circuit. A partir de ce moment là, I_A augmente et I_G peut être supprimé.

Cette conduction se prolongera jusqu'à ce que le courant commuté I_S devienne inférieur au courant de maintien I_H (holding). Dès lors que I_S devient inférieur à I_H , le thyristor s'ouvre à nouveau. Le temps d'ouverture est appelé T_o ; c'est le temps nécessaire à l'évacuation des charges contenues dans les jonctions et plus particulièrement dans la « base ». Ce temps varie en fonction de la température des jonctions et de la valeur du courant commuté [ONS 00].

Dans une approche un peu plus fine du fonctionnement du thyristor [LET 01], il faut prendre en compte le fait que la couche de commande est réunie, de façon interne, à la cathode par une résistance R_{GK} de faible valeur. Cette résistance, représentée figures 1.9, est indispensable au maintien de l'état bloqué sous polarisation directe du composant. Venant s'ajouter à la géométrie généralement complexe de la gâchette [ALO 01], elle confère à la jonction J_3 des caractéristiques particulières.



Figures 1.9 : Structure interne du thyristor

2. Dispositif expérimental

Les activités sur les puissances pulsées développées au LGE ont toujours trait à de la haute tension et de fortes puissances instantanées mais pas systématiquement à de fortes énergies. L'aspect temporel est donc primordial, aussi bien du point de vue du temps de front des impulsions délivrées que de leur répétitivité. Le fonctionnement des commutateurs commandés nous intéresse à fort courant (ce qui est classique) mais également à faible courant. Il ne faudra donc pas s'étonner, dans la suite de ce rapport, de l'attention que nous avons portée au fonctionnement « faible courant » (au sujet duquel nous n'avons pratiquement rien trouvé dans la littérature) par rapport au fonctionnement « fort courant » qui, lui, est beaucoup plus connu. De ce fait, il n'est pas aberrant, dans certaines de nos applications, d'avoir un courant de commande supérieur à celui du circuit dit « de puissance ».

L'étude qui suit a consisté à caractériser le fonctionnement temporel du thyristor en fonction :

- de la tension V_C que l'on veut commuter,
- du courant I_S et de la tension V_S de sortie commutés sur l'utilisation R_q ,
- du courant I_G , ou de la quantité de charge Q_G , injecté sur la gâchette.

Le circuit expérimental, utilisé pour cette étude, est présenté figure 1.10. Son principe consiste à charger le condensateur C à travers une résistance R , puis à le décharger dans R_q via le thyristor dont on contrôle le signal gâchette. Pour veiller à la sécurité des personnes, ce circuit est placé dans une cage de Faraday. Un « dump » permet une mise à la masse de toute la partie haute tension dès que la porte de la cage s'ouvre ou bien n'est pas fermée.

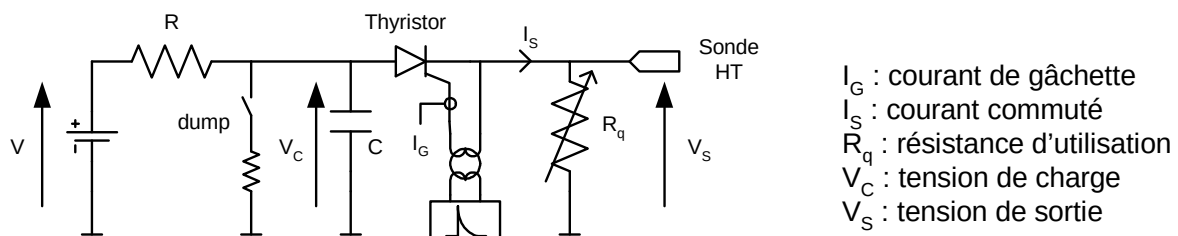
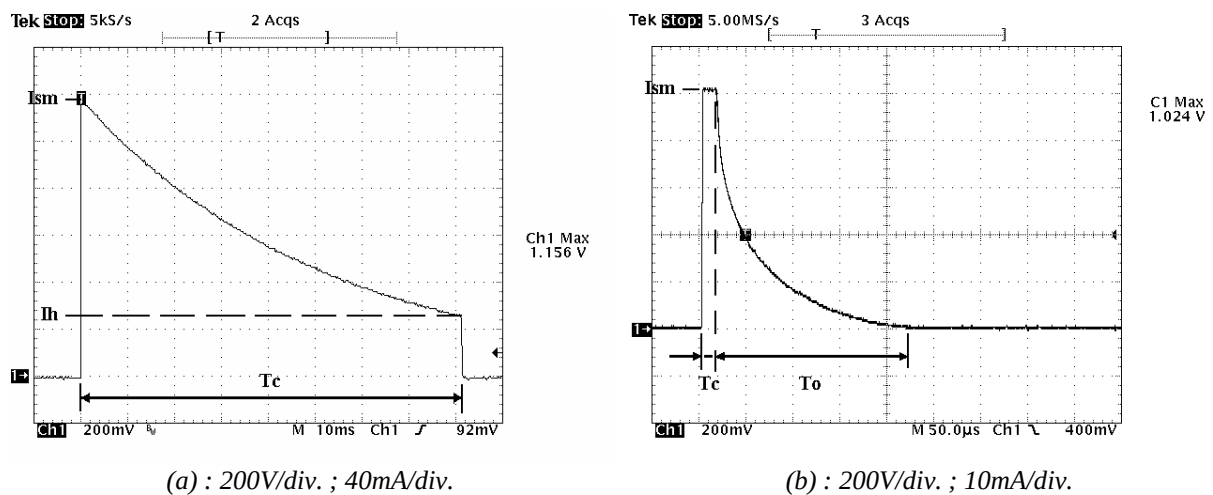


Figure 1.10 : Schéma électrique de base

Remarque : dans la suite du texte, on réservera le mot « charge » à ce qui concerne la partie alimentation en tension (C et R) et le terme « utilisation » à R_q .

La mesure du courant de gâchette est effectuée au moyen d'une sonde Pearson ($I_M = 500A$; $BP \approx 35MHz$). La tension de charge V_C du condensateur et la tension de sortie V_S aux bornes de l'utilisation sont mesurées par l'intermédiaire de sondes haute tension North-Star ($V_M = 100kV$; $BP \approx 90MHz$).

Les figures 1.11, montrent le fonctionnement (fermeture puis ouverture) d'un thyristor inséré dans le schéma de la figure 1.10. Le thyristor utilisé est un 16TTS12 ($V_{AKM} = 1,2kV$; $I_{AKM} = 200A$) pour lequel le constructeur donne : $I_H = 100mA$, $I_L = 200mA$ et $t_q = 110\mu s$.



Figures 1.11 : Enregistrements caractéristiques du signal commuté par un thyristor pour deux valeurs du courant de sortie : $I_S \approx 230mA$ (a) et $I_S \approx 50mA$ (b)

Le premier exemple, figure 1.11a et correspondant à $I_S \geq I_L$, montre le fonctionnement classique du thyristor, c'est-à-dire sa conduction jusqu'à ce que le courant de sortie $I_S = V_S / R_q$ atteigne sa valeur de maintien I_H . L'impulsion de ce courant est fournie par un condensateur de $10\mu F$, chargé sous $1200V$, qui se décharge au travers de la résistance d'utilisation $R_q = 4,7k\Omega$. La constante de temps du circuit ($\tau_q = C.R_q = 47ms$) permet de maintenir le courant suffisamment longtemps pour pouvoir observer le fonctionnement du thyristor : celui-ci conduit tant que le courant I_S est supérieur à I_H puis se rouvre en un temps T_o . Ce temps d'ouverture n'est pas mesurable sur cet enregistrement. On note, figure 1.11a, que le temps de conduction $T_c \approx 80ms$ et que $I_H \approx 50mA$.

La figure 1.11b correspond au cas où I_S est inférieur au courant d'accrochage I_L ($V_C = 1200V$, $C = 10\mu F$; $R_q = 22k\Omega$; $I_{SM} \approx 50mA$). Le thyristor conduit alors pendant un temps T_c très court (ici $T_c \approx 20\mu s$), lié principalement, comme on le verra plus tard, aux caractéristiques de l'impulsion de déclenchement et à celles du circuit de puissance (c'est-à-dire le condensateur de $10\mu F$). Il se rouvre, dans ce cas, en $T_o \approx 200\mu s$.

2.1. Le déclenchement

Les performances d'un thyristor unique n'étant, généralement, pas suffisantes pour la plupart de nos applications, il faut en associer plusieurs en série et/ou en parallèle. La commande est alors basée sur le principe des transformateurs d'impulsions à ferrite [RAB 95, BON 01, LOR 01]. On isole ainsi galvaniquement la partie commande de la partie puissance. Ce mode de déclenchement présente un double intérêt : il permet de déclencher simultanément, et de façon simple, autant de thyristors associés en série et/ou parallèle qu'on le souhaite et il évite, lors de la fermeture du thyristor, de transmettre une éventuelle injection de courant au circuit de déclenchement.

2.1.1. Circuit d'équilibrage des tensions

Dans le cas idéal d'une association série de thyristors, tous les composants se ferment et s'ouvrent simultanément. En réalité ce n'est pas le cas : du fait de la dispersion des caractéristiques, les comportements en régime statique et en régime transitoire de chaque thyristor ne sont pas identiques. Il faut donc équilibrer l'association série tant du point de vue dynamique que du point de vue statique.

En régime statique de blocage direct, le courant de fuite du thyristor de rang n impose la tenue en tension du thyristor de rang $(n + 1)$. La tension que peut tenir un thyristor varie donc en sens inverse du courant de fuite du thyristor qui le précède. Pour éviter ce genre de problème, on procède à un équilibrage des tensions aux bornes des thyristors par l'utilisation d'un réseau de résistances d'égalisation série dont les valeurs sont choisies aussi élevées que possible de façon à minimiser les pertes.

Pour satisfaire simultanément les contraintes statiques et dynamiques, on utilise un réseau RC classique d'aide à la commutation (figure 1.12) [ALO 01, LIM 64, SPA 93].

Avant la commutation, la répartition de la tension est contrôlée par les capacités tandis qu'au moment de la commutation, ce sont les résistances qui fixent cette répartition.

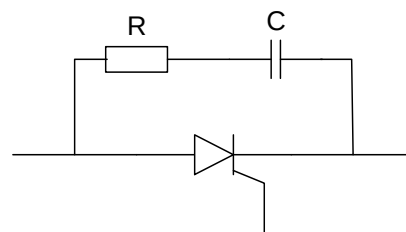


Figure 1.12 : Circuit RC de protection

Pratiquement, et comme on le verra par la suite, c'est à la fermeture des thyristors que l'aspect temporel est le plus contraignant (on a atteint des commutations de plusieurs dizaines de kilovolts en quelques dizaines de nanosecondes).

Le réseau RC a donc été déterminé de façon à présenter une constante de temps de l'ordre de quelques nanosecondes.

2.1.2. Circuit de déclenchement

Dans un premier temps, nous avons utilisé un transformateur d'impulsions unique, c'est-à-dire composé d'un seul tore magnétique avec autant de circuits secondaires qu'il y a de thyristors (figure 1.13). Notre choix s'est porté sur un tore de ferrite de diamètre relativement grand ($\approx 10\text{cm}$) en matériau 3F4 de chez Philips [PHI 98].

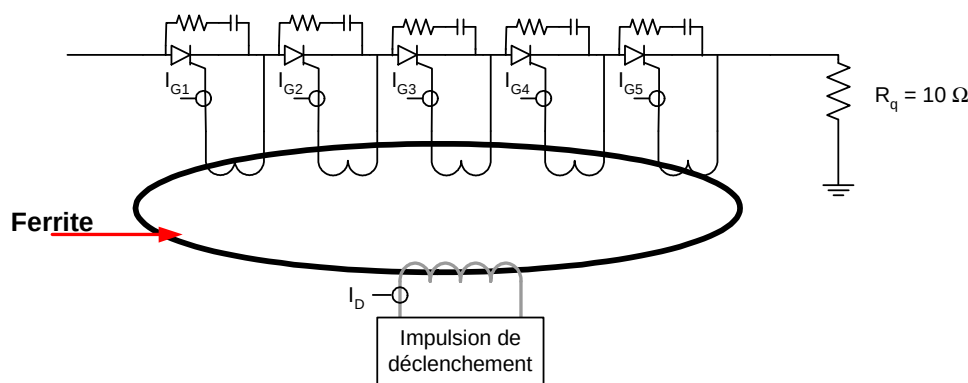


Figure 1.13 : Schéma de l'association de thyristors en série avec transformateur d'impulsions unique

Dans ce cas du transformateur unique, les amplitudes des courants de gâchette ne sont pas identiques : elles dépendent des positions géométriques des divers enroulements secondaires par rapport à l'enroulement primaire car le couplage dans l'air intervient. Ainsi, par exemple, figure 1.14, la courbe I_D correspond au signal relevé sur le primaire et les courbes I_{G1} , I_{G3} et I_{G5} aux signaux prélevés sur les enroulements 1, 3 et 5 des secondaires. L'enroulement 3 est diamétralement opposé à l'enroulement primaire (180°) alors que les enroulements 1 et 5 sont positionnés symétriquement par rapport à celui du primaire (145° environ). Les amplitudes des signaux relatifs aux enroulements 2 et 4, non représentés ici, se positionnent de façon intermédiaire.

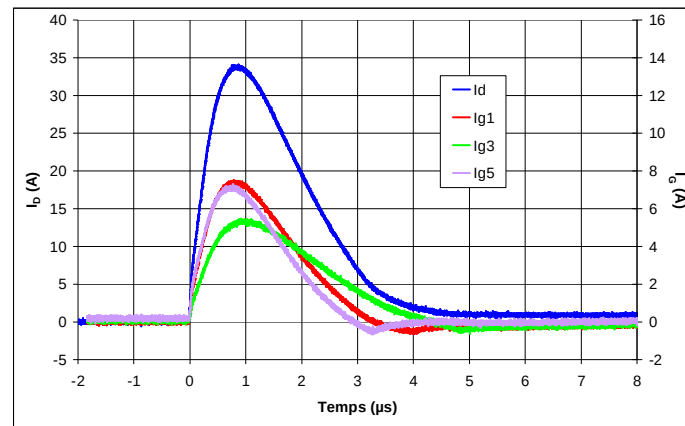


Figure 1.14 : Oscillogrammes des courants de déclenchement et de gâchettes de la figure 1.13

Des essais préliminaires, puis une étude plus approfondie que l'on présentera ultérieurement, ont montré l'importance de l'impulsion de gâchette, et notamment de son temps de front et de son amplitude maximale, sur les performances de commutation d'un thyristor. Une association série de thyristors commandés par des impulsions de gâchette différentes n'est donc, dans la plupart des cas, pas satisfaisante.

Pour remédier à cette dispersion des courants I_{Gi} , nous avons placé un transformateur d'impulsions à ferrite par thyristor (figure 1.15), les tores de ferrite étant de diamètres relativement faibles ($\approx 10\text{mm}$) en matériau 3E5 de chez Philips [PHI 98]. Dans cette configuration, tous les courants de gâchette I_{Gi} ont la même forme et leur amplitude est proportionnelle à celle du courant de déclenchement I_D , dans le rapport des enroulements des transformateurs d'impulsions tel que : $n \times I_D = n_i \times I_{Gi}$, où n et n_i représentent, respectivement, le nombre de spires au primaire et au secondaire du transformateur d'indice i (tableau 1.1).

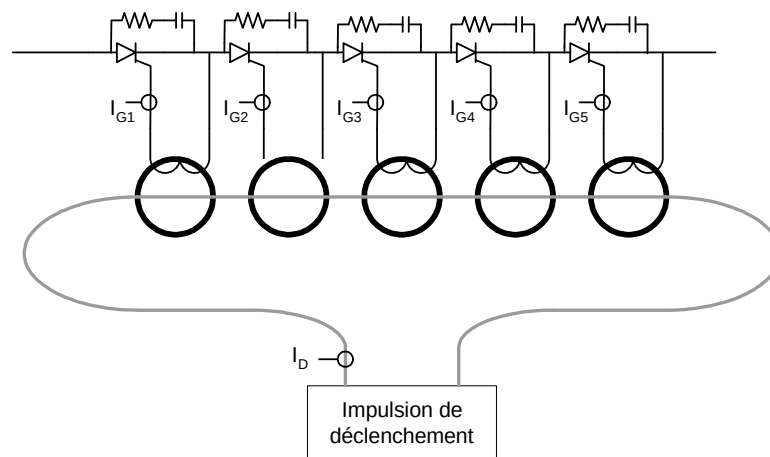


Figure 1.15 : Schéma de l'association de thyristors en série avec transformateur d'impulsions par thyristor

n_i/n ($n = 1$)	I_G (A)	I_D (A)	I_D/I_G
1	4,5	5,5	1,2
3	1,9	5,9	3,1
5	1,2	5,9	5,1
7	0,83	5,9	7,1

Tableau 1.1 : Variations du courant de gâchette en fonction du rapport des enroulements (cas d'un thyristor unique)

L'enroulement primaire se résume ainsi à un fil haute tension unique ($n = 1$), qui traverse chaque tore de ferrite. Ce fil est connecté au boîtier de déclenchement ; par ce biais, l'unicité de l'impulsion de commande, ainsi que les différents isollements, sont respectés. Cette impulsion va ainsi amorcer, pratiquement simultanément, les circuits secondaires de gâchette des thyristors (la longueur du fil entre le premier tore de ferrite et le dernier n'excède pas 10cm).

Afin de pouvoir paramétrer le signal de déclenchement, nous avons utilisé trois boîtiers possédant des performances complémentaires :

- Le premier est réalisé à partir d'un circuit à transistors, grâce auquel on fait varier la largeur de l'impulsion de déclenchement de $1,2\mu s$ à $15\mu s$ et l'amplitude de 0 à 60V ; le temps de montée de l'impulsion est de l'ordre de 80ns à 60V.
- Le deuxième système est réalisé à l'aide d'un thyatron qui peut délivrer deux sortes d'impulsions de formes bi-exponentielles : l'une, notée dans la suite thyatron 1, d'amplitude maximale 300V, présente un temps de montée de 35ns et une durée à mi-hauteur de $15\mu s$ et l'autre (thyatron 2) délivre 100V avec un front de 30ns et une durée à mi-hauteur de 350ns. Pour permettre une plus grande plage de réglages lors des essais, il est possible de diminuer l'amplitude du signal, sans changer l'allure de l'impulsion, en utilisant des atténuateurs calibrés et présentant des caractéristiques fréquentielles compatibles.
- Le troisième utilise un thyristor (ou un triac). Le circuit électrique, que nous avons conçu pour la réalisation du boîtier de déclenchement correspondant, est représenté figure 1.16.

Ce boîtier est composé d'un transformateur monophasique 220V/300V monté en élévateur de tension et d'un interrupteur électronique qui peut être soit un thyristor, soit un triac (ce qui est le cas ici).

La commande est confiée à un transistor T_2 qui est piloté soit par un signal TTL découplé du transistor par l'intermédiaire d'un tore de ferrite qui assure la protection contre le retour du continu, soit par un simple bouton poussoir. Ce transistor amplifie ainsi le courant, reçu de l'impulsion TTL, afin de commander la gâchette du semiconducteur.

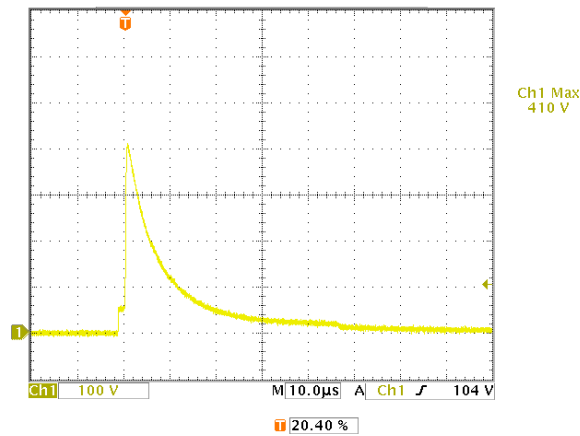
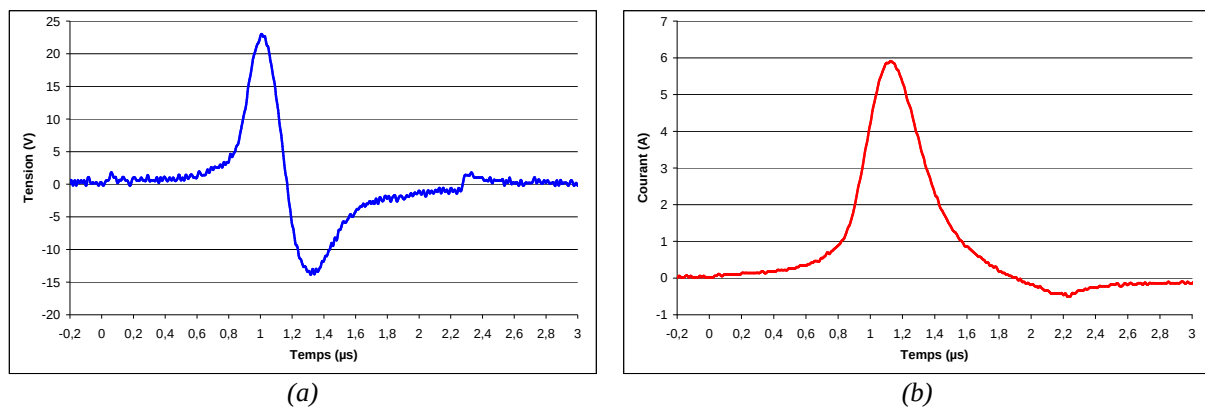


Figure 1.17 : Impulsion de tension fournie par le boîtier de déclenchement

Des enregistrements caractéristiques des impulsions de tension et de courant de déclenchement, relevés au niveau de l'enroulement primaire du transformateur d'impulsions à ferrite, sont donnés respectivement figures 1.18a et 1.18b (montage de la figure 1.15 pour un seul thyristor).



Figures 1.18 : Exemples d'impulsions de tension (a) et de courant (b) de déclenchement

Afin de commander correctement le thyristor, le constructeur fournit, dans les données techniques du composant (datasheet), la caractéristique de la zone de fonctionnement de l'impulsion de gâchette qui représente un domaine délimité dans lequel doit se situer le courant et la tension de l'impulsion de gâchette. Dans cette zone, la puissance maximale de l'impulsion ne doit pas excéder une certaine valeur pour une largeur d'impulsion donnée.

A partir du datasheet du thyristor 16TTS12 de chez International Rectifier **[IRF 98]**, nous avons reporté nos points de fonctionnement pour un boîtier d'impulsion de déclenchement donné pour lequel nous pouvons faire varier le courant et la tension (figure 1.19).

Le report de nos points sur le graphique, pour deux thyristors appartenant à des séries de fabrication différente, montre que nous nous situons bien dans le domaine de fonctionnement de la gâchette défini par le constructeur. Ainsi, à énergie constante de 40mJ, plus la puissance injectée au niveau de la gâchette est élevée, plus courte doit être la durée de l'impulsion de gâchette : pour une impulsion de durée 5ms, la puissance maximale doit être de 8W ; notre point expérimental extrême se situe dans la zone des 400W pour lesquels la durée ne doit pas excéder 0,1ms. Notre largeur d'impulsion n'étant que de quelques microsecondes, nous respectons donc les consignes du constructeur.

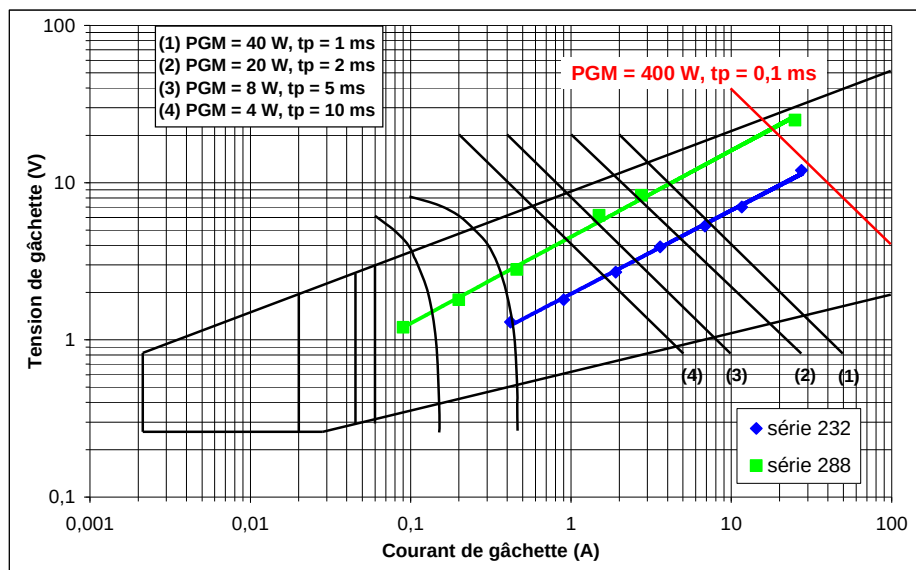


Figure 1.19 : Zone de fonctionnement de l'impulsion de gâchette

Etant donné que ces points correspondent au boîtier de déclenchement injectant la plus grande quantité de charge, donc le plus contraignant pour la gâchette du thyristor, on peut en conclure que tous nos points de fonctionnement, dans cette étude, se situent bien dans la zone définie par le constructeur, nos durées d'impulsion étant toujours relativement faibles.

2.2. Le signal de sortie

Lorsque l'on déclenche un thyristor, inséré dans le montage de la figure 1.10, sans prendre de précautions particulières quant à la forme de l'impulsion de gâchette, on obtient un signal de sortie classique, tel que celui représenté figure 1.20, caractérisé par la valeur maximale du courant de sortie $I_{SM} \approx 1A$ et par un temps de front $T_f \approx 250ns$; ce signal de

sortie décroît, ensuite, en suivant la constante de temps $\tau_q = C.R_q$. Pour une valeur plus élevée de I_{SM} ($\approx 200A$), le temps de front peut être relativement long ($T_f \approx 700ns$).

Les enregistrements présentés figures 1.21 correspondent à un fonctionnement avec gâchette optimisée pour $I_{SM} > I_L$ (figure 1.21a) et $I_{SM} < I_L$ (figure 1.21b) ; ils permettent de compléter les définitions des paramètres que nous allons étudier :

- T_f : temps de front (figure 1.20),
- T_c : temps de conduction,
- T_o : temps d'ouverture,
- I_{SM} : valeur maximale du courant de sortie,
- I_H : courant de holding.

La valeur du courant de latching n'est pas directement accessible sur ces enregistrements. Or, elle nous intéresse particulièrement car c'est elle qui fixe la limite entre nos applications qualifiées de « faible » et de « fort » courant. En effet, lorsque l'on cherche à générer des impulsions haute tension/faible courant répétitives à partir du schéma de la figure 1.10, il faut que le thyristor se ferme, puis se rouvre, rapidement afin de permettre au condensateur de fournir, sous haute tension, la quantité de charge nécessaire à l'application (obligatoirement « faible courant ») mais pas davantage. Le thyristor doit, alors, impérativement fonctionner avec des courants anode/cathode de valeurs inférieures à celle du courant de latching.

Nous avons donc commencé par déterminer la valeur du courant de latching en faisant varier, à partir du montage de la figure 1.10, la valeur de R_q , à amplitude de V_C et impulsion de gâchette constantes, de façon à faire varier I_{SM} . Ainsi, partant d'une faible valeur de R_q correspondant au fonctionnement normal ($I_{SM} > I_L \approx 200mA$), nous augmentons la valeur de R_q jusqu'à ce qu'il apparaisse une brutale discontinuité de la durée du temps de conduction. Pour cette valeur de R_q , $I_{SM} = I_L$.

Au cours de nos essais, nous avons constaté que la valeur de I_L variait en fonction de la forme de l'impulsion de gâchette. En caractérisant, dans un premier temps, cette dernière par la valeur maximale I_{GM} de son courant, nous avons trouvé que I_L varie de 70mA à 250mA lorsque I_{GM} varie de 80mA à 25A (le constructeur donne, pour ce type de thyristor, des valeurs maximales de 200mA pour I_L et de 1,5A pour I_{GM}).

Nous allons, maintenant, nous intéresser aux caractéristiques de fermeture, puis d'ouverture, de commutateurs à thyristor(s).

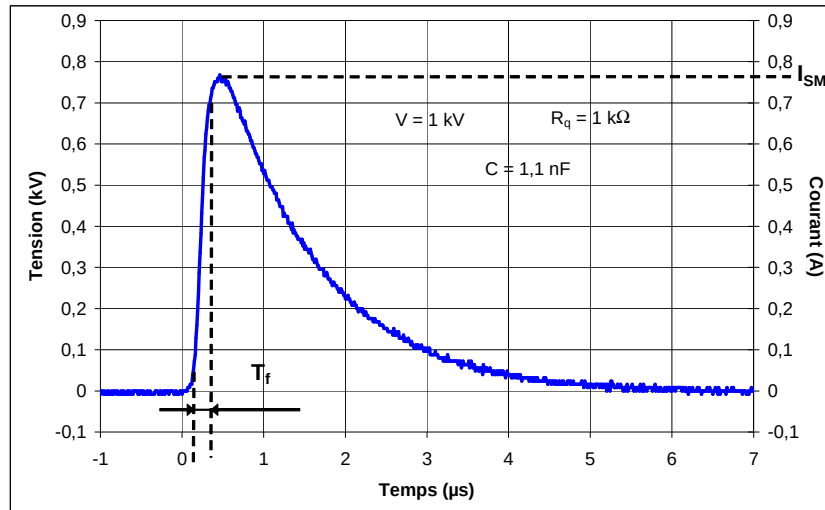
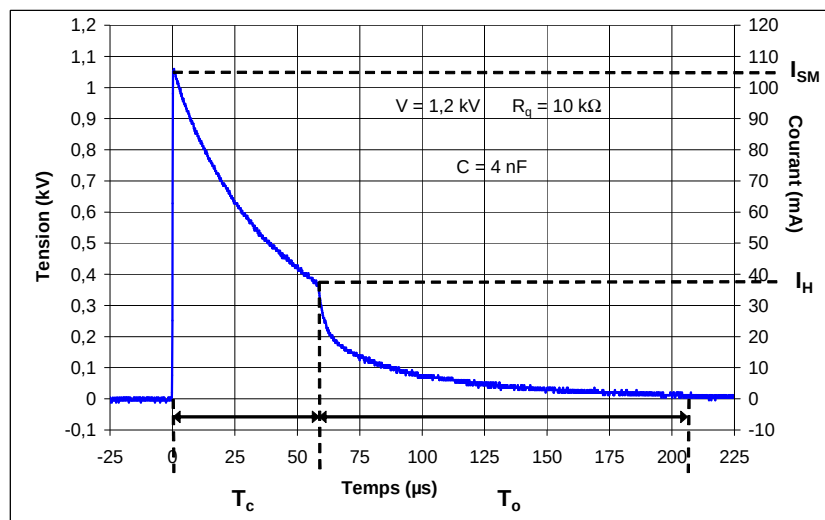
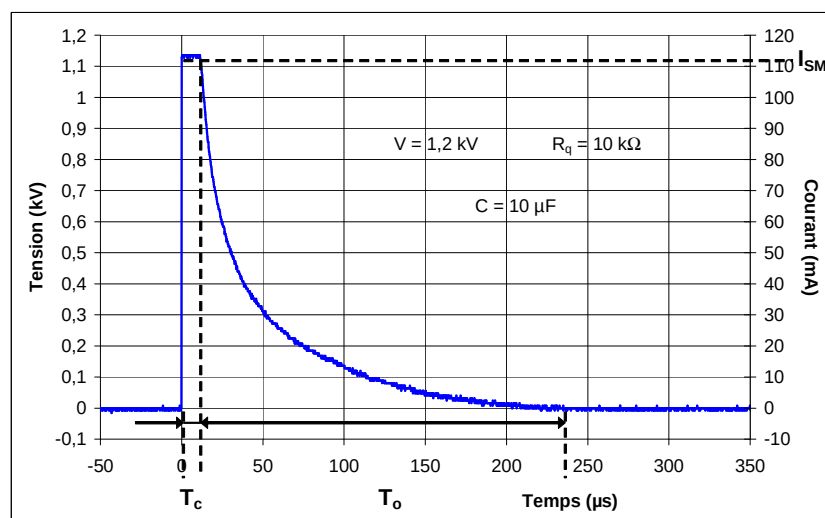


Figure 1.20 : Variations temporelles de V_S et I_S pour une impulsion de gâchette non optimisée



(a)



(b)

Figures 1.21 : Définition des grandeurs caractéristiques du signal commuté

3. La fermeture du thyristor

3.1. Introduction

L'impulsion de gâchette est transmise, du système de déclenchement au thyristor, par l'intermédiaire d'un transformateur d'impulsions à ferrite réalisé à partir d'un tore de ferrite sur lequel on bobine, à volonté, les enroulements du primaire et du secondaire. Lorsque l'on étudie un seul thyristor, ce transformateur peut permettre, en fonction du nombre de spires des enroulements du primaire et du secondaire, de régler l'amplitude du courant de gâchette. Lorsque l'on travaille avec une association de thyristors, on utilise le mode de déclenchement décrit figure 1.15 (un ferrite par thyristor et primaire à spire unique).

Pour étudier l'influence de l'impulsion de gâchette sur le temps de fermeture du thyristor, nous avons utilisé les trois systèmes de déclenchement décrits paragraphe 2.1.

3.2. Influence de la commande

3.2.1. Rôle de I_G

Le montage utilisé est celui de la figure 1.10 ($C = 10\mu F$) dans lequel le thyristor est un 16TTS12 (International Rectifier) [IRF 98]. La tension V_C est maintenue égale à 1,2kV, ce qui correspond à 100% de la tension maximale admissible par ce type de thyristors.

Dans un premier temps, nous allons donc étudier l'influence de l'impulsion de gâchette sur le temps de fermeture T_f du thyristor. Du fait de la position de la résistance d'utilisation en aval du thyristor, la gâchette, qui n'est donc pas référencée à la masse, a été caractérisée uniquement par le courant qu'on lui injecte (mesure de V_{GK} non disponible). La courbe $V_{GK} = f(I_{GK})$, proposée figure 1.19, permet de retrouver les valeurs de V_{GK} si nécessaire.

A priori, les caractéristiques essentielles de cette impulsion sont l'amplitude maximale I_{GM} de son courant, son temps de front T_{fG} et la quantité de charge Q_G qu'elle délivre. Ces trois paramètres n'étant pas indépendants, nous n'avons pas pu faire l'étude systématique de l'influence de chacun d'entre eux en bloquant les deux autres. De plus, du fait de la plus ou moins grande saturation du ferrite en fonction de la valeur de I_{GM} , nous ne contrôlons pas toujours la forme de l'impulsion de gâchette.

La figure 1.22 présente les variations du temps de montée, ou de front, T_f de l'impulsion de tension commutée en sortie en fonction de la valeur maximale I_{SM} du courant de sortie pour différentes valeurs du courant maximum I_{GM} injecté sur la gâchette.

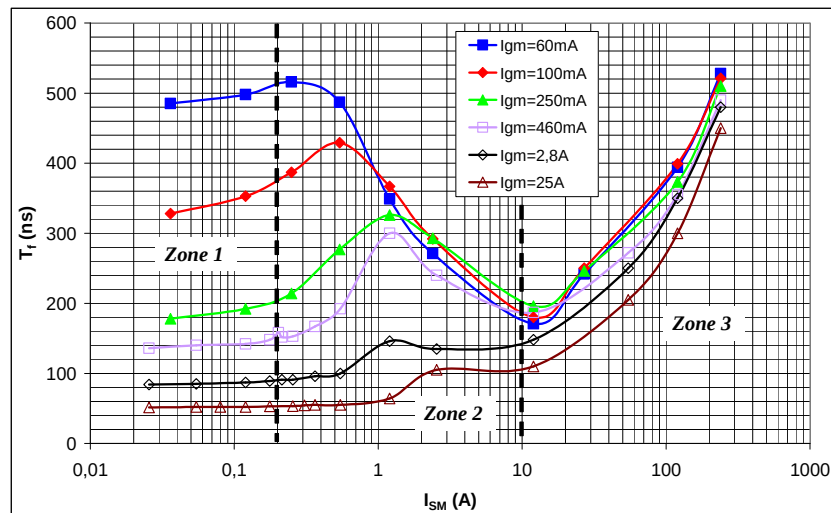


Figure 1.22 : Variations du temps de front du signal de sortie en fonction du courant commuté pour différentes amplitudes de I_{GM} ($V_C = 1,2kV$, thyristor 16TTS12)

Il apparaît, tout d'abord, que, quelle que soit la valeur du courant commuté, le temps de fermeture est d'autant plus bref que l'amplitude maximale du courant de gâchette est importante.

De plus, on peut scinder les variations de T_f , en fonction de I_{SM} , en trois zones distinctes :

- pour les faibles valeurs de I_{SM} (zone 1 : $I_{SM} < 200mA$), le temps de front T_f est essentiellement contrôlé par I_{GM} ;
- pour les fortes valeurs de I_{SM} (zone 3 : $I_{SM} > 10A$), l'influence de I_{GM} ne se fait pratiquement plus sentir (sauf lorsque I_{SM} et I_{GM} sont du même ordre de grandeur) et T_f augmente avec I_{SM} ;
- entre ces deux zones extrêmes, apparaît une zone intermédiaire (zone 2) caractérisée, lorsque I_{SM} augmente, par une légère augmentation de T_f , son passage par un maximum suivi d'une décroissance jusqu'à une valeur minimale qui marque le début de la zone 3 correspondant aux « fortes valeurs » de I_{SM} .

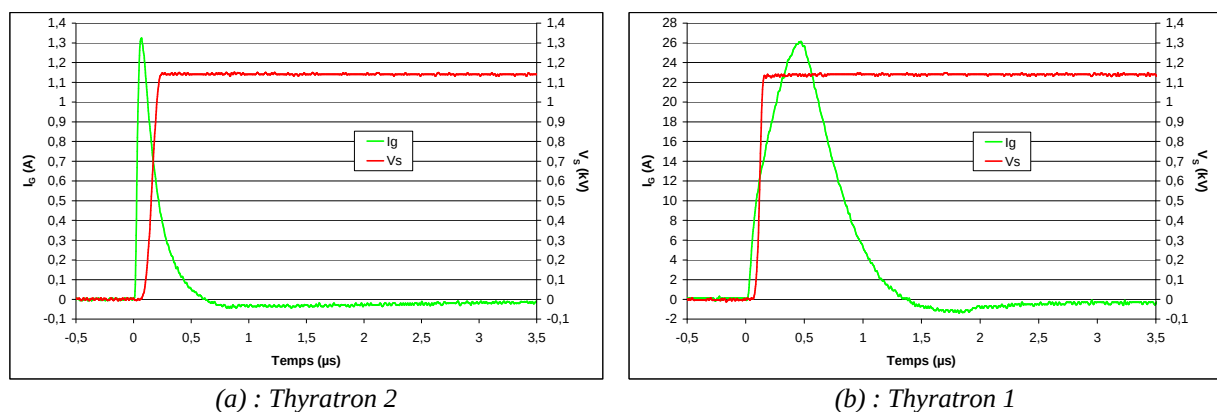
Du point de vue de l'interprétation de ces résultats, on peut penser que, zone 1, seul le transistor T_K (figure 1.8) fonctionne correctement (valeur de α_K significative), la boucle de réaction se mettant progressivement en fonctionnement (zone 2) avant d'atteindre, zone 3, le régime de fonctionnement classique du thyristor ($\alpha_K + \alpha_A = 1$).

Il est intéressant de rappeler que la valeur $I_{SM} \approx 200\text{mA}$ correspond à celle donnée par le constructeur pour le courant de latching.

3.2.2. Caractéristiques du signal de gâchette

La figure 1.22 montre une forte dépendance de T_f en fonction de I_{GM} pour les faibles valeurs de I_{SM} . Or, c'est cette zone qui nous intéresse plus particulièrement pour la réalisation de commutateurs fortes tensions/faibles courants fonctionnant en fréquence (cf. §5.).

Cependant, les enregistrements du courant de gâchette et de la tension de sortie (figures 1.23) montrent que, suivant le système de déclenchement utilisé, la valeur de I_{GM} peut être atteinte avant (figure 1.23a) ou après (figure 1.23b) que le thyristor s'est fermé. Il paraît donc évident que ce n'est pas la valeur de I_{GM} qui contrôle T_f .



Figures 1.23 : Variations temporelles de V_s et de I_G

Nous avons donc essayé d'identifier le paramètre caractéristique du signal de gâchette qui présente la meilleure corrélation avec T_f .

Sur les exemples caractéristiques de l'enregistrement du courant de gâchette et de la tension de sortie proposés figures 1.23, on note que la caractérisation du signal de gâchette est délicate car ce signal peut subir une double déformation :

- la première se produit systématiquement lorsque l'on connecte le secondaire du transformateur d'impulsions entre la gâchette et la cathode du thyristor et se manifeste par un changement de pente du front de l'impulsion (visible à $t \approx 50\text{ns}$ figure 1.23b) ;
- la seconde apparaît pour les fortes valeurs de I_G , c'est-à-dire lorsque le ferrite sature.

Compte tenu de ces remarques, nous avons tenté, à partir d'enregistrement de ce type, de corréler T_f , mesuré à 10/90% de V_{SM} , avec plusieurs paramètres, définis figure 1.24, tels que :

- l'amplitude maximale I_{GM} du courant de gâchette ;
- le temps de front du signal de gâchette mesuré à 10/90% et noté T_{fG} ;
- la quantité de charge Q_G injectée par la gâchette entre l'instant $t_{0,1-I_{GM}}$ où le signal de gâchette atteint 10% de sa valeur finale et l'instant $t_{0,1-I_{SM}}$ où le courant commuté atteint 10% de sa valeur finale. Cette quantité de charge est notée $Q_{G\ 10-10}$;
- le temps de front du signal de gâchette, mesuré entre ces mêmes instants, et noté $T_{fG\ 10-10}$, ou bien mesuré entre l'instant où ce signal gâchette atteint 10% de sa valeur finale et celui où le courant de sortie commence à commuter ($T_{fG\ 10-0}$) ;
- la valeur moyenne de dI_G/dt entre $t_{0,1-I_{GM}}$ et $t_{0,1-I_{SM}}$, etc...

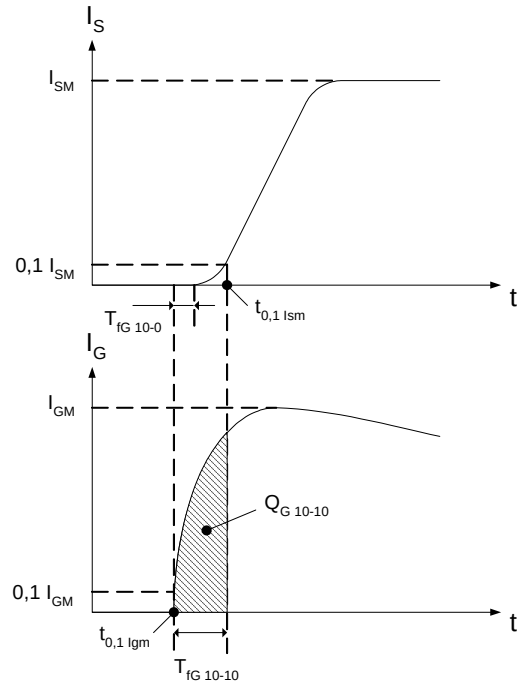


Figure 1.24 : Définition des paramètres $T_{fG\ 10-10}$ et $Q_{G\ 10-10}$

Les résultats sont présentés dans le tableau 1.2 d'où il ressort, tout d'abord, figure 1.25, que le temps de front T_f du signal de sortie V_S présente, pour le thyristor utilisé, une valeur minimale d'environ 50ns puis une variation proportionnelle à la valeur moyenne du temps de front du signal de gâchette avant que le thyristor commence à se fermer ($T_{fG\ 10-10}$).

On précise que cette valeur $T_{fG\ 10-10}$ est égale à ce que l'on a coutume d'appeler le « temps de retard » ; nous préférons utiliser l'appellation $T_{fG\ 10-10}$ car elle met mieux en évidence la relation qui existe entre les caractéristiques temporelles du signal de gâchette et celles du signal de sortie.

I_{GM} (A)	T_{fG} (ns)	$T_{fG\ 10-10}$ (ns)	$T_{fG\ 10-0}$ (ns)	dI_G/dt (MA.s ⁻¹)	$Q_{G\ 10-10}$ (nC)	T_f (ns)
33	550	47	19	88	272	50
2,8	240	91	43	18	76,2	80
1,3	230	105	52	8,4	43,6	105
0,46	220	133	62	3,8	35,4	140
0,25	250	157	76	1,8	22,4	180
0,11	250	214	110	0,6	13,2	290

Tableau 1.2 : Paramètres caractéristiques de l'impulsion de gâchette

Nous avons fait remarquer que le front de l'impulsion de déclenchement est perturbé lorsque celle-ci est appliquée aux bornes de la gâchette du thyristor. Le changement de pente qui en résulte se produit au moment où le thyristor commence à se fermer, soit à l'instant $t_{0,1-ISM}$. C'est pour cette raison que nous avons parlé, précédemment, de « valeur moyenne du temps de front » lorsqu'il était mesuré entre les instants $t_{0,1-IGM}$ et $t_{0,1-ISM}$. Pour compléter cette étude, nous avons donc également reporté, figure 1.25, les variations de T_f en fonction du temps de front du signal de gâchette mesuré jusqu'au moment où le thyristor commence à se fermer ($T_{fG\ 10-0}$), c'est-à-dire avant que le front de l'impulsion de gâchette soit déformé. On trouve le même type de variation que précédemment, mais avec une pente de valeur plus élevée.

Ce type de variation peut être approximé par :

$$T_f = \begin{cases} T_{fs} = 50ns & \text{si } T_{fG} < T_{fGs} \\ (k.T_{fG} - K) & \text{si } T_{fG} > T_{fGs} \end{cases} \quad (\text{pour } T_{fG\ 10-10} ; T_{fGs1} = 75ns ; k = 1,7 ; K = 76ns)$$

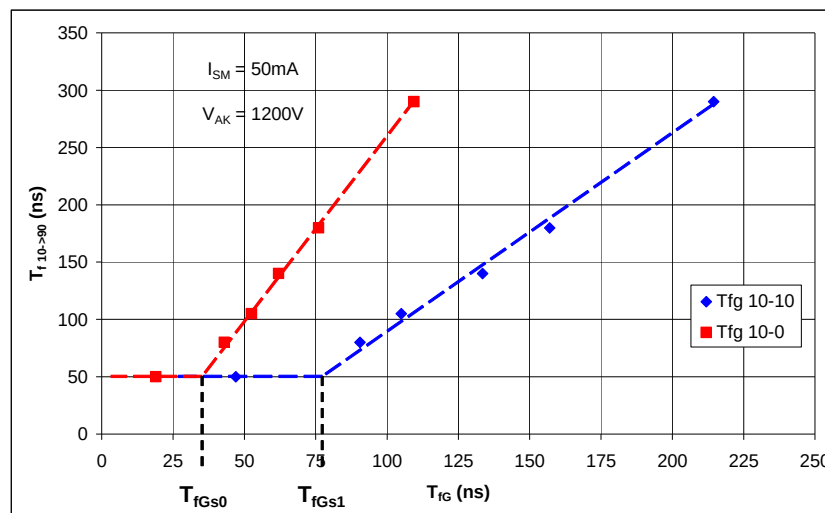


Figure 1.25 : Variations du temps de fermeture en fonction du temps de front de l'impulsion de gâchette avant que le thyristor ne se ferme (fonctionnement à faible courant du thyristor 16TTS12)

La conclusion essentielle reste, cependant, que le thyristor considéré ne semble pas pouvoir se fermer en un temps inférieur à une cinquantaine de nanosecondes.

Ces résultats ne peuvent être pris isolément car la valeur de la charge injectée par la gâchette entre les divers instants considérés précédemment varie également. Nous avons donc reporté, figure 1.26, les variations de T_f en fonction de $Q_{G\ 10-10}$ et de dI_G/dt qui nous semblent les paramètres les plus représentatifs de l'influence de la gâchette sur le temps de fermeture du thyristor.

Ces variations peuvent être approximées par les relations :

$$T_f = T_{fs} + k' \cdot (dI_G / dt)^{-1/2} \quad (T_{fs} = 40\text{ns} ; k' \approx 170 \times 10^{-6} \cdot \text{A}^{1/2} \cdot \text{s}^{1/2})$$

$$T_f = T_{fs} + k'' \cdot Q_{G10-10}^{-1} \quad (k'' \approx 3.10^{15} \text{s.C})$$

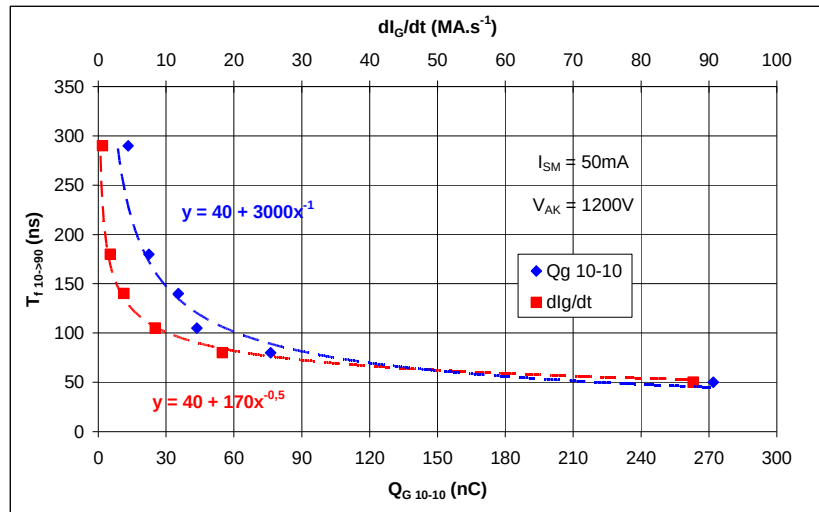


Figure 1.26 : Variations du temps de fermeture en fonction de la charge injectée par la gâchette avant que le thyristor se ferme (fonctionnement à faible courant du thyristor 16TTS12)

Pour des raisons de commodité d'écriture, nous allons continuer, dans la suite de ce texte, à caractériser l'impulsion de gâchette par la valeur maximale I_{GM} de son courant.

3.3. Influence du circuit de puissance

3.3.1. Rôle de V_{AK}

Nous allons, maintenant, mettre en évidence l'influence de la tension de charge V_C du condensateur (figure 1.10) sur le temps de fermeture du thyristor. Compte tenu des résultats précédents, et puisque dans la plupart de nos applications nous cherchons à minimiser ce temps, cette étude a été menée pour deux valeurs élevées de la valeur maximale du courant de gâchette : $I_{GM} = 250\text{mA}$ et $I_{GM} = 25\text{A}$ (élevées par rapport aux données du constructeur qui préconise, en fonctionnement normal, une valeur de 60mA pour I_G).

3.3.1.1. « Faible » valeur du courant de gâchette ($I_{GM} = 250\text{mA}$)

Si l'on trace les variations de T_f en fonction du courant I_{SM} pour quatre valeurs de V_C (figure 1.27), on observe deux fonctionnements distincts :

- pour les faibles valeurs de I_{SM} ($I_{SM} < 200\text{mA}$) : dans ce cas, le temps de fermeture est pratiquement indépendant de V_C . Ceci semble normal puisque le thyristor se trouve dans une zone où son fonctionnement est essentiellement contrôlé par le circuit de gâchette et non par le circuit anode/cathode. On note, cependant, une légère diminution de T_f lorsque V_C diminue. Si l'on se réfère au modèle du thyristor (figure 1.8), ce résultat paraît surprenant. En effet, une augmentation de V_C induit une augmentation des tensions V_{CE} des transistors ; la commutation devrait en être améliorée. Nous n'avons pas d'explication fondée à proposer pour justifier ce résultat mais, comme la variation est peu marquée, nous n'avons pas cherché à approfondir la question ;
- pour les fortes valeurs de I_{SM} ($I_{SM} > 200\text{mA}$) : on retrouve une évolution du temps de front plus classique, à savoir une diminution de T_f lorsque V_C augmente. Ce résultat est en accord avec ce que l'on sait de la commutation des transistors bipolaires et des thyristors.

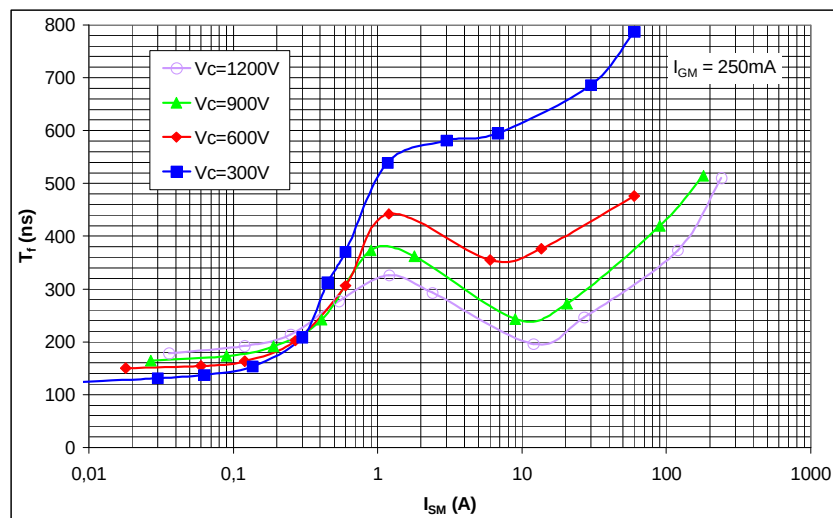


Figure 1.27 : Evolutions du temps de front en fonction du courant I_{SM} à $I_{GM} = 250\text{mA}$, pour différentes valeurs de V_C (thyristor 16TTS12)

On doit, de nouveau, noter que cette valeur de $I_{SM} \approx 200\text{mA}$ est du même ordre de grandeur que celle du courant d'accrochage donnée par le constructeur.

3.3.1.2. « Forte » valeur du courant de gâchette ($I_{GM} = 25\text{A}$)

La même étude a été menée pour une valeur de courant de gâchette de 25A (figure 1.28). Là encore, l'influence du courant d'accrochage I_L apparaît nettement :

- pour $I_{SM} \leq I_L$: comme précédemment, on ne note pas d'influence de V_C sur T_f car c'est essentiellement le signal de gâchette qui commande la commutation ;

- pour $I_{SM} > I_L$: on retrouve la même influence de V_C sur T_f que celle observée dans le cas des faibles valeurs de I_{GM} , à savoir une diminution de T_f lorsque V_C augmente.

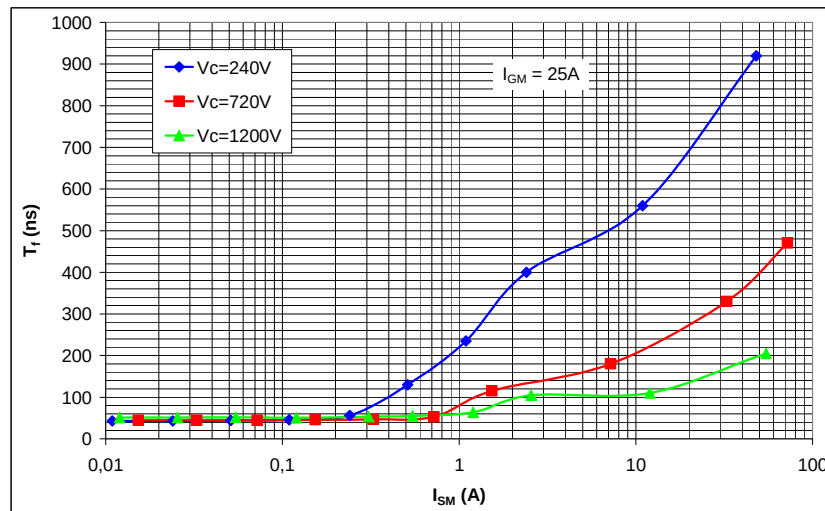


Figure 1.28 : Variations de T_f en fonction de I_{SM} pour différents V_C à $I_{GM} = 25A$ (thyristor 16TTS12).

Il ressort de cette étude que, lorsque l'on cherche à minimiser le temps de commutation d'un thyristor, on a intérêt à travailler au maximum de sa tenue en tension.

3.3.2. Rôle de I_S

A partir des résultats précédents, il est possible de tracer, figure 1.29, les variations du temps de front T_f en fonction de V_{SM} pour plusieurs valeurs du courant I_{SM} (à signal gâchette d'amplitude et de temps de front constants).

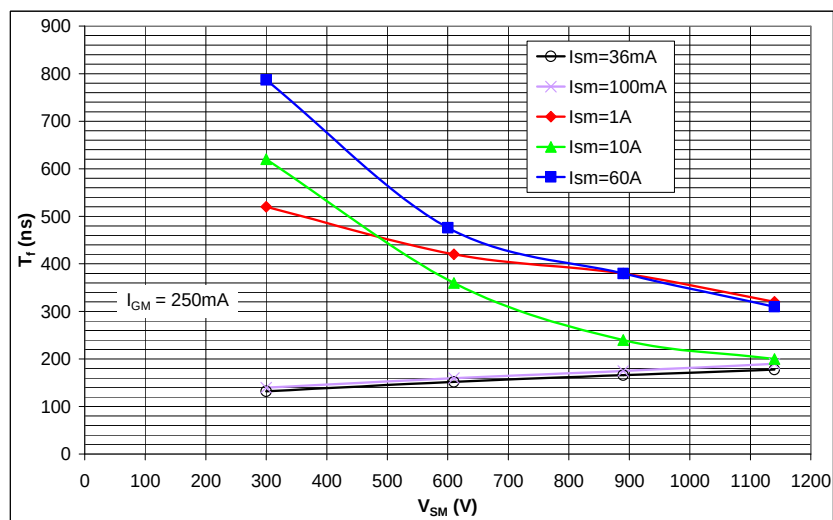


Figure 1.29 : Variations de T_f en fonction de V_{SM} pour différents I_{SM} à $I_{GM} = 250mA$ (thyristor 16TTS12)

Ces courbes mettent de nouveau en évidence les deux modes de fonctionnement selon que I_{SM} est supérieur ou inférieur au courant I_L . Dans le premier cas, le temps de front diminue lorsque V_{SM} augmente ; dans le second, c'est le fonctionnement inverse et, de plus, T_f est pratiquement indépendant de I_{SM} .

Si l'on se réfère à la figure 1.22, on peut remarquer que ces courbes peuvent être classées suivant leur appartenance à l'une des trois zones que l'on a définies :

- zone 1 ($I_{SM} < 200\text{mA}$) pour les courbes correspondant à $I_{SM} = 36\text{mA}$ et 100mA ;
- zone 2 ($200\text{mA} < I_{SM} < 10\text{A}$) pour la courbe $I_{SM} = 1\text{A}$;
- zone 3 ($I_{SM} > 10\text{A}$) pour les courbes $I_{SM} = 10\text{A}$ et 60A .

