Etude et réalisation d'un ensemble autonome d'émission d'ondes électromagnétiques de forte puissance

Baptiste Cadilhon

▶ **To cite this version:**

Baptiste Cadilhon. Etude et réalisation d'un ensemble autonome d'émission d'ondes électromagnétiques de forte puissance. Autre. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2008. Français. NNT : . tel-00424802

HAL Id: tel-00424802
https://theses.hal.science/tel-00424802

Submitted on 17 Oct 2009

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.

N° ordre : 08PAUU3008

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE DE PAU
ET
DES PAYS DE L'ADOUR

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES EXACTES ET DE LEURS APPLICATIONS

Par

Baptiste CADILHON

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

Spécialité : GENIE ELECTRIQUE

Etude et réalisation d'un ensemble autonome d'émission d'ondes électromagnétiques de fortes puissances

Soutenue le 11 juillet 2008

Devant la commission d'examen constituée de :

MM.	B. JECKO	Professeur - XLIM Université de Limoges	Rapporteur
	J. LAROUR	Chargé de recherche CNRS - LPTP Ecole Polytechnique	Rapporteur
	J.P. BRASILE	Directeur des Systèmes Avancés - THALES Communications	
	L. MERLAT	Directeur du groupe EMW - Institut de Saint Louis	
	E. MERLE	Chef du laboratoire LSRV - CEA CESTA	
	J. PAILLOL	Professeur - LGE Université de Pau	
	L. PECASTAING	Maître de Conférences - LGE Université de Pau	
	P. PIGNOLET	Professeur - LGE Université de Pau	

Membres invités :

B. CASSANY	Chercheur au LSRV - CEA CESTA
M. CHAHBAZIAN	Ingénieur - GERAC
F. REY-BETHBEDER	Ingénieur - TOTAL

N° ordre : 08PAUU3008

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE DE PAU
ET
DES PAYS DE L'ADOUR

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES EXACTES ET DE LEURS APPLICATIONS

Par

Baptiste CADILHON

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

Spécialité : GENIE ELECTRIQUE

Etude et réalisation d'un ensemble autonome d'émission d'ondes électromagnétiques de fortes puissances

Soutenue le 11 juillet 2008

Devant la commission d'examen constituée de :

MM.	B. JECKO	Professeur - XLIM Université de Limoges	Rapporteur
	J. LAROUR	Chargé de recherche CNRS - LPTP Ecole Polytechnique	Rapporteur
	J.P. BRASILE	Directeur des Systèmes Avancés - THALES Communications	
	L. MERLAT	Directeur du groupe EMW - Institut de Saint Louis	
	E. MERLE	Chef du laboratoire LSRV - CEA CESTA	
	J. PAILLOL	Professeur - LGE Université de Pau	
	L. PECASTAING	Maître de Conférences - LGE Université de Pau	
	P. PIGNOLET	Professeur - LGE Université de Pau	

Membres invités :

B. CASSANY	Chercheur au LSRV - CEA CESTA
M. CHAHBAZIAN	Ingénieur - GERAC
F. REY-BETHBEDER	Ingénieur – TOTAL

Remerciements

Ces travaux de recherche ont été réalisés 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 l'Université de Pau et des Pays de l'Adour et la société THALES Communications (Colombes).

Je tiens à remercier, en tout premier lieu, Messieurs les Professeurs Pierre DOMENS et Pascal PIGNOLET, qui se sont succédés à la Direction du Laboratoire, pour m'avoir accueilli et donné les moyens nécessaires pour accomplir ce travail.

Je remercie également Monsieur Jean-Pierre BRASILE, Directeur des Systèmes Avancés de THALES Communications, pour l'intérêt qu'il a porté à mes travaux de recherche tout au long de ces trois années et pour avoir participé au jury de soutenance.

Je ne remercierai jamais assez Laurent PECASTAING, Maître de Conférences au LGE de Pau, pour son énorme investissement pendant ces trois années. Qu'il trouve ici la marque de ma plus profonde reconnaissance pour son entière disponibilité, sa motivation et la grande qualité de son aide. Une réelle complicité est née ; elle est loin de disparaître.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Monsieur Alain GIBERT, Ingénieur de Recherche au LGE, dont l'immense expérience et la bonne humeur constante ont permis de mener à bien ce projet. Bonne retraite !

Un grand merci à Thierry REESS, Maître de Conférences au LGE de Pau pour son aide très précieuse et son soutien constant tout au long de ces trois années. Qu'il trouve ici la marque d'une sincère amitié.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur Jean LAROUR, Chargé de Recherche CNRS au Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas de l'Ecole Polytechnique, et Mr JECKO, Responsable du département OSA de l'XLIM de Limoges, pour avoir accepté d'être les rapporteurs scientifiques de cette étude et m'avoir autorisé à soutenir ce travail.

J'associe à mes remerciements, Monsieur Eric MERLE, Chef du Laboratoire des Sources Rayonnantes et Vulnérabilité du CEA CESTA et Monsieur Lionel MERLAT, Responsable de l'équipe EMW de l'Institut Saint Louis (ISL), pour m'avoir fait l'honneur de participer au jury.

Je remercie Jean PAILLOL, Professeur au LGE de Pau, pour avoir participé au jury et suivi ces travaux de près ou de loin.

Je remercie vivement les membres de l'équipe OSA de l'XLIM de Brive : Joël ANDRIEU, Maître de Conférences à l'IUT GEII de Brive, Michèle LALANDE, Professeur à l'IUT GEII de Brive et Valérie BERTRAND, Ingénieur CISTEME, pour avoir participé activement à ces travaux. C'est toujours avec beaucoup de plaisir que nous nous sommes retrouvés pour travailler ensemble. Un merci tout particulier à Stéphane VAUCHAMP, Doctorant au sein de l'équipe, pour son aide spontanée et amicale… une hotline briviste de qualité !

J'exprime toute ma reconnaissance à Max CHAHBAZIAN, Ingénieur au sein de la société GERAC, pour la qualité de sa collaboration et de son aide. Les premiers mois de cette thèse se sont déroulés au sein de cette société sur son site du Barp. Je tiens à en remercier son Directeur Monsieur Hervé GIRAUD et toute l'équipe qui l'entoure pour m'avoir accueilli dans les meilleures conditions.

Je voudrais vraiment remercier Monsieur Laurent MARLIN et son équipe de l'atelier de physique générale de l'Université de Pau pour son aide et le grand soin apporté aux multiples réalisations. La qualité des échanges et des réalisations ont permis de mener à bien ce projet.

Je tiens aussi à remercier Messieurs Bruno CASSANY et Frank REY-BETHBEDER pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'être présents à la soutenance.

Je remercie Michel et toute l'équipe de la mairie de Sévignacq pour nous avoir cordialement mis à disposition la grande salle des fêtes.

Je souhaite remercier l'ensemble des acteurs du LGE, présents et passés, pour leur aide sympathique, pour les parties acharnées de « UT », de « ping-pong table » et les nombreux cafés partagés : Antoine, Arnaud, Sylvain, Delphine, Olivier, Youness, Clément, Romain et tous ceux que j'oublie…

Je n'oublie pas non plus les encouragements de tous mes amis avec qui j'ai partagé mes temps libres pendant ces trois années : Bastos, Sophie & Didier, Seb, Sylvain, Thomas, Chuck, Robert, Julien, JM, toute l'équipe de Soustons Plage, les nageurs de la ligne 4, les sauveteurs du club de Capbreton et les nombreux musiciens Montois et Palois…

Il me serait impossible de terminer ces remerciements sans adresser un grand merci à mes parents et toute ma famille qui m'ont suivi et soutenu pendant toutes ces années d'études. Ca y est Mamie, c'est fini !

Enfin, ma toute dernière pensée est pour Claire, je la remercie chaleureusement pour son tendre soutien, sa patience et sa joie de vivre au quotidien.

Table des matières

Introduction 13

Chapitre 1

Contexte de l'étude – Les Micro-ondes de Forte Puissance vers un concept impulsionnel 19

I- Applications des Micro-ondes de Forte Puissance dans le domaine Ultra Large Bande 22

1- Les radars impulsionnels Ultra Large Bande 22

1.1- Principe du système radar en régime impulsionnel 23

1.2- Principe de l'imagerie SAR 24

1.3- Quelques applications des radars ULB 25

1.3.1- Dans le domaine civil 25

1.3.2- Dans le domaine de la défense 26

2- Le Brouillage Electromagnétique 28

3- Durcissement et tests de vulnérabilité de matériel électrique 30

3.1- Face à un nouvel environnement électromagnétique 30

3.2- Couplage des ondes électromagnétiques aux équipements électriques 31

3.3- Effets des ondes électromagnétiques sur les composants électroniques 34

II- Génération des Micro-ondes de Forte Puissance 37

1- Technologies impulsionnelles bande étroite 38

1.1- Les tubes à faisceaux linéaires 38

1.2- Les tubes à champs croisés 40

1.2.1- Le magnétron 40

1.2.2- Le MILO 42

1.3- Un autre type de tube : le Vircator 43

2- Technologies impulsionnelles Ultra Large Bande 44

2.1- La source haute tension pulsée 45

2.1.1- La source d'énergie primaire 45

2.1.2- Le chargeur haute tension pulsé 46

2.1.2.1- Principe général de la commutation de puissance 46

2.1.2.2- Les générateurs multiplicateurs de tension 47

2.1.3- Les circuits de mise en forme de l'impulsion haute tension 47

2.1.3.1- Les principaux dispositifs de commutation à fermeture 47

2.1.3.2- Les commutateurs à semi-conducteurs 50

2.1.3.3- Les lignes de mise en forme de l'impulsion (Pulse Forming Line) 53

2.2- Le balun 57
2.3- Les antennes ULB 57
3- Focus sur deux projets majeurs de l'ULB 60
3.1- Le projet JOLT 60
3.2- Le projet de l'IHCE de Tomsk 65

III- Objectifs du travail de thèse 70
1- Réalisation d'un dispositif autonome rayonnant Ultra Large Bande « tout électrique » 70
2- Evaluation des performances du dispositif complet 71

Chapitre 2

Les générateurs de Marx et les dispositifs de mesure haute tension associés dans le domaine de la nanoseconde 73

I- Le générateur de Marx à éclateurs à gaz 75
1- Introduction 75
2- Principe de fonctionnement 76
2.1- Première approche 76
2.2- Bilan énergétique 77
3- Etude de la phase de charge des condensateurs 78
4- La commutation des éclateurs 82
5- Phase de décharge / Schéma équivalent du générateur 89
II- Optimisation pour un fonctionnement nanoseconde et subnanoseconde 95
1- Remarques générales sur la réalisation mécanique du générateur 95
2- Ajout d'un condensateur de « peaking » 96
III- Développement de moyens de mesure pour l'acquisition de transitoires rapides en haute tension 98
1- Mesure des hautes tensions transitoires 98
2- Etude et caractérisation de diviseurs capacitifs à capacité de tête réglable 101
2.1- Principe de fonctionnement 101
2.2- Etalonnage 106
2.3- Conclusions 107
3- Réalisation de diviseurs capacitifs spécifiques à lignes 107
3.1- Principe de fonctionnement 108
3.2- Réalisations mécaniques 112
3.2.1- Première technologie de fabrication 113
3.2.2- Amélioration des performances par l'utilisation d'une feuille de kapton cuivrée 115
4- Etalonnage des sondes réalisées 116

4.1- Etalonnage des sondes de première technologie 116
4.1.1- Analyse fréquentielle 116
4.1.2- Analyse transitoire 119
4.2- Sondes capacitives en circuit souple kapton 122
4.2.1- Analyse fréquentielle 122
4.2.2- Analyse transitoire 124
IV- Conclusion du chapitre 126

Chapitre 3
Réalisation de deux sources haute tension subnanosecondes 127

I- Premier dispositif : association d'un générateur de Marx rapide et d'une ligne de mise en forme 129
1- Générateur Leonardo 200kV/2ns/34J 129
1.1- Choix des différents composants et critères de conception 129
1.2- Conception mécanique du générateur 130
1.3- Paramétrage et performances réalisées 132
1.3.1- Dispositif expérimental 133
1.3.2- Choix du gaz 133
1.3.3- Influence de la nature et de la pression du gaz sur la tension de sortie de l'impulsion générée 133
1.3.4- Influence de la nature et la pression du gaz sur le temps de montée de l'impulsion générée 137
1.3.5- Amélioration du temps de montée et de la reproductibilité par un condensateur de peaking 139
2- Mise en forme de l'impulsion haute tension pour une application Ultra Large Bande 142
2.1- Rappel de la position du problème 142
2.2- Dimensionnement et conception de la ligne de mise en forme 144
2.2.1- Rappel des objectifs 144
2.2.2- Etat de l'art 145
2.2.3- Choix de la technologie de réalisation 148
2.2.4- Principe de fonctionnement 150
2.3- Réalisation mécanique 152
2.4- Paramétrage expérimental 154
2.4.1- Choix des gaz d'isolation 154
2.4.2- Etude de l'amplitude de la tension de sortie 155
2.4.3- Etude des temps de commutation des deux éclateurs 156
2.4.4- Evolution de la durée des impulsions 158
2.5- Configuration retenue et performances réalisées 159
2.5.1- Evolution de la tension de sortie en fonction de la pression 160

2.5.2- Evolution du temps de montée en fonction de la pression 161
2.5.3- Evolution du temps de descente en fonction de la pression 161
2.5.4- Evolution de la durée de l'impulsion en fonction de la pression 162
2.5.5- Allures temporelles des impulsions sur charge résistive 50Ω 163
2.5.6- Performances de la source pulsée en régime récurrent 165
II- Second dispositif : évolution vers un générateur de Marx subnanoseconde récurrent (George 200kV/300ps/1J) 166
1- Dimensionnement et conception du générateur 166
1.1- Réalisation mécanique 167
1.2- Insertion d'un condensateur de peaking 169
2- Insertion de l'éclateur de mise en forme 173
3- Paramétrage et performances réalisées 174
3.1- Caractérisation préliminaire sans l'éclateur crowbar 174
3.1.1- Evolution de la tension de sortie en fonction de la pression 175
3.1.2- Evolution du temps de montée de l'impulsion en fonction de la pression 176
3.2- Performances de la structure complète 176
3.3- Performances en régime récurrent 177
III- Conclusion du chapitre 179

Chapitre 4
L'antenne Valentine : étude et adaptation pour une utilisation en haute tension 181

I- Les antennes du domaine ULB 183
1- Caractéristiques des antennes ULB 183
1.1- L'antenne dans le circuit électrique 183
1.1.1- L'impédance d'entrée de l'antenne 183
1.1.2- Le coefficient de réflexion et le rapport d'ondes stationnaires 184
1.2- L'antenne en tant que convertisseur d'énergie 185
1.2.1- Le diagramme de rayonnement 185
1.2.2- Gain et directivité d'une antenne 186
1.2.3- Polarisation du champ rayonné 188
2- Les antennes envisageables pour l'application 188
2.1- Les antennes résonantes larges bandes 189
2.1.1- Les antennes log-périodiques 189

2.1.2- Les monopôles et dipôles 190
2.2- Les antennes à ouvertures rayonnantes : les cornets 190
2.3- Les antennes à réflecteurs 191
2.4- Les antennes à ondes progressives 191
2.4.1- Les cônes, bicônes et discônes 192
2.4.2- Les antennes à géométries spéciales 193
3- L'antenne Valentine 195
II- Adaptation haute tension de l'antenne Valentine 196
1- Modélisation numérique de l'antenne 196
1.1- Présentation du logiciel 197
1.2- Résolution numérique par la technique d'intégration finie 197
1.3- Définitions utilisées dans le logiciel Microwave Studio 198
1.4- Solveur de résolution et diagnostics disponibles 199
2- Elaboration d'une nouvelle transition Tulipe 199
2.1- Etude de la transition coaxiale-biplaque 199
2.2- Modification pour un fonctionnement haute tension / forte puissance 202
2.3- Modélisation de la nouvelle transition Tulipe haute tension 204
3- Adaptation haute tension de l'antenne 206
3.1- Modélisation de l'antenne Valentine haute tension 206
3.2- Influence de la modification haute tension sur les paramètres d'entrée 208
3.3- Influence de la modification haute tension sur les caractéristiques en rayonnement 209
3.3.1- Gain dans l'axe 209
3.3.2- Diagrammes de rayonnement 210
III- Réalisation et caractérisation expérimentale de l'antenne Valentine Haute Tension 211
1- Réalisation mécanique 211
2- Caractérisation électrique de l'antenne 212
3- Caractérisation transitoire en rayonnement de l'antenne 214
3.1- Protocole expérimental 215
3.2- Signal reçu dans l'axe 217
3.3- Gain dans l'axe et fonction de transfert 218
3.3.1- Détermination du gain dans l'axe de la nouvelle antenne 218
3.3.2- Estimation du facteur de mérite des ensembles d'émission 219
3.4- Diagrammes de rayonnement 222
IV- Conclusion du chapitre 226

Chapitre 5

Performances des dispositifs d'émission complets - Perspectives 227

I- Performances des deux dispositifs d'émission autonomes 229

1- Outils expérimentaux et protocole pour une mesure à l'aide du capteur de champ 229

1.1- Conditions d'essais en mesure directe 229

1.2- Mesure directe du champ E 231

1.3- Les chaînes d'acquisition 232

1.3.1- A l'émission 232

1.3.2- A la réception 233

2- Etude des performances du premier ensemble d'émission à l'aide du capteur de champ 233

2.1- Evolution de l'amplitude du champ rayonné dans l'axe 234

2.2- Allure temporelle du signal rayonné 235

3- Etude des performances du second ensemble d'émission à l'aide du capteur de champ 237

3.1- Impulsions générées en pied d'antenne 238

3.2- Signal rayonné dans l'axe. Détermination du facteur de mérite 239

4- Détermination du champ rayonné dans l'axe par la méthode MICHELSON 241

4.1- Principe de la méthode 241

4.2- Configuration expérimentale 243

4.3- Résultats et performances du dispositif 245

5- Récapitulatif des performances des deux dispositifs. Discussion sur la mesure du champ. 247

II- Perspectives 248

1- Elaboration d'une antenne compacte 248

1.1- Construction de l'antenne 248

1.2- Paramètres d'entrée et bande passante 250

1.3- Gain dans l'axe 250

1.4- Diagrammes de rayonnement 251

1.5- Champ rayonné dans l'axe 253

1.6- Adaptation pour un fonctionnement en haute tension 253

2- Mise en réseau de l'antenne 254

2.1- Etude préliminaire sur le réseau n°1 255

2.2- Etude du réseau carré n°2 256

2.3- Conclusion 259

Conclusion générale 261

Références bibliographiques 267

Introduction

Le domaine d'activité des fortes puissances électriques pulsées (FPEP) regroupe un grand nombre d'aspects correspondant à une multitude d'applications dont il est difficile de proposer un inventaire exhaustif. Les secteurs industriels susceptibles d'être concernés par cette technique sont donc aussi variés que l'agro-alimentaire, le médical, le pharmaceutique, la métallurgie, l'avionique, la chimie ou l'électronique.

Depuis quelques années, la génération d'ondes électromagnétiques de fortes puissances semble être une des applications majeures du domaine des FPEP. Dans chaque cas, le générateur FPEP est constitué d'une source d'énergie primaire et d'une charge, séparées par un système d'amplification de puissance qui fait transiter l'énergie depuis cette source vers la charge. Lorsque cette dernière est une antenne, il est possible de générer des ondes électromagnétiques sous la forme d'impulsions. La bande de fréquence couverte par l'onde rayonnée peut couvrir un spectre très large. Cette technique présente, alors, un intérêt certain dans une variété importante d'applications civiles et militaires. On peut citer, par exemple, les radars impulsionnels ultra large bande (ULB) pour la détection de mines enfouies dans le sol ou le sauvetage de personnes ensevelies, la réalisation de simulateurs IEMN (Impulsion ElectroMagnétique Nucléaire) pour les tests de compatibilité électromagnétique et de vulnérabilité de matériels électronique et informatique, les systèmes de communications ULB et le brouillage électromagnétique dont le principe consiste à focaliser une puissance électromagnétique vers une cible identifiée pour compromettre la mission de celle-ci en perturbant, ou en détruisant, les composants électroniques qui la constituent.

L'augmentation de la portée et de l'amplitude des champs électromagnétiques émis par ces dispositifs rayonnants fait l'objet de plusieurs projets à travers le monde. Les deux principaux axes de recherche sont :

- l'association de dispositifs de moyenne puissance à un réseau d'antennes. On accumule ainsi, dans l'axe du réseau d'antennes, l'énergie produite par plusieurs sources. La principale difficulté dans la réalisation d'un tel réseau d'antennes ULB fonctionnant en régime impulsionnel tient à la possibilité de déclencher sans jitter significatif (écart statistique du délai

temporel entre l'application de l'impulsion de déclenchement et la commutation) le générateur associé à chaque antenne (jitter < 20ps). Les techniques de génération habituelles à éclateurs à gaz ou électroniques souffrent d'un jitter trop important pour effectuer un déclenchement assez précis. Une des solutions semble être l'utilisation de photocommutateurs déclenchés par lasers ultra rapides. La maîtrise des retards des signaux issus de chaque source permettrait, de plus, d'effectuer un dépointage électronique du rayonnement et pourrait apporter ainsi de nouvelles perspectives aux systèmes radars ULB impulsionnels.

- l'augmentation de la puissance des générateurs (jusqu'à quelques dizaines de GW), tout en veillant à conserver aux systèmes des dimensions réduites pour permettre des applications concrètes. Les efforts à mener aujourd'hui pour atteindre ces objectifs portent sur les sources primaires d'énergies (à base de batterie d'accumulateurs, de convertisseurs de tension continus ou de chargeurs rapides), les composants de base (commutateurs, matériaux isolants, composants discrets haute tension), les générateurs haute tension impulsionnels récurrents (de types Marx, transformateur Tesla ou association de semi-conducteurs principalement) et l'optimisation des structures de ces derniers. L'amélioration du gain et des performances des antennes est également un facteur clé pour accroître la portée des dispositifs. La conception et la réalisation d'un élément rayonnant compact et capable de supporter de très fortes puissances pulsées constituent également un véritable challenge.

C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse. Il a fait l'objet, pendant trois années, d'une collaboration entre le Laboratoire de Génie Electrique de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, le laboratoire XLIM de l'Université de Limoges (site délocalisé de Brive) et la société THALES par le biais d'une bourse CIFRE accordée par l'Association Nationale de la Recherche Technique.

Les travaux présentés dans cette thèse concernent l'étude, la réalisation et la caractérisation d'un dispositif « tout électrique » capable de rayonner des champs électriques impulsionnels intenses en régime récurrent. Les objectifs fixés sont un facteur de mérite E×d produit de l'amplitude, E, du champ électrique par la distance, d à laquelle il est mesuré, de l'ordre de quelques centaines de kilovolts pour une fréquence de répétition d'une centaine d'hertz. Ce dispositif doit être composé d'une source d'alimentation continue autonome (du

type convertisseurs DC/DC de quelques dizaines de kilovolts de tension de sortie), d'une source impulsionnelle haute tension (quelques centaines de kV) subnanoseconde et d'une antenne adaptée au rayonnement de ces impulsions haute tension dans une bande de fréquence large (quelques centaines de MHz à quelques GHz).

Dans la première partie du chapitre 1, nous réalisons un tour d'horizon des applications potentielles du système ULB développé dans cette thèse. Ainsi, pour placer le lecteur dans le contexte de cette étude, on présente, en quelques mots, le principe des radars ULB impulsionnels et le concept de brouillage électromagnétique, qui sont, entre autres, deux éléments de réponse aux problèmes actuels posés par la lutte anti-terrorisme. On aborde, également, les domaines de la compatibilité électromagnétique et du durcissement dans lesquels de tels dispositifs sont mis en œuvre pour tester la vulnérabilité de matériaux, de composants ou de systèmes électroniques et informatiques à un environnement électromagnétique agressif. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présentons une brève synthèse des différentes technologies mises en œuvre dans la génération d'ondes électromagnétiques de fortes puissances, du domaine de la génération en « bande étroite » vers un concept impulsionnel ULB. Nous faisons également état de deux projets majeurs pour illustrer ces propos.

Les deux dispositifs développés ici s'appuient sur la réalisation de générateurs haute tension de type Marx à éclateurs. Il nous a donc semblé opportun de rappeler, dans le deuxième chapitre, les principes de base du fonctionnement de ce type de générateur impulsionnel. Une étude du temps de charge de leurs condensateurs est présentée afin de proposer un arrangement approprié de leurs résistances de queue pour l'amélioration de leur fréquence de répétition. La commutation des éclateurs est ensuite étudiée de façon détaillée afin de mettre en évidence l'importance du réglage de leurs distances inter-électrodes et de la réalisation du dernier éclateur pour l'obtention de temps de montée de l'ordre de la nanoseconde. Les impulsions haute tension générées sont trop rapides pour pouvoir être mesurées avec des sondes disponibles sur le marché. Des sondes de mesure large bande

spécifiques ont donc été conçues et réalisées. Leur principe de fonctionnement, ainsi que les tests de caractérisation effectués, sont présentés.

Le chapitre 3, scindé en deux parties, présente les deux sources impulsionnelles réalisées. Chacune d'entre elles met en œuvre un générateur de puissance électrique pulsée de type Marx et un système de mise en forme de l'impulsion. Dans le premier cas, nous présentons le développement d'un générateur de Marx utilisé en tant que chargeur d'une ligne de mise en forme à éclateurs. Ces travaux nous ont permis d'aboutir, ensuite, à la réalisation d'un générateur de Marx subnanoseconde, plus puissant et performant en régime récurrent dans lequel le système de mise en forme est directement inséré au niveau du dernier étage. Différents essais portant sur l'optimisation des performances de chacune des deux sources et, plus précisément, sur la diminution des temps de commutation et des durées d'impulsions, ainsi que sur l'obtention de hautes tensions à des taux de répétition élevés, sont développés.

Le chapitre 4 est consacré à l'étude, et à son adaptation aux hautes tensions, d'une antenne ultra large bande déjà existante : l'antenne Valentine. Développée, à l'origine par l'XLIM, dans le cadre d'un démonstrateur de système radar ULB impulsionnel relativement « basse » tension (25kV), cet aérien est modifié pour pouvoir être associé aux deux sources pulsées réalisées. L'analyse préliminaire, par modélisation, de son adaptation aux tensions utilisées dans cette étude, la réalisation des modifications qui en ont découlé ainsi que les résultats expérimentaux d'essais effectués à basse tension, sont présentés.

Enfin, dans le chapitre 5, les résultats d'essais réalisés en espace libre portant sur les deux ensembles d'émission complets sont présentés. La mise en oeuvre des expérimentations, ainsi que les essais de caractérisation sont explicités. Le facteur de mérite de chacun des deux dispositifs est déterminé par deux méthodes de mesure de champs différentes. Pour terminer, nous avons choisi de présenter deux axes de perspectives relatives à l'évolution des dispositifs : l'élaboration d'une nouvelle antenne plus compacte et sa mise en réseau dans le but d'atteindre des amplitudes de champs rayonnés encore plus importantes avec un dispositif complet toujours plus compact. Les premiers résultats des travaux de modélisation et les objectifs qui en découlent sont décrits.

Chapitre 1

Contexte de l'étude

-

Les Micro-ondes de Forte Puissance vers un concept impulsionnel

Le terme « micro-ondes de forte puissance » (MFP) est un terme générique attribué, en premier lieu, à la génération de signaux sinusoïdaux mono fréquence de très forte puissance sous la forme de paquets d'impulsions. Les fréquences rencontrées sont de la classe micro-ondes (de 1GHz à 100GHz). La technologie relative aux MFP associe généralement des modulateurs haute tension de forte puissance (de la classe GW) à des sources micro-ondes de type tubes hyperfréquences (dont les rendements sont faibles, entre 1% et 50%). L'énergie cinétique d'un faisceau d'électrons est couplée à un signal hyperfréquence pendant des durées d'impulsions de quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes. L'énergie hyperfréquence est ensuite projetée vers la cible par le biais d'un guide d'ondes et d'une antenne.

Ce terme MFP est aussi attribué au rayonnement d'ondes électromagnétiques ultra large bande. Cette technique met en œuvre un générateur d'impulsions ultra brèves haute tension et une antenne adaptée au rayonnement de ces signaux dans une bande très large. Les caractéristiques de l'impulsion (amplitude, temps de montée et largeur à mi-hauteur) définissent la qualité du dispositif. Typiquement, on peut atteindre des puissances crêtes de l'ordre du GW avec des largeurs d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde. La largeur de bande de tels dispositifs doit se situer principalement autour de 1GHz, entre la dizaine de MHz et quelques GHz. Bien que la puissance de ces dispositifs soit comparable à celle des sources bande étroite, l'énergie mise en jeu, compte tenu des largeurs d'impulsions générées, est nettement inférieure.

En outre, les sources ULB requièrent des moyens techniques bien moins sophistiqués que les sources bandes étroites (refroidissement, maintien du vide, hyperfréquence, etc…).

I- Applications des Micro-ondes de Forte Puissance dans le domaine Ultra Large Bande

1- Les radars impulsionnels Ultra Large Bande

Les systèmes radars détectent des cibles au moyen de la réflexion d'une onde électromagnétique. Cette onde illumine la cible visée qui renvoie une partie de l'onde sur une antenne réceptrice. Le retour de cette onde réfléchie justifie la présence de la cible. Le temps mis par le signal véhiculé par l'onde pour aller de l'antenne émettrice à la cible et pour revenir sur l'antenne réceptrice indique la distance à laquelle se trouve la cible. Les caractéristiques du signal réfléchi permettent de préciser la direction, la nature et la forme de l'objet.

Depuis une dizaine d'années, grâce aux progrès technologiques, une catégorie de radars commence à émerger : les radars Ultra Large Bande (ULB). Comme leur nom l'indique, ce sont des radars dont la largeur de bande très importante constitue leur atout majeur.

Le signal émis est caractérisé, entre autres, par sa bande passante Δf et sa fréquence centrale f_0 comme suit :

$$\text{Bande passante : } \Delta f = f_h - f_b \tag{1-1}$$

$$\text{Fréquence centrale : } f_0 = \frac{f_h + f_b}{2} \tag{1-2}$$

où f_b et f_h sont les fréquences de coupures à -20dB du spectre du signal impulsionnel (figure I-1).

Ces deux caractéristiques définissent le critère de largeur de bande L_b :

$$L_b = \frac{\Delta f}{f_0} = 2 \times \frac{f_h - f_b}{f_h + f_b} \tag{1-3}$$

Un signal impulsionnel est qualifié d' « ULB » s'il respecte la condition suivante :

$$L_b = \frac{\Delta f}{f_0} \geq 1 \qquad (1\text{-}4)$$

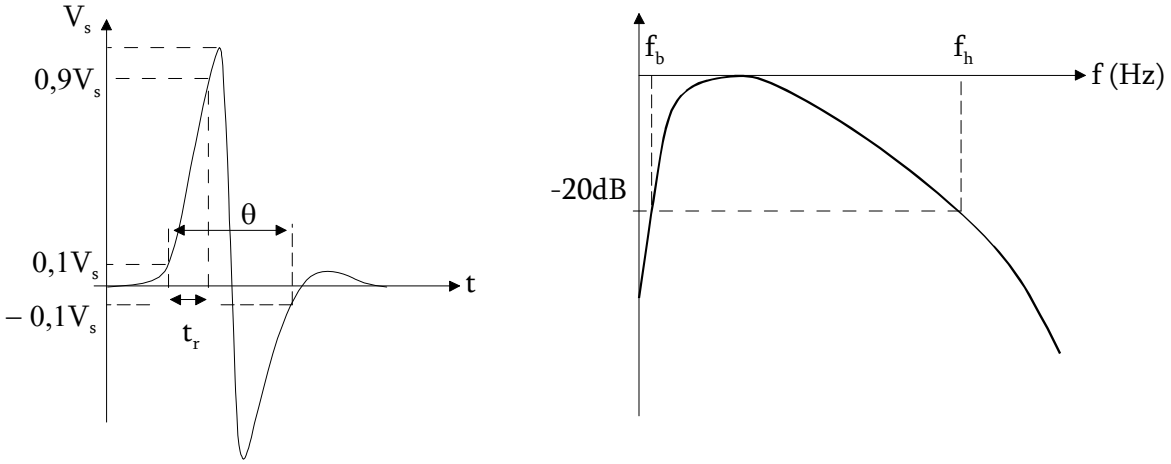


Figure I-1 : Exemple d'un signal ULB impulsionnel

De plus, il est communément admis que tout dispositif dont la bande passante est répartie sur au moins une décade (par exemple 200MHz – 2GHz) est qualifié d' « ULB ».

1.1- Principe du système radar en régime impulsionnel

La mise en œuvre d'un radar ULB impulsionnel consiste en la commutation et l'injection d'une quantité d'énergie pendant une durée très brève dans une chaîne d'émission qui, associée à un système de réception, constitue le radar ultra large bande. Le signal ULB émis est une impulsion ultra courte, de durée allant de quelques centaines de picosecondes à la nanoseconde. Son contenu spectral instantané est compris entre quelques MHz et quelques GHz. Typiquement, le système émetteur est composé d'un système de mise en forme de l'impulsion (en général un commutateur à éclateurs à gaz, à photoconducteurs ou à diodes rapides type DSRD (Drift Step Recovery Diode)) associé à une antenne d'émission ULB. La réponse temporelle d'une cible est reçue par une antenne de réception ULB. L'acquisition est réalisée dans le domaine temporel par un échantillonneur rapide et un traitement du signal adapté est habituellement associé au dispositif. La technique impulsionnelle et le fort contenu spectral des impulsions émises offrent plusieurs avantages par rapport au radar classique. La réponse transitoire de la cible est très riche en informations, sa forme est constituée de différentes contributions. On

peut dissocier la réponse de la cible des différents échos provenant de l'environnement dans lequel est contenu la cible ou de trajets faisant apparaître divers obstacles. Par un fenêtrage temporel, on ne garde que la réponse utile. Cette technique permet également en une mesure unique d'obtenir les résultats souhaités sur toute la bande de fréquence. Elle autorise aussi un fort pouvoir anti-discrétion, les matériaux utilisés pour la furtivité n'étant fonctionnels que sur des largeurs de bande faibles.

1.2- Principe de l'imagerie SAR (Synthetic Aperture Radar, ou Radar à Synthèse d'Ouverture, RSO)

La technique d'imagerie à synthèse d'ouverture SAR, ou RSO, est couramment utilisée dans les systèmes radars classiques et a été transposée au traitement des signaux ULB impulsionnels. Le principe consiste à synthétiser une antenne plus directive que les antennes utilisées en mesure. En déplaçant latéralement l'élément rayonnant, on simule un réseau d'antennes : on parle alors de synthèse d'ouverture (figure I-2). Le principe RSO est d'autant plus performant que l'antenne est peu directive. Le traitement, par intégration, des signaux reçus permet de reconstituer une image électromagnétique de la scène.

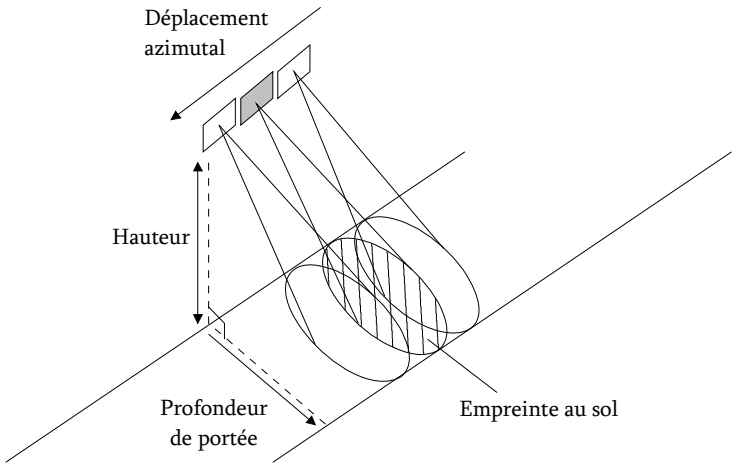


Figure I-2 : Principe du radar à synthèse d'ouverture

On distingue deux grandes familles de RSO :

- les RSO mono-statiques pour lesquels une seule antenne est utilisée pour l'émission et la réception de l'onde impulsionnelle.

- les RSO bi ou multi-statiques pour lesquels plusieurs antennes sont utilisées en émission et en réception.

A titre d'exemple, une impulsion de durée 100ps représente environ, en terme radar, une résolution en distance (théorique) de 1,5cm. Cette résolution est proportionnelle à la durée de l'impulsion.

1.3- Quelques applications des radars ULB

1.3.1- Dans le domaine civil

- Les GPR (Ground Penetrating Radar)

Les GPR sont les principaux représentants des catégories Large Bande. Ils sont utilisés dans les applications nécessitant la réalisation rapide de cartographies haute résolution des sous-sols. Ils interviennent, par exemple, dans la localisation d'anomalies géophysiques ou la recherche et l'étude de couches géologiques, de cavités, de présence d'eau, etc… Ils peuvent servir également dans la détection d'objets enterrés tels que des câbles, des canalisations ou des objets plus fragiles (fouilles archéologiques). On les retrouve aussi dans le domaine du génie civil pour le contrôle qualité de murs, de ponts, de chaussées ou de matériaux. La plupart des GPR fonctionne avec une fréquence centrale inférieure au GHz pour pouvoir pénétrer le sol.

Ces radars opèrent sur le principe RSO à proximité de l'interface air-sol car, de manière générale, la résolution du radar décroît avec la profondeur de prospection.

- Applications biomédicales

Différentes équipes de recherche, sur l'élan du chercheur McEwan (Lawrence Livermore National Laboratory) [STA99], ont réussi à mettre au point des dispositifs permettant de réaliser des opérations de surveillance médicale.

Un radar ULB est capable de détecter, de manière non invasive, les mouvements du cœur humain grâce aux différences de propriétés diélectriques entre le sang et le muscle. Cette discontinuité diélectrique renvoie une fraction de l'impulsion émise (figure I-3).

On peut ainsi détecter différentes interfaces dans le corps humain (l'interface poumon/air par exemple) ou repérer des vaisseaux sanguins.

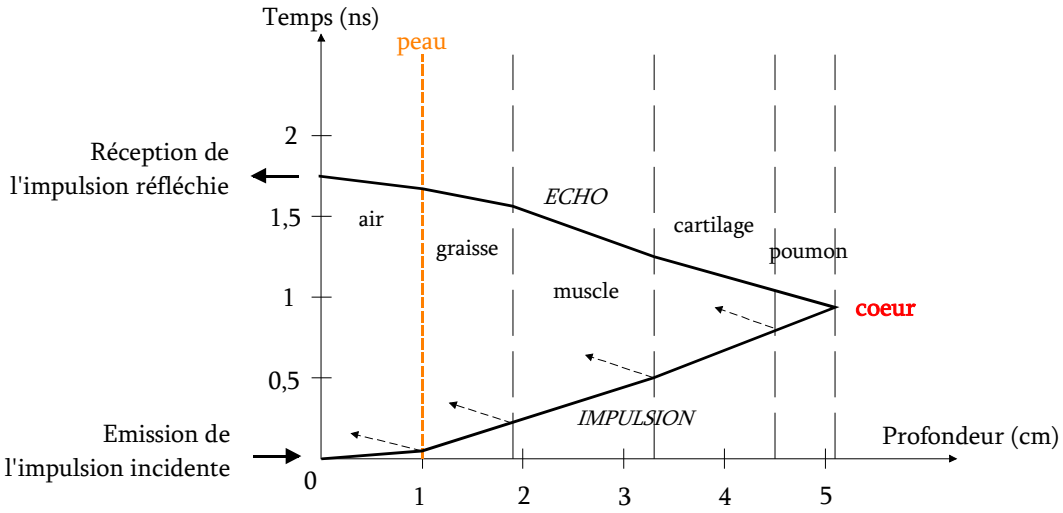


Figure I-3 : Temps de propagation de l'onde à travers le thorax dans une analyse du cœur

1.3.2- Dans le domaine de la défense

Les applications des radars ULB dans le domaine de la défense sont évidemment très nombreuses. Parmi celles-ci, on peut citer : la détection de cibles enterrées, de caches secrètes ou de bases militaires enterrées, ou toutes autres cibles cachées dans la végétation, la détection et l'identification de personnes, de véhicules et d'armes dans des interventions de type assaut en zone urbaine où la discrétion est impérative. On peut citer également la surveillance de champs de bataille. Utilisant un concept analogue, on pourrait ajouter comme application civile le sauvetage des personnes (avalanches, tremblements de terre, incendies).

- *Radars déportés du sol appliqués à la détection de mines*

Les radars impulsionnels couvrent une bande de fréquence très large, ce qui permet, pour des radars déportés du sol ou embarqués dans un aérien, de pénétrer les couverts végétaux par le contenu plutôt basses fréquences de l'impulsion émise et d'avoir néanmoins une bonne résolution par la largeur de bande émise. Plusieurs systèmes radars aéroportés, dont l'application première est la détection de champs de mines, ont déjà vu le jour.

De l'autre côté de la Manche, le célèbre Mineseeker (figure I-4), développé par la DERA (Ministère de la Défense Britannique) est installé à bord d'un dirigeable.

Figure I-4 : Système de détection de mines Mineseeker

On estime à plus de 100 millions le nombre de mines sur ou sous la surface de la planète. Leur répartition couvrirait plus de 800 000 kilomètres carrés de terres. Elles tuent ou mutilent une personne toutes les 20 minutes. L'impact humain et économique est catastrophique, l'ampleur des préjudices est comparable au dernier tsunami d'Indonésie, ou à l'ouragan Katrina. L'ONU a estimé à 600 ans le temps nécessaire pour déminer la planète entière avec les moyens actuels. Le projet du géoradar aéroporté Mineseeker doit contribuer à réduire ce délai. Il permet de balayer le sol à 100 mètres par seconde avec une résolution de 5cm en distance et 50cm en azimut. Sa bande de fréquence va de 200MHz à 3GHz. Ce radar a été opérationnel au Kosovo pour la détection de tout type de mines (plastique et métal ou un matériau ayant une permittivité diélectrique différente de celle du sol).

Le Laboratoire de Génie Electrique de Pau, dans le cadre de la thèse de Laurent Pécastaing [PEC01], en collaboration avec Europulse et XLIM a contribué au développement d'un radar ultra large bande de ce type pour le Centre d'Electronique de l'Armement (CELAR) [GAL02], [IMB99]. Le but était de détecter des cibles enfouies dans le sol et, plus particulièrement, des mines antipersonnel et des mines antichars. Les systèmes d'émission-réception sont installés à bord d'une nacelle mobile permettant d'effectuer des mesures jusqu'à 8m de haut avec une portée radar de plusieurs dizaines de mètres pour des sites relativement plats (figure I-5).

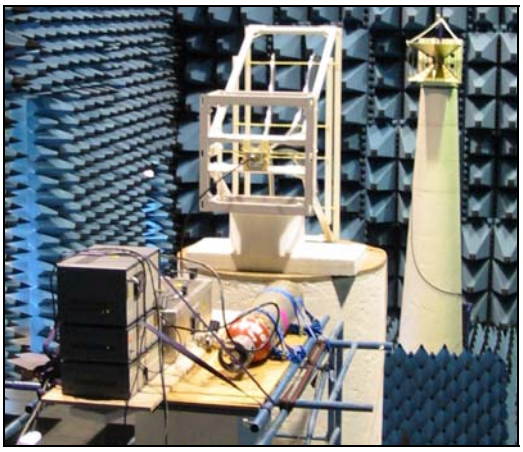


Figure I-5 : Système radar développé pour le CELAR

Ce système radar est un GPR dont la fréquence centrale de fonctionnement est plus haute. En effet, les mines étant souvent affleurantes au niveau du sol, il n'est pas nécessaire de pénétrer le sol en profondeur. C'est pourquoi, avec une grande largeur de bande de 300MHz à 5GHz, il est possible d'obtenir une bonne résolution et le détail des cibles.

2- Le Brouillage Electromagnétique

A l'aube du 21ème siècle, la sécurité est un des nouveaux enjeux pour la protection des populations. Ainsi, pour répondre aux besoins de sûreté intérieure, tant sur le plan militaire que civil, comme à ceux relatifs aux forces militaires extérieures, de nouveaux moyens de protection doivent être développés face à ces nouvelles menaces.

Le dernier RAFALE a été présenté au salon du Bourget le 15 juin 2007 (figure I-6). Il est le premier - et le seul - avion de combat européen à utiliser un radar à balayage électronique (RBE2) et un outil d'autoprotection électromagnétique (SPECTRA).

Figure I-6 : Photographie du nouveau Rafale conçu par Dassault

Développé par THALES et d'un concept entièrement nouveau, le radar bénéficie du savoir-faire acquis sur les radars précédents. L'agilité de son faisceau, permise par le balayage électronique, et sa vitesse de calcul rendent le RBE2 capable de performances et de modes d'utilisation non accessibles aux radars à antenne mécanique. Il assure ainsi la détection et la poursuite automatique de plusieurs cibles aériennes et marines simultanées à grande distance et l'élaboration en temps réel de cartes 3D pour le suivi de terrain et d'une carte 2D pour la navigation. Le système d'autoprotection SPECTRA a été développé conjointement par THALES et MBDA (Matra), et totalement intégré à l'avion. Il lui confère une grande survivabilité face aux menaces air-air et air-sol de type électromagnétique. Couplé au radar RBE2, il confère au RAFALE une capacité de réaction sans délai de la façon la plus adaptée : brouillage électromagnétique ou « leurrage » infrarouge.

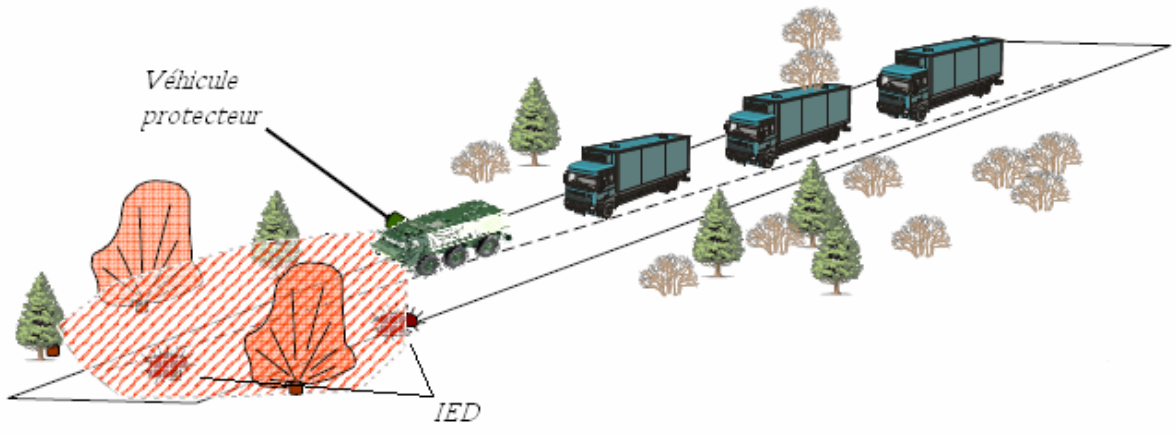


Figure I-7 : Constitution d'un convoi anti-IED

Du temps de la Guerre Froide, l'ennemi était identifié et les forces armées avaient donc des centres fixes chargés de surveiller l'ennemi. Aujourd'hui, l'adversaire est plus divers et, par voie de conséquence, les zones de conflits variées. De ce fait, les moyens techniques sont de plus en plus mobiles et plus diffus. La menace n'est plus clairement localisée, elle peut frapper n'importe où et n'importe quand. L'usage des IED (Improvised Explosive Device / Engins Explosifs Improvisés) est un fléau contre lequel les forces armées régulières doivent lutter avec assiduité dans tous les conflits actuels. Fabriqués aisément à peu de frais et commandés à distance, ils sont redoutables pour des unités formées au combat conventionnel. Le parasitage protecteur est désormais obligatoire sur des sites à risques comme celui de l'Irak et de l'Afghanistan. Ces engins font aussi de nombreuses victimes parmi les populations civiles. C'est pourquoi, les engins militaires tendent à s'équiper de systèmes brouilleurs capables d'anéantir ces armes (figure I-7). Ces systèmes sont constitués d'une source d'énergie électrique pulsée et d'une antenne adaptée.

3- Durcissement et tests de vulnérabilité de matériel électrique

3.1- Face à un nouvel environnement électromagnétique

Les composants électroniques et sous-systèmes tout électronique sont de plus en plus présents dans les applications civiles (électroménager, audiovisuel, santé, communications sans fil) mais aussi militaires (aviation, communication, surveillance, sécurité). Aujourd'hui, face aux nouvelles menaces et à ce nouvel environnement électromagnétique que sont les ULB, l'intérêt porté à la susceptibilité et au durcissement de ces matériels est grandissant. Ainsi, les sources ULB, telles que celles présentées dans ce mémoire, sont mises en œuvre pour tester la susceptibilité de ces systèmes électroniques à une impulsion électromagnétique transitoire incidente (figure I-8).

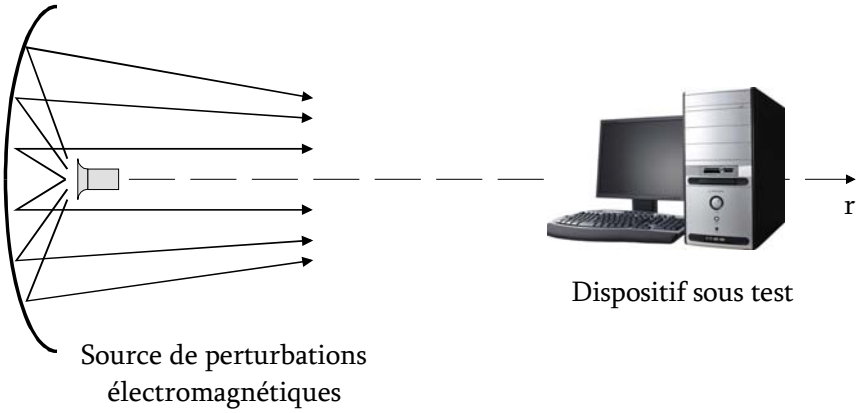


Figure I-8 : Test de susceptibilité sur un ordinateur

Toutes les procédures de test suivent grossièrement le même protocole. Elles commencent par une calibration du champ incident émis par la source MFP en l'absence du système à tester. Celui-ci est ensuite rajouté, placé au centre du volume de test et illuminé par la source. L'amplitude du champ incident est augmentée progressivement jusqu'à constater les premiers disfonctionnements ou la destruction du dispositif sous test (DST). En général, une sonde de champ est placée près du DST pour vérifier la valeur du champ électrique incident.

3.2- Couplage des ondes électromagnétiques aux équipements électriques

On distingue deux modes de couplage des ondes électromagnétiques aux équipements électriques : le couplage direct (« Front Door ») et le couplage indirect (« Back Door ») [BAZ05].

- *Le couplage direct*

Ce mode de couplage intervient sur les entrées dédiées à la réception des champs électromagnétiques de type antenne ou capteur. Les ondes se propagent alors par les lignes de transmission d'alimentation de ces récepteurs et terminent dans le circuit de commande ou d'alimentation, induisant des courants forts (pouvant atteindre plusieurs dizaines d'ampères) jusqu'au cœur du système. Ce mode de pénétration est très efficace si la fréquence de la perturbation se situe dans le spectre de fonctionnement. Par exemple, pour le couplage sur un câble liant deux systèmes électriques (câble d'alimentation ou bus

de données), l'intensité du couplage est liée au rapport entre la dimension L du câble et la longueur d'onde λ de la perturbation. Elle est maximale pour ($L/\lambda \geq 1$). De plus, lorsque des résonances apparaissent, les tensions et/ou courants induits sur ces structures filaires peuvent atteindre des amplitudes prohibitives.

- *Le couplage indirect*

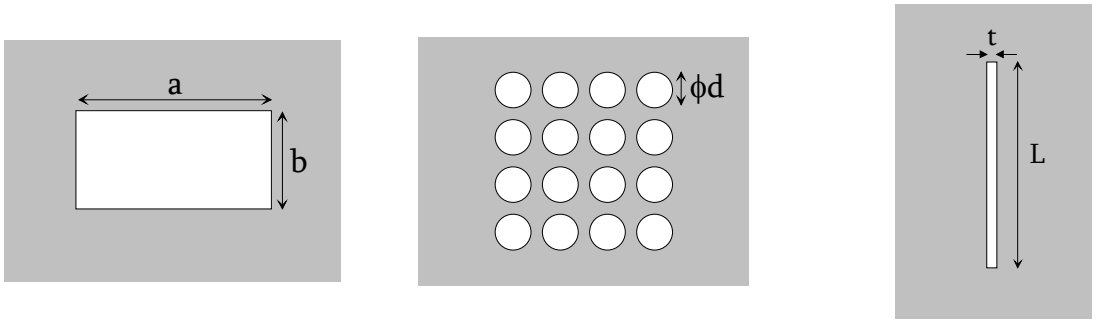
Ce mode de couplage contourne les boîtiers métalliques dans lesquels sont protégés les équipements électriques. Il s'effectue au travers des ouvertures destinées à d'autres utilisations (ventilateurs, lecteurs de disques, joints) ou des défauts de blindage inhérents à la construction de la structure. Une fois l'onde à l'intérieur de la structure, les pistes des circuits imprimés ainsi que les parties métalliques des composants vont jouer le rôle d'antennes réceptrices. Les longueurs de ces conducteurs sont du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde des impulsions générées dans le cadre des MFP, le couplage peut donc être très efficace. Les tensions et les courants ainsi induits arrivent aux entrées-sorties des composants et génèrent des disfonctionnements.

En théorie, on écrit que la puissance P, couplée à la circuiterie interne, est fonction de la densité surfacique de puissance incidente transportée par l'onde électromagnétique S et d'une section σ correspondant à l'aire du couplage :

$$P = S \times \sigma \tag{1-5}$$

Dans le cas des couplages dits « directs », la section σ représente la surface effective d'une antenne par exemple. En général, elle est maximale dans la bande de fréquence de l'antenne, de l'ouverture ou du récepteur considéré et décroît fortement avec la fréquence, en f^{-2} au-dessus de la bande de l'antenne et en f^{-4} en dessous de la bande. L'idéal étant de connaître la bande de fréquence de fonctionnement du récepteur visé pour pouvoir y pénétrer de manière efficace. Lorsque le récepteur est une antenne, on cherchera également à viser le lobe principal car les lobes secondaires et latéraux réduisent considérablement la qualité du couplage de l'onde à la cible.

Le couplage dit indirect est beaucoup plus complexe. La section de couplage est très difficile à estimer pour un objet inconnu. La pénétration des ondes au travers des ouvertures dépend de leur géométrie et du rapport liant leurs dimensions à la longueur d'onde. S'il s'agit d'ouvertures très petites par rapport à la longueur d'onde, l'atténuation augmente. A l'inverse, si les ouvertures sont grandes par rapport à la longueur d'onde, l'atténuation diminue. La fréquence de transition f_c entre ces deux comportements (appelée fréquence de coupure) correspond approximativement à une longueur d'onde égale au périmètre de l'ouverture (figure I-9).



Lecteur de disquette :
a = 10cm, b = 2cm
f_c = 1,25GHz

Grille d'aération :
d = 5mm
f_c = 19GHz

Joints de boîtier :
t = 0,1mm, L = 10cm
f_c = 1,48GHz

Figure I-9 : Couplage indirect - Définition des ouvertures

A ce paramètre s'ajoute la polarisation de l'onde dont la contribution est surtout apparente lorsque le champ électromagnétique interfère avec une fente localisée dans un écran métallique. Lorsque le champ est parallèle à l'axe de la fente, on enregistre une forte atténuation de l'onde. Par contre, pour la polarisation dont le champ électrique est perpendiculaire à cette direction, l'atténuation est moins importante. Il faut préciser que, dans le cas des résonances engendrées lorsque la dimension s'accorde sur la longueur d'onde, le champ transmis peut s'accroître fortement.

Dès que les ondes résiduelles pénètrent dans l'équipement, le boîtier peut être assimilé à une cavité résonante susceptible de résonner à des fréquences élevées, définies par ses dimensions. Les ondes incidentes vont être réfléchies par les parois métalliques intérieures du boîtier. Il s'ensuit l'établissement d'un régime d'ondes stationnaires. Pour

des longueurs d'ondes du même ordre de grandeur que les dimensions de l'équipement, la distribution du champ dans la cavité est hétérogène. Une fréquence plus élevée que les premiers modes de résonance de la cavité introduit un champ dont les fluctuations spatiales se densifient. Différents modes de propagation apparaissent. Ceci entraîne un accroissement du champ à l'intérieur du boîtier qui peut, sous certaines conditions exceptionnelles, devenir supérieur au champ extérieur qui lui a donné naissance. L'amplitude des résonances de la cavité est fixée par le coefficient de qualité de celle-ci. Ce dernier est déterminé par les pertes dans le volume et sur les parois : moins il y a de pertes dans le volume, plus le coefficient de qualité est important et plus le champ résultant est élevé. Les matériaux constituant les cartes électroniques et les composants absorbent une partie de ces ondes, faisant ainsi baisser le coefficient de qualité de la cavité. Les parties métalliques des circuits imprimés modifient les conditions aux limites du volume ; les résonances et les modes du champ dans le volume deviennent alors souvent très complexes. Cet environnement peut être modélisé par différents outils numériques résolvant les équations de Maxwell comme CST Microwave Studio [MWS06] et Ansoft HFSS [ANS08].

3.3- Effets des ondes électromagnétiques sur les composants électroniques

Les composants électroniques sont vulnérables dès que les ondes de fortes puissances ont pénétré l'intérieur du boîtier de protection ou du blindage du dispositif. Par exemple, la fusion du composant due aux effets thermiques du couplage de l'onde survient quand la température de certaines jonctions atteint 600 à 800K. De manière plus générale, les dommages engendrés sur les semi-conducteurs dépendent étroitement de l'énergie transportée par l'onde incidente. Ainsi trois zones ont été définies empiriquement pour déterminer les caractéristiques critiques de l'onde incidente qui engendrerait des effets thermiques irréversibles dans le composant.

Les sources ULB opèrent généralement dans la région adiabatique et les sources bande étroite dans la zone de Wunsch-Bell et dans la zone à densité de puissance constante (figure I-10).

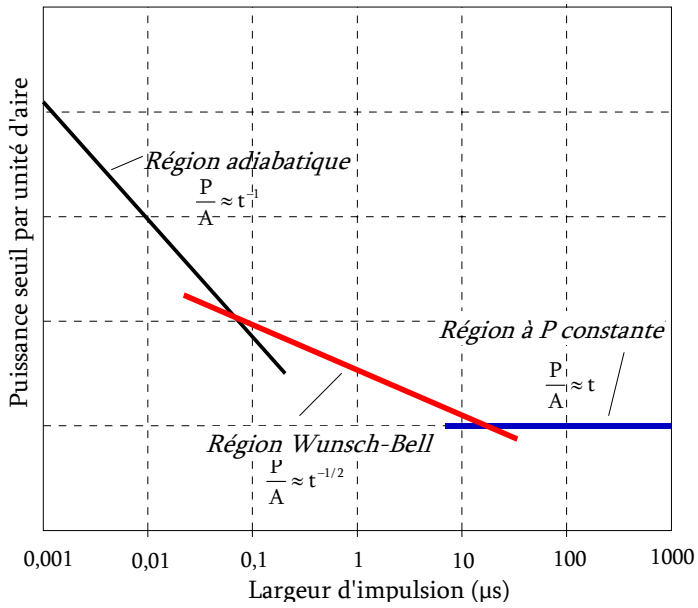


Figure I-10 : Densité de puissance conduisant à la destruction d'un semi-conducteur en fonction de la durée de l'onde incidente [BEN07]

Les régions ci-dessus sont indiquées pour un dommage provoqué par une impulsion unique. Dans le cas d'un système récurrent, si l'intervalle de temps entre deux impulsions consécutives n'est pas suffisant pour que la chaleur puisse se diffuser de façon significative dans le composant, une accumulation d'énergie thermique *(« thermal stacking »)* aggrave l'état de ce dernier. Il a été montré que ce phénomène apparaît pour des fréquences de répétition supérieures à 1kHz. A des taux de récurrences inférieurs, on observe des phénomènes de dégradation graduelle des semi-conducteurs. Une analogie peut alors être faite avec le phénomène de rupture diélectrique.

L'avancée effrénée de l'informatique et de tous les produits dérivés et accessoires multimédia existants aujourd'hui incite les constructeurs à produire des puces électroniques toujours plus petites et plus denses rendant ainsi les systèmes beaucoup plus vulnérables aux micro-ondes. Le composant de base de l'électronique rapide est le transistor MOS. Il est principalement caractérisé par une tension de fonctionnement V et une capacité parasite C_{GS} entre grille et source proportionnelle à l'aire de sa grille. L'accélération des rythmes d'horloges, les compacités imposées et l'augmentation du nombre de transistors par puce imposent une réduction de la tension V pour diminuer la puissance dissipée par chaque transistor, principal vecteur limitatif de la densité

d'intégration des puces ($P = C_{GS} \times V^2 \times f$). A titre d'exemple, en 1995 : cette tension seuil dépassait 2V ; en 2015, on prévoit de construire des transistors dont la tension ne dépassera pas 0,5V. Cette tension de plus en plus faible réduit considérablement la marge de manœuvre et rend ces composants semi-conducteurs de plus en plus susceptibles aux bruits générés par des parasites.

La figure I-11 présente les effets des ondes électromagnétiques sur un processeur Pentium III équipant un ordinateur. On représente le champ électrique générateur des premiers effets perturbateurs sur le processeur en fonction de la fréquence de la sinusoïde incidente [HOA04].

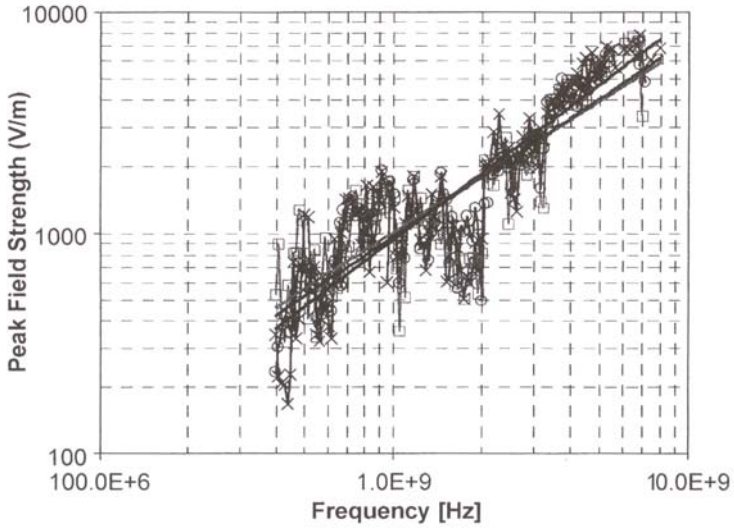


Figure I-11 : Champ électrique induisant les premiers effets destructeurs sur trois processeurs Pentium III 667MHz

La dispersion des mesures est la conséquence du caractère aléatoire du couplage des ondes au système, des différences entre les trois châssis d'ordinateur testés et de la nature statistique spécifique aux comportements de l'électronique dans ces conditions.

On constate que ce processeur est plus sensible aux fréquences les plus basses, autour de sa fréquence de fonctionnement. Néanmoins, les ordinateurs actuels sont plus robustes que leurs prédécesseurs et dans la plupart des cas, l'onde incidente provoque un disfonctionnement momentané de l'appareil, nécessitant une action de maintenance plus ou moins longue, sans pour autant mettre l'appareil hors d'usage.

De même, une équipe de recherche de la Défense Suédoise a testé la susceptibilité de récepteurs GPS à une agression électromagnétique [SAB06]. Trois types de GPS ont été soumis à une impulsion brève de forte puissance émise par la source RADAN 303B [MES91] sous trois angles d'incidence différents. Les résultats de ces tests sont recensés dans le graphe de la figure I-12. Le niveau 4 de susceptibilité implique une action de redémarrage de l'appareil par l'utilisateur. Ces résultats montrent qu'il existe des différences de susceptibilité importantes selon les différents modèles (taille, coques plus ou moins blindées, etc…) et les directions d'irradiations.

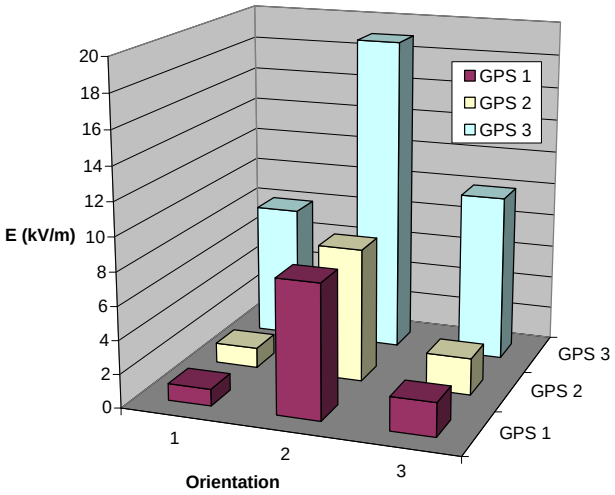


Figure I-12 : GPS 1, 2 et 3 sous tests
Valeur du champ électrique à l'apparition du niveau 4

II- Génération des Micro-ondes de Forte Puissance

De manière générale, les sources micro-ondes sont classées de la façon suivante (figure I-13) :

- les sources impulsionnelles Large Bande (LB) ou Ultra Large Bande (ULB) : dont le spectre en fréquence des impulsions s'étale sur une ou deux décades,
- les sources oscillantes « bande étroite » : dont le spectre présente une seule composante dominante, ou une bande de fréquence très étroite.