3.4. Comparaison de différents thyristors

Selon les applications, nous avons besoin de commutateurs de fortes tensions et/ou de forts courants. Une étude comparative des performances de trois thyristors du commerce permet de donner des indications sur l'optimisation du choix en fonction des besoins.

Ces trois thyristors sont :

- le 16TTS12 (International Rectifier) caractérisé par $V_{AKM} = 1,2\text{kV}$, $I_{AKM} = 200\text{A}$ [IRF 98],
- le CS20-22moF1 (Ixys) caractérisé par $V_{AKM} = 2,2\text{kV}$, $I_{AKM} = 200\text{A}$ [IXY 00],
- le N330CH24 (Westcode Semiconductors) caractérisé par $V_{AKM} = 2,4\text{kV}$, $I_{AKM} = 9,2\text{kA}$ [WES 92].

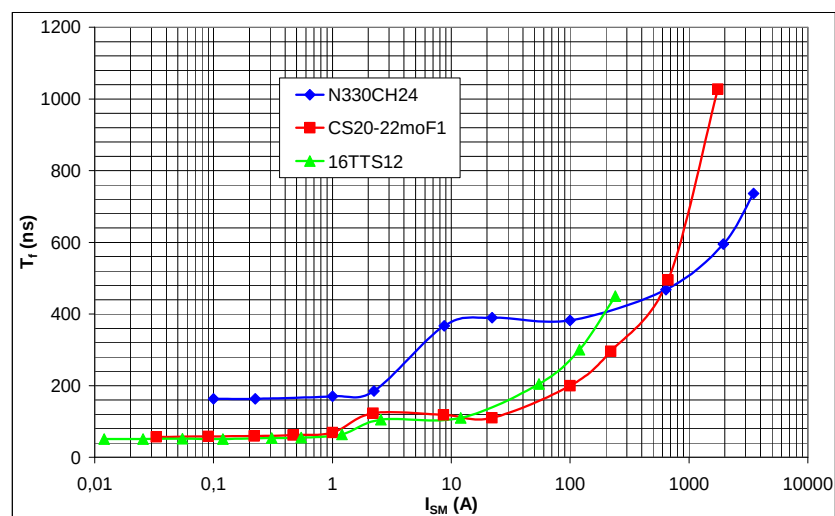


Figure 1.30 : Comparaison des temps de front en fonction de I_{SM} pour trois thyristors différents fonctionnant sous tension V_{AK} maximale et pour $I_{GM} = 25\text{A}$

Pour une même impulsion de gâchette il apparaît, figure 1.30, que les thyristors « faibles » courants (CS20-22moF1 et 16TTS12) sont plus rapides à la fermeture, pour des courants maximums commutés inférieurs à 100A, que le thyristor de puissance (N330CH24). Par contre, pour des courants maximums supérieurs à 600A, le thyristor de puissance se ferme plus rapidement que les autres thyristors testés.

3.5. Le jitter

Un des avantages majeurs de la commutation par semiconducteurs est la faible valeur du jitter. Nous rappelons que le jitter est l'écart entre les valeurs extrêmes du temps de retard T_d (figure 1.31) [ONS 00].

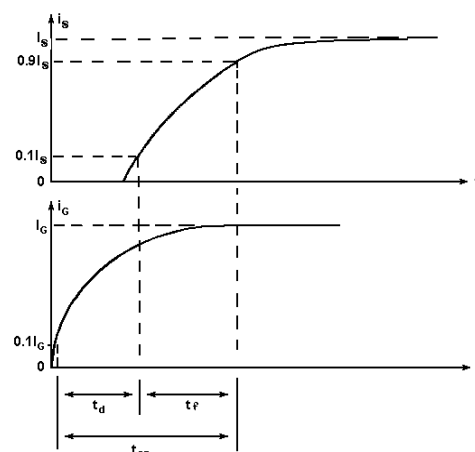


Figure 1.31 : Représentation des différents paramètres temporels liés à la fermeture du thyristor

Pour mesurer correctement le jitter, il est nécessaire d'avoir un système de déclenchement le plus reproductible possible et tel que le temps de retard soit le plus court possible car la précision de la mesure sur le jitter sera fonction de ce temps. Le système de déclenchement à thyatron est celui qui correspond le mieux à ces contraintes ($T_d = 70\text{ns}$).

La mesure est réalisée à l'aide d'un oscilloscope (TDS 744A, bande passante : 500MHz, fréquence d'échantillonnage : 2GS/s) possédant une fonction zoom.

Le jitter estimé est de l'ordre de 1ns ; compte tenu de la valeur de T_d , la précision requise est voisine de 2%, ce que nous ne pouvons atteindre par une mesure directe avec cet oscilloscope. On propose donc de réaliser un enregistrement en mode enveloppe pour quinze déclenchements consécutifs. On analyse, ensuite, la largeur de la trace du signal de sortie.

Cette largeur donne une estimation de la valeur du jitter, comme le montre la figure 1.32. Les conditions de cet essai sont : $I_{SM} = 50\text{mA}$, $V_C = 1,2\text{kV}$ et $I_{GM} = 5\text{A}$.

Les résultats obtenus par cette méthode de mesure nous permettent d'estimer que le jitter est inférieur à 900ps. Cependant, il n'est pas possible d'obtenir de meilleure précision car la mesure est limitée par la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope. Nous avons également vérifié que le jitter était du même ordre de grandeur pour des courants commutés plus importants ($I_{SM} = 12\text{A}$).

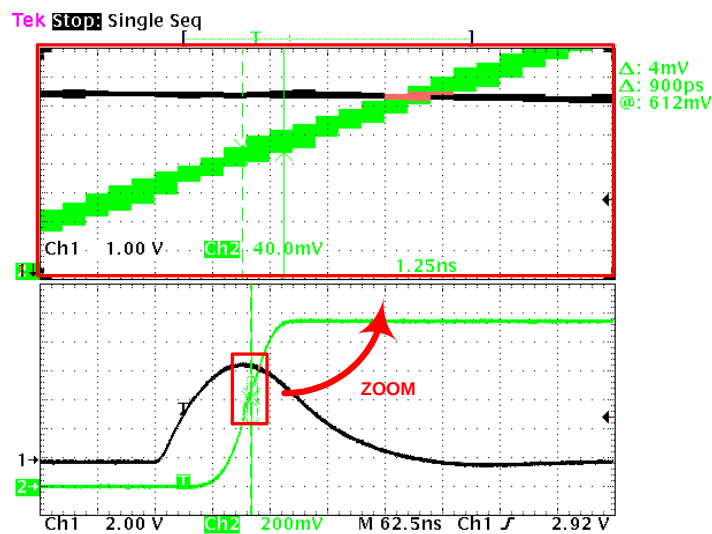


Figure 1.32 : Estimation du jitter (16TTS12)

3.6. Associations série et parallèle

3.6.1. Association série

La figure 1.33 présente, pour différentes valeurs de V_C , les variations de T_f en fonction de I_{SM} ($I_{GM} = 25\text{A}$) pour deux types de commutateurs :

- une association de cinq thyristors 16TTS12,
- un seul thyristor 16TTS12.

La tension maximale admissible pour un thyristor est égale à 1,2kV. On notera, dans ce cas, que le thyristor fonctionne à 100% de V_{AKM} .

La tension maximale admissible pour l'association série est égale à : $5 \times 1,2\text{kV} = 6\text{kV}$ (100% de V_{AKM}). On entreprend donc une étude comparative, en fonction du pourcentage de V_{AKM} appliqué aux bornes des deux commutateurs. Lorsque l'on écrit « 1 thyristor, 20% de

V_{AKM} » ceci signifie que ce thyristor doit commuter $1,2kV \times 20\% = 240V$ et lorsque l'on écrit « 5 thyristors, 20% de V_{AKM} » ceci signifie que le commutateur constitué de 5 thyristors est soumis à $5 \times 240V = 1,2kV$, chaque thyristor ne voyant, en principe, à ses bornes que 240V.

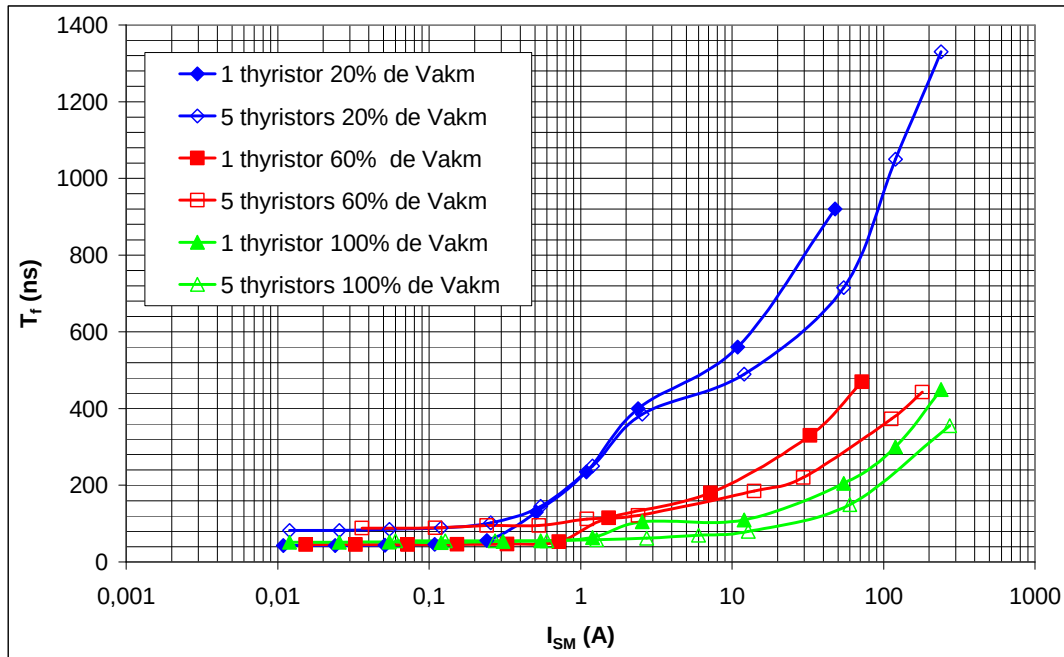


Figure 1.33 : Variations du temps de front de deux commutateurs à thyristors pour différentes valeurs du pourcentage de tension de charge en fonction du courant I_{SM} , à $I_{GM} = 25A$ (thyristor 16TTS12).

Une nouvelle fois, il faut analyser ces courbes en fonction de la valeur de I_{SM} :

- pour $I_{SM} > I_L$: on retrouve un comportement classique pour les deux commutateurs, à savoir que, plus V_C est grand, plus le temps de front est bref. On note également que, pour un même pourcentage de V_{AKM} , le commutateur « cinq thyristors » possède des propriétés de fermeture un peu plus intéressantes que celles du commutateur constitué d'un seul thyristor ;
- pour $I_{SM} < I_L$: dans tous les cas, on retrouve également le fonctionnement classique faible courant, c'est-à-dire que le temps de commutation T_f ne dépend pratiquement pas de la tension commutée V_C . L'association série semble, cependant, présenter, ici, des propriétés de fermeture légèrement moins intéressantes que celles obtenues avec un unique thyristor, sauf lorsque l'on travaille à 100% de V_{AKM} . Ce phénomène se confirme lorsque l'on associe en série jusqu'à vingt thyristors comme le montre la figure 1.34 où apparaît, nettement, le rôle du signal de gâchette.

Ce résultat est très intéressant : en clair, il signifie que l'on peut associer en série autant de thyristors qu'on le souhaite sans détériorer le temps de front du signal de sortie. Des essais (faible courant) associant jusqu'à soixante thyristors en série ont confirmé ce résultat.

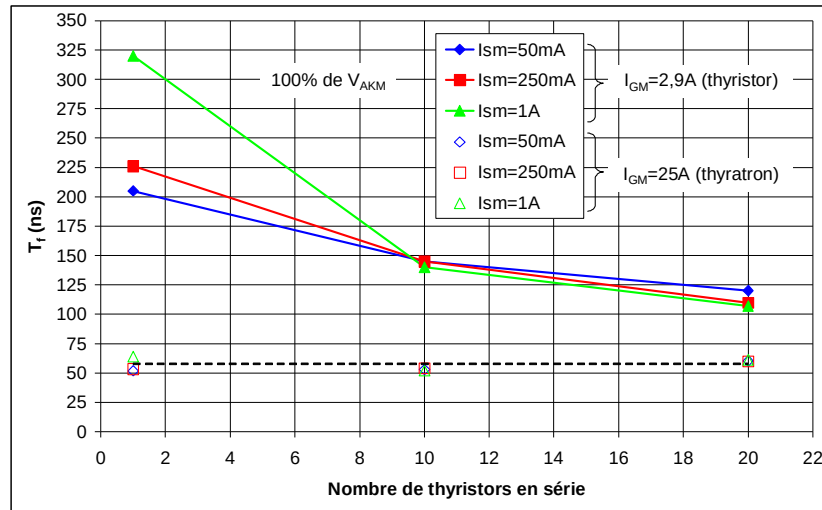


Figure 1.34 : Variations du temps de front en fonction du nombre de thyristors associés en série et fonctionnant à faible courant (thyristor 16TTS12)

Notons que l'association de cinq thyristors 16TTS12, donnés pour 200A, nous a permis de commuter jusqu'à 850A sous 4kV en sortie (condensateur de 250nF chargé sous 6,4kV et résistance d'utilisation de 4,7 Ω).

Il reste à déterminer s'il vaut mieux associer en série plusieurs « petits » thyristors qu'utiliser un seul « gros ». Nous comparons, pour cela, deux types de commutateurs :

- une association série de six thyristors TYN225 [STM 95], caractérisés par $V_{AKM} = 200V$ et $I_{AKM} = 250A$, la tension maximale admissible étant alors égale à : $6 \times 200V = 1,2kV$;
- un seul thyristor 16TTS12 caractérisé par $V_{AKM} = 1,2kV$ et $I_{AKM} = 200A$.

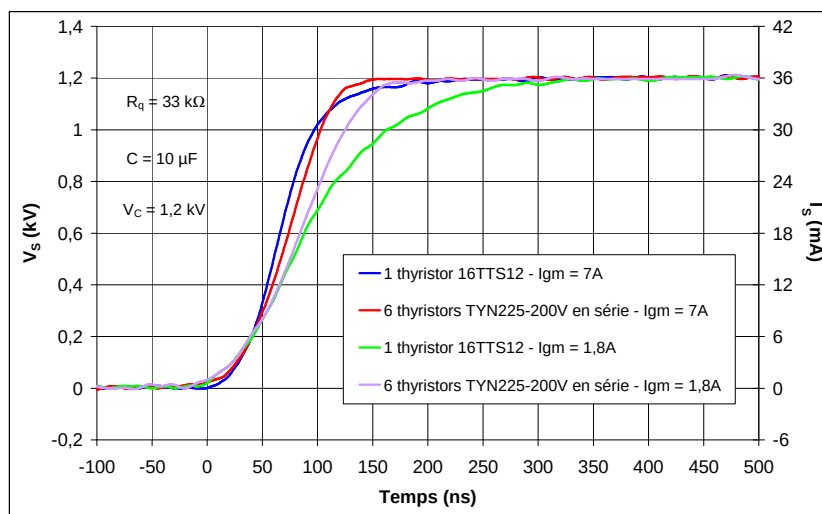


Figure 1.35 : Association série de thyristors

Ces deux types de thyristors ont été choisis car ils peuvent supporter des courants maxima de valeurs voisines.

Comme on peut l'observer sur la figure 1.35, l'association série de plusieurs petits thyristors est plus rapide ($T_f \approx 110\text{ns}$) qu'un seul « gros » ($T_f \approx 175\text{ns}$), mais uniquement pour une impulsion de gâchette non optimisée. Lorsque cette dernière l'est, les performances sont très voisines ($T_f \approx 70\text{ns}$).

3.6.2. Association parallèle

Pour ce qui est de l'association en parallèle de thyristors, nous avons utilisé deux thyristors CS20-22moF1 [IXY 00], commutant chacun un condensateur de $10\mu\text{F}$, en comparaison avec un seul, commutant un condensateur de $20\mu\text{F}$, ceci afin de conserver une quantité de charge totale à commuter constante.

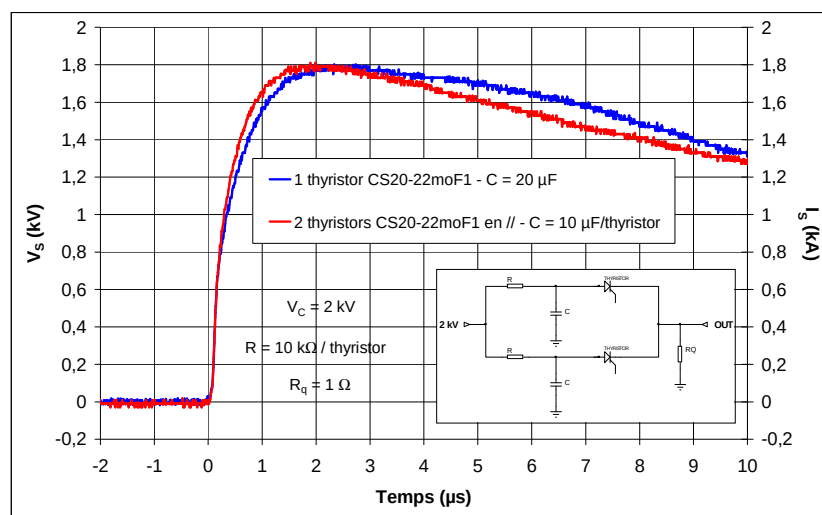


Figure 1.36 : Association parallèle de thyristors

Les deux types de commutateurs sont chargés sous une tension de 2kV pour un courant commuté I_{SM} supérieur au courant d'accrochage ($R_q = 1\Omega$) puisqu'une association parallèle n'a de sens qu'à fort courant.

Les résultats de la figure 1.36 confirment bien que lorsque I_{SM} diminue, puisque celui-ci est divisé à peu près équitablement entre les deux thyristors associés en parallèle, le temps de front diminue également ($T_f \approx 760\text{ns}$ au lieu de $T_f \approx 1\mu\text{s}$). Ce résultat va dans le sens de ce que nous avons observé figure 1.29 pour ce thyristor.

Notons que la valeur maximale du courant commuté est de l'ordre de 2kA dans cette application, ce qui explique la valeur relativement élevée des temps de front.

4. L'ouverture du thyristor

Lors de l'étude de la fermeture des thyristors, nous avons défini, par rapport aux applications du laboratoire, deux zones de fonctionnement :

- la zone de fonctionnement qualifiée de « faibles courants », caractérisée par $I_{SM} < I_L$, qui correspond à des « commutations de tension » ;
- la zone de fonctionnement dite de « forts courants » ($I_{SM} > I_L$) correspondant à des « commutations de puissance ».

C'est dans cette même optique que nous allons, maintenant, étudier l'ouverture d'un thyristor et d'une association de thyristors.

4.1. Fonctionnement global

L'ouverture d'un thyristor est caractérisée par son temps de conduction T_c , son courant de holding I_H et son temps d'ouverture T_o (figures 1.21). Le montage utilisé est toujours celui de la figure 1.10, le thyristor un 16TTS12, caractérisé par $V_{AKM} = 1,2\text{kV}$, $I_{AKM} = 200\text{A}$, $I_L = 200\text{mA}$ et les modes de déclenchement décrits paragraphe 2.1. Le condensateur et sa tension de charge sont maintenus constants ($C = 10\mu\text{F}$; $V_C = 1,2\text{kV}$) et on fait varier l'amplitude maximale I_{SM} du courant de sortie au moyen de la résistance d'utilisation R_q .

4.1.1. Temps de conduction et courant de holding

Les variations du temps de conduction T_c et du courant de holding I_H en fonction de I_{SM} , à caractéristiques de gâchette fixées, sont reportées figures 1.37 et 1.38.

Ces courbes mettent clairement en évidence le rôle du courant de latching ($I_L \approx 200\text{mA}$) dans le fonctionnement du thyristor :

- pour $I_{SM} > I_L$: le thyristor conduit de façon « autonome » et la majorité de la charge emmagasinée dans le condensateur est transférée à la résistance d'utilisation ; c'est le fonctionnement classique du thyristor ;
- pour $I_{SM} < I_L$: le temps de conduction du thyristor est faible et peut être considéré comme « commandé », tant à la fermeture qu'à l'ouverture, par la gâchette. On peut, alors, envisager un fonctionnement en fréquence du commutateur performant.

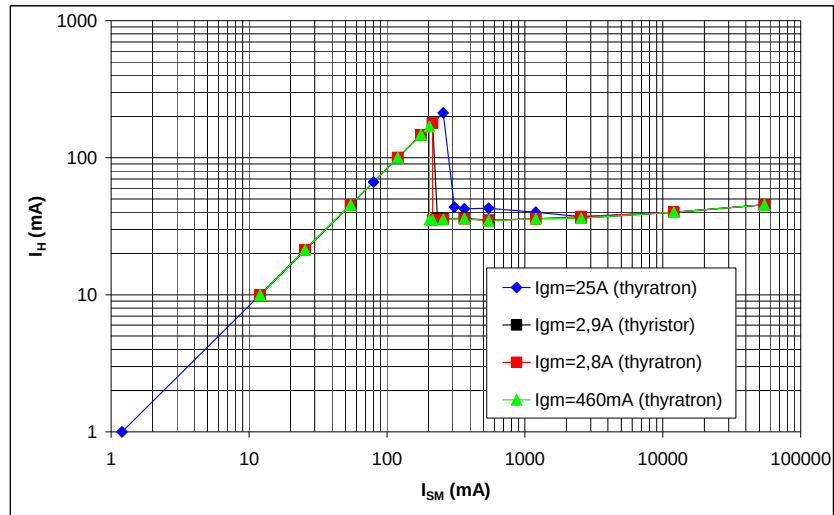
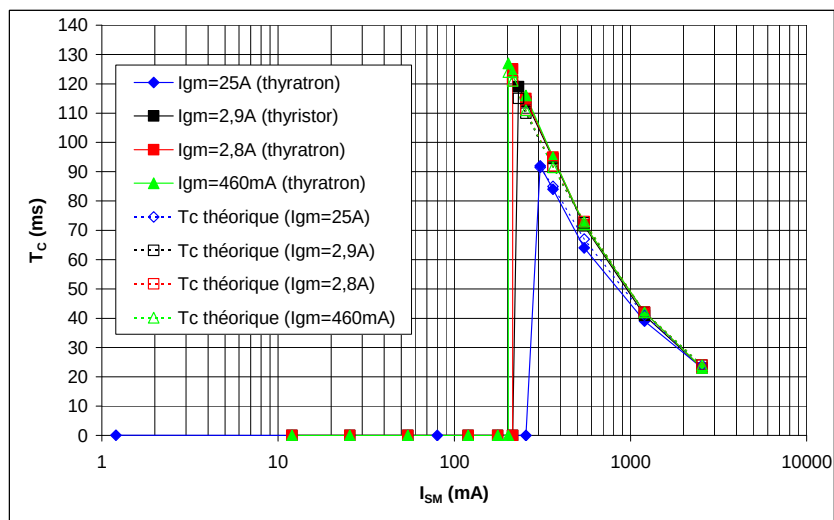
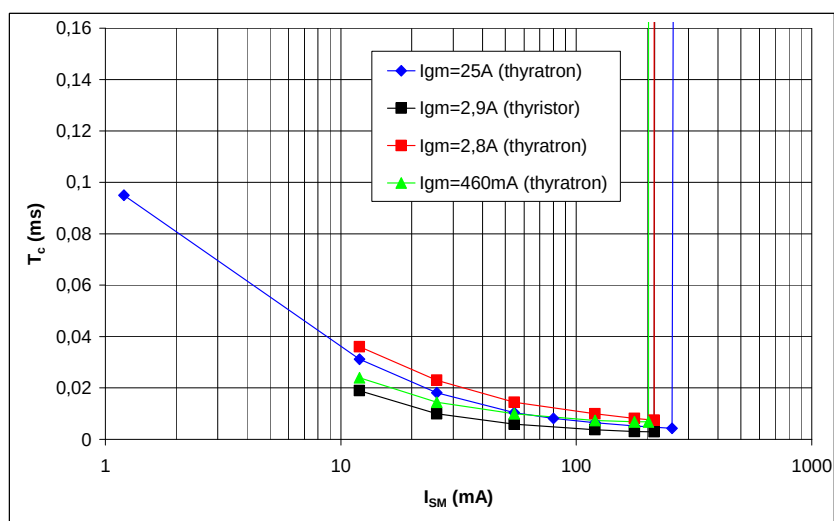


Figure 1.37 : Variations du courant de holding en fonction de I_{SM} pour diverses valeurs de I_{GM}



(a)



(b) : Détail pour les faibles valeurs de I_{SM}

Figures 1.38 : Variations du temps de conduction en fonction de I_{SM} pour diverses valeurs de I_{GM}

Les diverses valeurs de I_{SM} sont obtenues par variation de R_q ($I_{SM} = 1200/R_q$)

- Concernant le courant de holding, figure 1.37, on constate que :
 - pour $I_{SM} > I_L$: la valeur du courant de holding est pratiquement constante quelle que soit la valeur de I_{SM} , conformément à ce que l'on sait du fonctionnement du thyristor ;
 - pour $I_{SM} < I_L$: on ne peut plus parler de courant de holding ; le thyristor conduit durant un temps T_c en laissant passer le courant I_{SM} défini par V_C/R_q . Le « courant de holding » est ici, en fait, le courant I_{SM} comme le montre la partie linéaire de la courbe de la figure 1.37.
- Concernant le temps de conduction, figures 1.38 :
 - pour $I_{SM} > I_L$: les valeurs du courant de holding étant données (figure 1.37), on retrouve aisément, par le calcul, les variations expérimentales de $T_c = f(I_{SM})$ de la figure 1.38a en appliquant la relation $T_c = R_q \cdot C \cdot \ln(I_{SM}/I_H)$, correspondant à la décharge de C dans R_q ;
 - pour $I_{SM} < I_L$ (figure 1.38b) : le temps de conduction diminue lorsque I_{SM} augmente, ce qui semble, a priori, curieux. Il faut, cependant, rappeler que, dans le type de fonctionnement utilisé (décharge d'un condensateur), la valeur de I_{SM} , à tension à commuter donnée, ne peut varier que par modification de la résistance d'utilisation ($I_{SM} = V_C/R_q$). Les figures 1.38 ont donc une double échelle en abscisses : I_{SM} et $1/R_q$. En d'autres termes, ces courbes ont été tracées à constante de temps $\tau = C \cdot R_q$ du circuit de puissance variable, ce qui peut expliquer la diminution de T_c lorsque I_{SM} augmente, c'est-à-dire lorsque τ diminue. Une étude plus détaillée de cette zone « faible courant » est proposée au paragraphe 4.2.

4.1.2. Temps d'ouverture

Là encore (figure 1.39), la valeur de I_L délimite deux zones de fonctionnement.

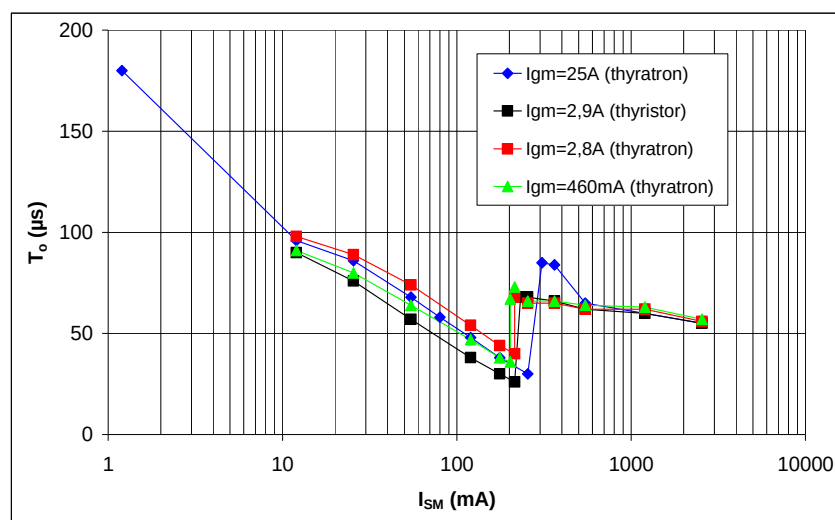


Figure 1.39 : Temps d'ouverture du thyristor en fonction de l'amplitude maximale du courant de sortie

- Pour $I_{SM} > I_L$: le temps d'ouverture T_o , qui correspond à l'évacuation et à la recombinaison des charges du semiconducteur, décroît légèrement lorsque I_{SM} augmente. La valeur du courant de holding (c'est-à-dire de la quantité de charges stockée dans le composant) étant constante, il est compréhensible que T_o diminue avec la valeur de la résistance R_q permettant l'évacuation de ces charges. Il faut noter qu'au-delà de quelques ampères, il n'est plus possible de distinguer, sur les enregistrements du signal de sortie, la phase de décroissance exponentielle due à la décharge du condensateur C dans R_q de celle de l'ouverture du thyristor qui débute à partir de l'instant où I_S devient inférieur à I_H . C'est pour cette raison qu'il n'y a pas de points, figure 1.39, au delà de $I_{SM} = 3A$.
- Pour $I_S < I_L$: le temps d'ouverture diminue nettement lorsque I_{SM} augmente mais, ici encore, la courbe a été tracée à constante de temps du circuit de puissance variable. De plus, le condensateur s'est très peu déchargé durant le temps T_c et la diminution du courant I_S , au-delà de l'instant T_c , n'est pas due au fait que le condensateur ne peut plus fournir de charges pour maintenir $I_S > I_H$, comme c'est le cas lorsque $I_{SM} > I_L$, mais, plus vraisemblablement, au fait que la conductivité de la « base » du thyristor diminue parce que l'on fonctionne à trop faible courant anode/cathode pour entretenir le gain de la boucle de réaction du composant initié par les valeurs élevées du courant de gâchette avec lesquelles nous travaillons.

Pour terminer, on notera que les valeurs de T_o sont de l'ordre de $50\mu s$. Sachant que le temps de conduction T_c (cf. §4.1.1.), en régime « faible courant », est également de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes et que le temps de fermeture est négligeable par rapport à ces deux valeurs, on peut penser qu'un commutateur haute tension à thyristor(s), utilisé en régime de « faible courant », pourra, en principe, fonctionner jusqu'à une fréquence voisine de $10kHz$ ($T_f + T_c + T_o < 100\mu s$).

4.2. *Fonctionnement à faible courant*

De l'étude précédente il ressort que, si le fonctionnement « fort courant » apparaît comme classique, il n'en est pas de même pour celui en « faible courant » où l'on peut considérer que le thyristor se comporte, pratiquement, comme un GTO, en ce sens qu'on peut le commander à la fermeture et à l'ouverture. Par rapport aux GTO, ces thyristors haute tension présentent l'avantage d'avoir des constantes de temps, notamment à la fermeture, beaucoup plus faibles et l'inconvénient de ne pas pouvoir commuter d'aussi fortes puissances (mais ce n'est pas cet aspect que nous privilégions ici).

Afin d'évaluer les performances temporelles des commutateurs haute tension à thyristor(s), nous avons entrepris une étude électrotechnique du comportement des temps de conduction T_c et d'ouverture T_o en fonction des paramètres des circuits de commande et de puissance du thyristor.

4.2.1 Influence du circuit de commande

Compte tenu de la modification de la forme du signal de gâchette en fonction de la saturation du ferrite, nous avons jugé que le paramètre le plus significatif de ce signal, vis-à-vis de l'ouverture du thyristor, était la quantité de charge totale, Q_G , injectée par la gâchette (la durée de l'impulsion de gâchette, très petite devant T_c et T_o , ne semble pas intervenir).

Les variations du temps de conduction et du temps d'ouverture en fonction de Q_G sont reportées figures 1.41, 1.42 et 1.43.

Sur chacune de ces figures, nous avons tracé deux courbes. En effet, le transformateur d'impulsions servant de circuit de déclenchement délivre, lorsque le ferrite n'est pas saturé, des signaux à valeur moyenne nulle. On peut alors écrire que les intégrales du courant, de part et d'autre de l'axe des abscisses, sont égales, soit : $Q_{G+} = Q_{G-}$.

Lorsque le ferrite sature, cette égalité n'est plus respectée ($Q_{G+} > Q_{G-}$, figures 1.23) et Q_{G-} apparaît, alors, en tant que nouveau paramètre dans la caractérisation du signal de gâchette. Ce paramètre n'intervient pas lorsque l'on étudie la fermeture du composant mais joue un rôle lors de son ouverture. Cependant, en introduisant une diode dans le circuit de gâchette, nous pouvons supprimer cette composante négative du courant, comme on peut le constater figure 1.40, et donc nous affranchir de ce paramètre.

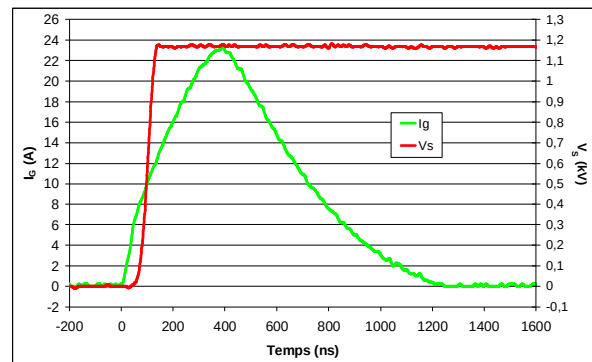


Figure 1.40 : Courant de gâchette avec diode

Si l'on analyse, maintenant, la figure 1.41, on constate que, lorsque le courant de gâchette ne présente pas de composante négative (montage avec diode), T_c augmente avec la quantité de charge injectée par la gâchette jusqu'à saturer aux alentours d'une trentaine de microsecondes ($Q_G \geq 5 \mu C$). On note, également, le rôle très intéressant de cette composante négative, lorsqu'elle existe : elle réduit le temps de conduction du thyristor par extraction de charges de sa « base », favorisant, ainsi, le fonctionnement en fréquence du commutateur.

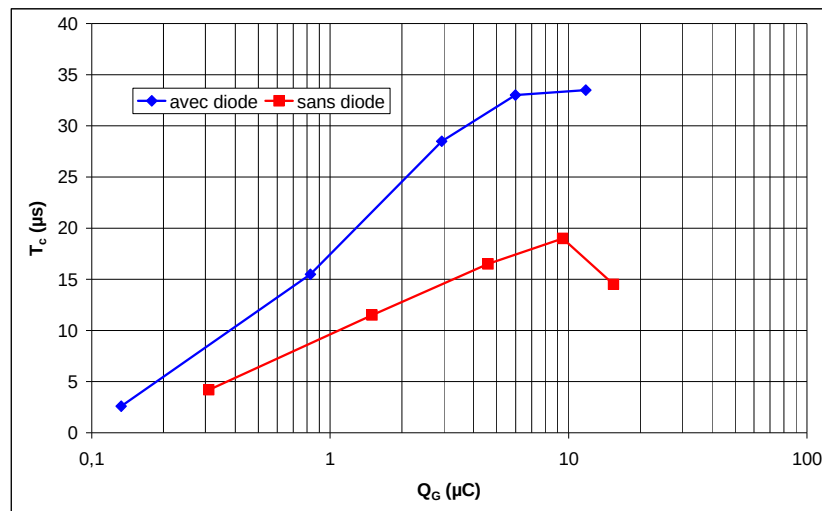


Figure 1.41 : Variations du temps de conduction en fonction de la quantité de charge injectée par la gâchette

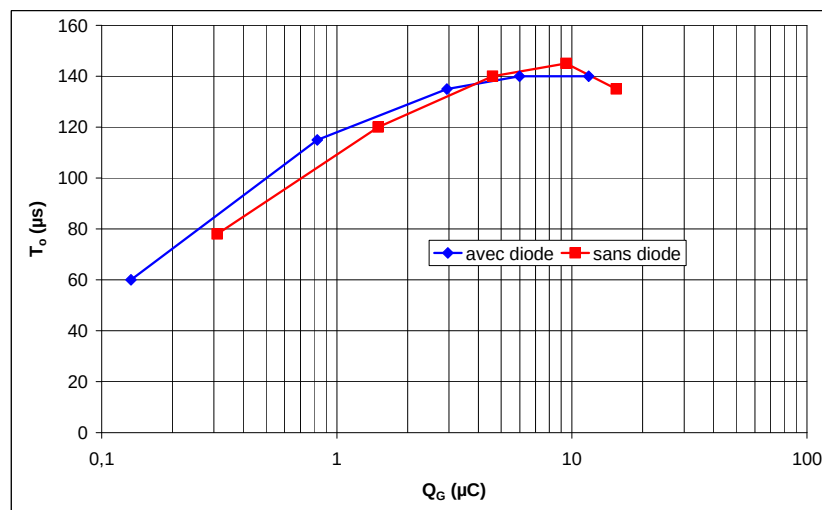


Figure 1.42 : Variations du temps d'ouverture en fonction de la quantité de charge injectée par la gâchette

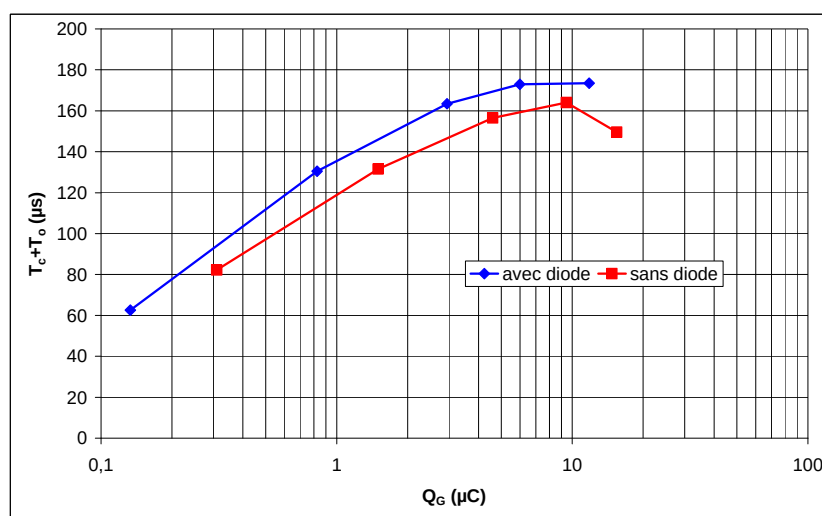


Figure 1.43 : Variations de T_c+T_o en fonction de la quantité de charge injectée par la gâchette

T_c et T_o minima pour I_{GM} minimum ($I_{GM} = 150mA ; 450mA ; 1,2A ; 2,6A ; 25A$)

La figure 1.42 montre que T_o varie comme T_c , c'est-à-dire augmente avec Q_G avant de saturer ; de plus, la diode n'a pratiquement pas d'effet sur les variations de T_o .

La figure 1.43 propose les variations de $(T_o + T_c) = f(Q_G)$ pour les différentes impulsions de gâchette utilisées. On peut, ainsi, estimer la fréquence de répétition, N , d'un commutateur de tension à thyristor fonctionnant à faible courant ($N \approx 1/(T_c + T_o)$). Il est intéressant de noter que $(T_o + T_c)$ est minimum pour les plus faibles valeurs de I_{GM} ; contrairement à T_f .

4.2.2 Influence du circuit de puissance

Le circuit de puissance est principalement caractérisé par la valeur de la tension de charge V_C et les valeurs du condensateur C et de la résistance d'utilisation R_q . Nous allons étudier l'influence de ces divers paramètres sur T_c et T_o .

4.2.2.1 Influence de la résistance, ou du courant, d'utilisation

A signal de gâchette constant, pour $V_C = 1,2\text{kV}$ et $C = 100\text{nF}$, nous avons étudié, à partir d'enregistrements tels que ceux présentés figure 1.44 ($I_{GM} = 1,2\text{A}$ et pas de diode dans le circuit de gâchette), les variations des temps de conduction et d'ouverture du thyristor en fonction du courant I_{SM} dans son circuit de puissance.

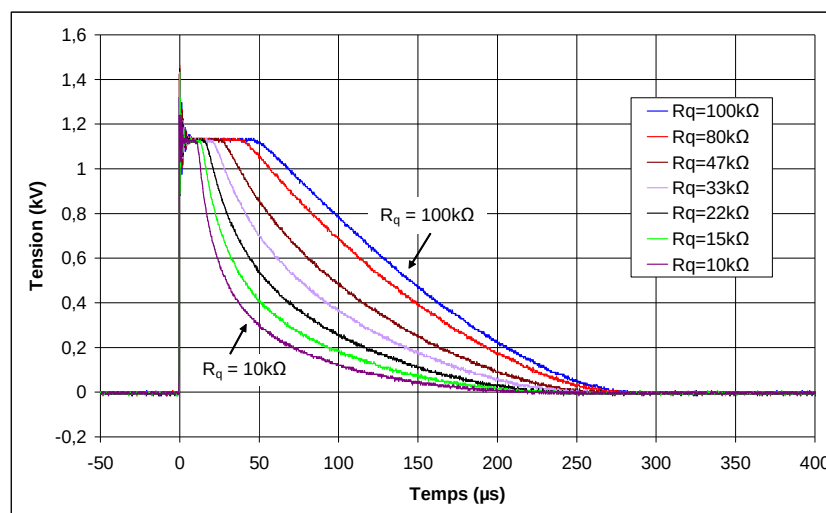


Figure 1.44 : Enregistrements de la tension de sortie pour diverses valeurs de la résistances d'utilisation R_q

Les résultats sont présentés figures 1.45, 1.46 et 1.47. On rappelle que I_{SM} et R_q sont reliés par la relation $I_{SM} = V_C/R_q$ (avec $V_C = 1200\text{V}$), c'est-à-dire que ces courbes ont une double échelle en abscisses : $1/I_{SM}$ et R_q ou I_{SM} et $1/R_q$ suivant le cas.

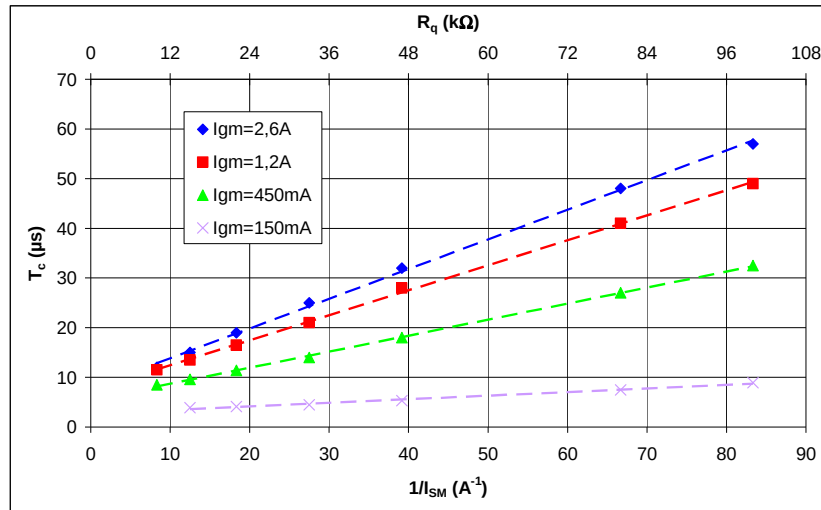


Figure 1.45 : Variations de T_c en fonction de $1/I_{SM}$ pour différentes valeurs de I_{GM}

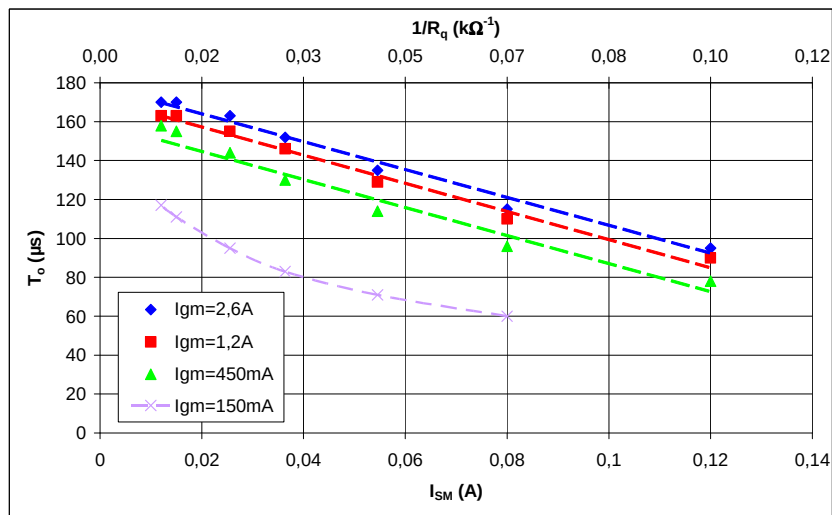


Figure 1.46 : Variations de T_o en fonction de I_{SM} pour différentes valeurs de I_{GM}

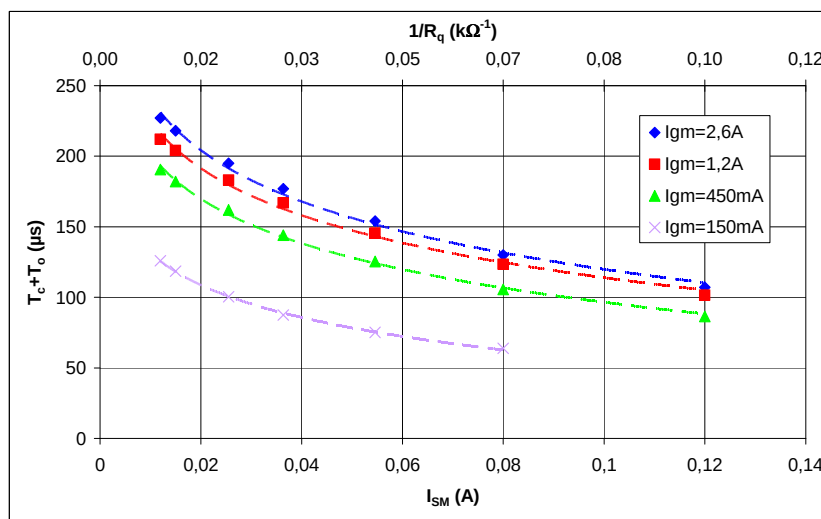


Figure 1.47 : Variations de T_c+T_o en fonction de I_{SM} pour différentes valeurs de I_{GM}

- Analyse de T_c : on constate que les variations de T_c en fonction de $1/I_{SM}$, ou de R_q , sont linéaires pour une impulsion de gâchette donnée et que l'ensemble des courbes, tracées pour différentes impulsions de gâchette, passent toutes par le même point de coordonnées ($T_{cs} = 2,3\mu s$; $K = -9,5A^{-1}$ ou $r = -12k\Omega$).

Les variations du temps de conduction en fonction du courant dans le circuit anode/cathode, ou de la résistance d'utilisation, peuvent se mettre sous la forme générale :

$$T_c = k'_{I_G} (1/I_{SM} + K) + T_{cs} = \kappa'_{I_G} (R_q + r) + T_{cs}$$

Les coefficients directeurs k'_{I_G} et κ'_{I_G} dépendent de l'impulsion de gâchette : ils augmentent avec I_G et il en est donc de même de T_c .

- Analyse de T_o : pour un signal de gâchette donné de valeur suffisante ($I_G > 1A$), on peut admettre, en première approximation, que les variations de T_o en fonction de I_{SM} , ou de $1/R_q$, sont pratiquement linéaires, soit :

$$T_o = k'' I_{SM} + T_{os_G} = \kappa'' / R_q + T_{os_G}$$

De plus, les coefficients directeurs de ces droites peuvent être considérés comme égaux ($k'' \approx 740\mu s.A^{-1}$ ou $\kappa'' \approx 900\mu s.k\Omega$) alors que le terme T_{os_G} dépend du signal de gâchette, ce qui semble étonnant, si longtemps après que ce dernier a disparu.

Si l'on résume, on constate que T_c et T_o diminuent lorsque I_{SM} augmente, mais que cette augmentation a été obtenue par une diminution de R_q , ce qui est gênant pour tirer des conclusions générales.

4.2.2.2 Influence de la tension de charge

Nous avons donc repris la même étude que précédemment en faisant varier, à résistance d'utilisation R_q fixe ($R_q = 22k\Omega$), le courant I_{SM} par le biais de la tension de charge du condensateur ($C = 100nF$). Les résultats relatifs aux variations de T_c et de T_o en fonction de I_{SM} , ou de $1/I_{SM}$ suivant le cas, sont proposés figures 1.48 et 1.49 où l'on a également reporté les résultats du paragraphe précédent obtenus par variation de R_q .

- Analyse de T_c : on constate que T_c augmente lorsque V_C diminue, ce qui semble logique, et que les courbes obtenues à valeur de la résistance d'utilisation R_q variable ou constante sont pratiquement confondues. L'augmentation de V_C et la diminution de R_q jouent donc le même rôle, via I_{SM} , vis-à-vis de T_c .

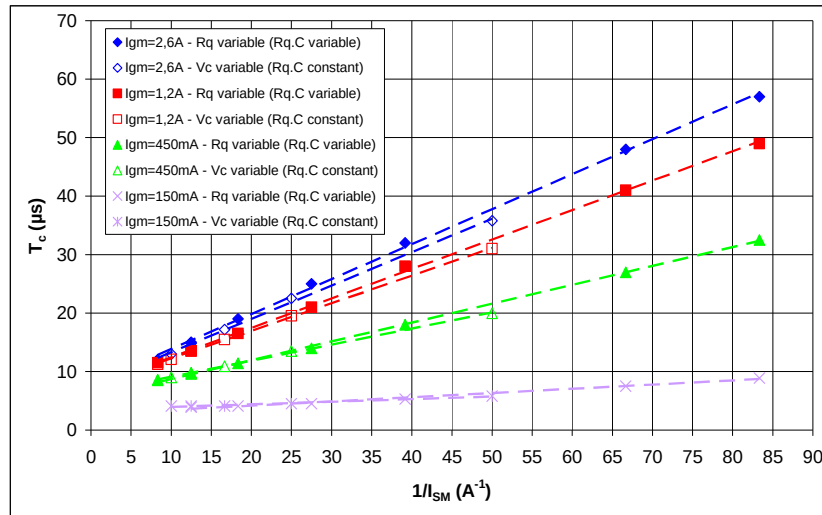


Figure 1.48 : Variations de T_c en fonction de $1/I_{SM}$ pour R_q ou V_C variables

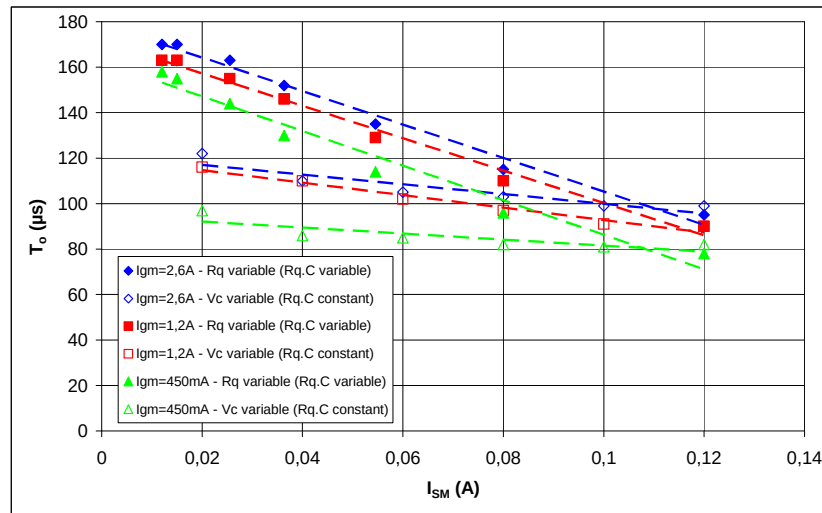


Figure 1.49 : Variations de T_o en fonction de I_{SM} pour R_q ou V_C variables

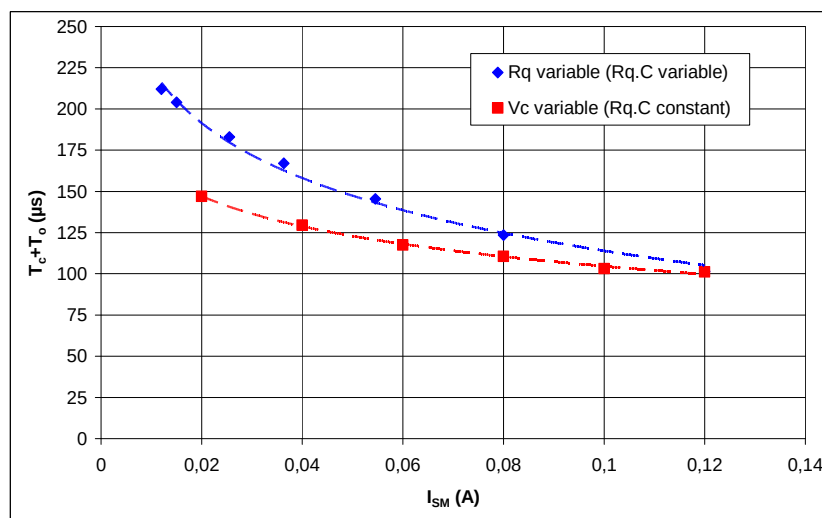


Figure 1.50 : Variations de T_c+T_o en fonction de I_{SM} pour R_q ou V_C variables ($I_{GM} = 1,2A$)

Remarques : - $R_q = 10k\Omega ; 15k\Omega ; 22k\Omega ; 33k\Omega ; 47k\Omega ; 80k\Omega ; 100k\Omega$ (avec $I_{SM} = 1200/R_q$)
 - $V_C = 200V ; 400V ; 600V ; 800V ; 1kV ; 1,2kV$ (avec $I_{SM} = V_C/10k\Omega$)

- Analyse de T_o : les courbes tracées à valeurs de V_C ou de R_q constantes, pour un même signal de gâchette, ne sont plus confondues. Plus la valeur de la résistance d'utilisation est élevée et plus le temps d'ouverture est long ; de même, plus la tension de charge du condensateur (qui ne retombe pas à zéro dans ce mode de fonctionnement « faible courant ») est élevée et plus le temps d'ouverture est bref.

De plus, si l'on compare les ordres de grandeur de T_o des figures 1.39 et, par exemple, 1.49, on constate une différence significative. En effet, ces figures résultent d'essais effectués avec des thyristors de séries différentes. Les valeurs de T_o dépendent fortement du thyristor utilisé, contrairement aux valeurs de T_c qui sont pratiquement inchangées quel que soit le composant (cf. figures 1.38 et 1.48).

A titre d'exemple, pour les mêmes conditions expérimentales ($I_{GM} = 2,6A$; $C = 10\mu F$; $V_C = 1200V$), un thyristor de la série 232 (cf. figure 1.19) a donné une valeur de $T_o = 65\mu s$ pour $I_{SM} = 1A$ et de $75\mu s$ pour $I_{SM} = 50mA$ contre, respectivement, $120\mu s$ et $145\mu s$ pour un thyristor de la série 288 ; soit, pratiquement, du simple au double.

Comme précédemment, nous avons reporté, figure 1.50, les variations de $(T_c + T_o) = f(I_{SM})$ permettant d'estimer la fréquence de commutation d'un montage donné.

En conclusion, il vaut mieux retenir que les temps de conduction et d'ouverture augmentent lorsque la résistance d'utilisation augmente ou que la tension appliquée diminue plutôt que de tenir un raisonnement basé sur I_{SM} qui conduirait à conclure que T_c et T_o varient en sens inverse du courant, difficilement justifiable lorsque annoncé de façon aussi abrupte.

4.2.2.3. Influence de la capacité

A tension de charge et résistance d'utilisation données, les enregistrements des variations temporelles de V_s présentent, ou non, un « palier » suivant que le condensateur peut, ou non, fournir le courant imposé par R_q .

Dans nos conditions expérimentales ($V_C = 1,2kV$; $I_{SM} = 120mA$; $I_{GM} = 1,2A$), la valeur de C correspondant à l'apparition de ce palier est $C \approx 50nF$ (figure 1.51).

- Pour $C \geq 50nF$, les valeurs de T_c et de T_o sont pratiquement constantes et valent, respectivement, $12\mu s$ et $95\mu s$ (mesure effectuée à 10/90% pour T_o).

- Pour $C < 50nF$, l'enregistrement de $V_s = f(t)$ ne permet pas de différencier clairement la fin de la conduction du thyristor du début de son ouverture. Nous avons donc reporté, figure 1.51, les variations de la durée à mi-hauteur du signal de sortie (notée T_q) en fonction

de la valeur de C . Lorsque cette dernière n'est pas suffisante pour permettre de délivrer le courant requis par R_q , cette durée diminue avec la valeur du condensateur C .

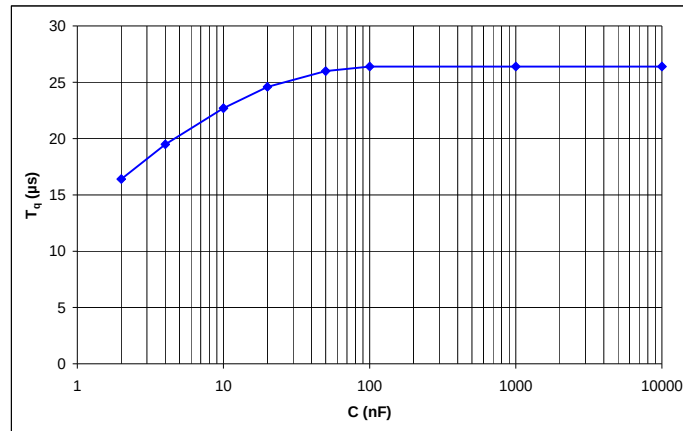


Figure 1.51 : Variations de la durée à mi-hauteur T_q de l'impulsion de sortie en fonction de la capacité du circuit de puissance

4.2.2.4. Transfert des charges

Nous présentons, figure 1.53, un enregistrement simultané de l'impulsion de tension aux bornes de R_q (V_S) et de la chute de tension aux bornes du condensateur (dV). A partir des fichiers de points correspondants, nous avons effectué un bilan des charges ($Q_S = \int I_S dt$ pour le signal de sortie et $Q_C = C \int dV$ pour le condensateur). Un résultat caractéristique est présenté figure 1.54. Pour $I_{GM} = 1,2A$ et $C = 100nF$, nous avons tracé, figure 1.55, la variation de la quantité de charge fournie par le condensateur en fonction de celle récupérée dans la résistance d'utilisation pour V_C variable ($R_q = 10k\Omega$) et pour R_q variable ($V_C = 1,2kV$). La pente de cette droite nous donne un rendement de transfert des charges voisin de 93%.