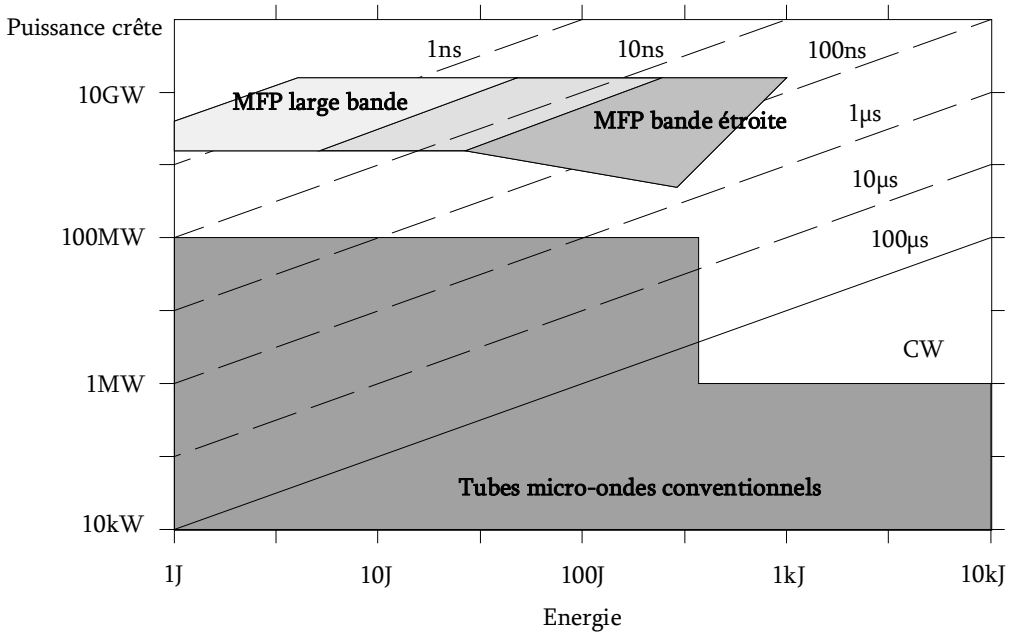


Figure I-13 : Classement des sources micro-ondes selon leur rapport puissance/énergie (les diagonales représentent les largeurs d'impulsions) [BEN07]

1- Technologies impulsionnelles bande étroite [FAI91], [FIR91]

1.1- Les tubes à faisceaux linéaires

On entend par tubes à faisceaux linéaires, les tubes hyperfréquences tels que, entre autres :

- le Klystron relativiste (ainsi désigné car les électrons qui le traversent sont accélérés à des vitesses proches de celle de la lumière),
- le BWO (Backward Wave Oscillator),

Ces tubes mettent en œuvre un faisceau rectiligne d'électrons porteurs d'un courant I. Ces électrons sont émis par une cathode thermoïonique et accélérés par le champ électrique existant entre l'anode et la cathode. Les électrons convergent électrostatiquement, sous l'influence d'un champ magnétique, pour former un faisceau sensiblement cylindrique (figure I-14).

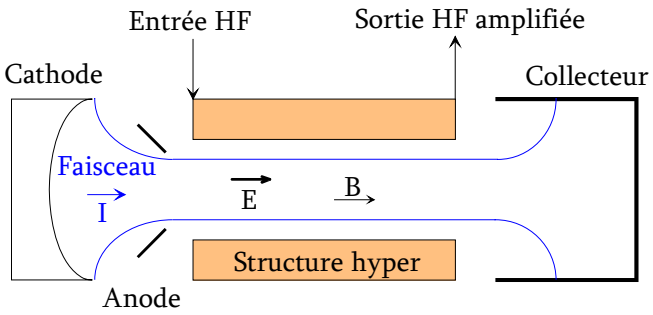


Figure I-14 : Schéma de principe d'un tube à faisceau linéaire

Le champ électrique E porté par la structure hyperfréquence module la vitesse des électrons, modulation qui se transforme progressivement en modulation d'intensité du faisceau électronique. Par couplage, le courant HF imprimé sur le faisceau, induit un courant HF dans la structure, ce qui renforce le champ électrique. Le processus d'amplification se poursuit jusqu'à la sortie de la structure vers l'utilisation. L'énergie cinétique résiduelle des électrons est alors dissipée sous forme de chaleur dans un collecteur.

La performance en puissance de tels tubes (figure I-15) est liée à plusieurs paramètres (classés selon l'ordre décroissant de leurs effets) tels que :

- la différence de potentiel cathode/collecteur,
- le courant cathodique,
- le champ magnétique de focalisation,
- les adaptations circuit d'entrée et circuit de sortie,
- les pertes du circuit hyperfréquence,
- la technologie : tenue aux THT, tenue en tensions HF,
- la charge thermique,
- les dimensions (réalisation de la structure globale).

A titre d'exemple, pour un klystron de 25MW (crête), la haute tension typiquement appliquée à la cathode pendant chaque impulsion est de 240kV et le courant de faisceau de l'ordre de 230A (pervéance $K = 1{,}95.10^{-6} A.V^{-3/2}$), ce qui donne un rendement de 45%. La puissance HF d'entrée étant de 250W (crête), le gain à saturation est de 50dB. Ce gain très élevé est spécifique des klystrons (on trouve des klystrons dont le gain peut atteindre 70dB).

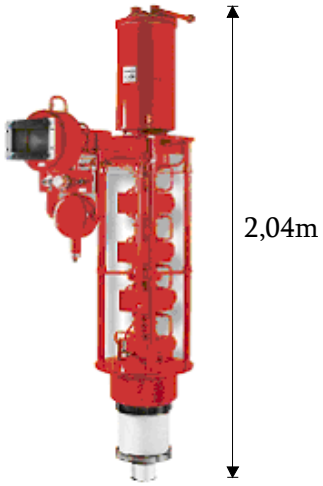


Figure I-15 : TH 2104 : 10MW pulsé, 250kW moyen à 1,3GHz, [THA05] développé par TED (Thales Electron Devices) il y a 30 ans pour Boeing (depuis, une centaine de pièces ont été reproduites)

L'IAP est un institut russe (Nizhny-Novgorod) expérimenté dans le domaine des MFP. L'équipe du Professeur Petelin a mis au point un BWO 1GW dans la bande X [IAP05], ce générateur fonctionne en monocoup pour des impulsions de 100ns, il est alimenté par une source haute tension pulsée 1MV-10kA. Un second BWO est en fonctionnement également, celui-ci développe une puissance de 300MW en bande X. En 10s, on atteint un facteur d'utilisation de 10 impulsions de 30ns. Il est alimenté par une source haute tension pulsée 600kV-7kA. Une parabole, positionnée dans l'axe du tube, à une distance de 2m, renvoie le faisceau sur un panneau d'1m^2 constitué de tubes néon côte à côte. A l'aide d'une caméra, la forme, la taille et l'intensité de l'illumination des tubes néon sont mémorisées ce qui permet de déterminer, de façon grossière, l'allure du diagramme de rayonnement du dispositif. Le facteur de mérite de l'ensemble est inconnu à l'heure actuelle.

1.2- Les tubes à champs croisés

1.2.1- Le magnétron

Le magnétron est le plus ancien et le plus populaire des tubes hyperfréquences (HF) à champs croisés. On rappelle succinctement le principe de fonctionnement des tubes à champs croisés par la figure I-16. Des électrons sont émis par une cathode

entourée par une structure hyperfréquence appelée anode. Celle-ci est portée à un potentiel haute tension par rapport à la cathode, ce qui crée un champ accélérateur pour les électrons. Un champ magnétique transverse incurve la trajectoire des électrons qui en l'absence de champ HF, prend une forme cycloïdale. Lorsqu'un champ HF, porté à l'anode, a une vitesse de phase angulaire proche de la vitesse angulaire des électrons, certains de ceux-ci cèdent une partie de leur énergie au champ HF au voisinage de l'anode. D'autres sont repoussés vers la cathode, où, par émission secondaire, il y multiplication des électrons. Une charge d'espace se forme alors autour de la cathode permettant ainsi l'échange d'énergie.

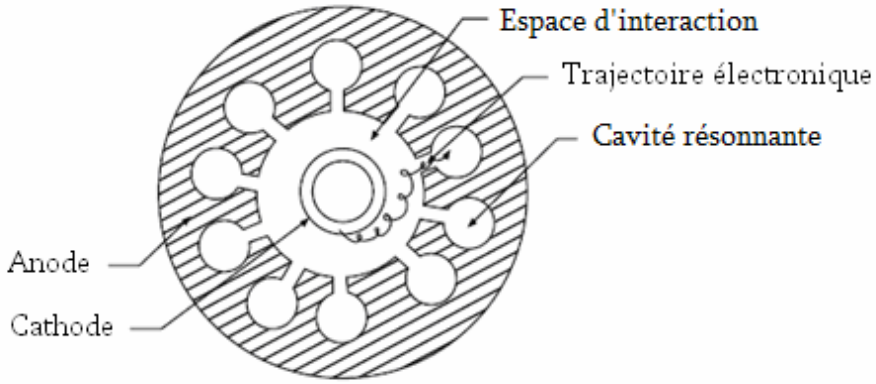


Figure I-16 : Schéma de principe d'un magnétron à plusieurs cavités HF

Pour les tubes de petites puissances (figure I-17) ou basses fréquences (< 4GHz), l'énergie est prélevée au moyen d'une ligne coaxiale couplée à l'une des cavités par une boucle ou une antenne. Dans les autres cas, l'énergie est prélevée par un guide d'ondes couplé au circuit du magnétron par un transformateur d'impédance convenable.

Il existe toute une gamme de magnétrons, pour le fonctionnement en régime pulsé (applications radars) et le fonctionnement en ondes entretenues (accélérateurs et chauffage industriel). De façon générale, les magnétrons relativistes les plus performants, produisent, de la bande L à la bande X, des puissances crêtes de plusieurs GW pour des rendements de 20 à 30% dans les fréquences les plus basses ; quelques centaines de MW pour des rendements de quelques pourcents dans les fréquences les plus hautes de cette bande.

Figure I-17 : Magnétron MC567 développé par TED [THA05]
Régime pulsé : P_{max} = 2,4MW dans la bande 1,217 – 1,370GHz,
durée d'impulsion : 5µs, facteur d'utilisation : 0,00125

1.2.2- Le MILO

Le MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator) est une source MFP capable de produire des puissances crêtes supérieures au gigawatt à des fréquences de quelques gigahertz. Ce tube hyperfréquence a un fonctionnement proche de celui d'un magnétron linéaire. Il ne requiert pas de structure externe pour produire le champ magnétique nécessaire au guidage du faisceau d'électrons. Ceux-ci sont produits par émission explosive à partir d'une cathode de type velours et sont accélérés par la différence de potentiel dans l'espace anode – cathode. L'anode constitue une cavité hyperfréquence capable d'emmagasiner de l'énergie électromagnétique, transférée depuis le faisceau d'électrons. Ainsi, la géométrie du tube fixe les conditions de propagation des électrons dans le vide (isolement magnétique) et les conditions de synchronisme permettant les échanges d'énergie dans la structure hyperfréquence.

De telles sources MFP produisent des puissances crêtes de quelques GW sur des durées d'impulsions de la dizaine à la centaine de nanosecondes à des fréquences allant de 1 à 10GHz. Les durées d'impulsions les plus courtes peuvent être répétées jusqu'à la centaine de Hertz [HAW97].

Figure I-18 : MILO développé par l'Institut franco-allemand de Saint Louis (ISL)
en collaboration avec le LPTP de l'Ecole Polytechnique

Le MILO présenté sur la figure I-18 a été élaboré par l'Institut de Saint Louis, en partenariat avec le Laboratoire de Physique et Technologie des Plamas (LPTP) de l'Ecole Polytechnique [COU06], [COU07]. Le MILO est piloté par un générateur de Marx réalisé par le Commissariat à l'Energie Atomique du CESTA (Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine). Les essais expérimentaux ont permis d'atteindre une puissance de 1GW en bande S à 2,40GHz. Une optimisation de la géométrie de la cathode a permis une augmentation de la durée des impulsions et une amélioration de la stabilité de la fréquence émise. Les résultats du modèle, validés par l'expérience précédente, autorisent à penser qu'une puissance plus importante peut être émise à une fréquence de 2,34GHz.

1.3- Un autre type de tube : le Vircator

L'oscillateur à cathode virtuelle (Virtual Cathode Oscillator) est un tube hyperfréquence récent. En 1977, Mahaffey est le premier à produire des micro-ondes sur le principe de la cathode virtuelle [MAH77]. Un peu plus tard, une équipe de l'école polytechnique de Tomsk (Russie) publie également des travaux sur le sujet [DID78]. En 1980, une équipe des Harry Diamond Laboratories produit 1GW en bande X [BRA80]. Le principe de ce tube repose sur le ralentissement brusque d'un faisceau longitudinal intense d'électrons. Ce ralentissement est souvent créé par un accroissement brutal du diamètre du tube métallique qui guide le faisceau. Lorsque celui-ci atteint cette région de dépression, il ralentit et une partie des électrons change de direction de propagation, produisant ainsi une région de charge d'espace que l'on nomme cathode virtuelle. Deux phénomènes d'oscillations apparaissent alors : l'oscillation, à la fréquence plasma, de la charge d'espace et l'oscillation propre du mouvement des électrons. Ces deux fréquences sont différentes, c'est une des raisons du très faible rendement des Vircators.

Les puissances produites dépassent le gigawatt à des fréquences comprises entre un et quelques gigahertz pour des rendements de quelques pourcents. Les figures I-19.a et b présentent le projet réalisé par l'Université de Texas Tech. dans le cadre d'une thèse [CHE05] sur un ensemble MFP en bande C associant un générateur de Marx et un tube Vircator.

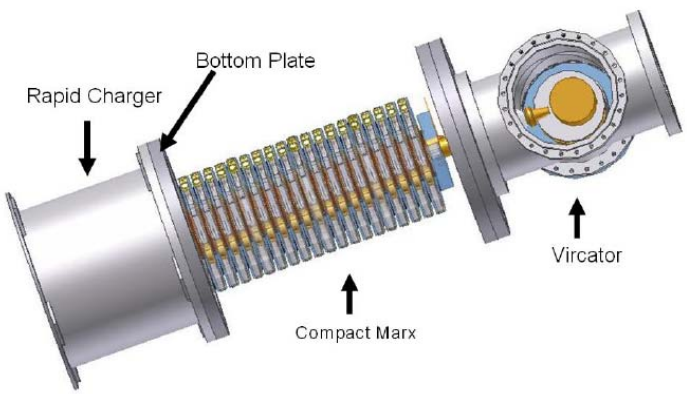


Figure I-19.a : Tube Vircator piloté par un générateur de Marx 500kV/500J/10Hz

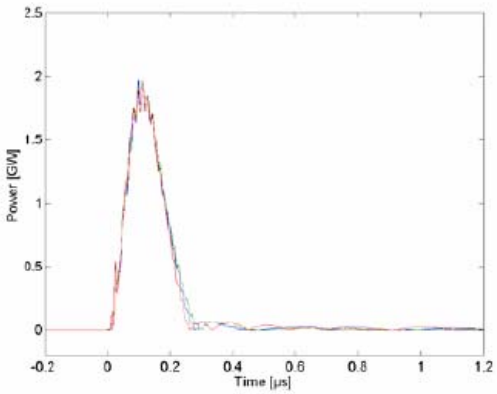


Figure I-19.b : Puissance de sortie produite par la source MFP complète en bande C

2- Technologies impulsionnelles Ultra Large Bande

La recherche de portées importantes pour un système de brouillage électromagnétique hyperfréquence nécessite :

- l'optimisation de la forme d'onde par rapport à la cible (ou aux cibles) envisagée(s),
- une puissance la plus élevée possible sur les types de formes d'ondes adaptées au besoin.

Typiquement, une méconnaissance de la cible (ou un objectif multi cibles) conduit à la nécessité d'un fonctionnement large bande (instantané ou d'impulsion à impulsion) pour couvrir tous les cas possibles.

La production de micro-ondes dans le domaine de l'ULB est très différente de ce que l'on vient de voir dans le paragraphe précédent à la fois sur le contenu spectral des impulsions générées et sur les technologies mises en jeu. Dans la technologie ULB, les ondes sont générées par l'excitation directe d'une antenne par un circuit électrique pulsé (figure I-20). Bien que la puissance instantanée de ces dispositifs dits « large bande » soit comparable à celle des sources « bande étroite », l'énergie restituée mise en jeu est nettement inférieure du fait des largeurs d'impulsions très courtes.

On ne cherche donc plus à générer une sinusoïde dont le contenu spectral ne présente qu'une seule raie, mais une seule impulsion, la plus brève possible, dont le spectre s'étale sur une ou plusieurs décades en fréquence.

Le schéma bloc d'un dispositif ULB est le suivant :

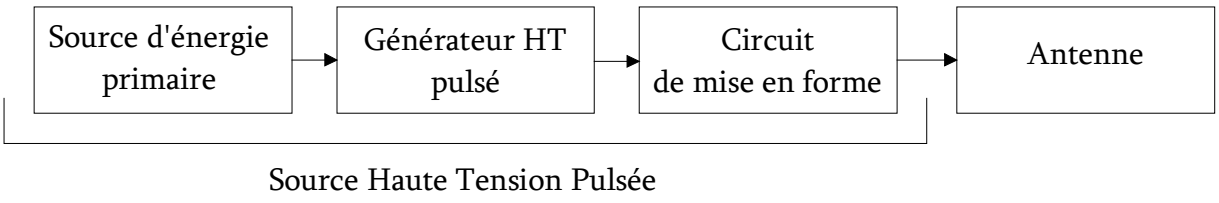


Figure I-20 : Schéma bloc d'un dispositif MFP ULB

2.1- La source haute tension pulsée

C'est le principal élément de la chaîne d'émission. Ses caractéristiques fixent les performances optimales du dispositif complet, les autres éléments (câbles, systèmes d'adaptation et antenne) ne pouvant que dégrader l'impulsion délivrée.

Cette source pulsée est constituée :

- d'une source d'énergie primaire,
- d'un générateur haute tension, capable de fonctionner en mode récurrent ou non, qui conditionne l'énergie électrique de façon pulsée,
- d'un circuit de mise en forme de l'impulsion.

2.1.1- La source d'énergie primaire

Plusieurs choix technologiques sont possibles dans la réalisation de la source primaire d'énergie. Un des paramètres déterminant pour le choix est la puissance moyenne qu'elle est capable de fournir au système de puissance pulsée, pour permettre un fonctionnement récurrent du dispositif.

Certains systèmes utilisent des moteurs à combustion, tels que des alternateurs diesel ou des turbo alternateurs. L'utilisation d'une génératrice synchrone triphasée ou monophasée peut être envisagée. Il est également possible d'utiliser des batteries d'accumulateurs pour délivrer une puissance continue ou hachée au système de puissance

pulsée. Dans tous les cas, ces sources primaires sont souvent associées à des blocs de redressement AC/DC (dans le cas des alternateurs) ou des convertisseurs DC/DC (dans le cas des batteries).

De plus, l'encombrement est souvent le paramètre limitatif le plus contraignant dans l'élaboration de ces sources primaires. La production de puissance continue est souvent synonyme d'échauffement. Un refroidissement du système est alors nécessaire et ce refroidissement nécessite de la place et de l'énergie. Le choix peut donc se porter sur une source de tension non continue mais qui délivre son énergie sous la forme de trains d'impulsions. Aujourd'hui, les avancées technologiques en termes de batteries d'accumulateurs et de convertisseurs DC/DC permettent de disposer d'une source d'énergie relativement simplement.

2.1.2- Le chargeur haute tension pulsé

2.1.2.1- Principe général de la commutation de puissance

Ce principe repose sur le stockage lent d'une énergie électrique donnée et sa restitution rapide au travers d'un commutateur. Autrement dit, on amplifie, en sortie, la puissance disponible à l'entrée du système en comprimant le temps de sa restitution.

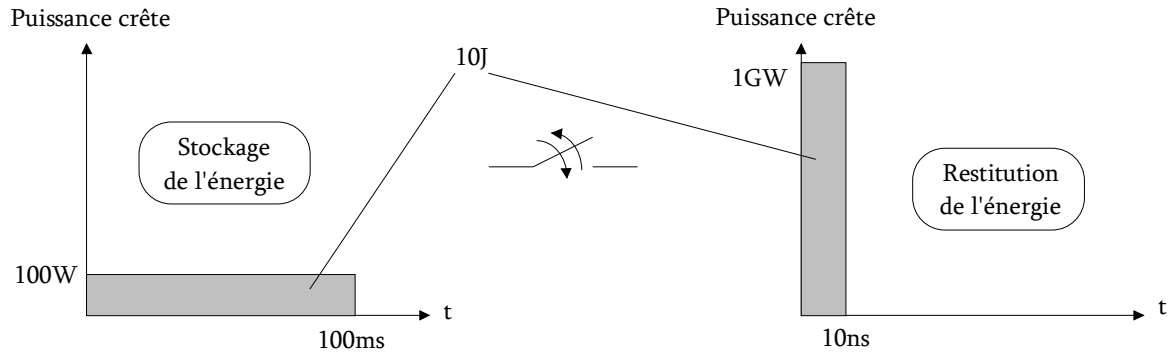


Figure I-21 : Principe général des puissances pulsées

Une alimentation continue de 100W permet de stocker une énergie de 10J en 100ms. Si on est capable de restituer cette même énergie en 10ns, la puissance délivrée sera de 1GW (figure I-21).

Le stockage inductif est fréquemment utilisé pour produire de très fortes puissances pulsées. Cependant, les commutateurs qui lui sont associés sont à ouverture. Ces

commutateurs soulèvent des problèmes technologiques complexes, ils offrent également beaucoup moins de diversité que les commutateurs à fermeture associés au stockage de type capacitif. Le choix important de condensateurs haute tension disponibles sur le marché, la diversité et le prix des commutateurs à fermeture ainsi que l'expérience du laboratoire dans ce domaine sont les principales raisons qui nous poussent à choisir ce type de stockage capacitif pour ces travaux.

2.1.2.2- Les générateurs multiplicateurs de tension

On appelle générateur multiplicateur de tension, un générateur qui utilise la mise en série de plusieurs moyennes tensions pour obtenir une haute tension en sortie. L'amplification de tension peut se faire par une inversion de tension, par exemple avec les générateurs Pichugin [RIV97], ou peut résulter d'un changement de configuration du circuit initial comme dans le cas du générateur de Marx. On peut inclure également dans ces structures multiplicatrices, le transformateur de Tesla [SAM07], dans lequel on cherche à faire résonner les deux circuits oscillants que constituent le primaire et le secondaire du transformateur ou les transformateurs à lignes de transmission (TLT) [PEC01].

2.1.3- Le circuit de mise en forme de l'impulsion haute tension

2.1.3.1- Les principaux dispositifs de commutation à fermeture

Associé à un système de stockage capacitif de l'énergie, le commutateur est l'élément essentiel du circuit de mise en forme de l'impulsion. Il détermine, en grande partie, les performances en transitoire du dispositif complet.

- Les éclateurs à gaz

Malgré son aspect désuet, l'éclateur à gaz est très largement (même majoritairement) utilisé pour générer des impulsions électriques de forte puissance à fronts raides. Son principe de fonctionnement est basé sur l'établissement d'une ionisation par avalanche électronique d'un gaz (on ne considère pas ici le cas du vide) placé entre

deux électrodes. Une des caractéristiques principales des éclateurs est l'apparition, dans la décharge gazeuse de filaments de plasma : zones de gaz très chauds et fortement ionisés qui véhiculent tout le courant de la décharge. Ces filaments de plasma possèdent une excellente conductibilité électrique (proche de celle des métaux) sous une densité de courant très élevée.

L'éclateur est composé d'au moins deux électrodes séparées par le gaz isolant. Le système d'électrodes doit être choisi de manière à ce que le champ électrique soit quasiment uniforme dans le but d'atteindre des niveaux de tension de claquage élevés, de limiter ou de répartir l'érosion des électrodes et d'obtenir des valeurs de tension de claquage reproductibles. On choisit donc, en général, une configuration sphère/sphère ou demi-sphère/demi-sphère en veillant à ce que le rayon de chaque électrode soit nettement plus grand que la distance qui les sépare.

La mise en conduction de l'éclateur peut être commandée par un apport d'énergie externe, électrique ou lumineuse (UV) : l'éclateur fonctionne alors en régime déclenché. Le déclenchement peut être réalisé par une troisième électrode ou un faisceau laser correctement dimensionné. Les jitters mesurés pour de tels éclateurs sont de l'ordre de la nanoseconde pour un éclateur à trois électrodes et peuvent être de l'ordre de la dizaine de picosecondes pour un déclenchement laser [WOO84]. Cependant, la première méthode présente l'inconvénient de détériorer le temps de montée des impulsions.

L'éclateur peut également fonctionner de manière relaxée. Après l'initiation de la décharge pour une tension donnée, une fréquence de répétition est entretenue tant que la tension reste supérieure à une tension de maintien. Il faut un certain temps pour établir le claquage dans le gaz. Ce temps correspond à une phase d'ionisation du milieu isolant, à la formation du canal conducteur par multiplication électronique par collisions et enfin à la propagation du streamer dans l'intervalle. Dans le domaine des temps très courts, l'espace inter-électrodes peut-être conducteur avant que le streamer se soit propagé entièrement, il s'en suit que la résistance interne au commutateur est donc variable au cours du temps.

Pour diminuer le temps de commutation de l'éclateur (temps de propagation de l'avalanche électronique), plusieurs techniques sont mises en œuvre :

- augmenter le champ électrique appliqué, le temps de montée décroît en $E^{-4/3}$ selon J. C. Martin [MAR96],
- réduire l'inductance du canal de décharge au niveau de l'éclateur en diminuant la distance entre les deux électrodes,
- pré-ioniser le volume gazeux,
- ou encore optimiser le mélange gazeux (choix approprié des gaz en fonction de leurs propriétés diélectriques et de leur densité).

- Les éclateurs solides ou liquides

En premier lieu, il convient de rappeler que les éclateurs à isolant solide sont à exclure de toute application répétitive. On choisira alors de préférence des éclateurs liquides (huile, eau désionisée), il faudra alors veiller à ce que le liquide redevienne isolant dans l'éclateur, pour cela, un dispositif de circulation de l'isolant entre les électrodes doit être mis en place, ce qui peut induire une machinerie très lourde dans des applications haute tension en régime récurrent. De plus, le temps de recouvrement (temps que met le milieu conducteur pour retrouver ses propriétés d'isolant) d'un isolant liquide est beaucoup plus long que celui d'un gaz.

De manière générale, cette famille d'éclateurs se caractérise par des rigidités diélectriques très élevées, supérieures à celles des gaz. Cela permet de fixer un écartement faible des électrodes qui confère aux circuits de faibles inductances. La partie résistive du temps de commutation, prédominante dans le cas d'éclateurs à faible distance inter-électrodes, est donnée par D. L. Johnson [JOH80] par la relation :

$$\tau_r = 184 \times \left(\frac{1}{N Z_0 E_b{}^4} \right)^{1/3} \qquad (1\text{-}6)$$

où N représente le nombre de canaux conducteurs, souvent pris égal à 1, Z_0 est l'impédance de la ligne de transmission dans laquelle est inséré l'éclateur, et E_b le champ de rupture diélectrique (en V/m). Sous tensions impulsionnelles, les champs maximums

atteints avant rupture diélectrique sont de l'ordre de plusieurs MV/cm [FOR98]. Récemment, l'Institut de recherche de Saint Louis (ISL) a associé à un générateur de Marx 350kV un éclateur au Galden [BIS06]. Le temps de montée de l'impulsion du Marx a été réduit de 13ns à 470ps (contre 380ps estimé par la relation (1-6)), générant un gradient de courant sur charge résistive de 6.10^{12}A/s. Le champ électrique maximal dans l'éclateur atteint avant la commutation à 177kV est de 2,2MV/cm.

En fonctionnement récurrent, ces éclateurs nécessitent un dispositif de circulation de l'huile dans l'intervalle de plusieurs litres par seconde pour atteindre des taux de répétition de plusieurs centaines de Hz. P. D. Champney et R. Curry [CHA91] avaient atteint, déjà en 1991, des fréquences de 200Hz à 290kV, et des fréquences de 1250Hz et 1000Hz à des tensions plus faibles, respectivement, 170kV et 140kV.

2.1.3.2- Les commutateurs à semi-conducteurs

Les semi-conducteurs tels que les transistors, thyristors et IGBT sont aujourd'hui largement utilisés pour réaliser la fonction de commutation. Cependant, la principale limitation de cette technologie est due au fait qu'ils présentent des jonctions dont les propriétés peuvent être définitivement dégradées par l'application de champs électriques élevés ou de forts courants. La solution vers laquelle se dirigent les industriels du domaine des fortes puissances pulsées est le matriçage de ces composants pour véhiculer des courants, permettre des tenues en tension plus importantes et réduire les contraintes thermiques. Ces composants « classiques » sont restreints à des applications à fronts lents / fortes énergies (électronique de puissance) ou des applications rapides mais très faibles énergies.

Pour atteindre des temps de montée très brefs, ces composants sont utilisés en régime d'avalanche. En effet, les transistors (essentiellement bipolaire ou unijonction) présentent des temps de commutation extrêmement brefs et des courants crêtes extrêmes lorsqu'on les utilise très proches de leur tension d'avalanche (nécessité d'une alimentation en tension précise et stable). Leur mise en série ne pose pas de problème a priori puisqu'ils sont utilisés en auto-déclenchement (bases reliées aux émetteurs) avec un seul circuit de

commande sur la base du premier transistor. La mise en parallèle est beaucoup plus critique puisqu'il faut équilibrer la distribution des courants dans les branches, donc maitriser les caractéristiques en avalanche très proches de chaque composant. La société britannique Kentech [KEN07], leader dans ce domaine, développe des modules, à transistors en avalanche. Ces modules peuvent être associés pour accroître les performances en puissance. Ainsi, le modèle PBG7 (créé en 1998) commute en 130ps de temps de montée des tensions supérieures à 45kV sur 50Ω. La fréquence de récurrence du dispositif atteint 500Hz avec un jitter inférieur à 20ps. Les durées d'impulsions typiques sont de l'ordre de 3ns.

Un autre dispositif à semi-conducteurs, appelé « Drift Step Recovery Diodes » (DSRD) met en œuvre l'injection de charges dans une diode rapide par une impulsion de polarisation. La charge est concentrée près des jonctions, ce qui permet, par le biais d'une tension de commande, l'obtention de décharges rapides. Ces DSRD permettent la génération d'impulsions de plusieurs dizaines de kilovolts, avec des fronts de montée de l'ordre de la centaine de picosecondes [FOC96].

On trouve aussi, parmi ces semi-conducteurs, les diodes SOS (Semiconducting Opening Switch). Les diodes SOS [YAN03] permettent l'obtention de performances supérieures aux DSRD. Leur principe est identique à celui des DSRD excepté que la densité de courant admissible est de 10 à 100 fois supérieure [WEY99]. La diode est « pompée » dans le sens direct puis est désaturée par l'inversion de son courant : soit par simple inversion LC, soit par un renforcement (jusqu'à un doublement) du courant inverse réalisé à l'aide d'un circuit externe. Malgré leurs petites dimensions, elles peuvent conduire des courants relativement élevés (plusieurs kA) et les interrompre en des temps très courts (inférieurs à la dizaine de ns). Comme leur temps de recouvrement est inférieur à la microseconde, le taux de répétition de ces commutations de courants est seulement limité par les capacités thermiques du composant. En régime récurrent, celui-ci dépasse le kilohertz.

L'entreprise allemande FID GmbH (implantée à Burbach) commercialise des générateurs impulsionnels très performants basés sur l'utilisation de ces technologies de

diodes à semi-conducteurs. A titre indicatif, on trouve dans leur catalogue les modèles suivants (tableau I-1) :

Modèle	Tension de sortie (sur 50Ω)	Temps de montée	Largeur à mi-hauteur	Taux de récurrence max.	Taille (mm)
FPG 1000-N	1MV	1-2ns	1-100ns	1kHz	1500×400×300
FPG 200-N	200kV	1-2ns	1-3ns	1kHz	400×400×160
FPG 200-P	200kV	0,2-1ns	1-2ns	1kHz	400×400×160

Tableau I-1 : Exemples de générateurs à semi-conducteurs commercialisés par FID

Enfin, rentrent dans cette catégorie des semiconducteurs, les commutateurs à photoconducteurs en arséniure de gallium (AsGa). Activés par laser ils s'apparentent à des éclateurs, d'une nouvelle génération, qui possèdent une très bonne synchronisation et, par conséquent, un matriçage qui peut être plus aisé. Ils sont utilisés pour des signaux très rapides (nanoseconde) avec des jitters de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Dans cette technologie, on crée des porteurs par irradiation laser et le courant circule pendant leur durée de vie.

Lacassie [LAC96] génère des impulsions à partir d'un commutateur à photoconducteur en AsGa dont la puissance crête est évaluée à 0,5 MW. Le jitter est de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Le front de montée, bien que très raide au départ, se dégrade progressivement lorsque l'amplitude de l'impulsion augmente. Il est, respectivement, de 200ps, 400ps, 2ns et 4ns pour des amplitudes de 5, 8, 10 et 12kV. La largeur de ces impulsions est de 3ns.

Le CEA a développé, depuis peu, un nouveau matériau, dont la nature demeure confidentielle, pour remplacer l'AsGa. Ce matériau est adapté à un déclenchement par une source laser à 1064nm mais nécessite beaucoup moins d'énergie pour fonctionner. A partir des premiers modèles de photocommutateurs développés par le CEA de Bruyères-le-Chatel, l'équipe photonique du laboratoire XLIM, dans le cadre de la thèse de B. Vergne [VER06] pour le projet RUGBI, a optimisé et réalisé plusieurs générateurs d'impulsions. Les meilleures performances atteintes sont, une amplitude commutée de 10,7kV

(nécessitant une polarisation continue de 16kV), un temps de montée de 120ps, une durée d'impulsion de 300ps. Pour un tel fonctionnement, l'impulsion laser infra-rouge requise de largeur 25ps fournit une énergie de 1,2mJ. Le jitter de ces photocommutateurs est de l'ordre de la picoseconde, c'est donc le composant privilégié pour la synchronisation de sources impulsionnelles large bande. Ces photocommutateurs peuvent également être utilisés en régime d'avalanche. Ce régime permet d'atteindre des performances en tension et en puissance importantes (155kV-120MW) au détriment du temps de montée (430ps), du jitter (150ps) et de la reproductibilité (>10%). Les fréquences de répétition de tels générateurs atteignent le kilohertz.

2.1.3.3- Les lignes de mise en forme de l'impulsion (Pulse Forming Line)

La mise en forme d'une impulsion permet d'adapter les caractéristiques temporelles (temps de montée et largeur à mi-hauteur) d'une impulsion haute tension donnée aux critères d'une autre application. En général, on parle de lignes de mise en forme (PFL) pour réduire le front de montée, la durée de l'impulsion, ou encore créer une impulsion bipolaire à partir d'une impulsion monopolaire. Dans la structure d'un dispositif ULB de forte puissance, ces lignes de mise en forme viennent s'insérer entre le générateur pulsé haute tension récurrent et l'antenne. Ce principe de mise en forme est d'autant plus important qu'il permet de réduire quelques contraintes sur le générateur amont (bande passante par exemple) pour ainsi se focaliser sur d'autres caractéristiques telles que la fréquence de répétition et la reproductibilité.

- Lignes à éclateurs

La production d'impulsions haute tension dans le domaine des subnanosecondes exige bien souvent la conception de générateurs à structure de lignes [BLA91]. Ces générateurs sont basés sur l'utilisation d'un ou plusieurs commutateurs rapides (éclateurs à gaz ou dans l'huile). Suivant la forme et les caractéristiques du signal souhaité, la structure de ces lignes ainsi que le type d'éclateurs mis en œuvre diffèrent. Les différents principes exposés dans ce paragraphe seront détaillés dans le chapitre 3 de ce mémoire.

La manière la plus simple est de stocker des charges électriques dans une ligne de transmission dans laquelle est inséré un commutateur et de les restituer lors de la fermeture rapide de ce commutateur (figure I-22) [PEC01]. Quel que soit le mode de déclenchement du commutateur, l'impulsion générée aura la forme d'un créneau et non d'une bi-exponentielle comme lorsque la capacité de stockage est localisée. Ce créneau de tension a une durée égale à deux fois le temps de propagation d'une onde électromagnétique dans la ligne. De plus, si l'impédance de la charge (Z_{CH}) est égale à l'impédance caractéristique de la ligne (Z_0) et si la résistance du commutateur est idéalement nulle, le niveau de tension V_S disponible sur la charge vaut la moitié de la tension d'alimentation.

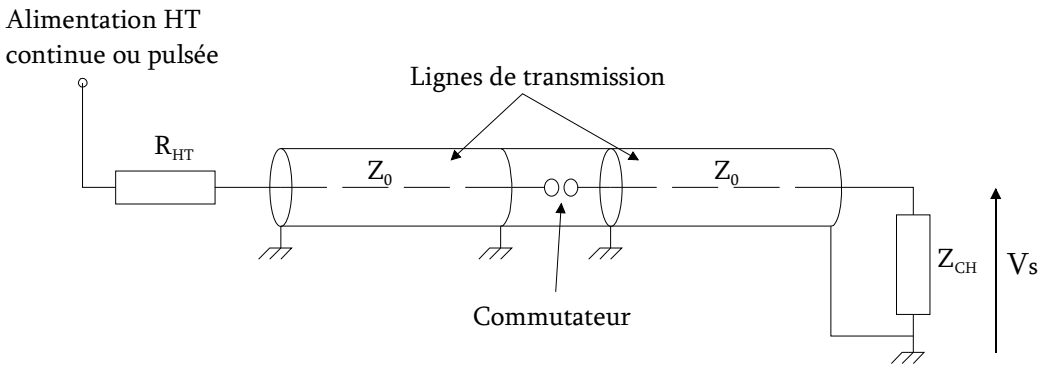


Figure I-22 : Principe du circuit de commutation utilisant une décharge de ligne

Sur un principe analogue, la génération d'un créneau d'amplitude plus élevée peut être obtenue à l'aide d'une structure de ligne Blumlein (figure I-23) [MES91], [RIV97], [DAV03]. Cette structure est constituée de deux lignes de transmission connectées de telle façon à ce qu'elles soient chargées en parallèle et déchargées en série. Dans les conditions normales ($Z_{CH} = 2 \times Z_0$), cette ligne permet de disposer d'une impulsion ayant la même amplitude que la tension de charge avec des caractéristiques transitoires équivalentes à la PFL précédente (la durée est égale à deux fois le temps de propagation dans une ligne de longueur L).

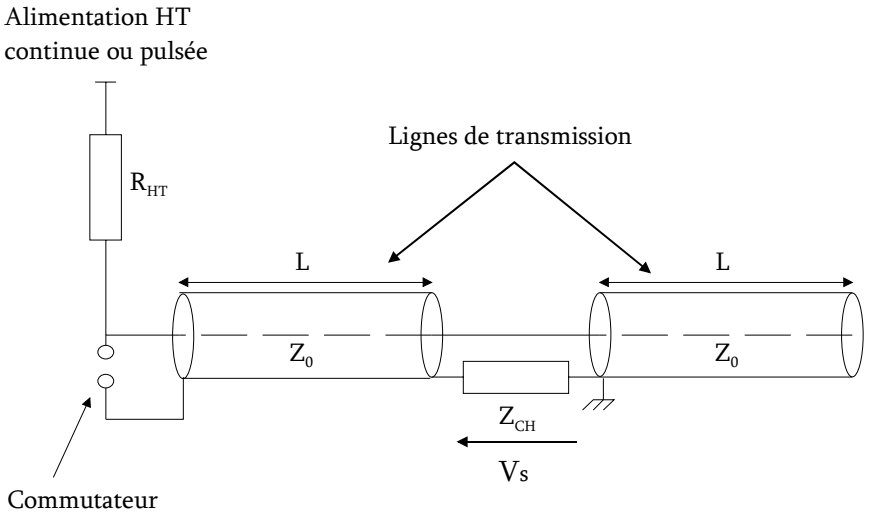


Figure I-23 : Principe du circuit de mise en forme Blumlein

Une autre technique de mise en forme consiste à utiliser deux éclateurs dans une structure de ligne [SHP95], [MAN98], [YAL01]. Le principe est schématisé en figure I-24 et son fonctionnement sera détaillé dans le chapitre 3. La ligne de mise en forme est constituée d'un éclateur de mise en forme et d'un éclateur « crowbar », dont une des électrodes est à la masse. Le premier permet de raidir le front de montée de l'impulsion incidente et le second court-circuite le dispositif et supprime ainsi, avec un temps de commutation rapide, la décroissance de l'impulsion. Lorsque les éclateurs sont correctement dimensionnés, l'onde de tension aux bornes de la charge a une amplitude égale à la moitié de la tension d'entrée. La durée de l'impulsion est déterminée par le réglage de l'éclateur de « crowbar » et par la distance entre les deux éclateurs.

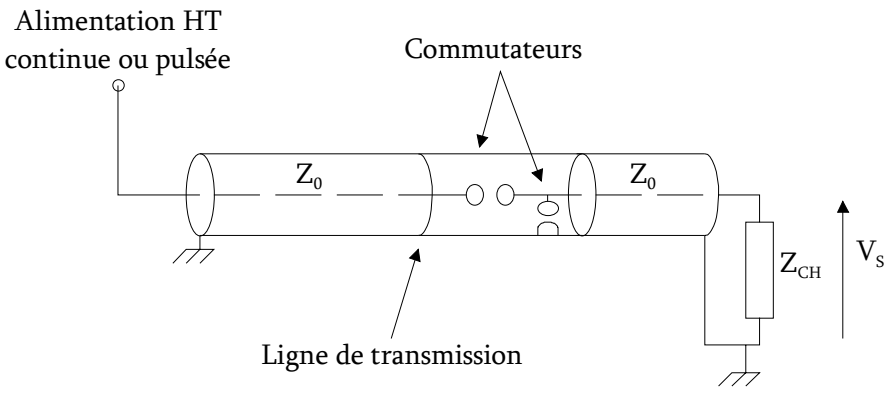


Figure I-24 : Mise en forme d'une impulsion à l'aide d'une PFL munie de deux éclateurs

On peut également transformer une onde de tension monopolaire en une impulsion bipolaire symétrique [KOS06], [MAR07]. Un arrangement particulier de trois lignes de transmission de longueur définies permet par l'intermédiaire de deux éclateurs de former un monocycle. Le schéma de principe d'une telle ligne est présenté sur la figure I-25 et repris dans le projet IHCE présenté au paragraphe § 3.2 suivant. Lorsque $Z_{CH} = 50\Omega$ et que les lignes sont correctement dimensionnées (longueur, impédance et temps de transit), l'impulsion de sortie est un monocycle rapide dont l'amplitude crête à crête est le double de l'amplitude de l'onde monopolaire créée à l'entrée de la ligne T2.

Dans les applications ULB, la transformation d'une onde monopolaire en onde bipolaire est intéressante puisqu'elle supprime les composantes basses fréquences du spectre de l'impulsion et améliore le contenu haute fréquence de celui-ci. Ceci devient très important lorsque le dispositif doit être associé à une antenne ULB compacte.

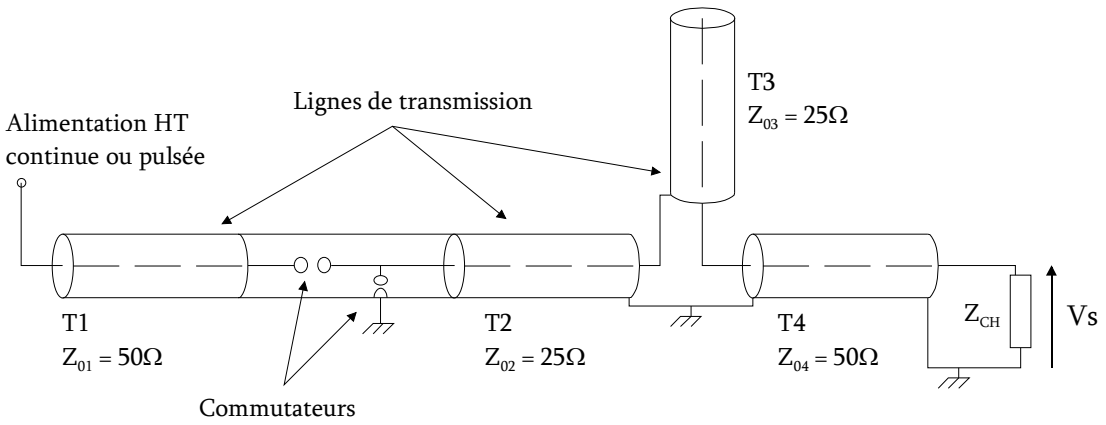


Figure I-25 : Schéma de principe d'une mise en forme bipolaire

- Lignes à ferrites

Les lignes chargées de ferrites (dénommées en anglais par « ferrite pulse sharpener ») sont un autre moyen de mettre en forme une impulsion. Dans cette technique, on entoure le conducteur central d'une ligne coaxiale par plusieurs tores de matériau ferrite. Les caractéristiques électriques de la ligne varient de façon non linéaire grâce à l'utilisation de ces matériaux saturables. 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. Ce principe est connu sous le

nom de compression magnétique. L'exploitation des propriétés non linéaires de ces matériaux dans les lignes de transmission, a été développée en premier lieu par I. G. Katayev en 1959. Depuis, plusieurs travaux ont été publiés. Ces dispositifs sont associés, en amont, à une source qui fournit la puissance sous forme impulsionnelle avec des fronts de montée relativement lents pour l'application considérée (de la classe nanoseconde et plus). Ainsi, rapportée dans la littérature, une impulsion de 95kV avec un front de montée de 10ns, issue d'un générateur de Marx, est ramenée à une amplitude de 70kV commutée en 300ps [SED88].

2.2- Le balun

Le balun *(**bal**anced-**un**balanced)* est un dispositif d'adaptation s'insérant entre l'antenne et son dispositif d'alimentation (câble, ligne). Il est utilisé en hyperfréquence pour l'excitation d'une antenne à ondes progressives de manière symétrique. Il a pour objectifs :

- de symétriser l'impulsion d'excitation de l'antenne : il doit assurer l'excitation de l'antenne avec des tensions et des courants équilibrés (égaux mais de signes opposés) à sa sortie,

- de réaliser l'adaptation d'impédance entre la source d'alimentation et l'antenne.

Il permet aussi, très souvent, de réaliser une adaptation de la connectique entre antenne et dispositif d'alimentation. Sa réalisation sur des bandes de fréquence très larges est complexe et son utilisation est limitée à des niveaux de haute tension relativement faibles.

2.3- Les antennes ULB

Au sein du dispositif complet, l'antenne réalise la transmission de l'énergie entre la source pulsée et l'espace libre dans lequel elle va se propager. Suivant la qualité de l'élément rayonnant, cette transmission s'effectue avec plus ou moins de pertes en entrée, le rayonnement est plus ou moins directif et l'impulsion émise est plus ou moins déformée.

La conception d'antennes très large bande opérant en régime impulsionnel est plus difficile qu'en bande étroite, pour une série de raisons liées aux lois de l'électromagnétisme.

Toute antenne d'émission est caractérisée par sa fonction de transfert à l'émission. Cette fonction de transfert (H_T) lie le champ électrique de l'onde ($E(\hat{r},t)$) à l'amplitude complexe de l'onde incidente (V_I) sur le port d'entrée de l'antenne par la relation de convolution temporelle :

$$E(\hat{r},t) = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{\eta_0}{4\pi}}\left[H_T(t) \otimes \delta(t) \otimes V_I(t)\right] \qquad (1\text{-}7)$$

où η_0 représente l'impédance caractéristique de l'espace libre, r la distance à partir du centre de phase à laquelle le champ E est mesuré et δ(t) l'impulsion de Dirac.

Il apparaît donc que la forme temporelle de l'impulsion émise résulte de la convolution de l'impulsion d'excitation et de la réponse impulsionnelle de l'antenne. A moins que cette dernière ne soit un Dirac pur, on voit que l'antenne déforme l'impulsion. Le problème n'apparaît pas en bande étroite, puisque tout élément linéaire transforme une sinusoïde en une autre sinusoïde. Il résulte du fait qu'une excitation fréquentielle générique (sinusoïde pure) n'a pas d'équivalent temporel, puisque l'excitation temporelle générique (délai pur) est un Dirac de bande passante infinie [SMI98].

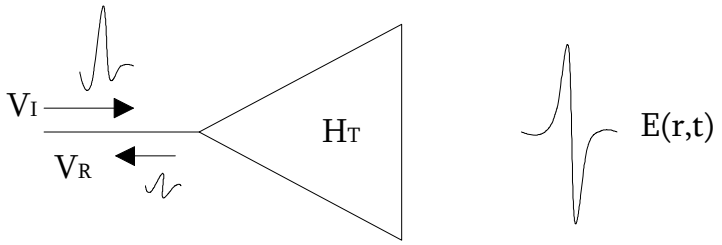


Figure I-26 : Comportement de l'antenne ULB à l'émission

De plus, au sein du dispositif d'émission (figure I-26), l'antenne apparaît, de manière générale, comme un dipôle de terminaison qui doit absorber la totalité de l'énergie incidente (onde V_I) pour la rayonner. Ceci implique que l'onde réfléchie V_R doit être négligeable.

On définit le coefficient de réflexion ρ de l'antenne qui lie cette tension réfléchie à la tension incidente par :

$$V_R = \rho \times V_I \tag{1-8}$$

Le coefficient de réflexion S_{11} (exprimé en dB) est également relié à l'impédance de l'antenne Z_A et à l'impédance de la source excitatrice Z_G par :

$$S_{11} = 20\log(\rho) = 20\log\left(\frac{Z_A - Z_G}{Z_A + Z_G}\right) \tag{1-9}$$

On constate donc qu'une absorption totale de l'onde excitatrice implique une adaptation d'impédance ULB, ce qui est un problème naturellement difficile.

La dépendance fréquentielle habituelle du comportement des antennes tend à rendre celles-ci plus directives à haute qu'à basse fréquence. Les diagrammes de rayonnement de l'antenne dépendent de fait de la fréquence : on aura naturellement une situation où la fonction de transfert vectorielle dépendra de la direction visée. Une autre façon de voir le problème consiste à dire qu'une antenne ULB est « petite » pour la basse fréquence et « grande » pour la haute fréquence. La stabilité fréquentielle du diagramme de rayonnement est alors un problème fondamental, ce qui signifie que la forme de l'impulsion transmise est angulairement instable.

Une dernière limitation à l'élargissement de la bande passante est la taille de l'antenne. Ceci peut se comprendre de la façon suivante : le rayonnement électromagnétique de l'antenne peut se décomposer sur une base de modes sphériques. Lorsque les courants transitant sur l'antenne se couplent à ces modes, il y a rayonnement. Or pour une petite antenne, seuls les modes d'ordres les plus faibles sont susceptibles de se coupler. La fréquence basse d'une antenne est aussi souvent inversement proportionnelle à la plus grande taille de l'antenne. Dès que l'on veut étendre la bande passante vers des fréquences basses inférieures à la centaine de mégahertz, on se heurte à des dimensions d'antennes importantes.

Le fonctionnement impulsionnel des antennes étant peu usité, l'étude préalable d'une antenne à l'aide d'un outil numérique de conception est essentielle.

3- Focus sur deux projets majeurs de l'ULB

3.1- Le projet JOLT

JOLT [JOL03], [JOL04] est un système complet ultra large bande conçu pour rayonner des ondes électromagnétiques très intenses de façon très directive. Le contenu spectral des ondes impulsionnelles s'étale de quelques centaines de MHz à quelques GHz. Ce projet a été réalisé au sein du « Air Force Research Laboratory » à Kirtland aux Etats-Unis entre 1997 et 2000 et regroupe pas moins de 5 centres scientifiques :

- AFRL/DEHP, Kirtland AFB, New Mexico USA.
- ECE Department, University of New Mexico, Albuquerque, New Mexico USA.
- Farr Research, Inc., Albuquerque, New Mexico USA.
- Pro-Tech, Inc., Lafayette, California USA.
- ITT Industries, Albuquerque, New Mexico USA.

Comme la plupart de ces systèmes, JOLT est composé d'une source de puissance pulsée haute tension qui alimente une antenne ULB (figure I-27). Ici, l'antenne utilise un réflecteur qui focalise, dans une direction déterminée, l'énergie électromagnétique fournie par un cornet haute tension. La source de puissance pulsée est construite autour d'un transformateur résonant compact capable de générer 1MV à un taux de récurrence de 600Hz. Un éclateur récurrent à huile transfère cette énergie haute tension vers l'antenne qui présente une impédance relativement constante de 85Ω dans la bande de fréquence du système.

Figure I-27 : Photographie du système JOLT dans son ensemble (diamètre de l'antenne : 3,05m)

Les champs électriques atteints par ce système unique, en champ lointain, présente une largeur en pied d'impulsion de l'ordre de la centaine de picosecondes avec un facteur de mérite d'environ 5,3MV ce qui représente un champ rayonné de 5,3MV/m à 1m.

Structure du dispositif

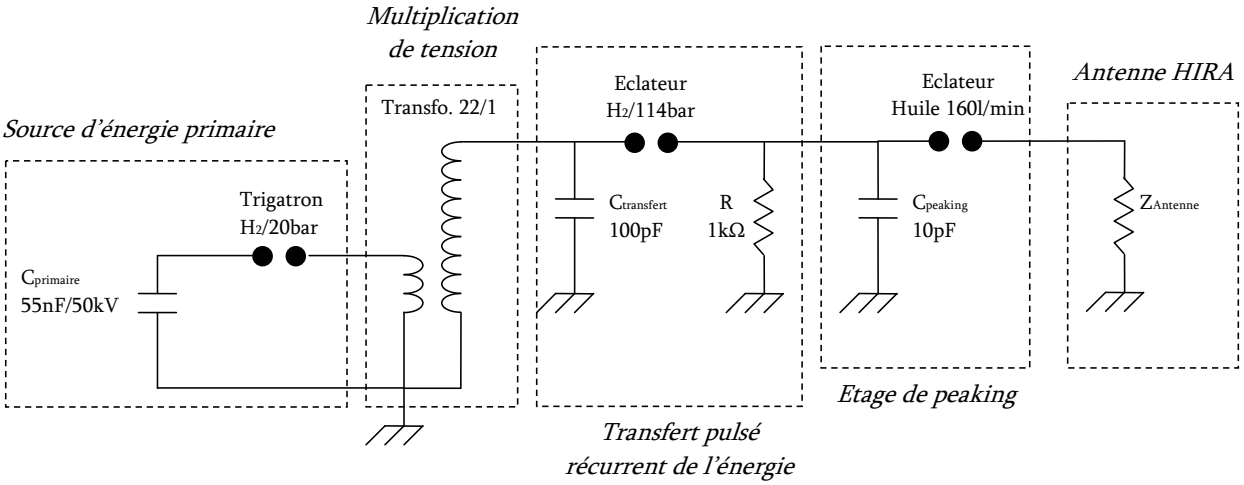


Figure I-28 : Schéma complet du dispositif

Les trois premiers blocs de la figure I-28, comprenant la source primaire d'énergie, la multiplication de tension et le transfert pulsé de l'énergie haute tension, constituent véritablement la source de haute puissance pulsée (HPP) récurrente. L'étage de peaking composé d'une capacité de faible valeur et d'un éclateur rapide placé non loin du point focal de l'antenne réalise l'interfaçage entre cette source HPP et l'antenne : il met en forme l'impulsion haute tension pour la transmettre à la ligne d'alimentation TEM de l'antenne qui illumine à son tour le réflecteur parabolique.

La source primaire d'énergie

Le stockage de l'énergie est réalisé par un banc de 32 condensateurs TDK 50kV dont la valeur capacitive équivalente totale atteint 55nF et l'inductance parasite ne dépasse pas 100nH. Une alimentation haute tension charge le banc à une tension de 50kV en approximativement 900µs. Cette quantité d'énergie stockée est ensuite déchargée par

l'intermédiaire d'un trigatron dans le primaire d'un transformateur. Ce trigatron fonctionne dans l'hydrogène sous une pression de 20bar à des taux de récurrence élevés.

Le transformateur

Le transformateur est la pièce maîtresse de la source de puissance. Il a été conçu pour délivrer des impulsions de tension d'amplitude 1MV à des fréquences de récurrence de 200Hz dans une enceinte relativement compacte. De gros efforts ont été apportés à son isolation électrique. Tous les bobinages sont isolés électriquement par une juxtaposition de feuilles de Mylar, de papier kraft et d'une huile diélectrique. Une isolation gazeuse de l'ensemble vient renforcer cette isolation électrique.

L'éclateur principal

Cet éclateur, formé de deux électrodes en alliage cuivre-tungstène, fonctionne en régime relaxé, c'est-à-dire que l'arc se forme lorsque la différence de potentiel entre les deux électrodes a atteint le seuil de rupture diélectrique de l'intervalle isolant. Une enceinte hermétique en Torlon permet la mise sous pression de l'éclateur dans l'hydrogène à 114bar pour une tension de claquage de 1MV. L'ensemble est plongé dans un bain d'huile et peut fonctionner à des taux de récurrence de 600Hz.

L'étage de « peaking »

Cet étage comprend un condensateur et un éclateur. Le condensateur de peaking se charge au travers de l'éclateur principal à 800kV en 2ns puis l'éclateur de peaking libère l'énergie emmagasinée par le condensateur de peaking et par le condensateur de transfert dans l'antenne. Le condensateur de peaking de faible valeur capacitive (10pF) et de très faible inductance (quelques nH) fournit rapidement l'énergie lors du front de montée très bref de l'impulsion et le condensateur de transfert (100pF) fournit le reste de l'énergie durant les 5ns que dure l'impulsion totale. L'éclateur de peaking est directement intégré à l'antenne pour limiter les effets de dispersion de l'impulsion (figure I-29). De ce fait, ses dimensions sont très restreintes, ce qui le rend très sensible à l'érosion. L'éclateur est

plongé dans de l'huile (ε_r = 2,25) contenue dans une enceinte en polypropylène. Un intervalle inter-électrodes de 0,76mm et une circulation d'huile de 160l/min permettent de générer, à 200Hz, des impulsions de 800kV dont le temps de montée atteint 130ps.

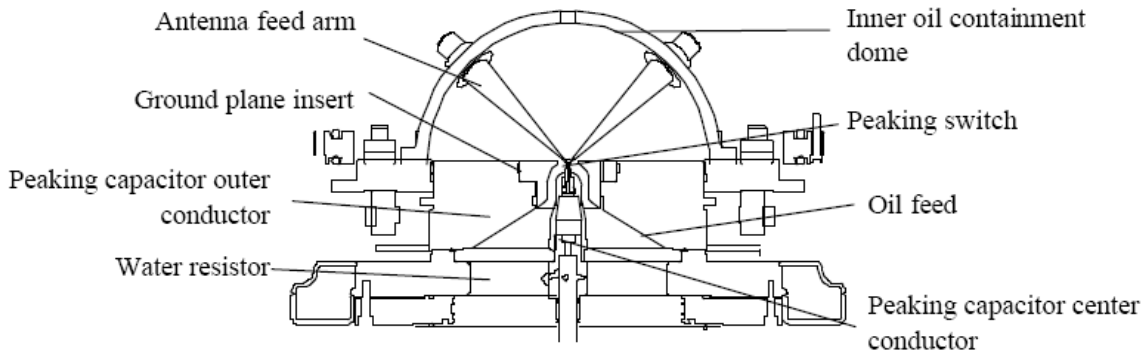


Figure I-29 : Plan mécanique de l'étage de peaking associé à l'antenne

L'antenne

L'antenne IRA (Impulse Radiating Antenna), développée entre 1996 et 1999 par Baum, Farr et Giri, est une antenne de type réflecteur qui nécessite un balun pour pouvoir être alimentée en différentiel. Pour plusieurs raisons (dont la difficulté de réalisation d'un système de symétrisation de l'impulsion à ces niveaux de tension), l'antenne utilisée dans le projet JOLT est une HIRA (Half IRA) autrement dit une demi-antenne IRA qui ne nécessite pas la symétrisation de l'impulsion haute tension. La moitié supérieure du réflecteur est donc posée sur un plan de masse. La source transitoire (éclateur de peaking) située au point focal du réflecteur produit une onde TEM sphérique. L'onde est alors réfléchie par la parabole et focalisée vers la cible.

Conditionnement du dispositif complet

Comme on peut le voir sur la figure I-27, l'intégralité de la source pulsée est confinée dans une enceinte cubique métallique imposante sur laquelle est fixée l'antenne. Ce support sert également de plan de masse à l'antenne et forme un blindage protecteur pour toute l'électronique de contrôle embarquée. Il renferme les batteries, les réserves de

gaz nécessaires au fonctionnement autonome du dispositif et les systèmes de pompage pour entretenir la circulation de l'huile dans l'éclateur de peaking. L'ensemble complet est totalement mobile (en translation comme en rotation), son positionnement est contrôlé par un système informatique et vidéo déporté. Pour des raisons de tenue diélectrique, l'antenne est recouverte d'un film souple mince de PVC qui permet de la plonger dans du SF_6 à 1bar. Enfin, un système de régulation thermique est également présent pour contrôler la température intérieure de l'enceinte.

Principaux résultats

Une étude théorique de l'antenne HIRA a déterminé une loi permettant d'estimer la valeur crête du facteur de mérite rE_{far} du dispositif complet en champ lointain en fonction des paramètres caractéristiques de l'antenne (impédance d'entrée Z_e et diamètre D), de la célérité de la lumière c et du dV/dt produit par la source HPP en entrée d'antenne :

$$rE_{far}(r,t) = \left(\frac{D}{4\sqrt{2}}\right)\frac{1}{2\pi c f_g}\frac{dV(t)}{dt} \qquad (1\text{-}10)$$

où $f_g = Z_e/Z_o$ ($Z_0 = 120\pi$: impédance de l'espace libre)

Dans le cas de l'antenne présente, on écrit : $rE_{far} = 1{,}082.10^{-9}\left(\frac{dV}{dt}\right)_{max}$

Ainsi, pour une impulsion de tension dont le temps de montée serait de 180ps et l'amplitude de 1MV, le champ électrique dans l'axe à 100m atteindrait 60kV/m, ce qui représenterait un facteur de mérite de 6MV.

Actuellement, les derniers travaux publiés du projet JOLT [JOL03] indiquent une valeur de champ électrique mesuré dans l'axe à 85m de 62kV/m (figure I-30), ce qui équivaut à un facteur de mérite de 5,3MV.

Si on considère maintenant que la valeur crête du champ électrique prend aussi en compte la partie négative de l'impulsion, alors le champ électrique crête à crête mesuré atteint 80kV/m à 85m et donc un facteur de mérite de 6,8MV.

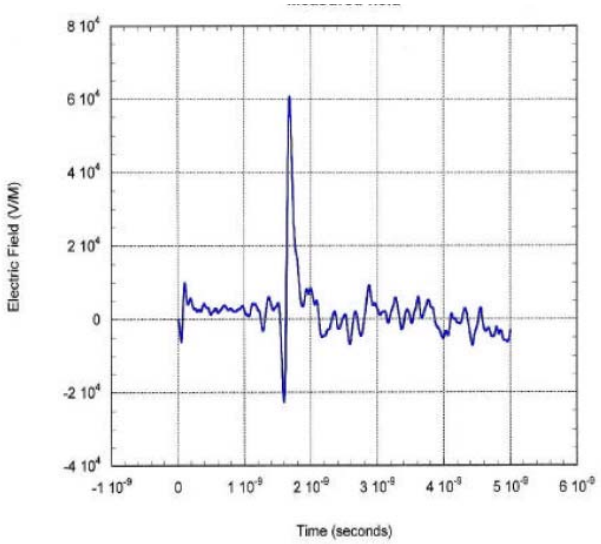


Figure I-30 : Allure temporelle du champ électrique mesuré dans l'axe à 85m

L'impulsion en pied d'antenne a une amplitude de 1MV, un temps de montée de 180ps et une décroissance d'environ 5ns. La forme temporelle de l'impulsion rayonnée présente un temps de montée de 80ps sur le pic positif et une largeur en pied d'impulsion de 500ps. Le contenu spectral de cette impulsion rayonnée est relativement plat de 50MHz à 2GHz. La fréquence basse de ce spectre est gouvernée par la taille (diamètre) du réflecteur, alors que la fréquence haute de la bande est gouvernée par le temps de montée de l'impulsion en entrée d'antenne.

3.2- Le projet de l'IHCE (Institute of High Current Electronics) de Tomsk

Dans le cadre d'une application radar ULB, l'IHCE de Tomsk en Russie a développé un dispositif générateur d'ondes électromagnétiques de fortes puissances [KOS01], [AND03], [EFR06], [KOS06]. Pour détecter un objet aérien à 100km environ, l'impulsion d'un tel radar doit avoir une largeur en pied de l'ordre de la nanoseconde et une puissance d'au moins 10GW. Le paragraphe suivant présente succinctement les différents éléments et les performances du système.

La photographie de la figure I-31 présente le dispositif dans son ensemble. Il est constitué d'un générateur haute tension, d'une ligne de mise en forme bipolaire de l'impulsion, d'un diviseur de puissance qui permet d'alimenter un réseau de 16 antennes

ULB. Ce réseau peut-être remplacé par une antenne unique ; dans ce cas, l'antenne est connectée directement à la source bipolaire par une ligne coaxiale.

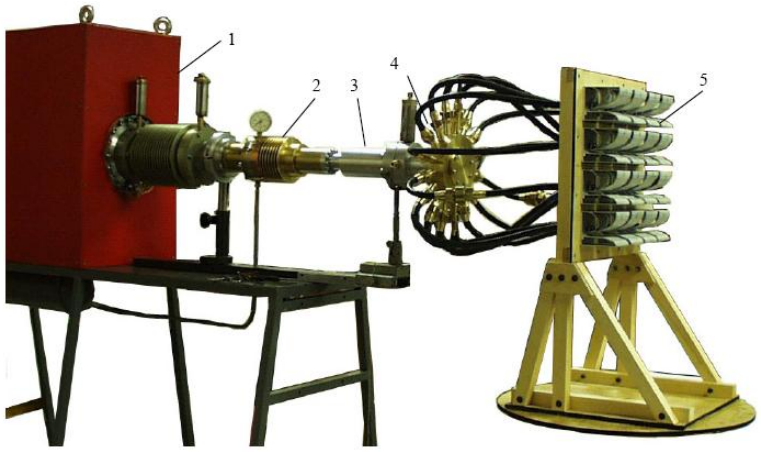


Figure I-31 : Dispositif complet constitué d'un générateur de forte puissance (1), d'une mise en forme bipolaire (2), d'un transformateur d'impédance 50Ω/3,125Ω (3), d'un diviseur de puissance (4) et d'un réseau de 16 antennes ULB (5)

Le générateur haute tension unipolaire SINUS-160 (1) est construit sur la base d'un transformateur de Tesla alimenté par le réseau triphasé 380V. Ce générateur délivre une impulsion HT de largeur 5ns au circuit de mise en forme (2) à travers une ligne coaxiale 50Ω. Ce dispositif de mise en forme convertit cette impulsion en une impulsion bipolaire dont la forme est celle d'une période de sinusoïde de période 2ns. L'impulsion passe ensuite à travers un transformateur d'impédance pour adapter la sortie 50Ω de la source pulsée et l'impédance d'entrée du réseau (3,125Ω). Celui-ci est constitué de 16 antennes ULB dont l'impédance d'entrée est de 50Ω chacune.

Le générateur haute tension : SINUS-160

Le générateur met en œuvre un transformateur de Tesla et un éclateur à gaz sur le modèle d'un générateur développé précédemment par Andreev et Gubanov [AND97]. Son schéma de principe est présenté sur la figure I-32.