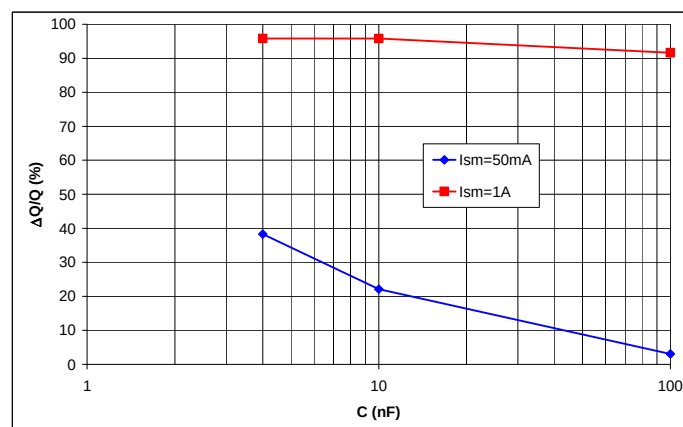


Figure 1.52 : Perte relative de charge du condensateur en fonctionnement faible et fort courant pour diverses valeurs du condensateur ($V_C = 1200V$ et $I_{GM} = 1,2A$)

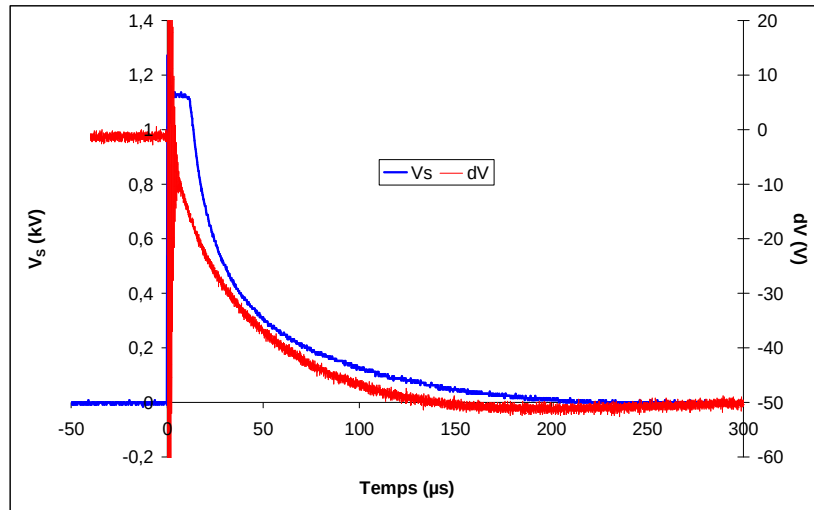


Figure 1.53 : Variations temporelles de la tension V_s aux bornes de R_q et de la chute de tension dV aux bornes du condensateur C

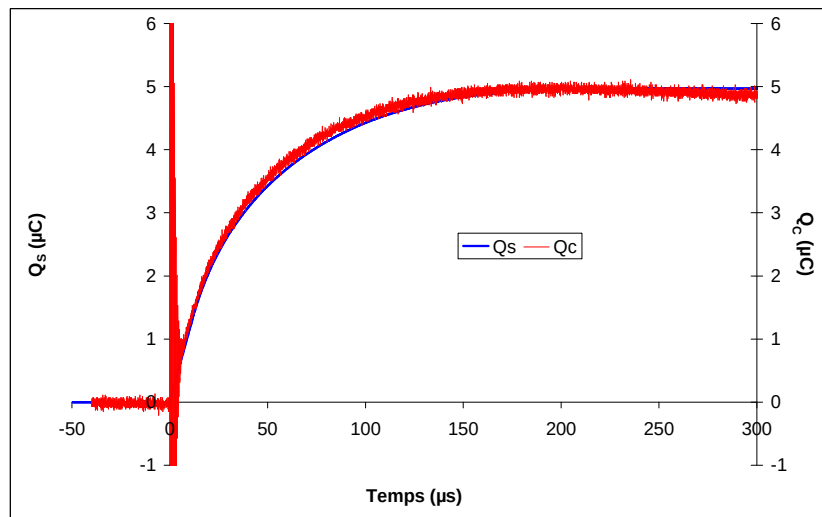


Figure 1.54 : Variations temporelles de la quantité de charge Q_C fournie par le condensateur C et de la quantité de charge Q_S récupérée dans R_q

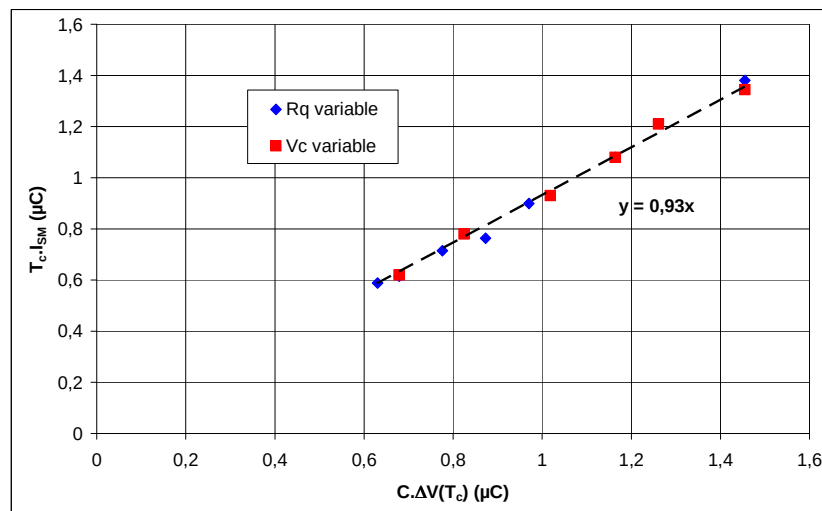


Figure 1.55 : Variations de la quantité de charge récupérée dans R_q en fonction de celle fournie par le condensateur C pour V_C variable ($R_q = 10k\Omega$) et pour R_q variable ($V_C = 1,2kV$)

Pour fixer les idées, nous avons représenté, figure 1.52, la perte relative de charge du condensateur en fonctionnement fort courant ($I_{SM} > I_L$) et faible courant ($I_{SM} < I_L$) pour diverses valeurs de ce condensateur ($V_C = 1200V$ et $I_{GM} = 1,2A$).

Ce type de courbe permet, connaissant la fréquence d'utilisation souhaitée ($N \approx 1/(T_o + T_c)$), de dimensionner l'alimentation continue qui attaque le système.

Chacune des deux courbes de la figure 1.52 a été tracée à valeur de R_q constante. Dans le cas du fonctionnement « faible courant » notons, pour terminer, qu'à valeur et à charge du condensateur données ($C = 100nF$; $V_C = 1200V$) et à résistance d'utilisation variable, la perte relative de charge du condensateur varie de 1,4% ($R_q = 100k\Omega$) à 4,2% ($R_q = 10k\Omega$).

4.2.2.5. Variation de la résistance du thyristor à l'ouverture

Si l'on suppose, lors de la phase d'ouverture du thyristor, que ce dernier se comporte comme une simple résistance variable R_{th} , on peut, en considérant le pont diviseur R_{th}/R_q (figure 1.10), calculer, à partir des enregistrements de la figure 1.44, les variations de R_{th} en fonction du courant qui traverse le thyristor. Les résultats que nous avons obtenus (calcul de trois valeurs de R_{th} par courbe de la figure 1.44) sont reportés figure 1.56.

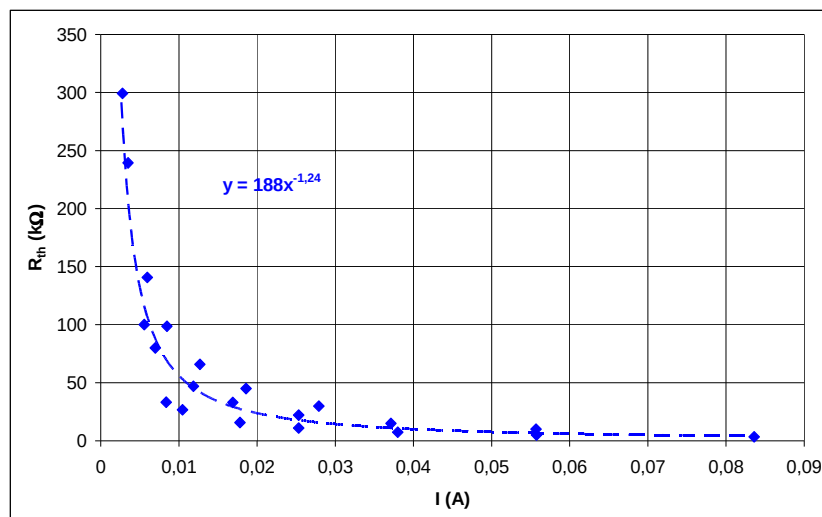


Figure 1.56 : Variations, lors de la phase d'ouverture, de la résistance du thyristor en fonction du courant qui le traverse

Au vu de ces résultats, on peut admettre, en première approximation, que le thyristor se comporte, lors de son ouverture, comme une varistance, c'est-à-dire que sa résistance suit une loi du type $R_{th} = CI^\beta$ avec, dans le cas particulier du 16TTS12, $C = 188$ (MKSA) et $\beta = -1,24$.

4.3. Association de thyristors

4.3.1. Association série

Nous avons réalisé un commutateur composé de soixante thyristors 16TTS12 ($V_{AKM} = 1,2\text{kV}$) associés en série. Une tension de 60kV est directement appliquée, au moyen d'une alimentation haute tension continue, à l'entrée du commutateur qui est commandé par une impulsion de déclenchement unique, suivant le schéma de la figure 1.15. Le but de cette étude est de voir si une association série de plusieurs thyristors a le même comportement qu'un seul vis-à-vis du courant commuté I_{SM} .

Les résultats sont présentés figure 1.57.

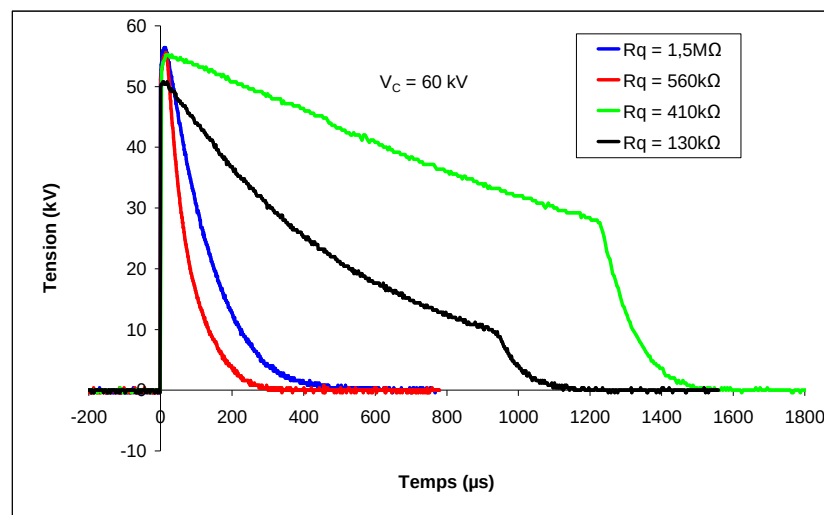


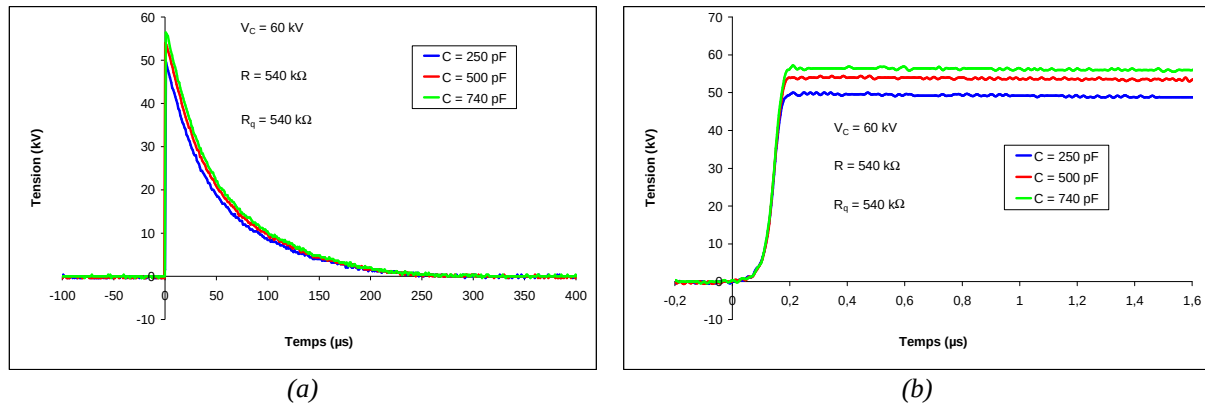
Figure 1.57 : Allures de l'impulsion de sortie en fonction du courant commuté I_{SM} , pour une association de 60 thyristors 16TTS12 en série

On retrouve bien les mêmes modes de fonctionnement qu'avec un seul thyristor :

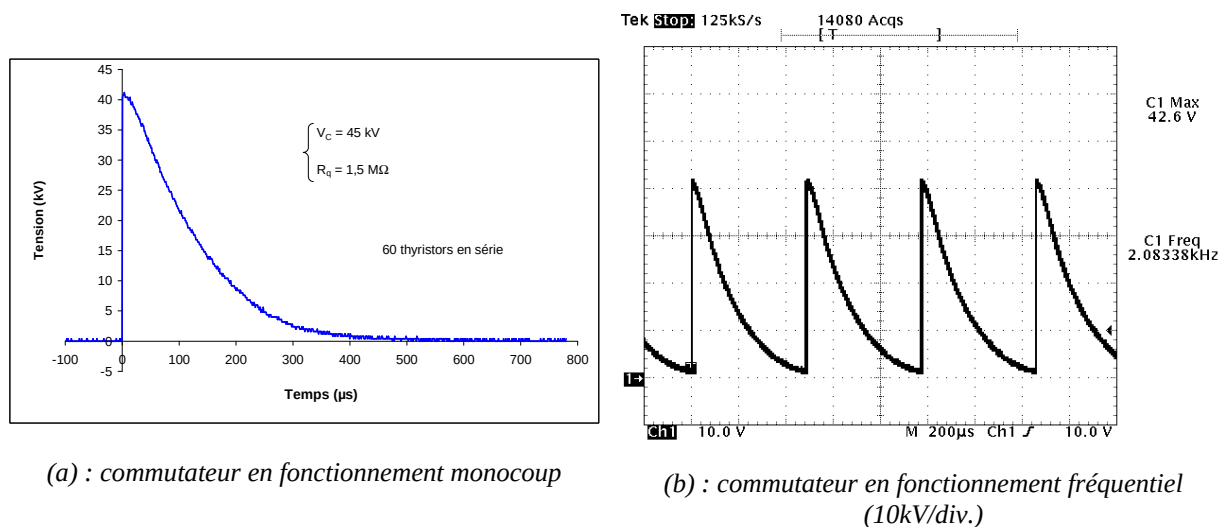
- pour $I_{SM} < I_L$ ($R_q = 560\text{k}\Omega$ et $1,5\text{M}\Omega$) : les impulsions de tension délivrées en sortie sont courtes, avec toujours une augmentation des temps de conduction et d'ouverture lorsque la valeur de I_{SM} diminue (par variation de R_q) ;
- pour $I_{SM} > I_L$ ($R_q = 130\text{k}\Omega$ et $410\text{k}\Omega$) : on observe les phases de décroissance capacitive, puis de blocage, dès que le courant de maintien est atteint (ici, $I_H \approx 75\text{mA}$ dans les deux cas).

Pour des conditions expérimentales « faible courant » données, la diminution de la valeur du condensateur de stockage entraîne la baisse du rendement en tension du commutateur (figures 1.58). En effet, lors de ces associations série de thyristors permettant de réaliser des

commutateurs haute tension, les tensions commutées sont telles que les champs électriques qui apparaissent localement provoquent des effets couronnes au niveau des aspérités des circuits ou des composants ; dans certains cas, l'énergie nécessaire à ces effluves est telle que la tension aux bornes du condensateur chute de façon significative.



Figures 1.58 : Allures de l'impulsion de sortie en fonction de la valeur du condensateur de stockage, pour 60 thyristors associés en série



Figures 1.59 : Impulsions délivrées par le commutateur de 60 thyristors montés en série ($T_f \approx 100\text{ns}$)

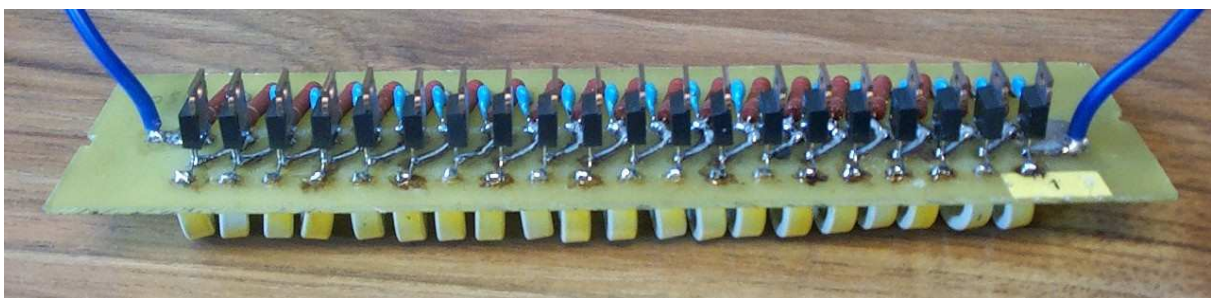


Figure 1.60 : Photographie d'un commutateur constitué par l'association de 20 thyristors montés en série

Bien que nous ne maîtrisons pas la valeur du temps d'ouverture du commutateur, celle-ci est relativement faible et permet un fonctionnement en fréquence dans la mesure où le condensateur se décharge relativement peu (le commutateur est, ici, attaqué par une alimentation 100kV/12mA).

Le fonctionnement en fréquence de cette association en série de soixante thyristors déclenchés par transformateurs d'impulsions à ferrite permet d'atteindre des niveaux de tension de sortie supérieurs à 40kV (figures 1.59). Au-delà de cette tension, des déclenchements intempestifs, dus à des effets couronnes qui se développent sur des aspérités du circuit imprimé, provoquent un dysfonctionnement du commutateur. Des essais sont prévus en plongeant le commutateur dans un bain d'huile afin d'améliorer l'isolation diélectrique mais des problèmes thermiques risquent encore de se poser. En effet, le fonctionnement en fréquence de ce commutateur est également limité par la puissance que peuvent dissiper les thyristors. En utilisant des dissipateurs à ailettes, nous avons pu travailler, dans l'air ambiant, jusqu'à 3kHz avec une tension de sortie de 20kV et jusqu'à 2kHz pour une tension de 45kV (figure 1.59b).

Un exemple de réalisation d'un commutateur constitué d'une association série de thyristors est présenté figure 1.60.

4.3.2. Association parallèle

Lors de l'association parallèle de deux thyristors, il existe deux manières de réaliser la répartition des courants :

- soit le condensateur de stockage est commun aux deux thyristors et, si l'un des deux composants commute avant l'autre, celui qui n'a pas commuté se retrouve sans tension à ses bornes et reste bloqué ; il ne sert donc à rien. Ou bien, si les deux thyristors commutent, le courant peut être réparti de façon non homogène ce qui peut être risqué lorsqu'on travaille en limite de performances des composants. Cette configuration n'est donc pas sécurisante ;
- soit le courant est divisé de façon égale en répartissant équitablement les charges entre chaque thyristor, chacun possédant, alors, son propre condensateur de stockage de même valeur **[SPA 93, TOB 64]**.

C'est ce que nous avons réalisé avec deux commutateurs connectés en parallèle ; chacun des commutateurs, composé de dix thyristors associés en série, possède sa propre résistance

de charge $R = 100\text{k}\Omega$ et son propre condensateur de stockage $C = 4\text{nF}$. Une tension de charge $V_C = 10\text{kV}$ est appliquée sur les résistances de charge, comme indiqué figure 1.61, et les deux commutateurs ont une résistance d'utilisation commune de 50Ω .

Comme espéré, on retrouve bien, figure 1.61, une répartition égale des courants entre les deux branches de commutateurs et la sommation de ces courants en sortie.

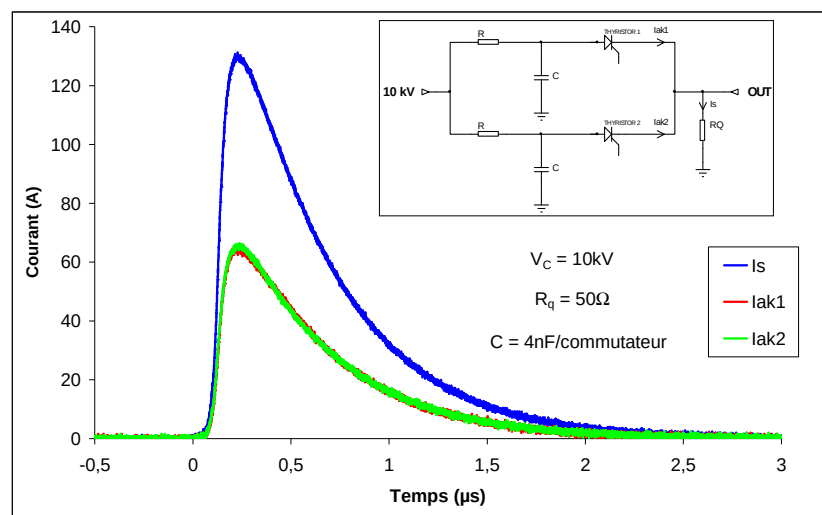


Figure 1.61 : Allure du courant de sortie généré par 2 commutateurs (constitués de 10 thyristors associés en série), associés en parallèle

5. Application faible courant du commutateur haute tension à thyristors

Dans le but de répondre à la demande d'équipements susceptibles de traiter des gaz d'échappement automobile, la société Recycl'air a développé un système antipollution d'électrofiltre à particules.

Ce procédé a fait l'objet d'un dépôt de brevet international et a reçu le label ANVAR. Les tests en laboratoire ont mis en évidence une filtration à 80% des fumées d'échappement dont les particules sont inférieures au micron (ces particules sont les plus nocives pour l'être humain car elles pénètrent et altèrent profondément le système respiratoire).

Le dispositif électrofiltre est installé en bout de ligne d'échappement, en lieu et place du silencieux, et peut être adapté à tous les véhicules en circulation (transports collectifs, poids lourds, véhicules utilitaires).

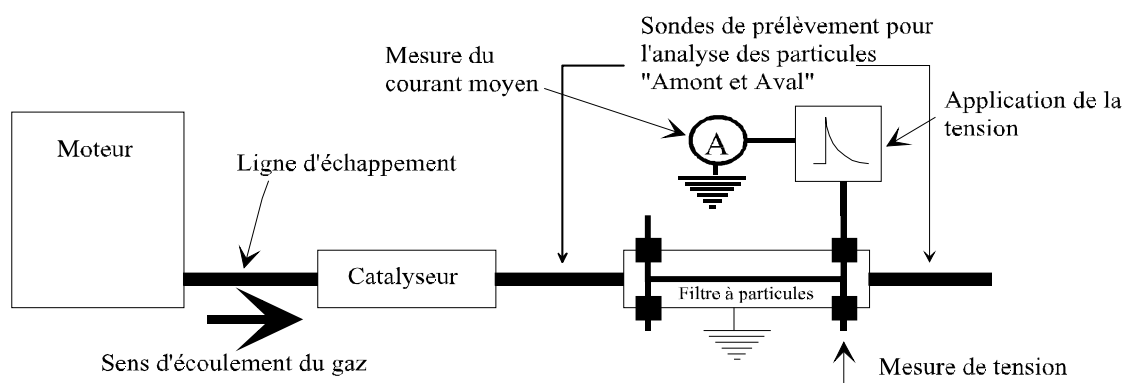


Figure 1.62 : Dispositif de traitement et d'analyse des gaz d'échappement automobile

Le procédé de Recycl'air est fondé sur la captation des particules par ionisation et électrofiltration. Le flux d'air chargé de particules traverse le tube cylindrique qui compose le filtre (figure 1.62). A l'intérieur du tube, une série d'électrodes en forme d'étoile ionise les particules qui sont alors captées par un tricot métallique situé en périphérie du cylindre.

L'électrofiltre développé par la société Recycl'air fonctionne, comme d'ailleurs la plupart des électrofiltres, sous tension continue (8kV). Or, quand on analyse le principe de l'électrofiltration, on se rend compte qu'on peut le diviser en quatre phases :

- la génération de particules ionisantes,
- la fixation de ces particules ionisantes sur les particules polluantes,

- la dérive électrostatique de l'ensemble particule ionisante/particule polluante ainsi formé,
- le dépôt de ce dernier dans le tricot métallique.

La tension appliquée intervient principalement sur la première et la troisième phase. Si une tension continue convient parfaitement à la dérive électrostatique ($\vec{F} = q\vec{E}$), il n'en est pas de même pour la phase d'ionisation. En effet, pour que l'électrofiltration soit efficace, il faut générer le plus grand nombre possible de particules ionisantes au voisinage de l'électrode centrale de façon à ce qu'elles puissent, ensuite, traverser la totalité de l'espace inter-électrodes. Parmi les divers régimes susceptibles d'apparaître dans les décharges électriques (glow, streamer, zone d'Hermstein, ...) les impulsions dites de Trichel [REN 81] semblent les mieux adaptées à ce problème. Ces impulsions apparaissent sous polarité négative. Lorsque la valeur de la tension appliquée augmente, leur fréquence croît également jusqu'à donner un fond pratiquement continu. Si l'on monte encore la tension, des streamers négatifs très énergétiques jaillissent à partir de la pointe et mènent au claquage de l'intervalle.

Techniquement, il s'agit donc de faire fonctionner le filtre en régime de Trichel et en limite inférieure d'apparition de ces streamers négatifs afin d'éviter des claquages. On peut, également, si l'on envoie des impulsions de tension de fortes amplitudes, mais de faibles durées, générer une très forte ionisation tout en évitant le passage à l'arc (transition streamer/arc) qui nécessite une thermalisation que l'on empêche puisqu'on ne fournit plus d'énergie. On peut donc améliorer le rendement des électrofiltres en superposant des impulsions de tension adéquates à un fond continu. Ces impulsions, outre leurs caractéristiques temporelles, sont caractérisées par une tension crête élevée mais ne débitent que peu de courant. Elles peuvent donc, a priori, être délivrées via des commutateurs à thyristors haute tension fonctionnant en régime de faible courant anode/cathode tels que ceux étudiés précédemment.

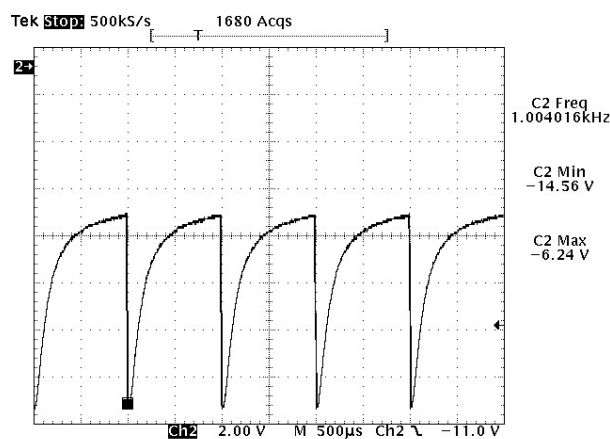
Afin d'améliorer l'efficacité du système, on a donc superposé à l'application d'une tension continue (5/6kV), celle d'une tension pulsée. Ainsi, une alimentation haute tension pulsée pour filtres électrostatiques a été réalisée dans le cadre de la thèse de A. de FERRON. Cette alimentation est composée d'une alimentation continue associée à un commutateur à thyristors constitué de vingt-quatre thyristors montés en série (figure 1.63). L'impédance du filtre sert de résistance d'utilisation du commutateur. La grande répétitivité des impulsions,

ainsi que les niveaux élevés de l'amplitude de la tension, permettent d'augmenter l'ionisation et d'améliorer, ainsi, les performances de l'électrofiltre.



**Figure 1.63 : Commutateur à thyristors équipés de dissipateurs à ailettes
(24 thyristors montés en série)**

Cette alimentation pulsée repose sur le fonctionnement du thyristor en faible courant c'est-à-dire lorsque la valeur maximale I_{SM} du courant de sortie est inférieure au courant d'accrochage I_L . A la commande, les composants se ferment, restent en conduction pendant un temps très faible, puis se rouvrent en quelques centaines de microsecondes. Ce temps est suffisamment court pour permettre une grande répétitivité des impulsions (figure 1.64) en ce sens que le condensateur de sortie de l'alimentation continue ne délivre que peu de charges à chaque impulsion et ne nécessite donc pas une alimentation trop puissante (quelques centaines de Watt).



**Figure 1.64 : Impulsions délivrées par l'alimentation pulsée en charge sur le filtre
en fonctionnement fréquentiel sous polarité négative (2kV/div. ; $T_f = 100\text{ns}$)**

6. Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude du comportement temporel de thyristors utilisés en tant que commutateurs permettant de mettre en liaison des condensateurs haute tension et une « charge » (utilisation).

Ces commutateurs peuvent être constitués d'un thyristor unique, d'une association série ou parallèle de thyristors ou d'une association parallèle de thyristors en série. Dès qu'il y a association de thyristors, leur commande est réalisée au moyen de transformateurs à ferrite (un ferrite par composant) dont le primaire est constitué d'une spire unique traversant tous les ferrites. Cette unicité de la commande, à isolement galvanique, permet d'atteindre, pour la commutation des composants actifs, des jitters inférieurs à la nanoseconde, ce qui présente un double intérêt : le temps de front T_f du signal de sortie n'est pas détérioré par le fait d'associer des thyristors, même en grand nombre, et, de ce fait, si ces composants sont utilisés dans la réalisation de générateurs haute tension, on peut espérer pouvoir obtenir une bonne synchronisation entre ces derniers (systèmes multi-sources).

L'étude qui a été réalisée permet de distinguer deux principaux modes d'utilisation des thyristors selon qu'on les fait fonctionner pour des valeurs de courant anode/cathode I_{AK} (ou I_{SM}), inférieures ou supérieures au courant de latching I_L :

- Fonctionnement en fort courant ($I_{SM} > I_L$) : c'est le fonctionnement classique du thyristor permettant de réaliser des commutateurs ou des générateurs de puissance. On a, dans ce cas, vérifié que le thyristor, après avoir été déclenché par la gâchette, fonctionnait de façon autonome et que le condensateur se déchargeait dans le circuit d'utilisation tant qu'il pouvait fournir un courant de valeur supérieure à celle du courant de holding I_H . Dans ce mode de fonctionnement, on a montré que le temps de front T_f du signal de sortie diminuait lorsque la valeur de la tension à commuter augmentait, mais que T_f augmentait lorsque la valeur du courant commuté augmentait. A caractéristiques du circuit de puissance données (I_{AK} , V_C), la valeur de T_f diminue lorsque celle de l'amplitude maximale I_{GM} du courant de gâchette augmente, mais on ne peut espérer atteindre des valeurs de T_f inférieures à quelques centaines de nanosecondes.
- Fonctionnement en faible courant ($I_{SM} < I_L$) : ce type de fonctionnement est adapté à la réalisation de commutateurs de tension fonctionnant en fréquence. Bien que la valeur du courant de latching ne soit pas atteinte, le thyristor se ferme, puis se rouvre, alors que le condensateur de puissance dispose encore d'une grande partie de sa charge. On note que :

- La valeur de T_f dépend, essentiellement, de celle du signal de gâchette mais ne semble pas pouvoir descendre au dessous de quelques dizaines de nanosecondes. Le résultat le plus important est le suivant : une association série de n thyristors présente les mêmes caractéristiques temporelles que celles d'un seul thyristor.

Du point de vue de l'impulsion de commande, le signal optimal est celui qui présente le temps de front le plus bref et l'amplitude maximale la plus grande (dans les limites des données constructeur). La durée de l'impulsion de commande n'a pas besoin d'excéder le temps de commutation du thyristor, soit quelques dizaines de nanosecondes en utilisation faible courant (et quelques centaines de nanosecondes en utilisation fort courant).

- L'ouverture du thyristor a été caractérisée par ses temps de conduction T_c et d'ouverture T_o qui ont été étudiés en fonction des caractéristiques du signal de gâchette (Q_G) et du circuit de puissance (R_q , C , V_C). Les résultats obtenus permettent de dimensionner un commutateur haute tension répétitif et son alimentation continue. Les caractéristiques de fermeture (T_f) et d'ouverture ($T_o + T_c$) varient en sens inverse par rapport à la charge injectée par la gâchette sachant, toutefois, que $(T_o + T_c) \gg T_f$.

Quelques résultats complémentaires ont également été présentés : on a comparé les performances d'association de petits thyristors à celles de plus « gros » et réalisé des commutateurs série (60 thyristors : 60kV/100A), parallèle (2 thyristors : 2kV/2kA) et parallèle/série (4 commutateurs de 10 thyristors associés en série et montés en parallèle : 10kV/400A) ainsi qu'un commutateur dédié à un électrofiltre et qui doit générer des impulsions HT (≈ 10 kV) superposées à un « fond continu » et fonctionnant en fréquence (1kHz). D'autres réalisations (générateurs de Marx), utilisant des commutateurs à thyristors, seront également présentées dans les chapitres suivants.

Une remarque pour terminer : cette étude devra être complétée par une comparaison des performances des thyristors et des MOSFET. Les premiers résultats obtenus avec les MOSFET sont très intéressants : déclenchés par ferrites (en vue d'associations ultérieures), le IXTH13N80 a commuté en 13ns, quelle que soit la valeur du courant de sortie ($I_{SM} < 100$ A).

Deux restrictions, cependant, concernant les critères de prix et d'encombrement : ce MOSFET ($V_{DSM} = 800$ V ; $I_{DSM} = 52$ A) est proposé, dans un catalogue grand public, à un prix cinq fois plus élevé que celui du thyristor 16TTS12 ($V_{AKM} = 1,2$ kV ; $I_{AKM} = 200$ A). Ces deux critères, très contraignants dans le secteur automobile auquel est destinée l'application relative à l'électrofiltre, ont orienté nos choix vers les thyristors pour la réalisation des commutateurs.

Chapitre 2

Génération d'impulsions haute tension

1. Présentation de l'étude

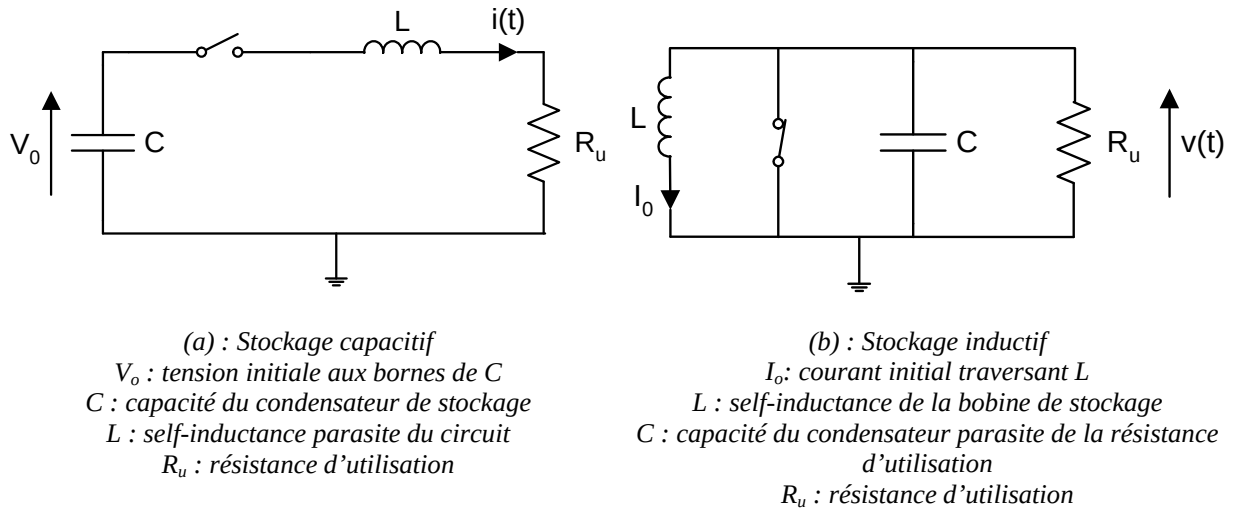
1.1. Introduction

Nous nous sommes intéressés, dans le chapitre précédent, à l'étude de commutateurs à thyristors. De façon générale, les commutateurs permettent de transférer une grandeur électrique donnée (tension, énergie, quantité de charge...) d'une source vers une utilisation mais sans l'amplifier. Dans de nombreuses applications, il faut qu'il y ait amplification, notamment de la tension, et nous avons énuméré, en introduction de ce travail, un certain nombre de dispositifs susceptibles de réaliser cette amplification. Pratiquement tous ces dispositifs mettent en jeu des circuits RLC, à constantes réparties ou localisées, associés à des commutateurs. Parmi ces dispositifs amplificateurs de tension, les générateurs de Marx, les transformateurs à lignes et les transformateurs d'impulsions sont les plus utilisés. Les transformateurs à lignes, ainsi que certains autres dispositifs, ont déjà été étudiés au laboratoire [PEC 01, RIV 97] et nous consacrons ce chapitre à l'étude des générateurs de Marx et des transformateurs d'impulsions qui interviendront, également, dans le chapitre suivant.

Avant de commencer cette étude, nous proposons quelques rappels sur la structure générale des circuits générateurs de puissances pulsées et sur les décharges électriques dans les gaz qui sont à la base du fonctionnement des commutateurs à gaz, ou éclateurs. Concernant ce second point, on définira, notamment, les notions de champ d'ionisation et de champ critique, d'avalanche électronique et de streamer, de volume critique, de temps de retard statistique, de temps formatif et de temps de retard au claquage et l'on identifiera les sources d'électrons germes susceptibles d'initier la commutation.

1.2. Les circuits générateurs de puissances pulsées [SMI 02]

Les générateurs de puissances pulsées reposent sur le principe d'un stockage lent de l'énergie suivi de sa commutation brutale sur une charge (utilisation). Les puissances instantanées mises en jeu sont alors considérables (GW). Le stockage de l'énergie peut être, soit capacitif, soit inductif. Un schéma de principe de ces deux formes de stockage est présenté figures 2.1.



Figures 2.1 : Stockages capacitif et inductif

Dans les deux cas, le régime transitoire peut être sur-critique, critique ou sous-critique, donnant lieu, ou pas, à un régime d'oscillations accompagné de surtension(s). La discrimination des différents régimes se fait sur la valeur de la pulsation ω_d .

$i(t) = \frac{V_0}{\omega_d L} e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_d t$	$\omega_d^2 > 0$ Régime sous-critique	$v(t) = -\frac{I_0}{\omega_d C} e^{-\alpha_2 t} \sin \omega_d t$
$i(t) = \frac{V_0 t}{L} e^{-\alpha_1 t}$	$\omega_d^2 = 0$ Régime critique	$v(t) = -\frac{I_0 t}{C} e^{-\alpha_2 t}$
$i(t) = \frac{V_0}{\beta L} e^{-\alpha_1 t} \sinh \beta t$	$\omega_d^2 < 0$ Régime sur-critique	$v(t) = -\frac{I_0}{\beta C} e^{-\alpha_2 t} \sinh \beta t$

$$\text{avec } \alpha_1 = \frac{R_u}{2L}, \alpha_2 = \frac{1}{2CR_u}, \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \text{ et } \omega_d^2 = \omega_0^2 - \alpha_1^2 = -\beta^2$$

Les deux montages proposés sont duaux, les commutateurs aussi : un commutateur à la fermeture, placé en série avec le condensateur, dans le cas du stockage capacitif et un commutateur à l'ouverture, placé en parallèle de la bobine, dans le cas du stockage inductif. Il faut noter que, dans ces deux configurations, les circuits de charge ne sont pas représentés et qu'ils doivent se trouver isolés lors de la commutation des interrupteurs (comme dans le chapitre précédent, nous réservons le terme « charge » à tout ce qui se situe en amont du commutateur et le terme « utilisation » à ce qui est situé en aval de celui-ci).

Le temps de commutation des interrupteurs fixe le temps nécessaire à l'application de la tension maximum aux bornes de l'utilisation et donc le rendement de l'ensemble. Dans la grande majorité des applications, les temps de montée les plus faibles sont recherchés ; ils sont atteints pour les valeurs des éléments, notamment parasites, les plus faibles. Leurs valeurs peuvent être approximées en fonction des éléments des circuits (tableau 2.1).

T_f (temps de montée)	Régime
$\frac{1}{\omega_d} \tanh^{-1} \left(\frac{\omega}{\alpha_i} \right)$	sur-critique
$\frac{1}{\alpha_i}$	critique
$\frac{1}{\omega_d} \tan^{-1} \left(\frac{\omega}{\alpha_i} \right)$	sous-critique

Tableau 2.1 : Valeur du temps de montée suivant la nature du régime transitoire

De par la simplicité de réalisation des commutateurs à fermeture, le stockage capacitif est le plus répandu.

1.3. Tenue diélectrique de l'air

1.3.1. L'avalanche électronique [GAR 84]

L'avalanche électronique constitue le mécanisme de base de toute décharge électrique. C'est, à partir d'un électron libre soumis à un champ électrique d'intensité suffisante (champ E_C dit « champ critique »), une multiplication électronique en cascade résultant de collisions ionisantes successives entre les électrons libérés et les molécules de gaz rencontrées au cours du trajet de ces électrons vers l'anode.

Cette multiplication électronique peut s'étudier, quantitativement, à partir de la connaissance du coefficient α , dit premier coefficient d'ionisation de Townsend et qui représente le nombre d'électrons (ou d'ions positifs) créés par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué.

Afin de mieux décrire cette multiplication électronique dans les zones à faible champ, où l'attachement ne peut plus être négligé, on est amené à introduire le coefficient d'attachement, noté η . Ainsi, la multiplication électronique s'arrête lorsque l'attachement équilibre la formation de nouveaux électrons, c'est-à-dire lorsque $(\alpha - \eta) = 0$. Dans l'air, cela se produit pour un champ de 26 kV.cm^{-1} à la pression atmosphérique.

En schématisant, on peut considérer que, tant que $\alpha > \eta$, le processus des avalanches successives est cumulatif et que le courant qui en résulte peut conduire à la mise en court-circuit des électrodes (amorçage de l'intervalle). Cela se produit pour une tension appelée tension d'amorçage.

La recherche de la tension d'amorçage en champ uniforme dans des gaz ou des mélanges gazeux a fait l'objet de nombreuses expérimentations. Les résultats sont habituellement présentés sous la forme de courbes donnant la tension d'amorçage V_s en ordonnée et le produit P.D (pression par distance inter-électrodes) en abscisse, exprimé en torr.cm sur la figure 2.2.

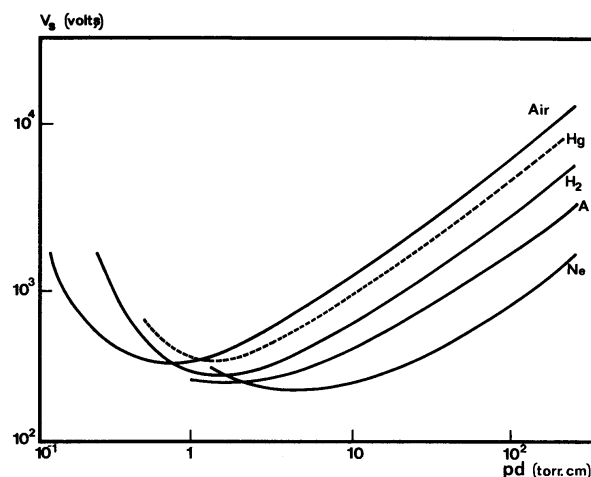


Figure 2.2 : Courbes de Paschen [GAR 84]

Cette fonction a été déterminée expérimentalement dans des gaz purs, ou des mélanges gazeux, généralement à de faibles pressions et pour des distances de quelques millimètres ou centimètres.

Ces courbes montrent que V_S présente un minimum unique, pour une valeur $(P.D)_{min}$. A partir de cette valeur, si l'on augmente le produit P.D, un électron accéléré par le champ électrique aura une probabilité plus grande de rencontrer une molécule du gaz, mais l'énergie moyenne acquise entre deux collisions étant plus faible, la probabilité d'obtenir une collision ionisante diminue, à moins d'augmenter la tension. Si P.D est inférieur à $(P.D)_{min}$, la tension d'amorçage croît également par diminution du nombre de collisions. Pour le cas de l'air, qui nous intéresse ici, et à droite du minimum, V_S croît à peu près linéairement avec le logarithme de P.D, ce qui revient à dire que le gradient d'amorçage dépend seulement de la pression. Pour les valeurs extrêmes de P.D, on commence à observer des écarts par rapport à la loi de Paschen. Ainsi, pour une valeur donnée de P.D, V_S n'est plus constant mais commence à décroître quand on diminue la distance entre les électrodes au-dessous d'une certaine valeur : l'influence de l'état de surface et de la nature des électrodes devient prépondérante.

1.3.2. Le streamer

1.3.2.1. Etude en champ uniforme

Considérons donc l'avalanche représentée à la figure 2.3.

A un instant donné, elle a parcouru une distance x sous l'effet de la multiplication électronique. Sa constitution et sa forme résultent, principalement, des phénomènes suivants :

- Dans un champ électrique suffisant pour créer l'ionisation ($E_0 > E_C$, où E_C est le champ critique), la vitesse des électrons est environ cent fois supérieure à celle des ions positifs, si bien que l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière lui des ions positifs quasi-stationnaires.
- La croissance du nombre de paires ion – électron, le long du parcours de l'avalanche, est exponentielle et le profil de densité des ions positifs croît très rapidement vers ce que l'on appelle la « tête » de l'avalanche.

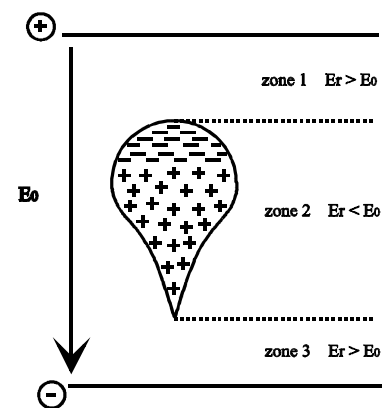


Figure 2.3 : Avalanche électronique

A partir d'un certain moment, on ne peut plus négliger le champ de charge d'espace vis-à-vis du champ appliqué. Le champ électrique local est alors modifié, comme indiqué figure 2.3, ce qui a pour conséquences :

- d'immobiliser, par attachement, les électrons de façon à former des ions négatifs en tête d'avalanche ;
- de pouvoir relancer, à partir de nouveaux électrons germes, d'autres avalanches électroniques dans les zones 1 et 3 où le champ électrique a été renforcé. En effet, si de nouveaux électrons germes apparaissent au voisinage de l'avalanche primaire, ils vont pouvoir créer de nouvelles avalanches, dites avalanches secondaires, selon le même mécanisme de multiplication électronique.

Dans la zone 1, la charge ionique négative « progresse » vers l'anode : on parle de streamer d'anode ou streamer négatif.

Dans la zone 3, c'est une charge ionique positive qui se « déplace » vers la cathode : on parle de streamer de cathode ou streamer positif.

Bien que les ions puissent être considérés comme immobiles par rapport aux électrons, tout se passe comme si les charges ioniques se déplaçaient vers les électrodes. Cette vitesse apparente est sans commune mesure avec la vitesse réelle de déplacement des ions dans les champs considérés. Elle résulte d'une duplication des charges d'espace et non de la dérive ionique sous l'action du champ électrique.

On dit, alors, que l'avalanche a dégénéré en « streamer ».

Les streamers peuvent donc être considérés comme des zones de forte ionisation. Ils ont l'aspect de filaments froids et lumineux (ultraviolet), de quelques dizaines de microns de diamètre. Ils se propagent à des vitesses très élevées, de l'ordre de 10^6 m.s^{-1} .

Lorsque le streamer positif atteint la cathode et le streamer négatif l'anode, on dit qu'il y a « claquage » (breakdown), ici par mode streamer, de l'intervalle. La principale conséquence qui en résulte est la mise en court-circuit de la source électrique qui permettait d'appliquer le champ E_0 . Cela correspond à la rupture diélectrique de l'intervalle.

Dans le cas où les électrodes sont des plans parallèles entre lesquels le champ est uniforme, le streamer rencontre, au cours de son développement, des conditions de champ électrique toujours favorables, si bien que la formation d'un streamer conduit nécessairement à la création d'un canal ionisé reliant les deux électrodes et à la décharge du circuit extérieur dans l'intervalle. Il y a donc identité, en champ uniforme, entre le critère de formation d'un streamer et le critère de claquage.

On voit qu'un tel mécanisme est lié, non seulement, au nombre d'électrons et d'ions positifs créés par l'avalanche mais aussi, d'une part, à la densité de la charge d'espace qui peut modifier localement la distribution du champ électrique et, d'autre part, à l'efficacité des

mécanismes de création des électrons secondaires parmi lesquels la photoionisation doit jouer un rôle.

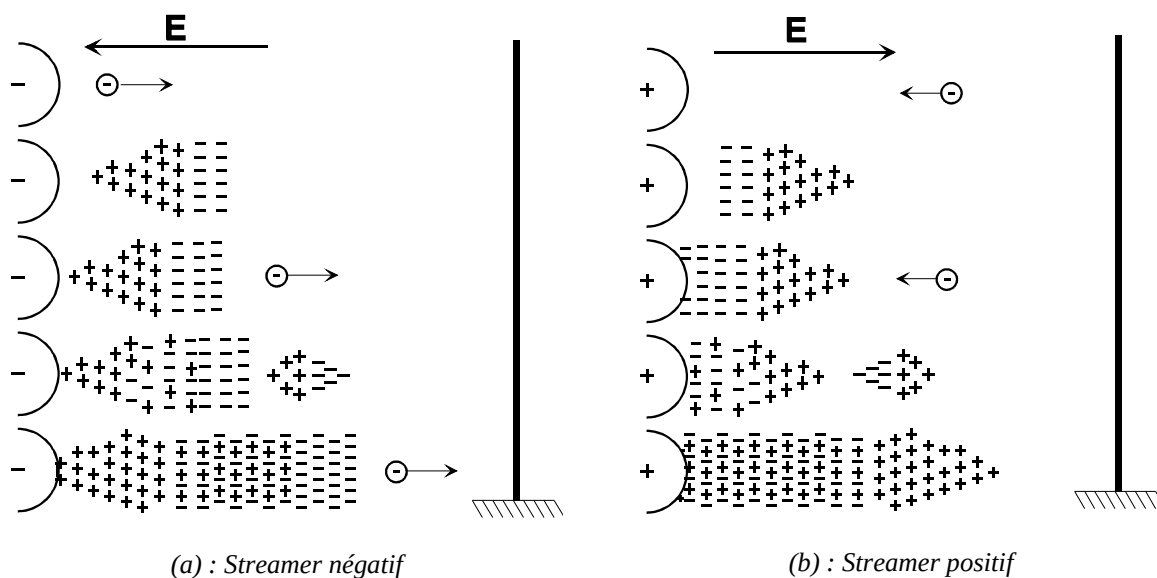
Lorsqu'on parle « d'avancée » d'un streamer, positif ou négatif, il s'agit d'une progression « apparente » de la charge ionique (tête du streamer) qui est, en fait, comme nous venons de le voir, dupliquée (figures 2.4). Les seules charges mobiles, aux échelles de temps considérées, sont, bien sûr, les électrons.

1.3.2.2. Etude en champ non uniforme

Bien qu'en champ uniforme il n'y ait pas de raison fondamentale de distinguer les streamers positifs des streamers négatifs, le problème se complique lorsque le champ n'est plus uniforme.

Considérons, par exemple, une géométrie constituée par une électrode de faible rayon de courbure (pointe) portée à la haute tension et un plan relié à la masse. Supposons ces deux électrodes séparées par un intervalle d'air. Dans une telle géométrie, l'amplitude du champ électrique décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne de la pointe, dans la direction du plan.

Le point clé de la phénoménologie qui en résulte est alors le suivant : dans une telle configuration géométrique, les électrons vont vers des champs d'amplitude croissante lorsque la pointe est portée à une haute tension de polarité positive alors qu'ils se déplacent vers des champs d'amplitude décroissante lorsque la pointe est portée à une haute tension de polarité négative (figures 2.4a et 2.4b).



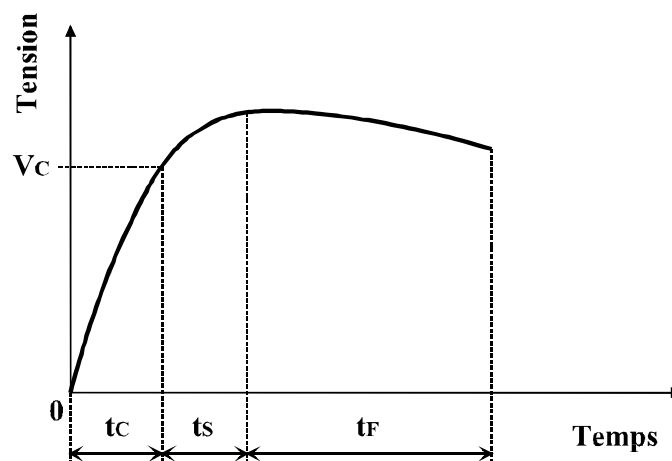
Figures 2.4 : « Propagation » du streamer

Bien que les conditions d'initiation d'un streamer positif et d'un streamer négatif soient les mêmes (présence d'un électron germe dans un champ électrique d'amplitude supérieure à la valeur du champ critique), leurs modes de propagation en champ non uniforme sont fondamentalement différents. On déduit notamment, de ce que l'on vient de dire, qu'un streamer positif, à partir du moment où il a été initié, n'a pas de difficulté à se propager en champ non uniforme puisque ses charges mobiles sont de plus en plus accélérées, contrairement au cas du streamer négatif. Ainsi, il a été montré expérimentalement que, à la pression atmosphérique, un streamer positif a besoin, pour se propager, d'un « champ de maintien » de 5kV.cm^{-1} alors qu'un streamer négatif nécessite 18kV.cm^{-1} .

En conséquence, les décharges électriques petites distances en champ non uniforme présentent des propriétés très différentes selon qu'elles se développent sous polarité positive ou sous polarité négative.

1.3.3. Notion de volume critique [REN 72, SEG 90]

Pour une configuration d'électrodes et une forme d'onde données, on note que le temps T_b (time of breakdown), nécessaire au développement complet d'une décharge menant au claquage, présente une dispersion remarquable. Pour comprendre ce phénomène, on peut décomposer ce temps T_b en trois intervalles (figure 2.5).



t_C : temps nécessaire pour que l'impulsion atteigne la valeur critique V_C
 t_S : temps de retard statistique
 t_F : temps de retard formatif

Figure 2.5 : Variation en fonction du temps d'une onde de tension et définition des principaux temps de retard au claquage ($T_b = t_C + t_S + t_F$)

Les deux premiers intervalles de temps, t_C et t_S , sont associés à la naissance de la décharge. Celle-ci nécessite deux conditions :

- un niveau de tension suffisant, V_C (correspondant au champ critique E_C), atteint au bout d'un temps t_C , compté à partir de l'instant d'application de la contrainte de tension,
- puis un délai supplémentaire t_S , nécessaire à l'initiation du premier phénomène de décharge ; lorsque le niveau de tension devient suffisant, c'est en effet l'apparition d'un électron germe, convenablement situé dans une certaine zone de l'intervalle inter-électrodes appelée volume critique, qui initie les premiers processus responsables du déclenchement de la décharge. Ce volume critique est défini de la manière suivante :

- la valeur du champ électrique dans le volume doit être telle que : $\alpha - \eta > 0$,
- l'avalanche électronique issue d'un électron germe situé dans le volume doit parcourir une distance suffisante pour s'amplifier et dégénérer en un streamer.

Ces deux conditions permettent de définir les frontières du volume critique. En champ uniforme, dès que $E > E_C$, tout l'intervalle d'étude correspond au volume critique.

Si le premier intervalle de temps, t_C , peut être déterminé en fonction de la forme de l'onde de tension appliquée, en particulier de son front de montée, le second, t_S , appelé temps de retard statistique, est en revanche de nature tout à fait aléatoire.

Le troisième intervalle de temps, t_F , appelé temps formatif, est le temps nécessaire à la décharge pour se propager d'une électrode à l'autre et réaliser la mise en court-circuit des deux électrodes. Cependant, le régime de décharge peut également présenter un caractère aléatoire qui se répercute sur la valeur de t_F . On comprend donc que le temps $T_b = t_C + t_S + t_F$ puisse varier considérablement dans des conditions expérimentales identiques.

On peut aussi comprendre qu'en champ non uniforme, le développement de la décharge puisse ne pas être total à chaque fois : si la valeur crête, V_M , de la tension appliquée n'est pas suffisamment élevée, la décharge ne parvient pas à mettre en court-circuit les deux électrodes et le claquage n'est pas réalisé. On parle alors de « tenue », le diélectrique ayant « tenu » la contrainte. Au contraire, pour des valeurs élevées de V_M , tous les chocs mènent au claquage. Pour des valeurs intermédiaires, le nombre d'amorçages (ou claquages), pour un ensemble d'essais identiques, est encore une grandeur aléatoire. Seule une étude statistique permet d'établir, à V_M constante, la probabilité d'amorçage d'un intervalle donné. Ainsi, on appelle U_{50} la valeur de la tension crête conduisant à une probabilité de rupture diélectrique égale à 0,5. La détermination expérimentale de U_{50} nécessite une étude statistique.

1.3.4. L'électron germe

Il existe deux principaux modes de production d'électrons germes :

- Le détachement à partir d'ions négatifs présents dans le gaz : l'origine de l'électron germe, susceptible d'initier la décharge, est attribuée aux ions négatifs présents dans le gaz, ces derniers pouvant disparaître par l'intermédiaire de mécanismes très divers (collision, effet de champ...) qui conduisent toujours au détachement de l'électron de la molécule ou de l'atome.
- La production par émission cathodique. Deux paramètres régissent l'émission d'électrons à la surface des métaux : la température et le champ électrique. La présence d'un champ électrique à la surface de l'électrode modifie la barrière de potentiel. Le travail de sortie du matériau est légèrement abaissé et un nombre important d'électrons peut s'extraire du métal par effet tunnel. Une émission par effet de champ à partir d'une cathode froide peut être envisageable pour des champs de l'ordre de 10^7V.m^{-1} . Ce phénomène peut s'expliquer par la présence d'oxydes à la surface du métal ainsi que par la présence d'aspérités qui renforcent localement le champ électrique (effets de pointe). Ce phénomène joue un rôle primordial en polarité négative, notamment lorsque la pression augmente et que les champs appliqués deviennent plus intenses. P. ESPEL [ESP 00] a mis en évidence, lors de ses travaux sur l'étude de la décharge disruptive en polarité positive dans le SF_6 haute pression pour une configuration géométrique typique (pointe – plan) de certains disjoncteurs HTB, que plus la pression du gaz augmente, plus le rôle de la cathode s'affirme, en ce sens qu'elle devient la source principale d'électrons germes. Ainsi, pour de telles pressions, c'est la cathode qui permet l'initiation de la décharge, le gaz ne devenant plus que l'élément amplificateur.