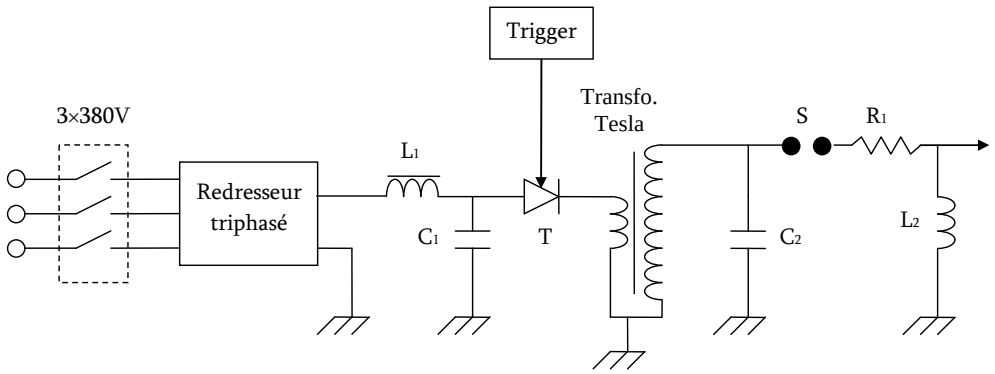


Figure I-32 : Schéma de principe du générateur haute tension SINUS-160

Le condensateur C_1 est chargé à une tension de 600V. Par une impulsion de commande externe ou synchronisée sur le réseau, le thyristor T est déclenché, et le condensateur C_1 se vide alors dans le primaire du transformateur de Tesla. En considérant le coefficient de couplage du transformateur proche de 1, la tension aux bornes de la capacité C_2 varie selon la loi :

$$V_2 = V_1 \frac{N_2}{N_1} \frac{\alpha}{\alpha + 1} \left[1 - cos\left(\pi \cdot t / t_{max}\right)\right] \qquad (1\text{-}11)$$

où N_1 et N_2 sont les nombres de spires primaire et secondaire, α un coefficient représentant la désadaptation entre les deux fréquences de résonance primaire et secondaire (α = 1,3) et t_{max} l'instant où V_2 est maximale. L'éclateur S est dimensionné de sorte que sa fermeture intervienne avant que V_2 atteigne sa valeur maximale. Cet éclateur est plongé dans une atmosphère sous azote à 1,1bar. Un système de circulation permet de renouveler le gaz dans l'intervalle inter-électrodes pour les fonctionnements récurrents. A la commutation de S, l'impulsion de sortie a une amplitude de quelques centaines de kV pour une largeur à mi-hauteur de 4,5ns, un temps de montée de l'ordre de la nanoseconde, à une fréquence de répétition de 100Hz.

La mise en forme bipolaire

Ce dispositif met en œuvre six lignes de formation coaxiales (T1 à T6) et trois éclateurs pressurisés (S1 à S3). Une vue d'ensemble du dispositif est présenté en figure I-33.

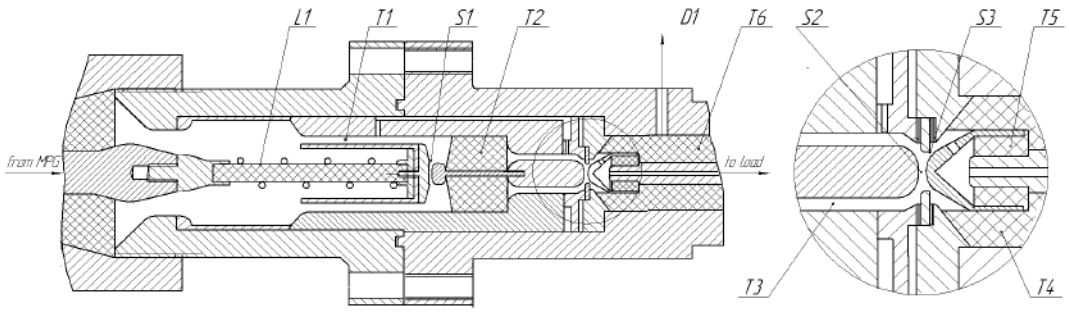


Figure I-33 : Vue en coupe du dispositif de mise en forme bipolaire

La ligne T1 d'impédance caractéristique 15Ω est chargée, à travers l'inductance L1 (350nH) et une résistance de limitation (6Ω non représentée sur le schéma), à la valeur de la tension de sortie du générateur SINUS-160. La tension dans la ligne T1 atteint la valeur de 584kV en 6,5ns. Le commutateur S1 se ferme alors, mettant en contact la ligne T1 et la ligne T3 (25Ω) à travers la ligne T2 forte impédance (102Ω). La tension dans la ligne T3 atteint alors 790kV pendant 0,5ns. A la commutation des éclateurs S2 et S3, une impulsion bipolaire d'amplitude 360kV est formée aux bornes de la résistance 50Ω de charge connectée à la sortie de la ligne T6. Cette impulsion (figure I-34) a une largeur d'environ 500ps mesurée à 10% des amplitudes négative (-160kV) et positive (+200kV).

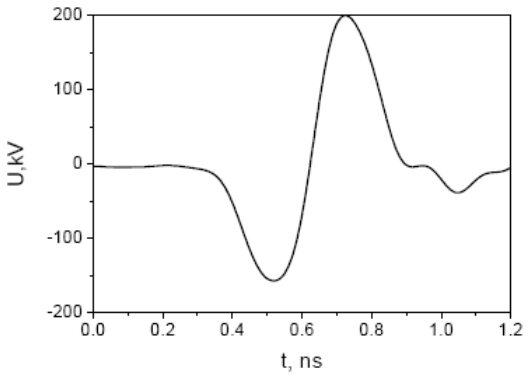


Figure I-34 : Impulsion mesurée en sortie de la source bipolaire sur charge résistive

L'antenne

Le principe de l'antenne mise en œuvre dans ce projet repose sur les travaux publiés par Koshelev en 2001 [KOS01]. Cet aérien est la combinaison d'un monopôle électrique, de deux dipôles magnétiques et d'un cornet TEM (figure I-35). L'antenne est

plongée dans une enceinte de SF_6 ce qui lui permet de supporter des tensions et puissances importantes (pendant de courtes durées). Son impédance d'entrée est de 50Ω.

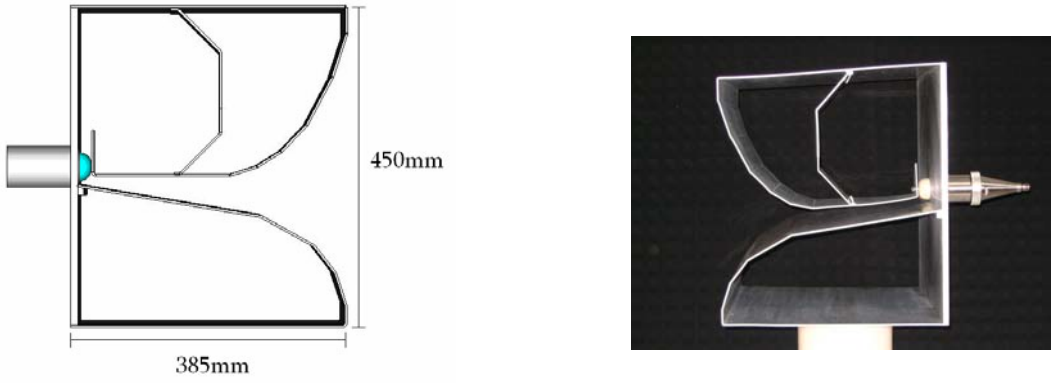


Figure I-35 : Schéma et photographie de l'antenne ULB du projet

Koshelev a produit plusieurs versions de son antenne. La bande passante de l'antenne varie suivant les modèles dans la plage 200MHz-4GHz. Son gain évolue entre 6 et 8dB dans cette plage de fréquence.

La mise en réseau de l'aérien permet de sommer les puissances rayonnées, d'augmenter le champ rayonné dans l'axe et d'améliorer la directivité de l'ensemble. Les antennes sont arrangées en réseau de 16 (figure I-31). Quatre sections verticales de 4 antennes chacune sont fixées sur une plaque diélectrique. Les antennes d'une rangée verticale sont couplées galvaniquement alors que les rangées horizontales sont découplées. Cet arrangement permet de diminuer de manière générale le TOS de l'ensemble.

Résultats expérimentaux

La figure I-36 présente les résultats d'essais expérimentaux du dispositif d'émission complet. Des essais préalables en utilisant une seule antenne d'émission à la place du réseau ont montré un champ électrique crête à crête mesuré à 9m de l'antenne de 56kV/m. Le facteur de mérite pour le dispositif à antenne unique est donc de 504kV.

Lorsque le réseau d'antenne remplace l'antenne unique, le facteur de mérite est de 1670kV. Ce qui correspond à un champ rayonné de 1,67MV/m à 1m. La mise en réseau a donc augmenté le champ rayonné d'un facteur 3,3. L'impulsion générée a une largeur en pied de 2ns environ.

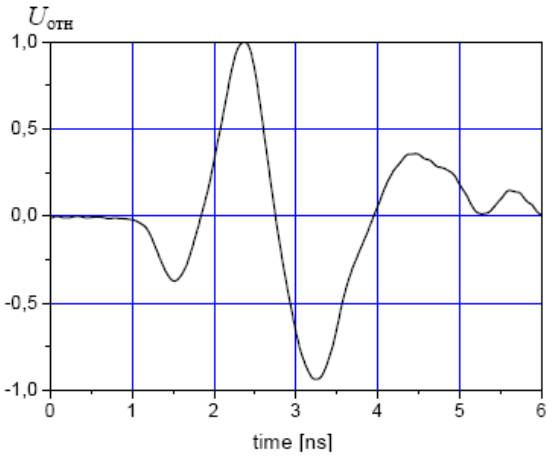


Figure I-36 : Allure temporelle de l'impulsion rayonnée par le dispositif complet

Ce dispositif complet fonctionne à 100Hz. La mise en réseau permet de réduire la largeur du lobe principal dans les plans E et H d'un facteur 4. Des puissances de plusieurs GW sont rayonnées.

III- Objectifs du travail de thèse

1- Réalisation d'un dispositif autonome rayonnant Ultra Large Bande « tout électrique »

La production de champs électriques intenses semble être, aujourd'hui, une application majeure des systèmes générateurs de fortes puissances électriques pulsées. La simplicité de mise en œuvre d'une solution « tout électrique » permet des adaptations expérimentales et une maintenance aisée ce qui en fait un choix technologique privilégié [PEC01], [BOU03b]. Dans ce contexte, THALES par le biais d'une convention CIFRE, a mandaté le Laboratoire de Génie Electrique pour développer le prototype complet d'un système générateur de micro-ondes de forte puissance dans le domaine de l'ULB.

Ce dispositif doit être composé d'un chargeur impulsionnel alimenté de façon autonome, éventuellement d'un système de mise en forme des impulsions et d'une antenne adaptée au rayonnement de cette puissance haute tension dans le domaine de l'ULB.

2- Evaluation des performances du dispositif complet

Les moyens de mesure permettant l'acquisition de signaux transitoires rapides en haute tension doivent être développés pour caractériser les signaux générés par le chargeur rapide et le système de mise en forme.

Un protocole expérimental doit être également élaboré pour déterminer le facteur de mérite du dispositif complet. Le champ électrique mesuré, ramené à 1m de l'antenne, doit être de l'ordre de quelques centaines de kilovolts par mètre à un taux de récurrence d'une centaine d'Hertz dans une bande de fréquences comprise entre 300MHz et 3GHz.

Chapitre 2

Les générateurs de Marx et les dispositifs de mesure haute tension associés dans le domaine de la nanoseconde

I- Le générateur de Marx à éclateurs à gaz

1- Introduction

Le générateur de Marx fait partie de la famille des générateurs qualifiés de « multiplicateurs de tension » et capables de produire des impulsions haute tension (de quelques kilovolts à quelques mégavolts), de forme bi exponentielle, par addition de plusieurs moyennes tensions.

Son principe de fonctionnement a été décrit pour la première fois par Erwin Marx, en 1924. Le générateur de Marx trouve la plupart de ses applications lorsqu'une énergie importante doit être mise en œuvre sous une tension élevée en un temps court, généralement en régime d'impulsion unique. Mais aujourd'hui, le générateur de Marx commence à s'implanter de plus en plus dans des applications à caractère récurrent. Il est probablement une des solutions les plus simples et économiques pour produire des impulsions haute tension. En effet, les condensateurs de capacité significative capables de supporter des tensions supérieures à 200kV deviennent rapidement volumineux et coûteux ; il en est de même des alimentations susceptibles de les charger. Les avancées technologiques, surtout au niveau des condensateurs, ont permis de faire des progrès considérables dans l'intégration de ces générateurs impulsionnels. Ces générateurs de Marx sont constitués d'un certain nombre d'étages dans lesquels il est possible de réaliser des associations en série des condensateurs pour résoudre des problèmes de tenue en tension et/ou en parallèle pour augmenter l'énergie stockée (à tension donnée) ou le courant délivré pendant la décharge.

Dans cette technologie Marx, les étages de condensateurs sont chargés en parallèle à une tension V_0 ; ensuite, des commutateurs sont activés de telle sorte qu'ils connectent tous les étages en série. La tension théorique de sortie atteint une amplitude égale à $N \times V_0$ où N est le nombre d'étages. Il n'y a pas de limitation dans le nombre d'étages à commuter, donc aucune limitation de principe dans l'amplitude de la tension de sortie.

Le générateur de Marx est conçu de telle sorte que la commutation de chaque commutateur produise un régime transitoire capable de provoquer celle du (ou des) commutateur(s) suivant(s). En général, la commutation complète de ces générateurs se fait en un temps compris entre quelques nanosecondes et quelques microsecondes, avec des jitters minimisés lorsque le système fonctionne en mode déclenché. Ils peuvent délivrer leur énergie pendant un temps dépendant de la valeur de leur capacité, donc de l'énergie stockée par étage, de l'inductance totale du générateur et enfin de résistances dites « de queue ». Cette durée peut varier de la centaine de nanosecondes à quelques millisecondes ; l'amplitude de la tension décroît de façon exponentielle durant cette phase.

2- Principe de fonctionnement

2.1- Première approche

Le principe du générateur de Marx consiste à charger, à une même tension V_0, N étages de condensateurs, ou de bancs de condensateurs, associés en parallèle puis à les associer en série pour les décharger dans la résistance d'utilisation. La tension aux bornes de celle-ci est, alors, $N \times V_0$. La mise en série des N étages est assurée par la fermeture des N commutateurs. Le circuit élémentaire d'un générateur de Marx N étages est représenté figure II-1. Chaque étage est, ici, composé d'un condensateur (C), d'une résistance de charge (Rc), d'une résistance de queue (R_Q) et d'un commutateur (E).

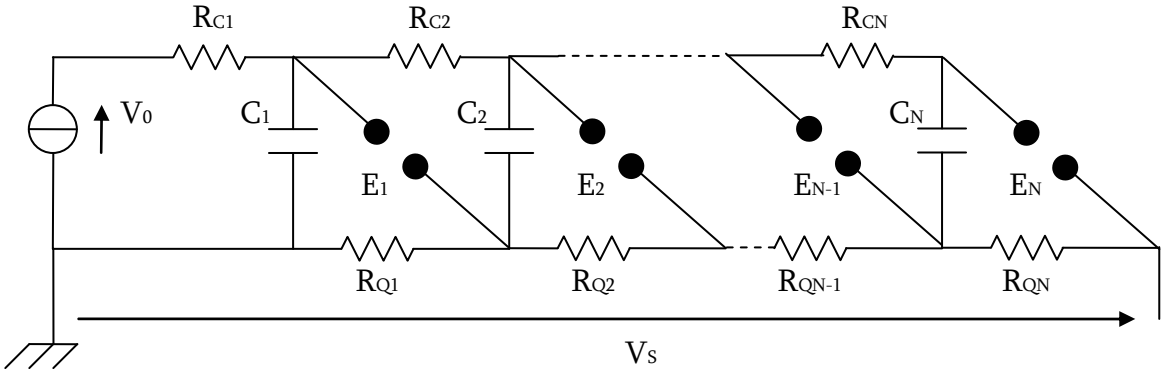


Figure II-1 : Schéma électrique d'un générateur de Marx à N étages

Une alimentation continue, ou pulsée, charge, à une même tension initiale V_0, au travers des impédances de charge Z_C, les étages de condensateurs associés en parallèle. Ces impédances de charge sont souvent des résistances Rc et leur valeur est déterminée en fonction de la puissance de la source d'alimentation de tension V_0 et de la fréquence de récurrence souhaitée pour le générateur. Lorsque les condensateurs sont chargés (ce temps de charge n'est pas identique pour tous les étages et évolue en fonction du nombre d'étages), les N commutateurs sont associés en série pour transférer l'énergie capacitive vers la résistance d'utilisation R_u suivant le schéma de la figure II-2.

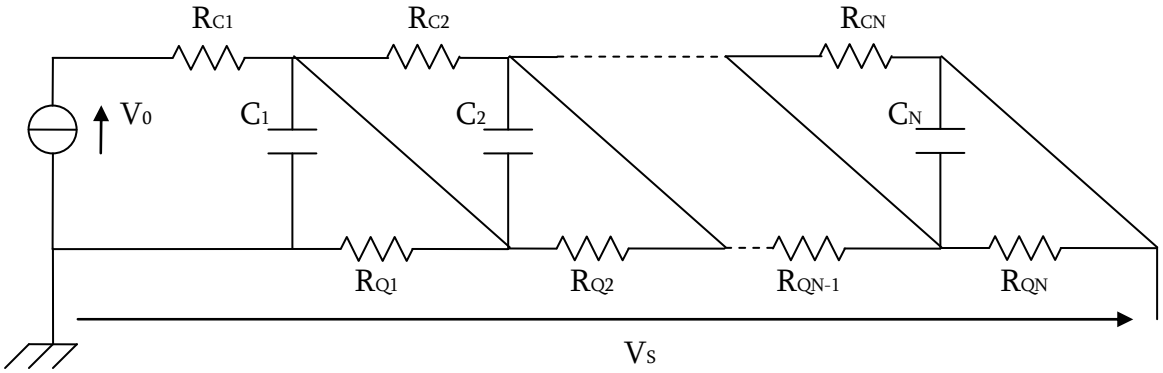


Figure II-2 : Schéma équivalent du générateur de Marx lors de la phase de décharge des condensateurs

Ces commutateurs peuvent fonctionner en mode relaxé ou être commandés au déclenchement. Dans le premier cas, le commutateur devient passant lorsque la tension à ses bornes dépasse son seuil de claquage propre, fonction de la rigidité diélectrique du gaz qui le compose et de la géométrie de l'éclateur. Dans le second cas, la tension aux bornes du commutateur s'annule lorsqu'un signal de commande externe autorise le passage du courant.

2.2- Bilan énergétique

La mise en série des étages, lors de la fermeture des commutateurs, provoque l'annulation des charges électriques de polarités opposées stockées sur les « armatures » des condensateurs : seules les deux armatures extérieures du montage en série conservent leurs charges. Il est donc intéressant de faire un bilan des énergies et des charges mises en jeu lors de la transition entre la phase de charge et la phase de décharge du générateur.

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

$$Q_{emmagasinée} = NCV_0 \tag{2-1}$$

ce qui correspond à une énergie emmagasinée de :

$$W_{emmagasinée} = \frac{1}{2}NCV_0^2 \tag{2-2}$$

Dans la phase de décharge des condensateurs, la tension de sortie aux bornes de la charge vaut, au rendement près :

$$V_S = NV_0 \tag{2-3}$$

et la charge restituée à l'utilisation vaut :

$$Q_{restituée} = \frac{C}{N}V_S = \frac{C}{N}NV_0 \Rightarrow Q_{restituée} = CV_0 \tag{2-4}$$

L'énergie restituée à la commutation s'écrit alors :

$$W_{restituée} = \frac{1}{2}\frac{C}{N}V_S^2 = \frac{1}{2}\frac{C}{N}N^2V_0^2 \Rightarrow W_{restituée} = \frac{1}{2}NCV_0^2 = W_{emmagasinée} \tag{2-5}$$

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

3- Etude de la phase de charge des condensateurs

Bien que l'utilisation actuelle des générateurs de Marx soit la production, à des taux de récurrence très faible, d'impulsions de durées relativement longues de très haute tension pour des applications nécessitant la mise en œuvre d'énergies importantes (Z-machine, accélérateurs), des versions plus compactes et moins énergétiques peuvent être des candidates potentielles pour des applications à des taux de répétition plus élevés, à la centaine de Hertz.

Une des solutions pour atteindre des fréquences de fonctionnement plus importantes, consiste à remplacer les résistances de charge par des inductances (ou des diodes éventuellement). Celles-ci permettent de charger les condensateurs en éliminant la constante de temps de charge. Lors de la phase de décharge des étages, les inductances isolent les étages de la même façon que des résistances de forte valeur. Mais le dimensionnement de ces inductances pour de tels niveaux de tension est délicat et représente un encombrement plus important que les résistances. Finalement, le choix des résistances haute tension semble être le meilleur compromis pour un fonctionnement à une centaine d'Hertz à quelques centaines de kilovolts et une réalisation compacte. Pour optimiser le fonctionnement en fréquence des générateurs de Marx, nous avons donc cherché à travailler sur une nouvelle structure en conservant les résistances pour la charge des condensateurs.

Lors de cette phase de charge, le schéma équivalent simplifié du générateur est celui de la figure II-3.

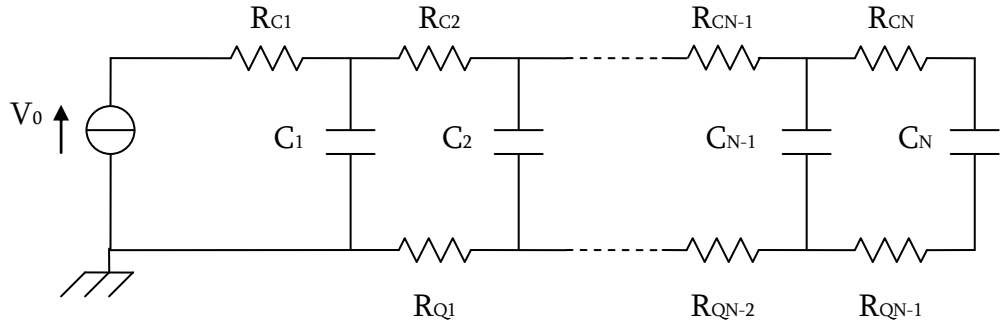


Figure II-3 : Schéma équivalent du générateur de Marx lors de la phase de charge des condensateurs

Un des paramètres importants, pour un système de puissances pulsées, est le temps requis par le générateur pour se recharger entre deux commutations. Ce délai peut limiter le taux de répétition, donc le fonctionnement en fréquence du générateur. Le temps de recouvrement des commutateurs et, éventuellement, le temps de queue de l'impulsion émise, peuvent également être les causes de cette limitation.

Ce critère majeur va donc conditionner le choix des composants et de leurs valeurs dans l'élaboration du générateur. C'est pourquoi, une étude théorique sur la charge des condensateurs du Marx a été menée pour permettre d'estimer ce temps de charge de manière simple.

Il est évident que la valeur de ces résistances de charge doit être choisie suffisamment élevée afin de négliger leur influence lors de la décharge des condensateurs. Leur valeur ne peut donc pas être diminuée dans une grande proportion. On montre, par la suite, qu'un simple arrangement différent des résistances de queue permet de diminuer le temps de charge et donc d'augmenter les performances en récurrence du générateur. Cet arrangement différent consiste à décaler les résistances comme indiqué figure II-4, de telle sorte que l'éclateur de l'étage N du générateur soit référencé à l'étage N-2. Dans la configuration à quatre étages de la figure II-4, les étages pairs 2 et 4 ont un circuit de référence commun et les étages impairs 1 et 3, ont, également, un circuit de référence commun mais différent de celui des étages 2 et 4.

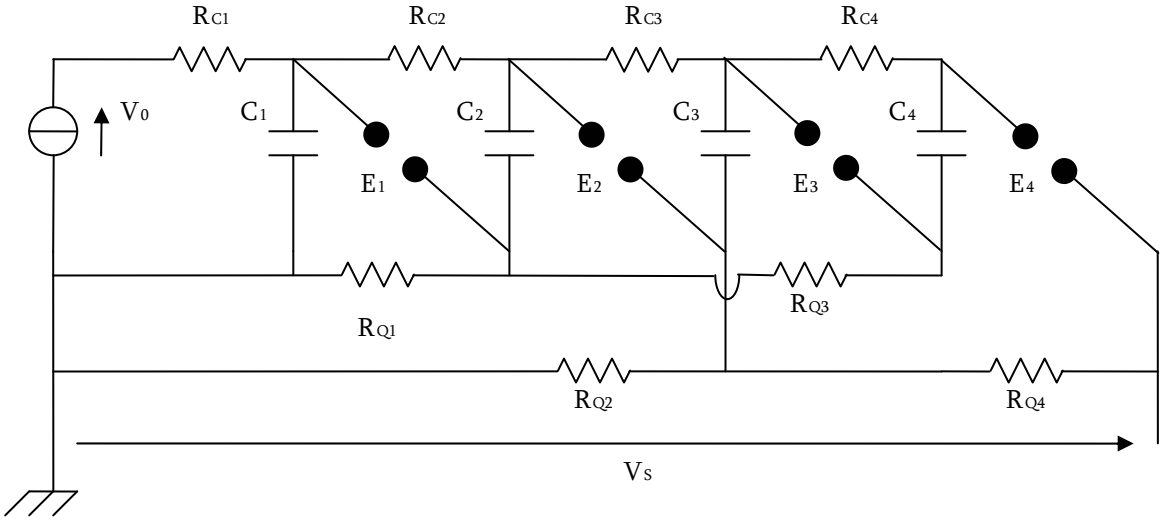


Figure II-4 : Structure Marx 4 étages à résistances décalées

L'analyse de ce circuit permet d'écrire les équations régissant la tension aux bornes de chaque condensateur du générateur en fonction de la tension d'entrée V_0 et des composants du montage (équations (2-6) à (2-9)). Pour des raisons de simplifications de calculs, on impose $R = Rc = R_Q$.

$$\textit{1}^{er}\ \textit{étage :}\ V_1(p) = V_0 \times \frac{13R^3C^3p^3 + 22R^2C^2p^2 + 10RCp + 1}{13R^4C^4p^4 + 43R^3C^3p^3 + 42R^2C^2p^2 + 14RCp + 1} \quad (2\text{-}6)$$

$$\textit{2}^{ème}\ \textit{étage :}\ V_2(p) = V_0 \times \frac{5R^3C^3p^3 + 12R^2C^2p^2 + 7RCp + 1}{13R^4C^4p^4 + 43R^3C^3p^3 + 42R^2C^2p^2 + 14RCp + 1} \quad (2\text{-}7)$$

$$\textit{3}^{ème}\ \textit{étage :}\ V_3(p) = V_0 \times \frac{3R^3C^3p^3 + 7R^2C^2p^2 + 5RCp + 1}{13R^4C^4p^4 + 43R^3C^3p^3 + 42R^2C^2p^2 + 14RCp + 1} \quad (2\text{-}8)$$

$$\textit{4}^{ème}\ \textit{étage :}\ V_4(p) = V_0 \times \frac{4R^3C^3p^3 + 6R^2C^2p^2 + 4RCp + 1}{13R^4C^4p^4 + 43R^3C^3p^3 + 42R^2C^2p^2 + 14RCp + 1} \quad (2\text{-}9)$$

où p est la variable de Laplace.

Après simplifications, on extrait une loi polynomiale du second degré en p qui permet de déterminer, simplement, le temps de charge, T_{charge}, nécessaire pour charger tous les condensateurs du Marx à 99% de V_S. Cette loi est de la forme :

$$T_{charge} = 2{,}3 \times (N^2 + N) \times RC \quad (2\text{-}10)$$

Une simulation Spice [ORC00] valide cette loi pratique. Elle est effectuée pour le même générateur dans les deux configurations, classique et décalée, de résistances de queue. Les valeurs des composants sont définies comme suit : Rc = R_Q = R = 100kΩ ; C = 5,6nF.

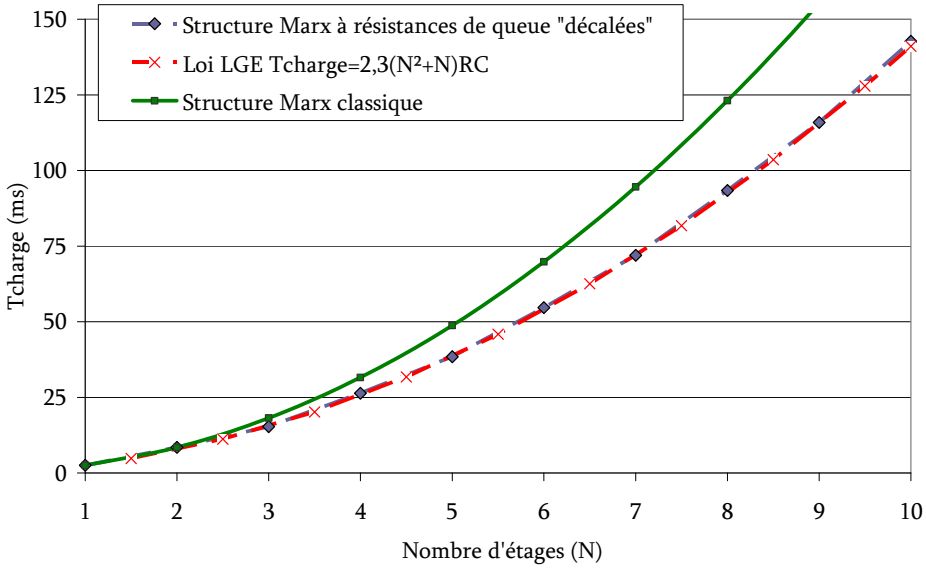


Figure II-5 : Détermination du temps de charge des condensateurs pour une structure Marx N-étages à résistances de queue décalées ou classique

On constate donc que l'agencement des résistances de queue de façon décalée réduit légèrement le temps de charge des condensateurs et que cet écart temporel augmente avec le nombre d'étages :

	Marx classique	Marx à résistances de queue décalées	Amélioration relative de la fréquence de récurrence
4 étages	T_{charge} = 31,5ms → f = 31,7Hz	T_{charge} = 26,4ms → f = 37,9Hz	**19,5%**
8 étages	T_{charge} = 123,1ms → f = 8Hz	T_{charge} = 93,4ms → f = 11Hz	**37,5%**

Cette structure est intéressante pour les générateurs de Marx à grand nombre d'étages. Elle autorise, lorsque la puissance de l'alimentation haute tension le permet, un fonctionnement en fréquence plus performant.

4- La commutation des éclateurs

Le fonctionnement d'un générateur de Marx à éclateurs à gaz, suivant le schéma classique de la figure II-2, est très sensible au déclenchement de ces derniers. Dans ce type de configuration, chaque étage est référencé à l'étage inférieur par l'intermédiaire d'une résistance. Le déclenchement des éclateurs est directement lié à la différence de potentiel qui apparaît instantanément à leurs bornes. Prenons l'exemple du générateur de Marx trois étages schématisé sur la figure II-6 :

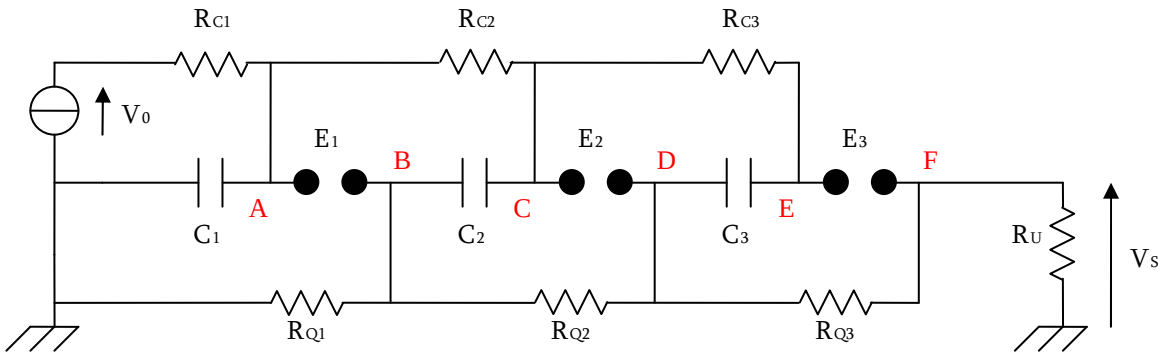


Figure II-6 : Générateur de Marx 3 étages à structure classique

De façon idéale, le principe de fonctionnement d'un tel générateur est le suivant : les trois condensateurs C_1, C_2 et C_3 sont chargés simultanément à la même tension V_0. Les points A, C et E sont portés au potentiel V_0. Les points B, D et F restent au potentiel nul. Le premier éclateur commute (son déclenchement est réalisé par un apport d'énergie externe ou un réglage de la distance entre électrodes inférieure à celle des autres éclateurs) : le potentiel du point B passe de 0 à V_0 et celui du point C de V_0 à $2V_0$. Le second éclateur commute à son tour car la différence de potentiel à ses bornes dépasse alors V_0. Le potentiel du point D atteint $2V_0$ et le potentiel du point E atteint $3V_0$. L'amplitude de la tension aux bornes de R_u atteint $3V_0$.

De ce point de vue théorique, la différence de potentiel aux bornes de chaque éclateur est V_0. Or, ceux-ci sont prévus pour tenir la tension V_0 lors de la phase de charge des condensateurs. La présence de composants parasites [PAI95], [CAD04] crée de légères surtensions qui permettent d'accroître la différence de potentiel aux bornes de chaque éclateur et assurer, ainsi, la commutation.

En pratique, ce fonctionnement peut s'avérer très irrégulier car ces composants parasites ne sont pas maîtrisés. Ceci est particulièrement vrai dans le cas des générateurs rapides pour lesquels ces éléments parasites sont minimisés. Il peut arriver que les étages ne commutent pas tous dans le bon ordre. Dans ce cas, des impulsions parasites (ou pré-impulsions) apparaissent sur le pied de l'impulsion principale et dégradent le temps de front de la tension.

Pour comprendre ces problèmes de commutation, nous avons analysé le fonctionnement d'un générateur de Marx trois étages à éclateurs à gaz à la pression atmosphérique (figure II-7).

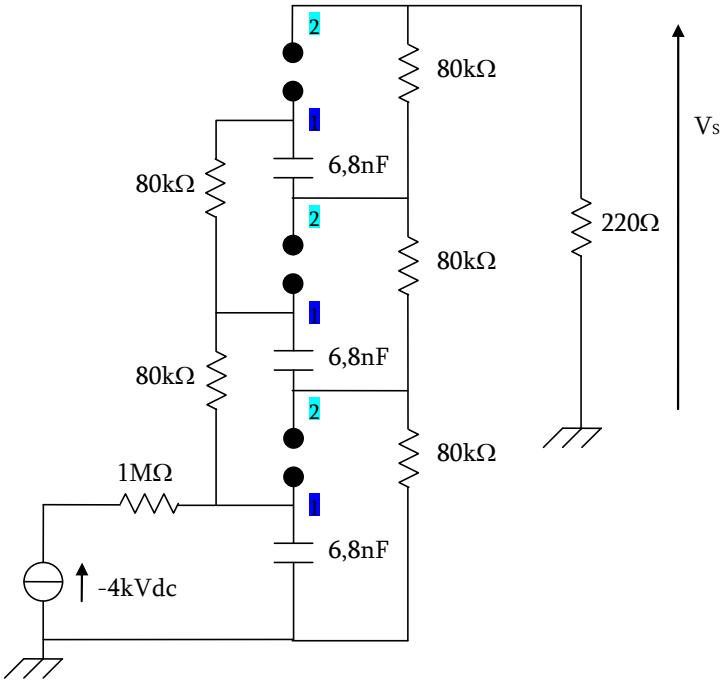
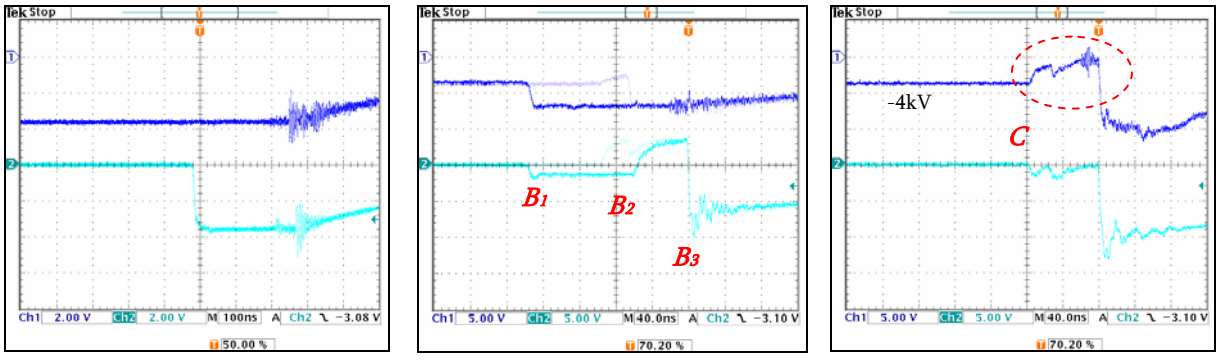


Figure II-7 : Schéma du générateur étudié et simulé

Ce générateur fonctionne sur une charge résistive de 220Ω. Le générateur est chargé par une alimentation négative. Les trois éclateurs sont réglés de façon identique pour tenir la tension V_0 = 4kVdc. On a représenté les capacités inter-électrodes des éclateurs, indispensables à la compréhension des phénomènes. Deux sondes Northstar 60kVdc/90MHz sont disposées de façon à observer, successivement, la différence de potentiel aux bornes de chaque éclateur. Un oscilloscope TDS 3054B 500MHz/5Gé.s^{-1} est utilisé pour l'acquisition des signaux.



a) 1er éclateur b) 2ème éclateur c) 3ème éclateur

Figure II-8 : Différences de potentiel aux bornes de chaque éclateur dans le cas particulier où le 3ème éclateur commute avant le 2nd

Sur chaque oscillogramme de la figure II-8, la voie 1 représente la borne 1 de l'éclateur côté alimentation (portée à la tension -4kV) et la voie 2, la borne 2 de l'éclateur reliée à une résistance de queue. Chaque étage étant chargé à -4kV, l'amplitude théorique de la tension de sortie est de -12kV (voie 2 du troisième éclateur).

On constate, en premier lieu sur le graphe a), que le délai entre la commutation du premier éclateur et du dernier étage est d'environ 280ns. L'oscillogramme de la figure b) montre, en B_1, l'influence de la commutation du premier étage sur le report des potentiels aux bornes du second éclateur. Après la commutation du premier étage, le deuxième étage est soumis à une différence de potentiel de 6kV. Sur l'oscillogramme c), avant la dernière commutation (qui génère le signal de sortie du Marx), la voie 1 devrait passer, idéalement, par les niveaux de tension -4kV (tension de charge), -8kV (à la commutation du premier étage) et -12kV (à la commutation du deuxième étage). Or, ce n'est pas le cas : le troisième éclateur commute avant le second. De ce fait, la capacité inter-électrodes de cet étage se vide et charge ainsi la capacité inter-électrodes du deuxième étage. On observe cette charge sur l'oscillogramme b) au point B_2. Le second éclateur est alors soumis à une différence de potentiel importante (10kV). Il commute à son tour puis la pleine tension est appliquée sur la charge. Deux pré-impulsions sont alors visibles sur le pied de l'impulsion de sortie, elles sont l'image de la commutation du second éclateur par le biais de la capacité parasite du troisième éclateur.

Cette série d'expérimentations montre que les éclateurs du générateur de Marx peuvent commuter dans un ordre aléatoire. Les figures II-9 confrontent trois oscillogrammes de fonctionnement du même montage expérimental avec ceux d'une simulation dans laquelle on a fait varier l'ordre de commutation des éclateurs jusqu'à retrouver les résultats expérimentaux de façon à mettre en évidence ce dernier lors de ces trois essais.

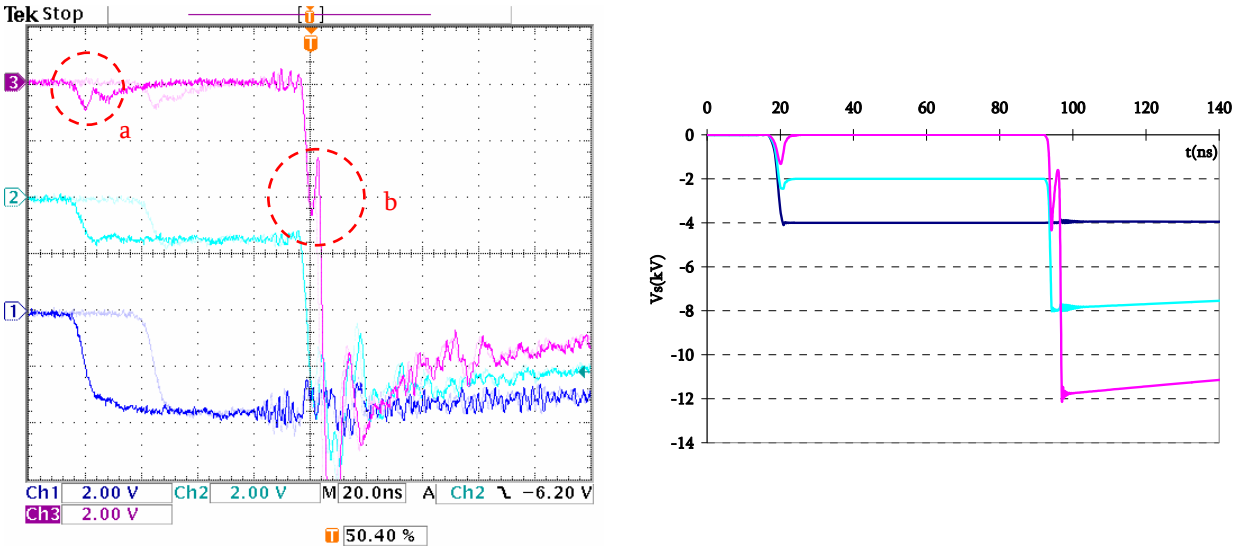


Figure II-9.a : Commutation dans le bon ordre (ét.1, ét.2, ét.3)

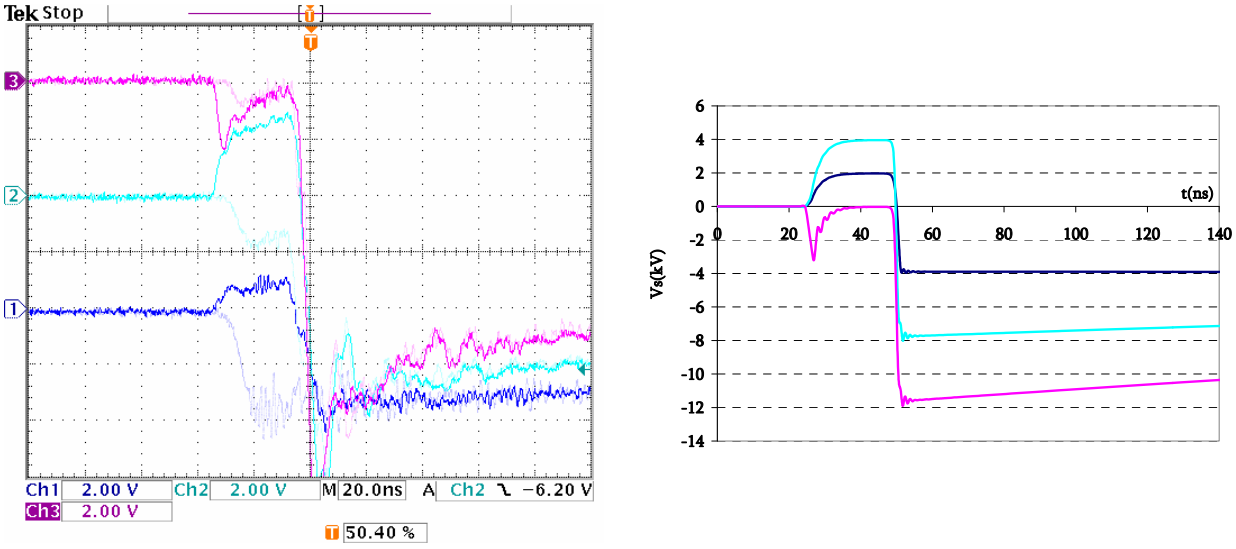


Figure II-9.b : Commutation dans le désordre (ét.3, ét.1, ét.2)

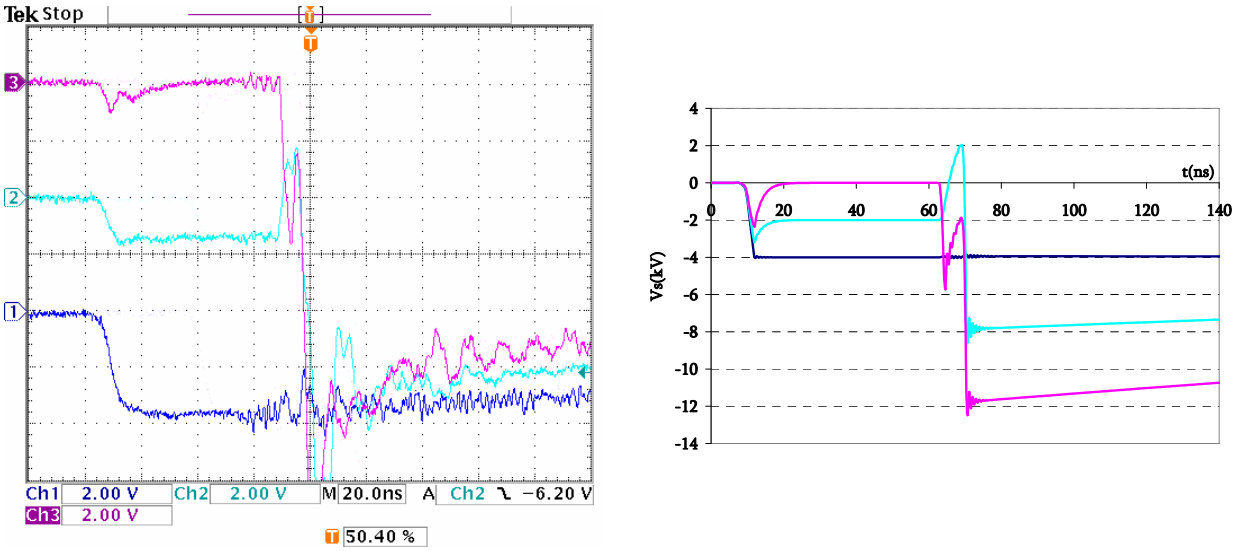


Figure II-9.c : Commutation dans le désordre (ét.1, ét.3, ét.2)

Figure II-9.a : on observe deux pré-impulsions au troisième étage (voie 3). La première (a) est l'image de la commutation du premier étage à travers la capacité inter-électrodes du troisième étage et la seconde (b) est l'image de la commutation du deuxième étage sur le troisième étage par la même capacité. Les éclateurs commutent dans l'ordre. Dans ce cas de figure, le délai entre les commutations 1 et 2 est beaucoup plus long (≈80ns) qu'entre les commutations 2 et 3 (≈10ns).

Figure II-9.b : ici, c'est le troisième étage qui semble commuter en premier. Les impulsions positives présentes, lors de sa commutation, aux premier et deuxième étages, correspondent, respectivement, aux décharges, en sens inverse, des capacités inter-électrodes des premier et deuxième éclateurs. Les deux autres étages commutent, ensuite, quasiment simultanément.

Figure II-9.c : le premier éclateur commute, ensuite l'éclateur 3, puis le 2. On retrouve, en voie 2, l'influence de la commutation du troisième éclateur sur le second sous la forme d'une impulsion positive. La commutation du deuxième étage vient très vite après (environ 5ns) et le niveau de tension de sortie (-12kV) est, alors, atteint.

De ces quelques expérimentations sur la commutation du générateur de Marx à éclateurs à air (à la pression atmosphérique), on peut conclure qu'un réglage spécifique de leurs distances inter-électrodes peut résoudre ces problèmes de déclenchements aléatoires. Il s'avère que, lorsque la distance de l'intervalle N+1 est plus grande que celle de l'intervalle N, les éclateurs du générateur commutent dans le bon ordre, depuis le premier éclateur (premier condensateur chargé) jusqu'au dernier (connecté à la charge résistive). On constate également que, pour avoir un front d'impulsion propre (établi par l'éclateur du dernier étage), le délai de commutation entre le dernier étage et l'avant dernier étage doit être supérieur au temps de front de l'avant-dernier étage. Sur la figure II-9.a, la commutation du second éclateur est visible sur le front de l'impulsion de sortie. On aura donc tout intérêt à augmenter substantiellement la distance inter-électrodes du dernier

éclateur afin que celui-ci commute avec un délai suffisant par rapport à l'étage précédent pour obtenir en sortie un front d'impulsion relativement propre.

L'oscillogramme de la figure II-10 présente l'allure des signaux relevés à chaque étage du générateur précédent auquel on a rajouté un étage. Les distances inter-électrodes des éclateurs ont été réglées de telle sorte que ces derniers commutent dans le bon ordre.

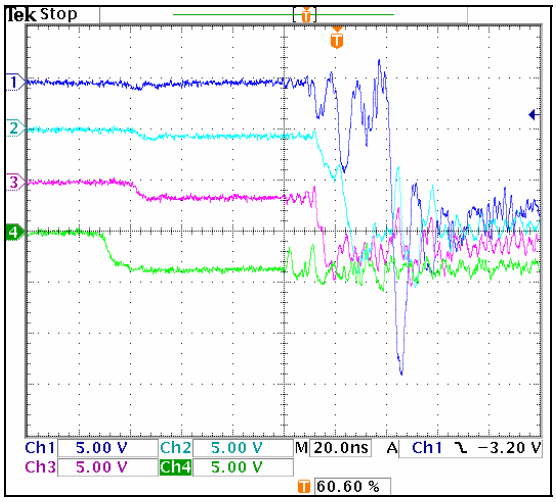


Figure II-10 : Allure des signaux à chaque étage
d'un générateur de Marx 4 étages à la pression atmosphérique (tension de charge : V_0 = -4kV)
Voie 1 : 4ème étage, Voie 2 : 3ème étage, Voie 3 : 2nd étage, Voie 4 : 1er étage

On constate la présence de pré-impulsions sur le pied du signal de sortie. Dans ce cas, ils n'affectent pas le front de montée de l'impulsion réalisé par la commutation du quatrième étage. Le premier étage commute tôt par rapport aux trois autres. Après un délai d'environ 80ns, les éclateurs 2, 3 et 4 commutent à leur tour, dans l'ordre. A chaque fois, on note la présence d'une impulsion parasite, témoin de la commutation de l'étage antérieur.

On note également, sur ces oscillogrammes, que l'impulsion de sortie présente une amplitude bien supérieure à l'amplitude théorique prévue. Dans le dernier cas de figure présenté (figure II-10), l'amplitude de la tension est de 29kV au lieu de 16kV, soit un rendement de 181%. Ceci semble correspondre à un phénomène de résonance dans le circuit du Marx.

5- Phase de décharge / Schéma équivalent du générateur

Le schéma équivalent simplifié du générateur de Marx est établi à partir de ce qui a été constaté précédemment. Il s'apparente à l'association d'un circuit RLC série et d'un circuit $r_e L_e C_e$ série-parallèle représentant le dernier éclateur (E) du générateur (fig. II-11).

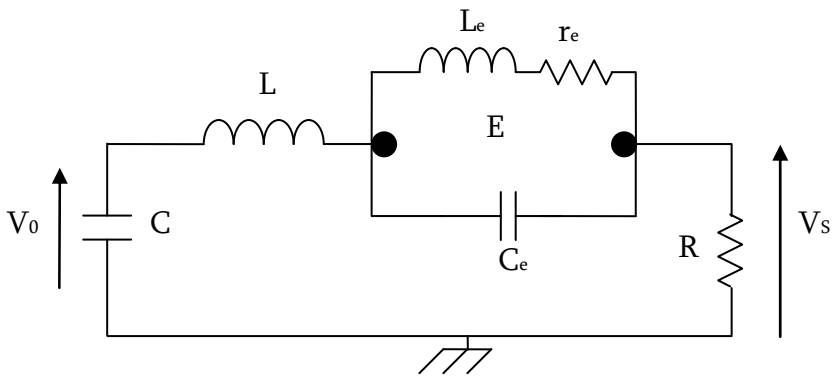


Figure II-11 : Schéma équivalent simplifié du générateur de Marx en commutation

Pendant la phase de décharge du générateur, tous les condensateurs sont mis en série par la fermeture des éclateurs. Le condensateur C représente la capacité équivalente du générateur de Marx et la résistance R la résistance d'utilisation en parallèle avec la somme de toutes les résistances de queue. L représente l'inductance totale du générateur de Marx comprenant les inductances de connexions et les inductances propres aux composants. Etant donné l'importance du rôle de l'éclateur du dernier étage du générateur dans l'établissement du front de montée de l'impulsion, on intègre son modèle dans le schéma équivalent du montage global. Ce modèle comprend :

- une self-inductance (L_e) qui apparaît lors de la formation du canal conducteur entre les électrodes du commutateur. Le calcul précis de cette inductance est difficile à réaliser car des connaissances précises concernant les propriétés du canal conducteur sont requises. L'expérience montre que sa valeur est aussi fonction de la distance qui sépare les deux électrodes de l'éclateur E. On peut estimer cette inductance à environ 1nH/mm.
- une résistance r_e en série avec L_e. Cette résistance s'oppose au passage du courant lorsque l'arc électrique s'établit dans l'espace gazeux. Sa variation est non-linéaire

et sa caractéristique varie en fonction des divers paramètres physiques de l'arc et de l'intervalle isolant (densité de courant, résistance diélectrique de l'isolant). Sa valeur est estimée, dans nos conditions expérimentales, entre 0,01 Ω et 0,1Ω lorsque le commutateur est fermé.

- un condensateur parallèle (C_e) qui représente la capacité formée par l'isolant (gazeux) entre les deux électrodes de l'éclateur et que l'on peut estimer de façon classique en fonction de la géométrie adoptée pour les éclateurs.

L'évolution temporelle théorique de Vs(t) est régie par une équation différentielle du quatrième ordre à coefficients constants :

$$a \times \frac{d^4 V_S(t)}{dt^4} + b \times \frac{d^3 V_S(t)}{dt^3} + c \times \frac{d^2 V_S(t)}{dt^2} + d \times \frac{dV_S(t)}{dt} + e \times V_S(t) = 0 \qquad (2\text{-}12)$$

où a, b et c sont fonction de R, r_e, C, C_e, L et L_e ; d est fonction de R, r_e, C et C_e et e fonction de R et C.

Pour simplifier les calculs et l'expression complexe de la solution de cette équation (2-12), on peut décomposer la commutation du Marx en deux phases correspondant à deux constantes de temps distinctes :

- la première, régie par une équation du second ordre, met en œuvre les éléments parasites de l'éclateur et la résistance de queue. Elle représente la phase instantanée de mise en conduction de l'éclateur (figure II-12.a). Cette phase gère, en partie, le front de montée de l'impulsion aux bornes de la résistance R. La capacité parasite C_e de l'intervalle se décharge dans la résistance de queue à travers L_e et r_e. Ce circuit est plus ou moins oscillant selon la valeur de R et un transfert de charge s'opère entre C_e et L_e.
- la seconde étape met en œuvre le condensateur équivalent du Marx, l'inductance totale du circuit et la résistance de queue (figure II-12.b). Elle représente la constante de temps la plus lente. Cette phase est celle de la restitution, dans R, de l'énergie emmagasinée par le condensateur équivalent du Marx. Cette phase gère donc, par une équation différentielle du second ordre, la décroissance de l'impulsion et le régime général d'oscillation du circuit RLC équivalent du Marx.

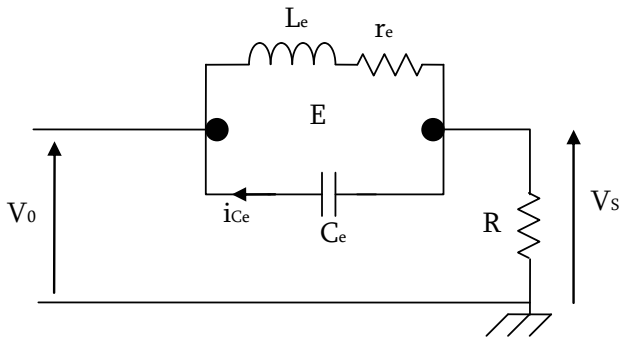


Figure II-12.a :
Schéma équivalent à la commutation

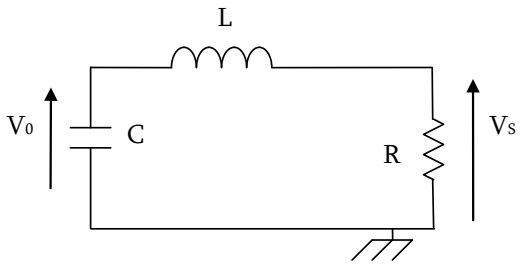


Figure II-12.b :
Schéma équivalent durant la phase de décharge

L'équation différentielle simplifiée du fonctionnement du générateur (figure II-12.a) est donc la suivante (pour simplifier encore les calculs, nous avons négligé la résistance r_e) :

$$\frac{d^2V_S(t)}{dt^2}+\frac{1}{RC_e}\frac{dV_S(t)}{dt}+\frac{1}{L_eC_e}V_S(t)=\frac{d^2V_0(t)}{dt^2}+\frac{1}{L_eC_e}V_0(t) \qquad (2\text{-}13)$$

La loi d'évolution de la tension $V_0(t)$ aux bornes du condensateur C (figure II-12.b) dépend du régime d'oscillation du circuit RLC série. Selon la valeur des composants R, L et C, le circuit RLC série se trouve en régime oscillant pseudo-périodique, pour $R < 2\sqrt{L/C}$, ou en régime apériodique, pour $R > 2\sqrt{L/C}$. Dans le cas des deux générateurs développés dans le chapitre 3 où l'inductance L est minimisée, le circuit du Marx sur charge 50Ω correspond à un régime apériodique.

→ Dans le cas du régime apériodique, la tension $V_0(t)$ suit la loi bi-exponentielle :

$$V_0(t)=\frac{U_0}{T_1-T_2}\left(T_1\cdot e^{-t/T_1}-T_2\cdot e^{-t/T_2}\right) \qquad (2\text{-}14)$$

avec : $T_1=\frac{1}{\omega_0(z_1-\sqrt{z_1^2-1})}$, $T_2=\frac{1}{\omega_0(z_1+\sqrt{z_1^2-1})}$ et $z_1=\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}>1$, $\omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC}}$

En remplaçant dans l'équation simplifiée (2-13), on écrit :

$$\frac{d^2V_S(t)}{dt^2}+\frac{1}{RC_e}\frac{dV_S(t)}{dt}+\frac{1}{L_eC_e}V_S(t)=\frac{U_0}{T_2-T_1}\left(C_1\cdot e^{-t/T_1}+C_2\cdot e^{-t/T_2}\right) \qquad (2\text{-}15)$$

avec $C_1=-\frac{1}{T_1}-\frac{T_1}{L_eC_e}$ et $C_2=\frac{1}{T_2}+\frac{T_2}{L_eC_e}$

→ Dans les cas du régime pseudo-périodique, la tension $V_0(t)$ suit alors la loi :

$$V_0(t) = \frac{U_0}{\sqrt{1-z_1^2}} \cdot e^{-z_1\omega_0 t} \cdot \cos(\omega_0\sqrt{1-z_1^2} \cdot t - \varphi) \tag{2-16}$$

avec $\varphi = \arccos(\sqrt{1-z_1^2})$

En remplaçant dans l'équation simplifiée (2-13), on écrit :

$$\begin{aligned} &\frac{d^2V_S(t)}{dt^2} + \frac{1}{RC_e}\frac{dV_S(t)}{dt} + \frac{1}{L_eC_e}V_S(t) \\ &= U_0 e^{-z_1\omega_0 t}\left[C_1\cos(\omega_0\sqrt{1-z_1^2} \cdot t - \varphi) + C_2\sin(\omega_0\sqrt{1-z_1^2} \cdot t - \varphi)\right] \end{aligned} \tag{2-17}$$

avec $C_1 = \frac{1}{\sqrt{1-z_1^2}}\left(-\omega_0\sqrt{1-z_1^2} + (z_1\omega_0)^2 + \frac{1}{L_eC_e}\right)$ et $C_2 = 2z_1\omega_0^2$

Pour chacun des deux cas, la solution générale de l'équation différentielle (2-13) est la somme de deux termes : la solution de l'équation sans second membre et une solution particulière :

$$V_S(t) = V_{S_{SSM}}(t) + V_{Sp}(t) \tag{2-18}$$

La solution de l'équation différentielle sans second membre, notée $V_{S_{SSM}}(t)$ est celle du circuit RL_eC_e série-parallèle dont l'expression est fonction de l'amortissement ($z_2 = \frac{1}{2R}\sqrt{\frac{L_e}{C_e}}$), donc de la résistance d'utilisation.

Il est important de noter que le coefficient d'amortissement de ce circuit est inversement proportionnel à la résistance R et au condensateur C_e. Une augmentation de l'une de ces deux grandeurs entrainera une amélioration du temps de montée de l'impulsion.

$R = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L_e}{C_e}} = R_{critique}$ détermine le cas critique où le circuit RL_eC_e n'oscille plus. Pour toutes les valeurs de R supérieures à $R_{critique}$ (comme c'est le cas dans les générateurs de Marx rapides qui seront présentés ultérieurement), le régime d'oscillation du circuit RL_eC_e est pseudo-périodique et $V_{S_{SSM}}(t)$ est de la forme :

$$V_{S_{SSM}}(t) = e^{-z_2\omega_{0e}t}\left[\cos(\omega_{0e}t) + \frac{z_2\omega_{0e}}{\omega_p}\sin(\omega_p t)\right] \quad (2\text{-}19)$$

avec $\omega_p = \omega_{0e}\sqrt{1-z_2^{\,2}}$ et $\omega_{0e} = \frac{1}{\sqrt{L_e C_e}}$

En remplaçant par les valeurs des composants, on trouve :

$$V_{S_{SSM}}(t) = e^{-\frac{t}{2RC_e}}\left[\cos\left(\frac{t}{\sqrt{L_e C_e}}\right) + \frac{1}{\sqrt{4R^2\frac{C_e}{L_e}-1}}\sin\left(\sqrt{\frac{1}{L_e C_e}-\left(\frac{1}{2RC_e}\right)^2}\cdot t\right)\right] \quad (2\text{-}20)$$

La solution particulière de l'équation différentielle est notée $V_{s_P}(t)$. Cette solution est de la même forme que le second membre de l'équation. Les calculs et les expressions trop longues ne sont pas détaillés dans cette partie ; on donne uniquement la forme générale des solutions particulières.

Dans le cas d'un régime général apériodique, cette solution est de la forme :

$$V_{Sp}(t) = V_{Sp1}(t) + V_{Sp2}(t) = K_1 e^{k_1 t} + K_2 e^{k_2 t} \quad (2\text{-}21)$$

où K_1, K_2, k_1 et k_2 sont des constantes fonctions de C_1, C_2 et R, L et C.

Dans le cas d'un régime général pseudo-périodique, la solution est de la forme :

$$V_{Sp}(t) = e^{kt}\left[P_n(t)\cos(\omega t) + Q_n(t)\sin(\omega t)\right] \quad (2\text{-}22)$$

où $P_n(t)$ et $Q_n(t)$ sont deux polynômes d'ordre n. k et ω sont des constantes dépendant des éléments R, L, C, L_e et C_e.

Pour valider ce modèle équivalent (en régime général apériodique), on confronte, en figure II-13, une impulsion mesurée, délivrée par un générateur existant, avec le résultat de la simulation Spice et l'allure théorique de la tension Vs(t) aux bornes d'une résistance 50Ω. Le générateur de Marx Leonardo est présenté au chapitre 3. Sa capacité équivalente est de 1,7nF.

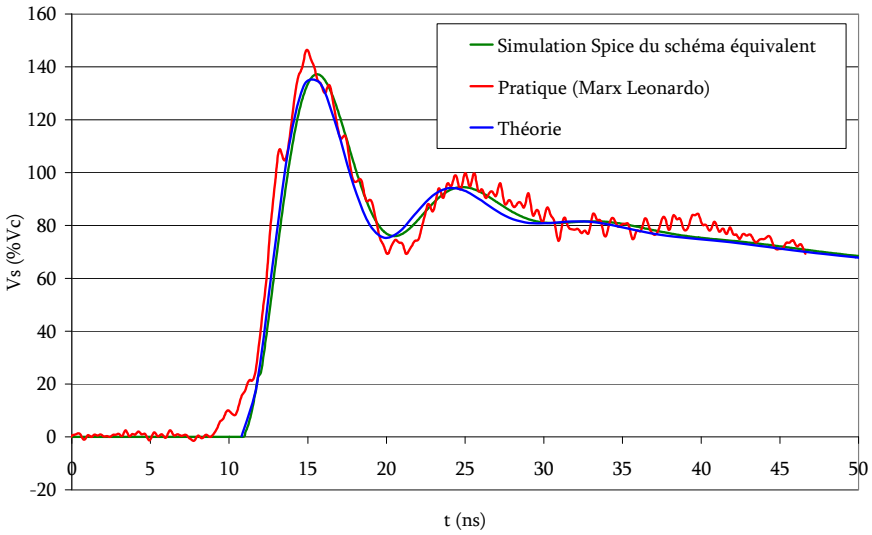


Figure II-13 : Confrontation des résultats théoriques, expérimentaux et de la simulation électrique sur un cas test (générateur de Marx Leonardo, cf. Chap. 3)

Le circuit RLC équivalent impose un régime général apériodique alors que le circuit RL_eC_e est en régime pseudo-périodique. Le modèle théorique utilisé dans la résolution de l'équation est celui qui comporte la solution particulière du régime apériodique pour le circuit RLC. Le produit RC fixe la constante de décharge exponentielle du générateur. Ce modèle permet de définir une inductance L de l'ordre de 130nH. Les données constructeurs indiquent une inductance série par condensateur de 100nH. Quatre condensateurs sont disposés en parallèle à chacun des quatre étages du générateur, ce qui correspondrait donc à une inductance série par étage de 25nH environ. L'ensemble du générateur présente donc approximativement une inductance de 100nH. Si on tient compte des diverses autres inductances parasites, la valeur de 130nH déterminée par le modèle est recevable.

Les composants L, L_e, C_e et r_e fixent l'allure et le front de montée de l'impulsion. Le dépassement de la valeur finale et les deux pseudo-périodes définissent une capacité inter-électrodes du dernier éclateur E de 50pF. L'estimation de cette capacité, d'après les cotes géométriques de la réalisation et par la mesure donne, respectivement, une valeur de 32pF et 35pF. L'écart entre le modèle et la mesure est 30%. Cependant, d'autres capacités parasites de faible valeur doivent venir s'ajouter à cette capacité.