A cette émission par effet de champ vient se superposer une émission par effet thermique (thermoélectronique) qui est caractéristique des arcs dont la cathode est constituée d'un matériau à point de fusion élevé tel que le graphite (4470K) [VAC 95]. L'échauffement du « spot » jusqu'à une température pouvant dépasser 3500K est produit par le bombardement des ions positifs, ce qui permet d'atteindre le travail d'extraction du matériau.

2. Les générateurs de Marx

2.1. Principe et fonctionnement

2.1.1. Principe

Le principe du générateur de Marx consiste à charger, à une même tension initiale V_0 , n condensateurs associés en parallèle puis à les décharger après les avoir associés en série, de façon à appliquer la tension nV_0 sur l'application (utilisation). L'onde de tension alors générée est de forme bi-exponentielle et n représente le nombre d'étages du générateur. La mise en série des n condensateurs est assurée par la fermeture de n commutateurs (un commutateur par étage), notés E_i dans les figures de ce chapitre. Ces interrupteurs peuvent, ou non, être déclenchés. Un schéma de principe d'un générateur de Marx classique à n étages est présenté figure 2.6.

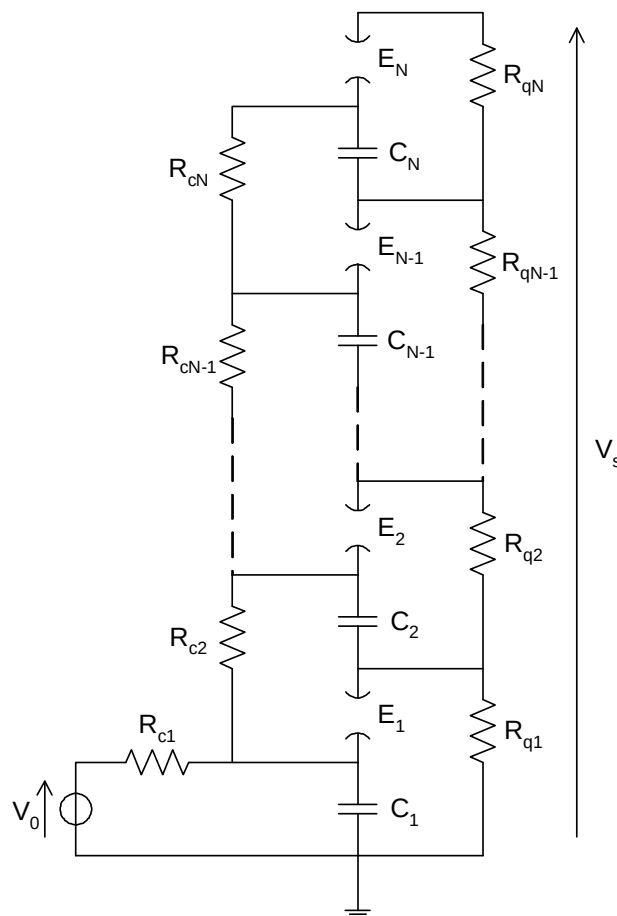


Figure 2.6 : Générateur de Marx à N étages

Chaque condensateur C_i de chacun des étages est chargé à la tension V_0 à travers une impédance de charge $Z_{c,i}$ (qui est souvent une résistance $R_{c,i}$ dont la valeur est choisie en fonction de la puissance de l'alimentation délivrant la tension V_0). A partir du second étage, la charge se fait aussi par l'intermédiaire de résistances $R_{q,i}$, qui ont un double rôle : référencer, par rapport à la masse, une des électrodes des condensateurs puis, permettre la décharge de ces derniers, notamment quand l'utilisation présente, au départ, une impédance infinie (tube, réacteur à plasma...). La valeur de ces résistances est ajustée en fonction de la forme de l'onde que l'on veut générer, notamment de son temps de décroissance.

Lors de la charge des condensateurs, le circuit équivalent au générateurs de Marx peut être représenté par la figure 2.7.

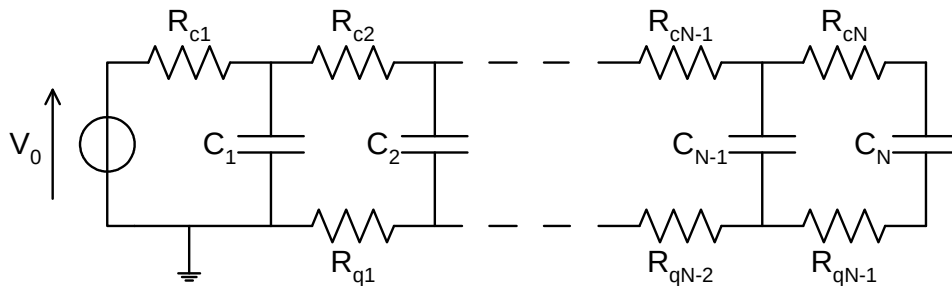


Figure 2.7 : Circuit équivalent du générateur de Marx lors de la phase de charge des condensateurs

Et, lors de la décharge, toujours dans l'hypothèse d'une impédance d'utilisation de valeur infinie, par le schéma de la figure 2.8 ($R_q = \Sigma R_{q,i}$).

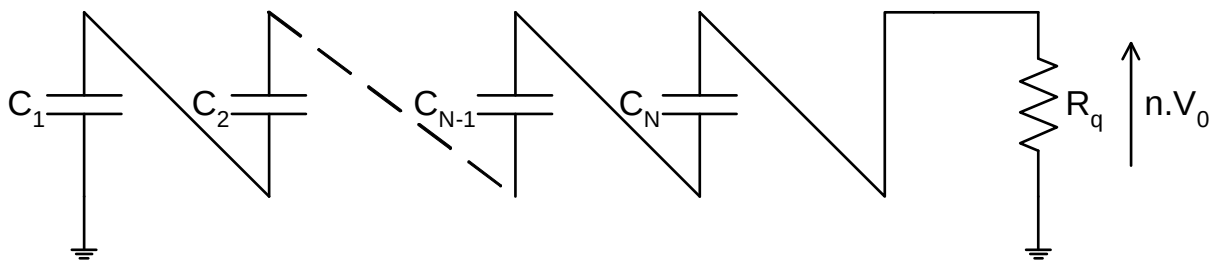


Figure 2.8 : Circuit équivalent du générateur de Marx lors de la phase de décharge des condensateurs

Ce circuit génère donc une impulsion de tension de temps de montée nul et dont la décroissance s'effectue de façon exponentielle, contrôlée par $\tau = C_{eq} \cdot R_q$ ($C_{eq} = C_i / n$).

Dans la pratique, ce n'est pas le cas, tout d'abord parce que des éléments parasites interviennent toujours et modifient, notamment, la valeur du temps de front mais, également,

parce que, dans la plupart des applications, on doit appliquer une onde dont le temps de front et la largeur à mi-hauteur ont des valeurs imposées et, enfin, parce que ces applications, via leurs impédances propres, modifient parfois le circuit de décharge du générateur. Dans tous les cas l'application présentera, au minimum, une capacité, notée C_f dans les circuits suivants, et qui peut représenter la capacité du dispositif de mesure et/ou celle du réacteur ou du système sur lequel est appliquée l'onde de tension.

En fait, on peut classer les générateurs de Marx en deux grandes catégories liées à l'énergie qu'ils sont susceptibles de délivrer et qui conditionne leur architecture :

- Les générateurs délivrant de fortes énergies ($> 10\text{kJ}$) : ils sont, généralement, de grandes dimensions et les arcs qui apparaissent entre les électrodes de leurs éclateurs sont très énergétiques. Des selfs parasites, de valeurs relativement importantes, apparaissent donc et conduisent à des oscillations de tension dont les amplitudes inverses peuvent être préjudiciables pour les condensateurs de puissance. Dans ce type de générateurs, on a donc l'habitude d'ajouter, en série avec les éclateurs, des résistances d'amortissement, $R_{d,i}$, de faibles valeurs, de telle sorte que le schéma équivalent du générateur de Marx, lors de sa décharge, est celui représenté figure 2.9 ($R_d = \Sigma R_{d,i}$ et selfs non représentées).

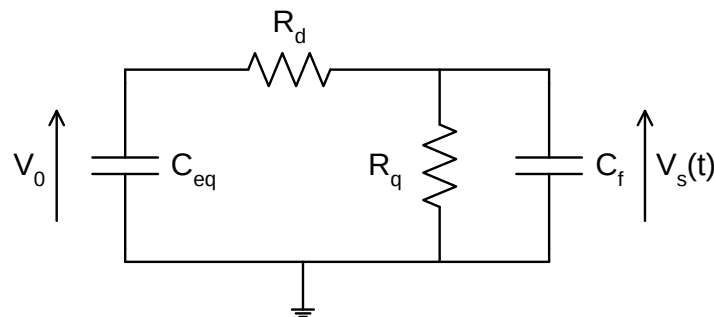


Figure 2.9 : Circuit équivalent d'un générateur de Marx forte énergie lors de sa phase de décharge

On note que les résistances R_d et R_q créent un pont diviseur qui joue défavorablement sur l'amplitude de la tension de sortie. De plus, la valeur du temps de front est commandée, en partie (cf §2.1.2.), par celle de R_d et un changement de configuration de l'onde du générateur nécessite celui de toutes les résistances $R_{d,i}$.

- Les générateurs de Marx délivrant de moyennes ou faibles énergies : dans ce cas, les résistances $R_{d,i}$ ne sont plus nécessaires. Pour régler simplement la valeur du front de l'onde de tension, on utilise, généralement, une « résistance de front », R_f , et un « condensateur de front » C_f , qui peut être simplement constitué par la capacité du diviseur utilisé pour mesurer la forme d'onde. Le schéma équivalent du montage est alors celui représenté figure 2.10.

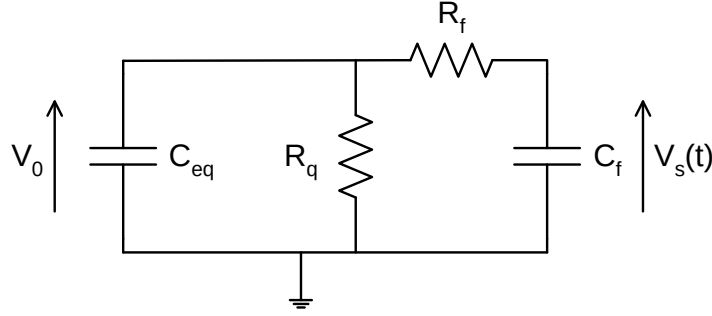


Figure 2.10 : Circuit équivalent d'un générateur de Marx faible énergie lors de sa phase de décharge

Remarque : il existe, en fait, une troisième catégorie de générateurs de Marx : celle des générateurs rapides ($T_f < \text{quelques dizaines de nanosecondes}$). Elle nécessite une approche très différente et n'est pas abordée ici.

2.1.2. Equation de la forme d'onde

On peut calculer, au moyen de la transformée de Laplace, les équations de la tension délivrée en sortie par les circuits représentés figures 2.9 et 2.10.

On établit ainsi [KIN 78], par exemple pour le montage représenté figure 2.10 qui est le plus utilisé, que :

$$V_s(t) = \frac{V_0}{R_f C_f} \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \left[e^{\left(-\frac{t}{T_1}\right)} - e^{\left(-\frac{t}{T_2}\right)} \right] \quad (2.1)$$

qui montre que l'impulsion de sortie résulte de la différence de deux exponentielles (d'où l'appellation d'onde bi-exponentielle) de constantes de temps T_1 et T_2 (figure 2.11).

Ainsi, pour le circuit représenté figure 2.10 et dans l'hypothèse, habituellement vérifiée, où $R_q C_{eq} \gg R_f C_f$, on voit que :

$$T_1 \approx R_q (C_{eq} + C_f) \quad T_2 \approx R_f \frac{C_{eq} C_f}{C_{eq} + C_f}$$

De même, pour le circuit de la figure 2.9, avec l'hypothèse $R_q C_{eq} \gg R_d C_f$:

$$T_1 \approx (R_d + R_q) (C_{eq} + C_f) \quad T_2 \approx \frac{R_d R_q}{R_d + R_q} \frac{C_{eq} C_f}{C_{eq} + C_f}$$

On a reporté, figure 2.11, la construction de l'onde bi-exponentielle obtenue à partir de la relation 2.1. Cette onde est caractérisée par son temps de front T_f et sa durée à mi-hauteur T_q .

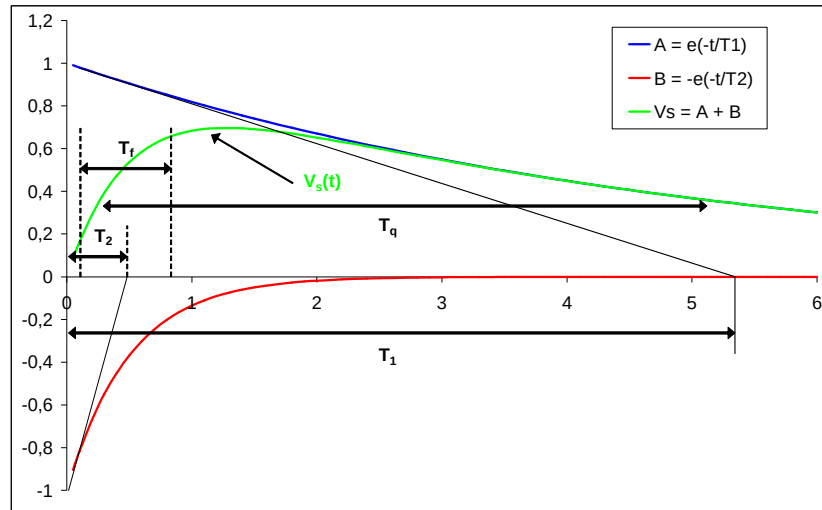


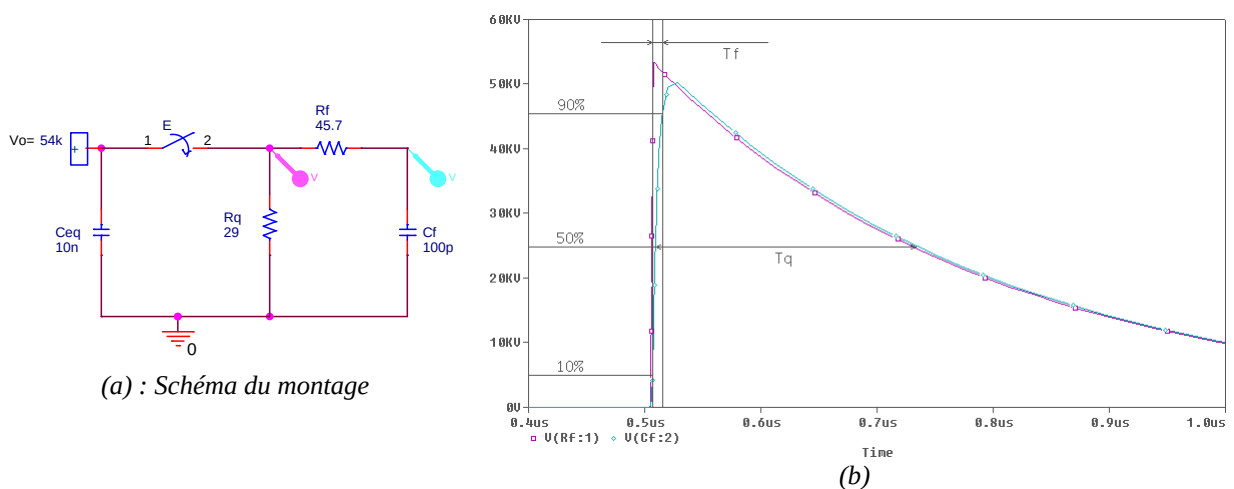
Figure 2.11 : Forme d'onde $V_s(t)$ dite « bi-exponentielle »

Les expressions analytiques de T_q et de T_f en fonction de T_1 et de T_2 n'ont pas de solution générale et doivent être traitées au cas par cas [AGU 82]. Ainsi, par exemple, pour une onde de choc I.E.M.N. (10/250ns) :

$$T_q = 0,69.T_1$$

$$T_f = 2,19.T_2$$

Si l'on simule, figures 2.12, à l'aide du logiciel Spice [ORC 00], le montage de la figure 2.10 ($V_0 = 54\text{kV}$; $R_q = 29\Omega$; $C_{eq} = 10\text{nF}$; $R_f = 45,7\Omega$; $C_f = 100\text{pF}$), on met en évidence le rôle du circuit de mise en forme, constitué de C_f et de R_f , par la modification des caractéristiques de l'impulsion délivrée en sortie du commutateur E ; ainsi, l'onde délivrée présente un temps de front $T_f = 9,5\text{ns}$ ($T_2 \approx R_f \times C_f = 4,57\text{ns}$) et une durée à mi-hauteur $T_q = 207\text{ns}$ ($T_1 \approx R_q \times C_{eq} = 290\text{ns}$).



Figures 2.12 : Mise en évidence du rôle du circuit de mise en forme

A partir de l'équation de la tension de sortie $V_s(t)$ (équation 2.1), on peut calculer les coordonnées, T_M et V_M , du maximum de tension, soit, en posant $X = T_1 / T_2$:

$$T_M = \frac{T_1}{X - 1} \ln X \quad V_M = V_0 \left[X^{\left(\frac{1}{1-X}\right)} - X^{\left(\frac{X}{1-X}\right)} \right] \quad (2.2)$$

On peut alors tracer la courbe du rendement en tension donné par $\rho = V_M / V_0$ en fonction du rapport $X = T_1 / T_2$ (figure 2.13).

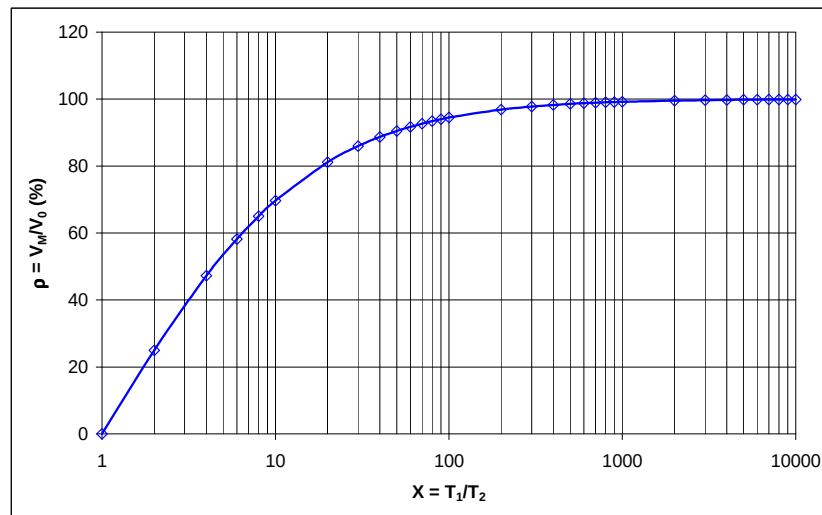
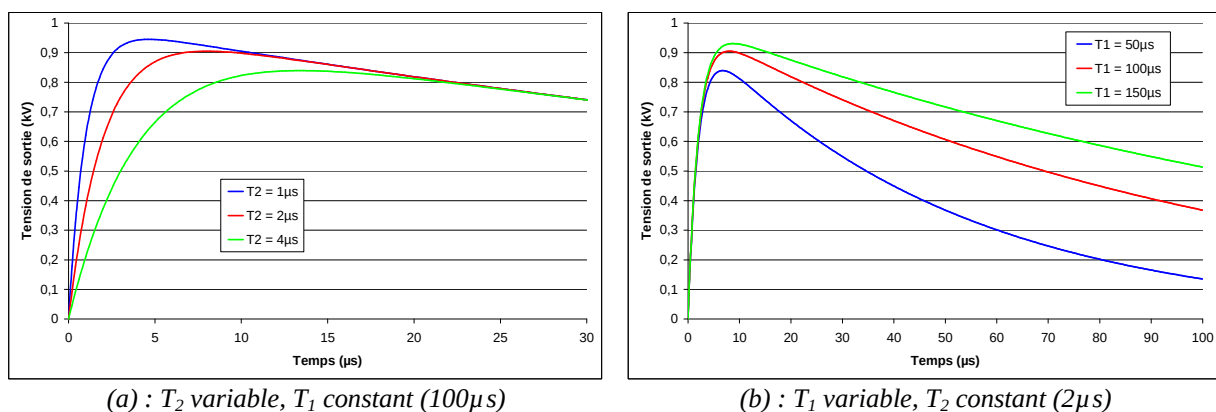


Figure 2.13 : Courbe du rendement en fonction du rapport T_1/T_2

Plus la valeur de $X = T_1 / T_2$ est importante, meilleure est celle du rendement en tension du générateur. On peut considérer que ce rendement atteint 100% lorsque $T_1 / T_2 > 1000$. Comme on peut le voir figures 2.14, ceci est dû au fait que, suivant les valeurs respectives de T_1 et de T_2 , le « croisement des exponentielles » se déplace sur l'axe des temps avec, pour conséquence, une variation de l'amplitude maximale de l'onde bi-exponentielle.



(a) : T_2 variable, T_1 constant ($100 \mu s$)

(b) : T_1 variable, T_2 constant ($2 \mu s$)

Figures 2.14 : Croisement des exponentielles

2.1.3. Bilan énergétique et charge disponible

Il est également intéressant d'effectuer un bilan de l'énergie et des charges mises en jeu lors de la transition série/parallèle des condensateurs du générateur. En effet, l'association en série des condensateurs provoque une annulation des charges stockées de polarités opposées dans les condensateurs intermédiaires : seules les deux plaques extérieures du montage en série conservent leurs charges.

Dans la phase de charge, les n condensateurs sont associés en parallèle et la charge stockée dans le montage s'écrit :

$$Q = nCV_0 \quad (2.3)$$

ce qui correspond à une énergie emmagasinée de :

$$W = \frac{1}{2} nCV_0^2 \quad (2.4)$$

Dans la phase de décharge, la tension de sortie V_s vaut, au rendement près :

$$V_s = nV_0 \quad (2.5)$$

Et la charge restituée à la commutation :

$$Q = \frac{C}{n} nV_0 = CV_0 \quad (2.6)$$

Soit une énergie restituée à la commutation :

$$W = \frac{1}{2} \frac{C}{n} n^2 V_0^2 = \frac{1}{2} nCV_0^2 \quad (2.7)$$

L'énergie emmagasinée est, en théorie, totalement restituée (au rendement du montage près), alors que la charge fournie en sortie du générateur n'équivaut qu'à celle d'un seul condensateur.

2.2. Le déclenchement des générateurs de Marx

2.2.1. Le problème du déclenchement

Jusqu'à maintenant, la technologie des commutateurs n'a pas été évoquée. Dans cette étude, nous utilisons, soit des commutateurs à semiconducteurs (essentiellement des thyristors), soit des éclateurs à gaz. Les commutateurs à semiconducteurs sont obligatoirement déclenchés alors que les commutateurs à gaz peuvent (trigatrons, polytrons)

ou non (éclateurs classiques à deux électrodes) l'être. Si tous les étages d'un générateur de Marx sont déclenchés, il faut noter que les systèmes de déclenchement seront portés, lors de la fermeture du commutateur qu'ils commandent, à la tension de l'étage correspondant et qu'il y aura donc des problèmes de tenue diélectrique, notamment en ce qui concerne les derniers étages dont la tension est la plus élevée.

Laissons de côté, pour le moment, les commutateurs à semiconducteurs dont tous les étages doivent, effectivement, être commandés.

Historiquement, les générateurs de Marx ont été construits pour délivrer de très hautes tensions (quelques MV) avec un nombre d'étages limité, de l'ordre de quelques dizaines. Ainsi, la tension commutée à chaque étage ($\approx 100\text{kV}$), ainsi que les courants induits sur l'utilisation (de l'ordre du kA) ont imposé la technologie des commutateurs : des éclateurs à gaz. La géométrie de leurs électrodes, ainsi que la nature du diélectrique, doivent être déterminés en fonction des caractéristiques énergétiques et temporelles du générateur considéré et du déclenchement souhaité.

Le problème du déclenchement des éclateurs intervient donc très tôt lors de la conception du générateur mais, quelle que soit la solution retenue, il faut régler l'écartement des éclateurs de telle sorte qu'ils « tiennent » la tension de charge V_0 et que la valeur de leur tension disruptive soit légèrement supérieure à V_0 . Le déclenchement peut, ensuite, être réalisé au moyen d'une électrode auxiliaire sur laquelle on applique une impulsion électrique mais, alors, se pose le problème de l'isolement galvanique du circuit délivrant cette impulsion. Le déclenchement le plus simple consiste en l'application d'une impulsion de surtension entre les électrodes et est, alors, d'autant plus rapide que la surtension est importante. De plus, cette dernière peut être d'autant plus grande qu'elle est appliquée brièvement. En résumé, le moyen le plus simple de déclencher un éclateur est d'appliquer à ses bornes une surtension importante en un temps bref.

Dans ce contexte, les générateurs de Marx sont déclenchés, au moins, sur l'éclateur du premier étage. A la commutation de cet étage, le jeu consiste à trouver un arrangement des étages supérieurs qui permet l'auto-application systématique d'une surtension aux bornes des autres éclateurs à déclencher. On notera qu'au contraire, si la technologie des interrupteurs est basée sur la commutation de semiconducteurs, il faut éviter toute propagation de surtension aux étages supérieurs lors de la fermeture des premiers (grande sensibilité de ce type de composant aux surtensions).

L'élaboration d'un schéma équivalent complet d'un générateur de Marx permet une analyse rigoureuse de son fonctionnement, ainsi qu'une aide à la conception. La simulation numérique de circuits (SPICE) peut alors s'appliquer sur ces schémas.

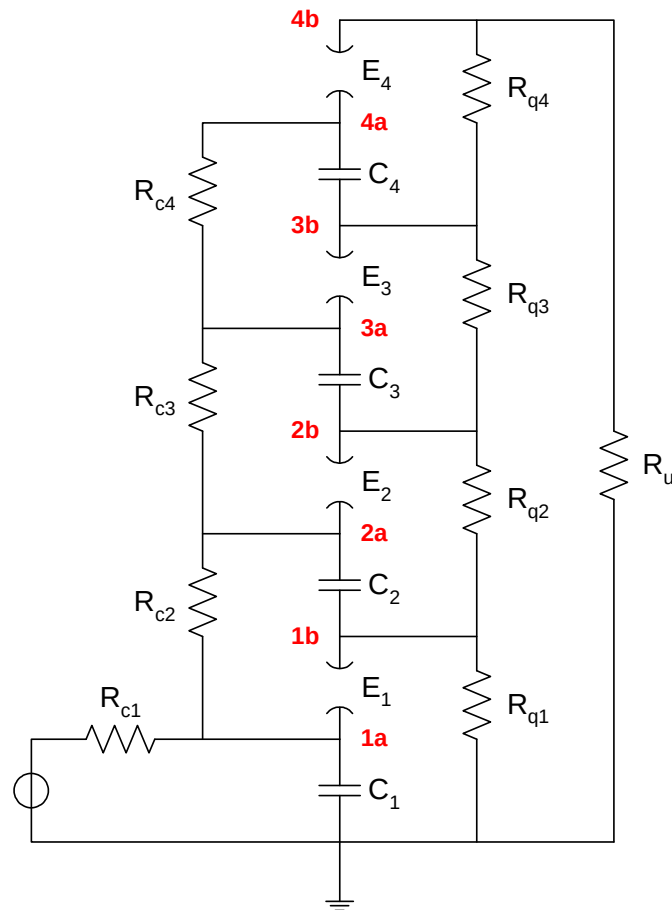
Sur les générateurs délivrant de très fortes tensions ($> 1\text{MV}$), les impédances de charge sont, généralement, des résistances de forte valeur, tandis que les interrupteurs sont des éclateurs à gaz. Dans ce cas classique, on peut proposer un schéma électrique équivalent, directement dérivé de celui présenté précédemment figure 2.6. Pour fixer un point de fonctionnement et permettre l'analyse du circuit, on se bornera, dans un premier temps, à la description d'un générateur de Marx à quatre étages (figure 2.15). Des valeurs numériques ont été choisies pour effectuer une simulation du circuit. Ces valeurs sont représentatives de celles qui sont couramment utilisées dans la réalisation de générateurs haute tension et la comparaison avec les valeurs enregistrées expérimentalement sera proposée ultérieurement (cf §2.3).

La résistance de référence R_{q4} n'est nécessaire pour charger le condensateur C_4 que si le générateur est connecté à un tube, ou à un réacteur à plasma, présentant, avant commutation, une résistance infinie. Si l'impédance d'utilisation est une résistance, R_u , c'est elle qui permet la charge du condensateur du dernier étage. Il convient de choisir $R_q > R_u$ pour isoler le circuit de référence du générateur à la fermeture des éclateurs. Le report des potentiels à la commutation des éclateurs des différents étages se fera différemment selon la valeur de la résistance d'utilisation.

Considérons, dans un premier temps, le schéma équivalent du générateur de Marx tel qu'il est présenté sur la figure 2.15, la résistance d'utilisation étant infinie.

Nous avons reporté, figure 2.16, la simulation des potentiels apparaissant aux bornes des différents commutateurs et à la sortie lorsque, ces derniers étant considérés comme parfaits, on leur impose de commuter les uns après les autres, dans l'ordre croissant des étages, avec un retard imposé de 100ns. On note qu'à la commutation de l'éclateur du premier étage, chargé à la tension V_0 , la différence de potentiel reportée sur les autres éclateurs est $(2V_0 - V_0)$, soit V_0 .

Compte tenu de ce que l'on a vu concernant la rupture diélectrique des gaz, ces éclateurs ne peuvent pas, dans la réalité, commuter correctement avec une telle tension à leurs bornes.



$$C_1 = C_2 = C_3 = C_4 = 2\text{nF}$$

$$R_{c1} = R_{c2} = R_{c3} = R_{c4} = 100\text{k}\Omega$$

$$R_{q1} = R_{q2} = R_{q3} = R_{q4} = 100\text{k}\Omega$$

Les éclateurs sont considérés comme des interrupteurs parfaits commandés à la fermeture dans l'ordre croissant des étages, ici aux temps 100ns, 200ns, 300ns et 400ns. La tension de charge des étages est normalisée à 1V.

Figure 2.15 : Générateur de Marx à quatre étages

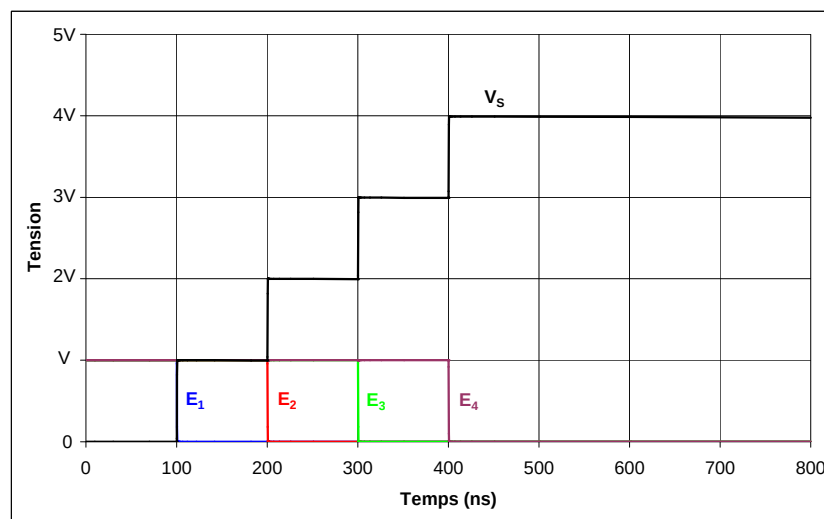


Figure 2.16 : Différences de potentiel aux bornes des commutateurs des quatre étages et tension de sortie correspondante (commutateurs parfaits commutant, les uns après les autres, avec un retard imposé de 100ns)

Un générateur de Marx parfait, dont on ne déclenche que le premier étage, ne peut fonctionner correctement.

Dans la réalité de l'expérience, la tension relevée en sortie du générateur ne révèle pas cette montée de potentiel liée à la commutation de chaque étage (figure 2.16). La tension de sortie du générateur est, en fait, mesurée avec une sonde ou, si la tension est plus élevée, avec un diviseur capacitif, dont la capacité est de l'ordre de quelques dizaines de picoFarad. Le circuit se comporte alors différemment : la tension commutée au premier étage se trouve aux bornes de R_{q1} en parallèle avec les autres résistances, R_{q2} , R_{q3} et R_{q4} en série pendant un temps caractéristique lié à la charge du condensateur de mesure à travers les trois résistances de référence ($\tau = 3.R_q.C_{\text{mesure}}$, R_q étant la valeur de la résistance de référence et C_{mesure} celle de la capacité du condensateur du diviseur de mesure). Les différences de potentiel aux bornes des éclateurs des 2^{ème}, 3^{ème} et 4^{ème} étage sont alors, respectivement, $5V_0/4$, $5V_0/4$ et $3V_0/2$ (pour des valeurs de résistances de référence égales et une valeur de τ supérieure à celle du retard de commutation entre étages). Ainsi, une surtension est appliquée aux bornes des éclateurs à la fermeture de celui du premier étage ; par contre, la surtension reste faible, environ 25%, et, de plus, la surtension la plus importante est appliquée sur le dernier étage dont on favorise la commutation. Les résultats de la simulation prenant en compte le condensateur parasite de la mesure de tension sont présentés figure 2.17.

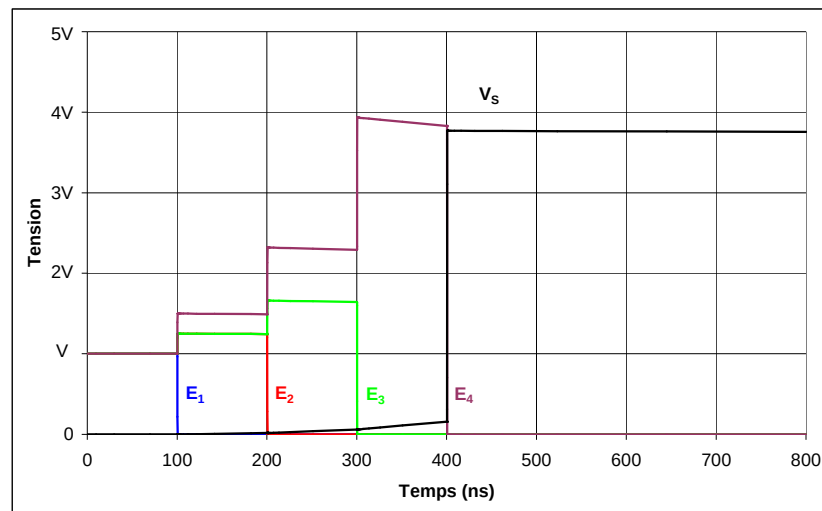
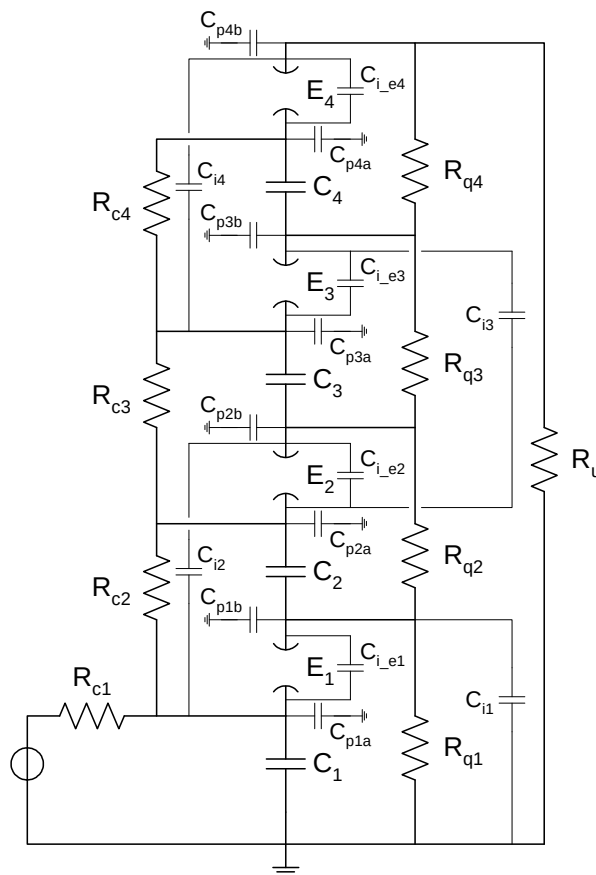


Figure 2.17 : Prise en compte du condensateur parasite de mesure en sortie du générateur

2.2.2. Le rôle des éléments parasites

Le schéma équivalent du générateur de Marx que nous venons d'analyser va être complété, dans un premier temps, par la prise en compte de condensateurs parasites que nous avons regroupés en trois grandes familles (figure 2.18) :

- les condensateurs parasites de chacune des deux électrodes des éclateurs par rapport à la masse et dont la capacité est généralement faible (quelques 0,1pF) ;
- les condensateurs parasites inter-électrodes constitués des armatures des éclateurs ;
- les condensateurs parasites entre étages.



$$\begin{aligned}
 C_1 &= C_2 = C_3 = C_4 = 2\text{nF} \\
 R_{c1} &= R_{c2} = R_{c3} = R_{c4} = 100\text{k}\Omega \\
 R_{q1} &= R_{q2} = R_{q3} = R_{q4} = 100\text{k}\Omega \\
 C_{i1} &= C_{i2} = C_{i3} = C_{i4} = 1\text{pF} \\
 C_{p1} &= C_{p2} = C_{p3} = C_{p4} = 0,1\text{pF} \\
 C_{i_e1} &= C_{i_e2} = C_{i_e3} = C_{i_e4} = 5\text{pF}
 \end{aligned}$$

$$C_{\text{mesure}} = 30\text{pF}$$

Les éclateurs sont considérés comme des interrupteurs parfaits, commandés à la fermeture, dans l'ordre croissant des étages, aux temps 100ns, 200ns, 300ns et 400ns. La tension de charge des étages est normalisée à 1V.

Figure 2.18 : Définition des condensateurs parasites (Marx à quatre étages)

Reprenant l'exemple du générateur de Marx à quatre étages présenté précédemment, nous proposons une simulation de son fonctionnement à l'aide du logiciel SPICE. Les valeurs des composants correspondent à celles utilisées pour la réalisation d'un Marx compact rapide de 10J.

La commutation d'un éclateur se fait grâce à l'application d'une surtension transitoire à ses bornes. Il convient donc, à la commutation des premiers étages, d'appliquer la plus grande différence de potentiel possible aux bornes des éclateurs des étages restants. La tension appliquée à la borne, côté charge, des condensateurs (points 2a, 3a et 4a, figure 2.18) vient de la commutation de l'étage précédent ; ainsi, la différence de potentiel aux bornes des éclateurs (2, 3 et 4) est d'autant plus grande que les tensions, du côté référence (2b, 3b et 4b), sont faibles. Les condensateurs parasites peuvent contribuer à cette configuration :

- Les condensateurs parasites, entre les points 1b, 2b, 3b, 4b et la masse, assurent ce fonctionnement. Dans l'exemple considéré (figure 2.19), une différence de potentiel de 2V apparaît aux bornes de l'éclateur du deuxième étage à la commutation du premier. Cette différence de potentiel est maintenue pendant la charge des condensateurs parasites. La capacité de ces condensateurs étant faible, la surtension imposée aux éclateurs est donc limitée à leur temps de charge. En choisissant des valeurs moyennes, par exemple $R_q = 100\text{k}\Omega$ et $C_p = 0,1\text{pF}$, la constante de temps associée est de 10ns. Ce temps court d'application de la surtension réduit la probabilité de trouver un germe susceptible d'initier la décharge et la fermeture de l'éclateur ne sera pas systématique (figure 2.19).

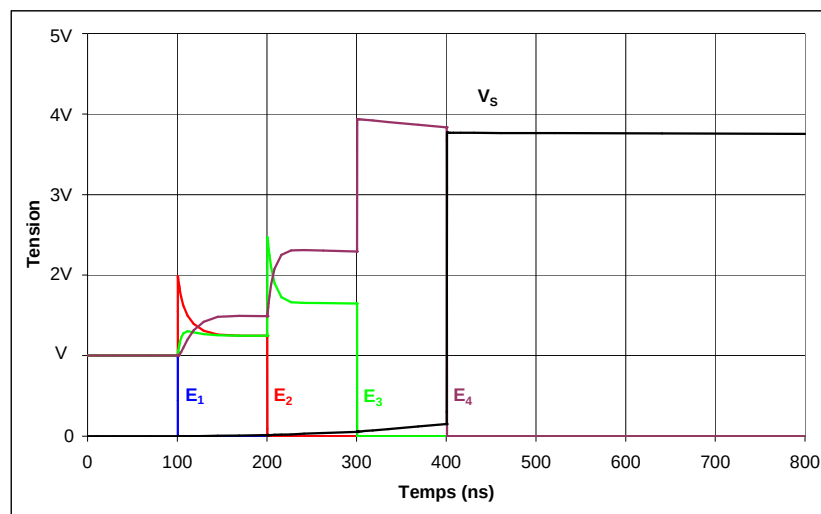


Figure 2.19 : Rôle des condensateurs parasites par rapport à la masse

- Les condensateurs parasites inter-électrodes sont liés à la conception des éclateurs à gaz et sont inévitables. La valeur de leur capacité est, généralement, dix fois plus élevée que celle des capacités des condensateurs précédents, soit de l'ordre de quelques picoFarad. La capacité peut être déterminée très exactement pour chaque configuration d'électrodes. A la fermeture de l'éclateur du premier étage, le schéma électrique permettant de déduire les tensions inter-électrodes est constitué de la mise en série des condensateurs de charge du générateur et des condensateurs inter-électrodes. Les tensions inter-électrodes n'atteignent ainsi plus 2V mais sont en rapport des valeurs des capacités des condensateurs de charge et des condensateurs inter-électrodes (figure 2.20).

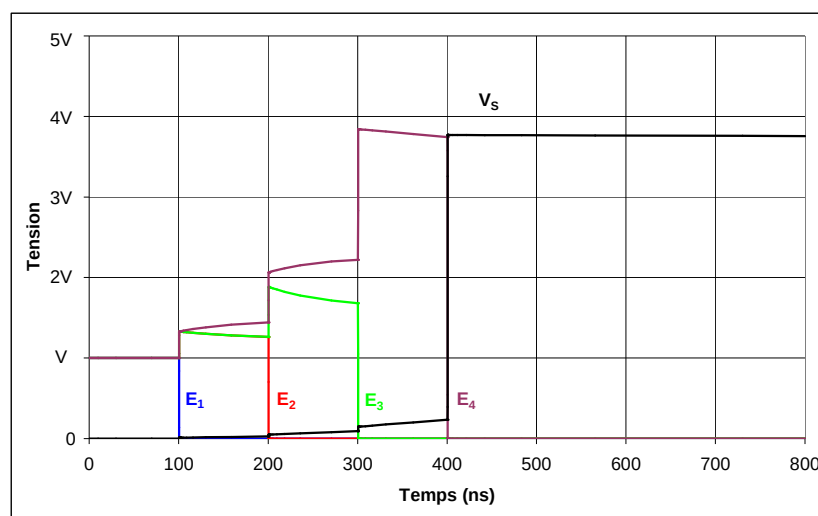


Figure 2.20 : Prise en compte des condensateurs parasites inter-électrodes

- La répartition, dans l'espace, des condensateurs de charge, des éclateurs et des résistances de charge et de référence est variable selon les caractéristiques, l'architecture et la géométrie des générateurs. On peut, cependant, remarquer que, dans le cas où ces derniers sont constitués de deux colonnes (figure 2.21), des condensateurs parasites existent entre étages. Ces condensateurs peuvent avoir des capacités importantes, surtout si l'ensemble est compact et que les étages sont isolés par des diélectriques. Dans des configurations d'isolement de tensions de charge inférieures à 50kV, les capacités mesurées sur les générateurs peuvent être de l'ordre de quelques dizaines de picoFarad.

Dans cette configuration, à la fermeture de l'éclateur du premier étage, la surtension la plus importante est induite sur l'éclateur du deuxième étage, tandis que la surtension sur l'étage suivant est réduite (figure 2.22). La répartition asymétrique des condensateurs parasites permet de favoriser la commutation des éclateurs dans l'ordre croissant des étages.

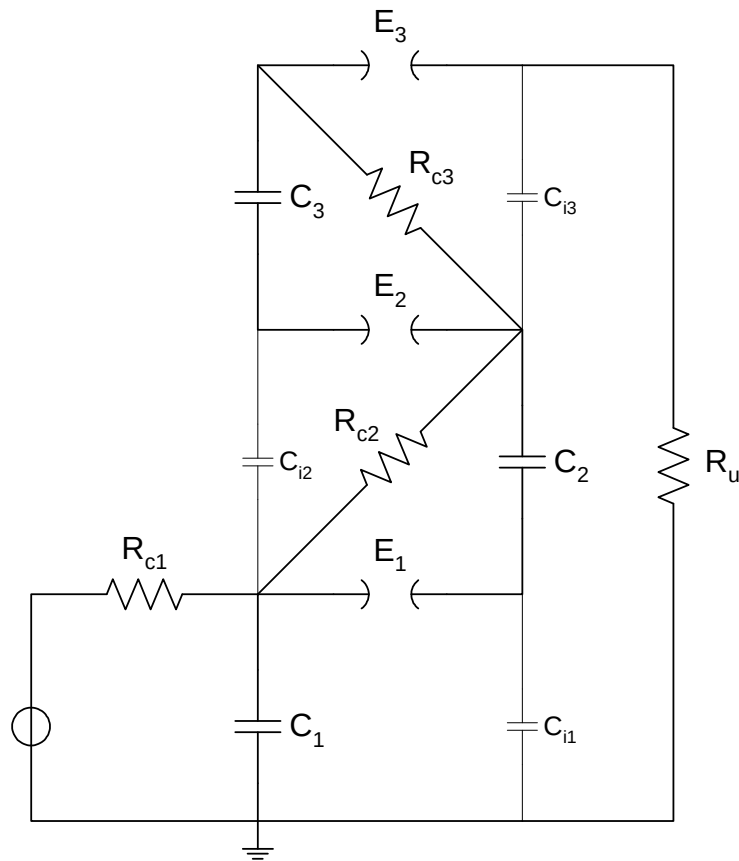


Figure 2.21 : Définition des condensateurs parasites entre étages (Marx à deux colonnes)

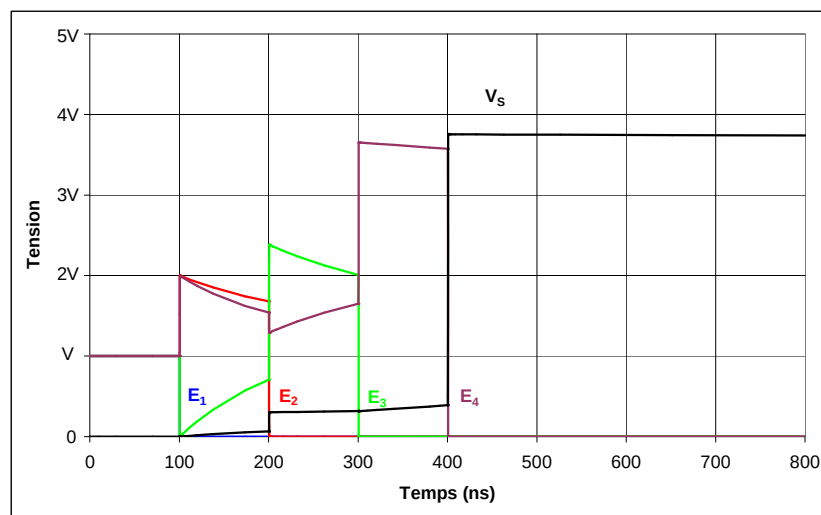


Figure 2.22 : Prise en compte des condensateurs parasites entre étages

Remarque 1 : Si la résistance d'utilisation n'est plus infinie, la résistance de référence R_{q4} n'est plus nécessaire. Le report des différences de potentiel aux bornes des éclateurs se fait de façon similaire à celle qui a été décrite précédemment. En revanche, le condensateur parasite de sortie ne joue plus un rôle aussi important et son influence ne se manifeste plus que sur le

rendement : la tension commutée en sortie du générateur se trouve dans un diviseur capacitif C_p / C_e . On peut également noter, à la fermeture des éclateurs de tous les étages, la présence d'impulsions en sortie du générateur : la commutation s'y couple au travers des condensateurs inter-électrodes (figure 2.20) et des condensateur inter-étages quand ils sont présents. Sur la figure 2.23, l'amplitude de ces pré-impulsions va croissant avec le numéro de l'étage, la capacité de couplage augmentant et étant successivement de $C_i/3$, $C_i/2$ et C_i . L'amplitude de ces impulsions parasites sera d'autant moins marquée que la capacité de sortie sera importante ; elles n'apparaîtront plus pour $C_p \gg C_i$.

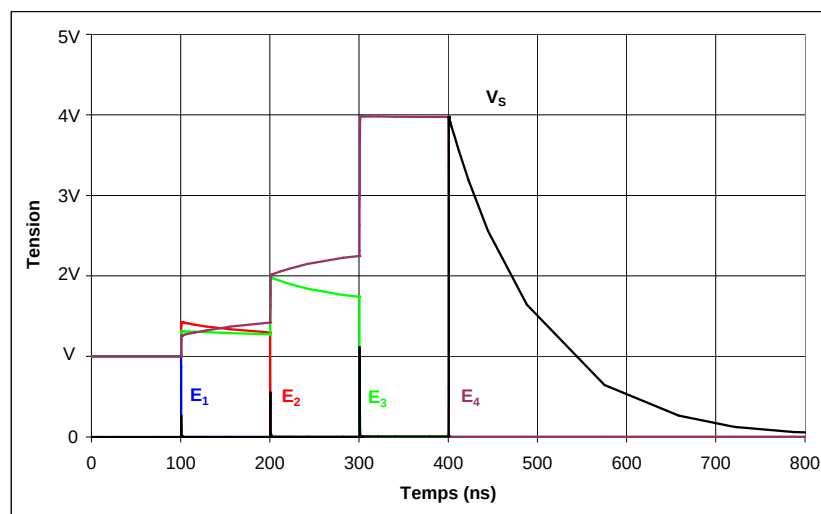


Figure 2.23 : Sans condensateur parasite entre étage ni condensateur parasite en sortie

Remarque 2 : On vient de montrer que les surtensions appliquées aux éclateurs des étages supérieurs peuvent être liées à la présence de condensateurs parasites sur chaque étage. On peut également observer, dans certaines configurations, des oscillations à la fermeture des éclateurs. Si la fréquence des oscillations générées est suffisamment basse, elles peuvent être à l'origine du déclenchement des éclateurs par application d'une surtension. Ce type de déclenchement peut difficilement expliquer la commutation des générateurs dont le temps de montée de l'impulsion de sortie est faible car, dans ces structures, les self-inductances ont été minimisées. Un exemple de simulation est présenté sur la figure 2.24 où une self-inductance de 100nH a été placée en série avec le commutateur sur chaque étage. Les oscillations observées sont liées à la résonance de circuits LC ($L = 0,1\mu H$), où C est la capacité du condensateur parasite de plus forte valeur qui va imposer la fréquence. Il convient, ainsi, de faire intervenir de fortes capacités parasites pour générer des oscillations dont la période est la plus large possible afin de favoriser le claquage de l'intervalle inter-électrodes.

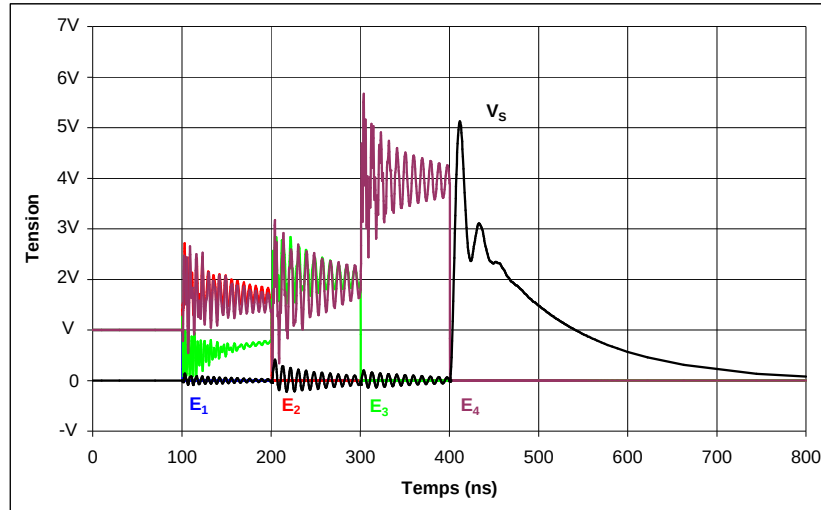


Figure 2.24 : Influence des self inductances

La présence d'éléments parasites s'avère importante, voire déterminante, pour le fonctionnement des générateurs de Marx. Leurs valeurs sont très difficiles à estimer et le recours à l'expérience reste le plus sûr moyen de vérifier leur rôle. Cependant, quand les self-inductances et les condensateurs parasites ont été minimisés, les éléments parasites restants résident dans le circuit équivalent du commutateur. Si ce dernier est à semiconducteur, la variation dynamique de ses éléments parasites est souvent connue et décrite. En revanche, si le commutateur est un éclateur à gaz, les éléments parasites, dus essentiellement à l'arc, sont, cette fois, à déterminer. Des formules empiriques expérimentales peuvent, alors, être utilisées. A titre d'exemple, la self-inductance d'un arc peut se mettre sous la forme :

$$L_{arc} = l \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{r_c}{r_s(t)} \right) \quad (2.8)$$

l étant la longueur de l'espace inter-électrodes, r_c le rayon du canal d'arc en retour et $r_s(t)$ la variation au cours du temps du rayon du canal plasma de décharge [KUS 85].

De même, la résistance d'arc peut être déterminée par :

$$R_t = \frac{88 R_u^{2/3}}{E^{4/3}} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/2} t^{-1} e^{-t/\tau} \quad (2.9)$$

avec ρ , la densité du gaz, τ , le temps de relaxation, R_u , la résistance d'utilisation et E , le champ électrique appliqué [MAR 65].

2.2.3. La structure à « résistances décalées »

Le fonctionnement d'un générateur de Marx à éclateurs à gaz, suivant le schéma classique de la figure 2.15, est sensible au déclenchement des éclateurs. On vient, cependant, de montrer que la présence de capacités et de selfs parasites produisait des surtensions susceptibles de favoriser le déclenchement des éclateurs. Deux problèmes subsistent cependant : tout d'abord, il est toujours désagréable de conditionner le fonctionnement d'un montage à la présence d'éléments parasites dont on maîtrise mal les valeurs ; ensuite, si l'on veut réaliser des générateurs de Marx rapides, il faudra en minimiser les éléments parasites et le problème du déclenchement des commutateurs se reposera.

Dans l'étude que nous venons de mener sur le générateur de Marx à structure classique, chaque étage est référencé à l'étage inférieur par l'intermédiaire d'une résistance. Le problème du déclenchement des différents éclateurs est lié à la différence de potentiel qui apparaît instantanément à leurs bornes. Celle-ci peut ne pas être suffisante pour amorcer la décharge dans l'intervalle inter-électrodes de chaque éclateur. Comme expliqué précédemment, chaque étage est initialement chargé à la tension V_0 et l'écartement des deux électrodes doit être réglé pour tenir cette tension. Il doit, également, permettre la commutation de l'éclateur pour une différence de potentiel légèrement supérieure à V_0 . De ce fait, ce réglage est critique et son fonctionnement irrégulier, voire impossible dans certains cas.

Pour palier ces aléas de déclenchement, une solution consiste à décaler les résistances de référence de chaque étage (figure 2.25) de façon à établir une différence de potentiel instantanée égale à $2V_0$ aux bornes de chaque éclateur lors de sa commutation.

Afin de conserver à l'onde de tension la même valeur à mi-hauteur que celle du montage classique équivalent, il convient de doubler la valeur des résistances de référence des deuxième, troisième, et quatrième étages.

Ainsi, lorsque le premier éclateur E1 est commuté, la première électrode de l'éclateur suivant (E2) se retrouve à $2V_0$ (figure 2.26), comme dans le montage classique mais, cette fois, la deuxième électrode de E2 est référencée à la masse, de telle sorte qu'il apparaît une différence de potentiel égale à $2V_0$ (ou légèrement supérieure si on tient compte des divers éléments parasites du circuit) aux bornes du second éclateur.