Le temps de montée de l'impulsion est de 2,5ns. La fréquence d'oscillation de l'impulsion correspond à la fréquence de résonance de la capacité C_e avec l'inductance du dernier éclateur (évaluée à 80nH environ) et l'inductance de l'arc L_e négligeable dans ce cas. Cette oscillation engendre une surtension qui offre au générateur un rendement en tension supérieur à 100%.

Le schéma équivalent établi fait donc apparaître deux constantes de temps RLC et RL_eC_e. Ce modèle permet de confirmer l'importance du dernier étage du générateur de Marx dans l'établissement du front de montée lorsque celui-ci fonctionne dans un régime oscillant adéquat : lorsque la constante de temps RLC n'est pas trop lente, il est possible d'améliorer le front de montée du générateur en jouant sur les valeurs des composants R, L_e et C_e

II- Optimisation pour un fonctionnement nanoseconde et subnanoseconde

1- Remarques générales sur la réalisation mécanique du générateur

On l'a constaté précédemment : le front de montée des générateurs de Marx rapides est fonction du régime général d'oscillation du circuit équivalent du Marx et des caractéristiques du dernier étage. Ainsi, selon le schéma équivalent que l'on vient d'établir, pour atteindre les temps de front les plus brefs, il convient de se placer dans le cas d'un régime général apériodique. Le front de montée de l'impulsion est alors gouverné par le modèle équivalent du dernier éclateur du Marx. L'étude théorique, entamée ici, devrait pouvoir permettre de déterminer une loi approchée (du fait que l'estimation des éléments parasites est délicate) du temps de montée d'un générateur en fonction des paramètres de son circuit.

Sur faible impédance de charge (R = 50Ω pour une ligne de mise en forme typiquement), à capacité équivalente C donnée, ce régime apériodique est atteint pour des inductances L inférieures à la valeur critiques : $L_{critique} < R^2C/4$. Dans le cas précédent du générateur de Marx Leonardo sur charge 50Ω, l'inductance doit être inférieure à 1µH pour amener le circuit vers un régime critique. On veillera donc, dans l'élaboration du générateur, à ce que l'inductance totale du circuit soit minimisée pour que son influence sur le front de montée de l'impulsion ne soit pas prépondérante. Pour ce faire, il faudra réduire, autant que faire se peut, les connections selfiques (câbles, visserie, etc...) dans la réalisation du générateur. On évitera l'utilisation de résistances bobinées pour opter pour des résistances en carbone. On privilégiera les condensateurs en céramique (titanate de strontium par exemple) qui présentent de faibles inductances propres. Selon les constructeurs, ces inductances sont de l'ordre de la dizaine de nH à la centaine de nH suivant la valeur de la capacité et la tenue diélectrique du condensateur.

Une attention particulière doit être apportée sur le réglage des distances inter-électrodes des éclateurs du générateur afin d'éviter les problèmes de commutations aléatoires mis en évidence précédemment. Enfin, lorsque le délai de commutation entre l'avant dernier et le dernier étage est relativement grand, le front de montée de l'impulsion de sortie est propre. Il est gouverné par le temps de mise en conduction du dernier éclateur du générateur et sa capacité inter-électrodes (C_e). La qualité de la réalisation de cet éclateur est donc primordiale. Cependant, l'ajustement de la valeur de C_e, pour contrôler le front de montée de l'impulsion, ne peut se faire que dans une moindre mesure et le réglage d'une valeur de capacité aussi faible est difficile à réaliser dans la pratique.

2- Ajout d'un condensateur de « peaking »

Pour raidir le front de montée de l'impulsion de sortie, une autre solution consiste à rajouter un condensateur de faible valeur et de faible inductance en parallèle sur le

dernier étage du générateur de Marx (figure II-14). Ce condensateur permet d'apporter, de façon instantanée, les charges nécessaires à la réduction du front de montée lors de la commutation du dernier éclateur (figure II-15). Le condensateur équivalent du générateur fournit, ensuite, les charges pendant la décroissance de l'impulsion.

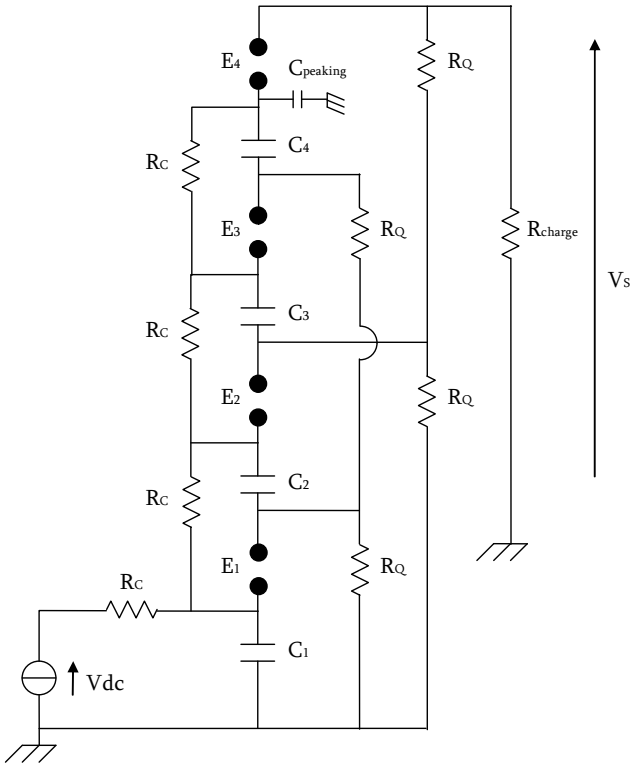


Figure II-14 : Générateur de Marx à 4 étages pourvu d'un condensateur de peaking

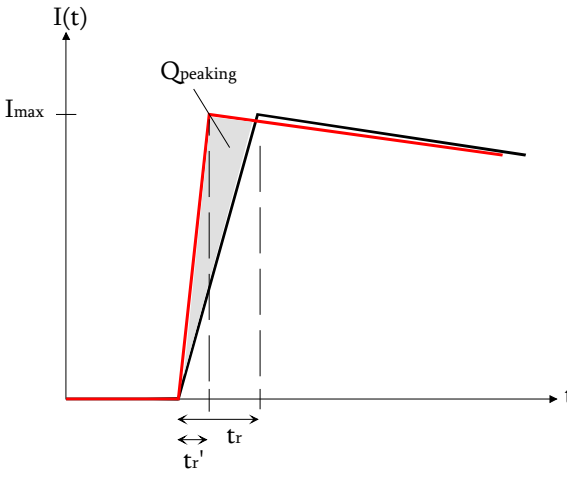


Figure II-15 : Principe du condensateur de peaking

De manière générale, ce condensateur de peaking n'est pas un composant discret mais s'insère à la structure même du générateur sous la forme d'une capacité coaxiale ou d'une capacité plan-plan (cf. § I.3.1 fig. I-29). Dans tous les cas, ce condensateur doit présenter une inductance parasite série de très faible valeur pour être capable de se vider instantanément lors de la commutation de l'éclateur auquel il est associé. Il vient renforcer l'action de la capacité inter-électrodes du dernier éclateur dans l'établissement du front de montée. Des exemples de réalisation de ce type de condensateur de peaking et l'évolution qu'il provoque sur l'allure de l'impulsion de sortie seront présentés dans le chapitre 3.

III- Développement de moyens de mesure pour l'acquisition de transitoires rapides en haute tension

1- Mesures des hautes tensions transitoires

L'emploi d'un oscilloscope pour analyser l'évolution temporelle des signaux de plusieurs centaines de kilovolts nécessite l'utilisation de diviseurs de tension. Ceux-ci doivent fournir précisément l'amplitude du signal avec un rapport de division connu (1V mesuré correspond à 10kV réels par exemple) mais aussi l'allure du signal sans déformation ; leur bande passante d'utilisation doit être compatible avec la bande de fréquence du spectre du signal mesuré. Parmi les diviseurs de tension, on trouve les diviseurs résistifs (et résistifs compensés) et les diviseurs capacitifs.

La méthode la plus élémentaire pour mesurer des signaux haute tension à l'aide d'un oscilloscope est d'utiliser, comme réducteur d'amplitude, un diviseur résistif (figure II-16).

En supposant très élevée l'impédance d'entrée de l'oscilloscope (R_0 en parallèle avec C_0) par rapport à la résistance de pied R_P, on a :

$$\frac{U_m}{U} = \frac{R_P}{R_P + R} \qquad (2\text{-}23)$$

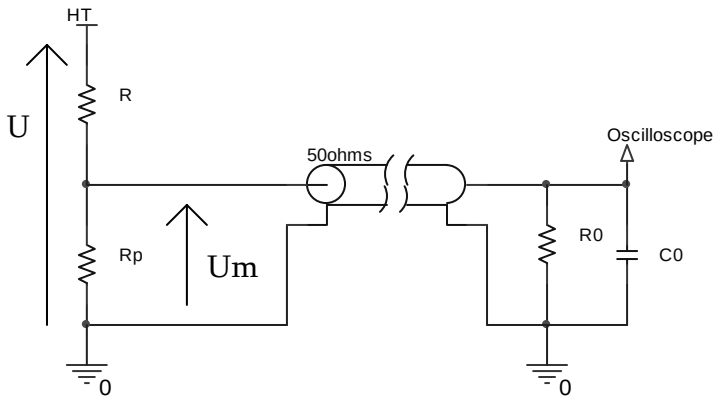


Figure II-16 : Diviseur résistif (R : résistance de tête ; R_P : résistance de pied)

Pour éviter une trop grande consommation de courant dans ce diviseur et pour que l'insertion de la sonde de mesure entraîne des effets négligeables dans le circuit où la mesure est à effectuer, les valeurs des résistances qui le constituent doivent être grandes. Ces résistances, associées aux capacités parasites du dispositif, induisent une constante de temps qui peut déformer les fronts des signaux rapides. L'utilisation de ces diviseurs est donc limitée à la mesure de signaux dans une bande s'étendant jusqu'à quelques dizaines de kilohertz au maximum présentant éventuellement une composante continue. Elle n'est donc pas adaptée à la mesure de signaux à fronts rapides dont le spectre en fréquence s'étend jusqu'à plusieurs centaines de mégahertz voir quelques gigahertz.

Pour l'acquisition de signaux rapides, on préfère utiliser des diviseurs capacitifs dont le rapport de division en tension est donné par :

$$\frac{U_m}{U} = \frac{C}{C + C_P} \tag{2-24}$$

L'oscilloscope de mesure introduit une impédance complexe qui vient se positionner en parallèle sur la capacité de pied du diviseur C_P de telle sorte que le schéma équivalent du diviseur est le suivant (figure II-17) :

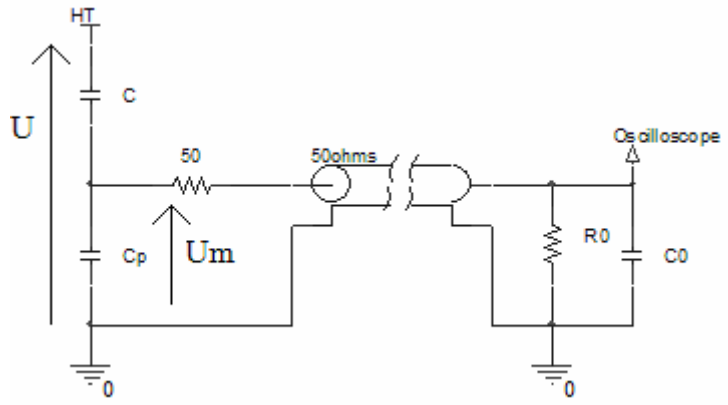


Figure II-17 : Diviseur capacitif (C : capacité de tête ; C_P : capacité de pied)

Pour que le diviseur ait un rapport de division conséquent, la valeur de la capacité de pied C_P doit être grande par rapport à celle de la capacité de tête C. On peut donc considérer que la capacité interne de l'oscilloscope (quelques pF) est négligeable devant C_P. La fonction de transfert du diviseur se met sous la forme :

$$\frac{U_m}{U} = \frac{C}{C + C_P + \frac{1}{jR_0\omega}} \tag{2-25}$$

Pour les fréquences élevées, si l'on ne tient pas compte des éléments parasites (inductances de connexion et capacités entre conducteurs métalliques) et des longueurs de câble, la bande passante du diviseur capacitif est théoriquement infinie du côté des fréquences hautes. Ainsi, tant que la bande passante de l'oscilloscope est compatible avec la mesure à effectuer, on a, avec ces approximations : $U_m/U = C/(C + C_P)$. Cependant, comme on le verra plus loin, on ne peut négliger ces effets, dans nos applications, qui entraînent irrémédiablement une limitation fréquentielle en haute fréquence.

Pour les fréquences basses, on peut écrire la fonction de transfert du diviseur sous la forme :

$$\frac{U_m}{U} = \frac{jR_O C\omega}{1 + jR_O(C + C_P)\omega} = \frac{j\omega T}{1 + j\omega T'} \quad \text{avec} \begin{cases} T = \frac{1}{\omega_0} = R_O C \\ T' = \frac{1}{\omega_0'} = R_O(C + C_P) \end{cases} \tag{2-26}$$

Le diviseur capacitif se comporte alors comme un filtre passe-bande du premier ordre dont la fréquence de coupure basse est :

$$f_C = \frac{1}{2\pi R_O(C + C_P)} \tag{2-27}$$

Avec l'approximation $C << C_P$, on écrit :

$$f_C = \frac{1}{2\pi R_O C_P} \tag{2-28}$$

Ces diviseurs capacitifs sont donc employés pour la mesure de signaux rapides où les composantes hautes fréquences sont prépondérantes. Un grand soin doit donc être apporté dans la réalisation mécanique de ces diviseurs afin de minimiser les valeurs des éléments parasites mais également dans la transmission de ce signal atténué vers l'oscilloscope.

2- Etude et caractérisation de diviseurs capacitifs à capacité de tête réglable

2.1- Principe de fonctionnement

Ces diviseurs capacitifs développés au LGE sont utilisés pour mesurer des signaux transitoires sans composante continue. Ils sont constitués de deux condensateurs en série, C et C_P (figure II-18). Le condensateur de tête C (quelques pF) est une capacité à air dont les armatures sont formées par deux plateaux métalliques en regard (figure II-19). Le condensateur de pied comprend la capacité interne du diviseur et la capacité du câble de connexion à l'oscilloscope. Sa valeur doit être la plus élevée possible afin d'établir un rapport de division conséquent. C'est pourquoi une fine feuille (50µm) de Kapton (ε_r=3,5) fait office de diélectrique pour la capacité interne du diviseur (figure II-18). On atteint, ainsi, dans nos réalisations des valeurs d'environ 2nF. Cette valeur étant fixe, le rapport d'atténuation k est ajustable en fonction de la distance entre les plateaux métalliques supérieurs.

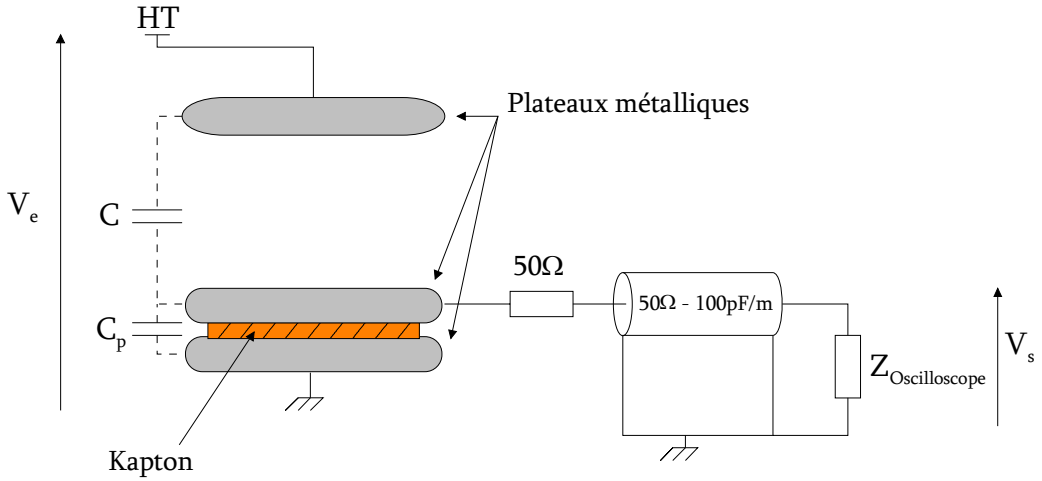


Figure II-18 : Représentation schématique du diviseur capacitif et du système d'acquisition

$$k = \frac{V_s}{V_e} = \frac{C}{C + C_P} \qquad (2\text{-}29)$$

où V_e représente la tension à mesurer et V_s la tension atténuée par le diviseur.

Cette sonde peut supporter des tensions allant jusqu'à 400kV. Ainsi pour une distance entre plateaux de 17cm, le rapport de division est alors de 1/5000.

Figure II-19 : Diviseur capacitif à capacité de tête réglable

La fréquence de coupure basse de ce diviseur est fonction, comme indiqué précédemment, de l'impédance d'entrée de l'oscilloscope de mesure et de la capacité de pied du diviseur. L'impédance d'entrée de l'oscilloscope sera donc préférentiellement réglée sur 1MΩ pour pouvoir mesurer des fréquences relativement basses. En effet, pour 1MΩ, la fréquence de coupure basse du diviseur est :

$$f = \frac{1}{2\pi \times 1.10^{6} \times 2.10^{-9}} = 88\text{Hz}.$$

La capacité d'entrée de l'oscilloscope, de très faible valeur (quelques picofarads) est négligée devant la valeur de la capacité de pied. Le câble de mesure étant connecté à une résistance de forte valeur côté sortie, un phénomène de réflexion apparaît à cette extrémité. Pour éviter l'établissement d'ondes stationnaires, ce câble de mesure doit être adapté, à son extrémité côté diviseur, par une résistance de valeur égale à son impédance caractéristique (Z_C). Ainsi, un échelon de tension présent aux bornes de C_P voit son amplitude divisée par deux par le diviseur formé par la résistance R et l'impédance du câble ($R = Z_C = 50\Omega$). L'onde de tension traverse le câble de mesure puis est réfléchie à son extrémité. La réflexion due à l'impédance d'entrée de l'oscilloscope (assimilable à un circuit ouvert) double l'amplitude du signal incident. L'oscilloscope mesure donc l'amplitude originale de l'échelon haute tension. L'onde réfléchie traverse à nouveau le câble puis est absorbée par la résistance 50Ω puisque C_P est équivalent à un court circuit pour ces fréquences là. Sans cette résistance de 50Ω, un phénomène d'ondes stationnaires apparaîtrait dans le câble de mesure. Il serait la cause d'une dégradation relativement importante de la forme du signal mesuré.

En réalité, C_P ne forme pas un court-circuit franc et se décharge pendant ces phénomènes transitoires. Il apparaît que son temps de décharge est de l'ordre de grandeur du temps mis par l'onde pour faire un aller-retour dans le câble ($2T_C$). Après cette période

de décharge, la capacité du câble est totalement chargée et rentre en compte dans le rapport de division. On obtient, alors, deux rapports de division :

$$k_1 = \frac{C}{C + C_P} \text{ pour } t = 0, \qquad (2\text{-}30.a)$$

$$k_2 = \frac{C}{C + C_P + C_C} \text{ pour } t \geq 2T_C \qquad (2\text{-}30.b)$$

où C_C est la capacité du câble (100pF pour un câble 50Ω de 1m de long).

Ce phénomène engendre un « overshoot » sur le signal mesuré (U_m) [KUF00]. Il a pour amplitude $\Delta V = C_C/(C + C_P)$. Cet overshoot est mis en évidence sur la figure II-20.b qui représente la réponse indicielle du diviseur capacitif simplifié de la figure II-20.a à un échelon de tension d'amplitude 5kV dont le front de montée est de 10ns. Il est évident que les éléments parasites jouent un rôle primordial pour la limitation des performances du diviseur en haute fréquence. Toutefois, leurs influences n'ont pas été prises en compte dans ce modèle simplifié.

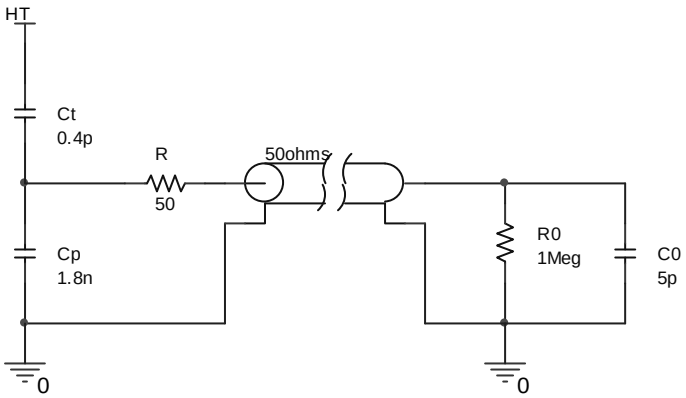


Figure II-20.a : Circuit équivalent Spice du diviseur capacitif avec la résistance 50Ω amont

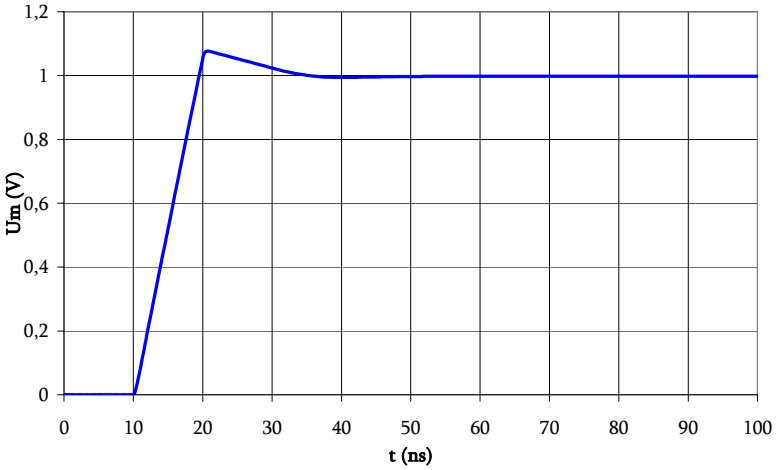


Figure II-20.b : Réponse indicielle du dispositif complet de mesure avec la 50Ω amont (l = 2m)

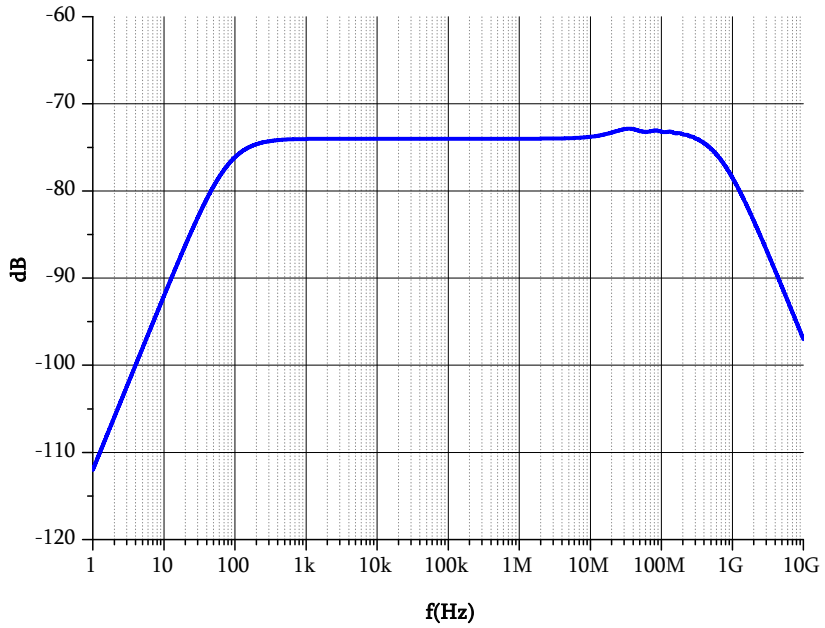


Figure II-20.c : Réponse harmonique du dispositif complet de mesure avec la 50Ω amont (l = 2m) Rapport de division 1/5000. Atténuation -74dB

Malgré la présence de la résistance d'adaptation amont de 50Ω, la figure II-20.c met en évidence un autre problème dû à la désadaptation du câble en sortie. Le rapport de division est modifié pour toutes les fréquences supérieures à la fréquence limite correspondant à un aller-retour de propagation dans le câble de mesure. Pour un câble 50Ω de 2m de long, soit un temps de propagation aller-retour de 20ns, cette désadaptation apparaît à partir de $0{,}35/2T_C = 0{,}35/(20.10^{-9}) \approx 17{,}5MHz$.

Il est clair que pour des longueurs de câbles de mesure réduites et pour des grandes valeurs de la capacité de pied C_P, c'est-à-dire pour des rapports de division importants, cet overshoot devient minime. Sur la figure II-21, on compare le dispositif de mesure muni de la résistance 50Ω de la figure II-20.b pour trois longueurs du câble de mesure : l = 2m, 5m et 10m.

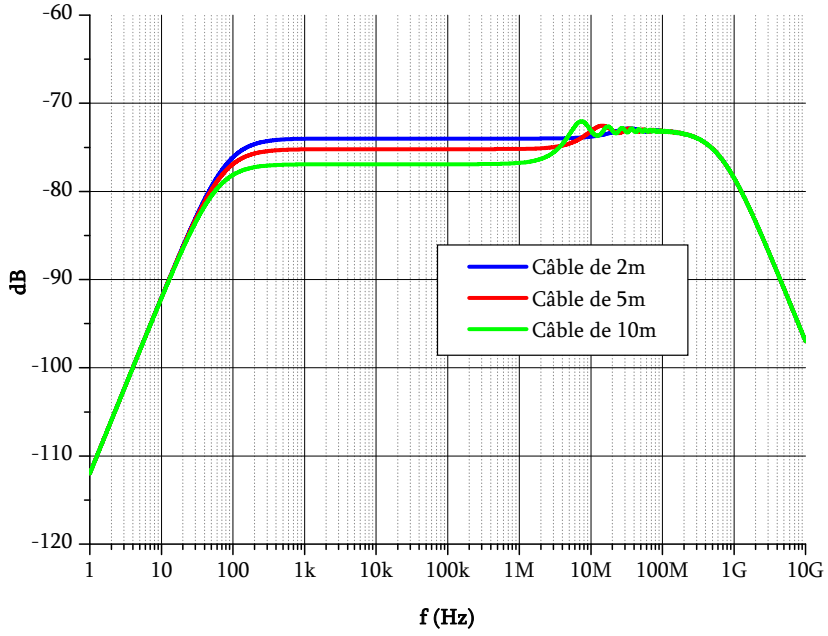


Figure II-21 : Réponse harmonique du diviseur capacitif
Influence de la longueur du câble de mesure

Temps de propagation aller-retour et fréquence de coupure correspondante :

Câble de 2m : $2T_C = 20ns \rightarrow f_C \approx 17,5MHz$

Câble de 5m : $2T_C = 50ns \rightarrow f_C \approx 7MHz$

Câble de 10m : $2T_C = 100ns \rightarrow f_C \approx 3,5MHz$.

Dans la bande passante du diviseur capacitif, le rapport de division est fonction de la longueur du câble de mesure puisque la capacité équivalente de celui-ci change avec sa longueur. Lorsqu'on remplace le câble coaxial de 2m par un câble coaxial de 10m, la capacité de pied équivalente passe de 2nF à 2,8nF et le rapport de division est modifié de 4% en décibel, soit un nouveau rapport de division de 1/7000 au lieu de 1/5000.

La bande passante de ce type de diviseur est, finalement, limitée, en basse fréquence, par l'impédance d'entrée de l'oscilloscope et, en haute fréquence, par la longueur du câble de transmission lorsque cette fréquence est inférieure à la fréquence de coupure de l'oscilloscope et par les éléments parasites non pris en compte dans notre modèle simplifié.

Le rapport de division, dans cette bande de fréquence, s'écrit :

$$k = \frac{C}{C + C_P + C_C} \qquad (2\text{-}31)$$

Les éléments parasites vont limiter la bande passante de la sonde à une fréquence de coupure haute de quelques centaines de MHz. La détermination expérimentale de cette fréquence est présentée dans le paragraphe suivant.

Nota : Ce modèle électrique simplifié ne tient pas compte, non plus, des pertes en ligne des câbles qui font chuter le niveau de tension du signal en fonction de la longueur de câble utilisé et de la fréquence.

2.2- Etalonnage

L'étalonnage de cette sonde doit permettre de déterminer, à la fois, son rapport de division en tension et sa bande passante.

Le rapport de division en tension a été déterminé à l'aide d'une sonde haute tension NorthStar étalonnée (100kV, erreur <1%) :

Distance entre plateaux	Rapport de division.
17cm	1/5000
8,5cm	1/10000

L'étalonnage en transitoire rapide de cette sonde, pour déterminer sa fréquence de coupure haute, a été effectué au laboratoire XLIM de Brive. Cet institut dispose d'un générateur haute tension Kentech HPM1 qui délivre des impulsions de tension de 0 à 4kV présentant des temps de montée voisins de 200ps (figure II-22). La mesure de cette impulsion est réalisée à l'aide d'une sonde (diviseur capacitif à lignes) réalisée au LGE [PEC06] dont la fréquence de coupure haute est proche de 6GHz et d'un oscilloscope TDS 694C (3GHz – 10Gé/s). Pour appliquer cette impulsion de tension sur l'armature supérieure de la sonde de champ, nous avons utilisé un adaptateur triplaques coplanaires de chez Tektronix. Un simple contact conducteur entre cet adaptateur et la sonde de champ permet l'application de l'impulsion HT avec une désadaptation minime. La hauteur du plateau métallique supérieur est réglée à 8cm et le câble de liaison entre le générateur d'impulsion et ce plateau mesure 30cm de long.

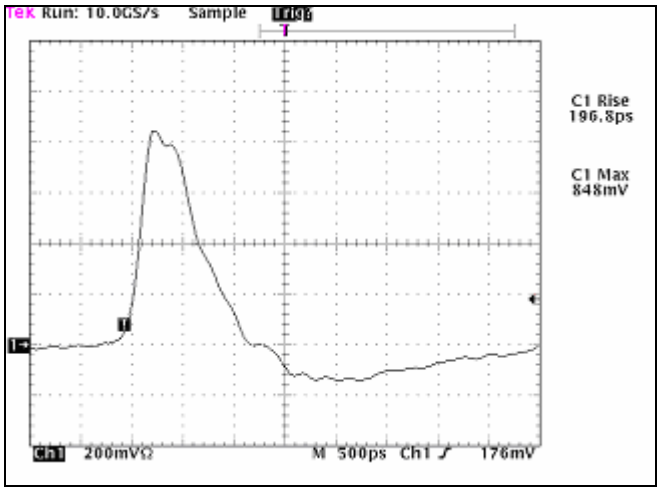


Figure II-22 : Impulsion délivrée par le HPM1
(V_{Smax} = 1,7kV ; t_r = 197ps)

Dans ces conditions optimales (qualité des connexions entre le générateur et le plateau supérieur de la sonde, écartement des plateaux métalliques et longueur de câble), le temps de montée de l'impulsion mesurée avec la sonde de champ est voisin de 450ps. La fréquence de coupure haute de la sonde est donc proche de $0,35/450.10^{-12} \approx 780$MHz dans ces conditions de test.

2.3- Conclusions

Ces résultats sont intéressants du point de vue des temps de montée mesurés qui sont quasiment compatibles avec notre utilisation. Toutefois, l'utilisation de ce type de sonde paraît délicate à mettre en place sur nos structures et l'allure temporelle des impulsions mesurées ici peut-être largement altérée. Cependant, ces sondes ont permis de mener à bien les premiers essais de développement des générateurs de Marx du chapitre 3 et de cerner différents problèmes lors de nos réalisations haute tension.

3- Réalisation de diviseurs capacitifs spécifiques à lignes

Ces sondes de mesure doivent permettre d'observer, sans perturber le circuit haute tension, des impulsions de tensions transitoires délivrées par les générateurs. Un oscilloscope large bande est ensuite utilisé pour l'acquisition de ces signaux.

Les principales exigences requises dans l'élaboration de ces sondes sont les suivantes :

- la bande de fréquence couverte par la sonde doit être compatible avec la rapidité des variations temporelles des impulsions à mesurer. Dans notre cas, on cherche à ce que la sonde présente une fréquence de coupure haute qui lui permette de mesurer des temps de montée et/ou de descente subnanosecondes (200ps). Il serait donc souhaitable que la sonde ait une fréquence de coupure haute supérieure à 2GHz.
- son rapport de division doit être suffisamment élevé pour pouvoir réaliser des mesures à l'oscilloscope. Par exemple pour mesurer des tensions de 300kV, avec un oscilloscope dont le calibre maximal est de 1V/div (10V pleine échelle), le rapport de division du diviseur doit être de 1/30000 au minimum soit une atténuation de -90dB environ. Pour augmenter cette atténuation, des atténuateurs du commerce peuvent compléter la chaîne de mesure entre la sonde et l'oscilloscope.
- le dispositif doit être capable de supporter des tensions très élevées (> 300kV dans notre cas). Le choix des composants isolants et la conception mécanique doivent tenir compte des distances imposées par les tenues diélectriques.
- enfin, il doit également être blindé afin d'introduire un rapport signal/bruit suffisamment élevé.

3.1- Principe de fonctionnement

L'élaboration de ces atténuateurs repose sur le principe d'un diviseur capacitif à lignes couplées, présenté pour la première fois par M. Blanchet en 1971 [BLA71] et sur des concepts plus récents comme ceux présentés par J. Mankowski [MAN98] et R. Kumar [KUM07]. Les capacités de ce diviseur sont des tronçons de lignes coaxiales (figure II-23).

Le principe consiste à remplacer un tronçon de câble coaxial, d'impédance caractéristique Z_0 (en général 50Ω), par un tronçon de deux câbles coaxiaux concentriques, d'impédances caractéristiques Z_1 et Z_2, de sorte que l'impédance résultante

de l'association de ces deux câbles soit égale à celle de la ligne dans laquelle s'effectue la mesure : $Z_0 = Z_1 + Z_2$.

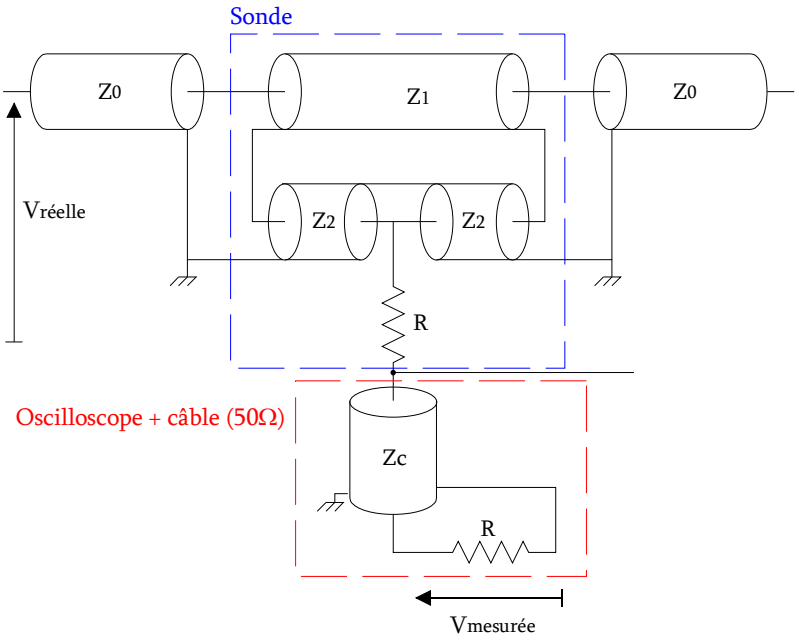


Figure II-23 : Schéma de principe des sondes de mesure haute tension à lignes

L'impulsion haute tension traverse le conducteur intérieur de la ligne d'impédance Z_1. La tension disponible dans cette ligne est prélevée par l'intermédiaire d'un câble coaxial dont chacune des extrémités est dotée d'une résistance 50Ω (résistance interne de l'oscilloscope côté sortie). Le prélèvement s'effectue, en général, à égale distance des extrémités du tronçon de ligne d'impédance Z_2, région où le mode TEM de propagation de l'onde de tension est le mieux établi. La résistance 50Ω en amont du câble joue le même rôle que dans le cas du diviseur capacitif à air précédemment présenté (§ 2.1). Outre son rôle d'adaptation d'impédance entre le câble coaxial de liaison à l'oscilloscope et ce dernier, elle permet de doubler le rapport de division du diviseur lorsque l'oscilloscope est utilisé sur son impédance d'entrée 50Ω.

D'après la structure de principe de la figure II-25, l'atténuation en tension s'écrit :

$$A = \frac{1}{2} \times \frac{Z_2}{Z_0} \qquad (2\text{-}32)$$

Le rapport de division en tension entre le signal réel et le signal mesuré est donc donné par :

$$A^{-1} = 2 \times \frac{C_1 + C_2}{C_1} \approx 2 \times \frac{C_2}{C_1} \quad (C_1 << C_2) \tag{2-33}$$

où C_1 représente la capacité linéique de la ligne d'impédance Z_1 et C_2 celle de la ligne d'impédance Z_2.

Ce principe d'atténuateurs peut être utilisé pour mesurer des tensions allant de quelques milliers de volts à plusieurs mégavolts et ce, dans une très large bande de fréquences sous réserve de choisir les matériaux adéquats et de respecter les distances diélectriques nécessaires. D'autres structures que celle de la ligne coaxiale peuvent utiliser ce principe comme, par exemple, des structures biplaques ou triplaques.

Une simulation, à l'aide du logiciel SPICE, permet de visualiser, par une analyse de Bode, le rapport de division de la sonde représenté par le coefficient de transmission dans la bande de fréquence étudiée. La représentation schématique du modèle est celle de la figure II-24.

Les dimensions des différentes lignes sont en accords avec celle de la sonde BAT11 qui sera présentée dans la suite du chapitre. T1, T2 et T3 représentent les trois tronçons de ligne coaxiale 50Ω qui forment la sonde. La somme de leur longueur correspond à 8cm. La ligne T2 modélise la ligne d'impédance Z_1 (figure II-23). La capacité de cette ligne est la capacité de tête du diviseur. Les capacités linéiques des lignes T4 et T5 forment la capacité de pied du diviseur. La somme de leur longueur est égale à la longueur de T2 (L_{T2} = 2cm) : $L_{T4} = L_{T5}$ = 1cm. Les caractéristiques de ces deux tronçons de ligne sont définis de façon à conduire à un rapport de division de -62dB (L = 0,335nH/m ; C = 62nF/m ; R = 0,01Ω ; G = $0\Omega^{-1}$).

Les inductances L1 et L3 et la capacité C2 prennent en compte la connexion entre le conducteur intérieur de la ligne d'impédance Z2 (ici entre T4 et T5) et la résistance d'adaptation de 50Ω (R4). L2 représente l'inductance parasite inhérente à la connexion du câble de mesure. La résistance R3 et la capacité C1 représentent la limitation fréquentielle

de l'oscilloscope de mesure. On observe, sur le graphe de la figure II-25, le diagramme de Bode en gain qui définit le paramètre S_{21} de la sonde (courbe en rouge).

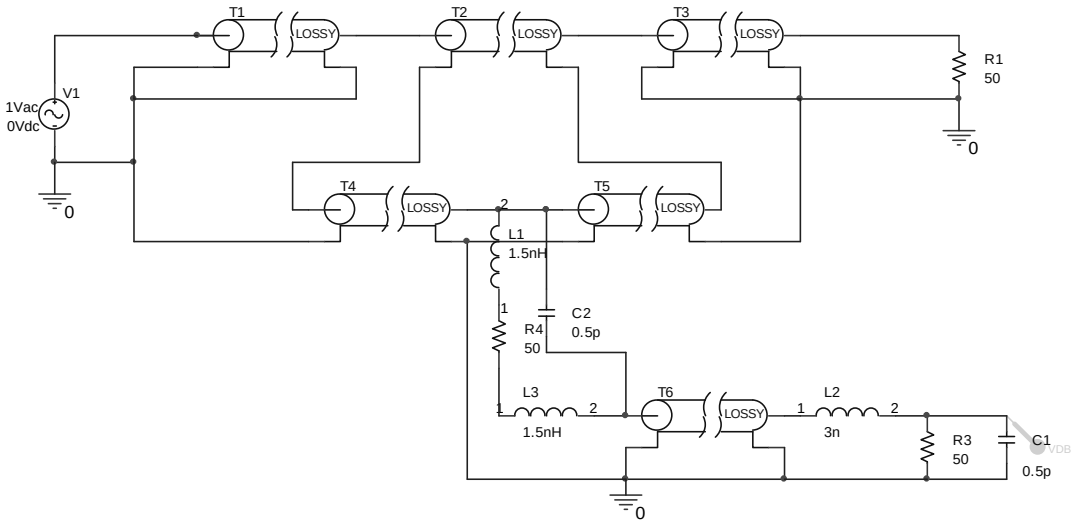


Figure II-24 : Représentation schématique du modèle SPICE

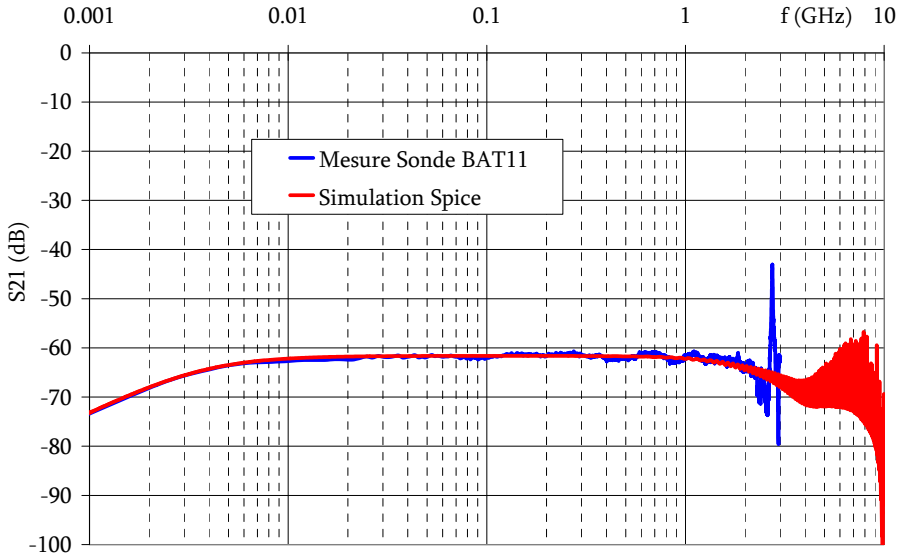


Figure II-25 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et la simulation (sonde BAT11)

Le résultat de la simulation est superposé au résultat expérimental. Les fréquences de coupure basses observées sont en accord. L'insertion des éléments parasites permet de déterminer approximativement la fréquence de coupure haute. Cependant les variations précises de l'amplitude du coefficient de transmission dans les fréquences hautes de la bande passante ne peuvent pas être complètement prises en compte dans cette simulation. Ces instabilités sont liées à la qualité de réalisation de la sonde et à des paramètres dynamiques (résonances, longueurs électriques) non maitrisés.

3.2- Réalisations mécaniques

La réalisation mécanique des ces diviseurs a été pensée de telle sorte qu'ils puissent, à la fois, s'adapter sur la sortie des deux sources haute tension pulsées réalisées (chapitre 3) et être caractérisés par un dispositif d'analyse fréquentielle ou transitoire (analyseur de réseau ou générateur transitoire de référence).

Les deux générateurs de Marx ont une sortie coaxiale d'impédance 50Ω dont l'isolant est en polyamide nylon PA6.6 de permittivité diélectrique relative 3,6 (figure II-27). C'est donc cet isolant qui joue le rôle du diélectrique de la capacité de tête des sondes réalisées. Le diamètre de toutes les électrodes portées à la haute tension est maintenu constant et égal à 15mm. Pour réaliser la ligne 50Ω, l'isolant doit avoir un diamètre extérieur de 73mm. La capacité de pied de ces sondes est alors réalisée sur un cylindre de polyamide-nylon de diamètre intérieur 60mm et de diamètre extérieur 73mm qui s'enfile sur l'isolant polyamide de sortie des générateurs de Marx (figures II-26 et II-27).

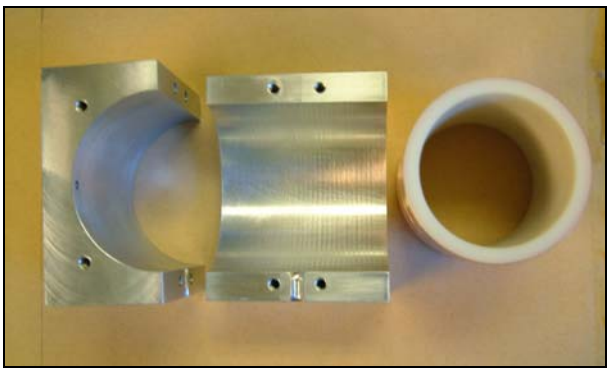


Figure II-26 : Photographie des différents éléments constituants la sonde

Toutes les sondes sont ensuite protégées par un boîtier en aluminium (figure II-26) pour assurer un blindage électromagnétique et une protection mécanique de la réalisation (maintien de la résistance 50Ω notamment). Ce boitier est connecté à la masse de la ligne coaxiale sur laquelle la sonde est intégrée. La mesure atténuée s'effectue sur la résistance 50Ω au moyen d'un connecteur SMA femelle.

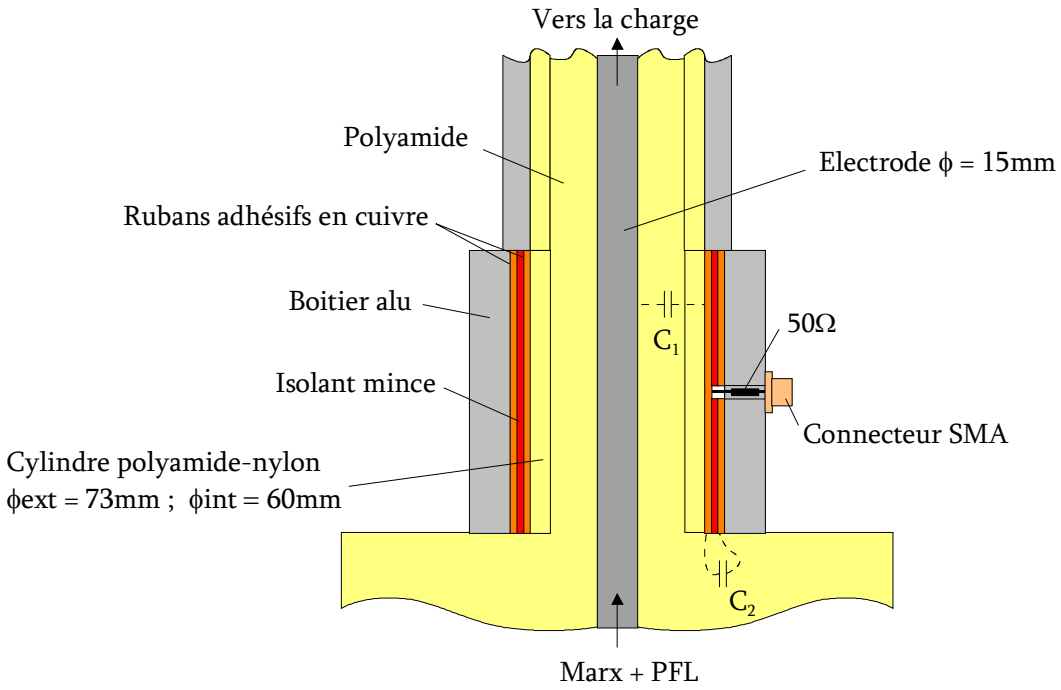
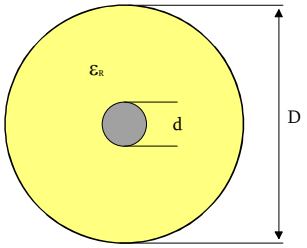


Figure II-27 : Montage de la sonde sur la ligne coaxiale 50Ω polyamide

3.2.1- Première technologie de fabrication

La ligne coaxiale qui réalise la capacité de tête est formée par l'isolant en polyamide de sortie du Marx (Ø 60mm) et le cylindre de diamètre extérieur de 73mm, l'électrode haute tension et un conducteur extérieur. Ce conducteur est un ruban adhésif de cuivre dont la colle est conductrice. La partie la plus délicate réside dans la réalisation de la capacité de pied (C_2). Pour atteindre des rapports d'atténuation conséquents, la valeur de cette capacité doit être la plus élevée possible, donc l'épaisseur de l'isolant de la ligne doit être la plus mince possible (quelques dizaines de microns au maximum). La capacité linéique d'une ligne coaxiale est donnée par la formule suivante :

$$C_{/m} = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)} \qquad (2\text{-}34)$$



avec :

ε_0 : permittivité diélectrique du vide (ε_0 = 8,854.10^{-12} F/m),

ε_r ; permittivité relative de l'isolant,

d : diamètre extérieur de l'électrode (en m),

D : diamètre extérieur de l'isolant (en m).

Plusieurs techniques ont été testées : pulvérisation d'une fine couche de peinture isolante, vernis… Au final, cette seconde ligne est formée par un film isolant adhésif en polypropylène (ε_r = 2,25) de quelques microns d'épaisseur positionné en « sandwich » entre deux films de cuivre. Le choix et le collage du film adhésif doivent être minutieux de façon à réaliser une capacité la plus homogène possible sur toute la surface de la ligne.

La valeur des deux capacités qui forment la sonde est définie par la surface du conducteur intermédiaire (conducteur extérieur de la ligne Z_1 et conducteur intérieur de la ligne Z_2) réalisé en film de cuivre autocollant (figure II-28). Pour des mesures à forte tension (quelques centaines de kilovolts), les contraintes de tenues diélectriques imposent des dimensions incompressibles. Il faut alors trouver le bon compromis. La capacité n'est donc plus réalisée sur le périmètre entier du cylindre, comme pour les premières réalisations, mais seulement sur une partie. En effet, nous nous sommes aperçus qu'il existe une dépendance étroite entre le temps de montée à mesurer (fréquence de coupure haute) et la géométrie de cette capacité. En règle générale, il est admis [MAN98] que les longueurs électriques de la sonde (temps de transit) doivent être inférieures à la durée du front de montée à mesurer.

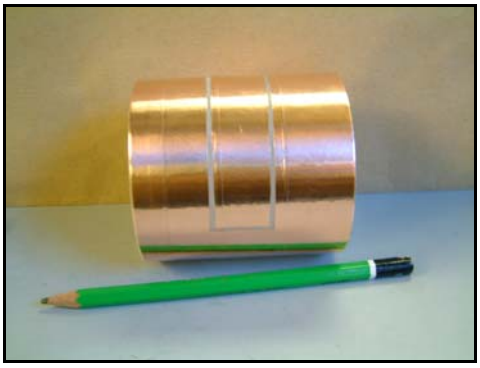


Figure II-28 : Pose du film de cuivre autocollant pour la réalisation de la capacité de pied

Parmi toutes les formes de sonde testées, celles qui s'avèrent avoir le meilleur comportement en termes de bande passante ont une forme rectangulaire dans le sens radial (figure II-28). Les sondes en forme de disque présentent également des performances satisfaisantes.

Nous avons constaté que la fréquence de coupure haute de la sonde était étroitement liée à la qualité de la réalisation mais aussi à la taille de la sonde. Lorsque le

signal haute tension transite dans la ligne Z_1, la capacité C_2 stocke des charges nécessaires à la restitution à travers la résistance 50Ω d'un signal atténué. Des défauts (de quelques dB voir quelques dizaines de dB d'amplitude) apparaissent sur le coefficient de transmission de la sonde. Nous pensons qu'ils peuvent être dus à des phénomènes de résonances de ces charges dans la sonde car la fréquence à laquelle se situe ces défauts correspond à une longueur caractéristique de la sonde, en quart de la longueur d'onde. Ce phénomène pourrait s'expliquer également par l'excitation, pour des fréquences hautes, de modes de propagation secondaires, non TEM. Ainsi, le coefficient de transmission d'une sonde rectangulaire radiale dont la largeur mesure 3cm présente un défaut à une fréquence de 2,4GHz.

Ce raisonnement nous a donc conduits à réaliser des sondes de mesures de tailles réduites de façon à obtenir des bandes passantes larges.

3.2.2- Amélioration des performances par l'utilisation d'une feuille de kapton cuivrée

Dans la suite, le ruban adhésif qui formait la capacité de pied a été remplacé par une feuille de circuit imprimé souple constituée d'un isolant en kapton d'une épaisseur de 50µm et de permittivité diélectrique relative 3,4 recouvert, sur chaque face, d'une couche de cuivre parfaitement homogène d'une épaisseur de 35µm (figures II-29.a et b).

Figure II-29.a : Réalisation de la capacité de pied avec une feuille de kapton métallisée double face

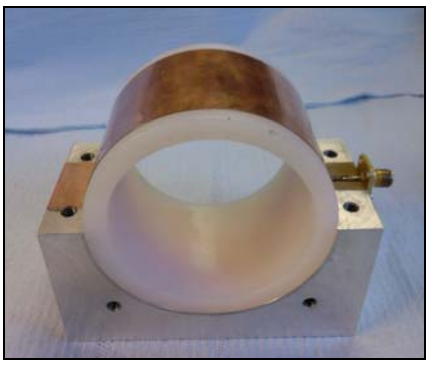


Figure II-29.b : Finalisation de la sonde

Ce nouveau procédé de fabrication permet une excellente reproductibilité dans la réalisation des sondes, une meilleure qualité de fabrication de la capacité de pied

(suppression des bulles d'air inhérentes au collage de l'adhésif isolant), une durée de vie plus importante du fait de la suppression des colles des rubans adhésifs successifs ainsi qu'une meilleure tenue en tension du fait de la bonne rigidité diélectrique du kapton (≈ 25kV/mm).

Cette technique offre, en outre, la possibilité de pouvoir réaliser, avec les techniques classiques d'impression des circuits imprimés, toutes les formes souhaitables pour la capacité de pied réalisée avec ces feuilles souples.

4- Etalonnage des sondes réalisées

Pour effectuer un étalonnage complet (analyse fréquentielle des paramètres S et temporelle de la réponse à une impulsion de tension de référence), la sonde est munie de deux cônes d'adaptation assurant la continuité de l'impédance 50Ω, réalisée par la ligne Z_0, entre l'entrée et la sortie équipées de connecteurs de type N femelles (figure II-30).

Figure II-30 : Photographie de la sonde munie des cônes d'adaptation 50Ω et des connecteurs N femelles

4.1- Etalonnage des sondes de première technologie

4.1.1- Analyse fréquentielle

Un analyseur de réseau Anritsu MS4623B permet de mesurer la réponse fréquentielle de nos sondes. Les paramètres de réflexion et de transmission (respectivement S_{11} et S_{21}) ont été étudiés en fonction de la fréquence de 10MHz à 4GHz.

Ces sondes sont caractérisées afin d'évaluer les fréquences de coupure à -3dB du maximum du coefficient de transmission. Ce coefficient représente l'atténuation de la sonde en fonction de la fréquence. On cherche à obtenir un coefficient S_{21} le plus linéaire possible dans une bande de fréquence suffisamment large pour couvrir tout le spectre des impulsions à mesurer. La mesure à l'analyseur permet ainsi l'évaluation de la fréquence de coupure haute.

Les figures II-31.a et b présentent, respectivement, les coefficients de transmission et de réflexion de la sonde BAT11. Cette sonde utilise la première technologie de fabrication (C_2 formée par un adhésif isolant en polypropylène et deux adhésifs en cuivre). La réponse des cônes d'adaptation, ainsi que celle des câbles de mesure, ont été soustraites de la réponse de l'ensemble pour n'observer que celle de la sonde dans la mesure du coefficient de transmission.

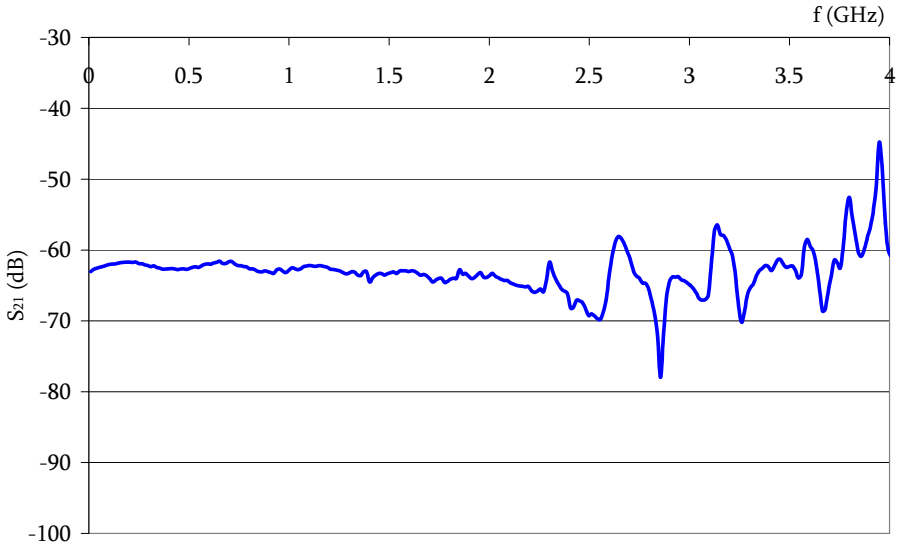


Figure II-31.a : Coefficient de transmission de la sonde BAT11

Le coefficient de transmission de la sonde est relativement linéaire. Il présente une fréquence de coupure haute à -3dB (-65dB<A^{-1}<-62dB) de 2,05GHz. Cette sonde peut a priori mesurer des impulsions ayant des temps de montée ou de descente aussi rapides que 170ps.

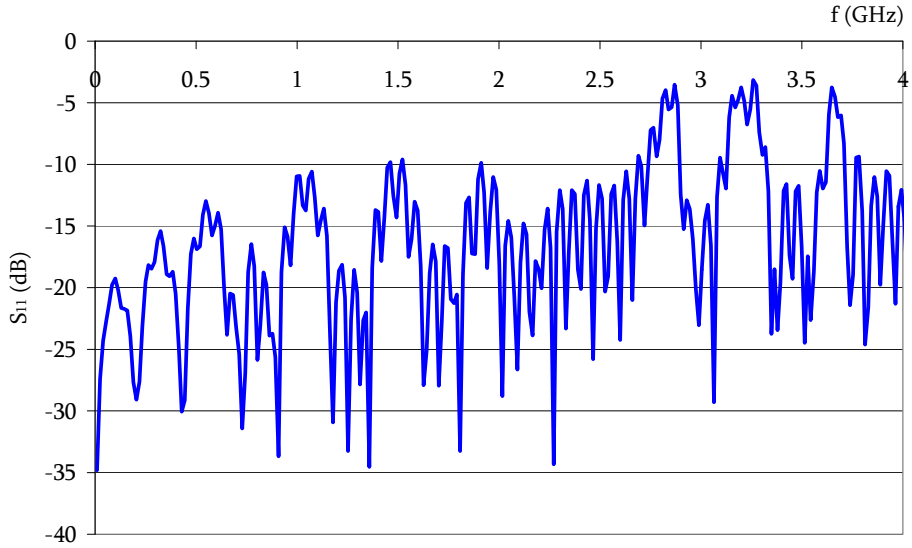


Figure II-31.b : Coefficient de réflexion de la sonde BAT11

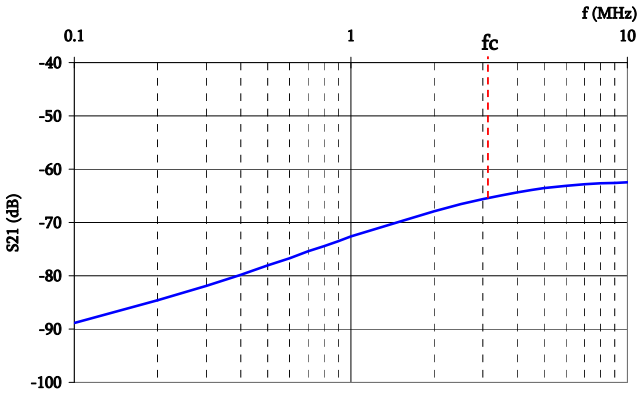
Le coefficient de réflexion de la sonde associée à ses deux cônes d'adaptation reste inférieur à -10dB (ce qui correspond en linéaire à ρ = 0.32) dans la bande de fréquence considérée.

Ce coefficient représente un rapport d'ondes stationnaires (ROS) inférieur à :

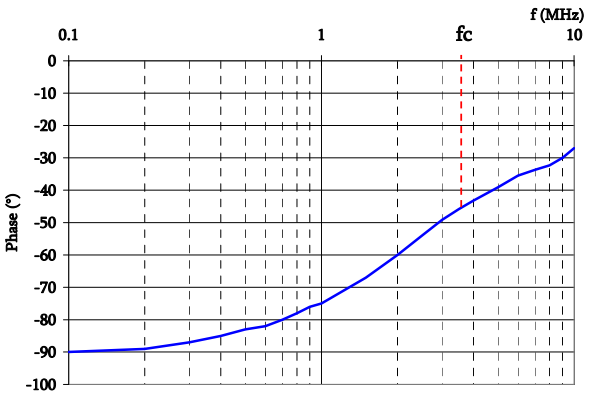
$$ROS = \left|\frac{1+\rho}{1-\rho}\right| = 1{,}5 \qquad (2\text{-}35)$$

Une faible partie de l'onde incidente (< 10%) est réfléchie par la sonde. Ce résultat est donc assez satisfaisant. Par la suite, les cônes d'adaptation initiaux, constitués de deux diélectriques différents, ont été redimensionnés de manière à ne garder qu'un seul matériau isolant et ainsi maintenir une permittivité diélectrique relative constante et homogène entre la sonde et les connecteurs N.

Une analyse harmonique, réalisée au moyen d'un générateur de signaux basse fréquence, permet de déterminer la fréquence de coupure basse de la sonde (figures II-32.a et b).



a- diagramme de Bode en module



b- diagramme de Bode en phase

Figure II.32 : Détermination de la fréquence basse de la sonde

Le module et la phase du diagramme de Bode de la sonde confirment que la fréquence de coupure basse (déterminée à -45°) est celle d'un filtre du premier ordre. La capacité de pied de la sonde est C_2 = 485pF. Le calcul théorique de cette fréquence de coupure basse donne alors : $f_c = \frac{1}{2\pi \times (50+50) \times 485.10^{-12}} = 3{,}3\text{MHz}$, ce qui correspond à la fréquence déterminée expérimentalement.

La bande passante à -3dB de la sonde BAT11 est donc comprise entre 3,3MHz et 2,05GHz.

4.1.2- Analyse transitoire

Cette analyse est réalisée à l'aide d'un générateur Kentech APG1 (figure II-33). Ce générateur délivre des impulsions d'amplitude 220V dont le contenu spectral s'étale jusqu'à 5,1GHz à -20dB. L'impulsion et le module de sa transformée de Fourier, sont représentés sur les figures II-34.a et b. L'acquisition du signal en direct est effectuée au moyen de deux atténuateurs PSPL -20dB 18GHz et d'un oscilloscope Tektronix DPO70804 de 8GHz de bande passante avec une fréquence d'échantillonnage de 25Gé/s. L'ensemble des câbles et des atténuateurs utilisés ont été caractérisés à l'analyseur de réseau jusqu'à 40GHz afin de soustraire leur réponse aux résultats suivants. Une sonde, placée à la sortie du générateur Kentech, permet d'avoir une mesure référence de l'impulsion prélevée

avant notre sonde. La sonde utilisée est une sonde réalisée par la société Europulse dont la fréquence de coupure haute est de 5GHz et l'atténuation en tension de -56dB.

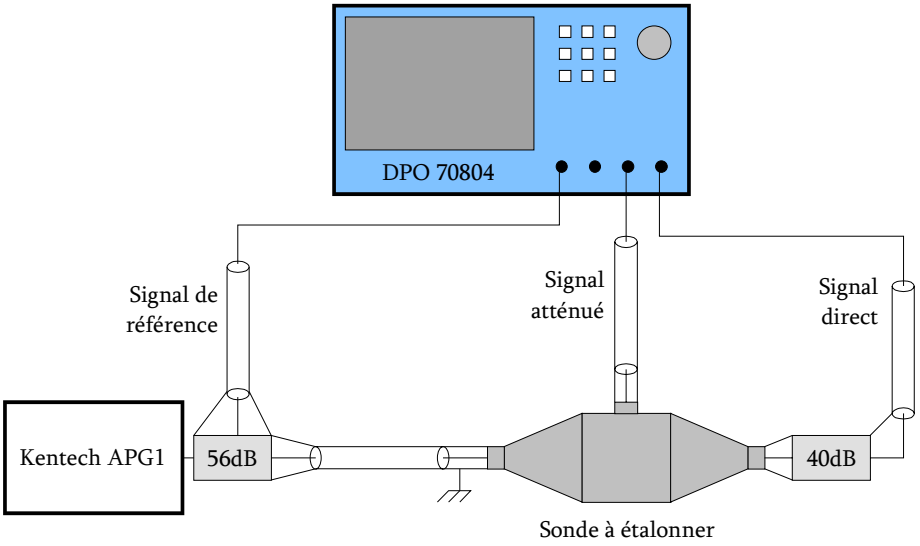


Figure II-33 : Protocole expérimental de l'analyse transitoire

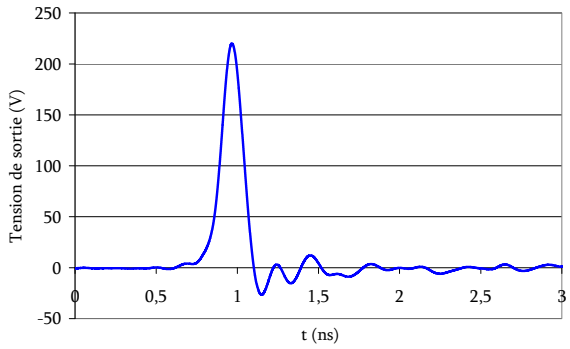


Figure II-34.a : Impulsion délivrée par le générateur Kentech APG1
V_S = 220V - t_R = 121ps - t_F = 90ps - pw = 145ps

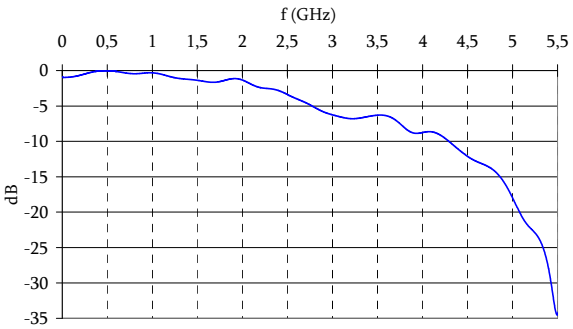


Figure II-34.b : Spectre de l'impulsion correspondant

Le signal mesuré par notre sonde est comparé, figure II-35, à l'impulsion de référence (les signaux sont normalisés).