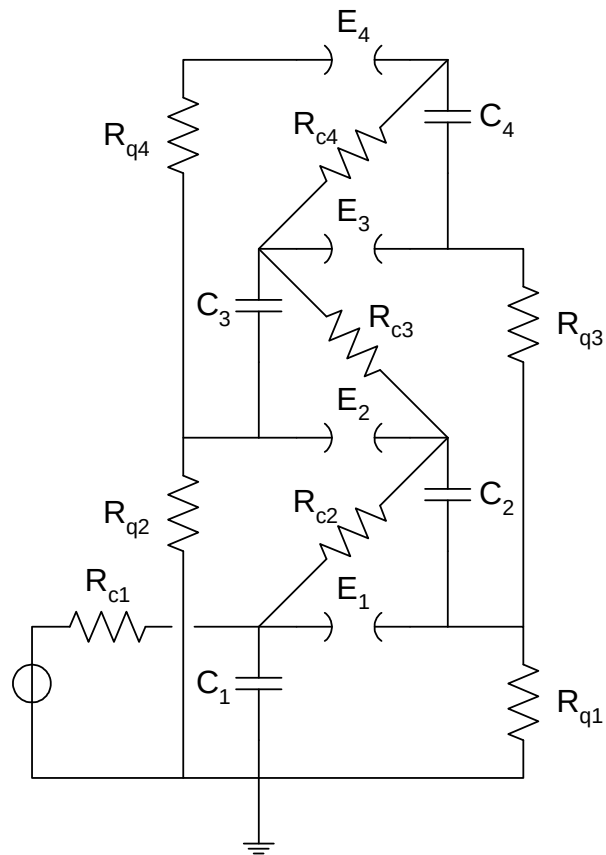


Figure 2.25 : Générateur de Marx à quatre étages réalisé en structure à résistances décalées

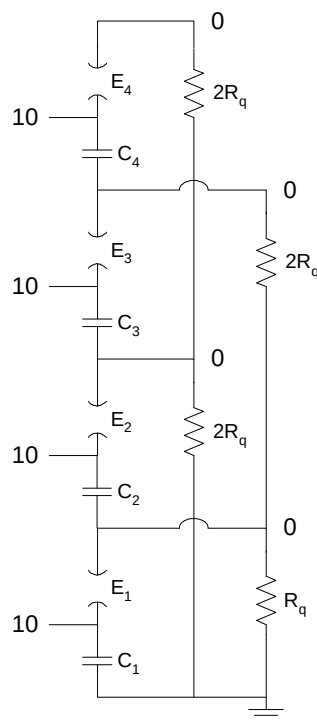
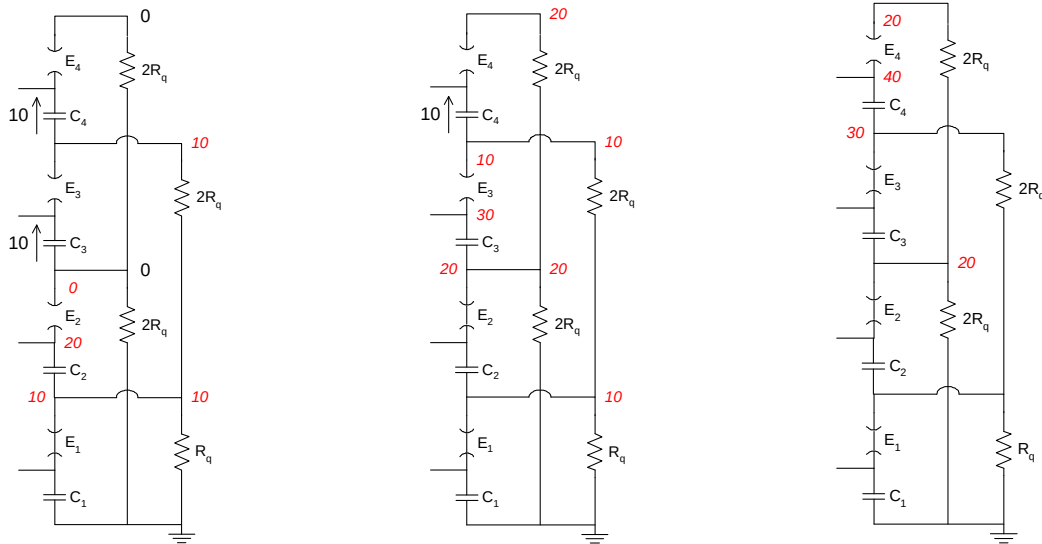


Figure 2.26 : Montage des résistances de référence décalées

L'écartement des électrodes de chaque éclateur étant toujours maintenu à la même valeur que dans le montage classique afin de tenir la tension initiale V_0 , la commutation des éclateurs est, dans ce cas, nettement améliorée et indépendante de la qualité du montage.

Ce phénomène se retrouve à tous les étages, comme on peut voir sur les figures 2.27.



(a) : commutation du 1^{er} étage

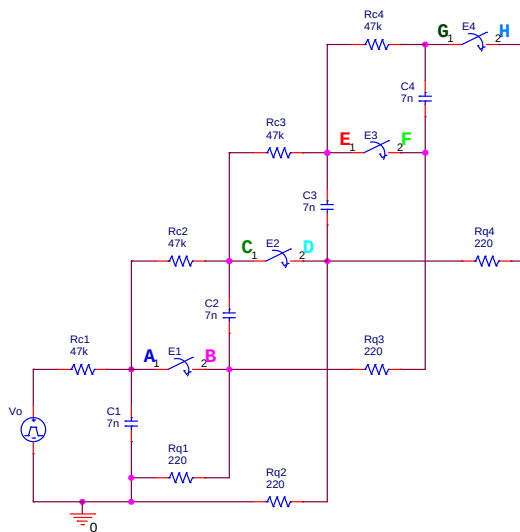
(b) : commutation du 2^{ème} étage

(c) : commutation du 3^{ème} étage

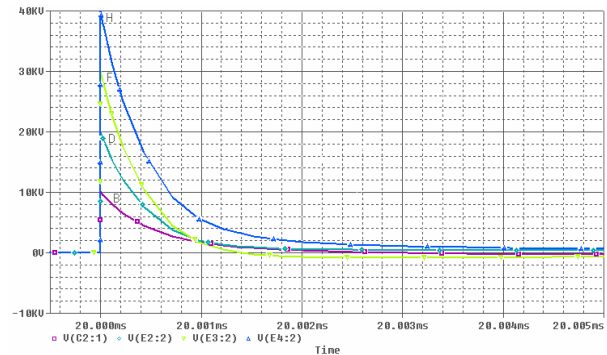
Figures 2.27 : Répartition des potentiels lors de la commutation

La simulation du montage de la figure 2.28 permet de mettre en évidence cette nouvelle répartition des potentiels lors de la commutation du générateur de Marx à « résistances décalées ». Les valeurs numériques utilisées pour la simulation sont les suivantes :

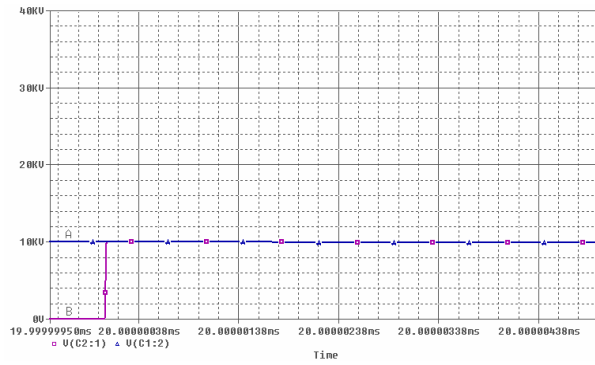
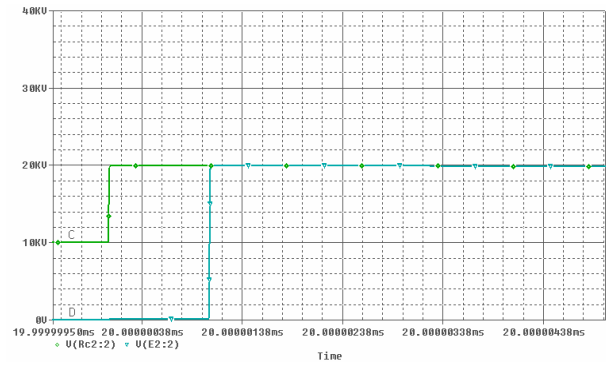
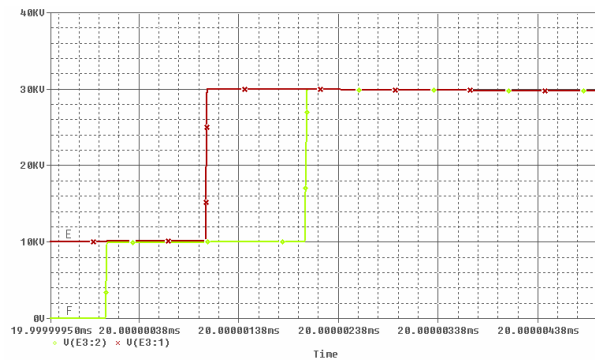
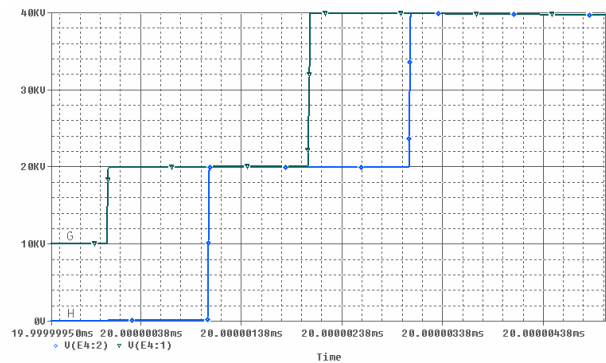
$$V_0 = 10\text{kV} ; C_i = 7\text{nF} ; R_{ci} = 47\text{k}\Omega ; R_{qi} = 220\Omega$$



(a) : Schéma du montage



(b) : Impulsions recueillies en sortie (B, D, F et H) de chaque étage du générateur

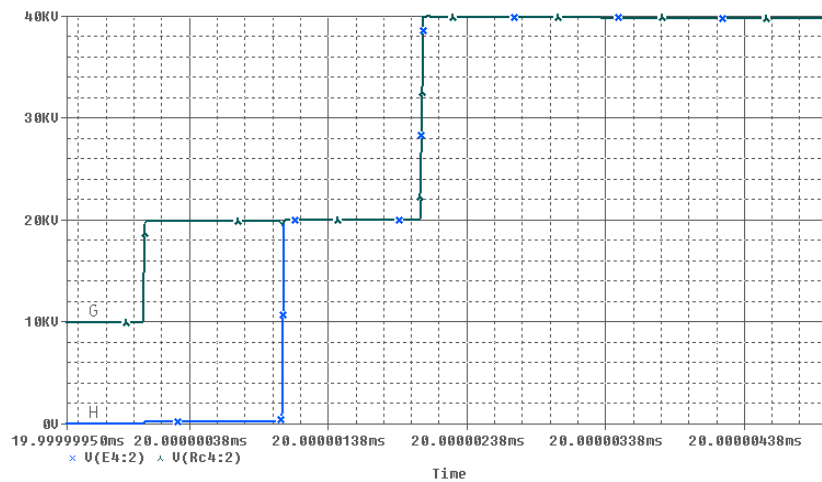
(c) : 1^{er} étage (A et B)(d) : 2^{ème} étage (C et D)(e) : 3^{ème} étage (E et F)(f) : 4^{ème} étage (G et H)

Figures 2.28 : Répartition des potentiels (c, d, e et f) lors de la commutation d'un générateur de Marx de quatre étages (a et b)

Résumons le fonctionnement de ce montage : les condensateurs C_i de chaque étage étant chargés à la tension V_0 , à travers les résistances de charge R_{ci} , les points A, C, E et G sont, initialement, portés au potentiel V_0 , tandis que les points B, D, F et H restent au potentiel nul (figures 2.28). Puis, E_1 commute : le potentiel des points B et F passe donc de 0 à V_0 (figures 2.28c et 2.28e) et celui des points C et G de V_0 à $2V_0$ (figures 2.28d et 2.28f). La tension critique de chaque éclateur étant légèrement supérieure à V_0 , E_2 voit une différence de potentiel de $2V_0$ à ses bornes, le point D restant au potentiel nul. Il commute donc à son tour. Le potentiel des points D et H passe de 0 à $2V_0$ (figures 2.28d et 2.28f). Le potentiel au point E passe de V_0 à $3V_0$ (figure 2.28e) et fait commuter E_3 . Ensuite, le point F voit son potentiel passer de V_0 à $3V_0$ (figure 2.28e), ce qui fait passer le potentiel du point G de $2V_0$ à $4V_0$ (figure 2.28f) et entraîne la commutation de E_4 . La tension aux bornes de R_q (point H) est alors de $4V_0$ (figure 2.28b et 2.28f).

Etant donné que E_4 voit la différence de potentiel à ses bornes passer à $2V_0$ en même temps que celle aux bornes de E_2 , il n'y a pas de raison pour qu'il ne commute pas avant E_3 .

Si c'est le cas, la tension aux bornes de R_q sera, néanmoins, encore de $4V_0$ quand E_3 commutera (figure 2.29).



4^{ème} étage (G et H)

Figure 2.29 : Répartition des potentiels au niveau du dernier étage d'un générateur de Marx de quatre étages

2.3. Réalisations et simulations

Deux réalisations pratiques de générateurs de Marx sont présentées maintenant : la première est basée sur la commutation d'éclateurs à air ambiant tandis que les commutateurs de la seconde sont constitués de thyristors.

2.3.1. Générateur 200kV, quatre étages à éclateurs à air

Deux générateurs de Marx ont été réalisés pour répondre aux besoins d'une étude préliminaire sur le rendement d'un réacteur de dépollution de gaz par effet couronne sous tension impulsionnelle bi-exponentielle. Le but de cette étude était de trouver la forme et l'amplitude de la tension susceptibles de conduire au meilleur rendement in situ. Les générateurs ont donc été conçus de façon à être modulables, c'est-à-dire que leurs résistances peuvent être changées facilement. Par contre, les condensateurs sont fixes et leurs valeurs ont été choisies pour favoriser la fréquence de répétition des impulsions avec l'un des générateurs (560pF) et l'aspect énergétique avec l'autre (2nF).

L'amplitude de la tension maximale à atteindre est fixée à 200kV. On a donc retenu une structure à quatre étages chargés, au maximum, à 50kV. La répétitivité la plus importante sera atteinte avec les condensateurs dont la capacité est la plus faible. De plus, la cellule de traitement sur laquelle est connectée la sortie du générateur de Marx présente une capacité équivalente de 150pF, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de la capacité équivalente du générateur de Marx ($560\text{pF}/4 = 140\text{pF}$). Ainsi, avec le générateur présentant une fréquence de répétition des impulsions élevée, la tension en sortie chute de moitié. On ne pourra tester la cellule de dépollution en fréquence qu'en configuration de tension appliquée réduite.

Les valeurs numériques des composants utilisés sont présentées tableau 2.2.

Capacité des condensateurs de charge (par étage) :	$C = 2\text{nF}$ ou 560pF
Résistances de charge (par étage) :	$R_c = 10\text{k}\Omega$
Résistances de référence (par étage) :	$R_q = 470\Omega, 1\text{k}\Omega, 10\text{k}\Omega$
Tension de charge maximale (par étage) :	50kV
Eclateur :	Air ambiant

Tableau 2.2 : Valeurs numériques des composants des deux générateurs de Marx

Le temps de recouvrement diélectrique de l'air entre les armatures des éclateurs a été réduit en soufflant l'arc avec un système de buse à air comprimé (7bar). On a ainsi pu atteindre une fréquence de répétition de 1kHz. Une vue des générateurs est présentée figures 2.30.



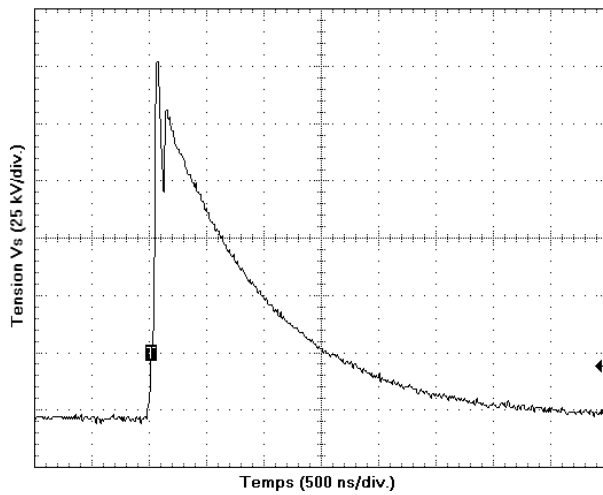
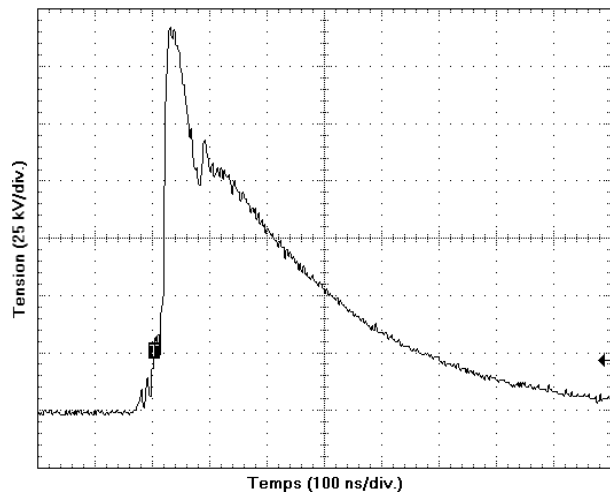
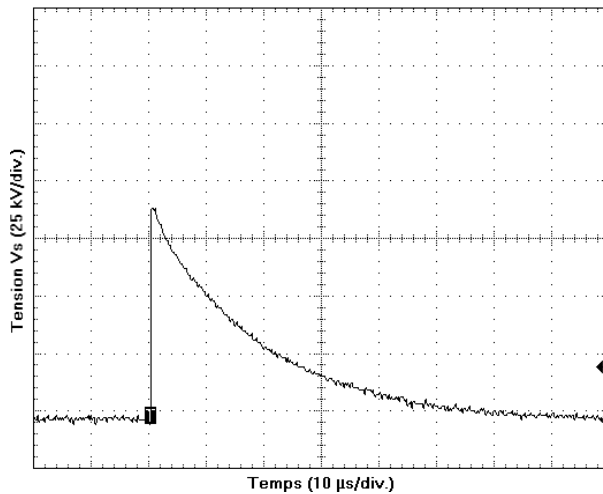
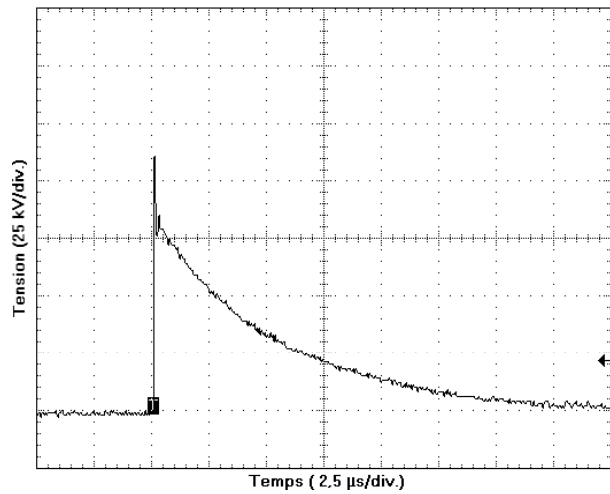
(a)



(b)

Figures 2.30 : Générateurs de Marx, 4 étages – 200kV

La représentation des tensions de sortie obtenues est présentée sur les figures 2.31.

(a) : $C = 2\text{nF} - R_q = 470\Omega$ (b) : $C = 560\text{pF} - R_q = 470\Omega$ (c) : $C = 2\text{nF} - R_q = 10\text{k}\Omega$ (d) : $C = 560\text{pF} - R_q = 10\text{k}\Omega$ **Figures 2.31 : Tensions de sortie pour différents couples de valeurs (R_q , C)**

Les performances de ces deux générateurs sont regroupées dans le tableau 2.3.

	Générateur de Marx 2			Générateur de Marx 1		
C (nF) / étage	0,560			2		
R_q (k Ω)	0,47	1	10	0,47	1	10
V_e (kV)	39	37	24	34	32	24
V_s (kV)	175	170	115	170	150	110
Rendement (%)	89	87	83,5	80	85,3	87,2
Temps de montée (ns)	40	35	30	40	35	30
Durée à mi-hauteur (μs)	0,15	0,25	2,5	0,56	1,12	9,4

Tableau 2.3 : Valeurs mesurées des paramètres caractéristiques des deux générateurs de Marx

Remarque : dans leur première mouture, ces deux générateurs ont été conçus en structure de Marx classique. Les premiers essais ont mis en évidence des déficiences au niveau de la commutation des éclateurs, que ce soit en fonctionnement mono-coup ou répétitif. C'est donc pour remédier à ce problème que nous avons développé la structure à résistances décalées qui a donné entière satisfaction, en ce sens que les éclateurs déclenchaient bien systématiquement.

Deux exemples de simulation du générateur de Marx 140pF, avec des résistances de référence respectivement de 470 Ω et de 10k Ω , selon le montage de la figure 2.18, nous permettent de valider notre circuit de simulation (tableau 2.5). On fixe, dans ce cas, aux éléments parasites les valeurs répertoriées tableau 2.4.

	Générateur de Marx 2	
C (nF) / étage	0,56	
R _{ref} (k Ω)	0,47	10
L _{self} (μ H)	1	10
C _i (pF)	3,5	
C _p (pF)	0,01	
C _{i_e} (pF)	10	

Tableau 2.4 : Valeurs des éléments parasites du générateur de Marx

```
Générateur de Marx 140pF

.LIB nom.lib

.TRAN 1ns 50.00125ms 50.00025ms

.PARAM U=20k, Rc=10k, Rref=0.47k, C=560p

.PARAM Ci=3.5p, Cp=0.01p, Ci_e=10p, Lself=1u

.PARAM Tsw_on=50.00025m

.PARAM Ttran=300n

V0 100 0 PULSE(0 {U} 0 1n 1n {Tsw_on} 10k)

*Etage 1
Rc1 100 1 {Rc}
Lself1 1 10 {Lself}
C1 10 0 CAP {C}
Ci1 2 0 {Ci}
Cp1 1 0 {Cp}
S1 1 2 2000 0 Smod
V1 2000 0 PULSE(0 1 {Tsw_on} {Ttran} 1 10k 11k)
Ci_e1 1 2 {Ci_e}
```

```

Cp2 2 0 {Cp}
Rq1 2 0 {Rq}

*Etage 2
Rc2 1 3 {Rc}
Lself2 3 30 {Lself}
C2 30 2 CAP {C}
Ci2 4 1 {Ci}
Cp3 3 0 {Cp}
S2 3 4 4000 0 Smod
V2 4000 0 PULSE(0 1 {Tsw_on} {Ttran} 1 10k 11k)
Ci_e2 3 4 {Ci_e}
Cp4 4 0 {Cp}
Rq2 4 0 {Rq}

*Etage 3
Rc3 3 5 {Rc}
Lself3 5 50 {Lself}
C3 50 4 CAP {C}
Ci3 6 3 {Ci}
Cp5 5 0 {Cp}
S3 5 6 6000 0 Smod
V3 6000 0 PULSE(0 1 {Tsw_on} {Ttran} 1 10k 11k)
Ci_e3 5 6 {Ci_e}
Cp6 6 0 {Cp}
Rq3 6 2 {Rq}

*Etage 4
Rc4 5 7 {Rc}
Lself4 7 70 {Lself}
C4 70 6 CAP {C}
Ci4 8 5 {Ci}
Cp7 7 0 {Cp}
S4 7 8 8000 0 Smod
V4 8000 0 PULSE(0 1 {Tsw_on} {Ttran} 1 10k 11k)
Ci_e4 7 8 {Ci_e}
Cp8 8 0 {Cp}
Rq4 8 4 {Rq}

.MODEL CAP CAP(C=1 VC1=2E-5 VC2=1E-9 TC1=0 TC2=0)

.MODEL Smod VSWITCH(RON=0.0001 ROFF=10G)

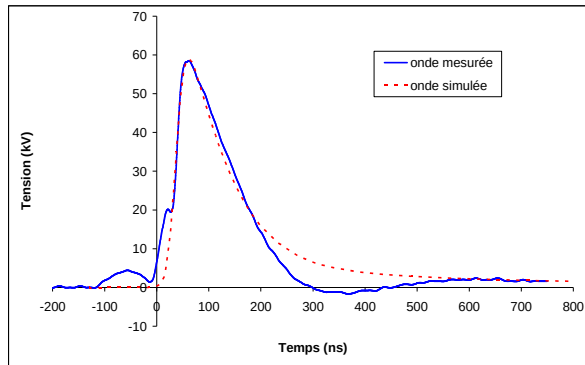
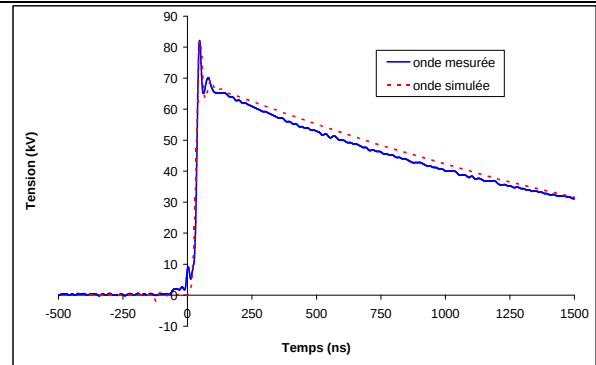
.PROBE
.END

```

Tableau 2.5 : Fichier circuit de simulation du générateur de Marx

On notera que le circuit de simulation tient compte de l'influence de la tension sur la valeur des condensateurs du générateur de Marx en introduisant un modèle CAP faisant appel à un coefficient linéaire (VC1) et un coefficient quadratique (VC2) de tension.

Les ondes simulées et mesurées sont présentées figures 2.32.

(a) : $R_q = 470\Omega$ (b) : $R_q = 10k\Omega$ **Figures 2.32 : Exemple de simulation d'un générateur de Marx ($C = 560\text{pF}$)**

2.3.2. Générateurs 120kV, 6 étages et 120 étages à thyristors

Un commutateur à semiconducteur, par exemple à thyristor, doit être déclenché par une impulsion externe. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'isolement de la commande peut se faire par l'intermédiaire d'un transformateur d'impulsions. Dans le cas où tous les circuits magnétiques des transformateurs ont le même circuit primaire, la commande sur chaque commutateur est quasi simultanée.

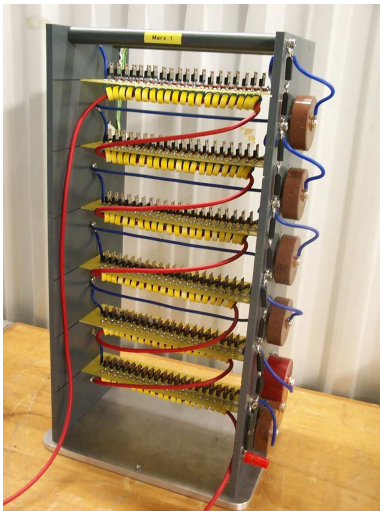
Pour réaliser des tensions impulsionnelles de 120kV, dont l'utilisation sera justifiée dans le chapitre suivant, et en utilisant des commutateurs à semiconducteurs, on peut proposer :

- soit de charger six étages à 20kV chacun, le commutateur de chaque étage étant alors constitué de 20 thyristors associés en série (la tenue diélectrique de chacun est de 1200V),
- soit de charger 120 étages, ne comprenant chacun qu'un seul thyristor, à 1kV.

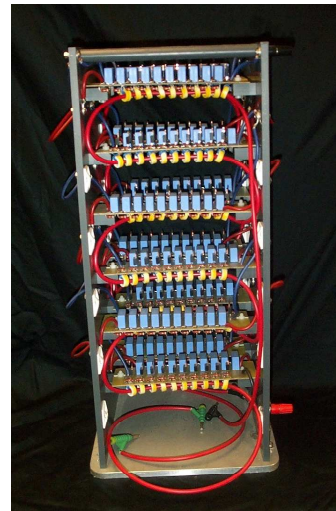
Ces deux réalisations sont présentées figures 2.33a et 2.33b et leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.6.

	Marx 1	Marx 2
Nombre de thyristors / étage	20	1
Nombre d'étages	6	120
Tension de charge (kV)	20	1
Capacité équivalente (pF)	670	180
Energie (J)	4,8	1,32

Tableau 2.6 : Caractéristiques des deux générateurs de Marx à thyristors



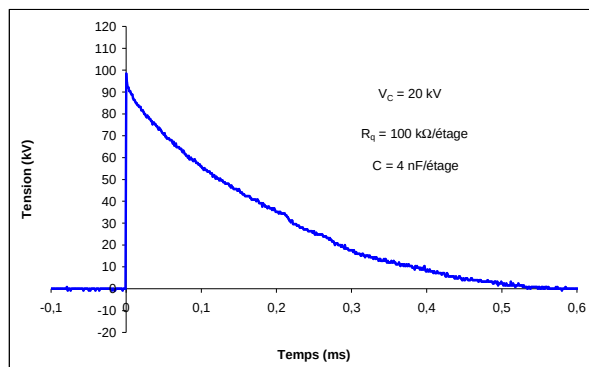
(a) : Marx 1



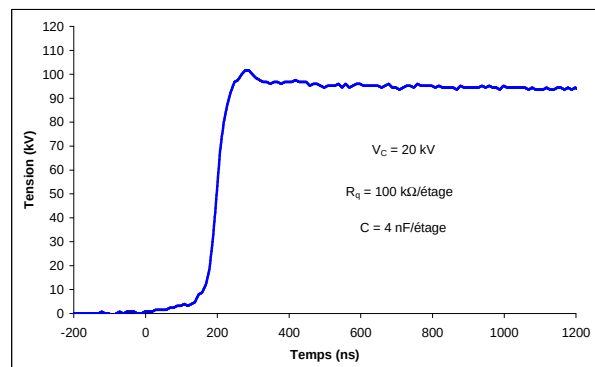
(b) : Marx 2

Figures 2.33 : Générateurs de Marx 120kV à thyristors

L'allure de l'onde de tension délivrée, à vide, par le générateur six étages est proposée figures 2.34.



(a) : Impulsion complète



(b) : Zoom sur la montée de l'impulsion

Figures 2.34 : Tension bi-exponentielle en sortie du générateur 6 étages

L'utilisation de commutateurs à semiconducteur, ici des thyristors 16TTS12, présente un certain nombre d'avantages :

- le rendement en tension est de l'ordre de 85%, ce qui est largement supérieur à ce que l'on peut obtenir avec des commutateurs à air ;
- la reproductibilité de l'impulsion du générateur est bonne ($\pm 2,5\%$) ;
- le jitter est faible, estimé inférieur à la nanoseconde.

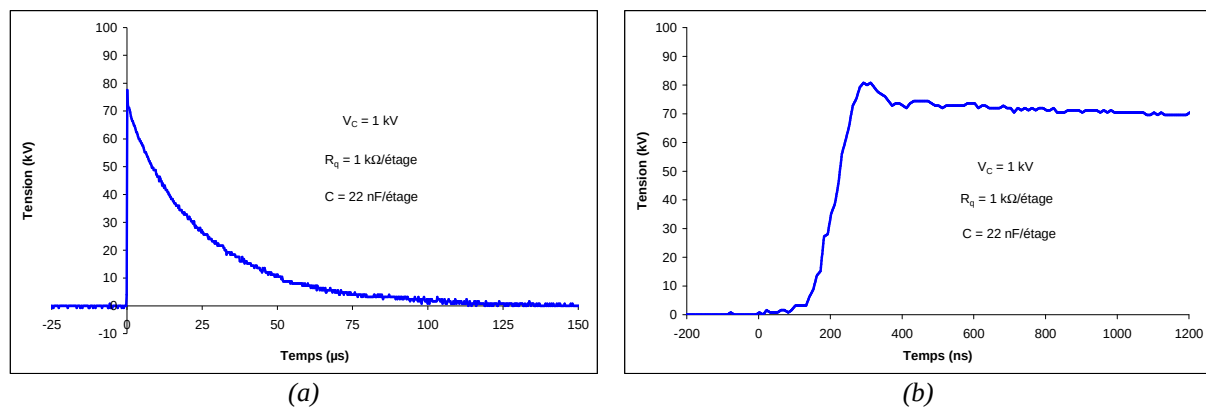
Par contre, le temps de montée de l'impulsion est de l'ordre de la centaine de nanosecondes, soit le temps de commutation des thyristors. Des temps plus courts (facteur 10 environ) pourraient être obtenus avec d'autres composants (MOSFET).

En prolongement de la réalisation précédente, nous avons essayé d'améliorer le système en réalisant un générateur de Marx de cent vingt étages dont les commutateurs sont constitués d'un unique thyristor, toujours déclenché par ferrite.

Les caractéristiques de ce générateur sont les suivantes :

- 120 thyristors 16TTS12 [IRF 98] ;
- un ferrite 3E5 (Philips [PHI 98]) par thyristor ;
- un condensateur de 22nF par étage, soit 180pF de capacité de stockage équivalente ;
- une résistance de charge de 5k Ω /étage ;
- une résistance de queue de 1k Ω /étage ;
- tension maximale de charge par étage : 1kV.

L'impulsion de tension délivrée, à vide, par ce générateur est représentée figure 2.35. Son amplitude est voisine de 80kV, soit un rendement en tension de 65%, ce qui est tout à fait convenable compte tenu du nombre élevé d'étages. Le temps de front est de 80ns, la reproductibilité de l'ordre de $\pm 2,5\%$ et le jitter inférieur à la nanoseconde.



Figures 2.35 : Impulsion de sortie à vide du générateur de Marx de 120 étages à 1 thyristor par étage

Ce générateur comporte autant de thyristors que le précédent à six étages mais présente un certain nombre d'avantages assez intéressants :

- quel que soit l'étage considéré, les thyristors ne sont soumis qu'à la tension de charge (1kV) du condensateur associé à cet étage et ne fonctionnent donc jamais en surtension comme ce peut être le cas lors d'une association série, même pourvue d'un réseau RC d'équilibrage des tensions ;
- le fait que chaque étage fonctionne sous 1kV, au lieu de 20kV, évite l'apparition d'effets couronnes sur les parties anguleuses portées à la haute tension (la valeur 20kV est proche de celle du champ critique dans l'air). Ces effets couronnes induisent des courants de fuite qui,

bien que faibles, sont prélevés sur des condensateurs, eux-mêmes de faibles valeurs, conduisant ainsi à une diminution du rendement en tension du générateur ;

- les condensateurs utilisés n'ont à supporter que 1kV et sont donc beaucoup moins chers, bien que vingt fois plus nombreux, et beaucoup plus faciles à se procurer que les condensateurs 20kV nécessaires à la réalisation du générateur six étages ;
- si, dans certaines applications, on souhaite faire travailler le générateur en fréquence, on peut supprimer les résistances de charge et de queue et les remplacer par des diodes : la charge des condensateurs est alors pratiquement instantanée. L'inconvénient réside dans le fait qu'il faudra un nombre important de diodes associées en série (2 par étage multiplié par 120 étages) et que cette association induira une chute de potentiel d'environ 150V (pour un seuil de 0,6V) sur le dernier étage qui ne sera donc chargé, au mieux, qu'à 850V. Pour un fonctionnement à faible taux de répétitivité, on peut compenser cette perte en mettant des résistances en parallèle sur les diodes et atteindre, ainsi, la charge nominale.

La figure 2.36 présente l'amplitude en tension et le temps de front de ce générateur 120 étages (montage à diodes et résistances), en fonction de la valeur de la résistance de queue (ici, commune à tous les étages afin de la faire varier plus commodément).

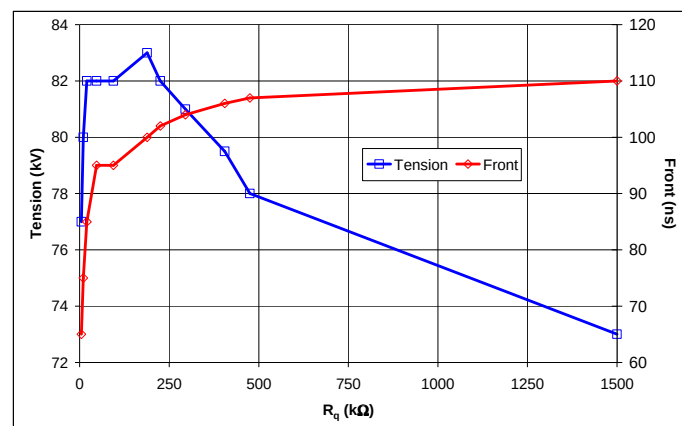


Figure 2.36 : Amplitude de la tension et temps de front du générateur de Marx de 120 étages à 1 thyristor par étage, chargés à 1kV, en fonction de la valeur de la résistance de queue

Un point de fonctionnement optimal est obtenu autour des valeurs $100\text{k}\Omega < R_q < 200\text{k}\Omega$, $V_M \approx 82\text{kV}$. Le temps de front correspondant est, alors, voisin de 95ns. Ce générateur de Marx nécessite donc un certain niveau de courant (400 à 800mA) pour pouvoir fonctionner avec un bon rendement en tension.

Précisons, également, qu'il est nécessaire d'utiliser deux câbles de déclenchement, parcourus par la même impulsion, afin de réduire le retard entre les instants d'apparition du signal sur le premier et le dernier thyristors qui n'est plus négligeable.

3. Générateur d'impulsions haute tension à transformateur

3.1. Présentation de l'application

Dans le cadre d'une collaboration entre le LGE de Pau et l'Institut de Recherche en Communications Optique et Micro-ondes (IRCOM) de Limoges, des travaux ont abouti à la réalisation de systèmes transitoires de mesure et de détection radar ultra large bande (ULB) pour la détection de mines affleurantes ou enfouies dans le sol. Ces travaux ont été effectués pour le compte du Centre d'Electronique de l'Armement (CELAR), un organisme de la Direction Générale de l'Armement (DGA). Le rôle du LGE a consisté à concevoir et réaliser un générateur d'impulsions ultra brèves de très fortes puissances crêtes [BOU 03b, PEC 01].

Le générateur proprement dit est à structure de ligne et intègre un commutateur à gaz pressurisé. Lorsque ce générateur est directement alimenté sous tension continue, son éclateur fonctionne en mode relaxé et la reproductibilité des impulsions est de l'ordre de $\pm 10\%$. Afin d'améliorer cette reproductibilité, il a été envisagé de charger le générateur par une alimentation pulsée à fronts raides et d'amplitude telle que l'éclateur soit surtensionné.

Le but est donc de générer, à une fréquence réglable de 0 à 500Hz, des impulsions de tension de fronts de montée rapides ($\approx 200\text{ns}$) et d'amplitude voisine de 60kV. De plus, il est nécessaire d'initier la décharge, dans l'éclateur du générateur, pendant la partie la plus raide du front de montée de l'impulsion délivrée par l'alimentation pulsée pour obtenir une bonne reproductibilité des impulsions et une bonne stabilité en fréquence.

Pour réaliser un tel système, notre choix s'est porté sur l'utilisation d'un commutateur à thyristors, associé à un transformateur d'impulsions destiné à amplifier les impulsions délivrées par le commutateur suivant le schéma de principe de la figure 2.37.

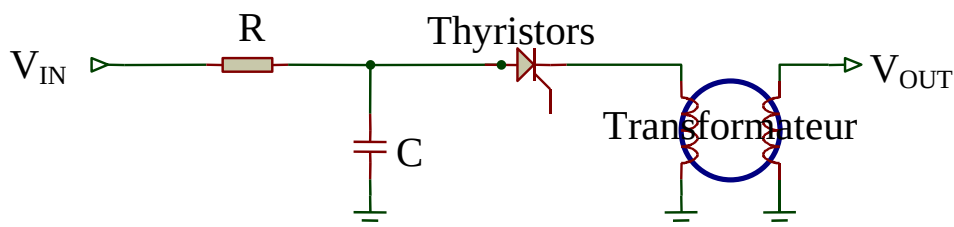


Figure 2.37 : Schéma de principe du dispositif utilisant un transformateur d'impulsions

Le commutateur est constitué de quatre circuits connectés en parallèle, composés, chacun, de dix thyristors 16TTS12 associés en série afin de permettre des tenues en tension élevées (10kV) sans perdre en rapidité. Chaque circuit possède son propre condensateur de stockage de 1,1nF, répartissant ainsi, équitablement, le courant entre chaque branche du commutateur [SPA 93], de façon à rester en dessous de la valeur du courant de latching des thyristors (cf chap. 1) et permettre, ainsi, le fonctionnement en fréquence.

L'impulsion de 10kV d'amplitude, délivrée en sortie du commutateur, est ensuite amplifiée au moyen d'un transformateur d'impulsions qu'il a fallu réaliser en optimisant ses éléments constitutifs (câbles HT, matériau ferrite, nombre d'enroulements, diélectrique assurant la tenue en tension, etc...).

3.2. Le transformateur

Cette étude est un travail préliminaire à un projet de plus grande envergure où l'approche sera plus systématique, tant du point de vue pratique en investiguant une gamme plus large de matériaux magnétiques, que théorique. Compte tenu des phénomènes physiques à prendre en compte lors de la conception d'un transformateur utilisé à la résonance pour la génération d'une impulsion haute tension brève (couplage et matériau magnétique), la mise au point présentée ici repose sur des essais successifs menant à la convergence vers un dispositif permettant de remplir le cahier des charges. Le transformateur a été réalisé au laboratoire : on a sélectionné, parmi les disponibilités, la nature du matériau magnétique et sa dimension les mieux adaptées à l'application, puis la bonne combinaison de ses enroulements primaire et secondaire. Le transformateur issu de ces choix a alors été caractérisé en fréquence à faible signal, puis en fonctionnement à plus haute tension.

3.2.1. Choix du tore de ferrite

Ce travail étant une étude préliminaire, nous l'avons entamé avec les différents tores de ferrite disponibles au laboratoire et dont les principales caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 2.7.

Les parties réelle et imaginaire de la perméabilité sont très dépendantes de la fréquence, mais aussi du courant. De plus, la valeur de la perméabilité initiale μ_i n'est donnée, par les

constructeurs, que pour de faibles valeurs du champ magnétique : elle ne peut servir que de base à notre choix et des essais qualitatifs supplémentaires sont indispensables.

Matériau	f_c (MHz)	μ_i	H_s (A.m ⁻¹)	$\varnothing$ (mm)
3F4 Philips [PHI 98]	5,5	900	400	107
B1 LCC [LCC 97]	1,5	2500	350	63
A4 LCC [LCC 97]	0,6	6000	280	63
A6 LCC [LCC 97]	0,7	4000	350	63

Tableau 2.7 : Caractéristiques des tores de ferrite utilisés (avec f_c : fréquence de coupure ; μ_i : perméabilité initiale ; H_s : excitation magnétique de saturation ; $\varnothing$: diamètre du tore de ferrite)

Pour une même configuration de huit enroulements au primaire, on relève, à partir du montage de la figure 2.37, la tension obtenue selon le tore de ferrite utilisé. Les résultats sont présentés figure 2.38.

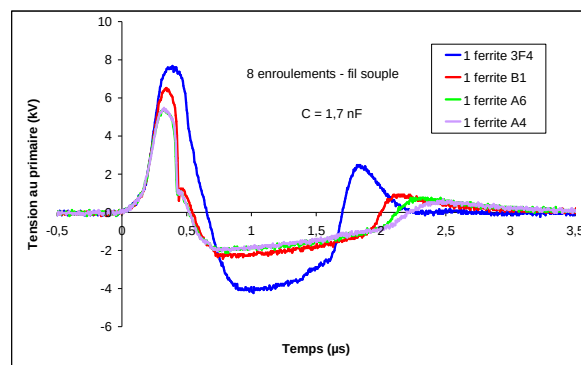


Figure 2.38 : Tension en sortie du commutateur fonction du matériau ferrite utilisé

Ces enregistrements montrent que la tension la plus élevée est obtenue avec le tore de ferrite 3F4. Ce matériau présente la fréquence de coupure, f_c , la plus élevée, compatible avec les temps de montée de l'impulsion de sortie visés. De plus, son diamètre est le plus grand ; la saturation est donc, comparativement, moins critique.

3.2.2. Enroulements du primaire et du secondaire

Le diamètre extérieur du tore de ferrite 3F4 est de 107mm. Pratiquement, nous ne pouvons pas bobiner plus de quarante spires au secondaire. Au-delà, les enroulements se chevauchent et le couplage diminue, ce qui a pour effet de limiter le rendement. Sachant que

nous souhaitons obtenir une tension de sortie au moins égale à 50kV, on fixe le nombre n_1 d'enroulements au primaire à quatre et on fait varier le nombre n_2 de spires au secondaire. Pour éviter les claquages, la tension d'alimentation à l'entrée du commutateur est, pour l'instant, limitée à 5kV et l'on étudie, figure 2.39, l'influence du nombre de spires au secondaire sur l'amplitude de la tension de sortie.

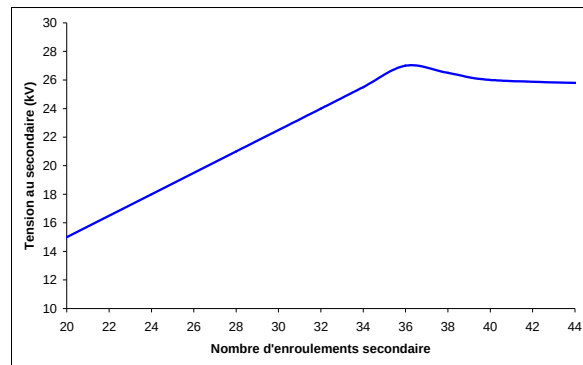
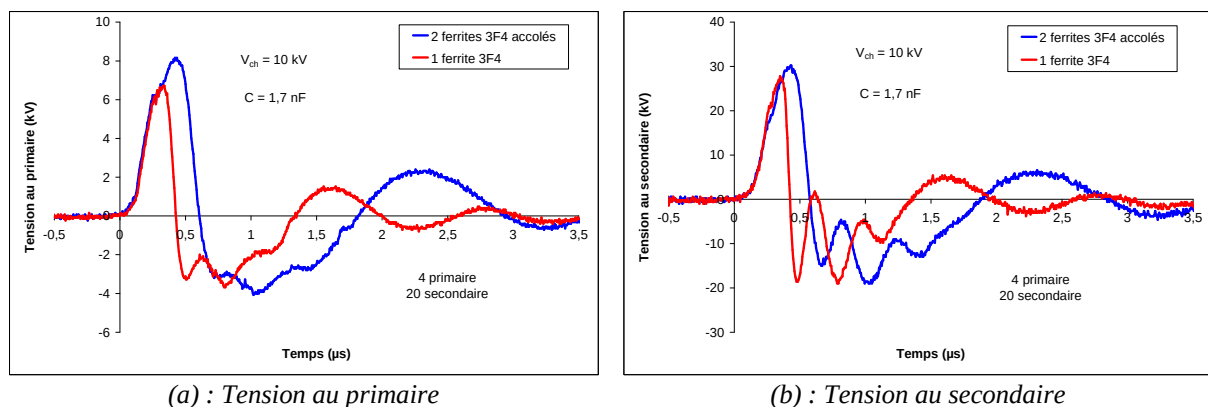


Figure 2.39 : Tension en sortie du transformateur en fonction du nombre d'enroulements au secondaire.

La dépendance linéaire entre l'amplitude de la tension en sortie du transformateur et le nombre d'enroulements au secondaire est vérifiée jusqu'à $n_2 = 36$. La tension de sortie est alors maximale et vaut 27kV.

Si l'on accole deux tores de ferrite, on va augmenter l'impédance (parties réelle et imaginaire) présentée par le matériau ferrite et réduire, ainsi, le courant dans le primaire : la saturation en sortie sera, alors, repoussée et l'amplification en tension augmentée.

Ainsi, par exemple, en fixant $n_1 = 4$ et $n_2 = 20$, nous comparons, figures 2.40, les résultats obtenus avec un seul tore de ferrite et deux tores de ferrite, de même nature, accolés.



Figures 2.40 : Comparaison entre un et deux tores de ferrite accolés

3.2.3. Utilisation en autotransformateur

Afin d'améliorer encore la tension de sortie du transformateur, les enroulements primaire et secondaire peuvent être branchés en autotransformateur (figure 2.41). De cette manière, les enroulements du primaire sont pris en compte dans le gain en tension.

Ainsi, par exemple, pour un même transformateur composé d'un tore de ferrite 3F4 alimenté sous 8kV, une impulsion d'amplitude 21kV est obtenue avec un montage classique alors qu'elle atteint 27kV en montage en autotransformateur.

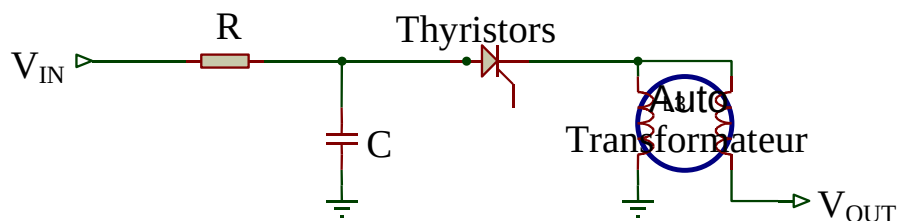


Figure 2.41 : Montage en autotransformateur

3.2.4. Problème de tenue en tension

Lors des essais effectués à une fréquence de 500Hz et pour une amplitude de sortie de 50kV, des effets couronnes se sont produits au niveau du secondaire du transformateur ; des charges se sont alors déposées sur l'isolant du câble souple que l'on utilisait jusqu'alors et ont induit des claquages intempestifs. L'utilisation de ce câble, de tenue en tension égale à 8kV/DC, a été abandonnée au profit d'un autre câble, semi-rigide, annoncé pour tenir 25kV/DC. Les effets couronnes ont diminué mais pas totalement disparu et nous avons donc été amenés à plonger l'ensemble du transformateur dans un diélectrique.

3.2.5. Conclusion

Ces essais préliminaires permettent de conclure que :

- le matériau ferrite 3F4 convient pour cette application ;
- le fait d'accoler plusieurs tores de ferrite permet de repousser les phénomènes de saturation des tores ;
- le système de l'autotransformateur est avantageux ;

- l'immersion dans de l'huile, ou dans une résine d'enrobage, est indispensable pour un fonctionnement correct en fréquence.

Pour des raisons de commodité d'utilisation, notre choix final de diélectrique s'est porté sur une résine polyuréthane d'enrobage UR5048 Electrolube [ELE 97].

Le transformateur définitif, figure 3.42, est composé de quatre enroulements au primaire et de trente-six enroulements au secondaire réalisés autour de trois tores de ferrite 3F4, de diamètre 107mm, accolés.

Ses dimensions sont les suivantes : diamètre extérieur : 14 cm ; hauteur : 14 cm.

Il peut délivrer des impulsions d'amplitude $\approx 200\text{A}$ sous 100kV .

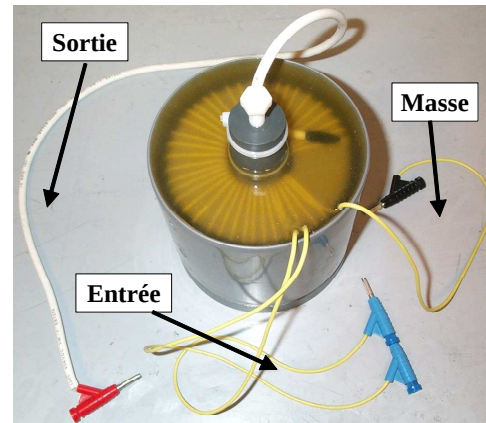


Figure 3.42 : Transformateur d'impulsions à ferrites

3.2.6. Caractéristiques du transformateur

Afin de définir les caractéristiques de fonctionnement du transformateur d'impulsions réalisé, nous avons mesuré son impédance d'entrée et son paramètre S_{11} . Attention cependant : les résultats présentés ont été obtenus avec de faibles signaux et ne peuvent être transposés, en l'état, au fonctionnement en puissance du transformateur.

Pour caractériser l'entrée du transformateur, on a utilisé deux méthodes :

- La première, figure 2.43, permet de déterminer le déphasage entre le courant, mesuré aux bornes d'un shunt de 10Ω , et la tension d'entrée. Elle utilise un générateur BF (0 à 3MHz) qui délivre des signaux sinusoïdaux d'amplitude maximale égale à 20V crête à crête.

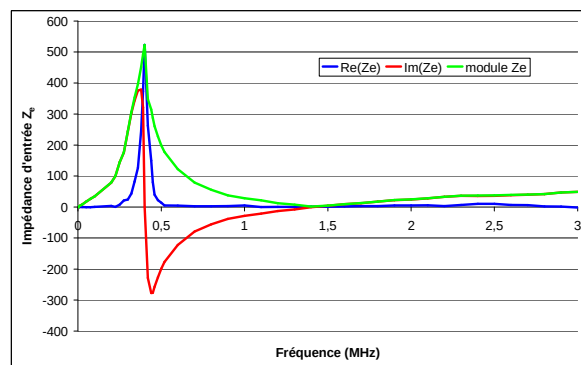


Figure 2.43 : Impédance d'entrée Z_e du transformateur

L'impédance d'entrée du transformateur est caractérisée par deux résonances, l'une à 400kHz (résonance parallèle), l'autre à 1,5MHz (résonance série).

- La deuxième a été effectuée au moyen d'un analyseur de réseau (de 300kHz à 10MHz), en mesurant le paramètre S_{11} (figure 2.44).

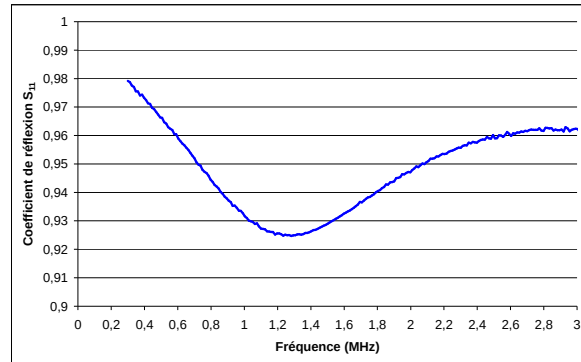


Figure 2.44 : Coefficient de réflexion S_{11} au primaire (300kHz – 3MHz)

Le coefficient de réflexion S_{11} permet de déterminer la fraction de la puissance réfléchiée vers le générateur, en fonction de la fréquence. Les résultats présentés précédemment se retrouvent ici : un maximum de puissance est transféré au transformateur à la fréquence correspondant à la résonance série où l'impédance ramenée est la plus faible.

3.2.7. Résultats expérimentaux

Le transformateur que nous avons réalisé est, de nouveau, utilisé dans un circuit de décharge de condensateur (figure 2.45). Pour une tension $U_1 = 100V$ commutée en entrée, nous faisons varier la valeur du condensateur C_1 de stockage (4nF, 8nF et 16,5nF).

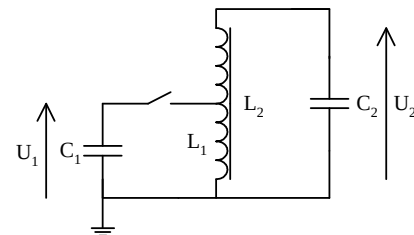


Figure 2.45 : simulation expérimentale

Quelle que soit la valeur du condensateur C_1 , ces essais mettent en évidence la présence de deux fréquences de résonance dont les valeurs sont reportées dans le tableau 2.8.

		Résonances BF (kHz)	Résonances HF (MHz)	Tension de sortie (kV)	Rapport
Condensateur (nF)	4	227	1,7	0,9	9
	8	186	1,53	1,15	11,5
	16,5	147	1,4	1,15	11,5

Tableau 2.8 : Fréquences de résonance expérimentales

Les enregistrements des impulsions recueillies en sortie sont donnés figure 2.46.

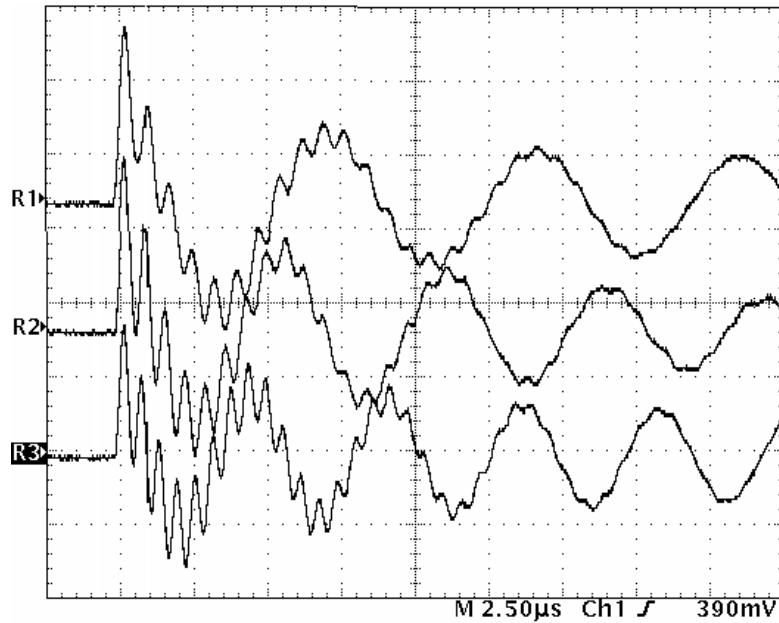


Figure 2.46 : Enregistrements des impulsions délivrées par le transformateur (500V/div.)
($V_E = 100V$; $R1 : C_1 = 16,5nF$; $R2 : C_1 = 8nF$; $R3 : C_1 = 4nF$)

En considérant le schéma électrique de la figure 2.45 où C_1 est la capacité du condensateur de charge, C_2 la capacité du condensateur parasite présent au secondaire, L_1 , la self-inductance du primaire et L_2 la self-inductance totale du secondaire, l'expression de la tension de sortie peut s'écrire :

$$U_2(t) = \frac{U_1 k}{C_2 \sqrt{L_1 L_2}} \frac{\cos(\omega_b t) - \cos(\omega_a t)}{\omega_a^2 - \omega_b^2} \quad (2.10)$$

avec : k , coefficient de couplage

$$\omega_a^2, \omega_b^2 = \frac{1}{2(1-k^2)} \left(\frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{L_2 C_2} \right) \pm \frac{1}{2(1-k^2)} \sqrt{\left(\frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{L_2 C_2} \right)^2 - \frac{4(1-k^2)}{L_1 L_2 C_1 C_2}} \quad (2.11)$$

Dans cette équation, la valeur de C_1 est fixée et celle de C_2 correspond, pour un fonctionnement à vide, à la capacité de l'enroulement secondaire. Cette valeur a été déterminée expérimentalement par la méthode de la demi-tension ; elle est estimée à 70pF.

Les inductances équivalentes L_1 et L_2 peuvent être évaluées en conformité avec la relation 2.11.

Les fréquences de résonance, obtenues pour les valeurs suivantes :

$$L_1 = 100\mu H ; L_2 = 800\mu H ; C_2 = 70pF ; k = 0,9$$

sont reportées dans le tableau 2.9 pour trois valeurs du condensateur de stockage C_1 .

		Résonances BF (kHz)	Résonances HF (MHz)
Condensateur (nF)	4	238	1,63
	8	173	1,59
	16,5	122	1,56

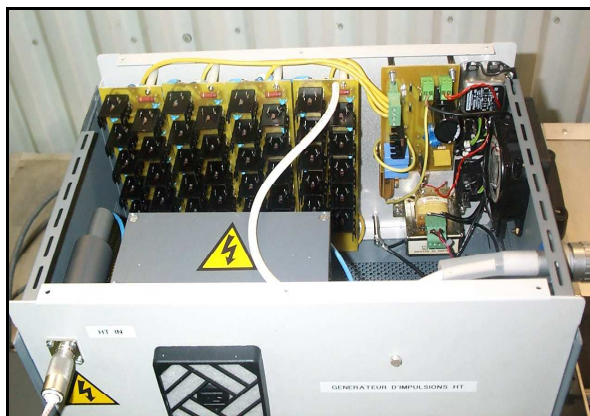
Tableau 2.9 : Fréquences de résonance calculées

La fréquence de résonance basse dépend fortement de la valeur de la capacité du condensateur de charge tandis que la fréquence haute est moins dépendante de cette valeur. Dans le cas où le couplage est faible ($k \rightarrow 0$), ces deux fréquences sont indépendantes.