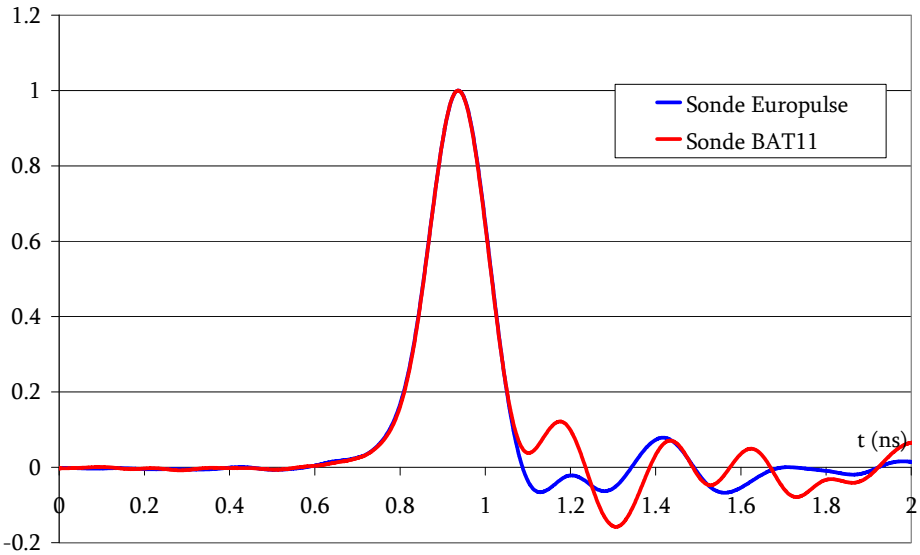


Figure II-35 : Réponse transitoire de la sonde BAT11

La parfaite adéquation entre ces deux courbes (excepté au niveau des résidus) nous permet de dire que notre sonde (BAT11) est capable de mesurer, sans déformation, des impulsions ayant des temps de montée et de descente d'une centaine de picosecondes.

Une transformée de Fourier du signal mesuré permet aussi de retrouver la réponse en fréquence de cette sonde. Dans cette démarche numérique, toutes les réponses fréquentielles des câbles, des atténuateurs et des cônes d'adaptation 50Ω ont été prises en compte pour s'affranchir de leur comportement en fréquence et garder uniquement la réponse de la sonde BAT11 (figure II-36).

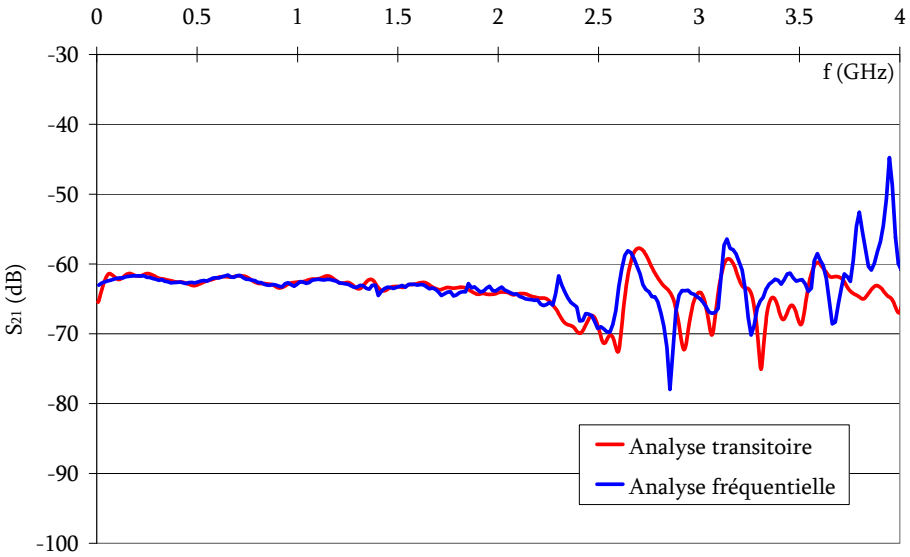


Figure II-36 : Comparaison des deux méthodes d'analyse de la sonde BAT11

La réponse fréquentielle déterminée par cette méthode (courbe rouge) montre que la sonde réalisée a une fréquence de coupure haute à -3dB de 2,15GHz. Le rapport d'atténuation est compris entre 61,4dB et 64,4dB, soit entre 1/1175 et 1/1660. Les résultats obtenus par caractérisation fréquentielle et transitoire donnent des résultats probants tout à fait comparables.

4.2- Sondes capacitives en circuit souple kapton

On effectue les mêmes caractérisations fréquentielles et transitoires pour les sondes réalisées en kapton cuivré double face. Le dispositif expérimental reste inchangé pour l'analyse fréquentielle. Les résultats sont tout aussi satisfaisants. Différentes formes et surfaces de capacité de pied ont été testées pour évaluer l'influence de celles-ci sur la réponse fréquentielle des sondes. Finalement, la dernière sonde retenue (sonde PRIME) a une surface rectangulaire de 17cm² orientée de la même façon que la sonde BAT11.

4.2.1- Analyse fréquentielle

De la même façon que précédemment, on relève les coefficients de transmission et de réflexion de la sonde munie de ces deux cônes d'adaptation. Ils sont représentés de 0-4GHz sur les figures II-37.

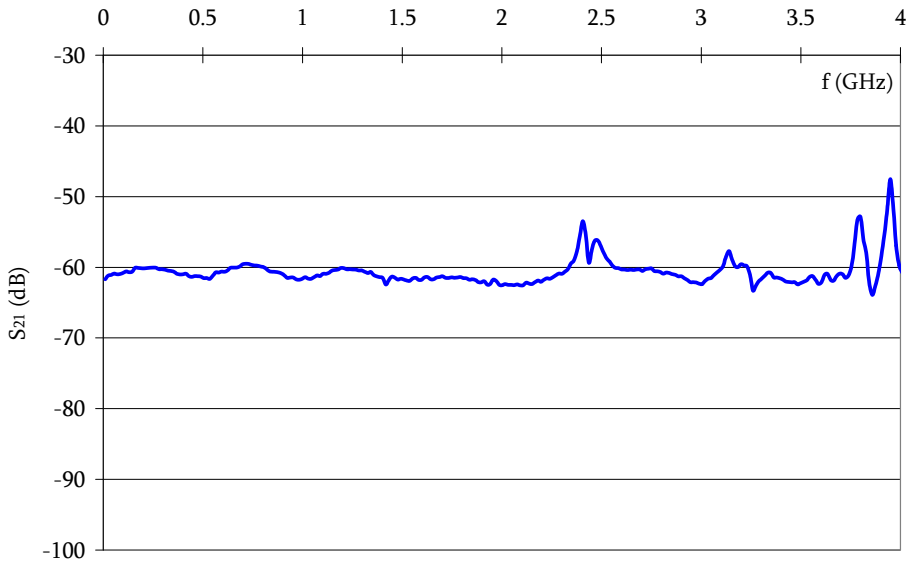


Figure II-37.a : Coefficient de transmission de la sonde PRIME

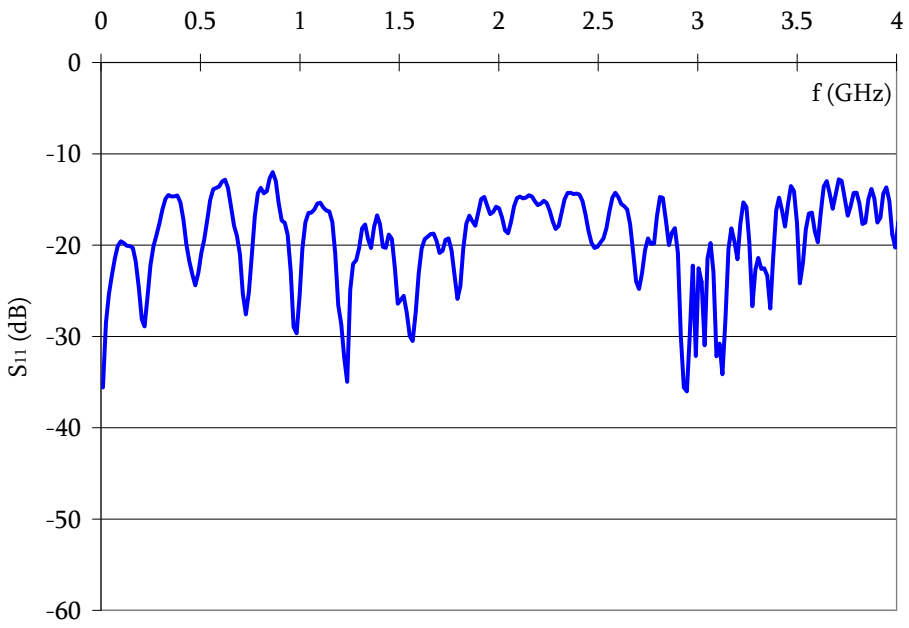
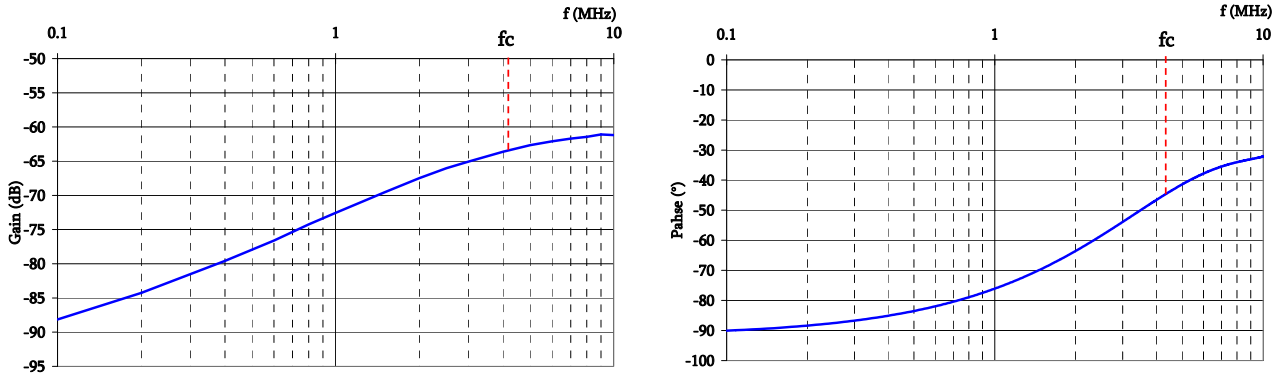


Figure II-37.b : Coefficient de réflexion de la sonde PRIME

Le coefficient de réflexion de la sonde reste inférieur à -12dB de 0 à 4GHz. Il semblerait que l'insertion, sur la ligne 50Ω, de la sonde réalisée avec le kapton provoque moins de désadaptation que les sondes de première technologie dans les fréquences les plus hautes de la bande.

L'atténuation de la sonde, déterminée à partir du coefficient de transmission est relativement constante de quelques MHz à 2,36GHz. Dans cette bande de fréquence, elle est comprise entre -60,3dB et -63,3dB, soit un rapport de division compris entre 1/1030 et 1/1460.

De façon à déterminer précisément la fréquence de coupure basse de cette sonde, on procède à une analyse harmonique de Bode (figures II-38) pour déterminer le diagramme en gain et en phase de 100kHz à 10MHz.



a- diagramme de Bode en module *b- diagramme de Bode en phase*

Figure II-38 : Détermination de la fréquence basse de la sonde PRIME

La fréquence de coupure basse à -3dB est proche de 4,2MHz. La capacité de pied mesurée est de 390pF. Le calcul théorique de la fréquence de coupure basse donne : $f_c = \frac{1}{2\pi \times (50+50) \times 390.10^{-12}} = 4{,}1\text{MHz}$.

La bande passante à -3dB de la sonde PRIME est donc comprise entre 4,2MHz et 2,36GHz.

4.2.2- Analyse transitoire

L'analyseur Anritsu MS4623B utilisé pour l'analyse fréquentielle est pourvu d'un module transitoire permettant de générer une impulsion gaussienne dont les caractéristiques temporelles et le spectre correspondant sont donnés, en valeur normalisées, en figures II-39.a et b.

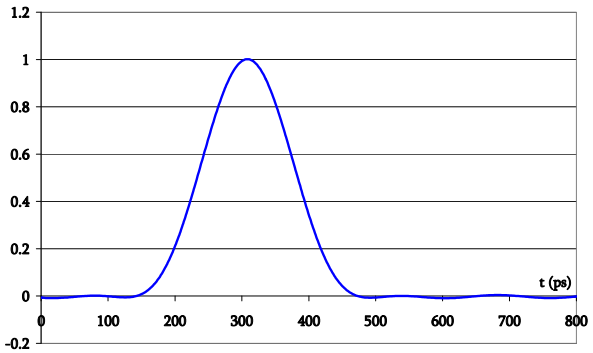


Figure II-39.a : Génération d'une gaussienne
t_r = 95ps ; θ =152ps

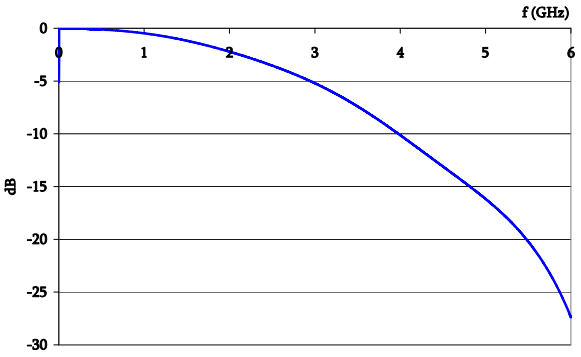


Figure II-39.b : Spectre en fréquence de la gaussienne

Le contenu spectral du signal gaussien s'étale jusqu'à 5,5GHz à -20dB.

La réponse de la sonde à cette impulsion est présentée en figure II-42. Les amplitudes sont normalisées en tension pour pouvoir comparer leurs caractéristiques temporelles. Une calibration préalable des câbles de liaison entre la sonde et l'analyseur est effectuée pour ne tenir compte, dans la mesure, que de la réponse de la sonde.

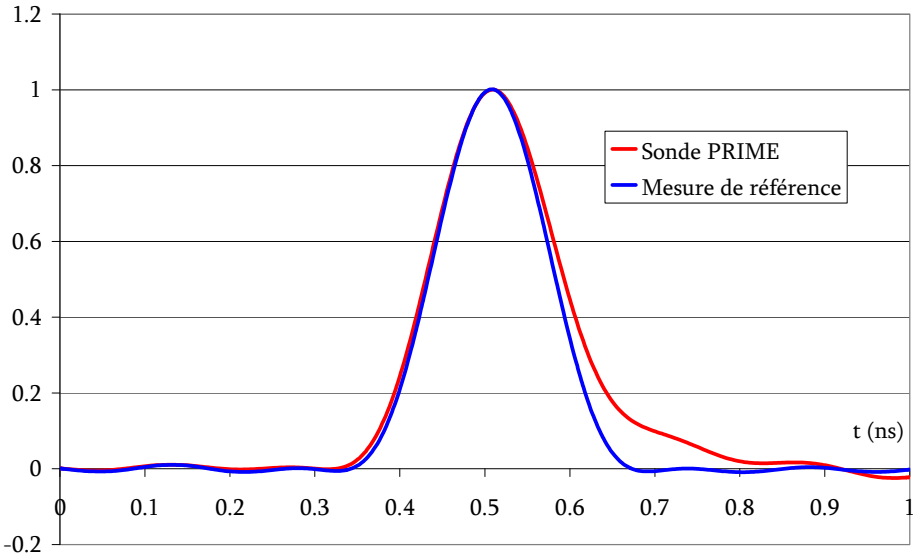


Figure II-40 : Réponse transitoire de la sonde PRIME

On note, sur l'impulsion mesurée, une légère différence de 10ps (10%) sur le temps de montée et de 15ps (10%) sur la largeur à mi-hauteur. Cependant, la bonne adéquation entre ces deux courbes permet d'affirmer que la sonde peut mesurer des temps de montée ou de descente de l'ordre de la centaine de picosecondes sans trop de déformation.

A partir de ces impulsions, il est possible de remonter au coefficient de transmission de la sonde par un rapport des modules des transformées de Fourier des impulsions temporelles. Ce coefficient S_{21} est représenté sur la figure II-41 et est superposé au S_{21} déterminé par l'analyse fréquentielle.

La fréquence de coupure à -3dB déterminée par cette méthode est de 3,5GHz pour une atténuation de 63,3dB. Cependant on note un défaut entre 2,4GHz et 2,55GHz dans la mesure de la réponse fréquentielle qui limiterait la fréquence de coupure haute de la sonde à 2,36GHz. A l'heure actuelle, la cause de ce défaut n'a pas été trouvée.

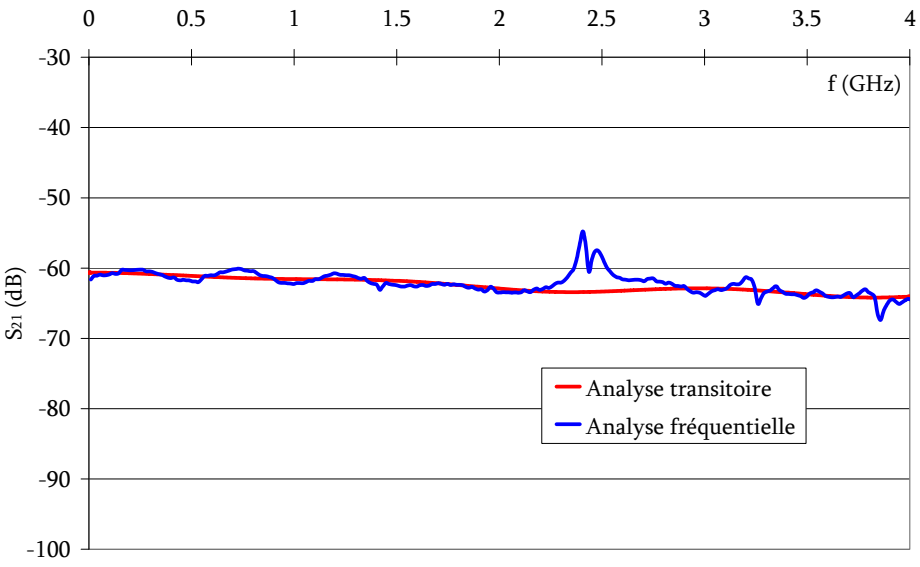


Figure II-41 : Comparaison des deux méthodes d'analyse de la sonde PRIME

IV- Conclusion du chapitre

Une étude théorique des générateurs de Marx a été présentée dans la première partie de ce chapitre. Elle a permis de montrer, qu'un arrangement spécifique des résistances de queue peut améliorer substantiellement le fonctionnement en fréquence d'un générateur de Marx à résistances. Une loi permettant l'estimation du temps de charge du dernier condensateur en fonction du nombre d'étages a été trouvée. Une étude expérimentale et un modèle équivalent du générateur de Marx, montrent l'importance du réglage des éclateurs et le rôle prépondérant du dernier étage du générateur pour l'obtention de temps de montée de l'ordre de la nanoseconde. Deux générateurs de Marx ont été réalisés à partir de cette étude, ils sont présentés dans le chapitre 3.

Des moyens de mesure haute tension en transitoires rapides ont été réalisés sur le principe de diviseurs capacitifs à lignes coaxiales. Deux méthodes de fabrication ont été évoquées. Pour chacune de ces méthodes, la meilleure sonde a été caractérisée, toutes deux ont une fréquence de coupure haute supérieure à 2GHz pour une atténuation moyenne voisine de -62dB. Les niveaux de tension maximum acceptables seront déterminés expérimentalement dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Etude, conception et caractérisation de deux sources pulsées haute tension subnanosecondes

Dans ce chapitre, deux sources pulsées haute tension sont présentées. Elles doivent être capables d'atteindre, en fonctionnement récurrent, des niveaux de tension élevés avec des temps de montée rapides et une reproductibilité satisfaisante en amplitude et en temps de front. Le premier dispositif est constitué d'un générateur de Marx (Leonardo) utilisé en tant que chargeur d'un système d'éclateurs rapides afin de mettre en forme les impulsions haute tension délivrées par ce dernier. Le deuxième générateur de Marx (George) comporte un système de mise en forme interne sur son dernier étage.

I- Premier dispositif : association d'un générateur de Marx rapide et d'une ligne de mise en forme

1- Générateur LEONARDO 200kV/2ns/34J

1.1- Choix des différents composants et critères de conception

Dans l'élaboration de ce générateur, nous avons réduit autant que possible toutes les connexions filaires. L'une des solutions envisagées a été d'empiler verticalement les quatre étages du générateur, donnant ainsi à l'ensemble une structure « coaxiale ». Cette solution favorise le transit des charges des condensateurs, à chaque étage, lors de la commutation.

Les condensateurs servant au stockage de l'énergie ont une capacité unitaire de 1,7nF et supportent une tension de 50kV continue à leurs bornes. Ils ont été choisis pour leur compacité et leur faible inductance (100nH) de par leur structure en céramique (titanate de strontium). Chacun des quatre étages est doté d'un banc de quatre condensateurs montés en parallèle, ce qui confère au générateur une capacité équivalente de 1,7nF. Pour une pleine charge de 50kV par étage, la tension de sortie du générateur atteint 200kV, moyennant un rendement de 100%. L'énergie restituée par impulsion est de 34J à pleine tension et de 8,5J à 100kV. Ce caractère énergétique devrait permettre au

générateur de bénéficier d'un bon rendement sur une gamme étendue de charges résistives et d'un fonctionnement en régime répétitif suffisant pour atteindre les objectifs visés.

Pour des raisons d'encombrement et pour les raisons qui ont été mentionnées dans le chapitre précédent, les résistances de queue du Marx sont montées de façon décalée. Ces résistances sont identiques à celles utilisées pour la charge des condensateurs. Elles sont en carbone (donc très peu inductives) et ont une valeur de 82kΩ chacune. D'après l'équation (2-10) de charge des condensateurs du générateur établie au chapitre 2, le générateur devrait pouvoir fonctionner, sans perte de rendement, à une fréquence de répétition de 40Hz :

$$f = \frac{1}{T_{charge}} = \frac{1}{2{,}3 \times (N^2 + N) \times RC} = \frac{1}{2{,}3 \times 20 \times 82.10^3 \times 6{,}8.10^{-9}} = 40\text{Hz} \qquad (3\text{-}1)$$

La fonction de commutation est réalisée par un jeu de quatre éclateurs à gaz à deux électrodes. Ce jeu d'électrodes a été conçu de façon à ce que le champ électrique soit le plus uniforme possible dans le but d'atteindre des niveaux de tension de claquage plus élevés, de mieux répartir l'érosion au niveau des électrodes et d'obtenir des valeurs de tensions de claquage reproductibles. De ce fait, les quatre éclateurs demi-sphère/demi-sphère sont dimensionnés de telle sorte à ce que le rayon des demi-sphères soit grand devant la distance inter-électrodes. Le choix de distances inter-électrodes très faibles (environ 1mm pour le dernier étage) permet de réduire la résistance et l'inductance intrinsèques de l'arc électrique qui peuvent limiter le temps de commutation de chaque éclateur.

1.2- Conception mécanique du générateur

Des premiers plans ont été réalisés au laboratoire sur la base de simulations Spice et d'une estimation du temps de montée à l'aide de l'étude du chapitre 2 § I-5. Celles-ci permettent l'obtention d'impulsions dont le temps de montée est de l'ordre de la nanoseconde. Les côtes géométriques de chaque élément ont été définies conformément à cela et visent également à respecter, de façon rigoureuse, certaines contraintes liées à des

amorçages électriques intempestifs éventuels en s'assurant de distances d'isolation électrique suffisantes et en évitant des zones de renforcement de champ électrique trop important. Des simulations de répartition de champ électrique ont été effectuées avec le logiciel QuickField pour confirmer ces cotes. Une fois les plans établis, reste le choix des matériaux. Pour minimiser le phénomène d'érosion des électrodes dû aux arcs électriques lors de la commutation, et donc augmenter la durée de vie des éclateurs, l'acier inoxydable a été choisi pour la réalisation des hémisphères constituant les éclateurs en raison de ses propriétés mécaniques. Les plateaux des électrodes ne subissent, a priori, aucune contrainte particulière ; un matériau plus léger et plus facile à usiner a été préféré : l'aluminium.

Pour respecter l'aspect coaxial de l'empilement des étages du générateur et éviter les angles vifs (qui donnent lieu à des renforcements de champ électrique), l'enceinte hermétique du Marx, qui permet la mise sous pression de l'ensemble de l'empilement, est un tube cylindrique en acier inoxydable, de diamètre extérieur 21cm et de 40cm de haut. Elle est maintenue entre deux capots, également en acier inoxydable, soutenus par deux brides. Les deux capots, haut et bas, ont ensuite été percés pour y loger une sortie très haute tension (capot haut), deux entrées haute tension (capot bas), une entrée et une sortie pneumatique (capot bas). Le générateur représente un volume de 13l environ.

Les condensateurs sont montés en parallèle quatre par quatre (figure III-1.a), ce qui permet de diviser l'inductance parasite de chaque étage par un facteur quatre. L'inductance totale du montage est estimée à 130nH environ (cf. chapitre 2 § I-5). Chaque étage est constitué de deux électrodes sur lesquelles sont vissés quatre condensateurs. Un tore de PVC fixe la distance inter-électrodes. Il est, de plus, doté de quatre traversées permettant la circulation du gaz dans l'espace inter-électrodes. Le schéma suivant illustre la constitution d'un étage du générateur (figure III-1.a) et les figures III-1.b et III-2 sa réalisation complète.

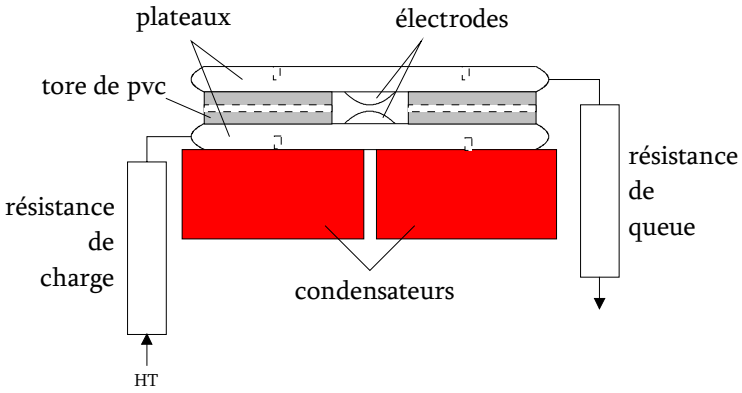


Figure III-1.a : Schéma d'un étage du générateur

Figure III-1.b : Photographie de l'empilement des étages sans résistances

La sortie haute tension est réalisée dans un matériau polyamide-nylon. Les diamètres intérieur et extérieur de cette pièce ont été choisis de manière à pouvoir adapter, par la suite, une ligne coaxiale 50Ω à la sortie du générateur. Un conducteur intérieur, vissé dans la pièce de nylon, vient établir un contact électrique avec la dernière électrode du générateur. La pression exercée par cette électrode sur l'empilement complet permet de faire fonctionner le générateur à l'horizontale sans aucune modification mécanique de la structure.

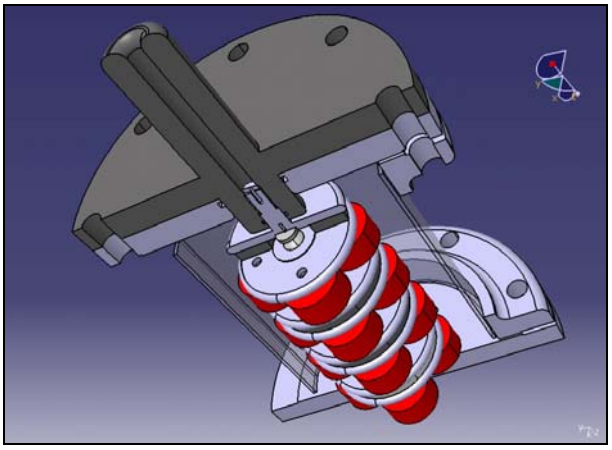


Figure III-2.a : Vue en coupe de l'enceinte du générateur

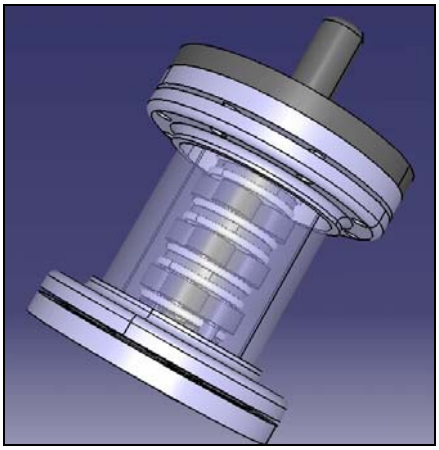


Figure III-2 b : Illustration du générateur complet sans résistances

1.3- Paramétrage et performances réalisées

Le but des expérimentations suivantes est de réaliser un paramétrage portant sur le choix et la pression du gaz ainsi que sur les distances inter-électrodes des éclateurs dans le but d'améliorer les conditions de fonctionnement du générateur et, en particulier, la tension de sortie, le front de montée et la reproductibilité des impulsions.

1.3.1- Dispositif expérimental

Une alimentation 50kV-15mA permet de charger le générateur de Marx sous tension continue. La mesure des impulsions transitoires haute tension est réalisée par les sondes capacitives à lignes élaborées au laboratoire (sondes BAT11 et PRIME). Le principe de fonctionnement et les performances de ces moyens de mesure ont été expliqués dans le chapitre précédent. Les signaux générés sont enregistrés et analysés à l'aide d'un oscilloscope numérique Tektronix TDS 694C, dont la bande passante est de 3GHz et la fréquence d'échantillonnage 10Gé/s.

1.3.2- Choix du gaz

Pour une distance inter-électrodes fixée et pour des valeurs de pression plus élevées que celle du minimum de la courbe de Paschen, le niveau de la tension de claquage d'un gaz en champ uniforme augmente avec la pression. Le temps de commutation des éclateurs est également étroitement lié à la nature et la pression du gaz d'isolation ainsi qu'à la valeur du champ électrique appliqué à l'intervalle inter-électrodes.

Des expérimentations ont donc été menées pour optimiser la nature et la pression du gaz de remplissage dans l'enceinte du générateur. Le dispositif a été testé jusqu'à 18bar dans l'azote, l'air, le SF_6 et des mélanges air-SF_6 et azote-SF_6.

1.3.3- Influence de la nature et de la pression du gaz sur la tension de sortie de l'impulsion générée

La distance entre les électrodes étant fixe, ce test vise à paramétrer l'impulsion de sortie du générateur en fonction du gaz utilisé et de sa pression.

Les trois gaz présentent une rigidité diélectrique différente. Celles de l'air et de l'azote sont du même ordre de grandeur (≈ 30kV/cm). En revanche, l'hexafluorure de soufre, appartenant à la famille des composés halogénés, possède une tenue diélectrique égale à 89kV/cm, soit environ trois fois plus élevée que celle de l'air et l'azote.

Les résultats dans l'air et l'azote sont présentés sur les figures III-3 et III-4. Pour chaque configuration, le générateur est, successivement, chargé sur deux impédances : l'une de 50Ω, l'autre de 220Ω (résistances carbone haute tension).

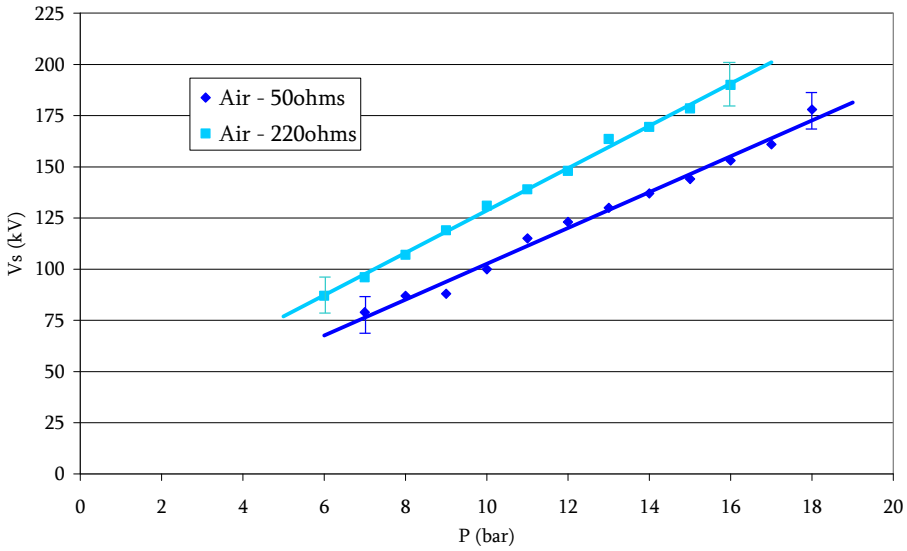


Figure III-3 : Variations de la tension de sortie en fonction de la pression dans l'air (Moyenne sur 5 tirs par pression)

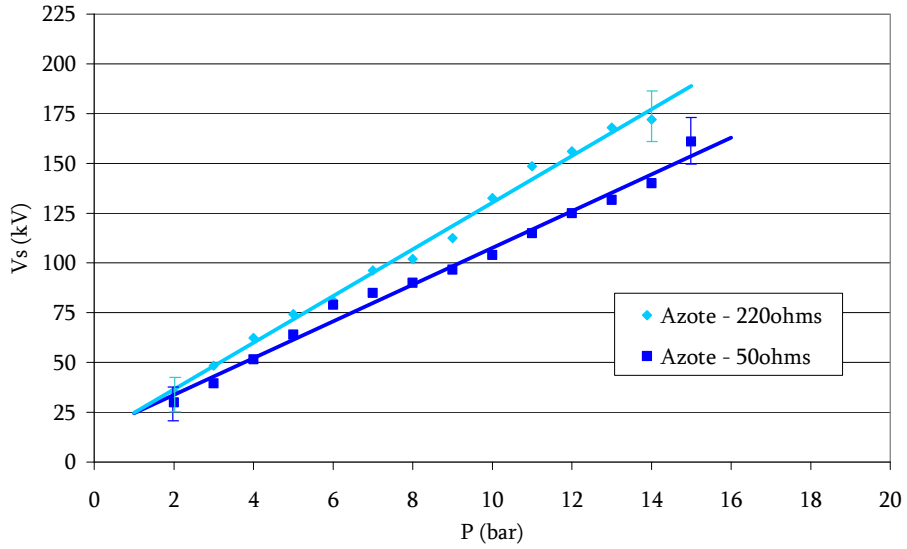


Figure III-4 : Variations de la tension de sortie en fonction de la pression dans l'azote (Moyenne sur 5 tirs par pression)

La tension de sortie (Vs) augmente avec la pression (P) dans l'enceinte du générateur. Le fonctionnement suit la loi de type Paschen $V_S = k \times (P.d)$ où d, la distance inter-électrodes, est fixe. Cette distance est réglée dans un ordre croissant, autour de 0,8mm. Le premier éclateur ayant une distance inférieure au dernier pour les raisons de

déclenchement évoquées précédemment (chapitre 2 § I-4). L'amplitude de la tension de sortie peut-être ajustée, de 25kV à 190kV sur une charge 50Ω. A tension d'alimentation constante, elle est supérieure sur une charge supérieure. Ce comportement est conforme à ce qui a est montré par le modèle établi au chapitre 2 § I-5 : la surtension induite par le circuit résonant du dernier étage du Marx est d'autant plus importante que la résistance de charge est grande.

Pour une pression donnée, un champ électrique trois fois supérieur peut-être appliqué avec du SF_6 par rapport à l'air et le N_2. Pour des conditions expérimentales identiques, l'amplitude des tensions de sortie obtenues dans le SF_6 est entre 2,5 et 3 fois supérieure à celle obtenue dans de l'air ou de l'azote (figure III-5).

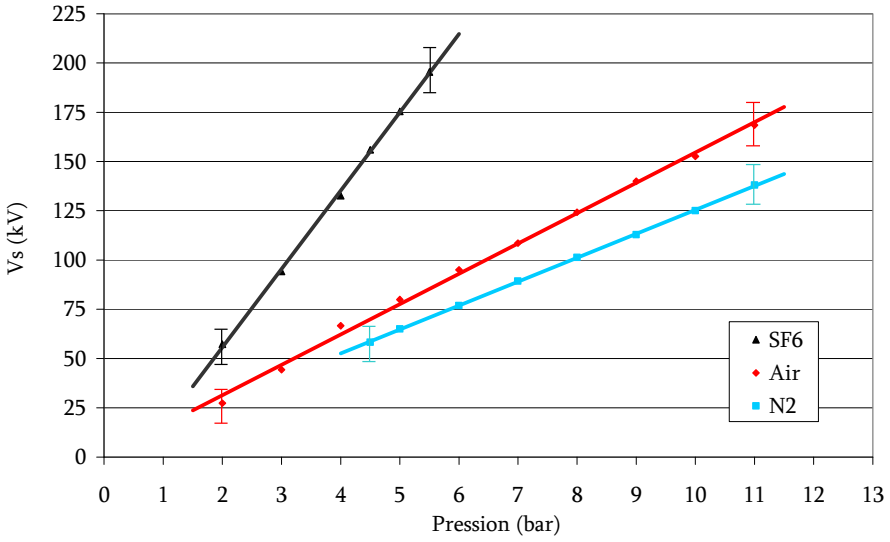


Figure III-5 : Evolution de la tension de sortie en fonction de la nature et de la pression du gaz sur charge 220Ω

Néanmoins, on préfèrera choisir l'air ou l'azote comme isolants gazeux principaux pour le générateur car leur plus faible densité, comparée à celle du SF_6, génère des temps de commutation plus courts [CAD07a]. Le SF_6 est alors utilisé, en faible pourcentage, en tant qu'additif à ces deux gaz de façon à renforcer, de façon significative, leurs propriétés diélectriques.

Ainsi, par exemple, un mélange N_2-SF_6 (80%-20%) possède une tenue diélectrique environ deux fois supérieure à celle de l'azote pur (environ 60kV/cm/bar) [PEC99], tout en bénéficiant des propriétés spécifiques de l'azote (moins polluant, moins cher, moins sensible aux impuretés et aux particules métalliques en suspension, cinq fois plus léger que le SF_6).

Des expérimentations portant sur les mélanges air-SF_6 et N_2-SF_6 ont donc été menées afin de clore cette étude sur les gaz et de choisir la configuration la mieux adaptée à notre application front raide et haute tension. Les graphes des figures III-6 présentent l'évolution de la tension de sortie en fonction de la pression dans les mélanges air-SF_6 et N_2-SF_6 (fonctionnement sur charge 50Ω).

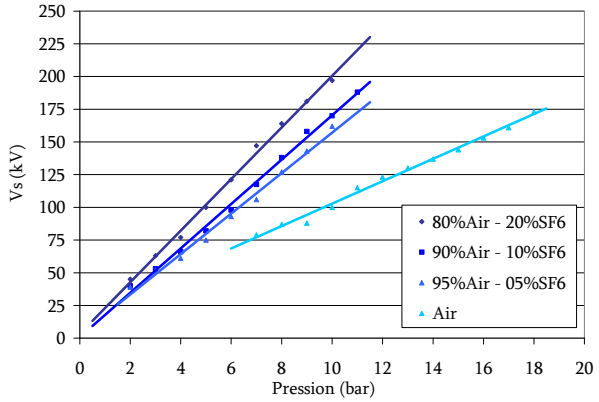


Figure III-6.a : Influence d'un faible pourcentage de SF_6 dans l'air sur la tension de sortie du Marx sur charge 50Ω

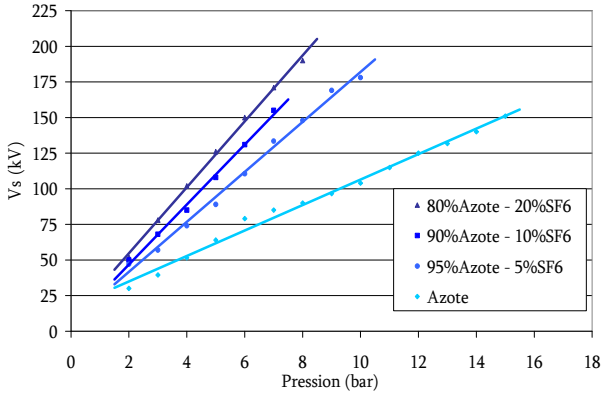


Figure III-6.b : Influence d'un faible pourcentage de SF_6 dans l'azote sur la tension de sortie du Marx sur charge 50Ω

On constate que les niveaux de tension de claquage obtenus avec les mélanges à 20% de SF_6 sont en moyenne 2 fois plus élevés que ceux observés dans le gaz pur, ce qui est en accord avec des résultats antérieurs obtenus au laboratoire. En conclusion, un faible pourcentage de SF_6 dans l'air ou l'azote augmente de manière substantielle l'amplitude de l'impulsion de sortie obtenue avec les gaz purs sans trop altérer les temps de montée. Nous allons maintenant étudier, plus en détail, les variations de ces derniers.

1.3.4- Influence de la nature et la pression du gaz sur le temps de montée de l'impulsion générée

L'étude consiste à relever les temps de montée des impulsions de sortie du générateur pour différentes pressions du gaz isolant. Ce temps est mesuré entre 10% et 90% de la valeur maximale de l'impulsion. Les résultats suivants (figure III-7) représentent l'évolution de ce temps de montée dans l'air et l'azote lorsque le générateur débite sur une résistance 50Ω. Les résultats dans le SF_6 pur ne sont présentés mais on note que le temps de montée est fortement dégradé (4 à 5ns pour les pressions les plus élevées) dans ce gaz.

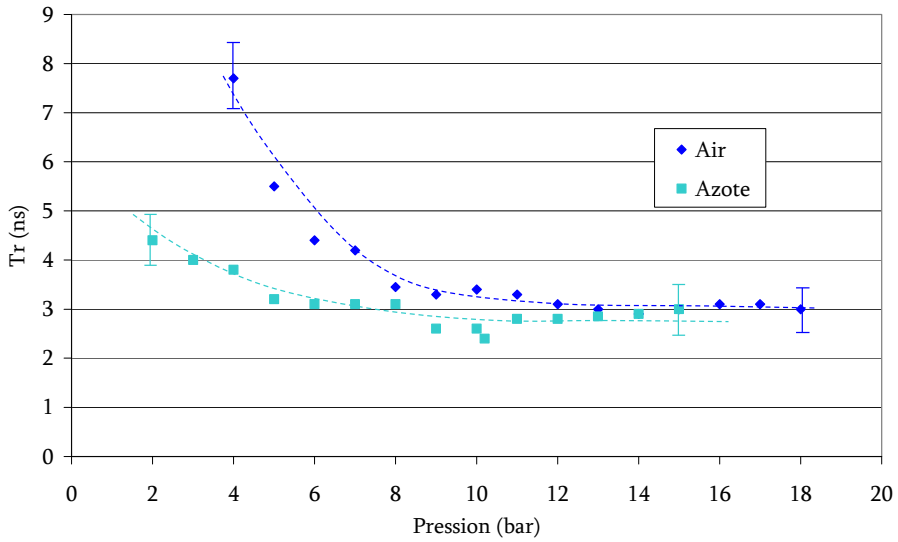


Figure III-7 : Evolution du temps de montée en fonction de la pression du gaz sur une charge 50Ω (moyenne sur 4 tirs pour chaque pression)

Il apparaît de façon évidente que la pression, via le champ électrique appliqué aux éclateurs, joue un rôle important sur le front de commutation du générateur. Cependant, pour les plus fortes pressions d'utilisation, pour lesquelles la tension de sortie est supérieure à 100kV, le temps de montée semble être indépendant du champ électrique appliqué.

L'impulsion de la figure III-8 permet de mettre en évidence le phénomène d'oscillation présent sur chaque impulsion délivrée par le générateur. Cette oscillation est caractérisée par un coefficient de surtension (dont dépend le rendement) et une fréquence de résonance.

Dans le cas de cette figure, cette fréquence d'oscillation est de 100MHz environ, ce qui correspondrait à la résonance de la capacité inter-électrodes du dernier éclateur (35pF estimée) et aux capacités parasites induites par la structure et d'une inductance de 70nH environ. Or, il s'avère que le prolongement de l'électrode supérieure du dernier éclateur vers la résistance de charge représente une inductance de cet ordre de grandeur dont la valeur a été mesurée à 76nH. Si on considère que le temps de front de l'impulsion vaut le quart de la période de cette oscillation, alors celui-ci est limité, dans ce cas de figure à une valeur de $1/(4\times100.10^6) = 2,5$ns.

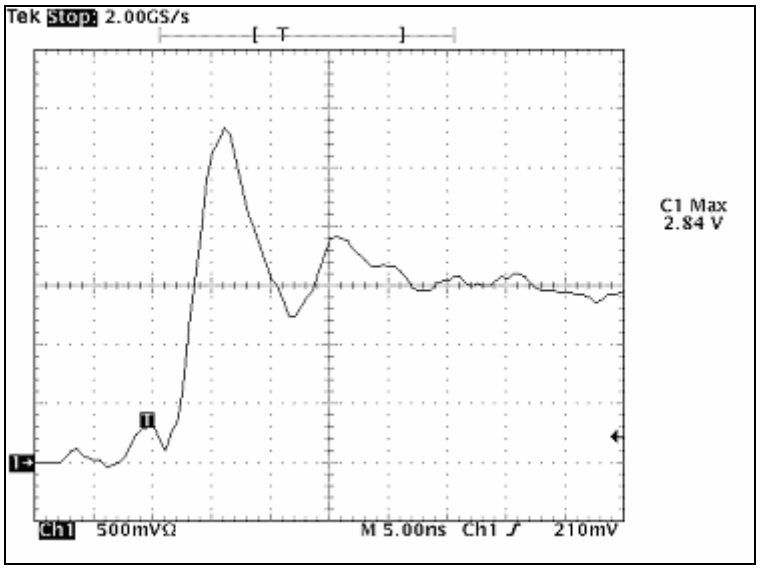


Figure III-8 : Impulsion de sortie sur charge 220Ω dans l'azote pur à 10bar
Vs = 135kV / t_R = 2,5ns

Dans la gamme de pressions où le front de montée est dépendant du gaz, l'azote, présentant la densité la plus faible des trois gaz testés, semble plus favorable à l'obtention des temps de montée les plus brefs. De plus, on rappelle que son mélange avec 20% de SF_6 améliore d'un facteur 2 environ le rendement en tension du générateur sans influence sur le temps de front. Dans une configuration où la pression totale du mélange est de 8bar, la tension de sortie atteint une amplitude crête de 204kV de moyenne et un temps de montée moyen de 2,4ns sur 10 coups sur 220Ω (figure III-9).

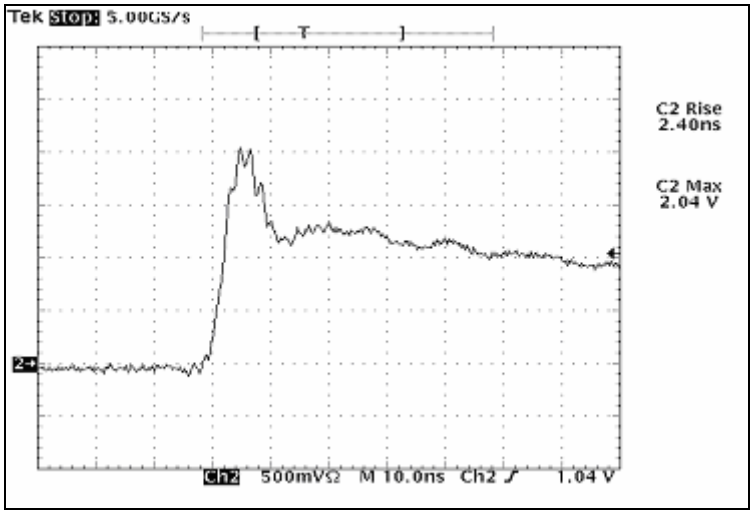


Figure III-9 : Impulsion de sortie sur charge 220Ω
Mélange gazeux N_2-SF_6 (80%-20%) à 8bar
Vs = 204kV / t_R = 2,4ns

1.3.5- Amélioration du temps de montée et de la reproductibilité par un condensateur de peaking

Compte tenu des résultats précédents, on utilise un mélange à 80%-20% de N_2-SF_6. De par sa structure, le générateur semble être limité à des temps de front compris entre 2,4 et 3ns. Pour améliorer ce temps de front, une solution consiste à rajouter un condensateur de peaking au quatrième étage du générateur. Ce condensateur, s'il possède une très faible inductance parasite série, permet de fournir rapidement l'énergie nécessaire à la réduction du front de montée. La détermination de la valeur capacitive de ce condensateur est empirique. On peut, néanmoins, donner un ordre de grandeur par les quelques lignes de calculs élémentaires suivantes.

La réduction du front d'une valeur t_r à t_r' correspond à l'apport d'une quantité de charge notée Q_{pkg}. Cette quantité de charge est fournie par le condensateur de peaking C_{pkg} placé au quatrième étage du générateur de Marx. On définit le temps T tel que :

$$T = t_r - t_r' = 3ns - 1ns = 2ns \quad (3\text{-}2)$$

A la commutation du dernier étage du Marx, la charge 50Ω, par exemple, appelle un courant I_M tel que :

$$I_M = V_M/R_{CH} = 200.10^3/50 = 4kA \quad (3\text{-}3)$$

où V_M est l'amplitude de la tension de sortie et R_{CH} la résistance de charge.

La quantité de charge que doit fournir le condensateur de peaking s'écrit :

$$Q_{pkg} = 1/2\times(I_M\times T) = 1/2.(4000\times 2.10^{-9}) = 4\mu C \qquad (3\text{-}4)$$

On en déduit ainsi la valeur minimale du condensateur de peaking C_{pkg} :

$$C_{pkg} = Q_{pkg}/V_M = 4.10^{-6}/200.10^3 \Rightarrow \mathit{C_{pkg} = 20pF} \qquad (3\text{-}5)$$

Ce condensateur est formé par une capacité coaxiale circulaire autour du banc de condensateurs du quatrième étage du générateur, entre l'électrode inférieure du quatrième éclateur et l'enceinte métallique. L'isolant, qui forme la capacité, est un tore de PVC. Les cotes géométriques sont choisies pour obtenir une valeur de capacité proche de 20pF à l'aide de la formule :

$$C_{pkg} = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_R}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)}\times L \qquad (3\text{-}6)$$

D et d sont, respectivement, le diamètre intérieur de l'enceinte métallique et le diamètre de l'électrode du quatrième éclateur et L la longueur de la structure formant la capacité.

Les oscillogrammes des figures III-10 confrontent deux impulsions obtenues pour les deux structures (avec et sans condensateur de peaking) dans les mêmes conditions expérimentales sur une impédance de charge de 50Ω.

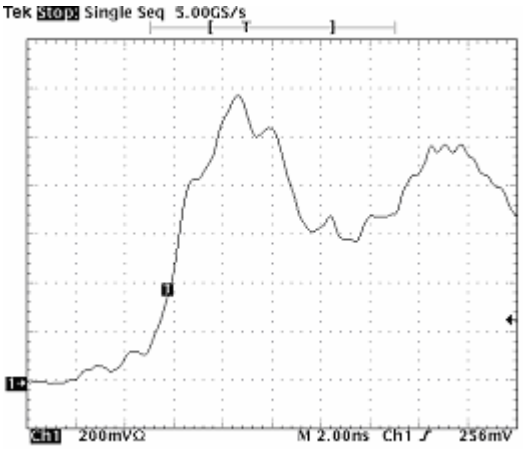


Figure III-10.a : Impulsion de sortie dans la configuration initiale :
Air à 18bar sur 50Ω
Acquisition : moyenne sur 4 tirs
Vo = 177,5kV
*t_r = **2,24ns (20-80%)** ; 3,10ns (10-90%)*

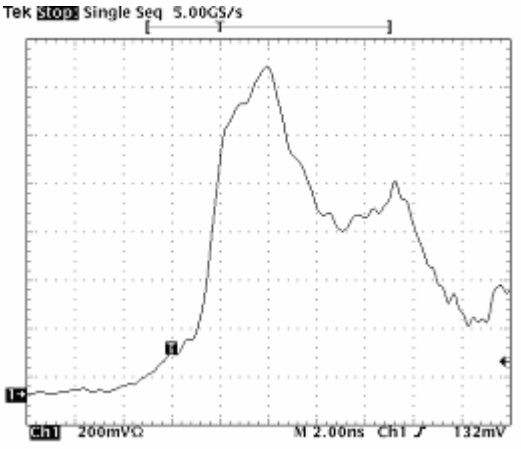


Figure III-10.b : Impulsion de sortie dans la configuration avec peaking :
Air à 18bar sur 50Ω
Acquisition : moyenne sur 4 tirs
Vo = 204kV
*t_r = **1,08ns (20-80%)** ; 3,04ns (10-90%)*

Nota : dans tous les calculs de dV/dt qui suivront, le front de l'impulsion entre 10% et 90% est assimilé à une droite.

Le pied de l'impulsion est toujours présent : il représente l'influence de la commutation des étages inférieurs sur la sortie du générateur par le biais des capacités parasites du circuit. Ce pied d'impulsion, dont l'amplitude est supérieure à 10% de l'amplitude maximale de la tension, dégrade la valeur du front de montée mesuré entre 10% et 90%. Cependant, on note une nette amélioration du dV/dt entre 20% et 80% de l'impulsion :

- sans le condensateur de peaking : $dV/dt = 0{,}5.10^{14} V/s$
- avec le condensateur de peaking : $dV/dt = 1{,}1.10^{14} V/s$

On note également que l'ajout de ce condensateur de peaking a un effet sur l'amplitude de la tension de sortie. Les figures III-10 ont été choisies de manière à bien mettre en évidence cet effet : l'augmentation du rendement du générateur est visible.

Le graphe de la figure III-11 compare les relevés du temps de montée de l'impulsion délivrée par la nouvelle structure du générateur, c'est-à-dire munie du condensateur de peaking, avec les résultats obtenus avec la structure originale.

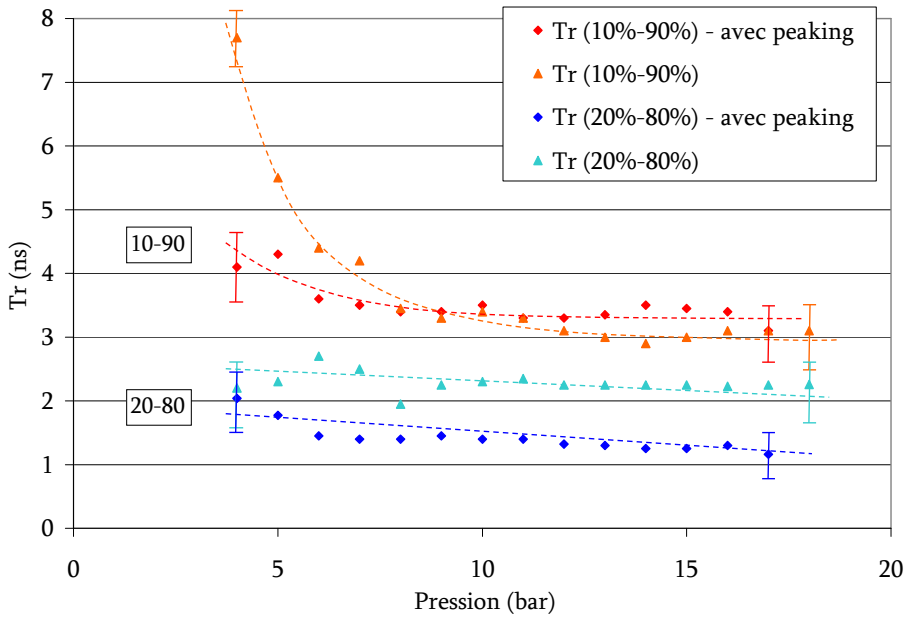


Figure III-11 : Influence de l'ajout d'un condensateur de peaking sur le front de l'impulsion de sortie. Expérimentations réalisées dans l'air sur charge 50Ω

L'influence du condensateur de peaking est confirmée sur la partie du front de l'impulsion comprise entre 20% et 80% de l'amplitude de la tension. On relève, pour cette

partie de l'impulsion, des fronts proches de la nanoseconde. De la même manière, les temps de front semblent être limités par le caractère inductif de la sortie du générateur.

Concernant la reproductibilité des signaux, l'ajout de ce condensateur est bénéfique, puisque la reproductibilité a été améliorée. Elle est voisine de ±5% sur l'amplitude de la tension de sortie alors qu'elle n'était que de ±15% sans ce condensateur de peaking. L'oscillogramme de la figure III-12 représente l'acquisition du signal de sortie en mode enveloppe sur quarante tirs consécutifs effectués sur une charge 50Ω à très faible fréquence de récurrence (de l'ordre du Hertz).

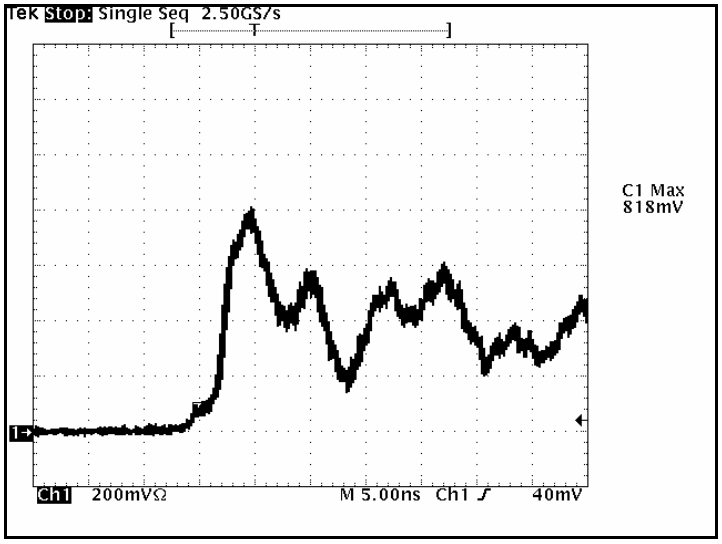


Figure III-12 : Acquisition en mode enveloppe du signal de sortie du Marx (Vs = 100kV à 10bar dans l'air sur 10 tirs)

2- Mise en forme de l'impulsion haute tension pour une application Ultra Large Bande

2.1- Rappel de la position du problème

Le rayonnement d'un signal très haute tension dans une bande large, permet, pour un système de brouillage électromagnétique, d'atteindre une variété importante de cibles. Ce système émetteur est composé d'une source impulsionnelle et d'une antenne adaptée. Lorsque les performances de cette dernière sont optimisées, l'amplitude du champ rayonné dépend des prestations de la source pulsée.

Malgré les améliorations apportées (mélange gazeux et condensateur de peaking), le contenu spectral de l'impulsion générée par le générateur Leonardo réalisé est très étroit : il est compris dans une plage de fréquence très basse (0 – 200MHz). Les antennes ULB permettant de rayonner ce type d'impulsion auraient des dimensions très importantes et un gain très faible. De plus, la durée de cette impulsion entrainerait des contraintes haute tension très importantes sur l'aérien. Malgré les diverses améliorations apportées (choix du gaz ou du mélange de remplissage, ajout d'un condensateur de peaking interne, …), ce générateur ne peut donc pas être associé directement à une antenne d'émission. Il convient d'élargir le spectre en fréquence de l'impulsion vers des fréquences plus hautes et de diminuer les contraintes haute tension de l'impulsion en créant une impulsion plus courte.

Ce générateur doit donc être associé à un dispositif de mise en forme. La source pulsée, associant générateur et mise en forme, sera caractérisée, entre autres, par :

- le front de montée (t_r) et la durée de l'impulsion (θ),
- l'amplitude du signal (V_S).

La relation (3-7), utilisée par les fabricants de matériel de mesure dans le domaine temporel [AND88], permet d'estimer la largeur de bande (Δf) en fonction du temps de montée de l'impulsion de tension :

$$\Delta f = \frac{0,35}{t_r} \qquad (3\text{-}7)$$

où t_r est le temps de montée mesuré, en secondes, entre 10% et 90% de l'amplitude maximale de l'impulsion et Δf en Hertz. Par exemple, un signal dont la fréquence haute du spectre est 2GHz doit présenter, en temporel, un temps de montée de 175ps.

La largeur de bande est fonction également de la largeur de l'impulsion. L'approximation suivante [CHE98] permet de relier cette largeur d'impulsion à la largeur de bande spectrale :

$$\Delta f = \frac{0,31218}{\theta} \qquad (3\text{-}8)$$

où θ est la largeur à mi-hauteur exprimée en secondes et Δf en Hertz. Cette relation est valable pour une impulsion de forme gaussienne et applicable, dans une certaine mesure aux formes d'ondes générées ici, dont l'allure est proche de celle d'une gaussienne.

Par exemple, un signal dont la largeur mesurée à mi-hauteur est de 312ps, a une bande passante de 1GHz.

2.2- Dimensionnement et conception de la ligne de mise en forme

2.2.1- Rappel des objectifs

Le spectre ULB visé s'étend jusqu'à 2 ou 3GHz en haute fréquence afin que le spectre du signal transitoire soit adapté à celui de l'antenne ULB associée. Le contenu spectral dans les basses fréquences dépendra de la forme du signal généré. Une grande partie de ce contenu en basses fréquences n'est pas rayonné par l'antenne, il doit donc être le plus faible possible pour limiter des problèmes de désadaptations dans ces fréquences néfastes au bon fonctionnement de l'antenne et responsable de phénomènes disruptifs indésirables.

Ainsi, les principaux objectifs (outre une amplitude maximale d'une centaine de kilovolts) concernant les caractéristiques temporelles pour rayonner dans ce spectre de fréquence sont :

- un temps de montée de l'impulsion haute tension en pied d'antenne compris entre 100 et 300ps.
- une durée à mi-hauteur de l'ordre de la nanoseconde.

En effet, une impulsion de courte durée, typiquement de l'ordre de la nanoseconde, permettrait de centrer le spectre vers des fréquences plus hautes en éliminant une partie du contenu basse fréquence de l'impulsion.

Ces paramètres conditionnent, a priori, l'obtention d'un champ électrique rayonné supérieur à 100kV/m à 1m avec l'antenne présentée dans le chapitre 4.

2.2.2- Etat de l'art

Dans ce paragraphe, on présente, de manière non exhaustive, différentes réalisations de sources impulsionnelles ULB mettant en œuvre un générateur haute tension pulsé et un système de mise en forme de l'impulsion par l'intermédiaire de lignes à éclateurs.

En 1991, l'équipe de l'Institut d'Electrophysique de l'Académie de Sciences de Russie (RAS) a publié des travaux sur l'élaboration de plusieurs sources pulsées, appelées « RADAN », pour des applications d'accélérateurs forts courants [MES91]. Le modèle RADAN 303 met en œuvre un transformateur de Tesla dont le primaire est déclenché par un thyristor et le secondaire charge une ligne de type Blumlein plongée dans une huile isolante. Un éclateur dans l'azote à plusieurs dizaines de bar permet l'obtention d'une tension de sortie réglable entre 30 et 300kV à une fréquence de récurrence de 100Hz pendant 20s. Les caractéristiques de cette impulsion sont une durée à mi-hauteur de 4,5ns et un temps de front de 1,5ns sur une impédance de 50Ω. Plusieurs travaux ont été publiés sur l'association de ce générateur à des systèmes de mise en forme subnanoseconde [SHP95], [SHP97], [SHP99]. La dernière réalisation associe la source RADAN 303 à un système de mise en forme composé de deux éclateurs, de trois lignes coaxiales et d'un stub en circuit ouvert [ULM06]. Suivant le placement de ce stub, deux types d'impulsions sont obtenus. Ainsi, la source génère soit une impulsion quasi rectangulaire de 170kV avec une largeur à mi-hauteur de 2,8ns et un temps de montée de 200ps, soit une impulsion de 235kV avec une durée à mi-hauteur de 0,5ns et un temps de montée de 200ps.

Le Professeur J. Mankowski et son équipe du laboratoire Pulsed Power à l'Université Texas Tech de Lubbock (USA) ont publié des travaux [MAN98] sur l'utilisation de deux sources pulsées subnanosecondes pour l'étude diélectrique de différents gaz et huiles isolantes soumis à des impulsions haute tension de courtes durées. La première met en œuvre le générateur russe RADAN 303 et un éclateur de mise en forme ; la seconde source associe un générateur de Marx et une ligne de mise en forme (PFL) composée de deux éclateurs pressurisés. La première source produit une impulsion

de tension qui atteint 300kV avec un temps de montée de 500ps. La durée à mi-hauteur est de 4ns. La fréquence de récurrence du dispositif complet n'est pas précisée mais doit être celle du générateur haute tension, c'est-à-dire 100Hz pendant 20s. Dans le second dispositif, le générateur de Marx est composé de 10 étages, chargés à une tension maximale de 50kV, insérés dans un cylindre de 20cm de diamètre qui permet la mise sous pression de l'ensemble du générateur dans un mélange N_2-SF_6 à 3,5bar. Le Marx est associé à deux éclateurs rapides dans l'huile : un éclateur pour réduire le temps de front de l'impulsion du Marx à 400ps et un éclateur dit « crowbar » qui élimine la queue de l'impulsion bi-exponentielle délivrée par le Marx en court-circuitant le dispositif. Ainsi, en sortie, ils mesurent une impulsion de 500kV de 3ns de durée à mi-hauteur.

M. I. Yalandin et son équipe du RAS [YAL01], ont développé un modulateur subnanoseconde associant un générateur état solide et une PFL composée de deux éclateurs (figure III-13).

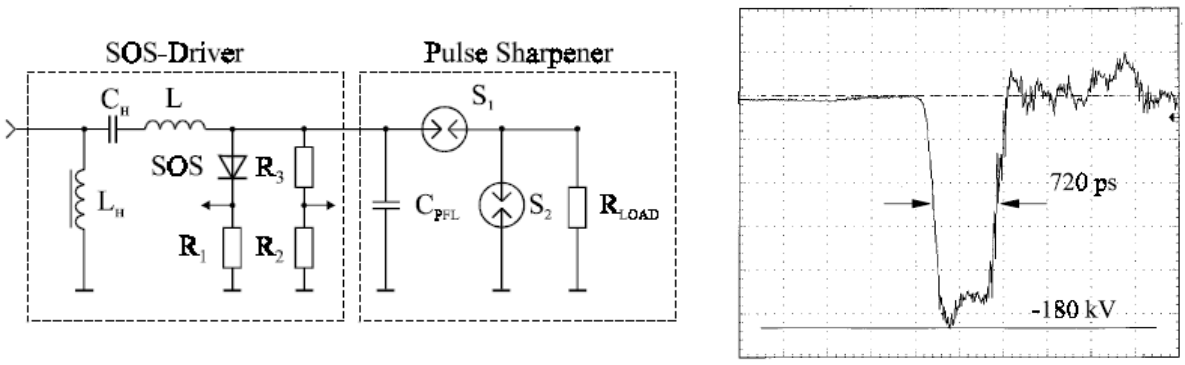


Figure III-13 : Schéma de principe du modulateur subnanoseconde.
Allure de l'impulsion aux bornes de la charge à 3,5kHz

Le générateur (« SOS-Driver ») est constitué d'un système de stockage inductif de l'énergie et d'un commutateur semi-conducteur à ouverture (diode SOS 3M-3NS). Ce générateur délivre une impulsion de 450kV avec une largeur à mi-hauteur de 4ns et un temps de montée de 2,5ns à une fréquence de récurrence de 3,5kHz pendant 3s avec des intervalles de refroidissement de 5min. Une fréquence de 300Hz peut être maintenue en continu pendant un temps long. Le driver charge ensuite la capacité d'une ligne PFL (C_{PFL} = 9pF) d'impédance 50Ω composée de deux éclateurs pressurisés (dans de

l'hydrogène à 100bar) : un éclateur raidisseur de front décharge cette ligne et un éclateur crowbar la court-circuite ensuite. Aux bornes de la charge, l'impulsion de tension atteint 180kV avec un temps de montée de 150ps et une largeur à mi-hauteur légèrement ajustable entre 400 et 700ps. A une fréquence de récurrence de 3,5kHz, la puissance moyenne dissipée sur une impédance de 45Ω est de 1,5kW (puissance crête de 720MW).

Une équipe de l'Université du Texas de Dallas [DAV03] a démontré la faisabilité de générateurs pulsés compacts construits sur la base d'un empilement de lignes Blumlein plaque-plaque. Les lignes sont commutées par un photocommutateur en AsGa déclenché par une diode laser. Pour des tensions commutées de 100kV, les temps de montée atteints sont de 200ps, pour une durée d'impulsions de 1 à 5ns à une fréquence de répétition de 1kHz. Les commutateurs optiques requièrent une très faible énergie laser (300nJ).

Sur un modèle équivalent aux travaux de M. I. Yalandin, Y. Yankelevitch propose, en 2003 [YAN03], une source subnanoseconde basée sur l'association d'un générateur à commutateur semi-conducteurs à ouverture (SOS) et une ligne de mise en forme à éclateurs. L'ajout d'une seconde ligne et d'un éclateur convenablement dimensionné à la suite du système permet la formation d'une onde de tension bipolaire dont la largeur dépend de la longueur de cette dernière ligne. Cette méthode est inspirée des travaux de V. G. Shpak [SHP99]. Des impulsions de 260kV avec des temps de montée et de descente, respectivement, de 200ps et 150ps sont obtenues sur une charge résistive adaptée de 37,5Ω. La largeur à mi-hauteur des impulsions est ajustable de 300ps à 2ns et la fréquence de répétition atteinte est de 300Hz par paquet d'impulsions et 50Hz en régime continu.

L'équipe russe de l'IHCE, dont le projet a été présenté à la fin du chapitre 1 [AND03], [KOS06], a développé, dans le cadre d'une source rayonnante ULB de forte puissance, un système de mise en forme bipolaire. Le principe consiste à former, à partir d'une impulsion monopolaire, une impulsion bipolaire à l'aide de trois lignes de transmission coaxiales et de la commutation successive de deux éclateurs rapides. Sur le même principe, l'Institut franco-allemand de Saint Louis (ISL) [MAR07] a développé un dispositif dans lequel un générateur de Marx pilote une ligne de mise en forme analogue.

L'impulsion obtenue ainsi que le schéma électrique de la ligne sont présentés sur la figure III-14.

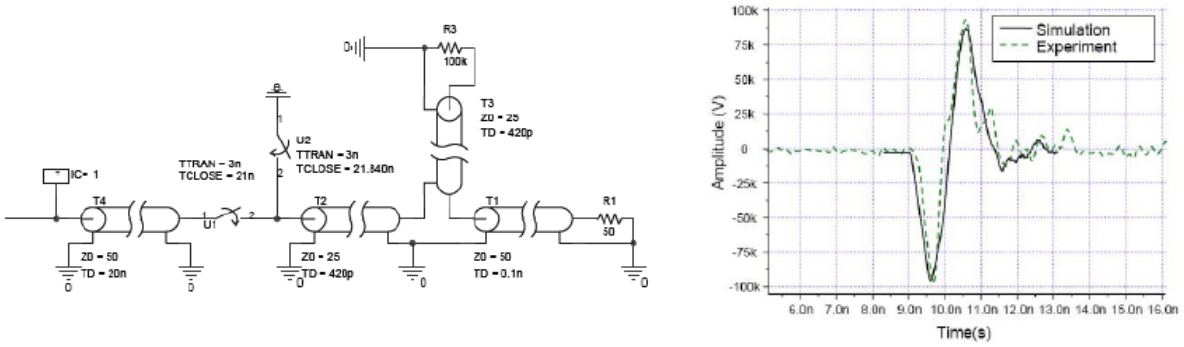


Figure III-14 : Schéma électrique de la ligne de mise en forme bipolaire
Allure de l'impulsion générée aux bornes d'une charge 50Ω adaptée

Une série d'expérimentation a été réalisée. Un générateur de Marx 350kV à galettes de condensateurs (dont l'amplitude est ajustable de 140kV à 350kV et le temps de montée est inférieur à 25ns) placé en amont de la ligne T4 permet de piloter la ligne de mise en forme. De l'air, de l'azote ou un mélange air/SF_6 sous pression (entre 10 et 60bar) sont utilisés en tant que gaz isolant pour les deux éclateurs U1 et U2. Deux longueurs de ligne T2 (80mm et 200mm) permettent de régler la largeur du signal bipolaire (à 1,8ns et 2,8ns). La puissance délivrée par ce dispositif atteint 500MW sur une charge 50Ω adaptée et le temps de montée mesuré est de 260ps. La fréquence de récurrence du dispositif complet n'est pas publiée à notre connaissance. La génération d'un signal bipolaire à valeur moyenne nulle a plusieurs avantages lorsqu'il s'agit de le rayonner avec une antenne. Son spectre ne contient pas les composantes basses fréquences qui ne sont pas rayonnées par les antennes ULB et dégradent le rendement d'émission du système. De plus, le spectre, centré dans une gamme de fréquences plus haute est adapté à la conception d'antennes compactes.

2.2.3- Choix de la technologie de réalisation

Notre choix s'est orienté, vers la construction d'une ligne coaxiale de mise en forme sur le modèle de celle développée par M. I. Yalandin (figure III-13). Ainsi, l'énergie restituée par le générateur de Marx alimente une ligne de formation qui permet la

formation d'une impulsion dont les caractéristiques temporelles dépendent entièrement du fonctionnement des deux éclateurs de mise en forme.

La ligne est composée d'un tronçon de ligne d'impédance $Z_0 = 50\Omega$ et de deux éclateurs pressurisés (figure III-15). Le tronçon de ligne permet la mise en forme du signal selon le principe d'une décharge de ligne, c'est-à-dire :

- une impulsion de forme rectangulaire dont la durée est deux fois le temps de propagation d'une onde électromagnétique (uniquement si l'éclateur crowbar commute après ce temps de propagation sinon c'est le réglage de celui-ci qui fixe la durée).
- une amplitude égale à la moitié de celle du générateur de Marx lorsque la charge est égale à Z_0.

Un second tronçon de ligne permet de rétablir le mode TEM pour transiter le signal généré jusqu'à l'antenne d'émission. Pour les premières études sur charge résistive, ce tronçon de ligne éloigne la réflexion engendrée par la résistance sur le système de mesure placé juste après le couple d'éclateurs.

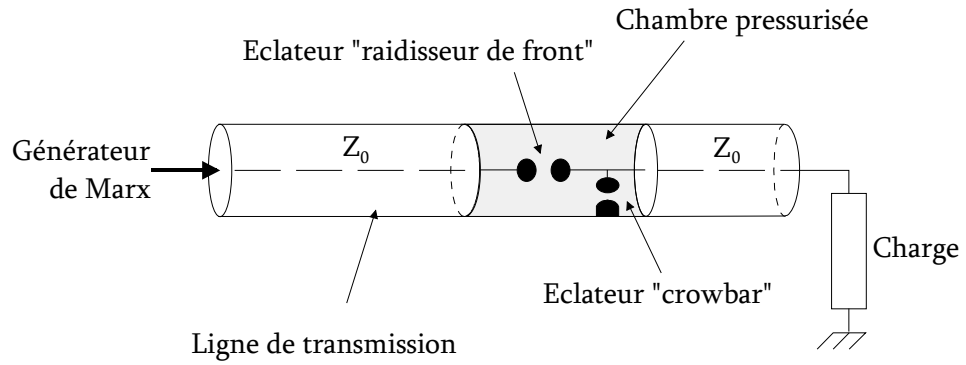


Figure III-15 : Représentation schématique de la ligne de mise en forme

Le premier éclateur réduit le front de montée de l'impulsion incidente. Le second éclateur dit « crowbar » court-circuite la ligne en formant un front descendant.

En soumettant l'intervalle gazeux de l'éclateur raidisseur à une impulsion de tension présentant un front raide, on diminue le jitter à l'amorçage de cet éclateur et on améliore ainsi la stabilité en fréquence de la rupture diélectrique lorsqu'elle est répétitive. Un raisonnement identique peut-être tenu pour l'éclateur crowbar. Chalmers et Tedford [CHA75] ont effectué des mesures de ce jitter, en champ uniforme (distance entre

électrodes de 3cm), dans l'air et l'azote pour différentes valeurs de surtensions ΔV appliquées. Ils ont démontré, notamment, que, pour n'importe quelle combinaison de distance inter-électrodes et de pressions, le jitter à l'amorçage est une fonction linéaire qui décroît avec le logarithme de ΔV. Ce jitter est divisé par 500 lorsque la surtension atteint 50% de l'amplitude maximale de la tension appliquée.

2.2.4- Principe de fonctionnement

La ligne de mise en forme est simulée (figure III-16), numériquement, grâce au logiciel SPICE. Cette simulation vise à clarifier le fonctionnement du dispositif.

Le générateur de Marx est modélisé par sa capacité équivalente (C1 = 1,7nF) et une résistance (R2 = 160kΩ) représentant les résistances de queue du Marx. Les conditions initiales imposent une tension de charge du condensateur à Vin = 200kV. Le commutateur du Marx est considéré comme conducteur pendant le temps de la simulation. La ligne T1 représente la ligne de formation d'impédance 50Ω. Elle mesure 240mm et correspond à un temps de propagation de 1,52ns. Sa capacité équivalente vaut 30pF. La seconde ligne T2 correspond au second tronçon d'impédance 50Ω. Elle mesure 80cm et correspond à un temps de propagation de 5ns.

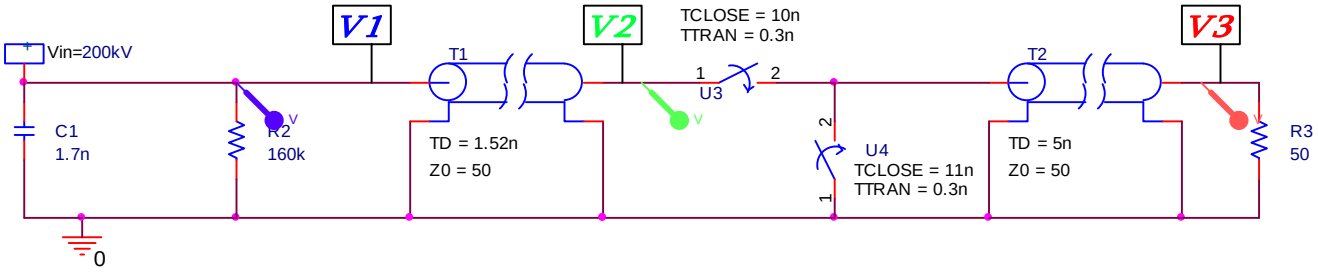


Figure III-16 : Schéma électrique de la simulation

Deux interrupteurs (U3 et U4) commandés à la fermeture modélisent les deux éclateurs. Leurs temps de commutation sont réglés à 300ps (TTRAN). Ces commutateurs sont, en fait, une résistance variable qui varie de façon non linéaire entre une valeur à l'état ouvert Roff = 10MΩ et une valeur à l'état fermé Ron = 0,1Ω.

La simulation est effectuée de 0 à 50ns. Les signaux sont relevés en trois points du circuit (V1, V2 et V3) et reportés sur les figures III-17. Deux cas sont présentés : le premier, en figure III-17.a, lorsque le crowbar n'est pas activé (constamment ouvert), le

second cas, en figure III-17.b, lorsque le crowbar commute à la suite de l'éclateur raidisseur avec un délai de 1ns.

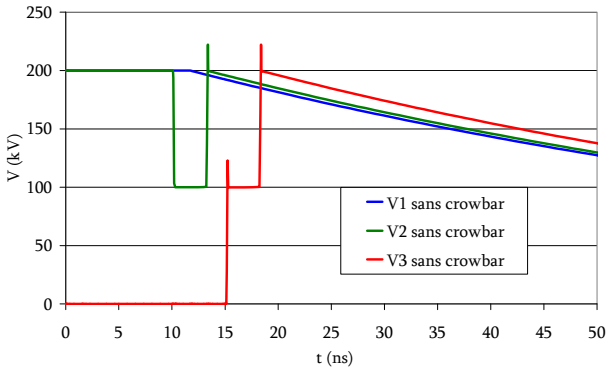


Figure III-17.a : Evolution temporelle des signaux sans commutation du crowbar

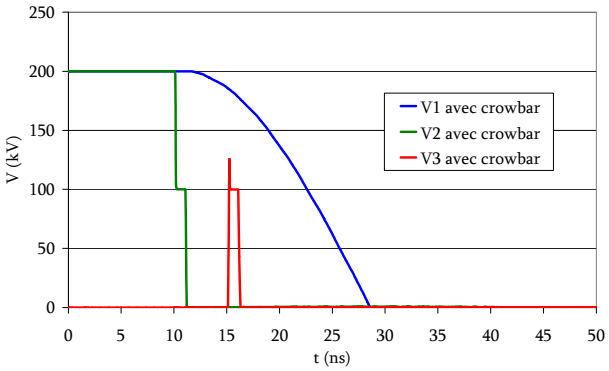


Figure III-17.b : Evolution temporelle des signaux avec commutation du crowbar

A la commutation du générateur de Marx, les nœuds V1 et V2 sont préalablement chargés à la tension de sortie du générateur Vin = 200kV. A t = 10ns, l'éclateur raidisseur (U3) se ferme. Après 5ns, qui est le temps de transit dans la ligne T2, le potentiel V3 passe de 0 à 0,5Vin (pris dans le pont diviseur formé par la ligne T1 et la charge 50Ω) et le potentiel V2 passe de Vin à 0,5Vin. Une onde de tension négative commence à se propager, en sens inverse dans la ligne T1, de V2 vers V1. Dans le même temps, le générateur de Marx « recharge » la ligne quasi instantanément, à la tension Vin, pendant la durée du front de montée de son impulsion de sortie.

Lorsque l'éclateur crowbar ne commute pas, un palier d'amplitude 0,5Vin est visible dans le front de l'impulsion de sortie (courbe V3 sans crowbar). La durée de ce palier vaut au maximum deux fois le temps de propagation dans la ligne T1. En pratique, la durée de ce palier varie en fonction de la valeur du front de montée du générateur de Marx. Si celui-ci est inférieur au double du temps de transit, la tension de sortie recopie le front de l'impulsion du Marx à partir de la valeur de tension commutée (figure III-18).

Quand l'éclateur crowbar et inséré dans la ligne et est correctement dimensionné, il commute (courbe V3 avec crowbar) lorsque la tension à ses bornes atteint sa valeur disruptive et avant que le générateur de Marx n'ait ramené la tension à ses bornes à la pleine tension. L'impulsion créée a, alors, une amplitude égale à la moitié de la tension de

sortie du générateur de Marx et une durée qui dépend du délai à l'amorçage de l'éclateur crowbar.

Par la suite, nous avons confronté cette simulation avec un essai pratique en supprimant l'éclateur crowbar pour valider le raisonnement précédent du fonctionnement « anormal » de la source pulsée. La superposition de ces deux courbes est présentée en figure III-18.

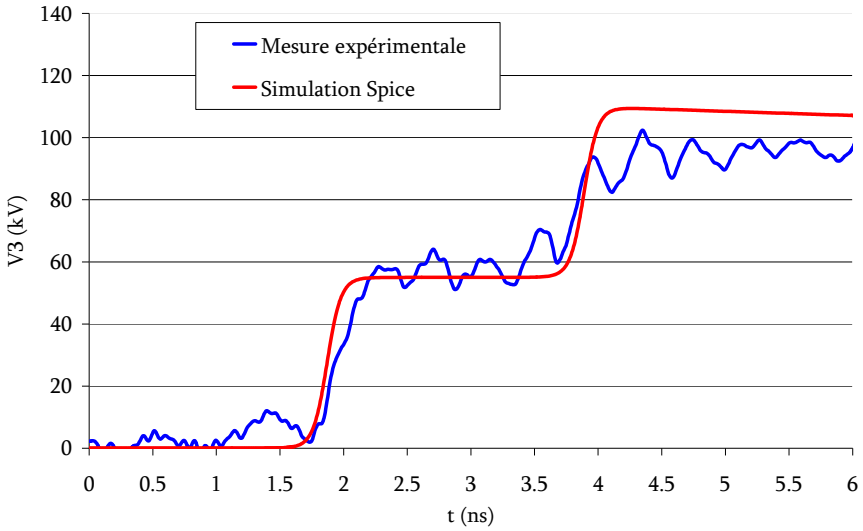


Figure III-18 : Confrontation du résultat expérimental et théorique de la tension mesurée aux bornes de la charge 50Ω sans l'éclateur crowbar

Dans une configuration expérimentale où le générateur de Marx délivre une impulsion de sortie d'amplitude 100kV, la structure en ligne du dispositif de mise en forme impose une tension commutée de 50kV environ. Sans le crowbar, le Marx ramène l'impulsion de sortie à la pleine tension après 1,5ns.

2.3- Réalisation mécanique

Un problème primordial dans la réalisation d'une ligne à éclateurs est celui posé par sa conception mécanique. La ligne doit supporter des tensions impulsionnelles importantes, des pressions de l'ordre de 100bar et permettre une maintenance aisée pour les essais expérimentaux.

La ligne est réalisée dans un cylindre d'aluminium de 240mm de long dont le diamètre extérieur mesure 130mm (figure III-19). Le matériau isolant qui constitue la

ligne est identique à celui qui a été choisi dans la construction de la sortie du générateur (polyamide-nylon ε_r = 3,6) pour permettre de garder une homogénéité des diamètres sur 50Ω entre ces deux structures. Les deux électrodes de l'éclateur raidisseur, de diamètre 15mm, sont usinées dans de l'acier inoxydable qui présente un point de fusion élevé donc une bonne résistance à l'érosion. Nous avons opté pour une configuration hémisphère-hémisphère telle que le rayon de courbure des hémisphères soit grand devant la distance inter-électrodes ; ainsi le champ électrique est le plus homogène possible dans l'intervalle. Cette configuration est un atout pour atteindre des niveaux de tension de claquage plus élevés et reproductibles et de mieux répartir l'érosion au niveau des électrodes.

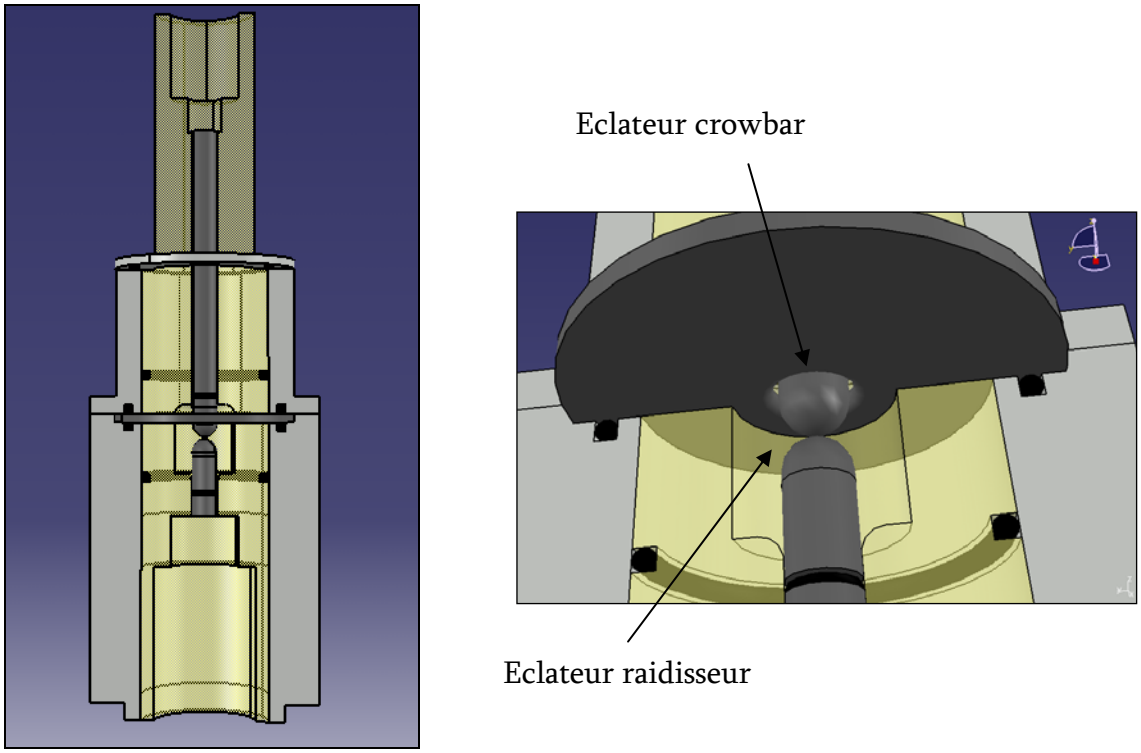


Figure III-19 : Schémas de réalisation de la ligne de mise en forme

Des joints toriques, convenablement placés, permettent une mise sous pression des deux éclateurs jusqu'à une centaine de bars. La ligne est conçue de telle sorte que le maximum de paramètres soit ajustable. Ainsi, trois disques interchangeables de diamètres intérieurs différents, 17, 18 et 19mm, permettent de régler la distance inter-électrodes de l'éclateur crowbar à, respectivement, 1mm, 1,5mm et 2mm. La distance inter-électrodes

de l'éclateur raidisseur peut-être ajustée entre 0,5mm et 2,5mm avec une très bonne précision (≈ 0,1mm). La position de l'électrode inférieure (côté Marx) est également ajustable en hauteur ce qui autorise un réglage de la position du crowbar par rapport à l'éclateur de mise en forme.

2.4- Paramétrage expérimental

Le but des expérimentations suivantes est de réaliser un paramétrage portant sur le choix et la pression du gaz ainsi que sur les distances inter-électrodes des éclateurs dans le but de déterminer les meilleures conditions de fonctionnement de la source pulsée et, en particulier, le front de montée et la durée et l'amplitude de la tension de sortie.

Etant donné le nombre important de configurations possibles et testées, nous nous contenterons, seulement, de mettre en avant les configurations les plus démonstratives et les plus performantes de l'étude.

2.4.1- Choix des gaz d'isolation

Tous les essais présentés sont effectués avec les mêmes gaz d'isolation. De l'air est choisi pour la mise sous pression du générateur de Marx. Ce gaz permet de couvrir tout le panel de tension du générateur de 8 à 18bar, de quelques dizaines de kilovolts à 200kV environ sur 50Ω.

Dans la littérature, on trouve différentes formulations du temps de montée en fonction des paramètres d'un éclateur à gaz. Il dépend étroitement de la valeur du champ électrique appliqué à l'intervalle, de la distance entre les électrodes mais aussi de la nature et de la pression du gaz d'isolation. Selon J. C. Martin [MAR96], il peut-être exprimé comme suit :

$$t_r(\text{ns}) = \frac{k \times d^m}{Z_0{}^p \times E^q} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^r \qquad (3\text{-}9)$$

où d est la distance inter-électrodes (en mm), E le champ électrique dans l'éclateur (en kV/mm), (ρ/ρ_0) est le rapport de la densité du gaz de remplissage par rapport à celle de

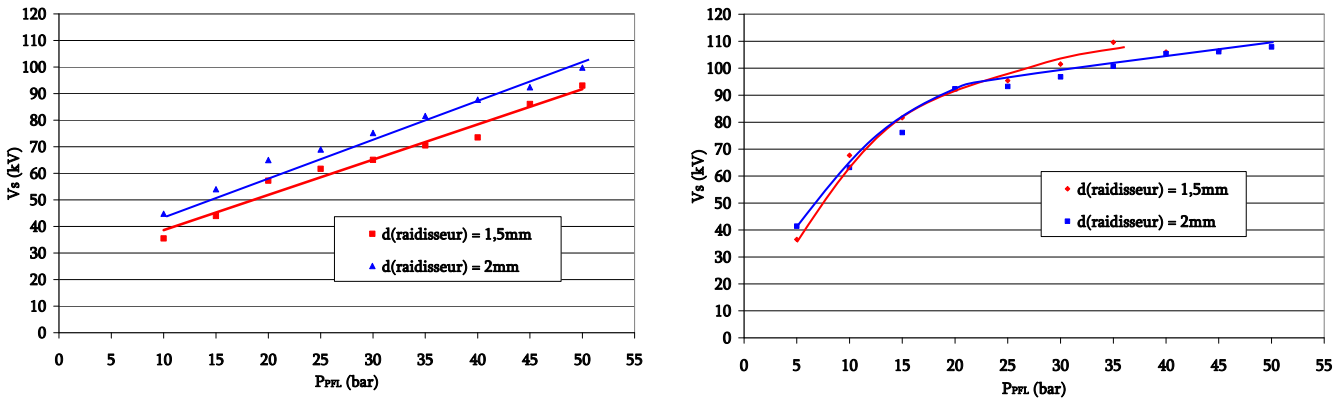
l'air et Z_0 l'impédance caractéristique de la ligne. Les formules diffèrent par les valeurs (positives) des exposants m, p, q et r et du coefficient k.

Pour une ligne d'impédance donnée, le champ électrique appliqué le plus élevé, la distance inter-électrodes et la densité de gaz les plus faibles produisent les temps de commutation les plus courts. Après différents essais de comparaison entre l'azote, l'air et l'hydrogène et comme le présageait l'équation (3-9), c'est ce dernier, intéressant par sa densité minimale, qui a été retenu pour la fonction d'isolation des deux éclateurs de la ligne.

2.4.2- Etude de l'amplitude de la tension de sortie

L'objectif de cette étude est de déterminer quelles sont les configurations qui permettent l'obtention d'une tension de sortie de 100kV sur 50Ω. La pression d'air dans le Marx est fixée à 18bar (les distances inter-électrodes du générateur ont été légèrement agrandies) de telle sorte à atteindre un niveau de tension de charge de 200kV sur la ligne. Une moyenne sur cinq tirs est effectuée pour chaque point de mesure.

A priori, pour une pression dans la ligne donnée et une distance inter-électrodes du raidisseur fixe, la distance inter-électrode de l'éclateur crowbar la plus grande permettrait d'atteindre une tension plus importante. Les deux graphes de la figure III-20 présentent l'évolution de la tension de sortie en fonction de la pression dans la ligne pour deux valeurs de l'intervalle de l'éclateur raidisseur.



a : $d_{crowbar}$ = 1mm *b : $d_{crowbar}$ = 1,5mm*

Figure III-20 : Variations de l'amplitude de la tension de sortie de la ligne de mise en forme en fonction de la pression pour $d_{raidisseur}$ et $d_{crowbar}$ variables

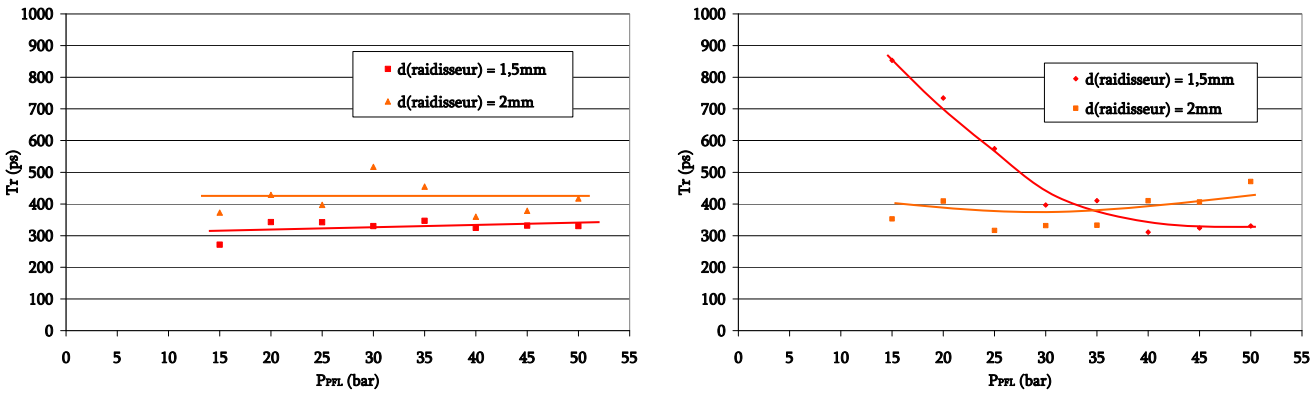
Dans le cas de la figure III-20.a, le gap du crowbar est réglé à 1mm. La tension de sortie est gouvernée par l'éclateur crowbar. Son amplitude augmente linéairement avec la pression. Pour une pression constante (et une distance de l'intervalle du crowbar constante), l'amplitude de la tension de sortie croît légèrement avec la distance de l'éclateur raidisseur car l'intervalle du crowbar est alors surtensionné. Sa tension de rupture diélectrique augmente [CHA75].

Dans le cas de la figure III-20.b, l'intervalle du crowbar est fixé à 1,5mm. L'amplitude maximale de la tension de sortie est atteinte pour des pressions plus basses que dans le cas de la figure précédente. On observe un phénomène de saturation de la tension pour les pressions les plus fortes car la tension maximale disponible sur la charge est atteinte (elle est égale à la moitié de la tension délivrée par le Marx).

Dans les deux cas de figure, une tension de sortie de 100kV peut-être atteinte pour les pressions d'hydrogène les plus élevées dans la ligne. On peut noter également que des niveaux plus élevés sont atteints à plus basse pression lorsque la distance du crowbar est plus importante.

2.4.3- Etude des temps de commutation des deux éclateurs

Au niveau des temps de commutation des deux éclateurs, on peut s'attendre à ce que les distances les plus faibles impliquent des temps de front et de descente les plus brefs pour une pression donnée et commune aux deux éclateurs.



a : $d_{crowbar}$ = 1mm *b : $d_{crowbar}$ = 1,5mm*

Figure III-21 : Evolution du temps de montée en fonction des différents paramètres

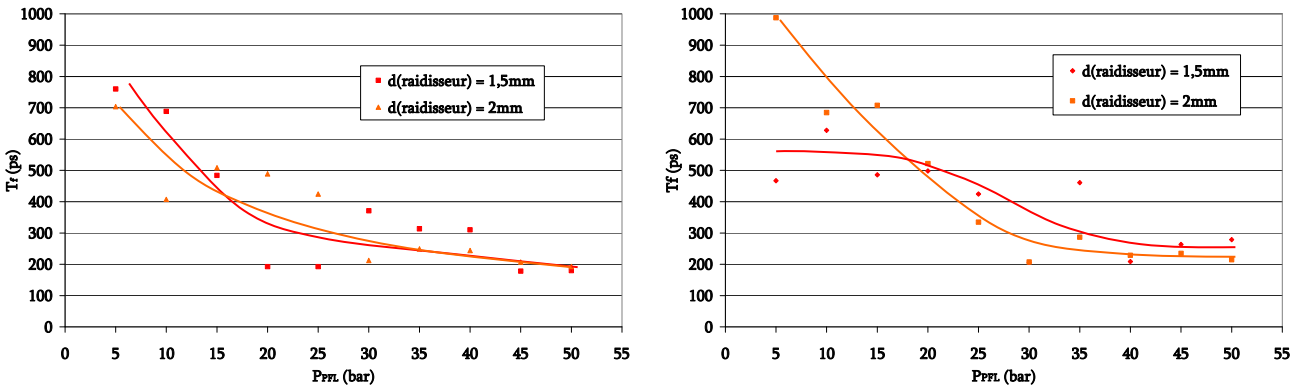
La figure III-21 présente, pour chacune des deux distances inter-électrodes de l'éclateur crowbar, le temps de montée de l'impulsion en fonction de la pression dans la ligne.

Pour la distance crowbar de 1mm (figure III-21.a), le temps de montée de l'impulsion diminue avec la distance inter-électrodes de l'éclateur raidisseur. Ce temps de front est quasiment indépendant de la pression. Sa valeur moyenne est proche de 300ps pour une distance de l'éclateur raidisseur de 1mm et proche de 400ps dans le cas d'une distance de 1,5mm.

Lorsque l'on augmente l'intervalle du crowbar à 1,5mm (figure III-21.b), le temps de montée de l'impulsion diminue avec la pression lorsque la distance du raidisseur est la plus faible (1,5mm). Pour une distance de 2mm, celui-ci semble indépendant de la pression comme dans le cas de la figure III-21.a.

Pour les valeurs de pressions les plus élevées, nous constatons que, dans les deux configurations ci-dessus, c'est avec la distance inter-électrodes du raidisseur la plus courte que les temps de montée les plus brefs sont atteints. Ceux-ci sont proches de 300ps entre 40bar et 50bar. De plus, tant que l'intervalle du raidisseur est supérieur à celui du crowbar, le temps de montée varie peu avec la pression.

De la même façon, on expose, en figure III-22, les résultats expérimentaux obtenus dans les mêmes configurations pour le temps de descente (temps de commutation du crowbar) de l'impulsion.



a : $d_{crowbar}$ = 1mm *b : $d_{crowbar}$ = 1,5mm*

Figure III-22 : Evolution du temps de descente en fonction des différents paramètres

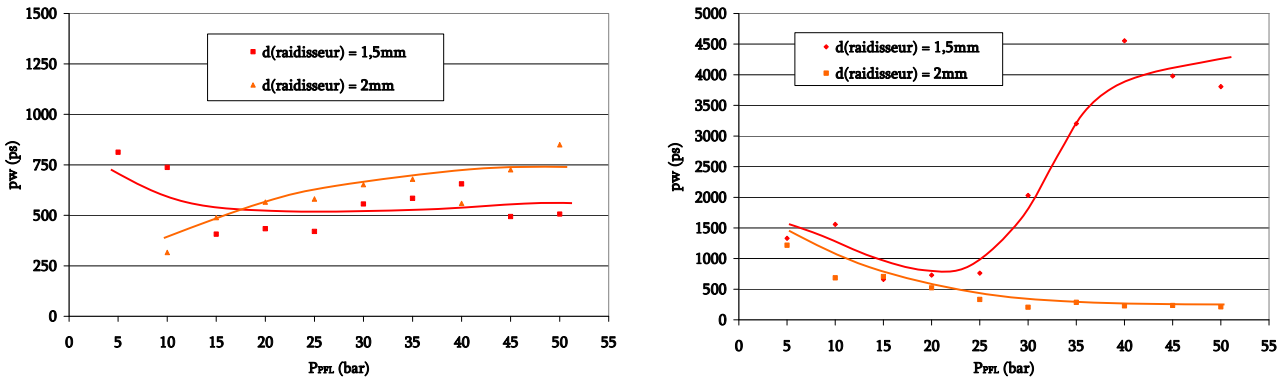
Compte tenu de la disparité des points de mesures, il est difficile d'interpréter rigoureusement ces résultats, néanmoins, la distance du crowbar la plus faible semble être celle qui donne une meilleure reproductibilité du front de descente avec une limite de 200ps. Quelle que soit la configuration de distances, le temps de commutation du crowbar diminue avec la pression donc avec le champ électrique appliqué à l'intervalle. L'évolution est comparable à celle gouvernée par la relation (3-9) de Martin. De plus, comme on pouvait s'y attendre, ce temps de descente semble être indépendant du réglage de l'intervalle de l'éclateur raidisseur.

2.4.4- Evolution de la durée des impulsions

Nous avons constaté, au cours d'essais expérimentaux préliminaires, que la distance la plus courte entre les deux éclateurs confère à l'impulsion la durée la plus courte. En effet, les deux éclateurs ont un volume critique commun ou des volumes critiques très proches dans le(s)quel(s) s'initient les premiers processus responsables de la décharge. On peut donc penser que le délai à l'amorçage de la décharge dans le second intervalle sera d'autant plus court que les éclateurs seront rapprochés.

Compte tenu de la valeur des rayons de courbure des électrodes de chacun des deux éclateurs, la distance la plus courte entre les axes horizontaux des éclateurs mesure 8mm.

Pour ce réglage, une étude de la durée des impulsions en fonction des distances inter-électrodes est réalisée. Cette durée est mesurée à mi-hauteur de l'impulsion, elle est notée *pw* pour « pulse width ».



a : $d_{crowbar}$ = 1mm *b : $d_{crowbar}$ = 1,5mm*

Figure III-23 : Variations de la largeur des impulsions en fonction des paramètres

On constate, dans le cas de la figure III-23.a, que lorsque la distance inter-électrodes du crowbar est plus faible que celle de l'éclateur raidisseur, la largeur des impulsions semble globalement indépendante de la pression appliquée aux intervalles. Cependant, on note que pour les plus fortes pressions, l'intervalle de l'éclateur raidisseur le plus faible, 1,5mm, permet l'obtention des durées les plus courtes qui mesurent 500ps.

Dans le cas de la figure III-23.b, on retrouve ce comportement pour un intervalle de l'éclateur raidisseur de 2mm supérieur à l'intervalle du crowbar. Par contre, lorsque ces deux intervalles sont de mêmes valeurs, la durée des impulsions augmente de façon remarquable en fonction de la pression. La reproductibilité au niveau des durées est largement altérée. En effet, pour de telles pressions, le champ électrique appliqué à l'éclateur crowbar n'est pas suffisant pour initier la commutation assez rapidement et les largeurs d'impulsions atteignent des valeurs bien supérieures à la nanoseconde.

2.5- Configuration retenue et performances réalisées

Au regard des résultats de l'étude précédente, il s'avère que la configuration la plus satisfaisante soit la suivante :

- éclateur crowbar dont la distance inter-électrode est la plus faible : 1mm pour obtenir des temps de descente les plus courts possibles. C'est donc le disque de diamètre 17mm intérieur qui est retenu.

- éclateur raidisseur avec une distance inter-électrodes suffisante pour atteindre des tensions de 100kV mais suffisamment réduite pour commuter le plus rapidement possible. L'intervalle de l'éclateur raidisseur doit également être supérieur à celui du crowbar pour favoriser l'obtention de durées d'impulsions courtes.

- une distance entre axes des deux éclateurs la plus faible possible pour réduire la durée des impulsions. La distance est fixée à 8mm.

Pour ces deux raisons, l'éclateur raidisseur sera donc fixé à 1,5mm.

Une série de résultats expérimentaux est présentée dans les paragraphes suivants (§ 2.5.1 à 2.5.4). Ces essais visent à déterminer les performances du dispositif complet dans cette configuration en fonction des pressions d'air (Marx) et d'hydrogène (PFL) mises en jeu. Tous les essais sont effectués sur une charge résistive 50Ω.

2.5.1- Evolution de la tension de sortie en fonction de la pression

En premier lieu, on étudie l'évolution de la tension de sortie du dispositif en fonction de la pression d'hydrogène dans les éclateurs de la ligne. Cette étude est effectuée pour cinq pressions différentes dans le générateur de Marx donc cinq niveaux de tension de charge différents (figure III-24).

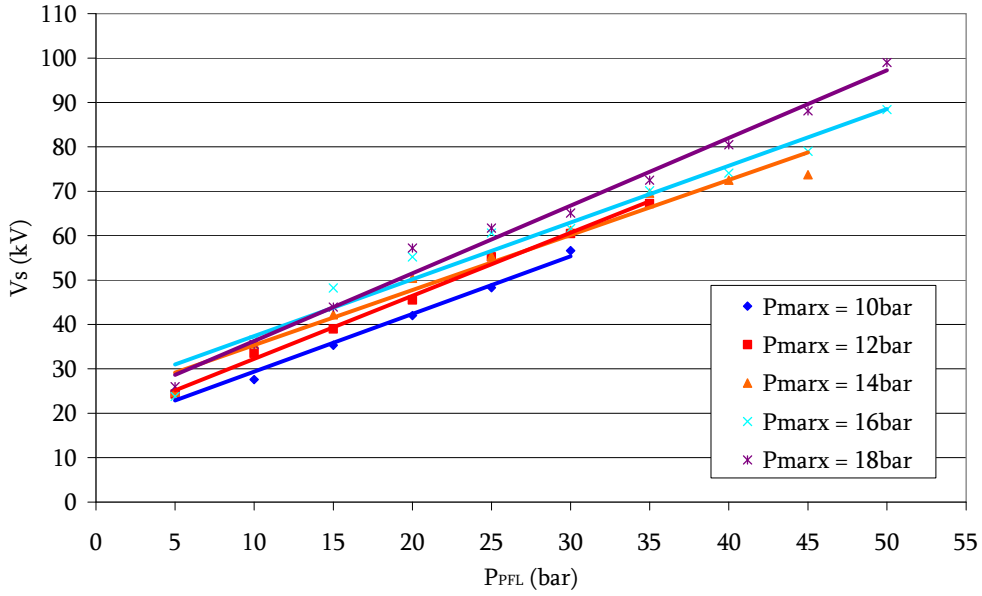


Figure III-24 : Evolution de la tension de sortie en fonction de la pression dans la PFL, paramétrée par la tension dans le générateur de Marx

A pression constante dans la ligne, la valeur de la tension de sortie varie peu mais augmente légèrement avec l'amplitude de la tension délivrée par le générateur de Marx. En effet, l'éclateur raidisseur de mise en forme est surtensionné lorsque la pression dans le Marx augmente. Pour une pression dans la ligne de 50bar, l'amplitude de la tension atteint 100kV lorsque la pression dans le générateur est de 18bar au minimum.

2.5.2- Evolution du temps de montée en fonction de la pression

Sur la figure III-25 sont reportés les résultats expérimentaux de l'étude du temps de montée de l'impulsion de sortie pour les mêmes configurations expérimentales.

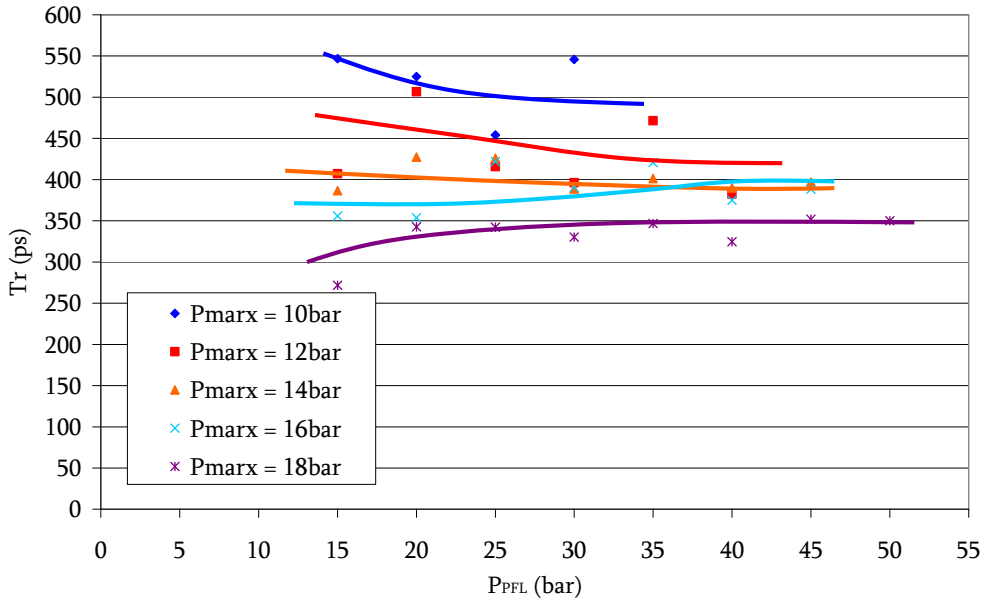


Figure III-25 : Evolution du temps de montée en fonction de la pression dans la PFL paramétrée par la pression dans le générateur de Marx

A pression constante dans la ligne, le temps de montée décroît avec l'augmentation de la pression dans le générateur de Marx. La variation de cette pression modifie l'amplitude de la tension de sortie du Marx donc la valeur du champ électrique appliqué aux bornes de l'éclateur raidisseur. Pour l'amplitude de la tension appliquée à la ligne la plus importante (P_{marx} = 14, 16 et 18bar), le temps de montée semble quasiment indépendant de la pression dans la ligne alors qu'il l'est pour les impulsions de faibles amplitudes (P_{marx} = 10 et 12bar).

Pour une pression dans le Marx de 18bar, le temps de montée moyen de l'impulsion de sortie est relativement constant autour de 340ps.

2.5.3- Evolution du temps de descente en fonction de la pression

Le temps de descente de l'impulsion est régi par le temps de commutation de l'éclateur crowbar. Il apparaît clairement dans le graphe de la figure III-26 que la pression dans la ligne joue un rôle important pour l'optimisation de ce temps de commutation.

De la même façon que pour l'étude précédente du temps de montée, l'impulsion de plus forte amplitude appliquée à l'éclateur entraine les temps de commutation les plus courts.

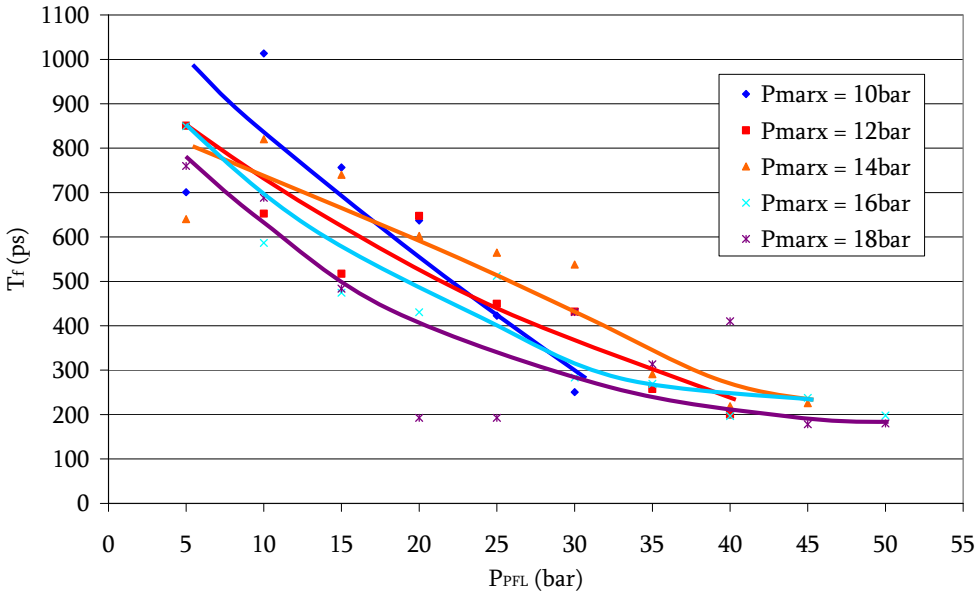


Figure III-26 : Evolution du temps de descente en fonction de la pression dans la PFL paramétrée par la pression dans le générateur de Marx

Ces résultats permettent de confirmer ce qui a été énoncé en § 2.4.1 par la formule (3-9) de Martin. Le temps de commutation d'un éclateur est étroitement lié au champ électrique instauré entre les deux électrodes et à la pression du gaz de remplissage des éclateurs. Un éclateur à gaz, soumis à une tension impulsionnelle, atteint des valeurs de champs électriques disruptifs plus importantes que le même éclateur soumis à une tension continue. Le temps de commutation de l'éclateur crowbar est d'autant plus bref que le dV/dt de cette impulsion est grand.

Des temps de descente inférieurs à 200ps (moyenne sur 5 tirs) sont obtenus avec une bonne reproductibilité dans cette configuration pour les pressions les plus importantes.

2.5.4- Evolution de la durée de l'impulsion en fonction de la pression

Pour compléter cette étude des caractéristiques temporelles de l'impulsion, il convient de se pencher sur l'évolution de la durée de l'impulsion. La figure III-27 trace

l'évolution de cette largeur, mesurée à mi-hauteur, en fonction de la pression dans la ligne pour cinq valeurs de pression du Marx.

Lorsque l'amplitude de la tension d'attaque du Marx est suffisante, le champ électrique instauré dans l'intervalle du crowbar est suffisamment important pour entrainer sa commutation de façon très rapide. Dans le cas contraire, la commutation instantanée de cet éclateur ne peut pas être engendrée et des durées d'impulsions supérieures à la nanoseconde sont visibles. Dans ce cas là, la reproductibilité des impulsions est mauvaise.

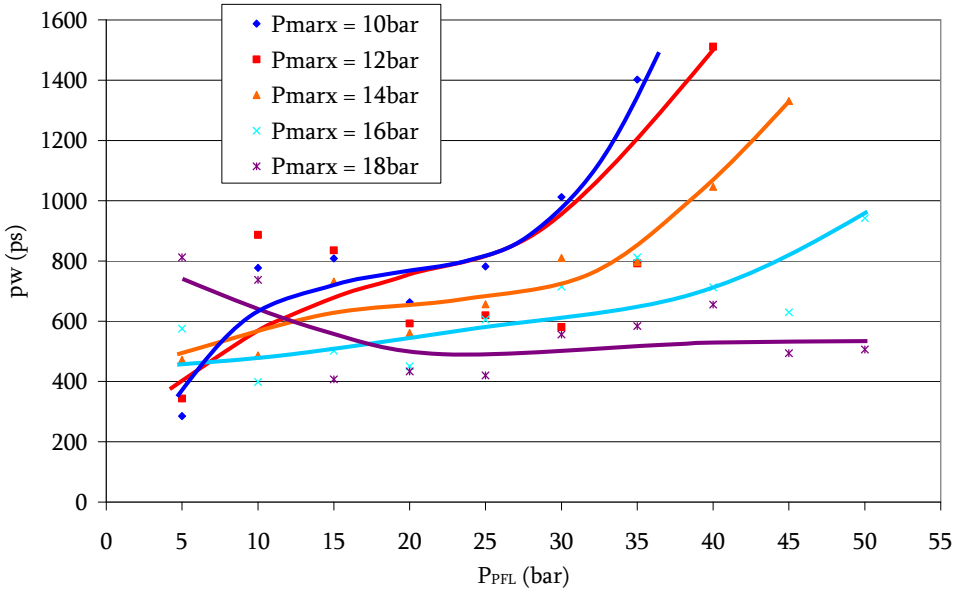


Figure III-27 : Evolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la pression dans la PFL paramétrée par la pression dans le générateur de Marx

Le délai à l'amorçage de l'éclateur crowbar est donc très dépendant du champ électrique appliqué à ses bornes. On a montré expérimentalement que la distance qui le sépare de l'éclateur raidisseur est aussi en grande partie responsable de la durée de l'impulsion. Les durées les plus courtes sont observées pour la distance entre éclateurs la plus courte. Dans la configuration P_{marx} = 18bar, la largeur à mi-hauteur mesurée est comprise entre 400 et 800ps indépendamment de la pression dans la ligne.

2.5.5- Allures temporelles des impulsions sur charge résistive 50Ω

La figure III-28 présente un exemple d'allure temporelle d'une impulsion aux bornes d'une résistance haute tension de 50Ω dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Amplitude de la tension : 104kV
- Temps de montée : 372ps
- Temps de descente : 160ps
- Largeur à mi-hauteur : 500ps

La mesure de l'impulsion est réalisée avec la sonde BAT11 et une série d'atténuateurs SMA 3GHz.

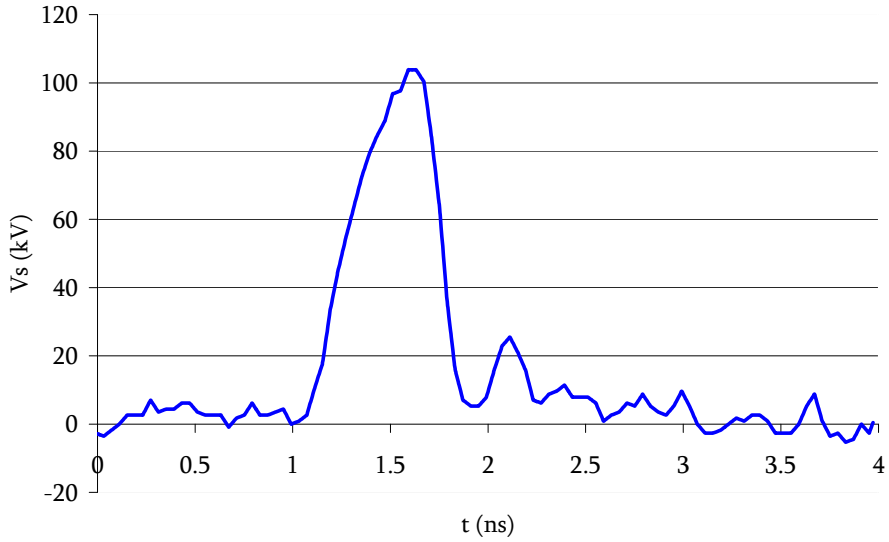


Figure III-28 : Impulsion générée par la source pulsée sur 50Ω correspondant à la configuration :
$d_{(raidisseur)}$ = 1,5mm ; $d_{(crowbar)}$ = 1mm ; $d_{(entre\ éclateurs)}$ = 8mm
P_{marx} = 18bar ; P_{PFL} = 55bar

Une transformée de Fourier permet de tracer le module de son spectre en fréquence de 0 à 4GHz (figure III-29). Le contenu spectral de l'impulsion à -20dB couvre une bande de 1,8GHz.

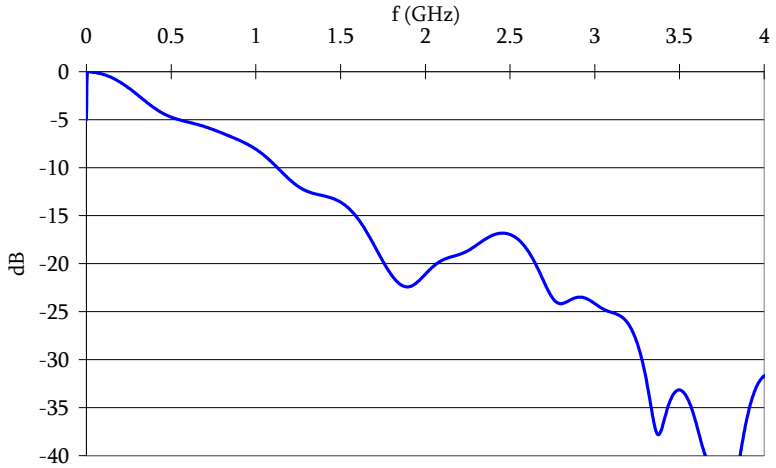
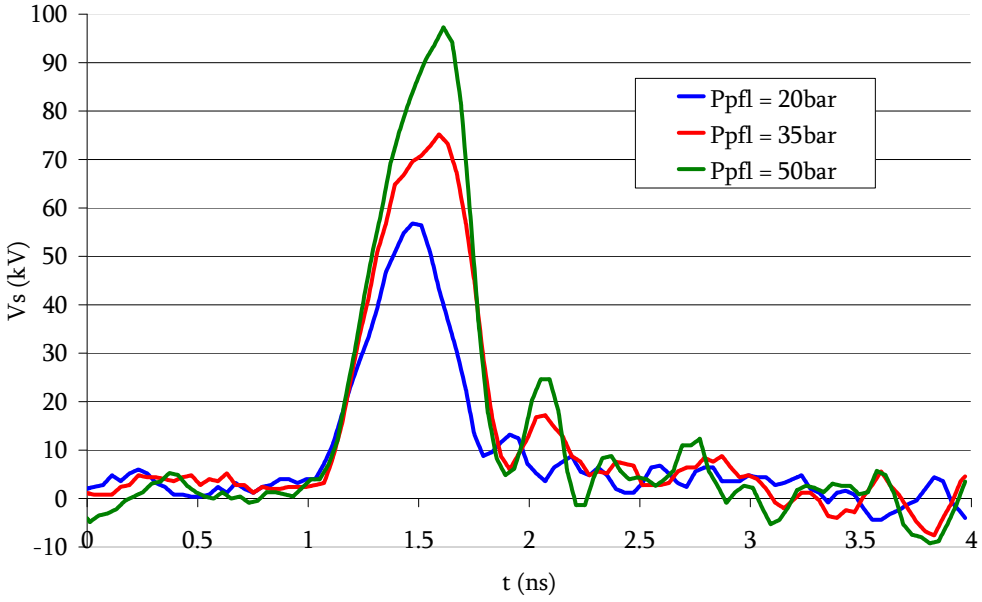


Figure III-29 : Module de la transformée de Fourier de l'impulsion générée

Pour une pression constante dans le Marx de 17bar, la configuration de distance choisie permet un ajustement de l'amplitude de la tension de sortie par la pression d'hydrogène dans la ligne. La figure III-30 présente trois signaux générés pour trois pressions d'hydrogène 20bar, 35bar et 50bar ; l'amplitude de la tension peut-être réglée à, respectivement, 55kV, 75kV et 98kV avec une incertitude de 5 à 10%.



P_{PFL} = 20bar	P_{PFL} = 35bar	P_{PFL} = 50bar
$Vs = 56,8kV - t_r = 304ps$	$Vs = 75,2kV - t_r = 323ps$	$Vs = 98,4kV - t_r = 367ps$
$t_f = 239ps - \theta = 426ps$	$t_f = 217ps - \theta = 426ps$	$t_f = 173ps - \theta = 463ps$

Figure III-30 : Réglage de l'amplitude de la tension de sortie par l'ajustement de la pression dans la ligne

2.5.6- Performances de la source pulsée en régime récurrent

Une caractéristique importante d'un système rayonnant concerne sa fréquence de répétition. Un chargeur haute tension 40kV/300mA est utilisé pour recharger les condensateurs du générateur de Marx après chaque commutation. Celui-ci fonctionne en régime relaxé, le réglage de la fréquence de répétition du générateur est alors effectué par l'ajustement de la consigne en courant du chargeur.

Le chargeur est interrompu après chaque commutation du générateur de façon à éviter l'apparition d'arcs continus entretenus par le chargeur, à basse fréquence, sur les premiers éclateurs du générateur. Des essais préliminaires ont montré que, conformément, au dimensionnement du générateur, la pleine tension est obtenue pour des fréquences de

récurrence inférieure ou égale à 40Hz. Au-delà, les condensateurs du Marx ne sont plus rechargés à 99% de leur tension de charge. A 120Hz par exemple (figure III-31), le rendement du générateur de Marx est de 80%, l'amplitude de la tension de sortie sur charge 50Ω est alors mesurée à 80kV. A cette fréquence de répétition, l'instabilité temporelle de la fréquence est de l'ordre de la milliseconde.

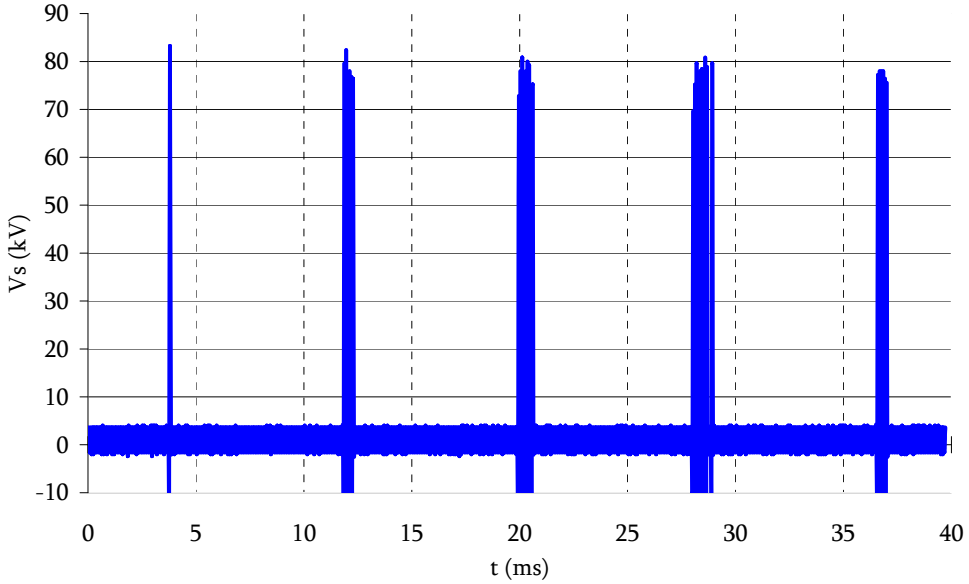


Figure III-31 : Fonctionnement de la source pulsée à 120Hz sur 50Ω
P_{marx} = 16bar – P_{PFL} = 45bar

II- Second dispositif : évolution vers un générateur de Marx subnanoseconde récurrent (George 200kV/300ps/1J)

1- Dimensionnement et conception du générateur

De part sa structure, le dispositif précédent est limité à une tension maximale de 100kV. Cette valeur pourrait être, par la suite, un élément limitatif à l'obtention d'un facteur de mérite du dispositif complet de quelques centaines de kilovolts. De plus, le caractère énergétique du générateur de Marx qui le constitue est pénalisant pour un fonctionnement en régime récurrent élevé car il engendre une perte de rendement.

Un second générateur de Marx a donc été construit. Celui-ci doit permettre, dans un rapport volume/puissance plus convenable, d'atteindre des tensions de sortie et une fréquence de répétition supérieures dans un spectre en fréquence identique.

Nous avons donc développé un second générateur de Marx (George) dans lequel le système de mise en forme de l'impulsion est directement intégré au dernier étage.

1.1- Réalisation mécanique

La structure du générateur complet est un empilement vertical de dix étages répartis équitablement sur deux colonnes. Chaque étage est constitué d'un condensateur, d'un jeu d'électrodes en acier et d'un support PVC comme schématisé sur la figure III-32. Dans ce cas de figure, les arcs produits par la commutation des éclateurs sont horizontaux, contrairement au générateur précédent. L'énergie est stockée dans des condensateurs haute tension 500pF/100kVdc à travers des résistances axiales, en carbone, d'une valeur ohmique de 33kΩ. Des résistances de même valeur ont été choisies pour le référencement des étages (figure III-33.b). Pour les mêmes raisons que celles évoquées pour le générateur précédent, ces résistances sont disposées de façon décalées.

Les dix condensateurs servant au stockage de l'énergie sont répartis équitablement en deux colonnes de cinq condensateurs ce qui permet, lorsque l'alimentation continue est suffisamment énergétique, d'atteindre un temps de recharge environ deux fois inférieur à celui de la structure du générateur précédent. Ainsi, le temps de charge des condensateurs (pour atteindre 99% de la tension de charge), identique pour chaque colonne, est de 2,3ms.

Dans cette configuration, la limitation en fréquence, sans perte de rendement (par rapport à un fonctionnement monocoup), est de 435Hz. Au-delà, les derniers étages du générateur ne sont pas chargés à 99% de la tension de charge et le rendement du générateur chute. Le rendement d'un générateur de Marx [BAC05] est fonction du rapport du temps de front sur le temps de queue de l'impulsion bi-exponentielle. Le rendement est d'autant plus faible que le rapport t_r/t_f est faible. A temps de montée constant, ce rendement sera donc d'autant plus faible que la constante de temps de queue est faible. La

faible capacité équivalente du générateur (C_{eq} = 500pF/10étages = 50pF) qui offre l'avantage d'un fonctionnement récurrent performant, limite le rendement du générateur à 60% environ sur charge 50Ω. Cependant, devant le niveau de tension acceptable par les condensateurs, ce rendement peut être compensé par une augmentation de la tension de charge pour atteindre des tensions importantes.

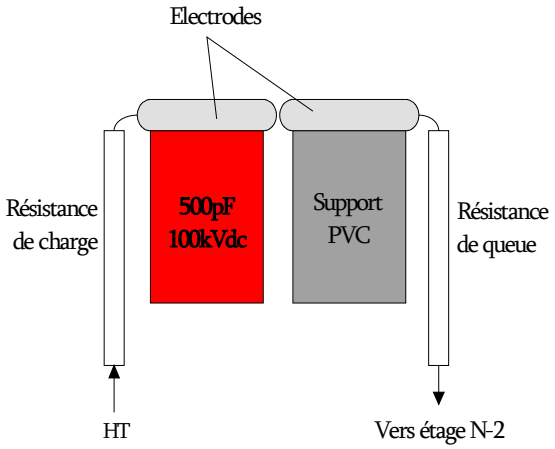


Figure III-32 : Schéma structurel d'un étage du générateur George

Les éclateurs de chaque étage sont réalisés par deux électrodes en acier inoxydable dont le rayon de courbure de 5mm permet d'obtenir un champ relativement homogène dans l'intervalle isolant. Cet intervalle est réglé de façon croissante du premier étage au dernier de sorte à ce que la commutation du générateur soit régulière. Ainsi, le premier étage présente un intervalle de 0,8mm et le dernier étage, un intervalle de 1,2mm.

Les étages étant empilés les uns sur les autres, lorsque le premier éclateur commute, il ionise l'intervalle suivant, et ainsi de suite, favorisant la commutation des étages suivants. Une expérimentation à pression atmosphérique, et à quelques Hertz, a permis de montrer que, lorsque les étages sont isolés les uns des autres par une fine feuille de quartz de quelques microns d'épaisseur, la commutation des éclateurs est beaucoup plus aléatoire et moins régulière. Il apparaîtrait donc, à la suite de cette expérimentation, que cette configuration d'empilement des éclateurs serait favorable à une bonne commutation du générateur et à un fonctionnement en fréquence stable et régulier.

L'empilement de tous les étages représente, dans l'enceinte métallique hermétique qui leur est associée, un volume cylindrique de 20 litres (Ø20cm / long. 66cm) (figure

III-33.a). L'étanchéité de l'enceinte est maintenue grâce à des joints toriques convenablement disposés de façon à pouvoir pressuriser l'ensemble jusqu'à plusieurs dizaines de bar.