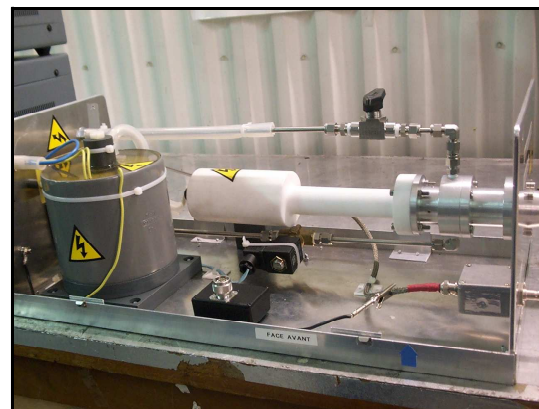
3.3. Le générateur d'impulsions

L'alimentation pulsée complète, constituée du commutateur à thyristors et du transformateur d'impulsions, permet de délivrer, pour une tension de charge des condensateurs de 9kV, des impulsions d'amplitude crête voisine de 55kV, de temps de montée ≈ 250 ns et de fréquence variable de 0 à 500Hz. Lorsque le générateur fonctionne à sa fréquence maximale, le chargeur qui l'alimente doit pouvoir débiter un courant de 30mA sous 10kV.

Sur les photographies proposées figures 2.47, on distingue le commutateur à thyristors muni de son circuit de commande (2.47a) et le transformateur d'impulsions à ferrites (2.47b).



(a) : L'alimentation impulsionnelle



(b) : Le transformateur à ferrites associé au générateur ULB

Figures 2.47 : Le générateur d'impulsions ultra brèves

On rappelle que le commutateur est constitué de quatre circuits connectés en parallèle, composés, chacun, de dix thyristors 16TTS12 associés en série et que chaque circuit possède son propre condensateur de stockage de 1,1nF.

L'oscillogramme de la figure 2.48 présente l'allure des signaux obtenus, à vide, en sortie du transformateur d'impulsions. L'amplitude de la première impulsion est de 56kV, son temps de montée T_f de 250ns pour une durée à mi-hauteur d'environ 300ns.

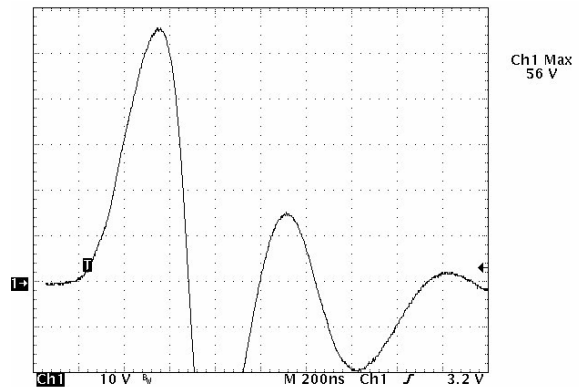
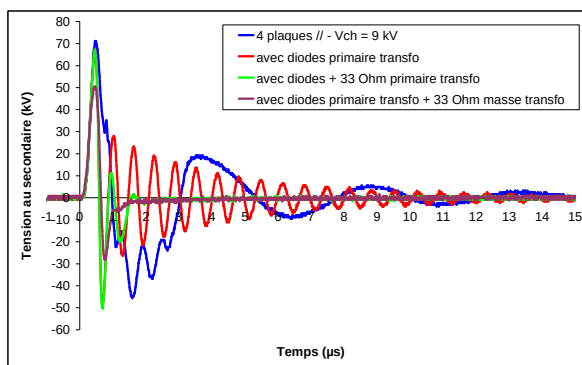


Figure 2.48 : Allure, à vide, des impulsions en sortie de l'alimentation pulsée

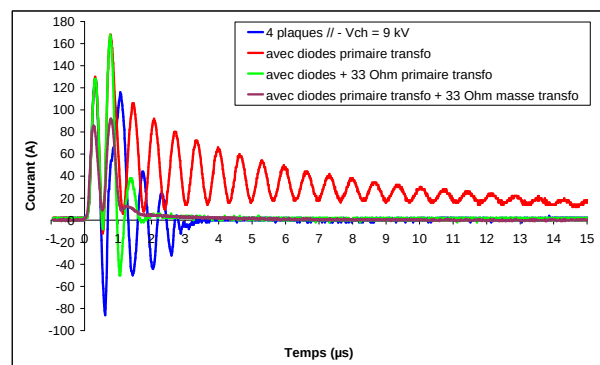
On peut remarquer que le temps de montée de l'impulsion est différent de celui de descente, qui est plus bref. Ceci s'explique par la saturation des ferrites du transformateur qui se manifeste pour les fortes valeurs du courant, c'est-à-dire de la tension, et qui se traduit par une diminution du coefficient de couplage du transformateur.

On a représenté, figure 2.49a, l'allure complète des signaux obtenus. On note l'existence d'importantes oscillations qui ne peuvent qu'être néfastes au bon fonctionnement du commutateur à gaz du générateur.

Afin de diminuer cette quantité de charge, on a monté une diode en anti-parallèle sur le primaire, puis ajouté une résistance de 33Ω en série avec cette diode et, enfin, repositionné cette résistance de 33Ω en série avec le secondaire.



(a) : Impulsions de tension au secondaire



(b) : Impulsions de courant

Figures 2.49 : Impulsions caractéristiques du transformateur

On peut observer, figures 2.49, l'influence de ces diverses modifications sur les allures des impulsions de tension et de courant au secondaire du transformateur. Le pic négatif

résiduel qui subsiste sur l'impulsion de tension correspond à la tension de recouvrement de la diode. La figure 2.50 détaille le fonctionnement définitif du système ainsi amélioré.

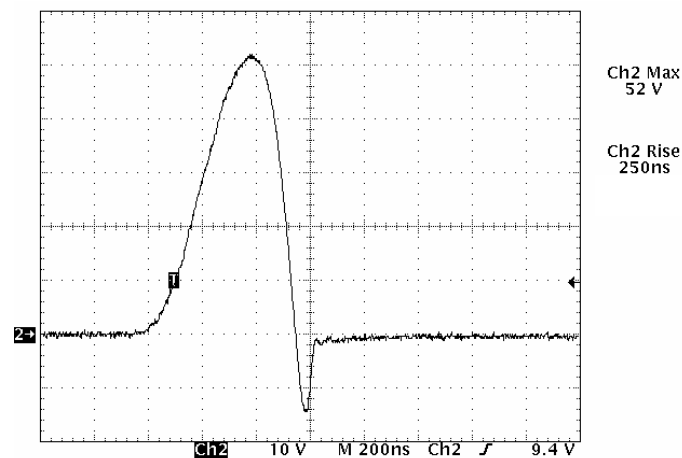


Figure 2.50 : Tension de sortie du transformateur d'impulsions

3.3.1. Optimisation

Pour améliorer encore, notamment du point de vue de la sécurité, le dispositif que nous venons de présenter, il nous a été demandé d'utiliser une source de tension continue de 1kV à la place de celle de 10kV. Par rapport à la réalisation précédente, il faut, alors, passer d'une structure de commutateur simple, c'est-à-dire sans amplification de tension, à une structure amplificatrice.

On se propose donc de créer une onde bi-exponentielle à partir d'un générateur de Marx à thyristors, puis de l'amplifier au travers de notre transformateur d'impulsions tout en cherchant à optimiser le fonctionnement en fréquence.

Les générateurs de Marx que nous avons présentés chapitre 2 comprennent des éléments résistifs destinés à assurer la charge (R_c et R_q) et la décharge (R_q) des condensateurs. Leur fonctionnement en fréquence en est donc limité : si l'on veut monter en fréquence, il faut diminuer les valeurs des résistances intervenant lors de la charge des condensateurs, soient R_c et R_q . Lorsque les commutateurs utilisés sont à thyristors, le problème est alors le suivant : si le courant de charge est supérieur au courant de holding des thyristors, ces derniers, une fois fermés, ne se rouvriront plus. Il a donc fallu résoudre le problème en deux temps :

- Tout d'abord, accélérer la charge en jouant sur R_c et R_q mais sans trop perturber la décharge. On y parvient en modifiant la structure du générateur comme indiqué figure 2.51 : la charge d'un étage s'effectue via les diodes de charge, D_c , qui le précèdent et les diodes de

« queue », D_q , qui le suivent avant d'aboutir sur R_u . La constante de temps de la charge est donc pratiquement définie par $\tau_c = C.R_u$ sachant que R_u représente le primaire du transformateur. Quant à la décharge, elle est contrôlée par R_u puisque les diodes de « queue » sont, alors, en inverse.

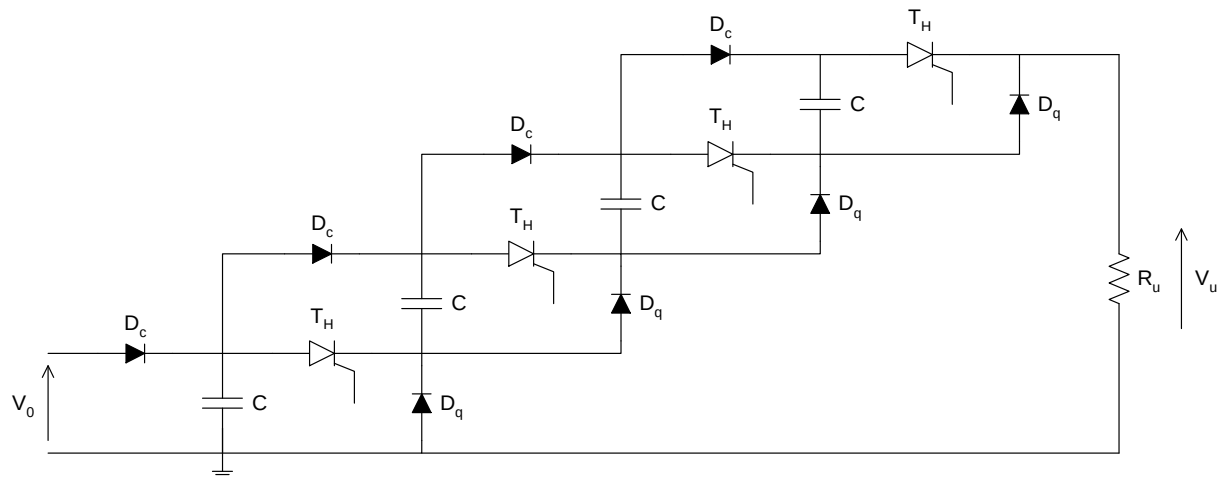


Figure 2.51 : Schéma du générateur de Marx à thyristors (4 étages) où les résistances de charge et de référence ont été remplacées par des diodes

- Ensuite, en contrôlant temporellement la charge des condensateurs du générateur de Marx au moyen du circuit représenté figure 2.52 : le condensateur « réservoir » C_r est chargé par la source continue 1kV/DC. Lorsque l'on envoie une première impulsion sur la gâchette du thyristor de charge $T_{H,ch}$, les condensateurs du Marx se chargent (très rapidement comme expliqué précédemment), la tension aux bornes du thyristor $T_{H,ch}$ s'annule et ce thyristor se rouvre. On envoie, alors, l'impulsion de déclenchement des thyristors du Marx. Le détail du circuit de commande générant ces deux impulsions synchronisées est consigné dans [BOU 03a].

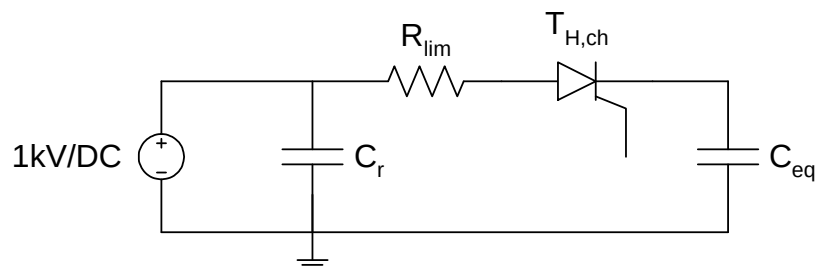


Figure 2.52 : Etage tampon de synchronisation de la charge du générateur de Marx

Avec un tel montage (chargeur + étage tampon + générateur de Marx + transformateur), la tension en sortie du transformateur est d'environ 50kV pour une tension de charge de 0,7kV. La fréquence peut alors atteindre 500Hz lorsque l'alimentation débite 220mA.

4. Conclusion

Nous nous sommes intéressés, dans ce second chapitre, à deux dispositifs générant des impulsions haute tension : les générateurs de Marx et les transformateurs d'impulsions.

- Le principe du générateur de Marx consiste à charger, à une tension V_0 , n condensateurs associés en parallèle et à s'arranger, au moyen de commutateurs, pour les associer en série afin de les décharger. Le générateur délivre, alors, une onde de tension de forme bi-exponentielle d'amplitude égale à nV_0 . Le bon fonctionnement du générateur est conditionné par la qualité du synchronisme de la fermeture des commutateurs.

L'idéal est donc de disposer de commutateurs commandés. Sans préjuger de la technologie utilisée, cette commande s'effectue via une électrode qui, au moment de la fermeture du commutateur, monte au potentiel de l'étage considéré. Se pose, alors, le problème de l'isolement galvanique de l'électronique de déclenchement. Si les commutateurs sont à thyristors, l'utilisation de transformateurs d'impulsions à ferrite (cf. chap. 1) permet de résoudre le problème. Si les commutateurs sont des éclateurs à gaz, on ne peut commander que le(s) premier(s) étage(s) du générateur. On a alors montré que de tels générateurs ne peuvent fonctionner correctement que si des surtensions, liées aux condensateurs et aux self-inductances parasites, apparaissent aux bornes des commutateurs des étages non commandés. Cette solution n'est pas satisfaisante lorsque l'on cherche à réaliser des générateurs de Marx rapides car, dans ce cas, il faut minimiser les éléments parasites et ce que l'on gagne en rapidité s'obtient au détriment de la fiabilité du déclenchement. Nous avons donc proposé un montage, que nous avons appelé « à résistances décalées », qui permet de faire apparaître au moins $2V_0$ aux bornes des éclateurs, contrairement au montage classique qui ne fait apparaître que V_0 . Le déclenchement des éclateurs est alors correctement assuré.

En prolongement de cette étude, un générateur de Marx 200kV à quatre étages et à éclateurs à air basé sur ce nouveau principe a été développé afin d'en fiabiliser le fonctionnement. Il a pu fonctionner en fréquence jusqu'à 1kHz.

Nous avons également conçu et réalisé deux générateurs de Marx 120kV à thyristors. Ces composants sont déclenchés et ne supportent pas les surtensions : le principe des résistances décalées est donc à proscrire dans ce cas et les surtensions doivent être minimisées. Le déclenchement de tous les étages ne pose pas de problème majeur car on passe par l'intermédiaire de transformateurs à ferrite pour commander les thyristors. Il faut simplement

veiller à la qualité de l'isolation du câble jouant le rôle de primaire commun à tous les transformateurs d'impulsions. Deux réalisations ont été présentées : l'une est constituée de 6 étages comprenant 20 thyristors par commutateur ; l'autre, de 120 étages à 1 thyristor par étage. Ces générateurs délivrent des ondes bi-exponentielles d'amplitude maximale 120kV et de temps de front $\approx 120\text{ns}$. La reproductibilité des impulsions est de $\pm 2,5\%$ et le jitter estimé est inférieur à la nanoseconde.

- Dans le cadre d'une autre étude portant sur la réalisation d'un générateur subnanoseconde devant fonctionner en fréquence, nous avons été amenés à participer à la réalisation d'une alimentation pulsée ($V_M \approx 60\text{kV}$; $T_f \approx 200\text{ns}$; $0 < N < 500\text{Hz}$). Le principe retenu a consisté, partant d'une source 10kV/DC, à charger un condensateur que l'on décharge ensuite, via un commutateur à thyristors, dans le primaire d'un transformateur d'impulsions fonctionnant à la résonance et destiné à attaquer le générateur subnanoseconde. Nous avons donc développé, à partir des matériaux magnétiques disponibles au laboratoire, un transformateur que nous avons caractérisé par son impédance d'entrée et ses fréquences de résonance série et parallèle. Cette étude, essentiellement empirique du fait de contraintes temporelles (contrat arrivant à expiration), nous a permis de réaliser l'alimentation pulsée nécessaire au bon fonctionnement du générateur. Pour des raisons de sécurité, ce montage, initialement alimenté sous 10kV, a dû être modifié afin de n'être plus alimenté que sous 1kV. Nous avons donc changé sa structure en remplaçant le commutateur à thyristors par un dispositif amplificateur de tension, de type générateur de Marx, également à thyristors. L'ensemble a été réceptionné et fonctionne, maintenant, sur site.

Chapitre 3

Commutation et synchronisation d'éclateurs à air

1. *Présentation de l'étude*

Les générateurs haute tension de forte puissance correspondent, aujourd'hui, à des besoins nouveaux que nous avons présentés en introduction de ce document. L'étude développée dans ce chapitre concerne les générateurs destinés à simuler les effets directs de la foudre sur des parties d'aéronefs. En effet, un tel générateur est en cours de mise au point au Centre d'Essais Aéronautique de Toulouse (C.E.A.T.), par la société THALES Communications, commanditaire de cette thèse. Ce générateur d'onde foudre, dénommé SUPER DICOM, doit répondre aux exigences requises par les nouvelles normes en vigueur.

C'est à partir de données résultant de mesures effectuées sur des foudroiements naturels que la communauté aéronautique a défini une « agression normalisée » devant être appliquée en essais d'environnement [BOU 88]. Cette « agression normalisée » a pour objectif principal de représenter correctement les ondes de retour et les composantes persistantes de la décharge foudre, c'est-à-dire les processus énergétiques du phénomène ; il s'agit de vérifier, entre autres, la tenue mécanique des éléments de structure, le comportement des réservoirs de carburants et la vulnérabilité des équipements externes.

Afin d'établir des conditions d'essais donnant des marges de garantie suffisantes, l'agression simulée correspond à un cas de foudroiement majorant relevé dans 1% des cas (99% des cas de foudroiement recensés sont donc couverts par les essais). Une forme d'onde normalisée [THA 00] se compose de quatre impulsions juxtaposées notées A, B, C, D. En ce qui concerne les ondes de type A et D, qui vont nous intéresser, les nouvelles normes imposent, respectivement, des courants crêtes de 350kA et de 100kA, des intégrales d'action de $6.10^6 A^2.s$ et de $0,25.10^6 A^2.s$ et des temps de montée inférieurs à $10\mu s$ pour l'onde A et de l'ordre de $6\mu s$ pour l'onde D.

Dans ce cadre, l'architecture la plus appropriée permettant de réaliser ce type d'onde est celle des générateurs de Marx dont l'élément essentiel est le commutateur de puissance. Les générateurs d'onde A et D, intégrant le SUPER DICOM, ont donc été réalisés en structure de Marx à éclateurs à gaz dont le principe a été étudié dans le chapitre précédent. Ils délivrent des signaux impulsionnels de forme bi-exponentielle dont on peut fixer le temps de montée, l'amplitude et le temps de descente (ou la largeur à mi-hauteur).

Lorsque la brièveté ou la reproductibilité du temps de montée sont les critères essentiels, le problème technique provient, principalement, de la synchronisation de la commutation de chaque éclateur afin de ne pas dégrader le front de montée global du système.

Le générateur d'onde A est constitué de cinq générateurs de type Marx associés en parallèle, chacun de ces générateurs étant formé de cinq modules de stockage (condensateurs de $100\mu\text{F}$ et circuiterie associée) et chaque module étant alimenté par une source haute tension de 50kV . La génération de l'onde D est assurée par l'utilisation de l'un de ces cinq générateurs de Marx, une résistance en série avec l'élément à tester étant nécessaire au réglage du courant crête délivrée par l'onde D. La séparation des générateurs de Marx est effectuée à l'aide d'un vérin pneumatique.

L'amplitude maximale de courant que peut atteindre l'onde A ainsi générée est de 350kA pour une énergie de 3MJ et un temps de front inférieur à $10\mu\text{s}$, tandis que l'onde D délivre un courant crête de 100kA pour un temps de montée de l'ordre de $6\mu\text{s}$: ces valeurs respectent donc les nouvelles normes en vigueur sur le foudroiement d'aéronefs.

La mise en série des modules de stockage des générateurs de Marx est réalisée à partir d'éclateurs à gaz déclenchés, à électrodes en graphite et à pression réglable de $0,1$ à 3bar , de façon à ajuster, en faisant varier la pression, leur seuil d'amorçage et donc leur tension de commutation.

Dans la version originelle, les deux éclateurs bas de chaque générateur sont déclenchés simultanément par une même impulsion haute tension fournie par un générateur type G105. Ce générateur produit une impulsion d'amplitude 100kV et de durée 50ns sur une charge de 50Ω . Mais, afin d'augmenter les marges de sécurité de déclenchement du générateur dans l'optique de minimiser les risques d'auto-amorçage et de faux déclenchements, la commande de ces éclateurs à gaz a été assurée, par la suite, par une impulsion délivrée par un générateur de Marx auxiliaire.

Le schéma (figure 3.1) et les photos (figures 3.2) suivantes présentent la structure en étoile du générateur d'onde A tel qu'il a été réalisé par la société THALES pour le C.E.A.T.

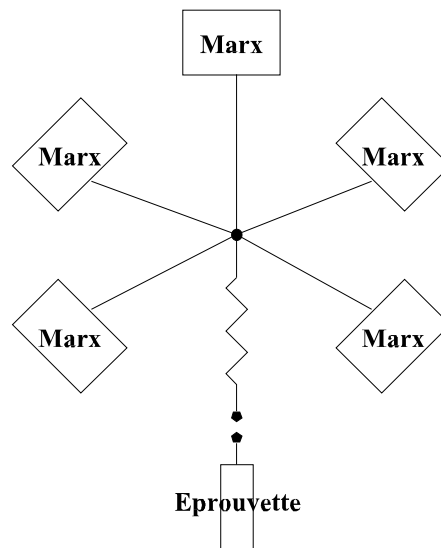


Figure 3.1 : Structure en étoile du générateur d'onde A

L'étude qui m'a été proposée consistait à analyser la commutation de ces éclateurs à gaz afin d'en optimiser le fonctionnement, tant du point de vue de la sécurité du déclenchement que de la synchronisation.

Partant d'un commutateur à gaz classique de type trigatron, composé de deux électrodes principales et d'une électrode de synchronisation destinée à favoriser l'initiation de la décharge, nous en avons fait évoluer le principe, puis la structure, pour atteindre des performances compatibles avec le cahier des charges.

Dans le cas du générateur SUPER DICOM associant cinq générateurs de Marx de cinq étages chacun, le problème réside dans le fait qu'il nécessite une double synchronisation :

- la synchronisation des éclateurs d'un même générateur de Marx ;
- la synchronisation des générateurs de Marx entre eux.

Ce sont donc ces deux types de synchronisation qui vont faire l'objet de notre étude dans la suite du chapitre.

L'essentiel du travail présenté concerne des commutateurs gazeux et les deux principaux problèmes qui nous préoccupent sont les suivants :

- la commutation doit être « franche », c'est-à-dire que l'on n'admet aucune commutation sans commande et que l'on n'accepte aucune tenue lorsqu'il y a commande ;
- la commutation doit être contrôlée temporellement, c'est-à-dire que la fluctuation sur le temps de claquage (breakdown) T_b doit être minimisée de façon, notamment, à pouvoir synchroniser des éclateurs et des générateurs.



(a) : Vue d'ensemble du générateur d'onde A/D



(b) : Une des cinq colonnes associées en parallèle



(c) : Les modules de stockage capacitifs et leurs éclateurs à gaz pressurisés associés

Figures 3.2 : Le générateur d'onde A/D intégrant le SUPER DICOM du C.E.A.T.

2. Synchronisation d'éclateurs à gaz

Un éclateur à gaz, composé de deux électrodes séparées par le diélectrique gazeux, peut fonctionner soit de façon autonome (mode relaxé), soit de façon imposée (mode déclenché). En mode relaxé, l'initiation de la décharge s'effectue de façon spontanée pour une tension donnée. La valeur de cette tension dépend de celle du front de l'onde de la tension appliquée. La synchronisation d'éclateurs à gaz fonctionnant dans ce mode est très médiocre, sauf en régime de forte surtension. En mode déclenché, il est nécessaire d'ajouter un élément mécanique supplémentaire (en général une troisième électrode) permettant d'appliquer le signal de synchronisation. Le choix du mode, déclenché ou relaxé, dépend directement de l'étude considérée. Lorsque la contrainte la plus sévère de l'étude concerne le synchronisme, il faut travailler en mode déclenché. Dans les cas où la brièveté du temps de montée est le paramètre prépondérant, il vaut mieux travailler en mode relaxé car on peut alors surtensionner le système de façon à accélérer les phénomènes de décharge. Dans le problème que nous traitons, la priorité est donnée à la synchronisation et nous travaillerons donc en mode déclenché.

La commutation des éclateurs à gaz d'un générateur de Marx peut donc être commandée, entre autre, à l'aide d'une électrode de déclenchement intermédiaire sur laquelle est envoyée une impulsion électrique servant à favoriser la décharge. En général, on utilise des trigatrons pour réaliser de tels éclateurs à gaz : il s'agit d'un éclateur commandé, constitué de trois électrodes, dans lequel l'impulsion de tension injectée sur la troisième électrode a pour rôle d'augmenter localement la valeur du champ électrique et de créer des germes qui facilitent l'initiation de la décharge qui s'effectue sous l'effet de la tension à commuter [TAN 96].

Ici, le principe utilisé est légèrement différent : on utilise toujours trois électrodes mais l'impulsion de déclenchement doit présenter des caractéristiques énergétiques suffisantes pour faire commuter au moins l'un des deux intervalles, la tension à commuter n'ayant, au plus, qu'à court-circuiter l'intervalle restant. On espère, ainsi, obtenir une meilleure synchronisation, une dynamique plus grande et s'affranchir du réglage, parfois critique, des distances inter-électrodes.

Deux paramètres temporels interviennent alors : le retard à l'amorçage et la gigue (ou jitter). Le retard à l'amorçage est l'intervalle de temps qui s'écoule entre l'application de l'impulsion de déclenchement et l'apparition de l'onde de tension en sortie du générateur. La valeur de ce retard fluctue et on appelle jitter l'écart entre les valeurs extrêmes de ce retard.

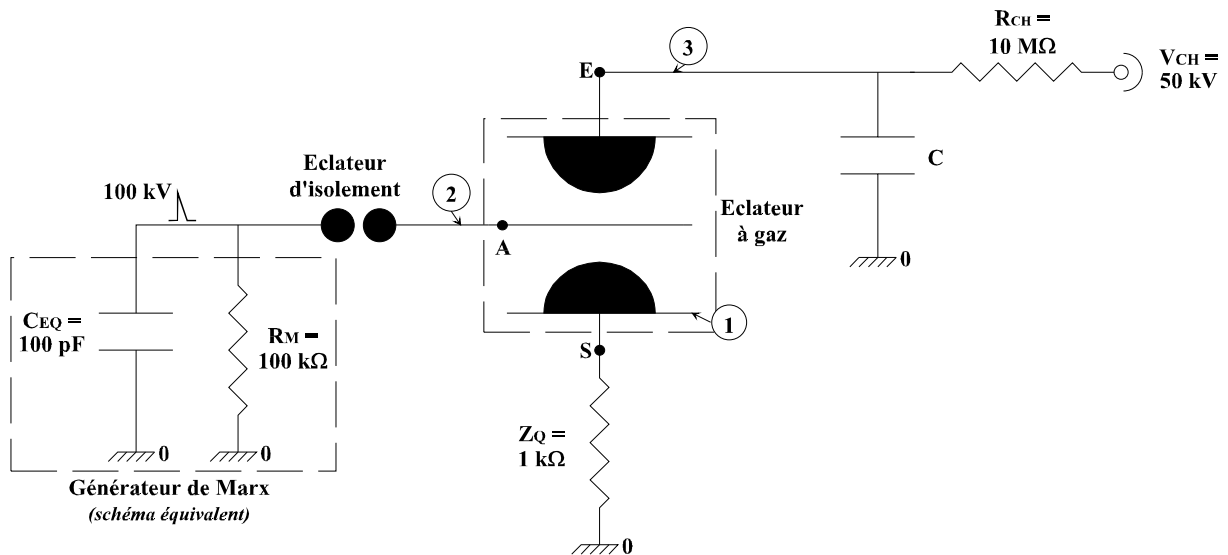
Une étude paramétrique, portant sur la synchronisation à la commutation d'éclateurs à gaz à pression atmosphérique, a consisté à observer, à forme d'impulsion de déclenchement donnée, l'influence :

- de la position de l'électrode de déclenchement sur la commutation d'un éclateur à gaz à pression atmosphérique dans une configuration représentative d'un générateur de Marx,
- de la polarité de l'impulsion de déclenchement sur cette même commutation [LAR 95, MAC 97].

2.1. Etude du retard à l'amorçage d'un éclateur à gaz

Dans cette partie, nous allons étudier le retard à l'amorçage d'un éclateur à gaz ainsi que le jitter associé afin d'essayer de les minimiser.

Le principe du montage expérimental (figure 3.3) est de faire commuter un condensateur de stockage C vers une impédance de charge Z_Q à travers un éclateur à gaz déclenché par une impulsion de tension. La tension, V_{CH} , aux bornes de la capacité C , est imposée à 50kV. L'impulsion de déclenchement est délivrée par un générateur de Marx, de capacité équivalente $C_{EQ} = 100\text{pF}$, et appliquée sur l'électrode intermédiaire (A) de l'éclateur à gaz.



1 et 2 : sondes de champ (capacitives) de rapports respectifs 1/2000 et 1/5000.
3 : sonde résistive North-Star de rapport 1/1000.

Figure 3.3 : Schéma du montage expérimental

Le générateur de Marx, générant l'impulsion de déclenchement V_M d'une centaine de kilovolts (figures 3.5), est relié à l'électrode intermédiaire de l'éclateur à gaz au moyen d'un éclateur d'isolement, permettant d'isoler cette électrode intermédiaire de la masse, sinon celles-ci seraient reliées via la résistance équivalente $R_M = 100k\Omega$ du générateur de Marx.

L'électrode intermédiaire (disque) présente, en son milieu, un trou profilé afin de permettre à la pression du gaz de s'équilibrer dans le volume inter-électrodes si l'on souhaite utiliser cet éclateur en surpression ou en dépression. La géométrie de cette électrode a été étudiée de façon à optimiser l'homogénéité du champ électrique en son voisinage.

Le générateur de Marx de déclenchement peut délivrer des impulsions de tension positives ou négatives.

Trois sondes de mesure nous permettent d'analyser les ondes de tension au niveau des points E, A et S qui correspondent, respectivement, aux électrodes d'entrée, intermédiaire et de sortie de l'éclateur à gaz. On visualisera ainsi la décharge du condensateur, l'impulsion de déclenchement et l'onde générée sur la résistance de sortie. On notera que la sonde 2, connectée en A, est une sonde de champ (sonde capacitive) ; elle permet donc un isolement total, par rapport à la masse, de l'électrode intermédiaire de l'éclateur à gaz, ce qui ne serait pas le cas avec une sonde résistive.

Cette sonde de champ possède une bande passante de 300MHz mais sa constante de temps de décharge limite la durée de l'impulsion à une centaine de microsecondes.

Son rapport de transformation est donné par :

$$V_E = \frac{C_t + C_p}{C_t} \times V_S = k \times V_S \quad (3.1)$$

où C_t et C_p représentent respectivement le condensateur de tête et le condensateur de pied de la sonde et k son rapport de division.

Dans la suite, nous noterons d_{ES} la distance entre les deux électrodes de l'éclateur à gaz, d_{AE} la distance entre l'électrode de déclenchement et l'électrode d'entrée et d_{AS} la distance entre l'électrode de déclenchement et l'électrode de sortie.

L'onde de tension délivrée par le générateur de Marx est représentée figures 3.5. Elle est caractérisée par un temps de front $T_f = 35ns$ (pris à 10/90%) et un temps de queue $T_q = 10\mu s$ (mesuré à mi-hauteur). Son amplitude crête maximale peut atteindre 140kV.

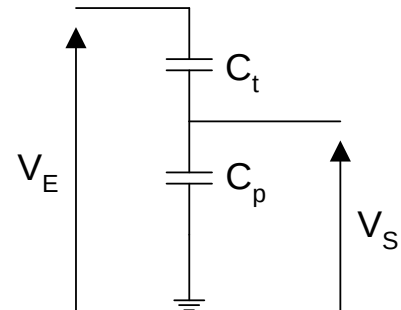
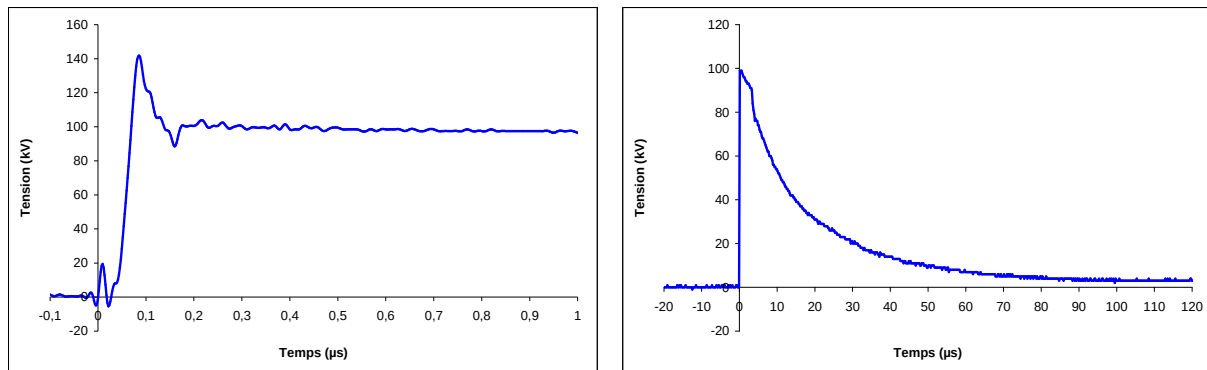


Figure 3.4 : Sonde capacitive



Figures 3.5 : Allure générale de l'onde de tension positive de déclenchement générée par le générateur de Marx seul

2.1.1. Répartition des champs électriques dans l'espace inter-électrodes

Une simulation de la répartition du champ électrique dans l'espace inter-électrodes a été réalisée au moyen du logiciel Quick Field.

Quick Field est un logiciel fonctionnant sous Windows. Il permet des analyses dans les domaines suivants :

- électrostatique,
- champ magnétique linéaire ou non linéaire,
- thermique, avec transfert de chaleur linéaire ou non linéaire,
- mécanique, avec variation linéaire de pression.

Dans notre cas d'étude, nous nous sommes uniquement appuyés sur la résolution de problèmes électrostatiques. Les grandeurs utilisées sont la tension, les champs et les forces électriques. La propriété principale des matériaux utilisés est leur permittivité constante. Pour la résolution de ce genre de problème, le logiciel utilise l'équation de Laplace résolue par la méthode des éléments finis. Après la résolution, on peut obtenir des tables de valeurs sur la tension, le champ électrique, le flux, les déplacements de charges, les forces, l'énergie électrique.

Un exemple obtenu lorsque l'électrode intermédiaire (A) de l'éclateur à gaz est située dans une position telle que $d_{AE} = 19\text{mm}$ et $d_{AS} = 37\text{mm}$, est présenté figure 3.6.

Un potentiel positif de 100kV est appliqué au niveau de l'électrode intermédiaire de l'éclateur à gaz. Le potentiel appliqué sur l'électrode d'entrée (E) est fixé à 50kV et l'électrode de sortie (S) est référencée à la masse.

On note que :

- la répartition du champ peut être considérée comme pratiquement uniforme tant entre les électrodes A et S que A et E ;
- il apparaît une zone de champ de relativement faible valeur au milieu de l'espace inter-électrodes ; les déclenchements s'effectueront bien via l'électrode intermédiaire.

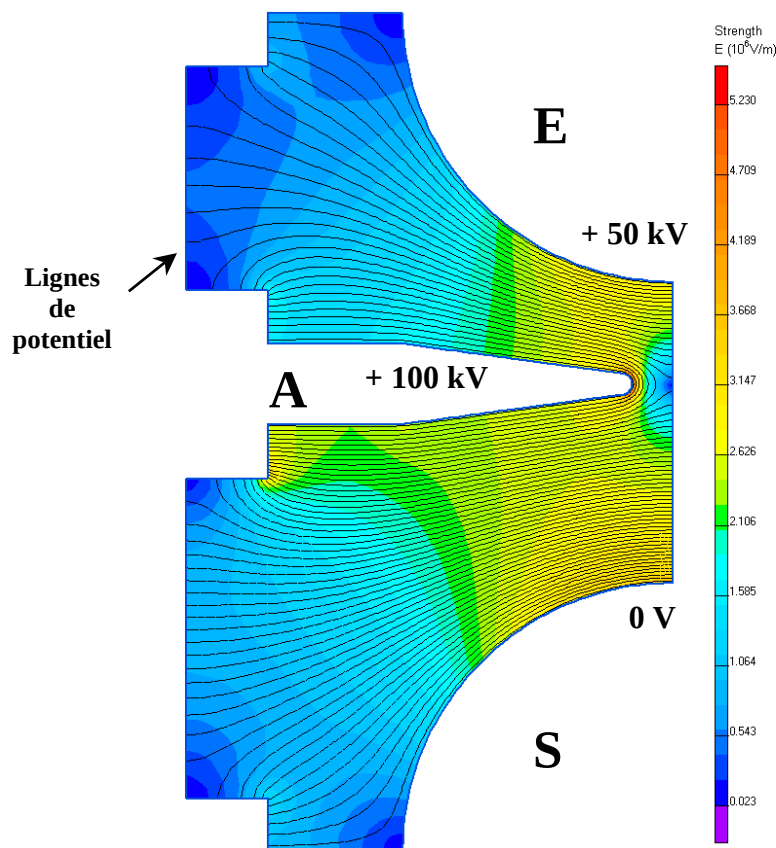
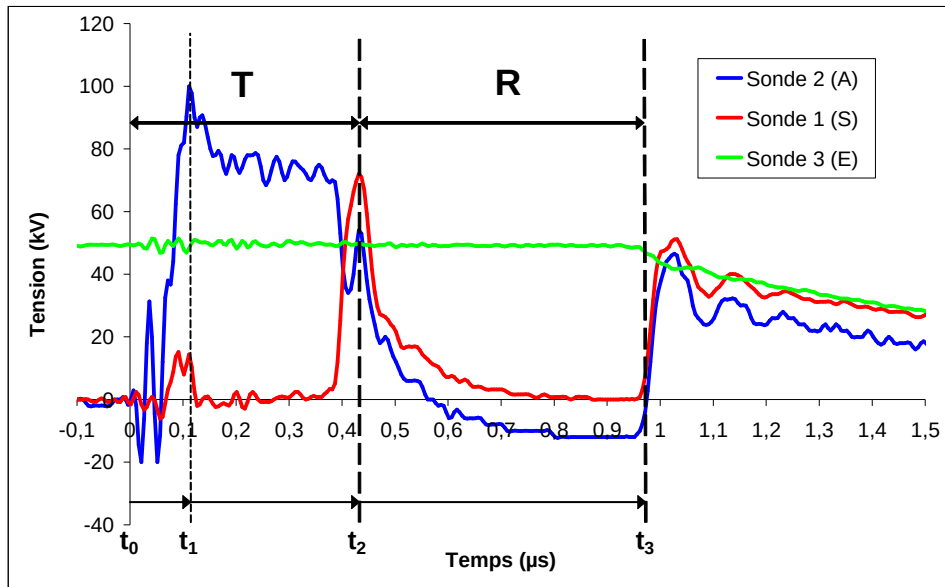


Figure 3.6 : Répartition spatiale du champ électrique

2.1.2. Déclenchement par une impulsion de polarité positive

On applique une tension continue de 50kV aux bornes de l'éclateur à gaz, le condensateur de stockage C ayant pour valeur 2nF. Dans un premier temps, l'éclateur à gaz est déclenché par une impulsion de tension positive appliquée sur l'électrode de déclenchement.

On obtient ainsi les ondes de tension typiques présentées sur la figure 3.7 : t_0 correspond à l'instant d'application de l'impulsion de déclenchement du générateur de Marx, t_1 à l'instant où le générateur de Marx atteint sa valeur crête, t_2 à l'instant du début de la commutation de l'éclateur à gaz et t_3 à l'instant du début de la décharge du condensateur C.



$$d_{ES} = 56\text{mm} ; d_{AE} = 19\text{mm} ; d_{AS} = 37\text{mm} ; V_{CH} = 50\text{kV} ; C = 2\text{nF}$$

Figure 3.7 : Allures générales des ondes de tension générées sur les trois électrodes de l'éclateur à gaz

Le principal enseignement que l'on tire de cet enregistrement est que le claquage de l'intervalle inter-électrodes ES s'effectue bien en deux temps : l'intervalle AS est court-circuité sous la seule action des charges du générateur de Marx, puis l'intervalle EA est commuté à partir de l'instant t_3 .

Concernant l'impulsion délivrée par le générateur de Marx, on note que l'allure initiale, c'est-à-dire entre les instants t_0 et t_2 , est conforme à celle représentée figures 3.5. En fait, la décharge du générateur de Marx s'effectue en deux temps : entre t_1 et t_2 , et après la première surtension, la constante de temps de la décroissance de la forme d'onde est $\tau_1 = R_M \times C_{EQ}$ puis, entre t_2 et t_3 , cette décroissance se poursuit en $\tau_2 = Z_q \times C_{EQ}$.

La quantité de charge initialement emmagasinée dans le générateur de Marx est de $10\mu\text{C}$; $3\mu\text{C}$ sont consommés dans la résistance R_M et les $7\mu\text{C}$ restants sont disponibles pour établir l'arc entre les électrodes A et S.

Au moment de la mise en court-circuit des électrodes E et S, le générateur de Marx est complètement déchargé et on dispose donc de $100\mu\text{C}$ sous 50kV pour établir la commutation.

On note également que la partie négative de l'onde de tension, obtenue sur la sonde 2, est toute relative car une sonde de champ ne voit que les variations transitoires de tension mais pas le continu. Cela signifie que la tension initiale sur l'électrode intermédiaire de l'éclateur à gaz n'est pas nulle mais possède un potentiel flottant imposé par le potentiel du point E ; la valeur de ce potentiel flottant de l'électrode intermédiaire s'établit dans le rapport des

distances inter-électrodes d_{AE} et d_{AS} sur la distance totale d_{ES} , selon le principe d'un diviseur capacitif formé par les deux intervalles inter-électrodes AE et AS de l'éclateur à gaz.

A partir de cet enregistrement, nous allons définir deux paramètres temporels :

- le retard à la commutation, noté T : il correspond à l'intervalle de temps qui s'écoule entre l'application de l'impulsion de déclenchement (instant t_0) et le début de la commutation de l'espace inter-électrodes AS (instant t_2) ;
- le retard à la décharge du condensateur, noté R : il correspond à l'intervalle de temps qui s'écoule entre le début de la commutation de l'intervalle AS (instant t_2) et le début de la décharge du condensateur C (instant t_3) lié au claquage de l'intervalle inter-électrodes EA.

$$\text{Soit :} \quad T = t_2 - t_0$$

$$R = t_3 - t_2$$

Ces deux paramètres temporels vont nous permettre d'analyser l'influence de la variation des distances inter-électrodes sur la commutation de l'éclateur à gaz. Le problème ultérieur consistera donc à minimiser et à stabiliser T et R.

2.1.2.1. Principe de la commutation sous déclenchement positif

Les valeurs exactes des champs électriques peuvent être calculées par des logiciels appropriés mais, pour avoir une vision schématique de leurs valeurs, on peut les approximer en quelques points particuliers, par exemple en t_0 (instant initial), t_1 (instant du déclenchement du générateur de Marx), t_2 (instant de début de commutation du générateur de Marx) et t_3 (début de la décharge du condensateur). On peut écrire :

$$E_{AS}(t_0) = \frac{V_C}{d_{ES}} \quad (3.2)$$

$$E_{AE}(t_0) = \frac{V_C}{d_{ES}} \quad (3.3)$$

$$E_{AS}(t_1) = \frac{V_M}{d_{AS}} \quad (3.4)$$

$$E_{AE}(t_1) = \frac{V_C - V_M}{d_{AE}} \quad (3.5)$$

$$E_{AS}(t_2) = \frac{70\%V_M}{d_{AS}} \quad (3.6)$$

$$E_{AE}(t_2) = \frac{V_C - 70\%V_M}{d_{AE}} \quad (3.7)$$

$$E_{AE}(t_3) = \frac{V_C}{d_{AE}} \quad (3.8)$$

On a schématisé, figure 3.8, la répartition des champs au cours de la séquence de commutation représentée figure 3.7.

Les pentes entre les instants t_1 - t_2 , t_2 - t_3 et au-delà de t_3 correspondent, respectivement, aux constantes de temps $\tau_1 = R_M \times C_{EQ}$, $\tau_2 = Z_q \times C_{EQ}$ (figure 3.6) et $\tau_3 = Z_q \times C$.

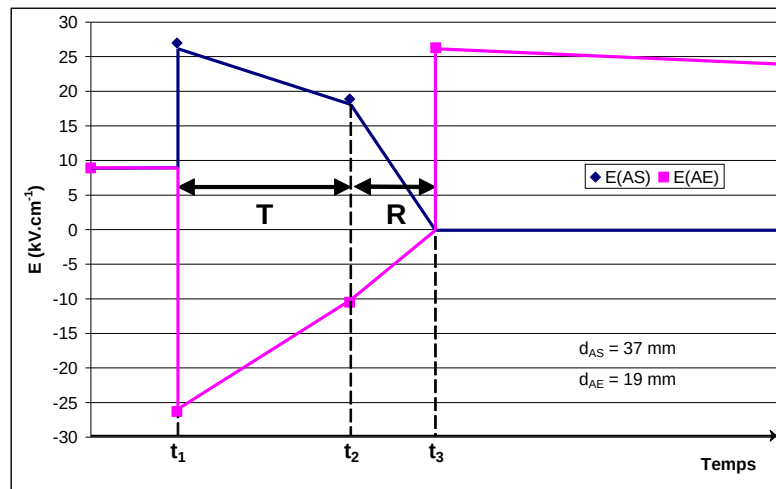


Figure 3.8 : Répartition des champs au cours de la commutation

Ce qui donne, par exemple, pour $d_{AS} = 37\text{mm}$ et $d_{AE} = 19\text{mm}$:

$$\begin{array}{lll} E_{AS}(t_0) = E_{AE}(t_0) = 8,9\text{kV.cm}^{-1} & E_{AS}(t_1) = 27\text{kV.cm}^{-1} & E_{AE}(t_1) = -26,3\text{kV.cm}^{-1} \\ E_{AS}(t_2) = 18,9\text{kV.cm}^{-1} & E_{AE}(t_2) = -10,5\text{kV.cm}^{-1} & E_{AE}(t_3) = 26,3\text{kV.cm}^{-1} \end{array}$$

On note que le sens du champ électrique dans l'intervalle d_{AE} s'inverse au cours de la séquence de commutation de l'éclateur.

Nous allons, maintenant, analyser expérimentalement comment varient les temps de retard T , R et les jitters associés lorsque d_{AS} et/ou d_{AE} varient.

2.1.2.2. Influence de d_{AE} sur les temps de retard et le jitter

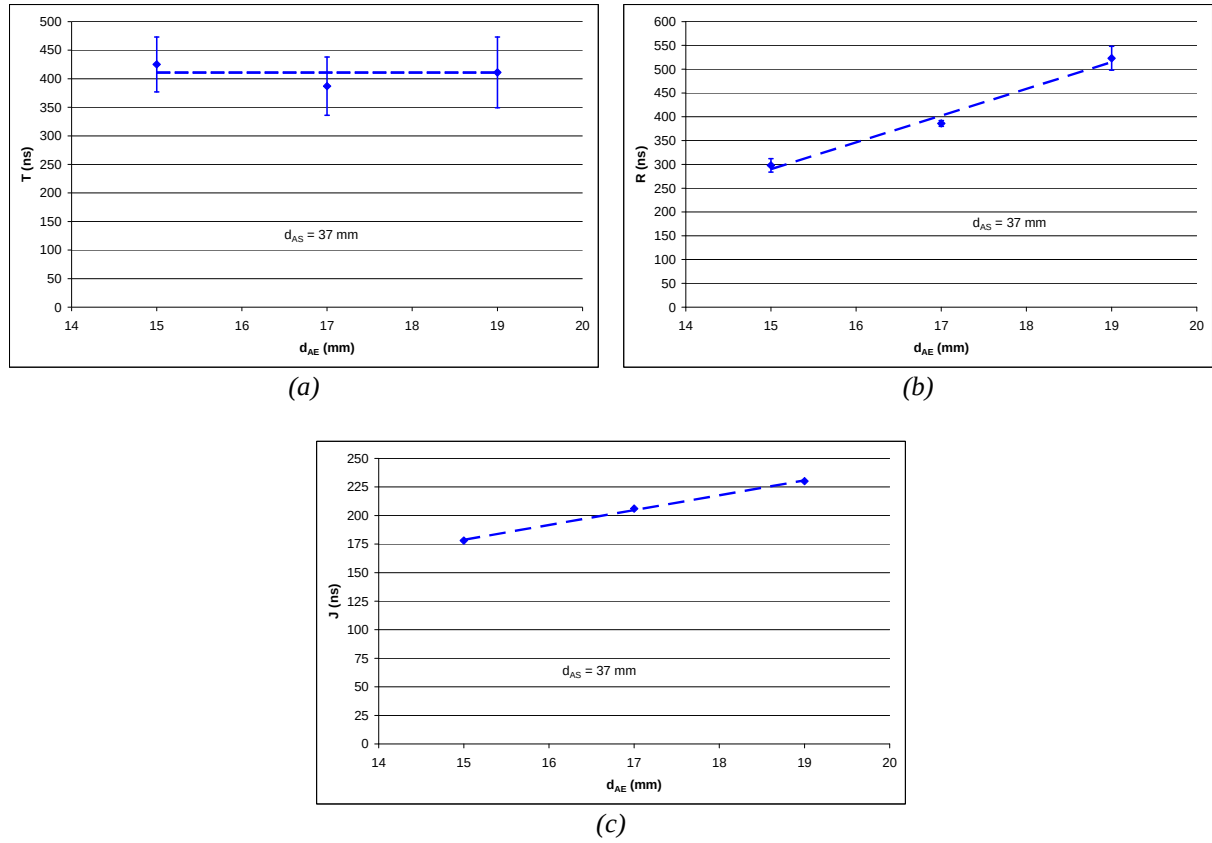
Pour d_{AS} maintenue constante et égale à 37mm, on fait varier d_{AE} entre 15 et 19mm. Les résultats portant sur T et R sont reportés figures 3.9a et 3.9b ; ceux sur le jitter J calculé par :

$$J = \text{MAX}(T+R) - \text{MIN}(T+R)$$

sont reportés figure 3.9c.

- Courbe $T = f(d_{AE})$ à d_{AS} constante :

Le temps T correspond à la durée de la rupture diélectrique de l'intervalle AS. Il est donc essentiellement conditionné par le champ électrique qui règne dans cette zone et la distance d_{AE} n'a pas d'influence sur ce paramètre. Il est donc normal que T soit pratiquement constant quelles que soient les valeurs de d_{AE} .



Figures 3.9 : Variations du retard à la commutation T (a), du retard à la décharge R du condensateur (b) et du jitter J (c) en fonction de la distance d_{AE}

Par ailleurs, on note que le jitter sur T est relativement important ; ceci est dû au fait que, comme on peut le voir figure 3.7, on « claque » dans la queue de l'onde du générateur de Marx. De façon générale, plus on « claque » près de la crête, plus on réduit le jitter. Il faudra tenir compte de cette remarque dans la suite et essayer de surtensionner nos impulsions de déclenchement.

- Courbe $R = f(d_{AE})$ à d_{AS} constante :

Comme précédemment, nous calculons, au moyen de l'équation 3.8, le champ électrique dans l'intervalle concerné, ici AE.

On obtient, à l'instant t_3 :

$$E_{AE(d_{AE}=15\text{mm})} = 33,3\text{kV.cm}^{-1} \quad E_{AE(d_{AE}=17\text{mm})} = 29,4\text{kV.cm}^{-1} \quad E_{AE(d_{AE}=19\text{mm})} = 26,3\text{kV.cm}^{-1}$$

On note, cette fois, une diminution sensible de E lorsque d_{AE} augmente, qui se traduit par une augmentation de R . Les valeurs du jitter sur R sont faibles et de l'ordre de 60ns.

Les valeurs du champ appliqué à cet intervalle ne sont pas très élevées par rapport à celle du champ critique et ne justifient donc pas cette diminution du jitter. Nous pensons plutôt que, pendant la séquence précédente (mise en court-circuit de l'intervalle AS), des électrons

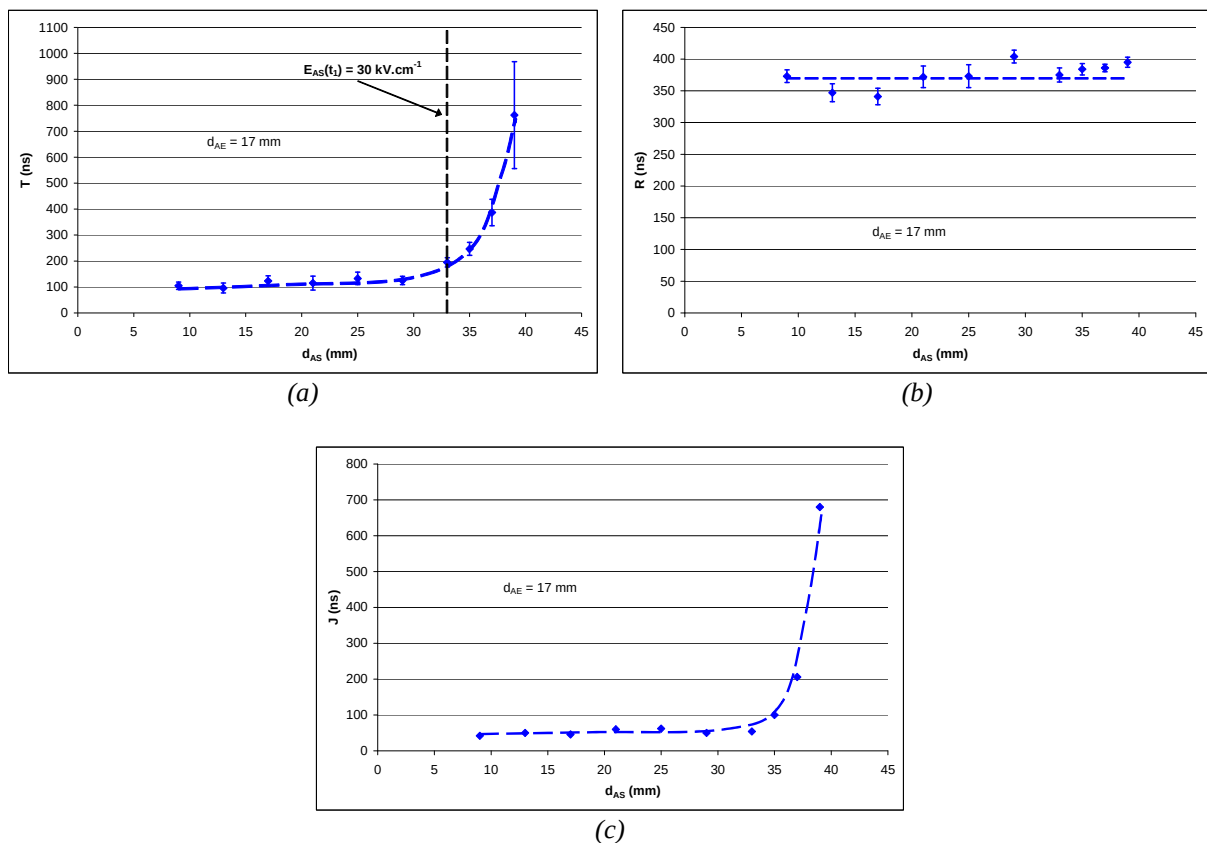
germes ont pu apparaître au voisinage de l'électrode de déclenchement A et qu'ils sont, maintenant, « activés », ce qui justifierait les faibles valeurs de R et du jitter associé.

- Courbe $J = f(d_{AE})$ à d_{AS} constante :

La valeur du jitter J sur le retard total (T+R) dépend principalement de la valeur du jitter sur T, le jitter sur R étant relativement faible. Comme nous venons de le dire, plus le claquage s'effectue près de la crête de l'impulsion de tension, plus la valeur du jitter est faible. On pourra donc réduire cette valeur ultérieurement si nécessaire.

2.1.2.3. Influence de d_{AS} sur les temps de retard et le jitter

Pour d_{AE} maintenue constante et égale à 17mm, on fait maintenant varier d_{AS} entre 9mm et 39mm. Les résultats portant sur T, R et J sont, respectivement, reportés figures 3.10a, 3.10b et 3.10c.



Figures 3.10 : Variations du retard à la commutation T (a), du retard à la décharge R du condensateur (b) et du jitter J (c) en fonction de la distance d_{AS}

- Courbe $T = f(d_{AS})$ à d_{AE} constante :

En conservant la distance d_{AE} constante et égale à 17mm, le retard à la commutation T est relativement faible et stable jusqu'à une valeur seuil de d_{AS} à partir de laquelle il augmente

fortement avec d_{AS} (figure 3.10a). Il est intéressant de noter que la valeur seuil $d_{AS} = 33\text{mm}$ correspond à la valeur du champ d'ionisation de l'air soit 30kV.cm^{-1} . Ensuite, plus la distance d_{AS} est grande, plus la commutation se produit dans la queue de l'onde et donc plus le retard et le jitter sont importants. Lorsque la distance d_{AS} est trop grande, cet intervalle n'est plus commuté. A l'opposé, plus la distance d_{AS} est faible, plus la commutation se produit dans le front et devient de plus en plus reproductible, avec un jitter réduit de l'ordre de 60ns . Cela confirme bien nos remarques du paragraphe précédent.

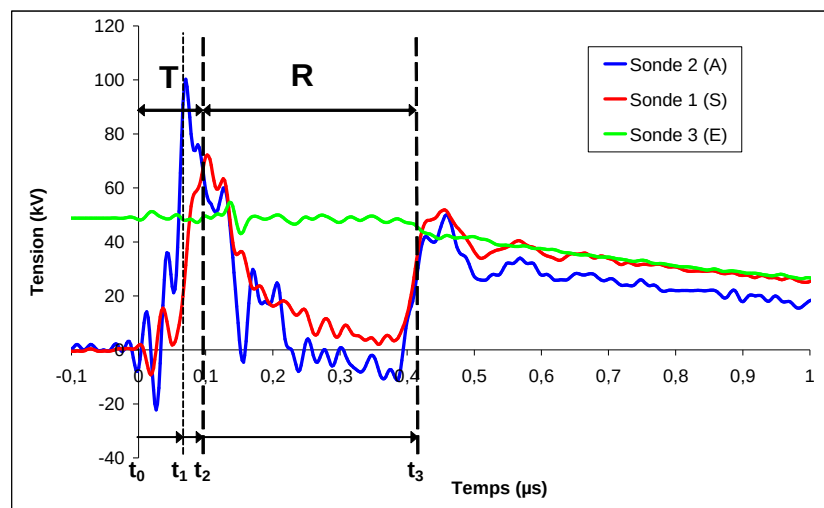
- Courbe $R = f(d_{AS})$ à d_{AE} constante :

Conformément à l'équation 3.8, on se rend compte que le champ électrique est constant entre A et E lorsque d_{AS} varie et que le retard R à la décharge du condensateur reste donc pratiquement constant.

- Courbe $J = f(d_{AS})$ à d_{AE} constante :

Le jitter sur R étant relativement constant, le jitter J suit principalement les variations du jitter sur T : quand la commutation se produit dans la queue de l'onde, la valeur du jitter devient importante, tandis que, lorsque le claquage se produit dans le front, le jitter est minimisé et stable.

Un exemple de claquage dans le front de l'impulsion de déclenchement est donné figure 3.11. C'est dans une telle configuration que l'on minimise T et J .

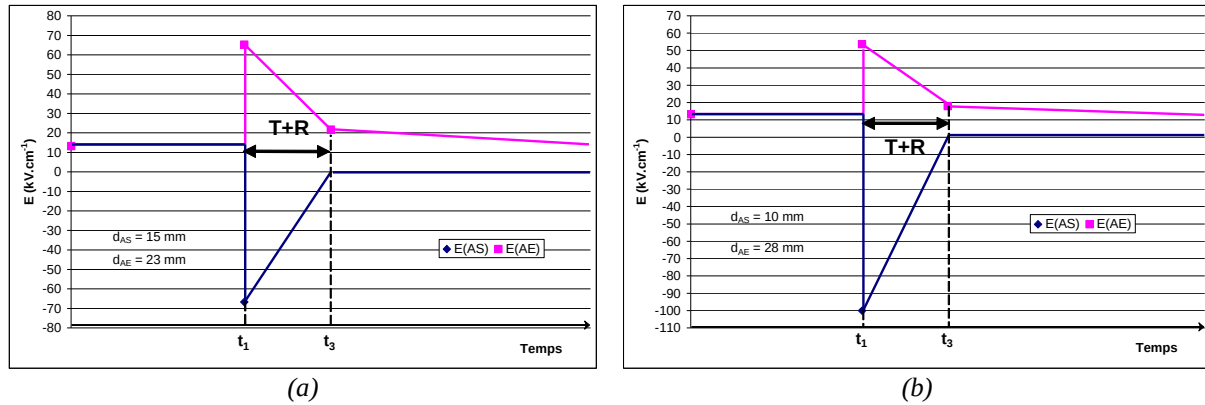


$$d_{AE} = 18\text{mm} ; d_{AS} = 20\text{mm} ; V_{CH} = 50\text{kV} ; C = 2\text{nF}$$

Figure 3.11 : Allures générales des ondes de tension générées sur les trois électrodes de l'éclateur à gaz, pour une impulsion de déclenchement positive

2.1.3. Déclenchement par une impulsion de polarité négative

Reprenons la schématisation de la répartition des champs proposée figure 3.8 mais, cette fois, dans le cas d'une impulsion de déclenchement de polarité négative (figures 3.12).



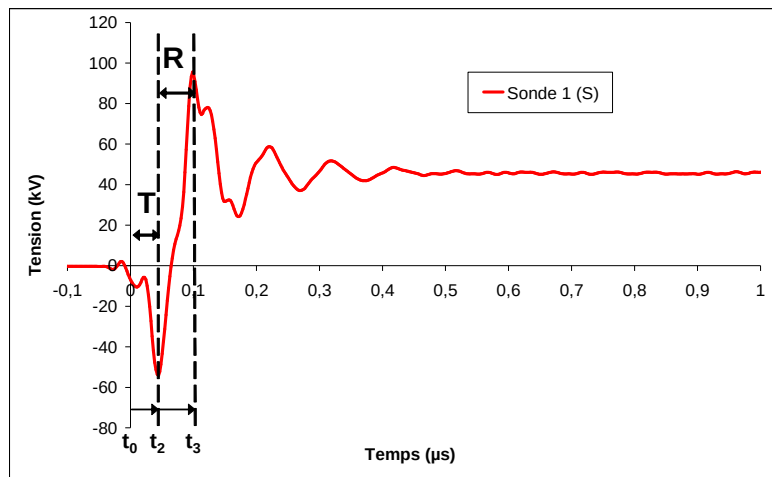
Figures 3.12 : Répartition des champs au cours de la commutation ($V_{CH} = 50 \text{ kV}$; $V_M = -100 \text{ kV}$)

L'amplitude du champ E_{AS} n'est pratiquement pas modifiée par rapport à ce qui se passait sous polarité positive. Par contre, en début de séquence, l'intervalle AE est maintenant soumis à un champ proportionnel à $(V_C + V_M)$ au lieu de $(V_C - V_M)$ dans le cas de l'impulsion de polarité positive (relation 3.5). De plus, on note sur les figures 3.12, que le sens du champ ne s'inverse plus dans l'intervalle AE, contrairement à ce qui se produisait sous polarité positive. Il semble évident que ces deux derniers faits ne peuvent que contribuer à l'amélioration de la commutation.

Pour minimiser le retard total ($T+R$), on aurait sans doute intérêt à équilibrer les champs dans les intervalles AE et AS. Ceci se produirait pour $d_{AE} = 23 \text{ mm}$ et $d_{AS} = 15 \text{ mm}$ (figure 3.12a). Pour des raisons de sécurité, nous préférons que l'intervalle AS amorce en premier. Nous avons donc modifié les valeurs précédentes de d_{AE} et de d_{AS} afin de déséquilibrer quelque peu les valeurs de E_{AE} et de E_{AS} au moment de l'application de l'onde de tension de synchronisation (figure 3.12b).

On constate, dans ce cas, que le retard à la commutation T est maintenant minimum ($T \approx 50 \text{ ns}$), c'est-à-dire de l'ordre du temps de front du générateur de Marx et que le retard, R , à la décharge du condensateur est voisin de 50 ns . Quant au jitter J , il est de l'ordre de 20 ns , ce qui représente une nette amélioration par rapport aux 360 ns et aux 60 ns respectivement du retard total et du jitter pour une impulsion de déclenchement de polarité positive.

Des essais complémentaires, réalisés avec un condensateur C de $1,2\mu\text{F}$, donnent un jitter de l'ordre de 10ns , pour un retard d'environ 100ns . Ce qui nous permet d'envisager des performances encore meilleures avec un condensateur de $100\mu\text{F}$, valeur utilisée sur le générateur SUPER DICOM. La figure 3.13 représente l'allure de l'onde de tension prélevée en S.



$$d_{AE} = 28\text{mm} ; d_{AS} = 10\text{mm} ; V_{CH} = 50\text{kV} ; C = 1,2\mu\text{F} ; V_M = -100\text{kV}$$

Figure 3.13 : Allure générale de l'onde de tension générée en sortie (S) de l'éclateur à gaz pour une impulsion de déclenchement de polarité négative

Un mot, pour terminer, sur la dynamique du système : si l'on cherche à commuter une tension beaucoup plus faible que les 50kV proposés, il n'y a aucun réglage à effectuer sur le montage car les tensions, qui s'ajoutent dans l'intervalle AE, seront encore suffisantes pour court-circuiter les deux intervalles.

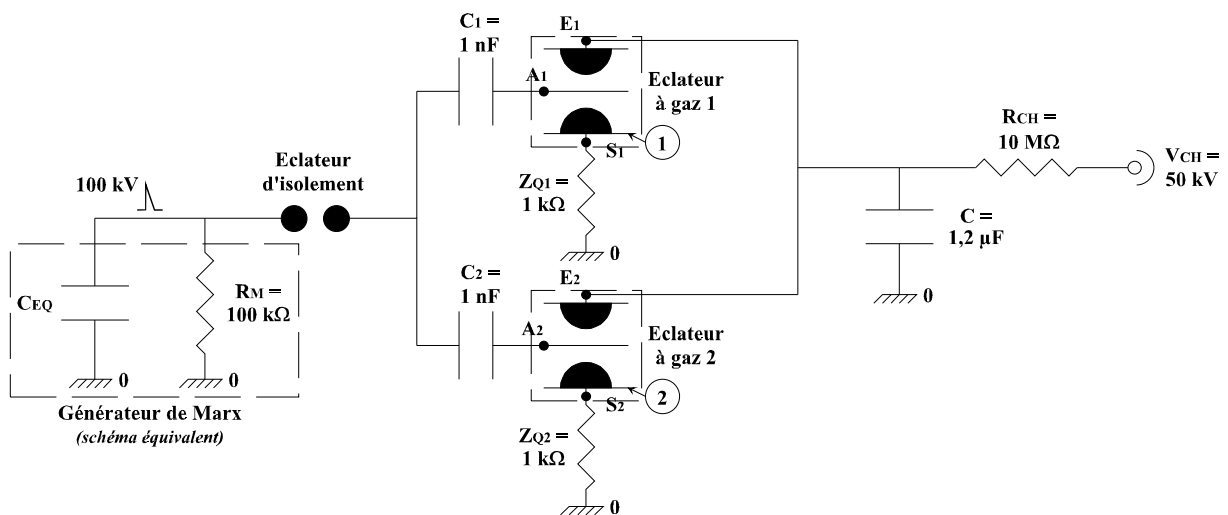
2.2. Synchronisation de deux éclateurs à gaz

Nous allons, maintenant, nous intéresser à l'étude de la synchronisation de générateurs de Marx entre eux et, plus particulièrement, à la synchronisation du premier étage de deux générateurs de Marx. Nous avons donc réalisé le montage, représenté figure 3.14, où une même impulsion de déclenchement sert à commander deux éclateurs à gaz représentatifs des premiers étages de deux générateurs de Marx. Ceci va nous amener, cette fois-ci, à étudier et à minimiser le retard à l'amorçage d'un éclateur à gaz par rapport à l'autre ainsi que le jitter associé.

Le principe du montage expérimental consiste, encore, à faire commuter un condensateur de stockage C , commun aux deux éclateurs à gaz, vers les impédances de charge $Z_{q1} = Z_{q2} = 1\text{k}\Omega$ à travers leur éclateur d'isolement. Cette commutation est commandée par une impulsion de tension commune délivrée par un générateur de Marx, de capacité équivalente $C_{EQ} = 100\text{pF}$, sur l'électrode intermédiaire des deux éclateurs à gaz.

Le générateur de Marx, générant la même impulsion de déclenchement V_M que précédemment, d'une centaine de kilovolts, est relié aux électrodes intermédiaires des éclateurs à gaz via un éclateur d'isolement. Deux sondes de mesure nous permettent d'analyser les ondes de tension au niveau des électrodes de sortie (S_1 et S_2) des éclateurs à gaz afin de visualiser les ondes générées sur leurs impédances de sortie respectives Z_{q1} et Z_{q2} .

Lorsque l'éclateur d'isolement est directement relié aux électrodes intermédiaires des éclateurs à gaz, le jitter mesuré est d'environ $2\mu\text{s}$ pour un retard total voisin de la microseconde. Il semble que ceci soit dû à une dissymétrie de la répartition des potentiels entre les deux éclateurs à gaz. Nous avons donc ajouté, comme indiqué figure 3.14, deux condensateurs C_1 et C_2 , ayant pour valeur 1nF chacun, et qui vont permettre de répartir équitablement les charges, générées par l'impulsion de déclenchement, entre les deux éclateurs à gaz.

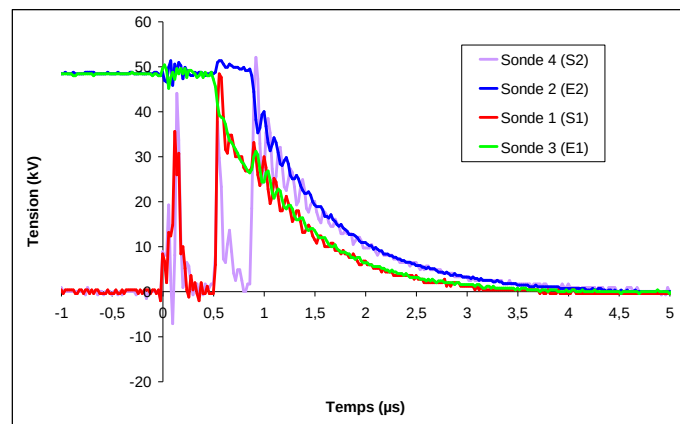


1 et 2 : sondes de champ (capacitives) de rapports respectifs 1/2000 et 1/5000.

Figure 3.14 : Schéma du montage expérimental de la synchronisation de deux éclateurs

Dans un premier temps, nous utilisons une impulsion de déclenchement de polarité positive (figure 3.15). Cependant, quelle que soit la valeur du condensateur de stockage ($1,7\text{nF}$ sur chaque éclateur à gaz ou $1,2\mu\text{F}$ commun aux deux éclateurs à gaz), le retard à

l'amorçage d'un éclateur à gaz par rapport à l'autre est important, de l'ordre de 500ns, et présente un jitter associé proche de la microseconde.



Sondes 2 et 3 : Visualisation de la décharge des condensateurs en entrée des éclateurs à gaz.

Sondes 1 et 4 : Visualisation des ondes de tension générées en sortie des éclateurs à gaz.

Condensateur de stockage $C = 1,7\text{nF}$ sur chaque éclateur à gaz.

Figure 3.15 : Allures générales des ondes de tension générées en entrée et en sortie des deux éclateurs à gaz (déclenchement par impulsion de polarité positive)

Nous nous dirigeons donc vers l'utilisation d'une impulsion de déclenchement de polarité négative. Nous allons ainsi utiliser le condensateur de stockage C de $1,2\mu\text{F}$, pour les distances $d_{AS} = 15\text{mm}$ et $d_{AE} = 23\text{mm}$, qui correspondent à une répartition identique du champ électrique pour les deux intervalles inter-électrodes, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.

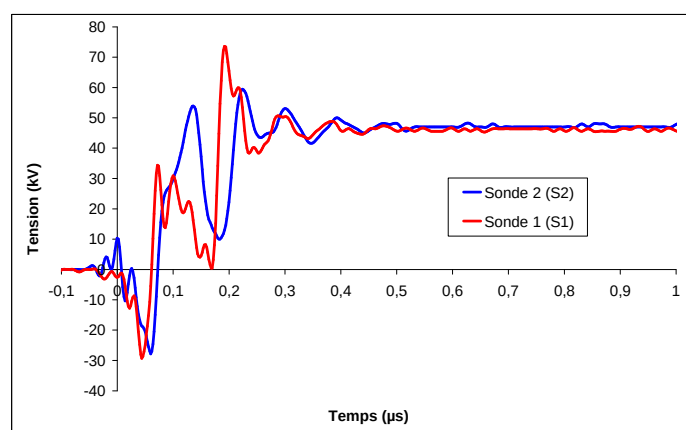


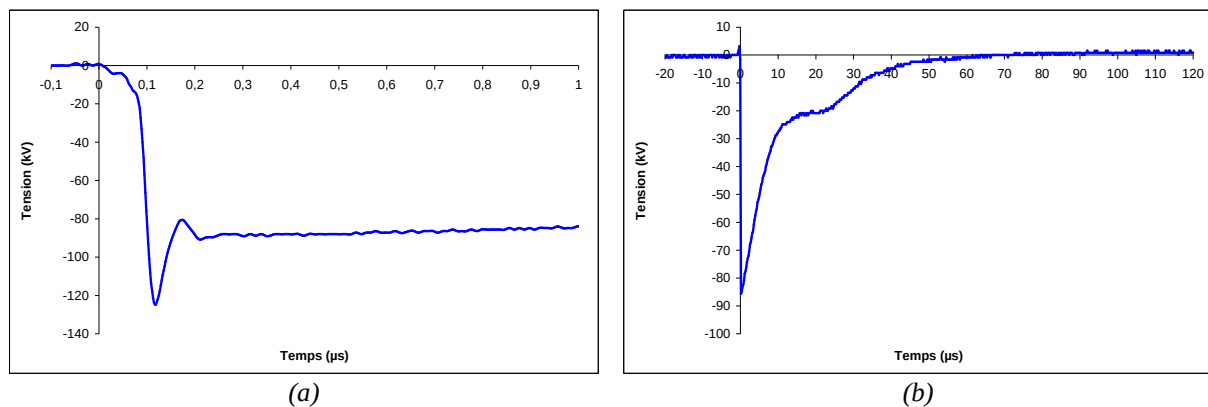
Figure 3.16 : Allures générales des ondes de tension générées en sortie des deux éclateurs à gaz (déclenchement par impulsion de polarité négative)

Dans cette configuration (figure 3.16), le jitter est nettement réduit, de l'ordre de 40ns, pour un retard d'environ 30ns, ce qui justifie pleinement l'utilisation d'une impulsion de déclenchement de polarité négative pour minimiser ces deux valeurs.

Le fait de passer du déclenchement d'un éclateur à celui de deux éclateurs en utilisant la même impulsion de déclenchement présente deux inconvénients :

- on divise par 2 la quantité de charges disponible pour établir l'arc ;
- la constante de temps de décharge du générateur de Marx passe de $\tau = Z_q \times C_{EQ}$ à $\tau/2$.

Il a donc paru opportun d'augmenter la valeur de C_{EQ} afin d'améliorer et de sécuriser le fonctionnement. On a donc utilisé un générateur de Marx de capacité équivalente $C_{EQ} = 500\text{pF}$, c'est-à-dire cinq fois plus importante que la précédente. Ce générateur de Marx délivre une impulsion de déclenchement dont l'allure, à vide, est donnée figure 3.17.



Figures 3.17 : Allure générale de l'onde de tension négative de déclenchement délivrée par le Marx seul

Dans les mêmes conditions que précédemment, c'est-à-dire avec le condensateur $C = 1,2\mu\text{F}$, et pour des distances $d_{AS} = 15\text{mm}$ et $d_{AE} = 23\text{mm}$, nous obtenons les ondes de tension en sortie des deux éclateurs à gaz présentées figure 3.18.

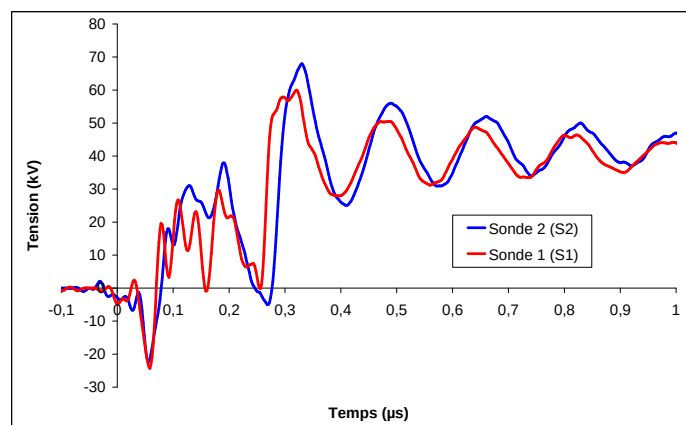


Figure 3.18 : Allures générales des ondes de tension générées en sortie des deux éclateurs à gaz

Le jitter est alors de l'ordre de 25ns, pour un retard d'environ 25ns.

En conclusion, la commutation des éclateurs à gaz est ainsi obtenue en générant une impulsion de déclenchement négative de 100kV au niveau de leur électrode intermédiaire ; cette impulsion est délivrée par un générateur de Marx à éclateurs à air. L'électrode de déclenchement est positionnée dans un rapport $(1/3)/(2/3)$ de la distance inter-électrodes de l'éclateur à gaz, la plus grande distance étant celle située entre l'électrode où la tension est appliquée et l'électrode de déclenchement.

Dans cette configuration, nous obtenons ainsi, au mieux, pour un éclateur à gaz, des jitters de l'ordre de 10ns pour des retards d'environ 100ns, les temps de front T_f des impulsions étant voisins de la dizaine de nanosecondes.

Lors de la synchronisation de deux éclateurs à gaz, le retard à l'amorçage d'un éclateur à gaz par rapport à l'autre est de l'ordre de 40ns, pour un jitter associé d'environ 30ns.

L'utilisation d'un générateur de Marx, générant l'impulsion de déclenchement, de capacité équivalente plus importante, nous permet encore d'améliorer la valeur du retard qui descend alors aux alentours de 25ns, pour un jitter d'environ 25ns.

2.3. Modélisation sous PSpice de la commutation d'un éclateur à gaz

Dans cette partie, nous allons effectuer la modélisation de la commutation d'un éclateur à gaz, déclenché, dans un premier temps, à l'aide d'une impulsion de déclenchement positive délivrée par un générateur de Marx, puis, dans un deuxième temps, à l'aide d'une impulsion négative, comme ce qui a été réalisé expérimentalement à partir du montage de la figure 3.3.

2.3.1. Pour une impulsion de déclenchement positive

2.3.1.1. Description

La représentation schématique du modèle Spice est présentée en figure 3.19. Les différentes parties composant le circuit sont décrites par la suite.

L'alimentation haute tension continue ($V1 = 50kV$) charge le condensateur de stockage (C1) à travers une résistance de charge (R1) de forte valeur. L'inductance parasite de connexion entre la résistance de charge et l'éclateur à gaz est ici négligée.

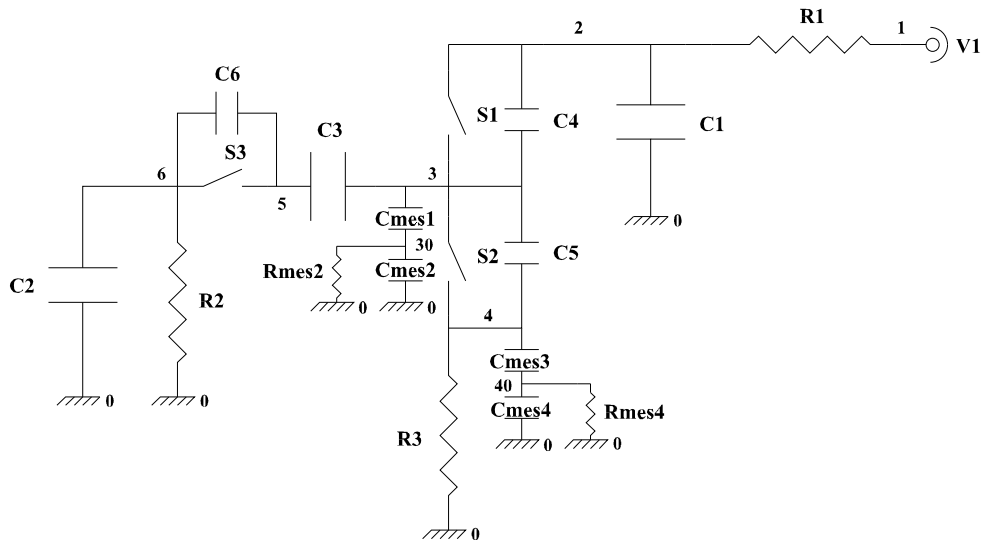


Figure 3.19 : Représentation schématique du modèle SPICE

Un modèle simplifié de l'éclateur à gaz est introduit. Ce modèle, qui ne tient pas compte de l'inductance d'arc, est formé de la capacité (C4) de l'intervalle inter-électrodes AE de l'éclateur à gaz en parallèle avec un commutateur (S1), suivis de la capacité (C5) de l'intervalle inter-électrodes AS de l'éclateur à gaz en parallèle avec un commutateur (S2). Le commutateur (S1) est, en fait, une résistance variable : sa valeur peut varier continûment de $R_{OFF} = 10\text{M}\Omega$ à $R_{ON} = 1\Omega$ en un temps de 100ns. De même, le commutateur (S2) est une résistance variable : sa valeur peut varier continûment de $R_{OFF} = 10\text{M}\Omega$ à $R_{ON} = 1\Omega$ en un temps de 280ns.

(C2) et (R2) représentent respectivement la capacité équivalente et la résistance de queue du générateur de Marx délivrant l'impulsion de déclenchement par l'intermédiaire de l'éclateur d'isolement modélisé par la capacité (C6) de l'intervalle inter-électrodes en parallèle avec un commutateur (S3). Le commutateur (S3) est, lui aussi, une résistance variable : sa valeur peut varier continûment de $R_{OFF} = 10\text{M}\Omega$ à $R_{ON} = 1\Omega$ en un temps de 160ns.

Enfin, la résistance de sortie est simulée par une résistance pure (R3) de 1k Ω , en négligeant, là encore, l'inductance parasite de connexion.

Deux sondes capacitatives de mesure de tension, utilisées expérimentalement au niveau des électrodes de déclenchement et de sortie de l'éclateur à gaz, sont simulées. (Cmes1) et (Cmes2) représentent, respectivement, les capacités de tête de 0,4pF et de pied de 2nF de la sonde capacitive connectée sur l'électrode de déclenchement, dont le rapport de division est de 1/5000. De même, (Cmes3) et (Cmes4) représentent, respectivement, les capacités de tête de 1pF et de pied de 2nF de la sonde capacitive connectée sur l'électrode de sortie, dont le

rapport de division est de 1/2000. (Rmes2) et (Rmes4) correspondent à l'impédance d'entrée ($1M\Omega$) de l'oscilloscope.

2.3.1.2. Fichier circuit de modélisation du montage

Le fichier de programmation Spice [RIV 94], correspondant à la modélisation comportementale de la commutation d'un éclateur à gaz, est donné tableau 3.1.

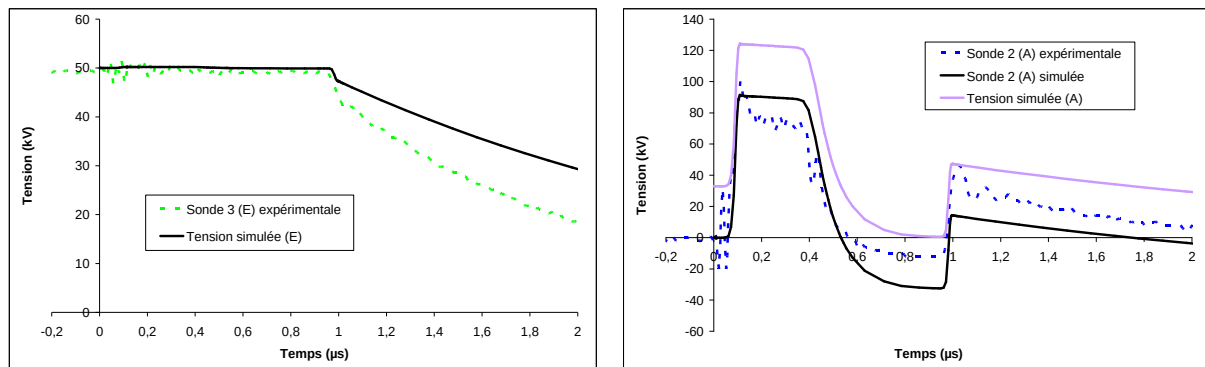
Eclateur
.TRAN 1ns 50s UIC
.IC V(2)=50kV
.IC V(6)=100kV
.IC V(3)=33k
.IC V(4)=0
*V1 1 0 50k ; alimentation continue
*R1 1 2 10Meg ; résistance de charge
C1 2 0 2nF ; capacité de stockage
R3 4 0 1k ; résistance de sortie
Cmes3 4 40 1p
Rmes4 40 0 1Meg
Cmes4 40 0 2n
C4 2 3 5p
S1 2 3 100 0 comm1 ; intervalle AE de l'éclateur à gaz
C5 3 4 2.5p
S2 3 4 200 0 comm2 ; intervalle AS de l'éclateur à gaz
Cmes1 3 30 0.4p
Rmes2 30 0 1Meg
Cmes2 30 0 2n
C3 3 5 1nF
C6 5 6 5p
S3 5 6 300 0 comm3 ; éclateur d'isolement
C2 6 0 100p
R2 6 0 100k
V3 100 0 PULSE(0 1 0.915u 100n 50 50 500)
V4 200 0 PULSE(0 1 0.250u 280n 50 50 500)
V5 300 0 PULSE(0 1 0 160n 50 50 500)
.MODEL comm1 VSWITCH(RON=1 ROFF=10Meg
+ VON=1 VOFF=0)
.MODEL comm2 VSWITCH(RON=1 ROFF=10Meg
+ VON=1 VOFF=0)
.MODEL comm3 VSWITCH(RON=1 ROFF=10Meg
+ VON=1 VOFF=0)
.PROBE
.END

Tableau 3.1 : Fichier circuit de modélisation du montage

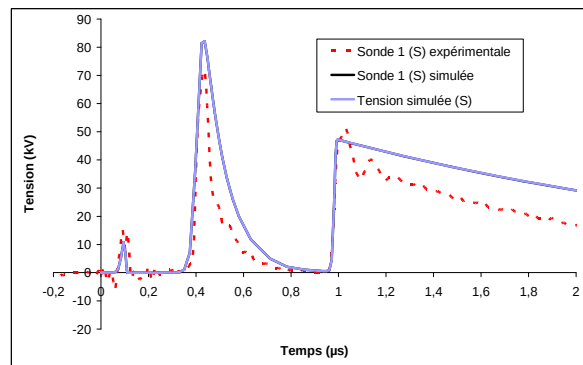
2.3.1.3. Résultats

Les formes des impulsions simulées sont comparées à celles des impulsions expérimentales. Ces dernières ont été enregistrées en utilisant les conditions particulières suivantes : une tension continue de 50kV est appliquée sur un condensateur de stockage de 2nF et la distance inter-électrodes de l'éclateur à gaz est de 37mm pour l'intervalle AS et de 19mm pour l'intervalle AE.

La bonne concordance obtenue en figures 3.20 nous permet de valider le modèle du circuit présenté figure 3.19.



(a) : Tension mesurée en entrée (E) de l'éclateur à gaz (b) : Tension mesurée sur l'électrode intermédiaire (A) de l'éclateur à gaz



(c) : Tension mesurée en sortie (S) de l'éclateur à gaz

Figures 3.20 : Comparaison entre résultats expérimentaux et simulés

Il faut noter que le modèle ainsi obtenu découle d'ajustements successifs des paramètres d'arc (capacités et résistances variables) dans le but d'obtenir une bonne concordance entre résultats expérimentaux et simulés.

Après avoir défini les différents éléments tels qu'ils sont dans le montage expérimental et auxquels s'ajoutent les capacités parasites, nous imposons des retards à la commutation entre les trois commutateurs. L'éclateur d'isolement S3 commute en premier, 250ns avant S2 (intervalle AS de l'éclateur à gaz) et 915ns avant S1 (intervalle AE de l'éclateur à gaz).

2.3.2.2. Fichier circuit de modélisation du montage

Le fichier de programmation Spice, correspondant à la modélisation comportementale de la commutation d'un éclateur à gaz, est donné tableau 3.2.

```

Eclateur

.TRAN 1ns 50s UIC

.IC V(2)=50kV
.IC V(6)=-100kV

*V1 1 0 50k                ; alimentation continue
*R1 1 2 10Meg              ; résistance de charge
C1 2 0 1.2uF               ; capacité de stockage
L1 2 7 2.3u
R3 4 8 500                 ; résistance de sortie
L2 8 0 0.005u
C4 7 3 3p
S1 7 9 100 0 comm1         ; intervalle AE de l'éclateur à gaz
L3 9 3 0.9u
C5 3 4 1p
L4 3 10 4.3u
S2 10 4 200 0 comm2        ; intervalle AS de l'éclateur à gaz
C3 3 5 1nF
C6 5 6 50p
L5 5 11 0.3u
S3 11 6 300 0 comm3        ; éclateur d'isolement
C2 6 0 100p
R2 6 0 100k

V3 100 0 PULSE(0 1 4.985u 100n 50 50 50)
V4 200 0 PULSE(0 1 4.975u 85n 50 50 50)
V5 300 0 PULSE(0 1 4.96u 60n 50 50 50)

.MODEL comm1 VSWITCH(RON=1 ROFF=400Meg
+                   VON=1 VOFF=0)

.MODEL comm2 VSWITCH(RON=1 ROFF=400Meg
+                   VON=1 VOFF=0)

.MODEL comm3 VSWITCH(RON=1 ROFF=400Meg
+                   VON=1 VOFF=0)

.PROBE
.END

```

Tableau 3.2 : Fichier circuit de modélisation du montage

2.3.2.3. Résultats

Nous comparons, maintenant, la forme de l'impulsion simulée à celle de l'impulsion expérimentale. Ces données expérimentales ont été enregistrées en utilisant les conditions particulières suivantes : une tension continue de 50kV est appliquée sur un condensateur de stockage de 1,2 μ F et la distance inter-électrodes de l'éclateur à gaz est de 10mm pour l'intervalle AS et de 28mm pour l'intervalle AE.

La bonne concordance obtenue en figure 3.22 nous permet de valider le modèle du circuit présenté figure 3.21.

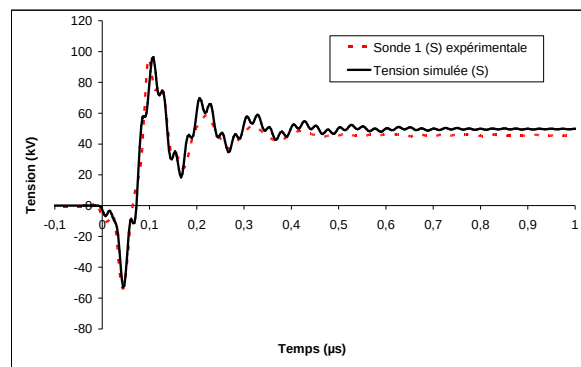


Figure 3.22 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulés de la tension mesurée en sortie (S) de l'éclateur à gaz

Il faut noter que le modèle ainsi obtenu découle d'ajustements successifs des paramètres d'arc (inductances, capacités et résistances variables) dans le but d'obtenir une bonne concordance entre résultats expérimentaux et simulés.

Après avoir défini les différents éléments tels qu'ils sont dans le montage expérimental et auxquels s'ajoutent les éléments parasites, nous imposons des retards à la commutation entre les trois commutateurs. Le premier à commuter est S3 (éclateur d'isolement), 15ns avant S2 (intervalle AS de l'éclateur à gaz). S1 (intervalle AE de l'éclateur à gaz) est commuté seulement 25ns après S3.

3. Eclateur à déclenchement isolé galvaniquement

3.1. Position du problème

L'étude précédente a clairement montré l'avantage du déclenchement d'un commutateur à trois électrodes par une impulsion de polarité opposée à celle appliquée au commutateur.

Deux problèmes majeurs subsistent :

- Dans les systèmes industriels à très forte énergie, comme, par exemple, le générateur SUPER DICOM étudié ici, apparaît une érosion des électrodes des commutateurs et, entre autres, de l'électrode centrale. Ceci conduit, inévitablement, à une modification de l'homogénéité du champ électrique qui se traduit par la diminution de la tenue diélectrique de l'ensemble. Les électrodes d'entrée et de sortie sont, bien entendu, indispensables mais est-il possible de se passer de l'électrode de synchronisation sans altérer les performances du système ?
- Nous nous sommes intéressés, précédemment, au déclenchement d'un, puis de deux éclateurs constituant, chacun, le premier étage d'un générateur de Marx. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, ce type de générateur comprend plusieurs étages et, pour assurer une bonne commutation de l'ensemble, il serait souhaitable de déclencher, si ce n'est la totalité, du moins plusieurs étages. Le problème est que les systèmes de déclenchement sont portés, lors de la commutation de l'éclateur qu'ils commandent, au potentiel de ce dernier. L'idéal serait de réaliser un déclencheur à isolement galvanique.

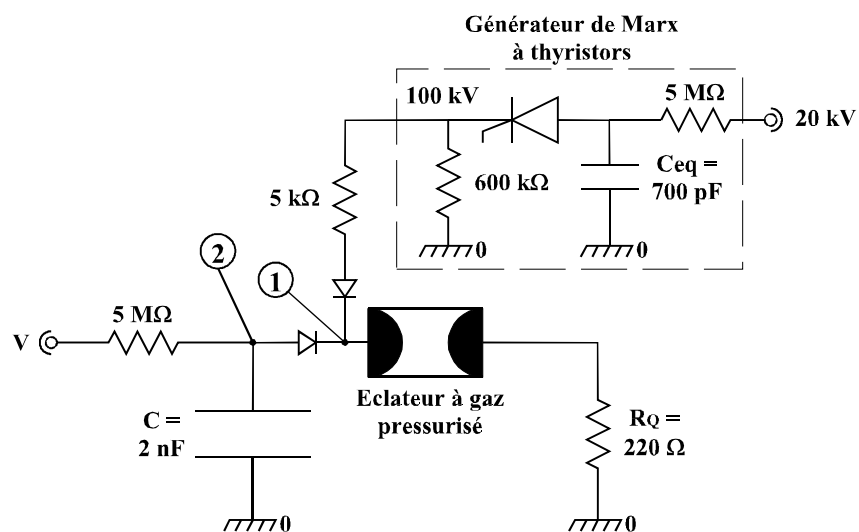
C'est à ces deux problèmes que nous nous sommes attaqués. Nous avons donc commencé par supprimer l'électrode de déclenchement du commutateur à trois électrodes et étudié son fonctionnement lorsqu'il est déclenché par une impulsion directement injectée sur l'une de ses électrodes principales. Pour compenser la marge de manœuvre que nous avons perdue en supprimant l'électrode de synchronisation, nous utilisons un commutateur à gaz pressurisé. Les électrodes de ce commutateur sont constituées de deux hémisphères de graphite de diamètre 10cm. Un cylindre de plexiglas et des joints permettent d'assurer l'étanchéité de l'ensemble (figure 3.23) qui peut donc être mis en dépression ou en surpression. De ce fait, la distance inter-électrodes est imposée par la longueur du cylindre de plexiglas et ne peut être réglée à volonté (on peut, si nécessaire, réaliser des cylindres supplémentaires suivant les nécessités).



Figure 3.23 : Photographie d'un commutateur en graphite à deux électrodes et de son manchon de plexiglas

3.2. Déclenchement de l'éclateur à deux électrodes

Le principe du montage expérimental (figure 3.24) consiste à faire commuter un condensateur de stockage $C = 2\text{ nF}$, vers une résistance de sortie (utilisation) $R_q = 220\Omega$, à travers cet éclateur à gaz commandé par une impulsion de tension positive, délivrée par un générateur de Marx à thyristors, et appliquée sur l'électrode d'entrée de l'éclateur à gaz.



1 : Visualisation de l'impulsion de déclenchement, sonde de champ (rapport 1/10000, BP : 300MHz)
 2 : Visualisation de la décharge du condensateur, sonde résistive (rapport 1/1000, BP : 90MHz)

Figure 3.24 : Schéma du montage expérimental

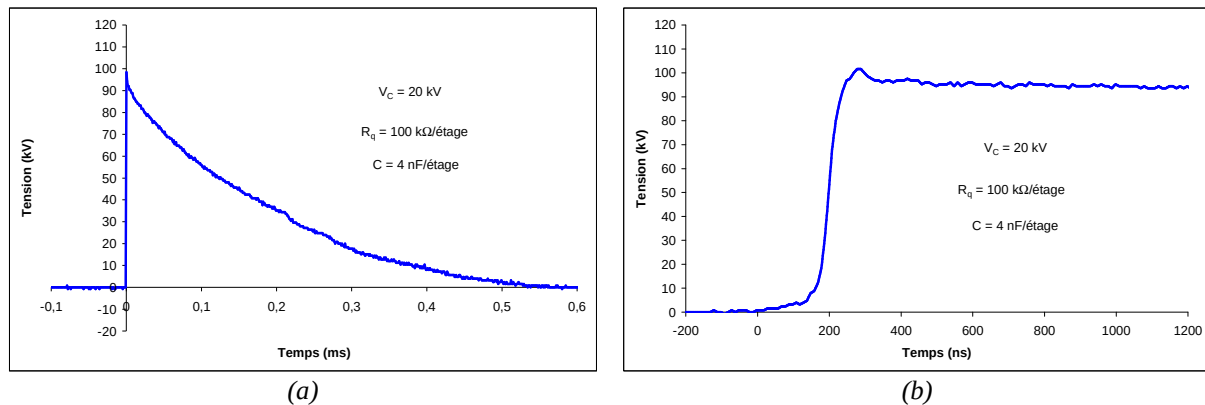
Afin d'empêcher que l'impulsion de déclenchement vienne charger le condensateur de stockage, on dispose des diodes de protection associées en série entre le condensateur de stockage et l'électrode d'entrée de l'éclateur à air. De même, une deuxième série de diodes est positionnée afin de protéger le générateur de Marx.

Deux sondes de mesure, notées (1) et (2), permettent d'analyser les ondes de tension au niveau de la décharge du condensateur de stockage et de l'impulsion de déclenchement.

Le générateur de Marx comporte six étages réalisés au moyen de commutateurs à thyristors. Ces commutateurs sont constitués d'une association série de vingt thyristors (16TTS12) déclenchés par transformateurs à ferrite (un ferrite par thyristor).

Ses performances sont les suivantes : charge de 20kV par étage ; énergie emmagasinée $E = 0,8\text{J}$; capacité équivalente $C_{EQ} = 700\text{pF}$; temps de front $T_f = 90\text{ns}$; durée à mi-hauteur $T_q = 100\mu\text{s}$; tension crête $V_M = 100\text{kV}$. Les caractéristiques des impulsions délivrées par ce générateur, notamment la valeur crête, sont suffisantes pour permettre d'établir, sans l'aide du condensateur de stockage C , une décharge entre les deux électrodes.

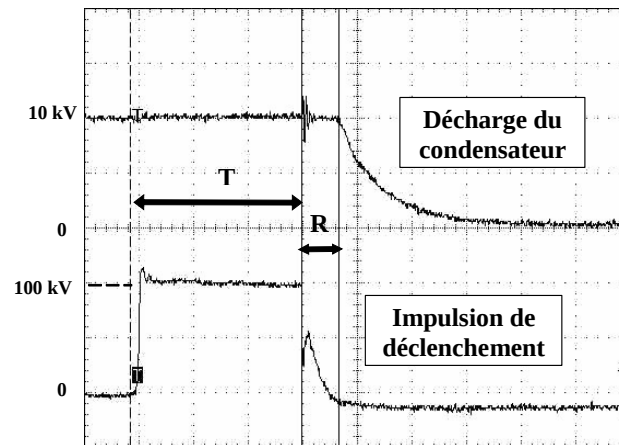
Les impulsions de déclenchement, délivrées à vide par le générateur de Marx, sont représentées figures 3.25.



Figures 3.25 : Impulsion de déclenchement générée par le générateur de Marx à thyristors à vide

Lorsque ce générateur de Marx est inséré dans le montage représenté figure 3.24, où le commutateur fonctionne à la pression atmosphérique, on obtient les ondes de tension caractéristiques présentées sur la figure 3.26.

Comme précédemment, les deux paramètres, retard à la commutation T et retard à la décharge R du condensateur, vont nous permettre d'analyser l'influence de la variation de la tension de charge à commuter, de la distance inter-électrodes et, maintenant, de la pression sur la commutation de l'éclateur à gaz pressurisé.



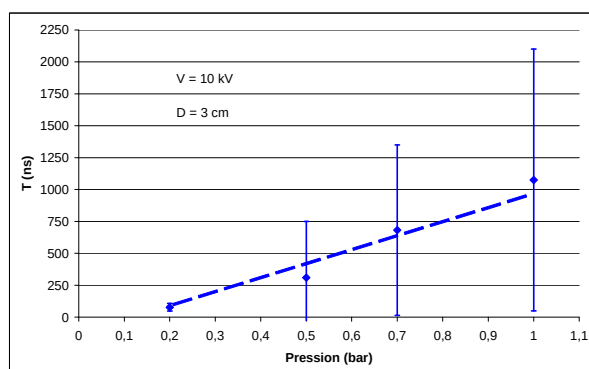
Impulsion de déclenchement : 50kV/div. ; Décharge du condensateur : 5kV/div. ; Temps : 1μs/div.

Figure 3.26 : Ondes de tension typiques générées au niveau de l'éclateur à gaz pressurisé

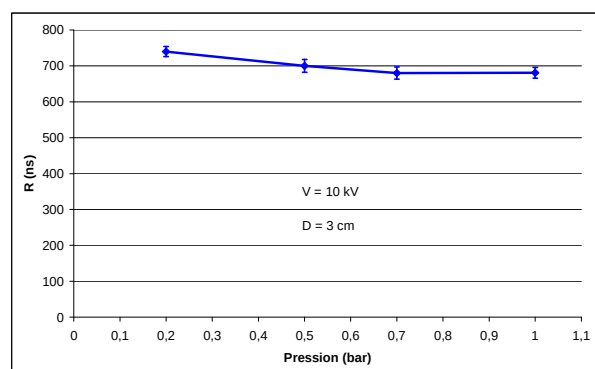
Dans tous les essais qui suivent, l'impulsion de déclenchement délivrée par le générateur de Marx a des caractéristiques constantes : polarité positive ; tension crête $V_M = 100\text{kV}$; temps de front $T_f = 90\text{ns}$; durée à mi-hauteur $T_q = 100\mu\text{s}$.

3.2.1. Influence de la pression sur les temps de retard et le jitter

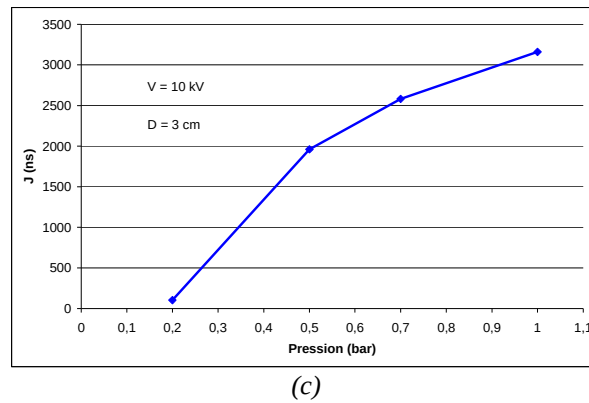
Nous analysons, figures 3.27, l'influence de la pression P sur le retard à la commutation T , le retard à la décharge R et le jitter J , en maintenant la tension à commuter et la distance inter-électrodes constantes ($V = 10\text{kV}$; $D = 3\text{cm}$).



(a)



(b)



Figures 3.27 : Variations du retard à la commutation T (a), du retard à la décharge R du condensateur (b) et du jitter J (c) en fonction de la pression de l'éclateur à gaz

L'influence de la pression P sur T est très intéressante à analyser : le retard à la commutation T et le jitter associé diminuent fortement avec la pression P . En effet, dans la zone de la courbe de Paschen où nous nous situons, le champ disruptif diminue avec la pression et, comme l'amplitude de l'impulsion de déclenchement reste constante, la surtension augmente avec la diminution de la pression : le retard à la commutation T et le jitter correspondant diminuent en conséquence.

Par contre, le retard R augmente très légèrement lorsque la pression diminue mais, en assimilant à des droites les courbes représentées figures 3.27a et 3.27b, on voit que :

$$\left| \frac{\Delta T}{\Delta P} \right| \approx \left| \frac{1074 - 77}{1000 - 200} \right| = 1,25 \text{ ns.mbar}^{-1} \quad \left| \frac{\Delta R}{\Delta P} \right| \approx \left| \frac{681 - 740}{1000 - 200} \right| = 0,07 \text{ ns.mbar}^{-1}$$

c'est-à-dire qu'une diminution de pression entraîne une diminution de T de 1,25ns par millibar et une augmentation de R de 0,07ns, toujours par millibar.

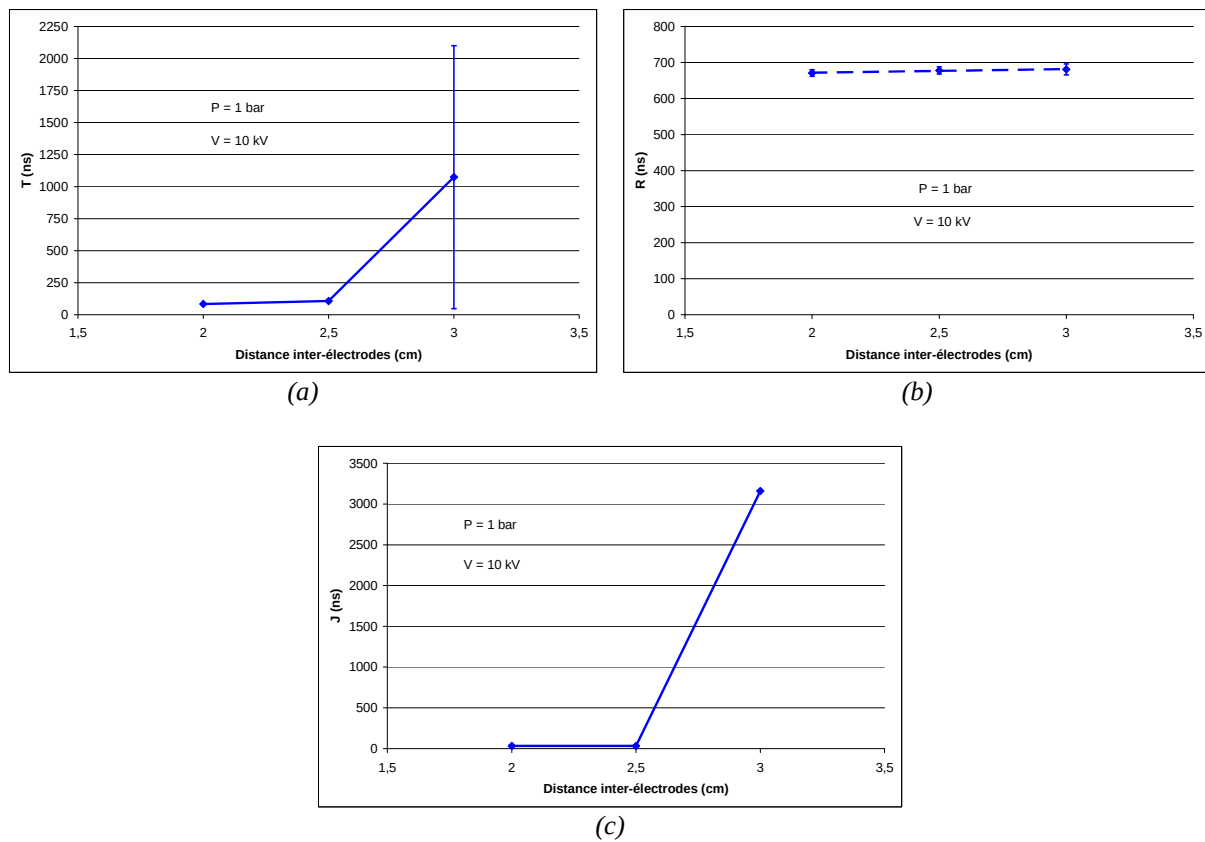
De même, le jitter passe de 3160ns à 104ns pour P variant de 1 à 0,2bar.

3.2.2. Influence de la distance inter-électrodes sur les temps de retard et le jitter

Les résultats du paragraphe précédent sont particulièrement prometteurs. La courbe de Paschen étant tracée en fonction du produit $P.D$, on doit pouvoir obtenir les mêmes résultats que précédemment en jouant sur la distance inter-électrodes et en laissant la pression constante et égale à 1bar, ce qui simplifierait grandement la réalisation technologique des éclateurs qui n'auraient plus besoin d'être pressurisés.

Nous travaillons donc, maintenant, à pression et à tension à commuter constantes ($P = 1$ bar ; $V = 10$ kV) et faisons varier la distance inter-électrodes.

Les variations du retard à la commutation T , du retard à la décharge R du condensateur et du jitter J pour une distance inter-électrodes d variable sont présentées figures 3.28.



Figures 3.28 : Variations du retard à la commutation T (a), du retard à la décharge R du condensateur (b) et du jitter J (c) en fonction de la distance inter-électrodes de l'éclateur à gaz

Comme espéré, nous obtenons des résultats intéressants : pour une distance inter-électrodes de 2,5cm, nous tombons, à pression atmosphérique, à des valeurs de $T \approx 110\text{ns}$, de $R \approx 680\text{ns}$ et, surtout, à des valeurs de jitter $J \approx 30\text{ns}$.

Pour cette distance inter-électrodes de 2,5cm et à la pression atmosphérique, le commutateur supporte l'application de tensions continues pouvant atteindre 65kV. Pour $D = 2\text{cm}$, la tension limite est de 53kV. On rappelle que la tension prévue dans le cahier des charges du SUPER DICOM est de 50kV.

3.2.3. Influence de la tension à commuter sur les temps de retard et le jitter

Lorsque l'on fait varier la tension à commuter, à distance inter-électrodes et pression constantes ($D = 3\text{cm}$; $P = 1\text{bar}$), on se rend compte que T ne varie pratiquement pas, ce qui est normal puisque l'amplitude de l'impulsion de déclenchement est nettement supérieure à

celle de la tension à commuter, et que R diminue lorsque V_C augmente, ce qui est également logique puisque le champ appliqué augmentant, la commutation en est facilitée.

En fait, ces essais sont difficiles à réaliser car nous nous sommes rendus compte que, lorsque la tension à commuter augmentait (notamment pour $V_C > 15\text{kV}$), le plexiglas se conditionnait, en ce sens que la tension disruptive de l'intervalle augmentait en fonction du nombre d'essais. On a reporté, figure 3.29, les résultats d'une succession d'essais réalisés avec le manchon de plexiglas tel quel, sans manchon et lorsque ce dernier est, intérieurement, recouvert d'une fine pellicule d'huile. Il est manifeste que, lorsqu'on ne prend pas de précaution, le plexiglas se charge en ions qui modifient le champ électrique dans l'intervalle et donc les performances ultérieures de l'éclateur. Il s'agit d'un problème bien connu en haute tension qui se résout par l'utilisation de matériaux appropriés, c'est-à-dire présentant une conductivité suffisante pour permettre une migration des ions tout en présentant des propriétés diélectriques acceptables pour le problème considéré ou de matériaux dont la résistivité varie en fonction de la différence de potentiel à laquelle ils sont soumis [TOL 04].

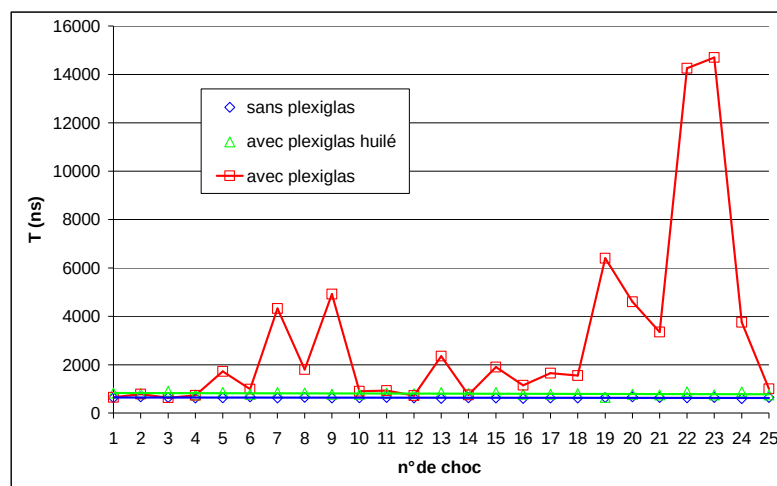
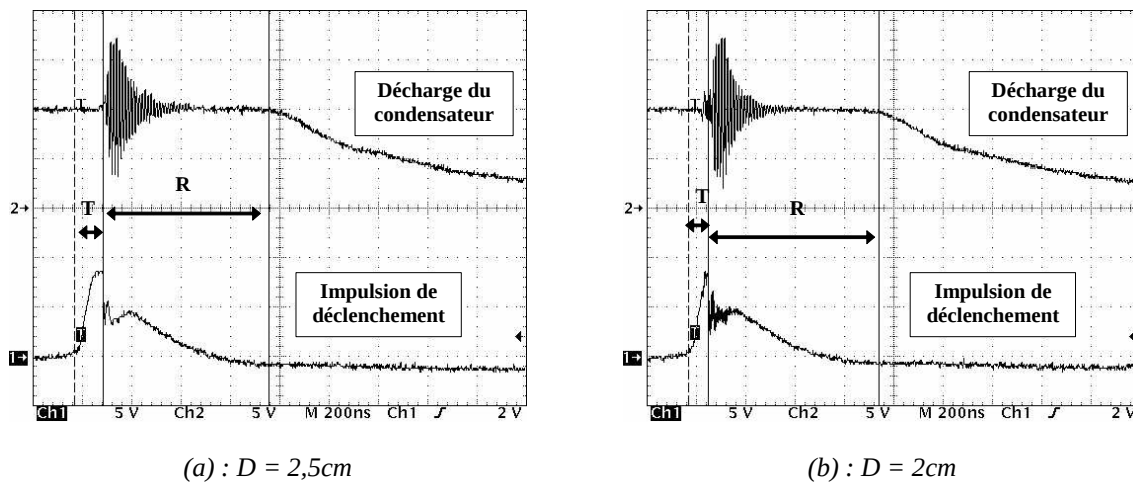


Figure 3.29 : Mise en évidence du conditionnement du commutateur dû au plexiglas
Evolution du retard à la commutation T en fonction du nombre de chocs

Cette étude n'a pas été approfondie pour deux raisons :

- les résultats que l'on vient de présenter paragraphe 3.2.2. montrent que l'on peut travailler à pression atmosphérique et que le manchon de plexiglas n'a donc plus de raison d'être ;
- nous avons fait part de ce problème aux personnes qui travaillaient sur le SUPER DICOM, conçu avec ce type d'éclateurs : ils n'avaient pas été perturbés par ce problème. Il y a peut-être deux explications à cela : leurs tirs sont très espacés dans le temps et, du fait qu'ils travaillent à beaucoup plus fort courant que nous, il se peut que leurs arcs, très énergétiques, balaient les ions environnants [REN 81].

Pour terminer, on trouvera, figures 3.30, des enregistrements montrant l'allure des ondes de tension générées au niveau de l'éclateur à gaz.



Figures 3.30 : Ondes de tension typiques générées au niveau de l'éclateur à gaz pressurisé

3.2.4. Conclusion relative à l'éclateur à air à deux électrodes

Partant d'un commutateur trois électrodes, fonctionnant en dépression ou en surpression, nous avons montré que l'on pouvait, sans altérer les performances du système (jitter voisin de 30ns), supprimer l'électrode de synchronisation et travailler à pression atmosphérique en déclenchant ce commutateur au moyen d'un générateur de Marx de réalisation classique.

La dynamique du système va, sans aucun réglage, de 0 à 50kV puisque c'est l'impulsion du générateur de Marx à thyristors qui en assure la commutation.