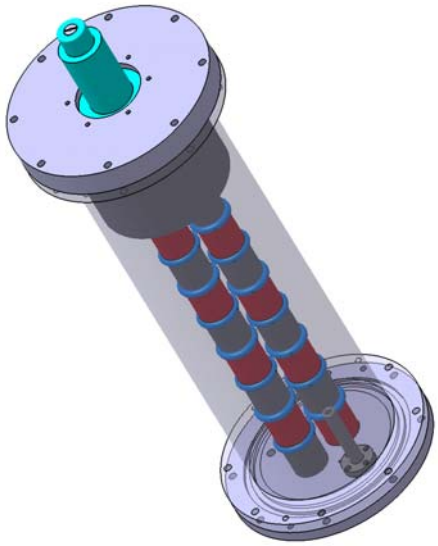


Figure III-33.a : Structure du générateur complet sans les résistances

Figure III-33.b : Photographie du générateur muni de ses résistances de charge et de référencement

1.2- Insertion d'un condensateur de peaking

Le dernier étage du générateur a été conçu différemment des précédents afin de pouvoir y insérer un condensateur de peaking (C_P), nécessaire à l'obtention de temps de montée raides, et d'y adapter une structure de ligne coaxiale en sortie.

Cette capacité de peaking est réalisée par un isolant PVC, maintenu entre l'électrode et la paroi intérieure de l'enceinte (figure III-34). La valeur théorique de la capacité est déterminée par le rapport des diamètres (D/d) du disque de PVC, sa permittivité diélectrique relative (ε_R) et l'épaisseur de l'électrode (e) selon l'équation (3-6). Les cotes géométriques de ce disque sont définies de façon à respecter les contraintes diélectriques importantes de ce dernier étage et à établir une capacité de peaking de faible valeur.

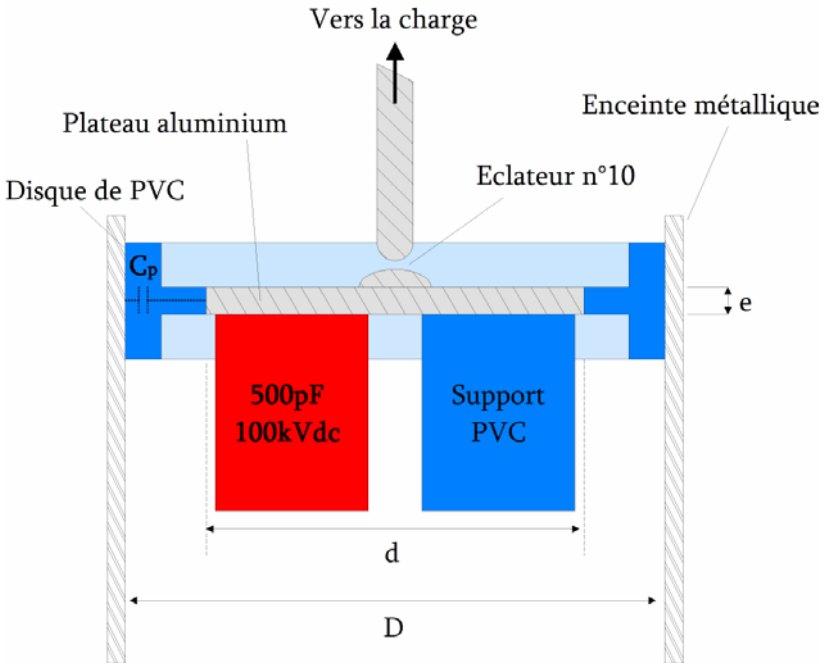


Figure III-34 : Schéma du 10ème étage muni du condensateur de peaking C_p

Lorsque ce condensateur de peaking est correctement dimensionné, il permet de réduire le front de montée du générateur. Ainsi, une simulation, avec le logiciel SPICE, permet de dimensionner facilement la valeur de ce condensateur en fonction des éléments du générateur. La figure III-35 présente le schéma équivalent du générateur pour cinq étages seulement. La valeur des condensateurs de chaque étage a été divisée par deux de façon à respecter la valeur de la capacité équivalente du générateur réalisé. Les inductances L1 à L5 représentent les selfs parasites de chaque condensateur. Les éclateurs sont remplacés par des commutateurs commandés à la fermeture. Ils commutent les uns après les autres avec un temps de commutation de 1ns.

Une analyse paramétrique sur la valeur du condensateur de peaking C_{pkg} est effectuée pour trois valeurs, 10pF, 20pF et 30pF et est comparé au cas sans condensateur de peaking. Les résultats de cette simulation sont exposés sur la figure III-36.

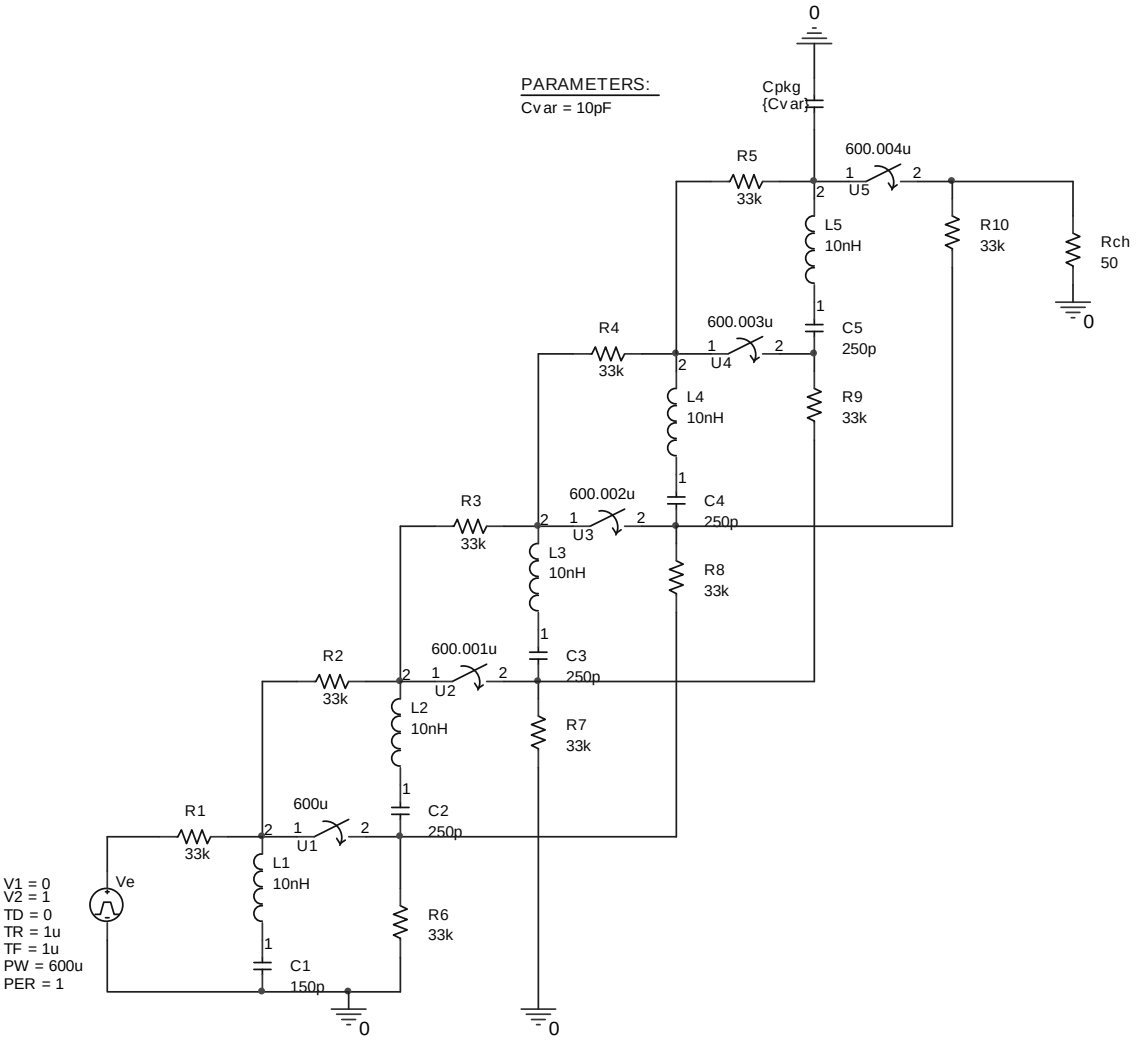


Figure III-35 : Schéma SPICE de la simulation du générateur pour le dimensionnement de la capacité de peaking

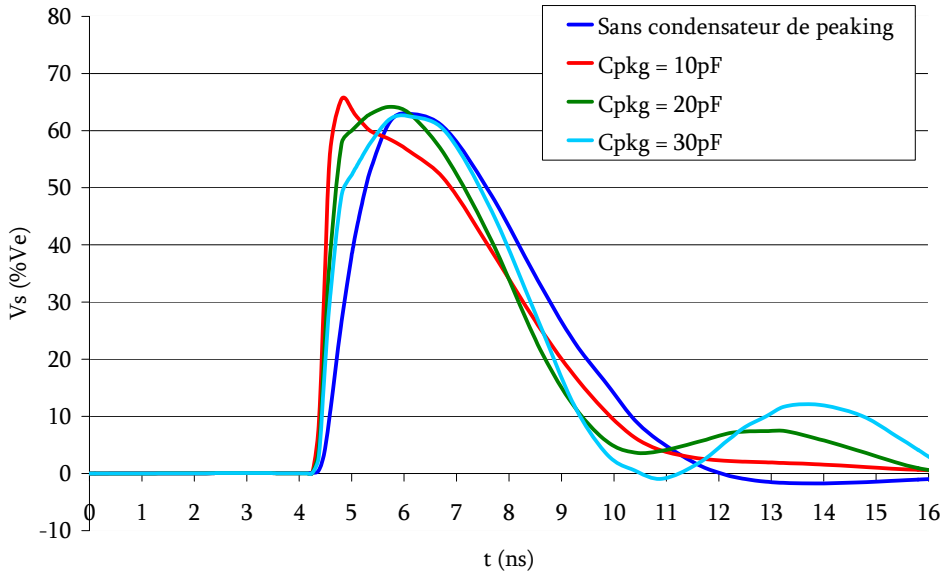


Figure III-36 : Résultats de la simulation SPICE du générateur pour le dimensionnement de la capacité de peaking

Une capacité de peaking, dont la valeur est inférieure à 30pF environ, réduit le temps de montée à une valeur inférieure à 500ps. Ce condensateur de faible valeur n'a qu'une faible influence sur le rendement du générateur. La valeur de cette capacité est difficile à mesurer en pratique mais on l'estime à une vingtaine de picofarads au regard des dimensions de la réalisation mécanique du disque de PVC.

Sur la figure III-37 est reportée une impulsion typique observée sur une charge résistive 50Ω. Un mélange d'azote et de SF_6 à 13bar (dont 2bar de SF_6) est utilisé pour pressuriser l'ensemble du générateur. La mesure est effectuée avec la sonde capacitive PRIME (cf. chap. 2 § II.4.2) et un assemblage série d'atténuateurs SMA dont l'atténuation totale est de 36dB de 0 à 3GHz. Le temps de montée mesuré est de 250ps pour une amplitude, sur le front de montée, de 120kV.

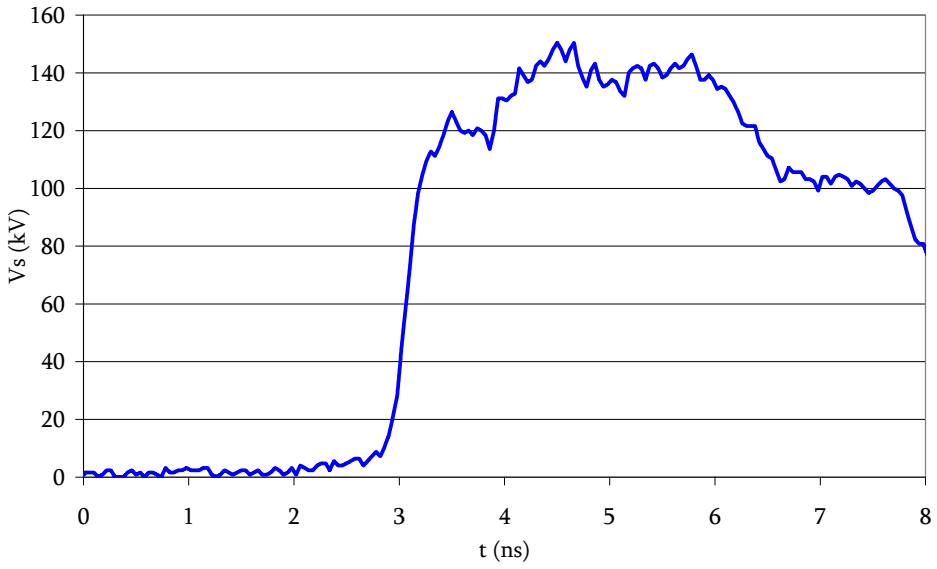


Figure III-37 : Impulsion de sortie du générateur George sans crowbar sur charge 50Ω

L'ajout de ce condensateur de peaking permet donc la réduction du front de montée de l'impulsion du générateur de Marx sans être contraint de rajouter un système de mise en forme qui pourrait diminuer le rendement en tension. Cette technique permet de respecter une certaine compacité du système et évite l'utilisation d'un second circuit pneumatique.

Ce condensateur de peaking a également une fonction de centrage et de maintien mécanique de l'ensemble des deux colonnes à l'intérieur de l'enceinte surtout lorsque le générateur est disposé à l'horizontale. Une épaisseur de téflon de 2,6mm maintenue sur la face intérieure de l'enceinte, depuis le bas du générateur jusqu'au disque de PVC du peaking, vient renforcer la tenue diélectrique de l'ensemble.

2- Insertion de l'éclateur de mise en forme

En insérant un éclateur crowbar sur l'électrode de sortie du générateur, il est possible de créer une impulsion de largeur subnanoseconde à partir de l'impulsion générée directement par le Marx. De cette façon, on réalise une mise en forme de l'impulsion en coupant la décroissance exponentielle de l'impulsion.

La figure III-38 est un schéma de principe de l'insertion de cet éclateur crowbar sur le dernier étage du générateur.

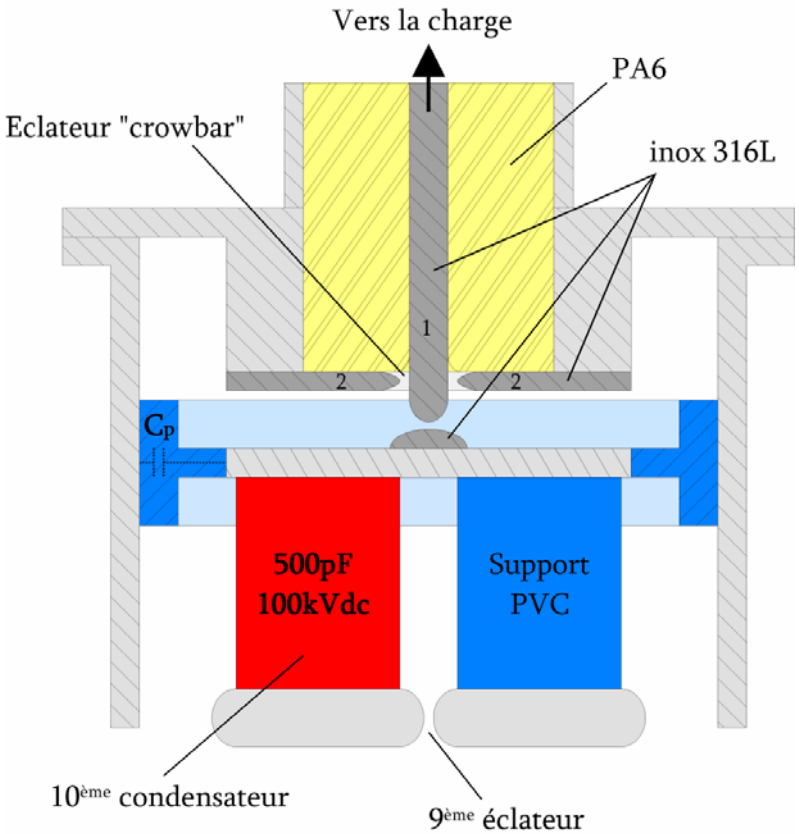


Figure III-38 : Mise en forme de l'impulsion au dernier étage du générateur de Marx

Cet éclateur est composé de deux électrodes : l'électrode « 1 » de sortie du générateur, portée à la haute tension par la commutation de l'éclateur du dernier étage, et l'électrode « 2 » portée au potentiel de masse par la carcasse du générateur. Cette seconde électrode est un disque en acier inoxydable de 5mm d'épaisseur. Plusieurs diamètres intérieurs sont disponibles pour ajuster la distance de l'intervalle inter-électrodes. Ainsi, les diamètres 18mm, 19mm, 20mm et 21mm correspondent à des intervalles inter-électrodes respectifs de 1,5mm, 2mm, 2,5mm, 3mm.

De l'expérience acquise sur l'élaboration du générateur de Marx précédent, nous avons inséré une structure de ligne coaxiale, directement après le crowbar pour guider l'onde créée jusqu'à la charge sans en détériorer les caractéristiques temporelles.

3- Paramétrage et performances réalisées

3.1- Caractérisation préliminaire sans l'éclateur crowbar

Ces premiers tests visent à déterminer la nature et la pression du gaz permettant d'atteindre des tensions de sortie de l'ordre de 250kV avec des temps de montée brefs. Dans un premier temps, le disque crowbar n'est pas inséré dans le générateur de façon à pouvoir travailler sur la pleine tension délivrée par le générateur.

Pour chercher à atteindre des temps de montée brefs avec un éclateur à gaz, il faut diminuer autant que possible la distance inter-électrodes et augmenter la pression dans l'intervalle du dernier éclateur. Dans cette structure, si on choisit de diminuer l'intervalle inter-électrodes du dernier étage, il faut alors réduire d'autant ceux des neufs étages inférieurs. Deux cas ont été comparés avec, pour référence, la distance du dernier étage prise à 2,5mm et 1,25mm. C'est dans ce dernier cas que les temps de montée les plus courts (inférieurs à 400ps) ont été obtenus.

Les résultats des tests expérimentaux présentés ont été réalisés avec un réglage, dans l'ordre croissant, des intervalles entre électrodes de telle sorte que celui du dernier étage (le plus grand) soit égal à 1,25mm.

3.1.1- Evolution de la tension de sortie en fonction de la pression

La tension de sortie d'un générateur de Marx à éclateurs à gaz, lorsque le nombre d'étages est fixe, augmente avec le produit pression × distance pour un gaz donné. Nous avons donc étudié l'évolution de la tension de sortie en fonction de la pression dans l'air et dans un mélange air-SF_6. Les résultats sont présentés sur le graphe de la figure III-39.

Pour des raisons de tenue en pression du générateur, nous avons préféré stopper les essais à une pression de 20bar. Une extrapolation des droites obtenues permet d'estimer les résultats à plus fortes pressions.

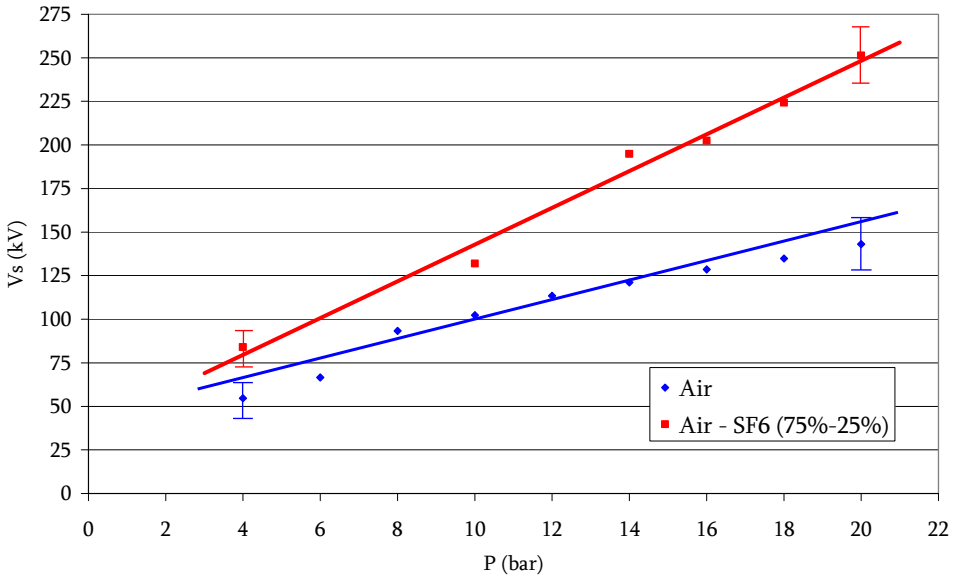


Figure III-39 : Variation de la tension de sortie en fonction de la pression pour deux gaz

L'amplitude des impulsions de tension peut être ajustée de 50kV à 150kV sur une charge de 50Ω dans l'air pur pour des pressions comprises entre 2 et 20bar. Conformément à ce qui a été constaté dans l'étude sur le générateur précédent (cf. § I-1.3.3), un faible pourcentage de SF_6 (ici 25%) permet l'obtention d'impulsions dont l'amplitude est environ 1,7 fois supérieure à celles obtenues avec de l'air pur. Dans la pratique, le rendement observé du générateur diffère légèrement du modèle prédit par Spice, il est de l'ordre de 50%. Les amplitudes de tensions de 250kV sont obtenues pour une tension de charge voisine de 50kV à 20bar dans ce mélange air-SF_6. Pour une tension de charge maximale de 100kV par étage, des impulsions d'amplitude 500kV pourraient être atteintes si le générateur pouvait supporter une pression de 44bar.

3.1.2- Evolution du temps de montée de l'impulsion en fonction de la pression

La même étude est faite sur l'évolution du temps de montée en fonction de la pression pour ces deux gaz. Les résultats sont présentés sur la figure III-40.

Pour chaque configuration gazeuse, les temps de montée les plus brefs sont observés pour les pressions les plus importantes. A pression donnée dans le générateur, l'air permet d'obtenir des temps de montée plus rapide que dans le mélange air-SF_6. Ce résultat est en contradiction avec ce qui avait été observé pour le générateur Leonardo, à savoir qu'un faible pourcentage de SF_6 ne dégradait pas le temps de front du Marx. Nous ne sommes pas en mesure d'expliquer ce phénomène pénalisant pour le générateur. Les temps de montée mesurés sont compris entre 250ps et 350ps dans l'air et entre 350ps et 500ps dans le mélange Air-SF_6.

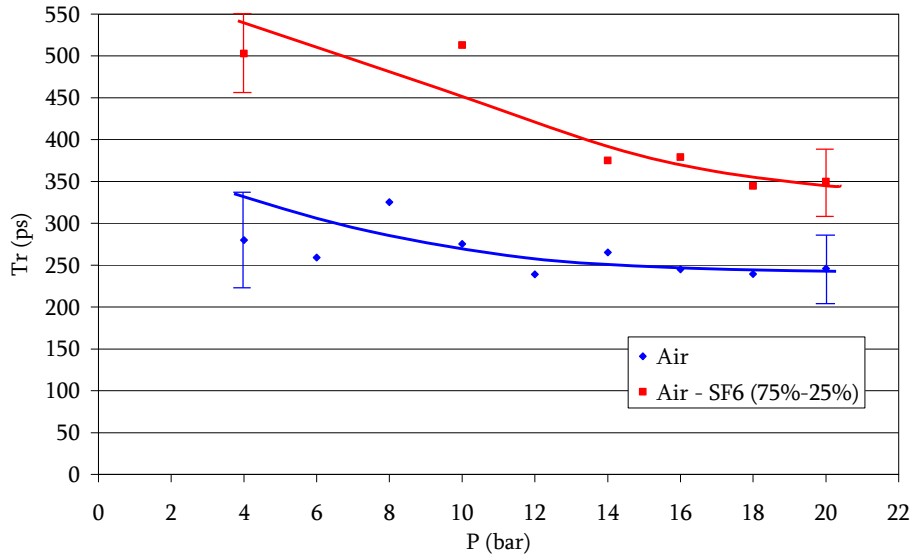


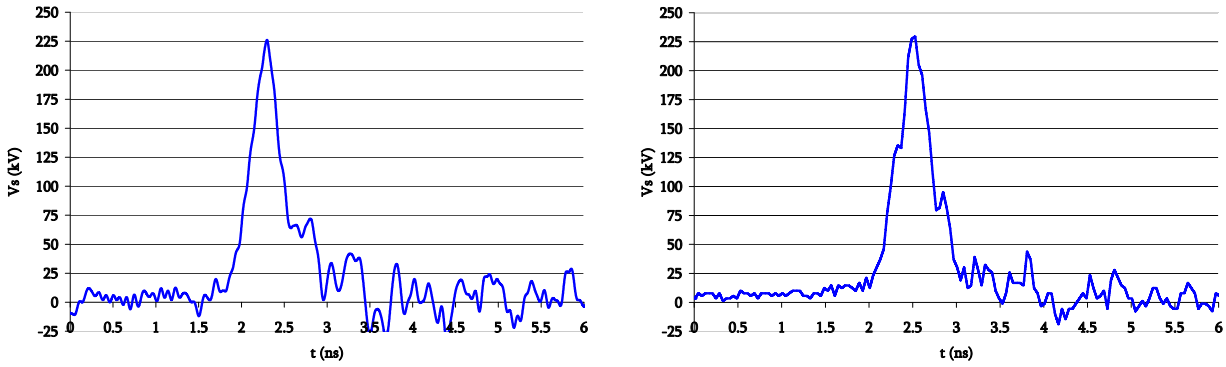
Figure III-40 : Variation du temps de montée en fonction de la pression pour deux gaz

3.2- Performances de la structure complète

On appelle « structure complète » le générateur muni de son éclateur crowbar. Le réglage de la distance inter-électrodes de cet éclateur a fait l'objet d'essais préliminaires dans le but de déterminer la distance crowbar qui conduit au claquage de cet éclateur dans le sommet du front de l'impulsion générée par le Marx. Ainsi, une distance de 1,5mm, soit un disque de diamètre intérieur 18mm, semble être la configuration la mieux adaptée à l'obtention d'une impulsion subnanoseconde avec une perte en rendement minimisée.

De préférence, on choisit l'air pour la fonction d'isolation. Cependant, pour atteindre des niveaux de tension importants, l'apport de SF_6 est inévitable.

Les figures III-41 présentent deux impulsions enregistrées lors des essais en émission présentés dans le dernier chapitre. La charge du générateur est donc constituée d'une ligne coaxiale 50Ω et de l'antenne Valentine (cf. Chapitre 4 § II).



a :
$Vs = 226kV - t_r = 362ps - \theta = 410ps$

b :
$Vs = 230kV - t_r = 380ps - \theta = 460ps$

Figure III-41 : Impulsions de sortie du générateur George dans le mélange 70% air - 30% SF_6 à 17bar

3.3- Performances en régime récurrent

La dernière étude concerne le fonctionnement du générateur en régime répétitif.

Des essais préliminaires à bas niveau, à la pression atmosphérique, ont montré que la mise en conduction continue des deux premiers éclateurs du générateur limitait la fréquence de répétition à une valeur de 145Hz. En créant une circulation d'air sur ces deux éclateurs, cette fréquence maximale peut-être repoussée à 250Hz environ, mais avec une instabilité temporelle de la fréquence supérieure à 1ms. Par la suite, il s'est donc avéré comme indispensable d'interrompre la charge des condensateurs après chaque commutation du générateur.

Les essais à fort niveau sont donc réalisés avec un chargeur Maxwell 40kV-2kJ/s piloté pour pouvoir interrompre la charge durant la commutation du générateur. La tension de charge maximale du chargeur ne permet pas de faire fonctionner le générateur à pleine tension. Une tension de charge de 40kV permet d'obtenir une tension de sortie de 170kV environ sur 50Ω. Un mélange air-SF_6 à 10bar permet d'obtenir l'impulsion

présentée, en monocoup, sur la figure III-42. Les essais sont effectués par salves d'impulsions, de 5 secondes de durées, entrecoupées de temps d'arrêts de quelques minutes.

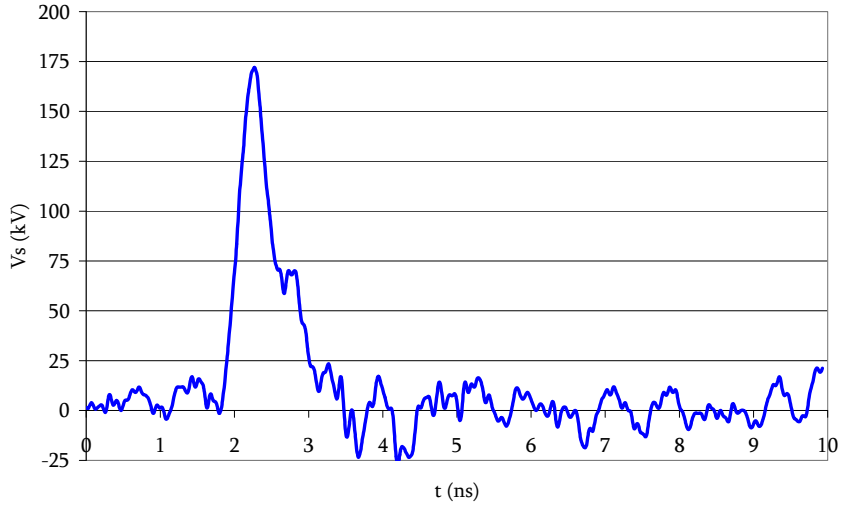
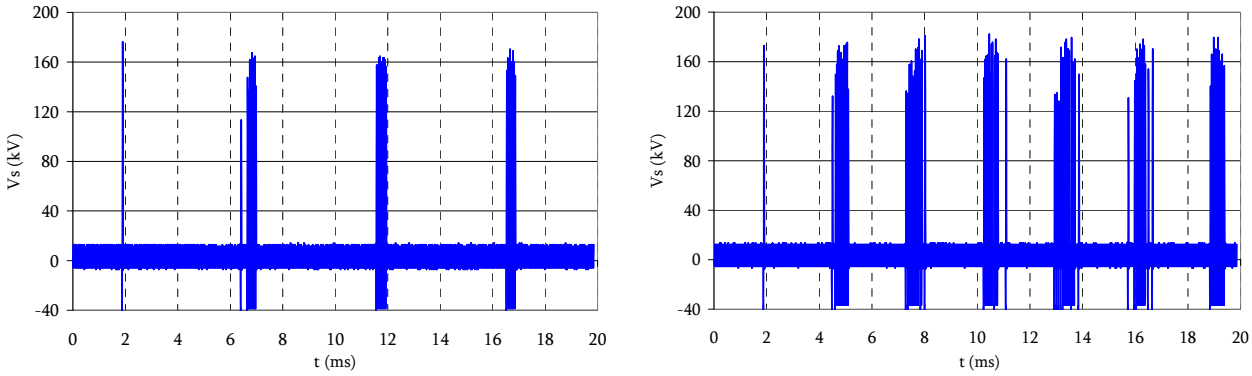


Figure 42 : Allure de l'impulsion en monocoup
V_S = 170kV – t_R = 280ps – θ = 470ps

Les résultats sont présentés sur les figures 43.a et b sous forme d'oscillogrammes en enveloppe. Une fréquence de 350Hz a été atteinte à ce niveau de tension de sortie sans diminution du rendement. Un chargeur délivrant une amplitude de tension plus importante permettrait de déterminer les performances du dispositif à des tensions de sortie plus grandes. A 200Hz et 350Hz, l'instabilité temporelle de la fréquence est, respectivement, de 360µs et 620µs.



(a) f = 200Hz *(b) f = 350Hz*

Figure 43 : Fonctionnement en régime récurrent sur 50Ω

L'oscilloscope DPO 70604 permet de faire l'acquisition de toutes les impulsions générées pendant un laps de temps donné. A 350Hz et 170kV (figure III-44), l'acquisition est réalisée pendant une durée de 3,5s. Chaque impulsion est représentée par 5000points sur 10ns.

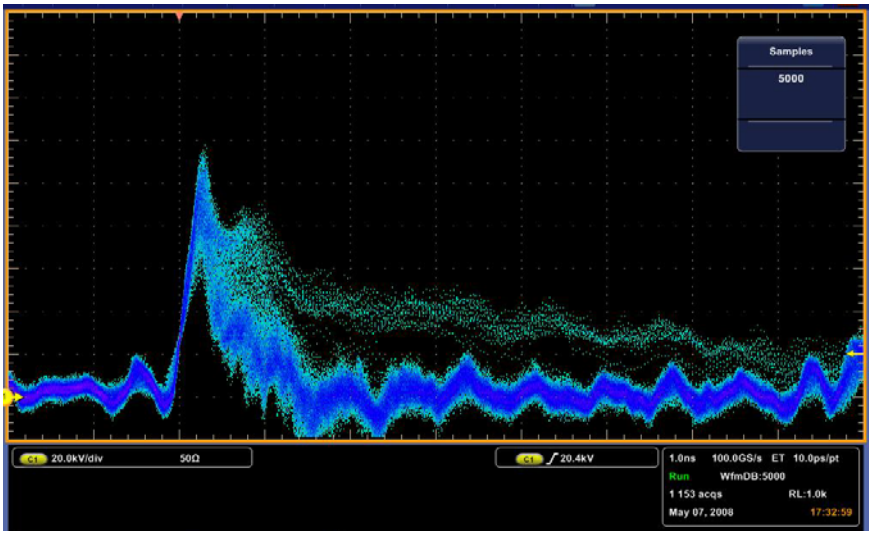


Figure III-44 : Reproductibilité des impulsions à 350Hz
Echelle verticale : 34kV/div – Base de temps : 1ns/div

Pour l'heure, ce régime répétitif est, a priori, limité par les performances du chargeur et de son pilotage. Une campagne d'essai supplémentaire déterminera la fréquence maximale de fonctionnement de la source en régime récurrent.

III- Conclusion du chapitre

Nous avons présenté, dans ce chapitre, l'étude, la réalisation et la caractérisation de deux sources pulsées subnanosecondes récurrentes.

La première source met en œuvre un générateur de Marx (Leonardo) 200kV/34J à fronts raides et un système de mise en forme de l'impulsion constitué d'une ligne de formation d'impédance caractéristique 50Ω et de deux éclateurs pressurisés. Les caractéristiques de l'impulsion bi-exponentielle délivrée par le Marx sont une amplitude de tension de 200kV et un temps de front de 2ns. Avec le système de mise en forme, une impulsion de tension dont l'amplitude est ajustable entre quelques dizaines de kilovolts et

100kV est produite sur une impédance 50Ω. Cette impulsion présente un temps de montée compris entre 200 et 300ps et une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 500ps. Cette source est capable de fonctionner à un taux de répétition de 120Hz pendant quelques secondes.

A partir de l'expérience acquise sur le premier dispositif, un générateur de Marx subnanoseconde (George) a été élaboré. Ce générateur utilise un système de mise en forme de l'impulsion directement inséré sur son dernier étage. Les impulsions générées ont des caractéristiques temporelles équivalentes au premier dispositif. Le temps de montée des impulsions est compris entre 300 et 400ps, la largeur à mi-hauteur entre 400 et 800ps. Le générateur est victime d'un rendement faible du fait d'une capacité équivalente de petite valeur, mais néanmoins des tensions supérieures à 250kV ont été atteintes. Des tests en régime récurrent ont permis de montrer que cette source compacte est capable de fonctionner à une fréquence de 350Hz pendant quelques secondes. Cette source peut aussi être alimentée de façon autonome, à de faibles taux de récurrence, par un chargeur 60kV/60W de 20l fonctionnant à partir de deux accumulateurs et d'un convertisseur DC/DC (figures III-45).

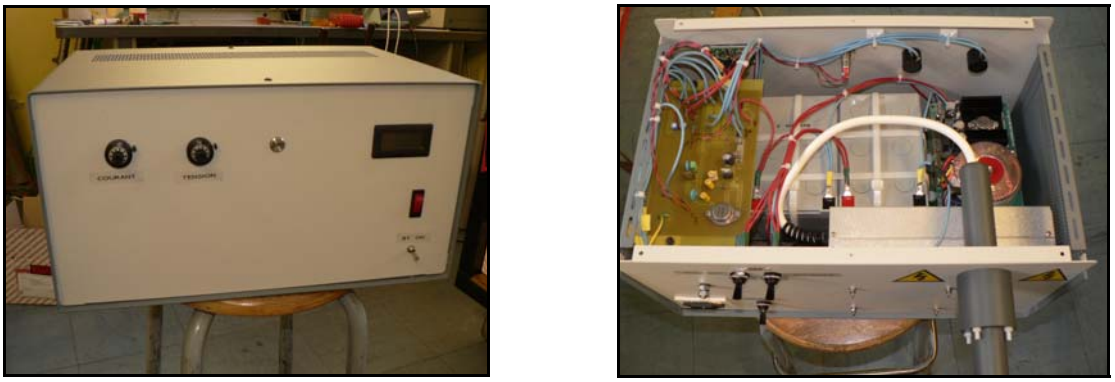


Figure III-45 : Photographies du chargeur autonome 60kV/60W

A pleine tension de charge (100kV/étage), le générateur George serait susceptible de délivrer des amplitudes de tension voisines de 500kV si une pression de 44bar pouvait être maintenue dans un mélange constitué de 75% d'air et de 25% de SF_6. Des expérimentations avec un chargeur plus adapté pourraient permettre d'atteindre des tensions plus élevées à des fréquences de récurrence supérieures.

Chapitre 4

L'antenne Valentine : étude et adaptation pour une utilisation en haute tension

I- Les antennes du domaine ULB

1- Caractéristiques des antennes ULB

Alimentée en énergie électrique haute fréquence, une antenne est chargée de transformer l'énergie électrique en énergie électromagnétique (antenne d'émission) et vice-versa (antenne de réception). Nous ne nous intéresserons, dans ce chapitre, qu'aux antennes d'émission.

Les antennes ULB, par opposition aux antennes bande étroite, se caractérisent par la très large bande spectrale sur laquelle elles sont capables de fonctionner. Les antennes à large bande classiques, disponibles sur le marché, sont prévues pour fonctionner en régime harmonique ou pseudo-harmonique et n'offrent généralement pas les caractéristiques souhaitées pour les expérimentations dans le domaine transitoire. Elles sont classiquement alimentées par des sinusoïdes amorties ou non, de fréquences variables, mais comprises dans leur bande de travail. Elles sont habituellement employées pour des applications telles que les tests de compatibilité électromagnétique (CEM) ou les mesures de surface équivalente radar (SER) [IMB99], [GAL02], [DEL06].

Diverses caractéristiques doivent être respectées simultanément pour qu'un aérien corresponde à une application ULB. Les paramètres permettant la définition fréquentielle et temporelle de l'antenne sont, essentiellement, son impédance d'entrée, son gain, ses diagrammes de rayonnement et la bande passante résultante.

1.1- L'antenne dans le circuit électrique

1.1.1- L'impédance d'entrée de l'antenne

Au sein du circuit électrique dans lequel elle est insérée, souvent en tant que terminaison ou charge, l'antenne est vue comme un dipôle par le circuit (figure IV-1). La source électrique pulsée qui fournit le signal transitoire est caractérisée par son impédance interne $Z_G(f) = R_G(f) + jX_G(f)$. De même, pour l'antenne, on définit son impédance

d'entrée $Z_A(f) = R_A(f) + jX_A(f)$ qui correspond à la charge ramenée au niveau du circuit par le dispositif rayonnant.

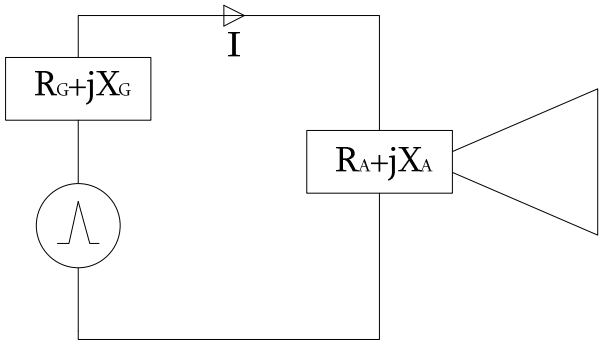


Figure IV-1 : L'antenne en tant que dipôle. Définition de l'impédance d'entrée

D'un point de vue théorique, puisque l'impédance de l'antenne est complexe, la puissance fournie par le générateur à l'antenne se compose d'une puissance active ($\frac{1}{2}R_A I^2$) et d'une puissance réactive ($\frac{1}{2}X_A I^2$).

Le transfert de l'énergie entre le générateur et l'antenne est donc maximal pour :

$$Z_G(f) = Z_A^*(f), \text{ soit } R_G(f) = R_A(f) \text{ et } X_G(f) = -X_A(f)$$

Le raisonnement traditionnel consiste à adapter l'antenne de façon à ce que la partie réelle de son impédance soit égale à celle du générateur, sur la bande de fréquence de l'impulsion à rayonner, et la partie imaginaire nulle sur cette même bande. En pratique, l'impédance d'entrée de l'antenne ne peut pas être maintenue constante sur l'ensemble de la bande de fréquence. Différentes grandeurs sont alors introduites pour quantifier la désadaptation qui en résulte.

1.1.2- Le coefficient de réflexion et le rapport d'ondes stationnaires

Une manière de caractériser les désadaptations de l'antenne en entrée est d'étudier l'évolution fréquentielle de son coefficient de réflexion ρ défini par :

$$\rho = \frac{Z_A - R_0}{Z_A + R_0} \qquad (4\text{-}1)$$

où R_0 est l'impédance de normalisation (égale à 50Ω) ou celle du générateur R_G. Le plus souvent, il est exprimé en décibels par : $S_{11} = 20 \cdot \log|\rho|$.

Une autre façon de caractériser cette désadaptation d'impédance est le rapport d'ondes stationnaires (ROS), directement lié au coefficient de réflexion par :

$$ROS = \left|\frac{1+\rho}{1-\rho}\right| \qquad (4\text{-}2)$$

Lorsque l'adaptation est parfaite, c'est-à-dire, lorsque l'impédance de l'antenne est purement réelle et égale à l'impédance caractéristique de la source (généralement 50Ω), le coefficient de réflexion est nul et le ROS égal à 1. Concrètement, dans ce cas, toute l'énergie est absorbée par la charge et il n'existe aucune réflexion par la charge.

En pratique, ces désadaptations sont visualisées, en fréquentiel, à l'aide d'un analyseur de réseau préalablement calibré qui fournit le coefficient de réflexion en module et en phase ou en parties réelle et imaginaire. Elles peuvent également être visualisées, en temporel, par la méthode de réflectométrie. Dans cette technique de mesure, on excite l'antenne par un échelon de tension de temps de montée très bref. Les parties réfléchies de cette onde incidente représentent les diverses variations d'impédance. Cette méthode permet de localiser et d'identifier les désadaptations sur l'antenne.

1.2- L'antenne en tant que convertisseur d'énergie

1.2.1- Le diagramme de rayonnement

C'est un diagramme qui représente les variations de la puissance que rayonne l'antenne par unité d'angle solide dans les différentes directions de l'espace.

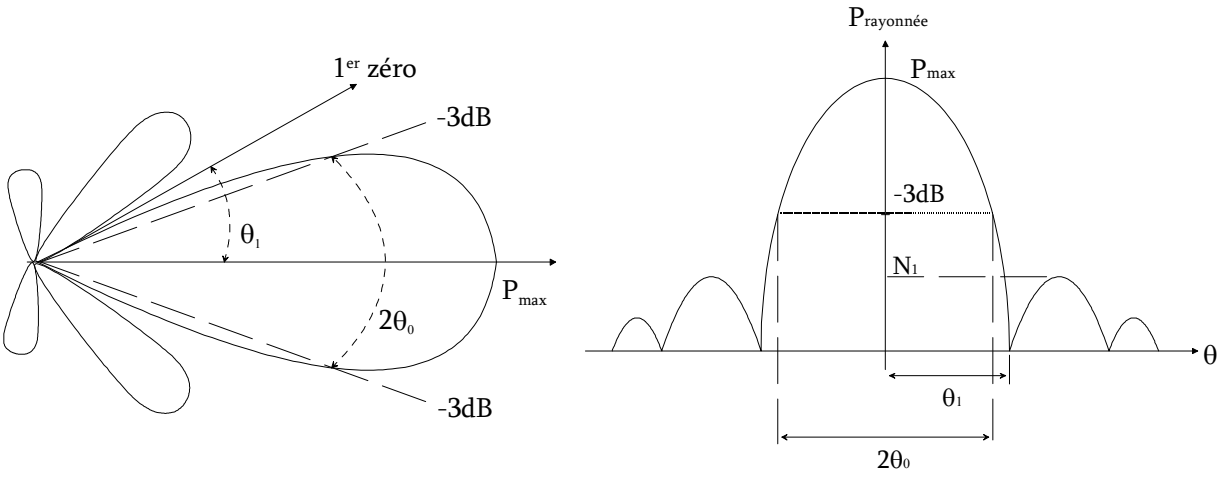


Figure IV-2 : Diagrammes de rayonnement en coordonnées polaires et cartésiennes

En dehors du cas des antennes omnidirectionnelles, les antennes ne rayonnent pas leur puissance de façon uniforme dans toutes les directions de l'espace. Il y a en général, une direction de rayonnement privilégiée autour de laquelle se trouve concentrée une grande partie de la puissance rayonnée et des directions de rayonnement secondaires autour desquelles se répartit la fraction de la puissance rayonnée restante.

Ces diagrammes sont caractérisés par un lobe de rayonnement principal et des lobes de rayonnement secondaires. On appelle angle d'ouverture à -3dB, l'angle $2\theta_0$ défini sur la figure IV-2 ; il s'agit de l'angle correspondant aux deux directions du lobe principal pour lesquelles la puissance est égale à la moitié de la puissance maximale P_{max} du champ rayonné. Lorsque l'antenne a un lobe principal assez étroit, la plus grande partie de la puissance rayonnée est comprise dans l'angle $2\theta_0$. L'antenne est dite directive. D'autres caractéristiques intéressantes d'un diagramme de rayonnement sont l'angle θ_1 du premier zéro par rapport à la direction de rayonnement principal et le niveau du premier lobe secondaire (N_1) et des lobes arrières. On cherchera, dans la pratique, à ce que ce niveau soit inférieur à -20dB par rapport au maximum du lobe principal dont le niveau de référence est à 0dB.

1.2.2- Gain et directivité d'une antenne

Considérons une antenne placée en espace libre. A une distance r d'observation suffisamment importante (supérieure à la distance de Fraunhofer du critère de « champ lointain »), le champ rayonné peut être considéré comme plan. La puissance rayonnée dans une direction (r, θ, φ) par unité d'angle solide (figure IV-3) est alors définie par :

$$\Pi(\theta,\varphi) = \frac{1}{2\eta_0}\left|\vec{E}(r,\theta,\varphi)\right|^2 \cdot r^2 \qquad (4\text{-}3)$$

avec $\eta_0 = 120\pi$ (impédance d'onde dans l'espace libre).

Le gain d'une antenne dans une direction (θ, φ) est donné par :

$$G(\theta,\varphi) = \Pi(\theta,\varphi)\frac{4\pi}{P} \qquad (4\text{-}4)$$

où P est la puissance de référence (délivrée par le générateur pulsé).

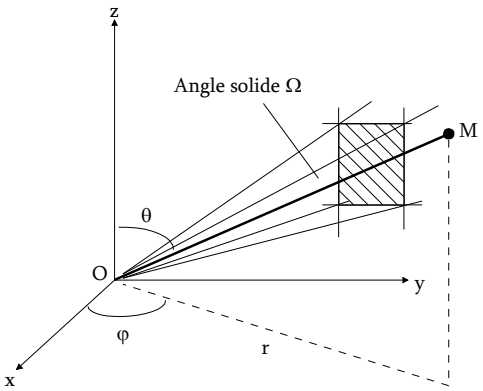


Figure IV-3 : Définition graphique de l'angle solide

Suivant la puissance de référence considérée, trois types de gain peuvent être définis :

- le gain réalisé $G_r(\theta,\varphi)$ où P est la puissance délivrée par le générateur. Ce gain tient compte des pertes en transmission et de désadaptation de l'antenne.
- le gain intrinsèque $G_i(\theta,\varphi)$ où P est la puissance acceptée par l'antenne. On considère alors que l'antenne est parfaitement adaptée à la source.
- la directivité $D(\theta,\varphi)$ où P est la puissance totale rayonnée. La directivité caractérise la manière dont l'antenne répartit l'énergie dans l'espace sans tenir compte ni des désadaptations, ni des pertes.

Les gains et la directivité d'une antenne sont souvent exprimés en décibel :

$G_{dB} = 10\log(G(\theta,\varphi))$; $D_{dB} = 10\log(D(\theta,\varphi))$.

Les résultats présentés dans la suite de ce chapitre et dans le chapitre suivant correspondent à des gains intrinsèques pour les simulations et à des gains réalisés pour les expérimentations. Leur comparaison devient possible lorsque l'antenne, adaptée au générateur, présente un coefficient de réflexion inférieur à -10dB.

Dans la réalisation d'une antenne ULB, un effort tout particulier est porté sur le gain de façon à ce qu'il soit constant sur une bande de fréquence la plus large possible.

1.2.3- Polarisation du champ rayonné

La polarisation du champ électromagnétique rayonné par une antenne est donnée par la direction du champ électrique E. La polarisation peut-être rectiligne, circulaire, ou elliptique. Pour des questions de commodité de mesure et de transfert de puissance, on préférera utiliser deux antennes (émission et réception) dont la polarisation est identique. L'antenne présentée dans ces travaux a une polarisation rectiligne verticale (lignes de champ E verticales).

Pratiquement, pour des raisons d'imperfections de fabrication ou de choix de structure, l'antenne peut émettre aussi de la puissance en polarisation croisée. Typiquement, on trouve des niveaux de polarisation croisée inférieurs à -20dB par rapport à la polarisation nominale dans le faisceau principal et de -5dB à -10dB dans les lobes latéraux.

2- Les antennes envisageables pour l'application

Il existe une grande variété d'antennes candidates à des applications ULB, moyennant une optimisation à effectuer pour répondre à ces besoins. Parmi celles-ci, on peut citer :

- les antennes multi-résonnantes comme l'antenne log-périodique,
- les antennes à ouvertures rayonnante comme le cornet,
- les antennes à réflecteurs comme l'antenne IRA,
- les antennes à ondes progressives comme le bicône ou d'autres antennes à géométries spéciales.

Dans beaucoup d'applications ULB, les éléments rayonnants sont le résultat de conceptions adaptées au cas par cas suivant les exigences du cahier des charges. Dans notre cas, on cherchera une antenne directive, capable de supporter des niveaux de tension très élevés (plusieurs centaines de kilovolts) et dont la bande passante permet de couvrir le spectre entier de l'impulsion émise par la source ULB. Le critère de dispersion de l'antenne

n'est pas majeur (étalement de l'impulsion rayonnée relatif au centre de phase instable de l'antenne) dans notre application comme dans celle des radars ULB, cependant l'obtention d'une impulsion de champ la plus courte possible est souhaitée.

2.1- Les antennes résonantes larges bandes

2.1.1- Les antennes log-périodiques

Les antennes log-périodiques (figure IV-4) sont constituées de plusieurs dipôles élémentaires montés en parallèle sur une armature à deux brins, de telle sorte que deux dipôles consécutifs soient en opposition de phase lorsque l'antenne est alimentée. Chaque brin rayonne indépendamment avec un maximum d'efficacité lorsque sa longueur correspond à la demi-longueur d'onde de la fréquence d'alimentation. Ainsi, la fréquence basse est déterminée par la dimension du plus grand brin et la fréquence haute par celle du plus petit.

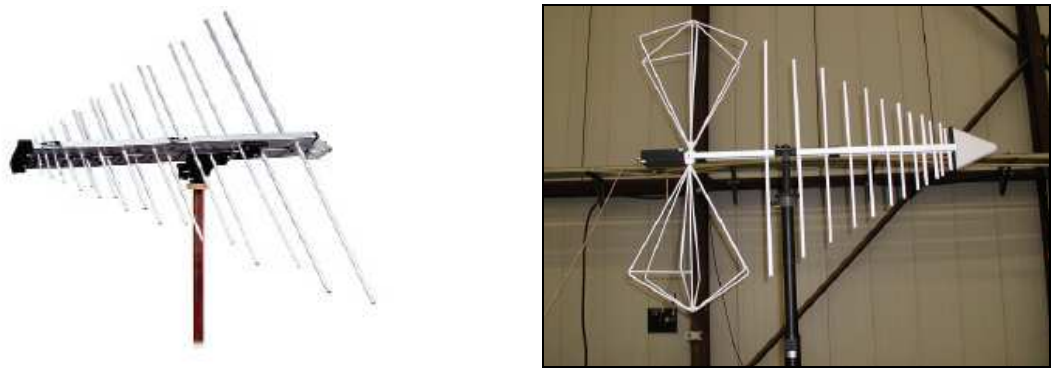


Figure IV-4 : Antennes log-périodiques

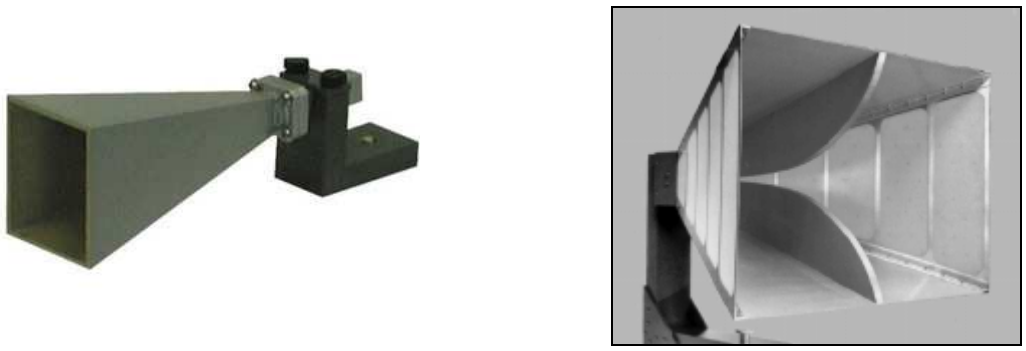
Les antennes disponibles dans le commerce présentent, généralement, une impédance d'entrée de 50Ω sur une bande de fréquence assez large (une décade environ). Les structures efficaces en basse fréquence sont naturellement encombrantes (une fréquence basse de 200MHz correspond à un brin de 75cm de long). Certains dispositifs associent à cette structure une antenne bi-cône afin de réaliser un compromis encombrement/bande passante. Les structures classiques ne supportent que des niveaux de puissance de l'ordre du kilowatt pour un gain autour de 6dB sur une décade. Une modification importante de la structure doit donc être envisagée pour rayonner des puissances importantes.

2.1.2- Les monopôles et dipôles

Hors de leurs plages de résonance, les monopôles et les dipôles peuvent se présenter comme des structures élémentaires ULB. Cependant, leurs niveaux de gain sont très faibles, leurs diagrammes de rayonnement ne sont pas directifs et leurs impédances d'entrée sont généralement élevées. On utilise des dipôles miniatures en métrologie comme capteur de champ E très large bande.

2.2- Les antennes à ouvertures rayonnantes : les cornets

Les cornets TEM ont une forme évasée pyramidale ou conique (figure IV-5.a). Dans les hautes fréquences de leur spectre d'utilisation, ils sont alimentés, le plus souvent, par un guide d'onde. Pour les fréquences les plus basses, le système d'alimentation est généralement constitué d'un câble coaxial terminé sur un brin quart d'onde et il est donc difficile d'y faire transiter des signaux de forts niveaux. Ce type d'antenne large bande n'est pas bien adapté à un fonctionnement en régime transitoire. Chaque composante spectrale est émise à partir d'un centre de phase qui se déplace à l'intérieur, provoquant ainsi un étalement du signal émis. De plus, l'obtention de performances en basses fréquences (<1GHz) ne s'obtient que grâce à des structures de taille très importante.



(a) Cornet TEM *(b) Cornet « ridgé »*

Figure IV-5 : Antennes cornets

En ajoutant une paire d'arches de forme exponentielle à la structure du cornet, on forme un cornet « ridgé » (figure IV-5.b). Cette modification permet d'élargir la bande de fonctionnement tout en conservant des dimensions relativement modestes ; cependant les problèmes d'alimentation haute tension subsistent. Ces antennes sont plus largement utilisées en réception (métrologie) qu'en émission.

2.3- Les antennes à réflecteurs

L'association d'un réflecteur de forme parabolique à une source de rayonnement ULB permet d'atteindre des directivités bien supérieures à celles des antennes présentées précédemment. La source rayonnante, placée au foyer du réflecteur, doit être ajustée de façon à ne pas perturber les diagrammes de rayonnement de l'ensemble d'émission.

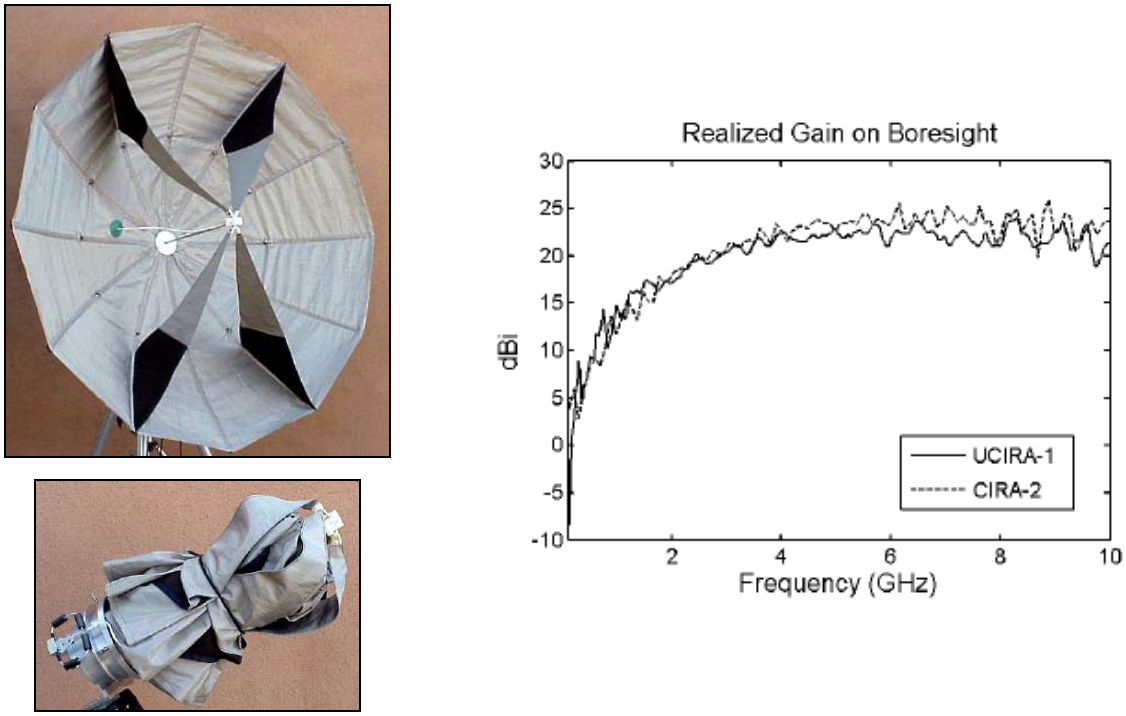


Figure IV-6 : Antenne U-CIRA1 développée par Farr Research (USA) dans sa version ultracompacte et déployable en parachute. Gain réalisé dans l'axe entre 0 et 10GHz

Dans ce domaine, l'entreprise américaine Farr Research excelle. L'antenne U-CIRA1 [FAR04], présentée sur la figure IV-6, est dérivée du modèle IRA [BAU93] développée par Carl Baum. Elle fonctionne dans la bande 250MHz-12GHz et présente un gain relativement constant, autour de 20dB, à partir de 2GHz. Son très faible encombrement (diamètre de 1,42m une fois déployée) en fait une des antennes les plus performantes de la catégorie.

2.4- Les antennes à ondes progressives

Ces antennes se caractérisent par leur mode de fonctionnement particulier. L'élément rayonnant doit être de taille très importante devant la longueur d'onde du

signal à transmettre de telle sorte que, lorsqu'un courant d'excitation se propage le long de la structure métallique, il soit totalement rayonné avant d'atteindre l'extrémité. Tout phénomène de résonance ou d'onde stationnaire est ainsi exclu. Dans la pratique, cette antenne est difficilement réalisable car les dimensions de la structure restent de l'ordre de la plus grande longueur d'onde à émettre. Les différentes conceptions visent à minimiser les réflexions indésirables en bout et les oscillations qu'elles engendrent.

L'adaptation de ces antennes fluctue peu sur de larges bandes de fréquence et il est possible de réaliser des structures directives efficaces. Ces aériens sont les plus utilisés dans les applications ULB impulsionnelles.

2.4.1- Les cônes, bicônes et discônes

Lorsque leurs dimensions sont suffisamment importantes, ces antennes peuvent également être classées dans la famille des antennes à ondes progressives. L'antenne biconique est constituée de deux cônes opposés par leurs sommets (opposés par les bases dans le cas du discône). Ces cônes peuvent être faits d'une tôle roulée ou d'un jeu de tiges métalliques (figure IV-7). L'injection de la puissance se fait au sommet des cônes. Le cône correspond à une demi-antenne biconique posée sur un plan de masse.

Figure IV-7 : Antenne biconique filaire

Le domaine fréquentiel d'application de ces antennes s'étale de 300MHz à 18GHz. Leur adaptation sur 50Ω s'obtient en jouant sur le demi-angle au sommet du (ou des) cône(s). La plage de fréquence couverte peut s'étendre vers le bas en arrondissant les

extrémités des brins. La fréquence de coupure haute est principalement déterminée par la qualité de la continuité électrique entre la ligne d'alimentation et le sommet du câble.

Ces antennes sont très peu directives et présentent donc de faibles gains, inférieurs à 5dB. Leur diagramme de rayonnement est très proche de celui des dipôles. Ces aériens sont omnidirectionnels dans le plan H.

2.4.2- Les antennes à géométries spéciales

On trouve, dans la littérature, plusieurs antennes à ondes progressives, chacune élaborée pour un projet bien précis. Ainsi l'Institut d'Electronique des Forts Courants (Institute of High Current Electronics - IHCE) de Tomsk en Russie a développé une antenne [KOS01] qui combine plusieurs éléments rayonnants (figures I-34 et IV-8) : un monopôle électrique 1, deux dipôles magnétiques 5 et 7 et un cornet TEM 6. La taille de la boucle 5 est ajustable par la plaque 4. Cette antenne est assimilable à une antenne à ondes progressives à laquelle on a rajouté une boucle magnétique qui permet d'augmenter la largeur du spectre dans les basses fréquences.

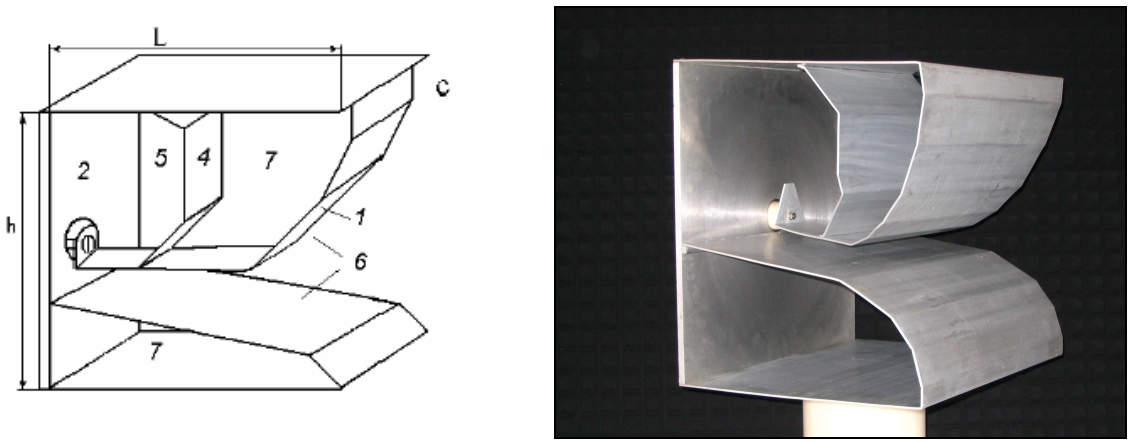


Figure IV-8 : Antenne combinée développée par l'IHCE de Tomsk (Russie)
(L=385mm ; h=450mm)

Maintenue dans une atmosphère de SF_6 à 0,5bar, l'aérien est capable de supporter des amplitudes de tension bipolaire de 460kV crête à crête pendant quelques nanosecondes (τ_p). La longueur de l'antenne L est définie par la largeur d'impulsion maximale à rayonner : $L \approx \tau_p c/2$ (où c est la célérité de la lumière). Le TOS de l'antenne est inférieur à 3 dans la bande passante 200MHz-1,5GHz. Le gain réalisé dans l'axe est

constant entre 6 et 8dB pour un champ rayonné en polarisation rectiligne verticale. L'IHCE a développé un autre modèle de cette antenne [EFR06], [KOS06] aux dimensions réduites (approximativement de 7,5cm en moins sur chaque côté), qui est inséré dans un réseau de 16 antennes.

En France, le projet RUGBI [DEL06], [DIO06] a conduit, ces dernières années, à la réalisation de deux antennes à ondes progressives. RUGBI est un acronyme signifiant « Radar Ultra Grande Bande Instantanée ». Ce projet, mené par le département OSA et le département Photonique du laboratoire XLIM de l'Université de Limoges, visait à concevoir et réaliser un démonstrateur de système radar ULB impulsionnel multi-sources basé sur l'utilisation de commutateurs optoélectroniques afin de repousser les limites en matière de portée, résolution et acquisition des radars ULB impulsionnels. Les antennes développées dans le cadre de ce projet sont basées sur le profil de type « Vivaldi » [GAL02] : l'antenne « Valentine » [DIO07] servant à la réalisation du réseau d'émission et l'antenne « Libellule » [DEL04] servant à la réception des signaux du radar ULB ainsi constitué.

(a) Antenne Libellule *(b) Antenne Valentine dans sa version finale*

Figure IV-9 : Antennes à ondes progressives développées par XLIM

Ces deux antennes sont réalisées suivant le principe exposé précédemment mais leur géométrie est différente. Les composantes basses fréquences de l'impulsion se propageant sur les brins sont rayonnées au niveau où l'ouverture de l'antenne est la plus

grande. Les composantes hautes fréquences sont plutôt émises juste à son entrée. De ce fait, ces antennes présentent une légère distorsion du signal. Pour les fréquences comprises entre 500MHz et 3GHz, le gain de l'antenne Valentine est relativement plat autour de 10dB. Pour l'antenne Libellule, celui-ci est de 12dB entre 500MHz et 4GHz.

3- L'antenne Valentine

L'antenne Valentine utilisée pour nos travaux (figure IV-10) est le prototype de l'antenne qui a été réalisée dans le cadre du projet RUGBI (figure IV-9.b).

Elle est constituée de deux rubans de laiton découpés puis appliqués sur des armatures en bois maintenant le profil voulu. Deux flancs latéraux, également en bois, viennent assurer la tenue verticale de l'ensemble, comme le montre la figure IV-10.