3.3. Déclenchements à isolement galvanique

3.3.1. Déclenchement par générateur de Marx

Dans le montage représenté figure 3.24, le générateur de Marx est référencé à la terre du fait de son attaque par une alimentation haute tension, également référencée à la terre. Il est possible de remplacer cette dernière par un convertisseur DC-DC 12V/20kV (par exemple les MM Series de chez Start Spellman). Si les commutateurs du générateur de Marx sont déclenchés par fibre optique, ce dernier fonctionne alors « en flottant ». Dans ces conditions, il peut être connecté aux bornes des deux électrodes du commutateur à gaz de la figure 3.24

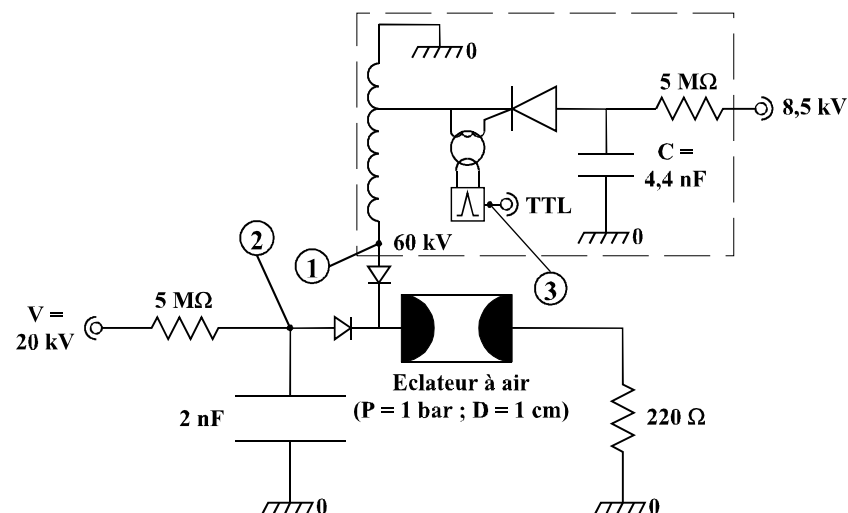
mais, surtout, il peut attaquer n'importe quel étage du générateur SUPER DICOM ou de tout autre système, ou partie de système, porté à la haute tension.

On réalise ainsi un déclenchement haute tension isolé galvaniquement dont on comprend aisément tout l'intérêt.

Ce que l'on vient de dire est applicable aux deux générateurs à thyristors (le « 6 étages » et le « 120 étages ») que nous avons présentés au chapitre précédent et il faut noter, au passage, que le générateurs «120 étages » ne nécessite qu'un convertisseur DC-DC 12V/1kV.

3.3.2. Déclenchement par transformateur d'impulsions

Le principe du montage expérimental (figure 3.31) consiste toujours à faire commuter un condensateur de stockage $C = 2\text{nF}$, chargé à une tension V , vers une résistance de sortie $R_q = 220\Omega$ et à travers un éclateur à air de distance inter électrodes $D = 1\text{cm}$ et fonctionnant à pression atmosphérique. Le déclenchement est, maintenant, réalisé par une impulsion de tension positive, d'amplitude V_M , délivrée, sur l'électrode d'entrée de l'éclateur à air, par un transformateur d'impulsions à ferrites tel que celui décrit au chapitre précédent. Ce dernier est lui-même alimenté par un commutateur constitué de dix thyristors associés en série, commutant une capacité de $4,4\text{nF}$, et déclenchés, via dix ferrites, par une impulsion TTL.



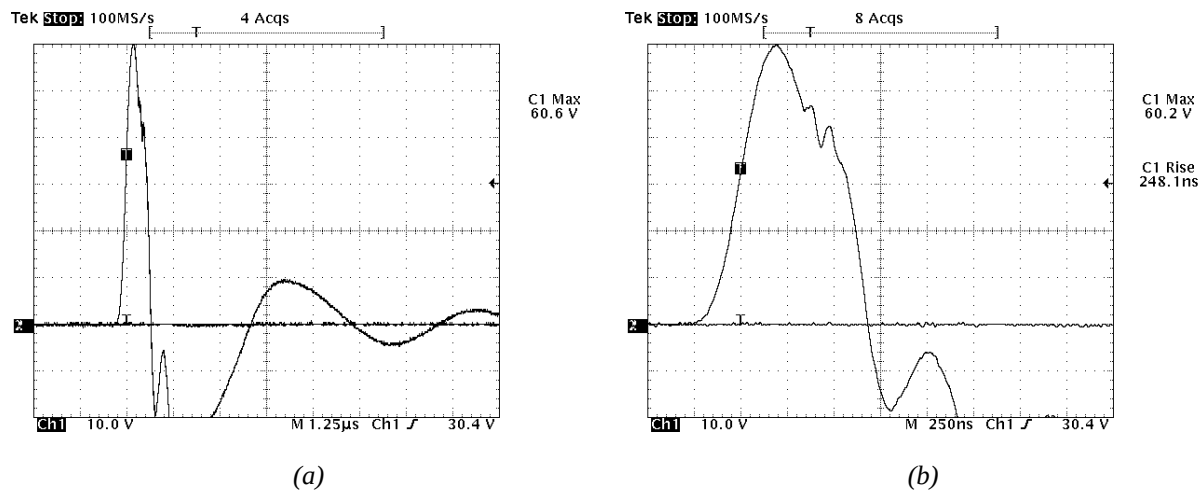
- 1 : Visualisation de l'impulsion de déclenchement, sonde résistive North-Star (rapport 1/1000).
- 2 : Visualisation de la décharge du condensateur, sonde résistive Tektronix (rapport 1/1000).
- 3 : Visualisation de l'impulsion TTL de déclenchement des thyristors.

Figure 3.31 : Schéma du montage expérimental

Trois sondes de mesure permettent d'analyser les ondes de tension au niveau de l'impulsion TTL de déclenchement des thyristors (3), de la décharge du condensateur de stockage (2) et de l'impulsion de déclenchement délivrée par le transformateur d'impulsions à ferrites (1).

Comme dans le cas des générateurs de Marx, ce montage peut être rendu « flottant » en utilisant un convertisseur DC-DC adéquat et une attaque des ferrites de commande des gâchettes des thyristors via une fibre optique. On retrouve, alors, tout l'avantage d'une attaque isolée galvaniquement.

L'impulsion de déclenchement (1) délivrée, à vide, par ce transformateur à ferrites est représentée figures 3.33. Elle présente les caractéristiques suivantes : tension maximale $V_M = 60\text{kV}$; temps de front $T_f = 250\text{ns}$; durée à mi-hauteur $T_q = 500\text{ns}$.



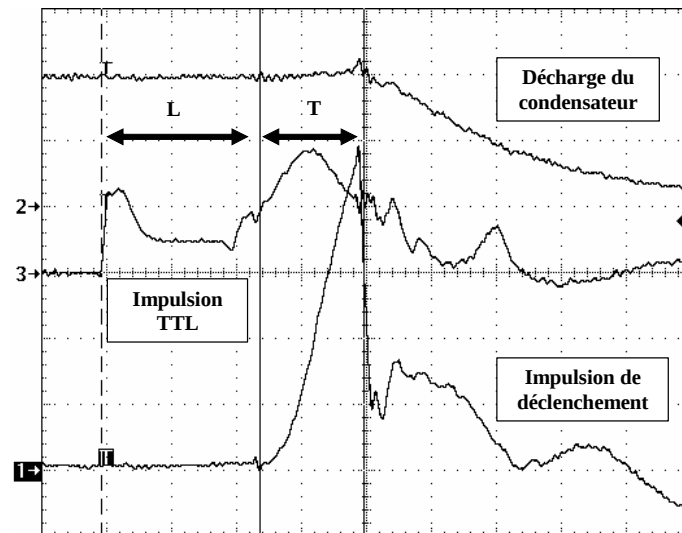
Transformateur d'impulsions alimenté par un commutateur de 10 thyristors en série, chargé à 8,5kV (caractéristiques : capacité $C = 4,4\text{nF}$; temps de front $T_f = 250\text{ns}$; durée à mi-hauteur $T_q = 500\text{ns}$; tension crête $V_M = 60\text{kV}$)

Figures 3.33 : Impulsion de déclenchement générée par le transformateur d'impulsions à vide

On obtient ainsi, en sortie du montage de la figure 3.31, les ondes de tension caractéristiques présentées sur la figure 3.34.

A partir de cet enregistrement, nous définissons deux paramètres temporels :

- le retard au déclenchement, noté L : il correspond à l'intervalle de temps qui s'écoule entre l'application de l'impulsion TTL et l'apparition de l'impulsion de déclenchement délivrée par le transformateur d'impulsions à ferrites,
- le retard à la commutation, noté T : il correspond à l'intervalle de temps qui s'écoule entre l'apparition de l'impulsion délivrée par le transformateur d'impulsions à ferrites et le début de la commutation de l'espace inter-électrodes.

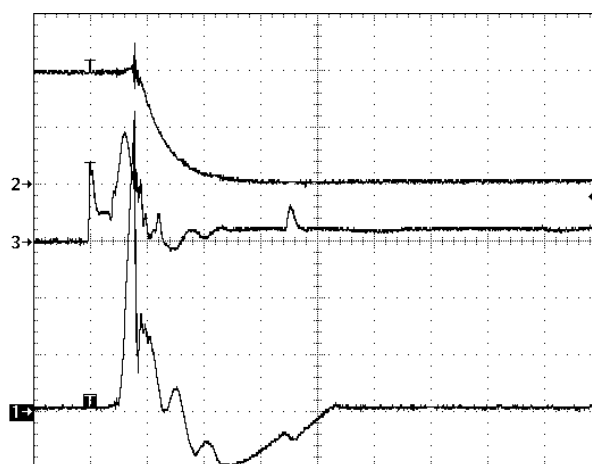


1- Impulsion de déclenchement : 10kV/div. ; 2- Décharge du condensateur : 10kV/div.
3- Impulsion TTL : 5V/div. ; Temps : 250ns/div.

Figure 3.34 : Ondes de tension typiques générées au niveau des points de mesure

On remarquera, dans ce cas, que le retard à la décharge du condensateur, noté R, qui correspond à l'intervalle de temps qui s'écoule entre le début de la commutation de l'intervalle inter-électrodes et le début de la décharge du condensateur C, est quasiment inexistant. L'impulsion délivrée par le transformateur d'impulsions à ferrites, qui assure la commutation de l'intervalle, doit être suffisamment énergétique pour créer un canal d'arc qui assure la décharge instantanée du condensateur C.

Un enregistrement caractéristique est présenté figure 3.35.



1- Impulsion de déclenchement : 10kV/div. ; 2- Décharge du condensateur : 10kV/div.
3- Impulsion TTL : 5V/div. ; Temps : 1,25μs/div.

Figure 3.35 : Ondes de tension typiques générées au niveau des points de mesure pour $V = 20\text{kV}$ et $D = 1\text{cm}$

Dans la configuration expérimentale $V = 20\text{kV}$, $d = 1\text{cm}$, $V_M = 60\text{kV}$ on obtient :

$$L = 625 \pm 10\text{ns}$$

$$T = 390 \pm 10\text{ns}$$

$$J = 40\text{ns}$$

ces résultats étant la moyenne sur 25 chocs, avec $J = \text{Max}(L \text{ ou } T) - \text{Min}(L \text{ ou } T)$.

Lorsque l'on fait varier V , on note que, les impulsions de déclenchement étant constantes et d'amplitudes nettement supérieures à la tension commutée, L est constant alors que T et J augmentent lorsque la tension à commuter diminue, ce qui semble logique.

Quelques remarques complémentaires :

- l'impulsion de déclenchement doit avoir une amplitude $V_M \geq 45\text{kV}$ pour parvenir à court-circuiter l'intervalle inter-électrodes de l'éclateur à air ;
- l'éclateur à air n'auto-amorce pas tant que la tension, V , appliquée à ses bornes est inférieure ou égale à 20kV (essais sous tension pendant 30mn) ;
- pour $D = 1,5\text{cm}$, l'éclateur à air n'est pas court-circuité à chaque fois. Pour le déclencher systématiquement, il est nécessaire d'appliquer une impulsion de déclenchement d'amplitude $V_M \geq 70\text{kV}$.

3.4. Eclateur sphère/sphère sous tensions continue et impulsionnelle

Les éclateurs destinés à l'application SUPER DICOM ont été conçus et réalisés par THALES. Ils étaient initialement constitués de deux électrodes principales hémisphériques en graphite et d'une électrode de déclenchement métallique (cf. §2.1.) enserrées dans un cylindre en plexiglas afin de pouvoir fonctionner en surpression ou en dépression.

Nous avons montré, dans les paragraphes précédents, que l'on pouvait s'affranchir de l'électrode de déclenchement et faire fonctionner le commutateur à pression atmosphérique (suppression du cylindre de plexiglas) sans nuire aux performances de l'ensemble. Au cours de ces essais, nous avons rencontré un certain nombre de difficultés, principalement liées à la reproductibilité des mesures, qui nous ont amené à nous poser un certain nombre de questions comme celle concernant le conditionnement du plexiglas et que nous avons présenté au paragraphe 3.2.3.

Pour terminer cette étude, nous complétons, dans les paragraphes qui suivent, la caractérisation diélectrique de l'éclateur sous tension continue puis impulsionnelle.

3.4.1. Tension disruptive V_S sous tension continue

En champ uniforme, on montre que la tension de disruption, V_S , d'un diélectrique gazeux est une fonction du produit de la pression, P , par la distance inter-électrodes D (courbes de Paschen). Cette loi reste valable tant que les coefficients d'ionisation α et d'émission secondaire général γ sont fonctions de E/P (E le champ électrique) à température fixée.

Les courbes de Paschen sont établies en champ uniforme, dans des gaz très purs et en utilisant des électrodes soigneusement polies, sur le principe de l'établissement d'une décharge de Townsend qui conduit à l'arc. Dans le cas de l'air, on peut admettre que la tension disruptive varie linéairement avec le logarithme du produit $P.D$ pour des valeurs de ce produit comprises entre 10^{-2} et 10^2 bar.cm.

On remarque, également, que, dans les conditions industrielles, la dépendance de V_S en fonction de $P.D$ peut évoluer progressivement avec le conditionnement des électrodes (voire du gaz).

Nous avons donc tracé les courbes reliant la tension disruptive en fonction du produit $P.D$ dans le cas de l'éclateur sphère/sphère particulier que nous étudions.

Le dispositif expérimental est constitué d'une alimentation HT continue qui charge l'intervalle sphère/sphère représentatif de l'éclateur à l'étude à travers une résistance de 220Ω . Afin d'éviter le conditionnement dû au plexiglas, le commutateur, dépourvu de son cylindre de plexiglas, a été placé dans une enceinte de 300 litres.

Les résultats que nous avons obtenus sont reportés figure 3.36 où ils sont comparés à ceux proposés par W. BOECK [BOE 78] et obtenus pour une configuration similaire dans les conditions expérimentales de la Norme Internationale IEC 60052.

La courbe proposée par BOECK et celle obtenue dans le cas où nos électrodes sont en laiton sont confondues, aux erreurs de mesure près. Par contre, la courbe $V_S = f(P.D)$ est d'amplitude inférieure aux autres lorsque les électrodes sont en graphite, notamment au-delà de 2bar.cm. L'écart est de 5kV à 3bar.cm. Cette « anomalie » à la loi de Paschen peut être expliquée par l'émission cathodique : le potentiel V_S dépend alors de la pression et du champ séparément. La valeur du champ à partir duquel l'écart s'observe est d'environ 50kV.cm^{-1} ; c'est la valeur à partir de laquelle l'effet de champ peut expliquer une émission d'électrons à la cathode différente de l'émission secondaire classique par bombardement ionique qui est observée aux tensions plus basses (à distance inter-électrodes donnée).

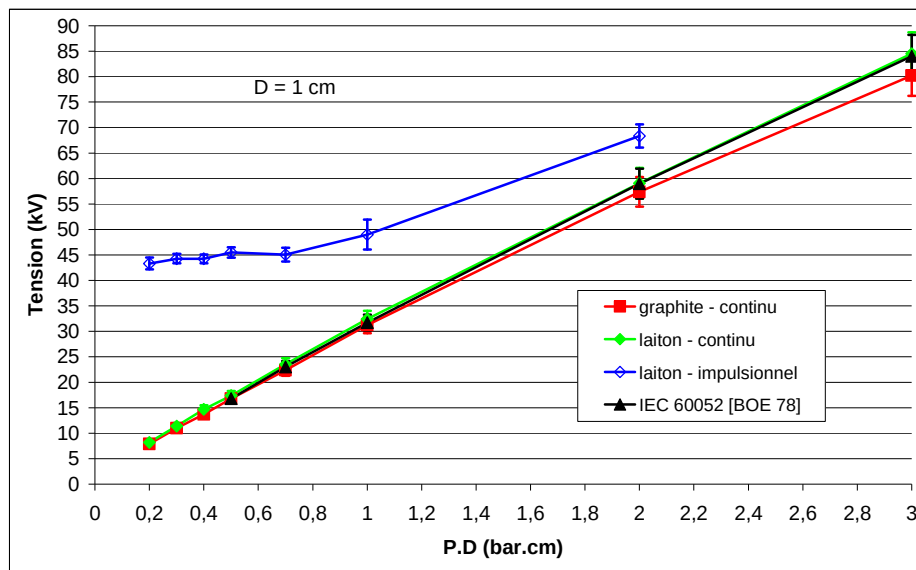


Figure 3.36 : Courbes $V_S = f(P.D)$ en continu et en impulsionnel pour des électrodes en laiton ou en graphite

3.4.2. Tension disruptive V_S sous tension impulsionnelle ; retard statistique

Si une tension supérieure ou égale à la tension disruptive V_S est brutalement appliquée aux bornes des deux électrodes à l'instant $t = 0$, la décharge ne se déclenche ni instantanément ni systématiquement. En effet, deux conditions doivent être satisfaites pour que la décharge puisse se développer :

- la tension appliquée doit être suffisante en amplitude et en durée ;
- il existe au moins un électron, dit électron germe, convenablement situé à l'intérieur de l'espace inter-électrodes pour initier la décharge.

Si ces deux conditions sont remplies, la décharge apparaît au bout d'un temps, T_b , appelé temps de retard au claquage. Ce temps peut se décomposer en trois parties ($T_b = t_c + t_s + t_f$) :

- le temps t_c nécessaire pour que la tension atteigne V_S ,
- le temps de retard statistique t_s ou temps écoulé depuis l'instant t_c jusqu'à l'apparition de l'électron germe qui donne naissance à l'avalanche débutant le processus de disruption,
- le temps de retard formatif t_f , qui est le temps écoulé entre l'apparition du premier électron germe et le claquage (breakdown).

Le temps t_c est constant pour une onde de tension de temps de front donné et t_f est très bref aux pressions considérées. En fait, c'est principalement t_s qui est la source des fluctuations temporelles obtenues expérimentalement sur T_b .

Une courbe de type Paschen peut être tracée sous tension impulsionnelle en reportant la valeur moyenne de la tension de claquage V_b en fonction du produit P.D. Cette valeur

moyenne, calculée sur n chocs, est habituellement notée U_{50} ; elle représente la valeur de l'amplitude de la tension appliquée conduisant à une probabilité de claquage de 0,5. Les méthodes de détermination de U_{50} sont décrites dans [GAR 84].

Nous avons donc tracé ce type de courbe pour l'onde bi-exponentielle définie par un temps de front T_f de 90ns, une durée à mi-hauteur T_q de 100 μ s et d'amplitude maximale V_M de 100kV ($n = 25$ chocs).

La courbe obtenue, dans le cas où les deux électrodes sont métalliques (figure 3.36), majore la courbe de Paschen classique obtenue sous tension continue. En effet, le déclenchement de la décharge nécessite deux conditions : un niveau de tension suffisant, V_C , supérieur à V_S , maintenu pendant un temps qui doit être supérieur au temps de retard statistique d'apparition du premier électron germe (t_s).

Le claquage à probabilité 0,5 est obtenu en impulsionnel pour une valeur de tension qui place le retard au claquage dans la durée de l'impulsion de tension appliquée. La durée à mi-hauteur de l'impulsion de tension est un paramètre, notamment pour les ondes à temps de front bref, aussi critique que la valeur maximale atteinte par la tension. Il faut donc noter que la courbe de Paschen donnée figure 3.36 pour l'impulsionnel n'est valable que pour l'impulsion de tension considérée.

L'écart entre les courbes de Paschen obtenues sous tensions continue et impulsionnelle est d'autant plus important que le temps d'apparition du claquage est grand. On note, figure 3.36, que cet écart d'amplitude atteint un rapport 7 à 0,2bar.cm. En effet, c'est à basse pression que les molécules susceptibles de fournir un électron germe sont les plus rares, donc que le retard statistique est le plus long ; et c'est également à basse pression que le temps formatif de la décharge augmente et contribue au retard du claquage de l'intervalle.

Certains auteurs considèrent que le retard statistique d'apparition du claquage est inversement proportionnel à la tension appliquée [PAI 02]. Des données expérimentales proposées par RIAUBLANC [RIA 89] permettent d'évaluer ce retard statistique pour une onde donnée : en utilisant un éclateur sphère/sphère (électrodes de diamètre 25mm en laiton ; distance inter-électrodes de 0,1mm) et une rampe de tension dont il fait varier la pente dV/dt (de 530V.ns⁻¹ à 23kV.ns⁻¹), cet auteur établit empiriquement le seuil d'amorçage V_a de son éclateur en fonction de dV/dt (par exemple, $V_a = 120 (dV/dt)^{0,5}$ avec dV/dt en V.ns⁻¹).

Quant au temps de retard formatif t_f , il est inférieur à 100ns à la pression atmosphérique [SEG 90] et diminue exponentiellement avec l'augmentation de la surtension appliquée.

Un éclateur à air soumis à une onde bi-exponentielle de temps de front très bref peut donc commuter pour des tensions crête très nettement supérieures à V_S .

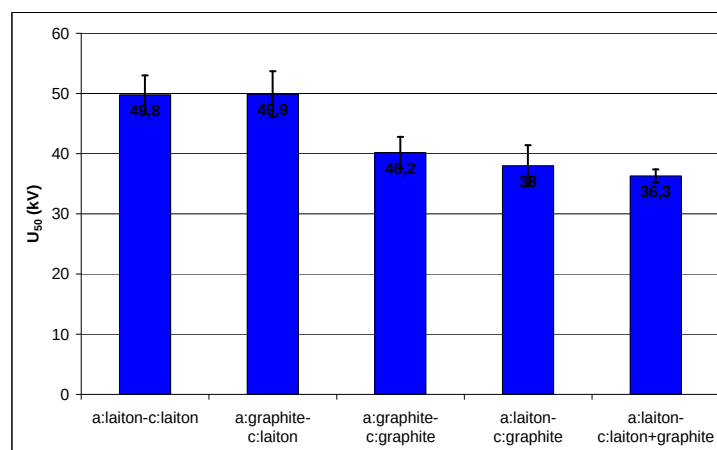
3.4.3. Influence de la nature des électrodes

Les électrodes qui ont été choisies pour réaliser les commutateurs du SUPER DICOM sont en graphite. Ce matériau est un bon conducteur dont l'érosion de la surface est homogène : il est moins sensible que le métal à l'érosion dans le pied d'arc car, vaporisé à haute température, il contribue à former du gaz à composés carbonés sans modification importante de l'état de surface. Il possède donc un taux d'érosion très faible lors des transferts de quantité de charge importants [DON 83, 91]. Enfin, c'est un élément dont on exploite les possibilités d'émission froide par effet de champ [CHA 98, DEL 99], typiquement pour des champs cathodiques supérieurs à 50kV.cm^{-1} .

L'objet de ce paragraphe est la mise en évidence des caractéristiques d'un commutateur dont les électrodes sont en graphite en le comparant à un éclateur de même géométrie et dont les électrodes sont en laiton. Dans l'application qui nous intéresse, ces commutateurs sont déclenchés grâce à l'application d'une surtension impulsionnelle. Les caractéristiques obtenues sont donc établies avec l'onde de tension décrite au paragraphe précédent, représentative de celle qui est réellement utilisée.

Dans le cas présenté, c'est la même onde de tension qui est appliquée au même intervalle dans les mêmes conditions thermodynamiques (pression, température, hygrométrie) : seul le matériau constituant les électrodes change.

Les résultats sont présentés figure 3.37.



a : laiton-c:laiton : anode et cathode en laiton.

a : graphite-c:laiton : anode en graphite et cathode en laiton.

a : graphite-c:graphite : anode et cathode en graphite.

a : laiton-c:graphite : anode en laiton et cathode en graphite.

a : laiton-c:laiton+graphite : anode et cathode en laiton, avec de la poudre de graphite sur la cathode.

Figure 3.37 : Influence de la nature des électrodes sur la tension d'amorçage

On note, dans un premier temps, que, sur 30 chocs, la valeur de U_{50} est 20% plus basse dans le cas où les deux électrodes sont en graphite que dans le cas où les deux électrodes sont en laiton.

La fonction de répartition des temps de retard à U_{50} est représentée figure 3.38 pour diverses combinaisons (anode et cathode) de la nature des électrodes. On montre, ainsi, à l'aide de ces deux figures, l'influence du matériau constitutif des électrodes sur la tension seuil d'apparition du claquage à probabilité 0,5 (U_{50}).

Si l'électron germe était dû au détachement d'une molécule gazeuse dans l'espace inter-électrodes, les temps de retard devraient être similaires et les tensions de claquage U_{50} comparables. Or, la tension U_{50} est plus faible avec des électrodes en graphite : le champ appliqué est donc plus faible du fait d'un retard statistique également plus faible. Le détachement en est moins favorisé : il existe donc une source d'électrons germes différente lorsque l'on utilise des électrodes en graphite.

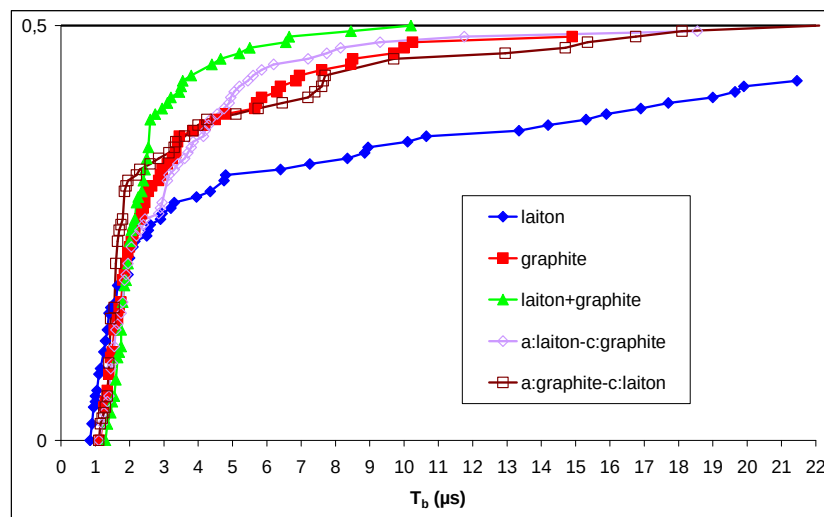


Figure 3.38 : Fonction de répartition de T_b (nombre de chocs : 150)

Lorsqu'un champ suffisant est atteint à la surface d'une cathode, on peut stimuler l'émission d'un électron par effet de champ. Pour le graphite, on estime la valeur de ce champ à $E_{\text{graphite}} > 50\text{kV.cm}^{-1}$. Ce mécanisme se produit également avec des électrodes métalliques mais pour des valeurs du champ appliqué plus élevées ($E > 100\text{kV.cm}^{-1}$).

Le rôle de la cathode comme source d'électrons germes pour le claquage est mis en évidence lorsque l'on essaye les configurations suivantes :

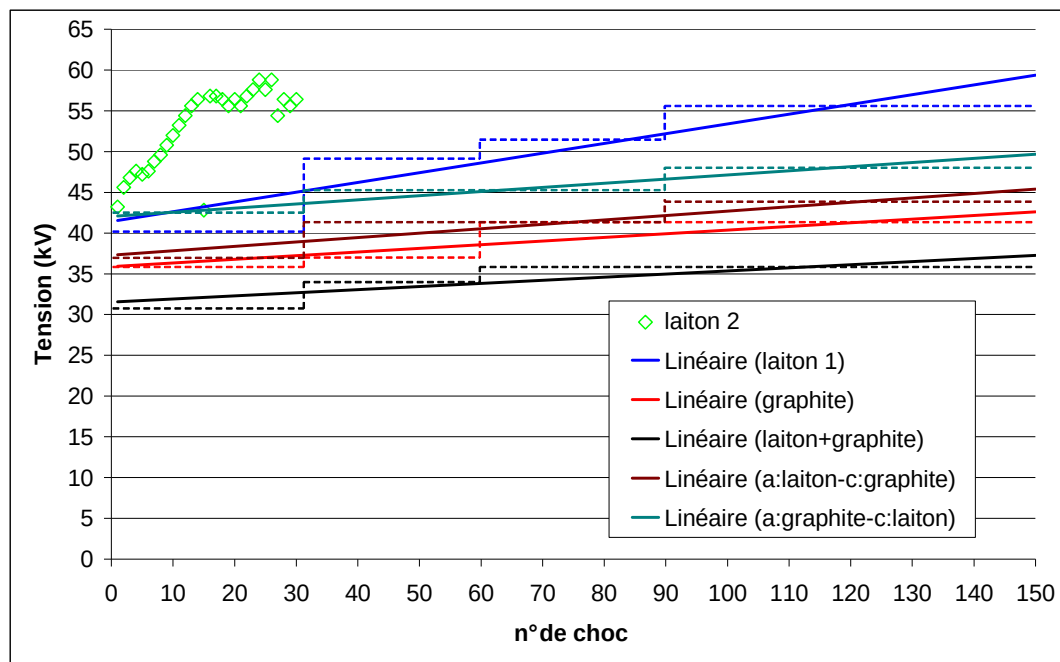
- anode en laiton et cathode en graphite,
- anode en graphite et cathode en laiton.

En effet, lorsque seule la cathode est en graphite, la tension de claquage U_{50} est voisine de celle obtenue, dans les mêmes conditions, lorsque les deux électrodes sont en graphite. En revanche, la tension de claquage U_{50} est différente si seule l'anode est en graphite et on retrouve alors la tension de claquage obtenue lorsque les deux électrodes sont métalliques.

Le rôle de la cathode en graphite comme source d'électrons germes est ainsi démontré, à pression atmosphérique, pour un champ appliqué voisin de 40kV.cm^{-1} .

3.4.4. Conditionnement des électrodes

Au cours de nos essais, nous avons également noté que la tension U_{50} évoluait en fonction du nombre de chocs. Nos résultats, portant sur 150 chocs effectués à pression atmosphérique, sont présentés figure 3.39 ; les valeurs correspondantes sont reportées dans le tableau 3.4. En faisant une moyenne tous les 30 chocs (courbes en pointillés), on voit que la tension U_{50} tend vers une valeur asymptotique atteinte à la série 91-120.



laiton 1 : anode et cathode en laiton.

laiton 2 : anode et cathode en laiton, après un temps de pose de 30 minutes par rapport à laiton 1.

graphite : anode et cathode en graphite.

laiton+graphite : anode et cathode en laiton, avec de la poudre de graphite sur la cathode.

a:laiton-c:graphite : anode en laiton et cathode en graphite.

a:graphite-c:laiton : anode en graphite et cathode en laiton.

Figure 3.39 : Evolution de la tension d'amorçage en fonction de la nature des électrodes

U_{50} (kV)		Série de choc					
		1 à 30	31 à 60	61 à 90	91 à 120	121 à 150	1 à 150
Nature des électrodes	laiton	$40,6 \pm 2,2$	$48,8 \pm 3,6$	$52,5 \pm 3,2$	$55,8 \pm 2,0$	$55,4 \pm 3,5$	+36%
	graphite	$35,7 \pm 1,2$	$37,5 \pm 1,8$	$40,2 \pm 1,3$	$42,4 \pm 2,3$	$40,2 \pm 1,5$	+13%
	laiton+ graphite	$31,2 \pm 1,6$	$33,8 \pm 1,0$	$35,1 \pm 0,7$	$35,8 \pm 1,0$	$36,0 \pm 0,8$	+15%
	a:laiton- c:graphite	$37,4 \pm 1,5$	$41,1 \pm 1,8$	$39,8 \pm 2,2$	$44,3 \pm 1,9$	$44,2 \pm 1,5$	+18%
	a:graphite- c:laiton	$42,5 \pm 2,1$	$45,6 \pm 2,9$	$44,9 \pm 2,1$	$48,0 \pm 2,3$	$48,7 \pm 1,7$	+15%

Tableau 3.4 : Valeurs de la tension d'amorçage en fonction de la nature des électrodes

Dans tous les cas, un conditionnement, caractérisé par une augmentation monotone de U_{50} en fonction du nombre de chocs, est observé. Le conditionnement du gaz, c'est-à-dire la raréfaction de la source de germes en provenance du gaz au fur et à mesure que le nombre de chocs augmente, ne peut intervenir : l'enceinte est surdimensionnée et ouverte à l'air ambiant. C'est donc le conditionnement des électrodes qui pourrait expliquer cette augmentation constante de U_{50} avec le nombre de chocs.

Le conditionnement est observé quelle que soit la nature des électrodes. Le conditionnement dû au gaz étant exclu, celui dû aux électrodes peut s'expliquer par la disparition progressive des sites émissifs à la surface de la cathode au fur et à mesure que le nombre de chocs augmente. On peut remarquer, de plus, que, lorsque l'on effectue une pose de 30 minutes entre deux séries d'essais, le matériau semble s'être « déconditionné » et la tension d'amorçage reprend sa valeur initiale. En revanche, seuls quelques chocs sont nécessaires (20) pour atteindre la valeur asymptotique, le nombre de sites émissifs « recréés » pendant la pause étant vraisemblablement peu élevé.

Dans le cas où la cathode est en graphite, l'effet du conditionnement est moins important (+40% dans le cas du laiton et +15% dans celui du graphite). L'influence du graphite se traduit donc par une croissance monotone à plus faible pente.

Un cas ne semble pas classique : lorsque l'anode est en graphite et la cathode en laiton, on peut s'attendre à un comportement proche de celui où les deux électrodes sont métalliques. En fait, l'évolution du conditionnement est similaire à celle observée lorsque la cathode est en graphite. On peut ainsi supposer que les premiers arcs sont la source d'émission de particules de graphite au voisinage des électrodes. Une partie des « poussières carbonées » peut alors se piéger sur la cathode et, de ce fait, l'évolution du conditionnement suit la même loi que lorsque la cathode est en graphite (pente = kV/nombre de chocs). Dans ce cas, il faut se poser

la question de savoir si une faible quantité de poussière de carbone est susceptible de modifier les propriétés émissives d'une cathode métallique.

Pour simuler la présence de particules de carbone, de la poudre de carbone en spray a été déposée sur la cathode d'un commutateur à électrodes métalliques. Les particules ont un rayon de l'ordre du micromètre. Leur nombre n'est pas maîtrisé mais très peu sont déposées, sans recouvrir la surface entière. On trouve, ainsi, qu'un très faible apport de particules de carbone sur la cathode change radicalement la valeur de U_{50} (figure 3.39) qui est, alors, la plus faible parmi celles correspondant à toutes les conditions présentées jusqu'ici.

4. Conclusion

Ce dernier chapitre a été consacré à l'étude du déclenchement et de la synchronisation d'éclateurs à gaz. La valeur de la tension à commuter (50kV) et la structure des éclateurs étaient pratiquement figées : il s'agissait d'éclateurs constitués de deux électrodes principales hémisphériques, de diamètre 10cm, associées à une troisième électrode intermédiaire (disque) destinée au déclenchement du système. Les distances inter-électrodes étaient réglables et l'ensemble était positionné à l'intérieur d'un cylindre de plexiglas de façon à pouvoir mettre l'éclateur en dépression ou en surpression.

Afin de donner au système une grande dynamique de fonctionnement, nous avons choisi de le déclencher par une impulsion suffisamment énergétique pour court-circuiter l'un des deux intervalles inter-électrodes, la tension à commuter n'ayant plus qu'à faire commuter l'intervalle restant. Pour cela, nous avons opté pour un générateur à structure de Marx afin de délivrer l'impulsion de synchronisation.

Concernant le choix entre l'utilisation du système en surpression ou en dépression, nous avons rapidement éliminé la seconde solution car, si elle présente l'avantage de permettre le développement d'une décharge principale diffuse (c'est-à-dire non filamentaire, donc moins contraignante pour les électrodes) elle n'autorisait pas, pour la même raison, un déclenchement fiable (densité de courant trop faible). Le choix du graphite dans la réalisation des électrodes permet néanmoins de résoudre le problème de l'érosion lorsque la décharge est filamentaire (arcs en « hautes pressions »).

La première étude que nous avons menée sur l'un de ces commutateurs trois électrodes fonctionnant à pression atmosphérique a montré que l'on minimisait les divers retards et jitters à la commutation en déclenchant le système au moyen d'une impulsion de polarité opposée à celle de la tension à commuter. De plus, le positionnement de l'électrode de déclenchement dans un rapport (1/3)/(2/3) de la distance entre les électrodes principales apparaît comme le plus favorable puisque l'ensemble de ces essais nous a permis d'obtenir des retards d'environ 100ns et des jitters de l'ordre de 10ns.

Toujours dans le cadre de la structure trois électrodes à pression atmosphérique, nous avons ensuite étudié la synchronisation de deux éclateurs. Là encore, nous avons montré que le déclenchement par une onde de polarité opposée à celle de la tension à commuter

permettait d'atteindre les meilleurs résultats, à savoir des retards et des jitters de l'ordre de 25ns.

Nous avons ensuite essayé d'optimiser le système ou, plutôt, de le simplifier à performances égales. Nous avons ainsi montré, dans un premier temps, que l'on pouvait s'affranchir de l'électrode de déclenchement en agissant directement sur l'une des électrodes principales et, dans un deuxième temps, qu'il n'était pas nécessaire de pressuriser le système.

On évolue donc, à la fin de cette étude, d'un système trois électrodes, étanchéifié de façon à pouvoir fonctionner en pression, à un système deux électrodes pouvant fonctionner à pression atmosphérique.

L'étape suivante a consisté à essayer de généraliser le problème de la synchronisation d'éclateurs à deux électrodes. En effet, dans l'étude précédente, les deux éclateurs que nous synchronisions étaient référencés à la terre, c'est-à-dire, dans le cas du générateur SUPER DICOM, simulaient les premiers étages des générateurs de Marx. Lorsque l'on veut synchroniser des systèmes portés à des potentiels différents, il faut les déclencher au moyen de dispositifs isolés galvaniquement. Nous avons donc développé trois systèmes répondant à cette contrainte :

- les deux premiers sont, en fait, les générateurs de Marx à thyristors que nous avons présentés au chapitre précédent (six étages à vingt thyristors par étage et cent vingt étages à un thyristor par étage). La nouveauté réside dans le fait que ces générateurs peuvent être alimenté par des convertisseurs DC/DC permettant un isolement galvanique (le déclenchement des thyristors par fibre optique et ferrite ne pose pas de problème particulier) ;
- le troisième système de déclenchement est constitué d'un commutateur, réalisé au moyen de dix thyristors associés en série, qui attaque le transformateur d'impulsions à ferrites présenté au chapitre précédent. L'isolement galvanique peut être, là encore, réalisé au moyen d'un convertisseur DC/DC et le déclenchement des thyristors peut être effectué par fibre optique.

Enfin, pour terminer, nous avons complété l'étude de la tenue diélectrique de l'éclateur sphère/sphère en comparant son comportement sous tensions continues et impulsionnelles puis en analysant l'influence de la nature des électrodes et de leur conditionnement sur la tenue disruptive du système.

Conclusion

Nous avons présenté, dans ce document, notre contribution à l'étude et à la réalisation d'un certain nombre de dispositifs, essentiellement des commutateurs et des générateurs, délivrant des hautes tensions impulsionnelles.

- Concernant les commutateurs à thyristors, nous avons surtout étudié l'aspect temporel de leur fonctionnement : temps de front et répétitivité de l'impulsion de tension délivrée en sortie. Nous avons ainsi montré que, lorsqu'ils travaillent pour des valeurs de courant anode/cathode inférieures à celle du courant de latching, ils peuvent commuter à une fréquence de quelques kiloHertz. Nous avons également vérifié que, lorsque leurs gâchettes sont déclenchées au moyen de transformateurs d'impulsions (ferrites), on peut en associer en série, ou en parallèle, autant qu'on le souhaite. De plus, lorsque le signal de gâchette est optimisé, une association série de n thyristors commute aussi rapidement qu'un seul. Ce résultat est très intéressant même si le temps de front de l'impulsion de tension délivrée en sortie ne peut descendre au-dessous de quelques dizaines de nanosecondes.

- Concernant les éclateurs à air, et plus particulièrement ceux utilisés dans le simulateur foudre SUPER DICOM, nous avons proposé un mode de déclenchement qui diffère quelque peu de celui des trigatrons classiques : au lieu d'initier une pré-décharge dont le rôle consiste à favoriser la décharge principale engendrée par le circuit de puissance, nous avons carrément initié une décharge par le circuit de déclenchement, le circuit de puissance n'ayant plus qu'à utiliser le canal conducteur ainsi créé.

Bien sûr, l'énergie de l'impulsion de déclenchement doit être plus élevée que dans le cas d'un trigatron classique mais on gagne en fiabilité de déclenchement, en rapidité, en reproductibilité et en dynamique. De plus, le réglage de la distance inter-électrodes des éclateurs n'est plus aussi critique que dans le cas classique.

- Les commutateurs que nous avons étudiés et développés peuvent être utilisés seuls mais également dans des structures amplificatrices de type Marx. Le problème des générateurs de Marx réside, essentiellement, dans leur déclenchement qui nécessite un isolement galvanique. Les transformateurs à ferrite des commutateurs à thyristors permettent de résoudre ce point dur pour les générateurs de Marx utilisant cette technologie. Dans le cas des générateurs de Marx réalisés avec des éclateurs, on a l'habitude de ne déclencher que les premiers étages, sachant que les suivants commuteront sous l'action de surtensions dues à la commutation des premiers éclateurs et aux éléments parasites (condensateurs et selfs-inductances). Pour fiabiliser le déclenchement des éclateurs, nous avons proposé une nouvelle structure de Marx (dite « à résistances décalées ») qui permet, dès le deuxième étage, de faire apparaître aux bornes des éclateurs une tension de valeur pratiquement double de celle nécessaire à la commutation des éclateurs. Cette nouvelle structure est donc très intéressante pour la réalisation de générateurs de Marx rapides dans lesquels les éléments parasites doivent, impérativement, être minimisés.

- Enfin, nous avons réalisé un transformateur d'impulsions hautes tensions, fonctionnant à la résonance, afin de résoudre un problème de reproductibilité des signaux de sortie d'un générateur subnanoseconde. Cette étude a été menée de façon empirique mais a permis d'atteindre des performances assez intéressantes qui font que l'étude se poursuit actuellement de façon plus systématique notamment par une approche plus théorique.

De même, en prolongement de ce travail de thèse, une étude sur les MOSFET de puissance est en cours afin de pouvoir comparer leurs performances à celles des thyristors que nous avons étudiés.

Références bibliographiques

- [AGU 82] AGUET M., IANOVICI M.
Traité d'électricité – Haute tension
Editions Georgi, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, vol. 22, 425 p., 1982
- [AKE 97] AKEMOTO M., GOLD S., KRASNYKH A., KOONTZ R.
Pulse transformer R&D for NLC klystron pulse modulator
Proc. 11th IEEE International Pulsed Power Conference, 29 jun.-2 jul. 1997
- [ALO 01] ALOISI P.
Les semiconducteurs de puissance : de la physique du solide aux applications
Editions Ellipses, Collection Technosup – Les cours de Supélec, 320 p., 2001
- [BEA 98] BEAUCLAIR F., DELVINQUIER J.-P., GROS J.-P.
Transformateurs et inductances
Techniques de l'Ingénieur, traité Electronique, E2130, 26 p., 1998
- [BLU 47] BLUMLEIN A.D.
British Patent n°589 127, oct. 1947
- [BOE 78] BOECK W.
Durchschlagspannungen von Kugelfunkenstrecken
Hochspannungs-technik Blatt 9, Techn. Universität München, oct. 1978
- [BON 01] BONTJON J., DUCIMETIERE L., FAURE P., VOSENBERG E.B.
Modular solid-state switch for the SPS and LHC beam dump systems
Proc. 5th Modulator – Klystron Workshop, 6 p., 26-27 apr. 2001
- [BOU 88] BOULAY J.-L.
Perturbations électromagnétiques associées au foudroiement d'un aéronef
Récents progrès dans les recherches sur la foudre – Journées d'études, Société des Electriciens et des Electroniciens, pp. 117-125, 23 et 24 nov. 1988
- [BOU 03a] BOUTTEMANT G.
Etude d'un dispositif rayonnant de type ultra large bande
Rapport de DEA, Université de Toulouse, 49 p., 2003

- [BOU 03b] BOUTTEMANT G., PECASTAING L., BAC J., REESS T., PAILLOL J., FERRON (de) A.
A 25 kV, 100 ps pulse generator driven by a 500 Hz source
Proc. 13th International Symposium on High Voltage Engineering, 2003
- [BOU 04] BOUKHELIF C.
Etude et réalisation d'un générateur de Marx 300kV-1kJ cadencé à quelques Hz – Application aux traitements de déchets par la méthode « localisée »-EDP
Rapport de DEA, Université de Pau, 47 p., 2004
- [CAR 02] CAREY W.J., MAYES J.R.
Marx generator design and performance
Proc. 25th International Power Modulator Symposium and High Voltage Workshop, jun. 2002
- [CHA 98] CHATELAIN A., BONARD J.-M.
Les nanotubes de carbone dix fois plus rigides que l'acier...
www.archipress.org, Le Temps stratégique, n° 81, may-jun. 1998
- [CHA 99] CHATROUX D., LAUSENAZ Y., VILLARD J.-F., GARNIER L., LAFORE D.
Power switch : the standard small components strategy – From the state-of-the-art to future trends
Proc. Power Conversion, pp. 199-207, 22-24 jun. 1999
- [DEL 99] DELAUNAY M., SEMERIA M.N.
Couches de carbone émettrices d'électrons par effet de champ
www-drfrm.ccea.fr/faitsmarquants, Feuille rouge n° 444, mar. 1999
- [DON 83] DONALDSON A.L., HAGLER M.O., KRISTIANSEN M., JACKSON G.L., HATFIELD L.L.
Electrode erosion in a high energy spark gap
Proc. 4th IEEE International Pulsed Power Conference, pp. 530-533, 1983
- [DON 85] DONALDSON A.L., KRISTIANSEN M., KROMPHOLZ H., HAGLER M.O., HATFIELD L.L., LEIKER G.R., PREDECKI P.K., JACKSON G.L.
Analysis of electrode surface damage in high energy spark gaps
Proc. 5th IEEE International Pulsed Power Conference, pp. 457-460, 1985
- [DON 91] DONALDSON A.L., KRISTIANSEN M.
The erosion performance of graphite electrodes in high current, high coulomb spark gaps
Proc. 8th IEEE International Pulsed Power Conference, pp. 874-877, 1991
- [ELE 97] ELECTROLUBE
UR5048 polyurethane resin
Technical Datasheet, mar. 1997

- [ESP 00] ESPEL P.
Etude expérimentale et modélisation de la décharge disruptive dans le SF₆ à haute pression : application aux disjoncteurs H.T.B.
Thèse de Doctorat, Université de Pau, 248 p., 2000
- [FAN 02] FANTON J.-P.
Génie électrique – Electrotechnique : machines et réseaux
Editions Ellipses, Collection Technosup, 282 p., 2002
- [FIT 61] FITCH R.A., HOWELL V.T.S.
Patent Appli. 18136, 1961
- [GAR 84] GARY C., LE ROY G., HUTZLER B., LALOT J., DUBANTON C.
Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions
Editions Eyrolles, 611 p., 1984
- [GRA 01] GRAULIERE P.
Etude et réalisation de commutateurs et de générateurs haute tension
Mémoire d'Ingénieur C.N.A.M., Centre Régional Associé de Pau, 131 p., 2001
- [GRE 98] GREGORY K., STEVENSON P., BURKE R.
Four-stage Marx generator using thyristors
Review of Scientific Instruments, American Institute of Physics, vol. 69, n° 11, pp. 3996-3997, nov. 1998
- [IRF 98] INTERNATIONAL RECTIFIER
16TTS series
Datasheet, dec. 1998
- [IXY 96] IXYS
MegaMOSFET IXTH/IXTM..N80
Datasheet, 1996
- [IXY 00] IXYS
CS20-22moF1
Datasheet, 2000
- [KIN 78] KIND D.
An introduction to high voltage experimental technique
Edition Vieweg, 212 p., 1978
- [KUS 85] KUSHNER M.J. & al.
Journal of Applied Physics, vol. 58, pp. 1744-?, 1985
- [LAC 96] LACASSIE F.
Contribution à l'étude de la génération d'impulsions hyperfréquences de grandes puissances par photoconducteurs activés par laser : étude des limitations en courant d'un commutateur à photoconducteur en Arséniure de Gallium déclenché par laser Nd : Yag
Thèse de Doctorat, Université de Pau, 304 p., 1996

- [LAR 95] LARSSON A., TANG H., SCUKA V., COORAY V.
The breakdown mechanism of a mid-plane triggered spark gap trigatron – Triggering impulse with different polarity
Proc. 11th International Conference on Gas Discharges and Their Applications, vol. 2, pp. 134-137, 11-15 sep. 1995
- [LAU 00] LAUSENAZ Y., CHATROUX D., VILLARD J.-F., GARNIER L., LI J.-M.
High voltage, high current thyristors matrix
Proc. Power Conversion, pp. 409-412, 6-8 jun. 2000
- [LCC 97] LCC THOMSON-CSF
Soft ferrites
Data handbook, 1997
- [LEF 02] LEFEBVRE S., MULTON B.
Commande des semiconducteurs de puissance : principes
Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique, D3231, 23 p., 2002
- [LEF 03] LEFEBVRE S., MULTON B.
Composants bipolaires : circuits de commandes
Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique, D3232, 15 p., 2003
- [LET 01] LETURCQ P.
Composants semiconducteurs de puissance bipolaires – Partie 2
Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique, D3107, 26 p., 2001
- [LIM 64] LIM J.S., WILSON K.
Some aspects of thyristor series operation
Mullard Technical Communications, n° 69, pp. 266-270, mar. 1964
- [LOR 01] LORENZI (de) A., TADDIA G., TOIGO V.
Design and testing of the 50 kA-18 kV thyristor making switches for the RFX experiment
Fusion Engineering and Design, pp. 23-27, 2001
- [LOY 04] LOYEN A.
Les semi-conducteurs en commutation ultra rapide
Rapport de DEA, Université Paul Sabatier Toulouse III, 40 p., 2004
- [MAC 97] MACGREGOR S.J., TUEMA F.A., TURNBULL S.M., FARISH O.
The influence of polarity on trigatron switching performance
Proc. IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 25, n° 2, pp. 118-123, apr. 1997
- [MAR 65] MARTIN J.C.
Duration of the resistive phase and inductance of spark channels
SSWA/JCM/1065/25, 1965

- [MAT 68] MATICK R.E.
Transmission line pulse transformers – Theory and applications
Proc. IEEE, vol. 56, n° 1, pp. 47-62, jan. 1968
- [ONS 00] ON SEMICONDUCTOR
Thyristor device data – Triacs, scrs, surge suppressors and triggers
www.onsemi.com, 672 p., may 2000
- [ORC 00] ORCAD
PSpice user's guide includes PSpice A/D and PSpice
2000
- [PAI 95] PAI S.T., ZHANG Qi.
Introduction to High Power Pulse Technology
World Scientific, Advanced Series in Electrical and Computer Engineering,
vol. 10, 307 p., 1995
- [PAI 02] PAILLOL J., ESPEL P., REESS T., GIBERT A., DOMENS P.
Negative corona in air at atmospheric pressure
Journal of Applied Physics, vol. 91, pp. 56/14-56/21, may 2002
- [PAS 03] PASTRE J.-L.
Analyse du fonctionnement du générateur d'onde foudre type A
Note de diffusion interne, Thalès Communications, 30 p., mar. 2003
- [PEC 01] PECASTAING L.
Conception et réalisation d'un système de génération d'impulsions haute tension ultra brèves – Application aux radars larges bandes
Thèse de Doctorat, Université de Pau, 211 p., 2001
- [PER 03] PERRET R., ALOISI P., CHATROUX D., LAFORE D., LI J.-M.,
LOCATELLI M.-L., PLANSON D., RIVET B., SCHANEN J.-L.
Génie électrique – Interrupteurs électroniques de puissance
Editions Lavoisier, Hermès Sciences Publications, Traité EGEM, 326 p., 2003
- [PHI 97] PHILIPS SEMICONDUCTORS
BTA216 series B
Datasheet, oct. 1997
- [PHI 98] PHILIPS COMPONENTS
Magnetic products – Soft ferrites
Data handbook MA01, 873 p., 1998
- [PIC xx] PICHUGIN Yu.P., REZYUKOV I.V., ROMANENKO I.N.
Pulse voltage generator
USSR Patent Number 812725, translated by Foreign Technology Division,
FTD-ID(RS)T-0541-85

- [RAB 95] RABIER P.
Application note – Triac control by pulse transformer
SGS-Thomson Microelectronics, 5 p., 1995
- [REN 72] LES RENARDIERES GROUP
Research on long air gap discharges at Les Renardières
Electra, n° 23, pp. 1-105, jul. 1972
- [REN 74] LES RENARDIERES GROUP
Research on long air gap discharges at Les Renardières – 1973 results
Electra, n° 35, pp. 107-214, jul. 1974
- [REN 81] LES RENARDIERES GROUP
Research on long air gap discharges at Les Renardières
Electra, n° 74, 1981
- [RIV 94] RIVAT A.
Logiciel de simulation analogique PSPICE 5.30
Editions Dunod, 392 p., 1994
- [ROC xx] ROCHE S.
Solid state pulsed power systems
Physique & Industrie
- [SEG 90] SEGUR P.
Gaz isolants
Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique, D2530-D2531, 33 p., 1990
- [SMI 02] SMITH P.W.
Transient electronics – Pulsed circuit technology
Wiley, 272 p., 2002
- [SPA 93] SPAHN E., BUDERER G., WEY J., WEGNER V., JAMET F.
The use of thyristors as main switches in EML applications
Proc. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 29, n° 1, pp. 1060-1065, jan. 1993
- [SPA 97] SPAHN E., BUDERER G., RAMEZANI E.
A high current semiconducting device for pulse power application
Proc. IEE Colloquium on Pulsed Power, pp. 37/1-37/3, 1997
- [STM 95] SGS-THOMSON MICROELECTRONICS
TYN225--->TYN1225
Datasheet, mar. 1995
- [TAN 96] TANG H., SCUKA V.
The breakdown mechanism of a mid-plane triggered spark gap trigatron
Proc. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 3, n° 6, pp. 843-848, dec. 1996

- [THA 00] THALES COMMUNICATIONS
Etude et réalisation d'un générateur foudre
Proposition technique, Appel d'offres restreint n° 14/2000, 28 p., jul. 2000
- [TOB 64] TOBISCH G.J.
Parallel operation of silicon rectifier diodes
Mullard Technical Communications, n° 73, pp. 78-88, oct. 1964
- [TOL 04] TOLEDO T.
Modélisation des isolations axisymétriques basées sur l'utilisation des matériaux semi-conducteurs par couplage des éléments finis et des éléments de frontière
Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 163 p., 2004
- [VAC 95] VACQUIE S.
Arc électrique
Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique, D2870, 28 p., 1995
- [WES 92] WESTCODE SEMICONDUCTORS
N330CH series
Datasheet, jul. 1992
- [WEY 99] WEY J.
Comparaison de techniques de commutation pour un générateur de puissance répétitif d'impulsions à front raide
Rapport interne, Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis, 52 p., mar. 1999

RESUME : Le travail présenté dans cette thèse constitue une contribution au développement de dispositifs entrant dans le cadre de la génération de fortes puissances électriques pulsées.

Le chapitre 1 est consacré à l'étude de thyristors haute tension fonctionnant en transitoires rapides. Les performances de différents types de thyristors sont analysées. Un certain nombre de commutateurs que nous avons réalisés sont présentés ainsi qu'une application relative à un électrofiltre fonctionnant sous alimentation pulsée.

Le chapitre 2 analyse le fonctionnement de deux dispositifs amplificateurs de tension : le générateur de Marx et le transformateur d'impulsions.

Concernant les générateurs de Marx, on analyse le rôle des éléments parasites qui contribuent à leur bon fonctionnement dans une structure classique utilisant des commutateurs à gaz et l'on propose une modification de cette structure initiale afin d'en améliorer leur déclenchement. Cette étude débouche sur les réalisations de générateurs de Marx à éclateurs à air et de générateurs de Marx à thyristors.

Un transformateur d'impulsions haute tension est développé afin de résoudre un problème de reproductibilité de signaux ULB.

Enfin, le chapitre 3 présente notre contribution à l'étude du générateur d'onde foudre SUPER DICOM, réalisé par THALES pour le Centre d'Essais Aéronautique de Toulouse (C.E.A.T.). Différents moyens de déclenchement des éclateurs de ce générateur sont testés et comparés. Pour terminer, une étude comparative portant sur les performances des éclateurs à air représentatifs de ceux utilisés pour ce générateur a été menée, sous tensions continue et impulsionnelle et pour deux matériaux : le laiton et le graphite.

TITLE : Contribution to the study and the realization of high voltage pulsed switches and generators

SUMMARY : The work presented in this thesis constitutes a contribution to the development of devices entering within the framework of the generation of strong pulsed electric powers.

Chapter 1 is devoted to the study of high voltage thyristors functioning in fast transients. The performances of various types of thyristors are analyzed. A certain number of switches which we produced are presented as well as an application relative to an electrostatic precipitator functioning under pulsed power supply.

Chapter 2 analyzes the operation of two amplifying voltage devices : the Marx generator and the pulse transformer.

Concerning the Marx generators, one analyzes the role of the parasitic elements which contribute to their using correct operation in a traditional structure of the switches with gas and one proposes a modification of this initial structure in order to improve their release of it. This study leads to the achievements of Marx generators with air spark-gaps and Marx generators with thyristors.

A high voltage pulse transformer is developed in order to solve a problem of reproducibility of signals ULB.

Finally, chapter 3 presents our contribution to the study of the lightning generator SUPER DICOM, carried out by THALES for the Aeronautical Center of Tests of Toulouse (C.E.A.T.). Various means of release of the spark-gaps of this generator are tested and compared. To finish, a comparative study relating to the performances of the air spark-gaps representative of those used for this generator was undertaken, under voltages continuous and pulsed and for two materials : brass and graphite.

MOTS CLES : Commutateur/générateur impulsionnel, haute tension, transformateur d'impulsions, semiconducteur, ferrite, simulation, puissances électriques pulsées, décharge électrique

KEYWORDS : Pulsed switch/generator, high voltage, pulse transformer, semiconductor, ferrite, simulation, pulsed electric power, electric discharge

Adresse du laboratoire :
Laboratoire de Génie Electrique
Université de Pau et des Pays de l'Adour
Technopôle Hélicoparc Pau-Pyrénées
2, avenue P. Angot
64053 PAU Cedex 9