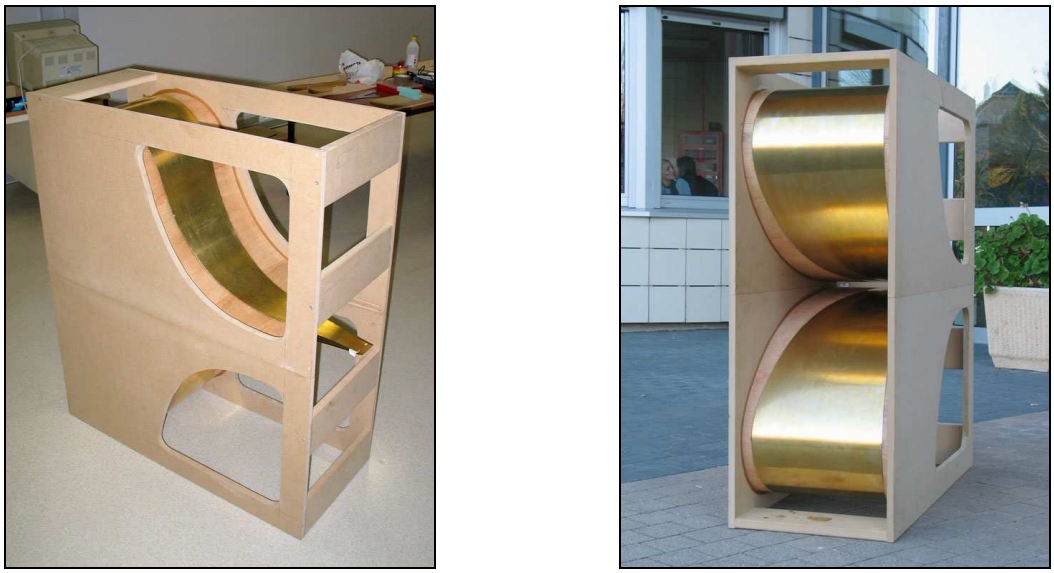


Figure IV-10 : Antenne Valentine dans sa version prototype

Cette antenne ne supporte que de faibles niveaux de tension du fait de la transition d'entrée. Cette dernière permet d'acheminer l'impulsion d'une ligne de transmission coaxiale 50Ω (type RG-213U) vers l'antenne dont la construction impose une alimentation biplaque de section carrée 50Ω (figure IV-11).

Figure IV-11 : Transition coaxiale-biplaque « Tulipe » en entrée d'antenne

La tenue en tension d'une telle transition dans l'air est d'environ 25kV pour des durées d'impulsions de l'ordre de la nanoseconde. L'objectif des travaux présentés dans ce chapitre consiste en l'amélioration de la tenue en tension de cette transition mais également de l'antenne complète pour pouvoir supporter les impulsions haute tension des sources pulsées sans conduire au claquage.

La modification géométrique de l'antenne ne doit pas altérer ses performances électriques. C'est pourquoi, un outil numérique de simulation électromagnétique a été utilisé pour optimiser le nouveau profil de l'antenne Valentine.

II- Adaptation haute tension de l'antenne Valentine

1- Modélisation numérique de l'antenne

Le logiciel de simulation électromagnétique Microwave Studio [MWS06] développé par CST (Computer Simulation Technology) a été utilisé pour réaliser un modèle en trois dimensions de l'antenne. Cet outil nous a permis d'étudier les caractéristiques fréquentielles et transitoires de cette antenne afin de l'adapter mécaniquement pour le rayonnement de fortes puissances.

1.1- Présentation du logiciel

Cet outil de simulation numérique utilise une méthode proche de la FDTD (Finite Difference Time Domain), la méthode d'intégration finie « FIT » (Finite Integral Technique) qui a été proposée en 1977 par T. Weiland [WEI77]. Cette méthode consiste à échantillonner spatialement les équations de Maxwell sous leur forme intégrale. Le maillage généré du domaine de calcul dans lequel se trouve la structure à étudier est volumique. Chaque cellule du maillage de Microwave Studio est cubique.

1.2- Résolution numérique par la technique d'intégration finie (FIT)

Tout phénomène électromagnétique macroscopique observé peut-être décrit mathématiquement par les équations de Maxwell. Ces équations spécifient que toute variation spatiale d'un champ (électrique ou magnétique) en un point de l'espace entraîne (ou est due à) l'existence, ou la variation temporelle, d'un autre champ (magnétique ou électrique) au même point de l'espace. Cette définition locale aboutit à un système de quatre équations différentielles :

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \\ \nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \end{cases} \tag{4-5}$$

La méthode FIT (Finite Integration Technique) utilise ces quatre équations sous leur forme globale [CLE01], elles expriment alors des relations entre les champs dans une région de l'espace et non plus en un point :

$$\int_S n \cdot \vec{\nabla} \times \vec{E}\, dA = \oint_C \vec{E} \cdot dl = -\int_S \vec{n} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} dA \quad \text{(Loi d'induction de Faraday)} \tag{4-6.a}$$

$$\int_S n \cdot \vec{\nabla} \times \vec{H}\, dA = \oint_C \vec{H} \cdot dl = \int_S \vec{n} \cdot \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \right) dA \quad \text{(Théorème d'Ampère)} \tag{4-6.b}$$

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{D}\, dV = \oint_S \vec{n} \cdot \vec{D}\, dA = \int_V \rho\, dV = Q_V \quad \text{(Equation de Gauss)} \tag{4-6.c}$$

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{B}\, dV = \oint_S \vec{n} \cdot \vec{B}\, dA = 0 \quad \text{(Conservation du flux magnétique)} \tag{4-6.d}$$

Le domaine de calcul est discrétisé suivant un maillage cubique pour développer différentes équations sous formes matricielles pour chacune des faces des cubes. La résolution de ces systèmes matriciels permet de répondre à des problèmes statiques, temporels et aussi fréquentiels par transformée de Fourier. Le volume de calcul est borné, l'outil utilise alors des conditions absorbantes aux frontières pour étudier des systèmes ouverts, en espace libre, et assurer ainsi l'absence de réflexion des ondes sortantes. Le logiciel calcule donc, en chaque point du volume de calcul discrétisé, les composantes du champ électromagnétique à partir des équations de Maxwell. Le calcul prend en compte les caractéristiques électromagnétiques du point considéré mais aussi les valeurs des composantes adjacentes.

1.3- Définitions utilisées dans le logiciel Microwave Studio

Avant d'aborder les simulations, il me paraît important de rappeler les définitions utilisées dans le logiciel pour chacun des paramètres caractéristiques des domaines temporel et fréquentiel.

Directivité : $D(\theta,\varphi) = 4\pi \times \dfrac{\text{puissance rayonnée par unité d'angle solide}}{\text{puissance totale rayonnée}}$

Gain : $G(\theta,\varphi) = 4\pi \times \dfrac{\text{puissance rayonnée par unité d'angle solide}}{\text{puissance acceptée par l'antenne}}$

Rendement : $\eta_{ray} = \dfrac{G(\theta,\varphi)}{D(\theta,\varphi)} = \dfrac{\text{puissance totale rayonnée}}{\text{puissance acceptée par l'antenne}}$

On constate que la définition du gain sous Microwave Studio ne prend pas en compte les pertes de désadaptation de l'antenne.

Les paramètres S à un port donné sont définis comme le rapport entre le spectre du signal sortant du port et le spectre du signal entrant dans le port. Les spectres sont calculés par TFD (Transformée de Fourier Discrète). L'impédance d'entrée et le TOS sont déduits de ces calculs.

1.4- Solveur de résolution et diagnostics disponibles

L'utilisation d'un outil de résolution dans le domaine temporel est très avantageuse en termes de temps de calcul pour la simulation d'antenne volumineuse sur de larges bandes de fréquence. Le solveur temporel calcule à partir des équations de Maxwell discrétisées les composantes du champ électromagnétique dans chaque élément du maillage, pour chaque pas temporel. Il utilise le schéma de résolution dit « Leap Frog » (schéma d'avancement du calcul par saut de mouton). Il détermine ainsi la transmission d'énergie entre les différents ports d'excitation de la structure et l'espace libre.

Les fonctions macros de post-traitements prédéfinies permettent de déterminer les paramètres caractéristiques en rayonnement de l'antenne (gain, directivité, diagrammes dans les plans E et H) dans toutes les directions de l'espace en trois dimensions ainsi que les paramètres S. Des sondes de champ peuvent être utilisées pour relever l'allure temporelle du champ pendant l'analyse transitoire. Ces sondes peuvent être définies à l'intérieur ou à l'extérieur du domaine de calcul.

2- Elaboration d'une nouvelle transition Tulipe

2.1- Etude de la transition coaxiale-biplaque

La pièce mécanique d'entrée de l'antenne présentée précédemment en figure IV-11 était prévue initialement pour transformer, dans l'air, une géométrie de ligne de transmission coaxiale d'impédance 50Ω (munie à son entrée d'une prise de type N) en une géométrie biplaque en entrée d'antenne d'impédance 50Ω (avec un isolant téflon inséré entre les deux plaques). Les niveaux maxima de tension acceptables étaient de l'ordre de 25kV pour des durées d'impulsions de l'ordre de la nanoseconde.

Nous allons maintenant présenter les résultats de la modélisation qui ont permis par la suite de modifier cette transition pour notre application très haute tension en transitoires rapides.

Bien que l'utilisation de cette transition pour des impulsions courtes présentant des fronts de montée subnanosecondes nous aurait incité à diminuer, autant que possible, les dimensions de cette structure, la nécessité d'une tenue diélectrique importante (quelques centaines de kilovolts) nous a poussé, au contraire, à augmenter la taille des pièces, à agrandir les diamètres des conducteurs et la distance qui les sépare et à rajouter un matériau isolant.

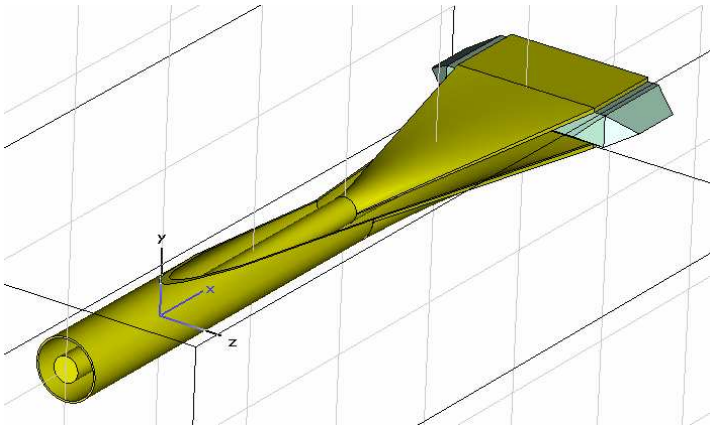


Figure IV-12 : Transition Tulipe modélisée sous CST

La littérature sur ce type de transition n'est pas abondante et même très rare. Cependant, on trouve quelques indications empiriques dans des travaux menés par E. G. Farr [FAR94] et P. R. Foster [FOS95] sur le sujet. Selon P. R. Foster, la longueur totale d'une telle transition doit être égale au quart de la longueur d'onde de la fréquence la plus basse du spectre de l'impulsion à transiter.

Ainsi cette transition (modèle présenté en figure IV-12), mesurant 20cm de long, a une fréquence de coupure basse proche de 375MHz. Une simulation permet de confirmer cette valeur. La transition est fermée côté biplaque par un port d'onde adapté sur la bande. On note une fréquence de coupure basse (S_{11} inférieur à -10dB) de 394MHz (figure IV-13).

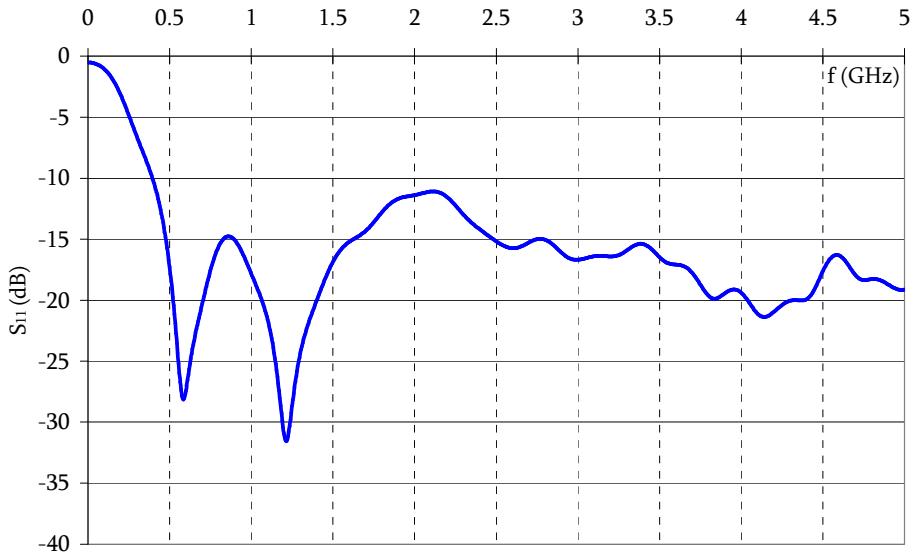
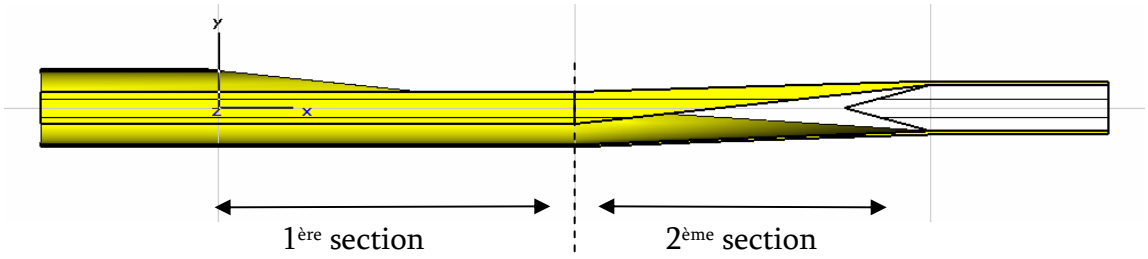
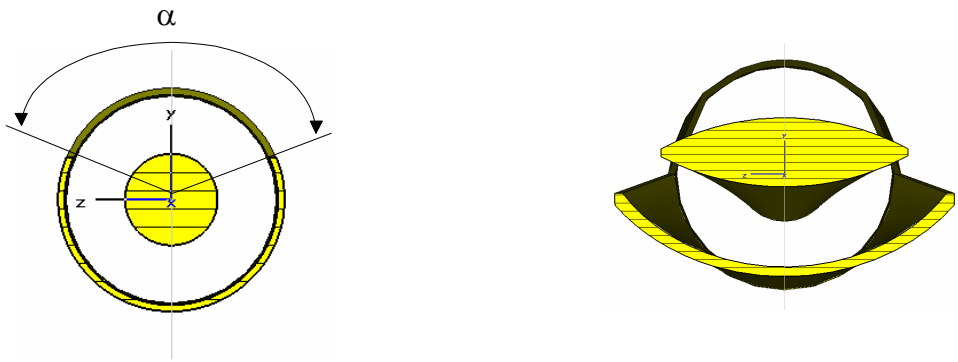


Figure IV-13 : S_{11} de la transition Tulipe originale obtenu en simulation

Pour une meilleure compréhension de son comportement, la pièce peut-être scindée en deux parties distinctes comme le montre la figure IV-14.a.



(a) Vue en coupe de la transition Tulipe



(b) Section 1 *(c) Section 2*

Figure IV-14 : Structure de la transition Tulipe

Dans la première section (figure IV-14.b), le conducteur extérieur de la ligne coaxiale d'entrée est coupé longitudinalement jusqu'à un angle α = 180° et le conducteur

intérieur reste inchangé. L'impédance caractéristique dans cette section de ligne augmente donc au fur et à mesure que l'angle α croît vers 180°. Dans la deuxième section (figure IV-14.c), le profil du conducteur extérieur évolue vers un profil plat à section droite rectangulaire. Il devient, progressivement, la plaque inférieure de la ligne. Le conducteur intérieur de la ligne coaxiale tend à devenir, par une série de profils elliptiques, la plaque supérieure de la ligne.

Une analyse en réflectométrie sous CST permet de déterminer l'évolution de l'impédance le long de la structure. On constate que, dans la section 1, l'impédance croît de 50Ω à 65Ω. Dans la section 2, l'impédance décroît légèrement et se stabilise autour de la valeur finale de l'impédance caractéristique de la ligne biplaque 50Ω.

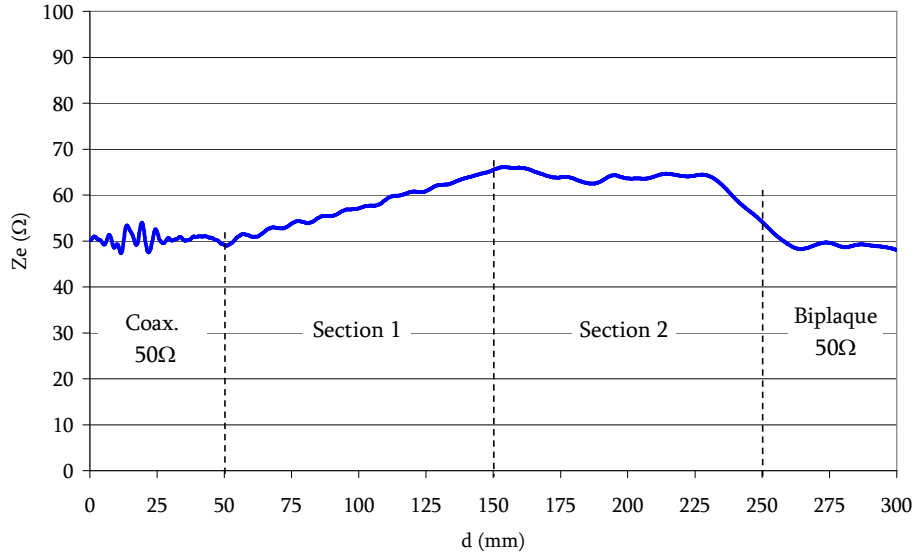


Figure IV-15 : Evolution de l'impédance le long de la transition

2.2- Modification pour un fonctionnement haute tension / forte puissance

La transition modifiée doit pouvoir s'adapter directement à la source pulsée dont le diélectrique a été choisi au préalable (polyamide-nylon). Pour maintenir une impédance constante de 50Ω entre la source et la transition, les diamètres de la ligne coaxiale sont fixés par les cotes géométriques de la sortie de cette source.

Parmi les isolants disponibles pour maintenir une rigidité diélectrique suffisante dans la transition, trois possibilités s'offraient à nous : un gaz, un isolant solide ou liquide. Un isolant solide est, en effet, à proscrire. Son usinage serait trop compliqué à réaliser et,

en cas de rupture diélectrique, la maintenance serait trop lourde. Parmi les deux choix restants, nous avons choisi d'utiliser une huile, qui semble être une solution plus simple à mettre en œuvre. L'étanchéité de la transition exigée par l'huile est moins complexe que dans le cas d'un gaz, où, pour avoir une rigidité diélectrique équivalente, la pression du gaz doit être élevée.

Pour estimer grossièrement la rigidité diélectrique de cette nouvelle transition, une formule, mise en œuvre dans les années 50 par Charlie Martin et rappelée Adler [ADL89], permet de déterminer approximativement le champ critique d'une huile diélectrique soumis à une impulsion haute tension.

Cette relation s'écrit :

$$E_{max} = \frac{0,48}{t_{63}^{1/3} \cdot A^{0,075}} \qquad (4\text{-}7)$$

où : - t_{63} représente la durée de l'impulsion à 63% du maximum (en µs),

- A est l'aire du conducteur central de la ligne coaxiale ($A=\pi dl$ en cm²). Le diamètre d est celui du conducteur intérieur de ligne coaxiale et l la longueur du conducteur plongée dans l'huile,

- E_{max} est le champ électrique maximum appliqué dans la ligne coaxiale en MV/cm.

Dans notre cas de figure, la valeur de E_{max} susceptible de conduire au claquage de la transition serait, pour une impulsion d'une durée maximale de 5ns :

$$\left.\begin{array}{l} t_{63} = 5.10^{-3}\,\mu s \\ A = 118 cm^2 \ (d = 1,5cm\ ;\ l = 25cm) \end{array}\right\} \Rightarrow \quad E_{max} = 1,96 MV/cm$$

La structure de la transition engendre des renforcements de champ dans la seconde section de la géométrie. Ces angles vifs peuvent réduire considérablement la tenue diélectrique de la transition. Au final, seule l'expérience pourra déterminer la tenue diélectrique d'une telle structure.

D'autre part, les cotes géométriques influent également sur ses caractéristiques en hautes fréquences. Il existe une loi empirique, définie par C. Baum [FAR94], qui lie les dimensions de la transition et le temps de montée. Ainsi, on peut définir les cotes

géométriques de la transition en fonction du temps de montée t_r de l'impulsion à transmettre à l'antenne. Cette relation s'écrit :

$$t_r = \frac{\pi^2}{2} \frac{\sqrt{\varepsilon_r}\left(\frac{D}{2}\right)^2}{lc} \qquad (4\text{-}8)$$

où : - ε_r représente la permittivité diélectrique relative de l'isolant utilisé,

- D est le diamètre du conducteur extérieur de la ligne coaxiale,

- l est la longueur de la transition,

- c célérité de la lumière.

Cette loi incite bien évidemment à choisir un conducteur extérieur de diamètre le plus petit possible pour l'élaboration de la transition. Un tube de cuivre de diamètre intérieur 65mm est choisi pour cette réalisation. La longueur de la transition est fixée à 300mm de façon à avoir une fréquence de coupure basse à 250MHz. L'utilisation d'une huile de synthèse (Univolt) ayant une permittivité relative de 2,3 conduirait à un temps de montée minimum de 105ps parfaitement compatible avec les sources développées dans le cadre de notre application.

2.3- Modélisation de la nouvelle transition Tulipe haute tension

Une fois les cotes de la transition prédéfinies, une modélisation permet d'estimer son comportement en fréquence et en transitoire afin de la comparer à la transition originale. L'insertion d'une plaque de PVC (schématisée en bleu sur la figure IV-16) entre les deux conducteurs de la ligne biplaque permet de maintenir une rigidité diélectrique conséquente (15kV/mm en continu) entre les deux plaques de la ligne qui ne sont pas plongées dans l'huile.

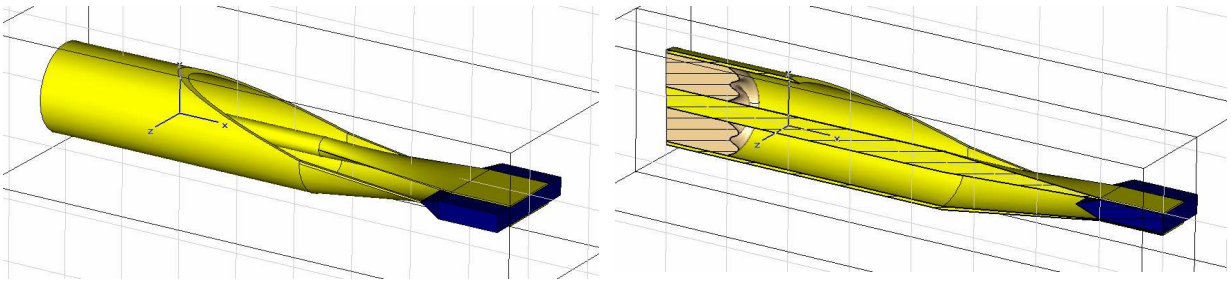


Figure IV-16 : Dessin de la nouvelle transition sous CST

L'analyse du coefficient de réflexion (figure IV-17) de la transition permet de déterminer sa fréquence de coupure basse à -10dB. Celle-ci est de 230MHz. Ce résultat était attendu du fait des nouvelles cotes géométriques et plus particulièrement de sa longueur.

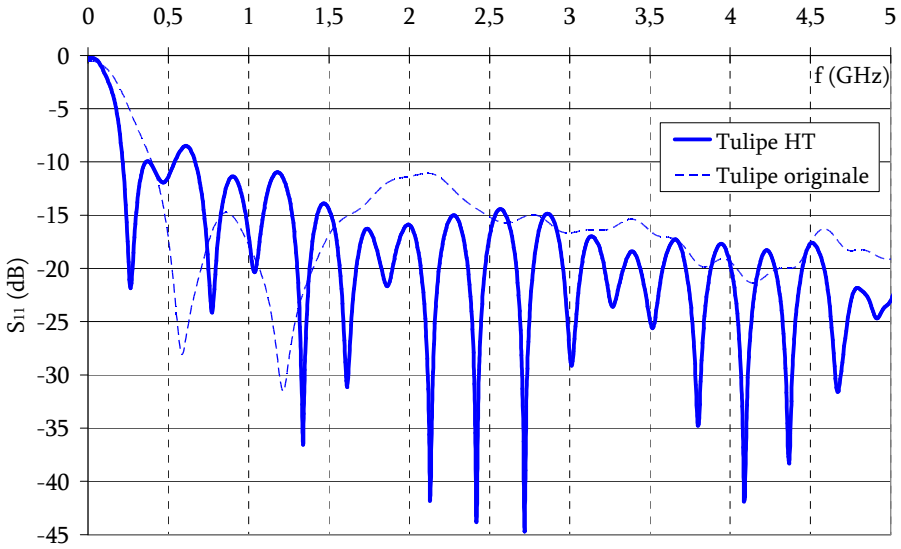


Figure IV-17 : Coefficient de réflexion de la nouvelle transition Tulipe haute tension

De la même manière que cela avait été fait pour la Tulipe originale (cf. §II.2.1), on procède à une analyse en réflectométrie. La figure IV-18 trace l'évolution de l'impédance le long de la transition en fonction du temps de parcours de l'impulsion pour diverses valeurs de la permittivité relative de l'huile.

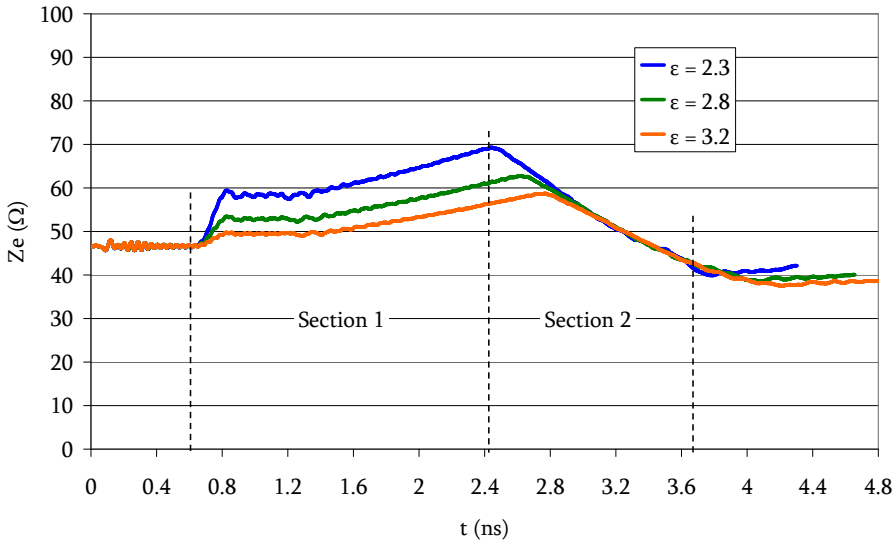


Figure IV-18 : Evolution de l'impédance dans la transition pour différentes huiles

On remarque, sur ce graphe, que pour générer le moins de variation d'impédance possible entre la source pulsée et l'antenne, la permittivité de l'huile doit être proche de celle du PA6 (3,6) utilisée dans la liaison coaxiale de la source pulsée à la transition et de celle du PVC (3) placé en entrée d'antenne. Une valeur de permittivité comprise entre ces deux valeurs pourrait être envisagée à l'avenir.

3- Adaptation haute tension de l'antenne

Le faible intervalle qui sépare les deux plaques en laiton en entrée d'antenne est la partie critique de l'aérien concernant sa tenue diélectrique. Une solution simple et efficace pour améliorer sa rigidité diélectrique consiste à prolonger la plaque de PVC, insérée dans la transition, jusqu'au bout de l'antenne.

L'ajout d'un nouveau matériau isolant dans l'ouverture de l'antenne peut en modifier son comportement. L'étude par la modélisation de cette modification va donc permettre de quantifier l'influence apportée par l'ajout de ce matériau isolant entre les lobes et la modification de la transition Tulipe présentée précédemment.

3.1- Modélisation de l'antenne Valentine haute tension

Des travaux de modélisation de l'antenne originale avaient permis, antérieurement, de vérifier la cohérence entre les calculs effectués avec le logiciel et des résultats expérimentaux. Il avait alors été montré que le coefficient de réflexion calculé par le modèle était proche de celui obtenu expérimentalement.

L'antenne a donc été entièrement redessinée, en taille réelle, sur CST Microwave Studio en y ajoutant les modifications que nous avons présentées précédemment. L'antenne ainsi conçue est présentée sur le dessin de la figure IV-19.

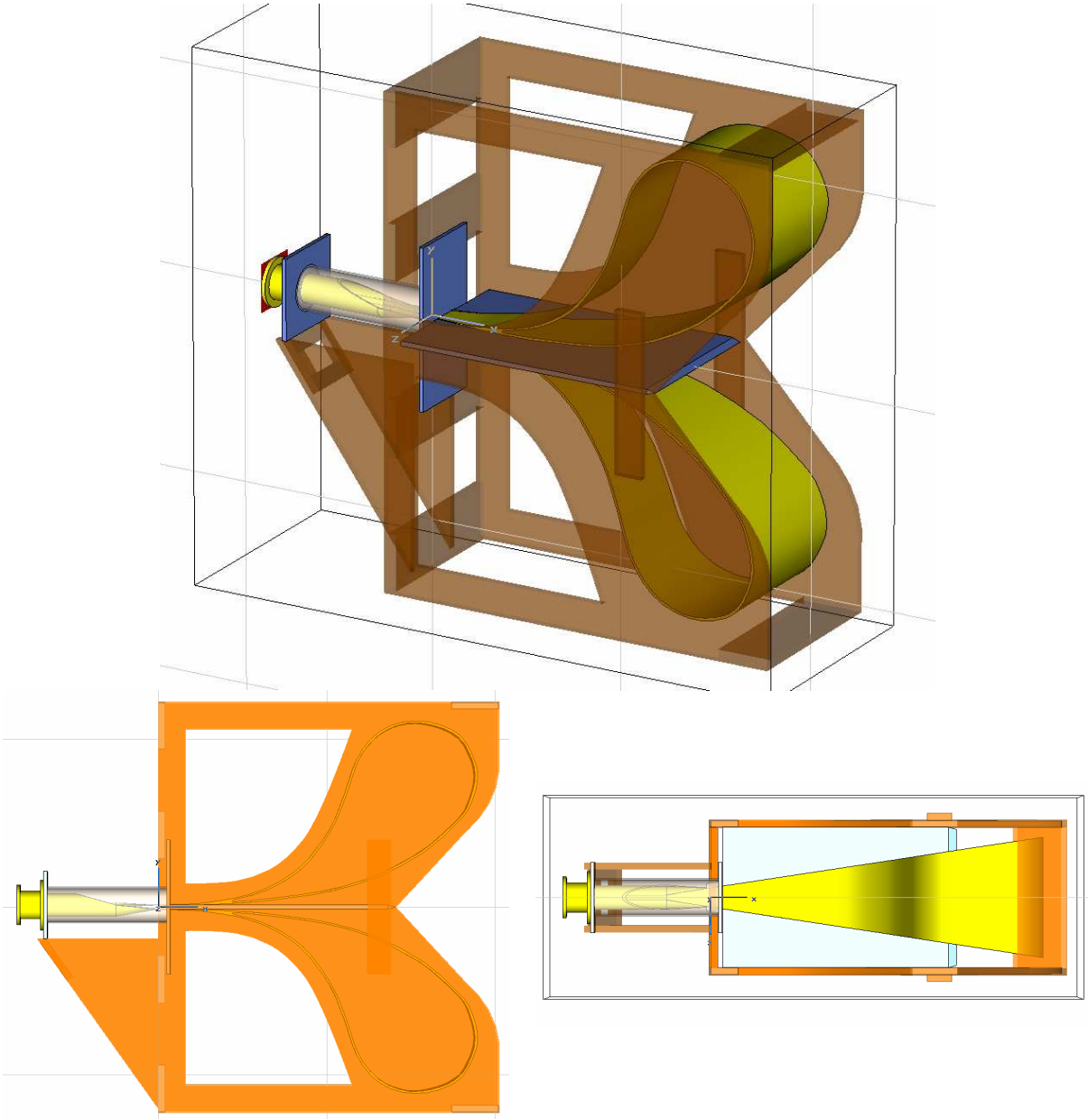


Figure IV-19 : Modélisation de l'antenne Valentine Haute Tension

Le logiciel est ici utilisé en tant qu'outil d'aide à la conception. De ce fait, différentes analyses ont été effectuées pour étudier l'influence sur le rayonnement de l'antenne, de la forme, des dimensions et des matériaux des éléments ajoutés.

Dans les résultats qui suivent, l'antenne est excitée par une gaussienne dont le spectre en fréquence couvre la bande 0-4GHz. On étudie les paramètres d'entrée de l'antenne et ses performances en rayonnement.

3.2- Influence de la modification haute tension sur les paramètres d'entrée

Dans cette partie, on confronte les résultats de la simulation avec des résultats expérimentaux obtenus précédemment sur l'antenne originale. Le graphe de la figure IV-20, représentant l'évolution du coefficient de réflexion et de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence, démontre que la modification haute tension ne dégrade pas sa bande passante : le coefficient de réflexion reste inférieur à -10dB entre 300MHz et 3GHz.

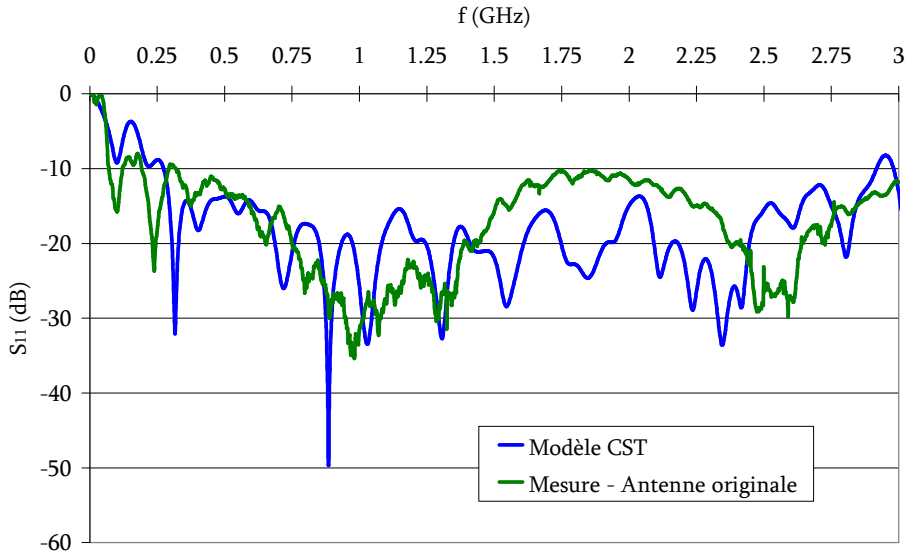


Figure IV-20 : Coefficient de réflexion de 0 à 3GHz

L'impédance de l'antenne vue de son port d'entrée n'est pas modifiée. Elle reste constante aux environs de 45Ω dans la bande 300MHz – 3GHz (figure IV-21).

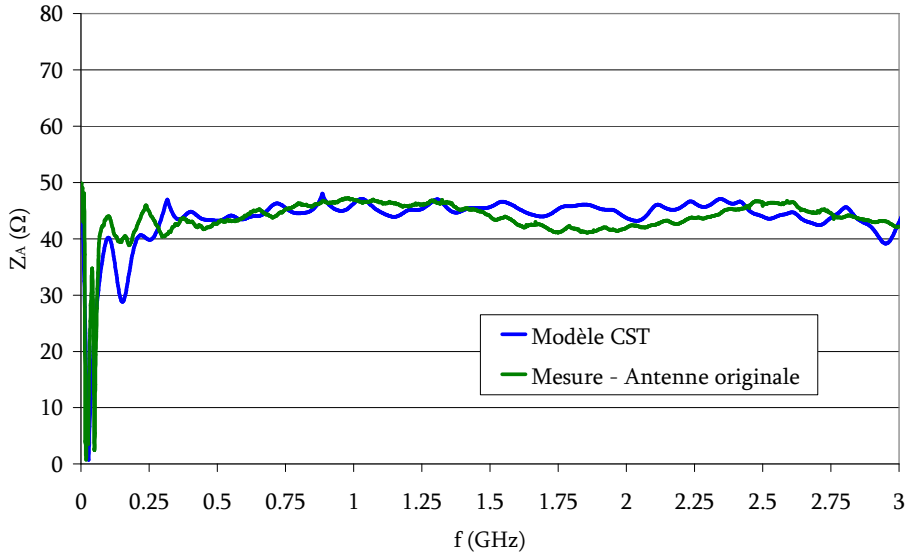


Figure IV-21 : Impédance d'entrée de l'antenne de 0 à 3GHz

3.3- Influence de la modification haute tension sur les caractéristiques en rayonnement

3.3.1- Gain dans l'axe

On détermine, par un calcul post-process, le gain dans l'axe de l'antenne dans la bande de fréquence de la simulation. Ce calcul est superposé au gain réalisé de l'antenne originale déterminé expérimentalement (figure IV-22).

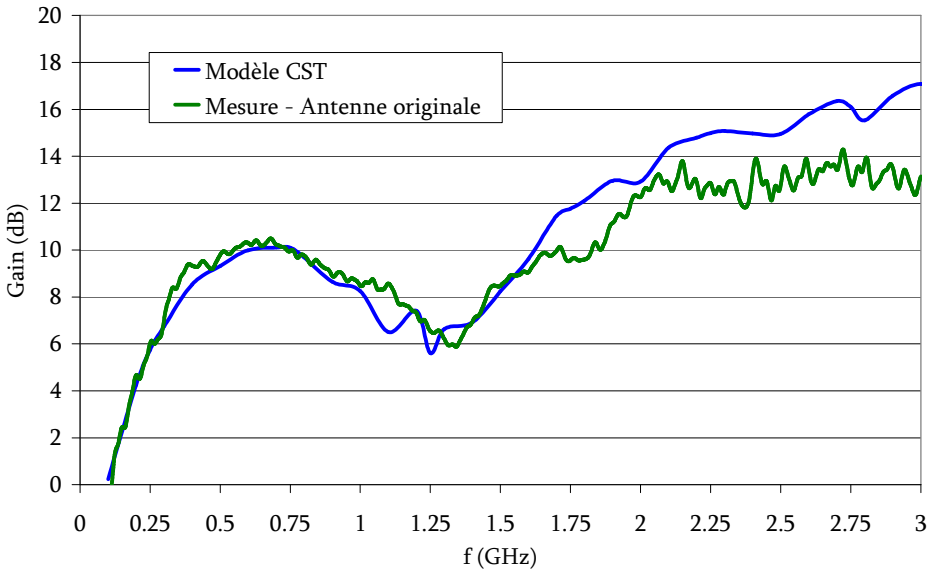


Figure IV-22 : Gain dans l'axe

Le gain de l'antenne originale est compris entre 5 et 15dB dans la bande 230MHz – 3GHz. Le calcul donné par CST a la même allure. Cette modification ne semble donc pas avoir d'influence majeure sur le gain dans l'axe. Cependant, ce résultat est optimiste car le gain calculé est un gain intrinsèque qui ne tient pas compte des pertes de désadaptation entre la source pulsée et l'antenne. On peut s'attendre, en pratique, à avoir un gain réalisé inférieur de 1 ou 2 dB sur toute la bande.

On note également que le gain dans l'axe de cette antenne présente un « trou » à 6dB entre 1GHz et 1,5GHz. Ce défaut est principalement dû à la structure en bois qui soutient l'ensemble et, plus particulièrement, à la valeur de sa permittivité relative. Une analyse sous CST permet de confirmer ce fait. Le « trou » s'estompe et le gain retrouve une allure constante autour de 10dB entre 400MHz et 2,5GHz lorsque la permittivité de la

structure diminue (figure IV-23). La suppression totale de la structure bois permettrait d'obtenir un résultat plus satisfaisant.

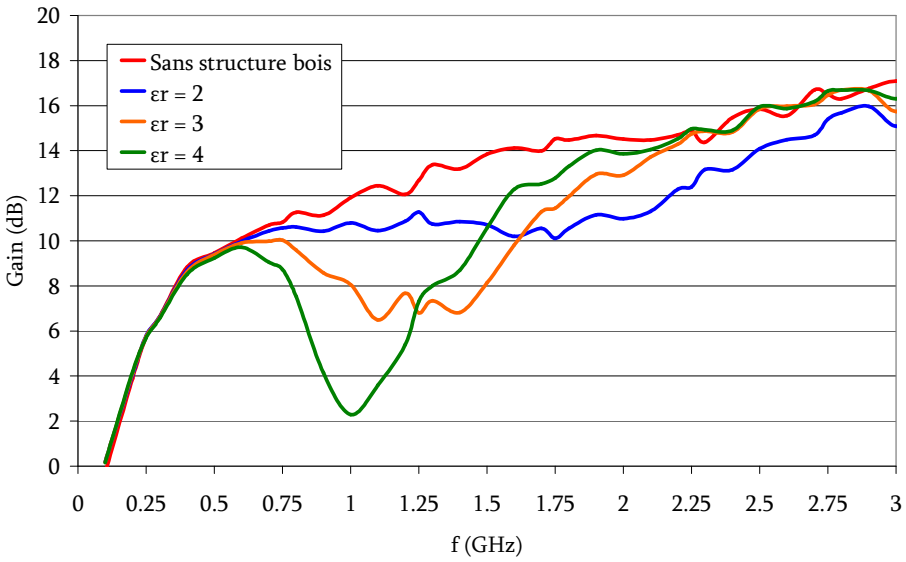


Figure IV-23 : Influence de la structure en bois sur l'évolution du gain dans l'axe

Nota : Par la suite, la structure de l'antenne Valentine a été révisée par XLIM pour le projet RUGBI (figure IV-9.b) pour supprimer ce défaut de gain : la structure bois a été remplacée par une structure polymère (plus légère et plus effilée) dont la permittivité relative est proche de 2.

3.3.2- Diagrammes de rayonnement

On confronte, figure IV-24, les diagrammes de rayonnement dans les plans E et H, obtenus par P. Delmote [DEL06] lors d'essais réalisés précédemment sur la version originale de l'antenne, avec les diagrammes obtenus par la modélisation de l'antenne modifiée. Les graphes sont tracés avec deux échelles d'ordonnées différentes dans un souci de clarté.

La confrontation des diagrammes de rayonnement dans les deux plans d'ondes est satisfaisante. La nouvelle transition étudiée et la plaque de PVC insérée dans l'antenne ne semblent pas trop dégrader le rayonnement dans le plan E. De manière générale, l'antenne est plus directive dans le plan H que dans le plan E et l'angle d'ouverture à -3dB du lobe principal rétrécit avec l'augmentation de la fréquence.

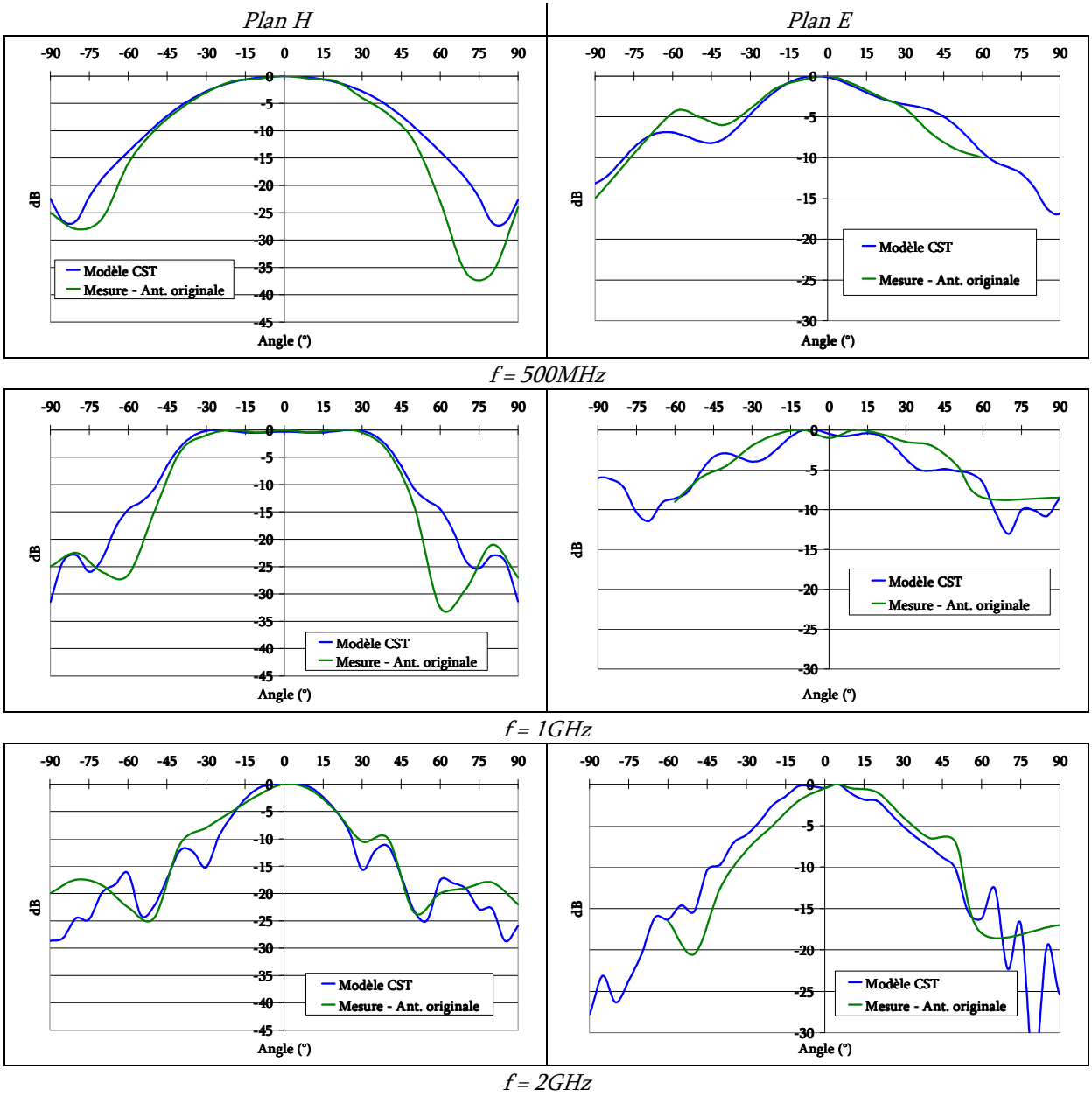


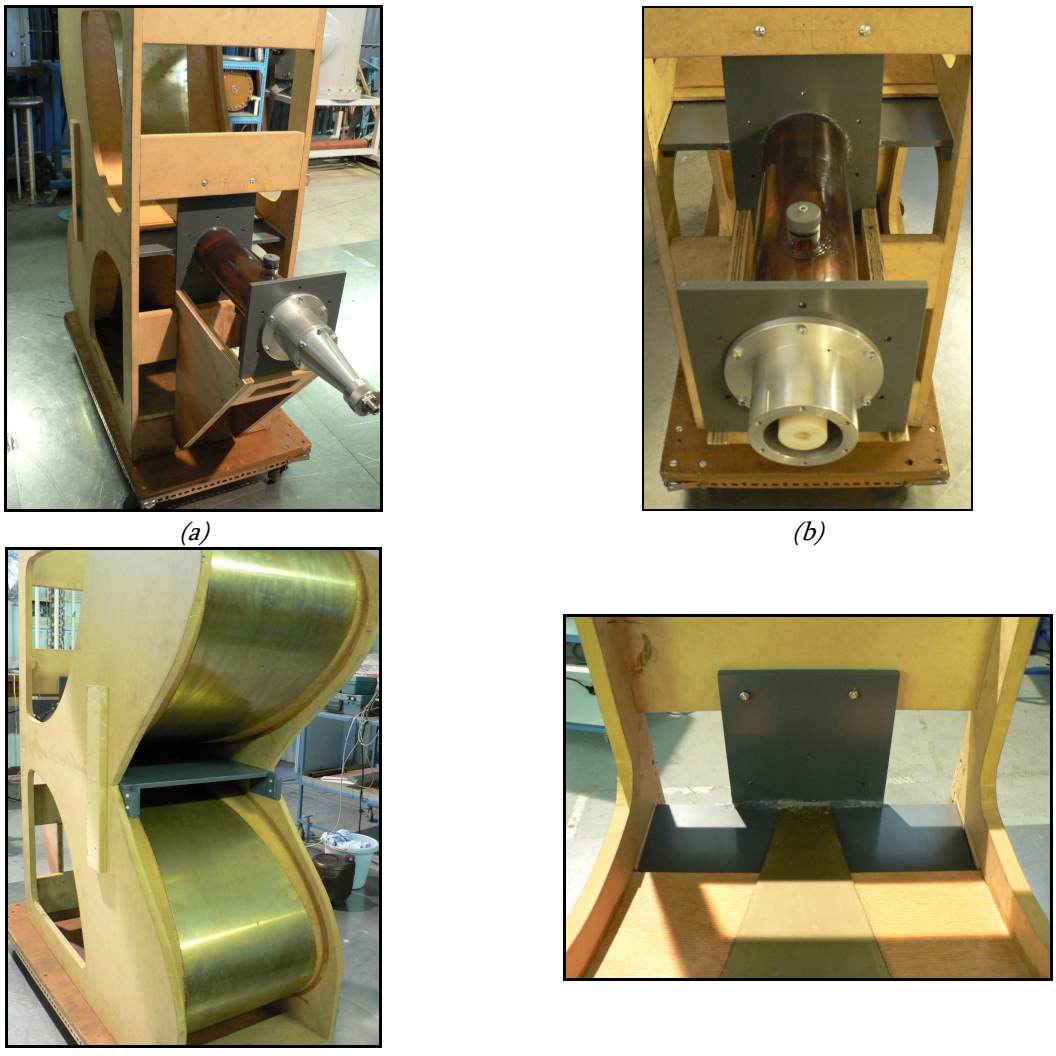
Figure IV-24 : Diagrammes de rayonnement dans les plans E et H

III- Réalisation et caractérisation expérimentale de l'antenne Valentine Haute Tension

1- Réalisation mécanique

La réalisation de la transition Tulipe et des pièces de PVC ont été faites par l'atelier de mécanique de l'université de Pau (figure IV-25). L'enceinte étanche de la transition est

un tube de PVC translucide d'environ 3,5 litres en volume. Deux accès permettent d'introduire l'huile et de la vidanger. Un renfort en bois supplémentaire est ajouté pour supporter le poids de la transition. Un cône coaxial (visible sur la photographie IV-25.a) permet de réaliser une adaptation 50Ω vers un connecteur N pour pouvoir caractériser l'antenne à bas niveau.



(a) *(b)*

(c) *(d)*

Figure IV-25 : Réalisation mécanique des modifications apportées

2- Caractérisation électrique de l'antenne

Le coefficient de réflexion S_{11} de l'antenne est mesuré avec un analyseur de réseau HP8753C entre 300kHz et 3GHz. Une calibration préalable est effectuée pour éliminer l'effet du câble coaxial de connexion entre l'antenne et l'appareil.

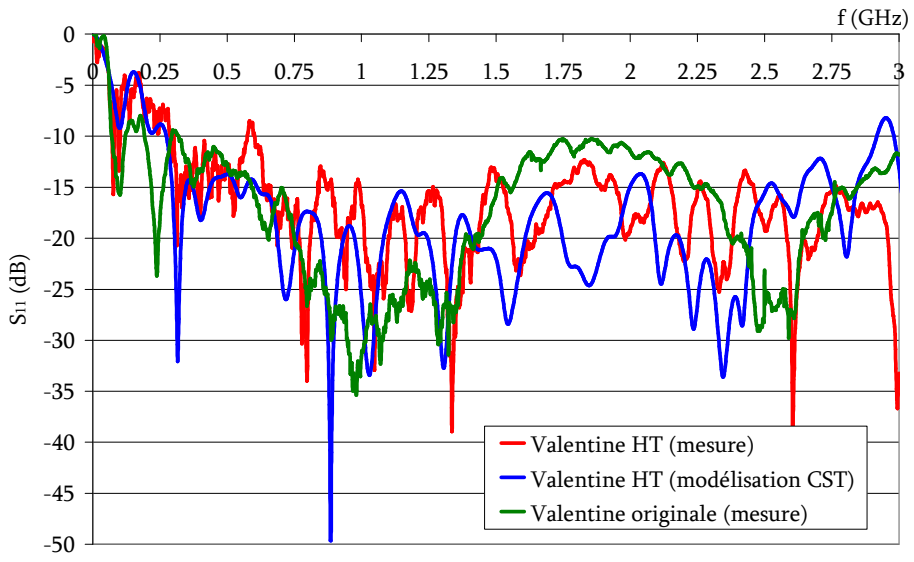


Figure IV-26 : Coefficients de réflexion de l'antenne Valentine

Mis à part un défaut à 600MHz, le paramètre S_{11} (figure IV-26) reste inférieur à -12dB sur toute la bande 300MHz – 3GHz. Par rapport à l'antenne originale, le paramètre S_{11} est amélioré entre 1,5GHz et 2,25GHz. La modélisation donne un bon aperçu du résultat expérimental.

La figure IV-27 représente les variations de l'impédance d'entrée de l'antenne jusqu'à 3GHz. Celle-ci est constante autour de la valeur 45Ω.

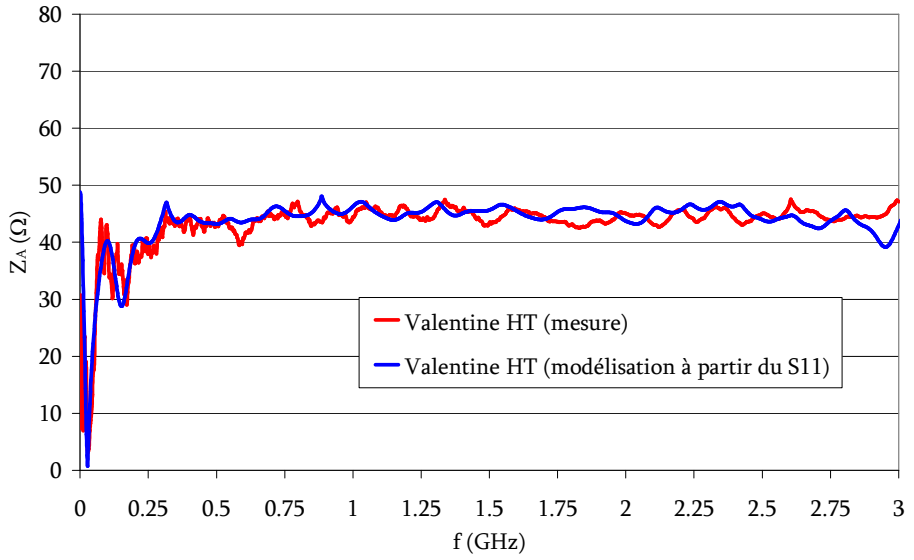


Figure IV-27 : Impédance d'entrée de l'antenne Valentine HT

Ces deux paramètres permettent seulement de connaître l'adaptation de l'antenne et la part d'énergie non acceptée par l'antenne. On ne peut pas quantifier l'énergie qui arrive réellement sur l'antenne et qui est ensuite rayonnée. Ces paramètres ne donnent pas d'indication sur les pertes dans la transition coaxiale-biplaque. Pour ce faire, il faudrait être capable d'en étudier, expérimentalement, son paramètre en transmission S_{21}.

Une analyse expérimentale en réflectométrie permet de vérifier l'évolution de l'impédance le long de la transition Tulipe déterminée en simulation. Ce résultat est superposé au résultat obtenu avec le modèle sur la figure IV-28 pour une permittivité relative de l'huile de 2,3. La partie des vingt premiers centimètres correspond au cône d'adaptation 50Ω qui permet la connexion de l'antenne à l'instrumentation. Après la Tulipe, l'impédance de la ligne croît progressivement jusqu'à l'impédance 120π de l'espace libre en suivant le profil des lobes de l'antenne.

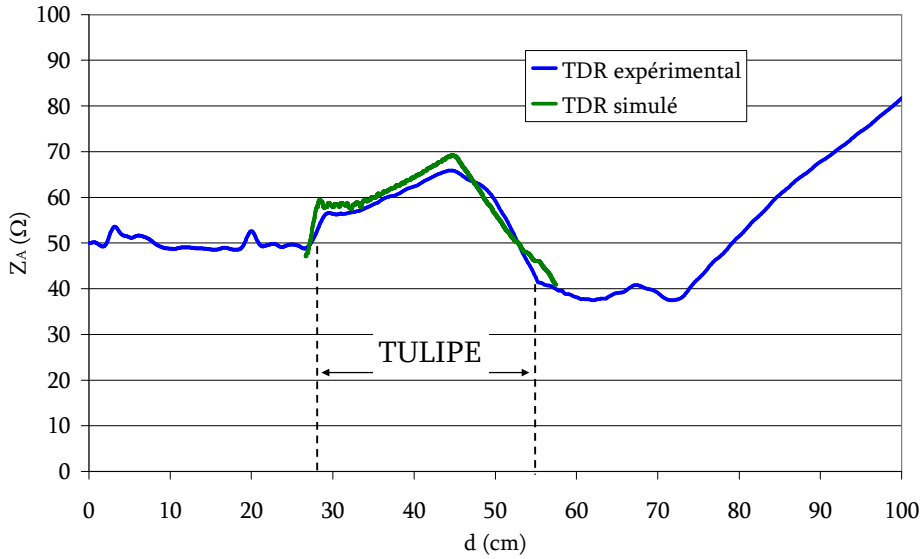


Figure IV-28 : Evolution de l'impédance le long de l'antenne

3- Caractérisation transitoire en rayonnement de l'antenne

Une série d'essais en émission a permis de caractériser la nouvelle antenne Valentine. On présente, dans cette partie, les diagrammes de rayonnement de l'antenne

dans les plans E et H, sa fonction de transfert, son gain dans l'axe ainsi que l'allure temporelle de l'impulsion rayonnée.

Une méthode de caractérisation transitoire a été privilégiée pour cette étude. Cette méthode présente l'intérêt, par rapport aux méthodes harmoniques classiques, de pouvoir s'affranchir de l'utilisation d'une chambre anéchoïque dont les dimensions devraient être importantes pour caractériser ce type d'antenne ultra large bande. En effet, on recherche la réponse impulsionnelle de l'antenne dont le spectre nous informe sur la totalité de sa bande passante. Ceci est valable à condition que le contenu spectral de l'impulsion fournie par la source corresponde à une bande passante nettement plus large que celle de la réponse impulsionnelle de l'antenne.

3.1- Protocole expérimental

L'antenne Valentine HT, fonctionnant à l'émission, est placée sur un support en hauteur (figure IV-29). L'antenne de réception, placée en face, est une antenne Valentine développée par XLIM et Europulse (figure IV-9.b) dont les caractéristiques sont connues. Sa bande passante couvre un spectre plus large que l'antenne à caractériser.

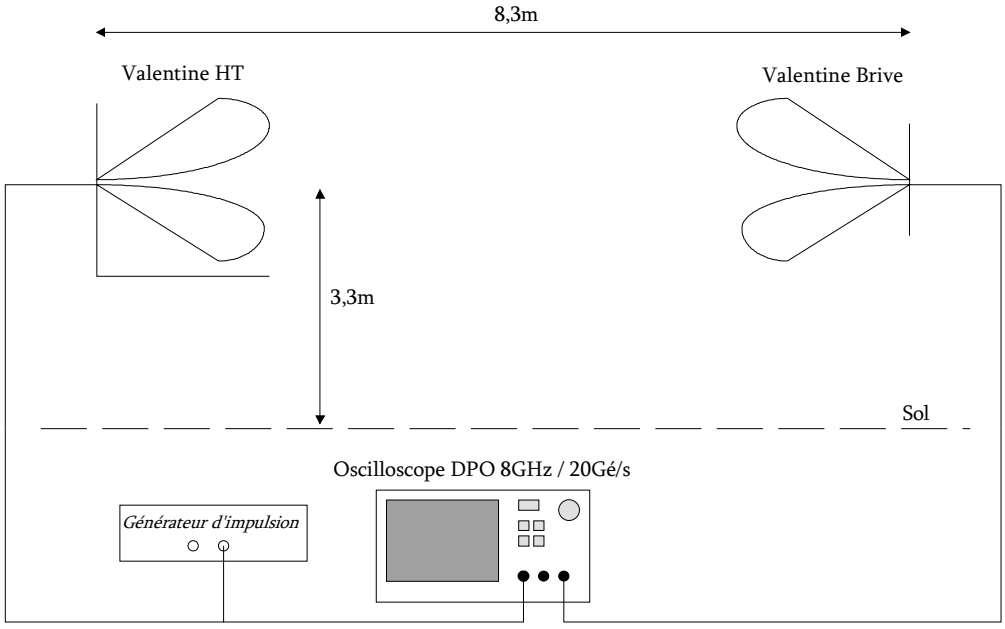


Figure IV-29 : Dispositif expérimental pour la caractérisation transitoire de l'antenne

L'antenne HT est excitée par un générateur impulsionnel APG1 (Kentech) ou FID10500 (FID Technologies), tous deux ayant une bande de fréquence compatible avec celle des antennes. Leurs caractéristiques transitoires et fréquentielles sont représentées figures IV-30. Dans le cas du générateur Kentech, l'impulsion de sortie a une amplitude de 220V sur 50Ω et un temps de montée de 120ps ; la largeur à mi-hauteur est de 150ps. Dans le cas du générateur FID, l'impulsion délivrée a une amplitude 10,5kV, un temps de montée de 100ps et une largeur à mi-hauteur de 250ps. Le contenu spectral à -20dB de ces deux impulsions s'étale jusqu'à 5,2GHz pour l'APG1 et 3,8GHz pour le FID.

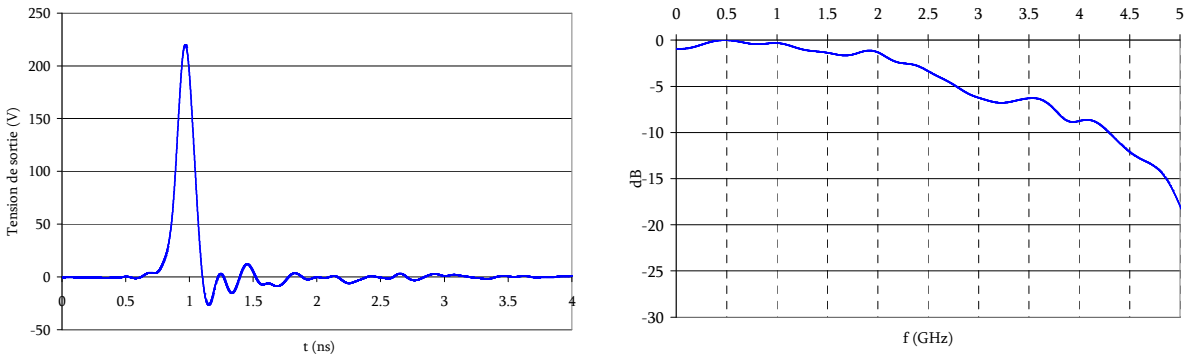


Figure IV-30.a : Caractéristiques du générateur Kentech APG1

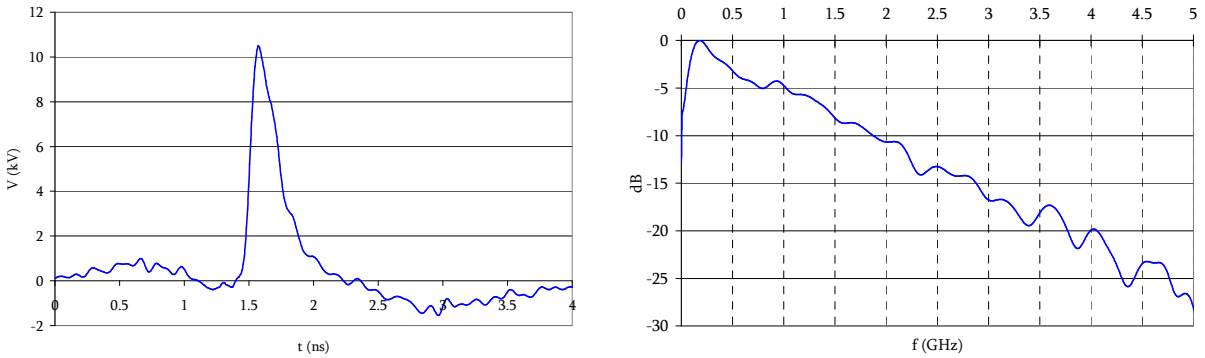


Figure IV-30.b : Caractéristiques du générateur FID10500

L'acquisition du signal reçu est réalisée au moyen d'un oscilloscope Tektronix DPO70804 de 8GHz de bande passante (20Gé.s^{-1}) et des sondes capacitives adéquates. Les antennes sont placées en polarisation V-V (les deux antennes sont verticales comme sur le schéma de la figure IV-29) puis en polarisation H-H (antennes posées sur le flan) pour la mesure respective des diagrammes de rayonnement suivant les plans E et H. L'antenne Valentine HT peut tourner sur elle-même sur 360° avec un pas angulaire de 2° de façon à

obtenir une bonne précision sur les diagrammes. Le centre de rotation de l'antenne doit être placé au plus près de son centre de phase afin que les signaux aient tous la même référence de phase. Pour chaque position de l'antenne, on enregistre le signal temporel capté par l'antenne de réception. Le résultat fréquentiel est obtenu par transformée de Fourier discrète.

Pour la mesure du gain dans l'axe et la détermination de la fonction de transfert de l'antenne, il est nécessaire de s'affranchir de la réponse des chaînes d'émission et de réception pour ne conserver que la réponse des antennes. La réponse de ces chaînes peut être soustraite à la réponse donnée par le dispositif expérimental complet pour ne garder que la fonction de transfert des antennes.

3.2- Signal reçu dans l'axe

On présente (figure IV-31) l'allure temporelle, normalisée en amplitude, du signal reçu en pied d'antenne de réception dans la configuration V-V lorsque l'antenne d'émission (Valentine HT) est excitée par le générateur FID. L'impulsion reçue a la forme de la dérivée d'une gaussienne dont le temps de montée est de 230ps et la largeur en pied est de 2,6ns.

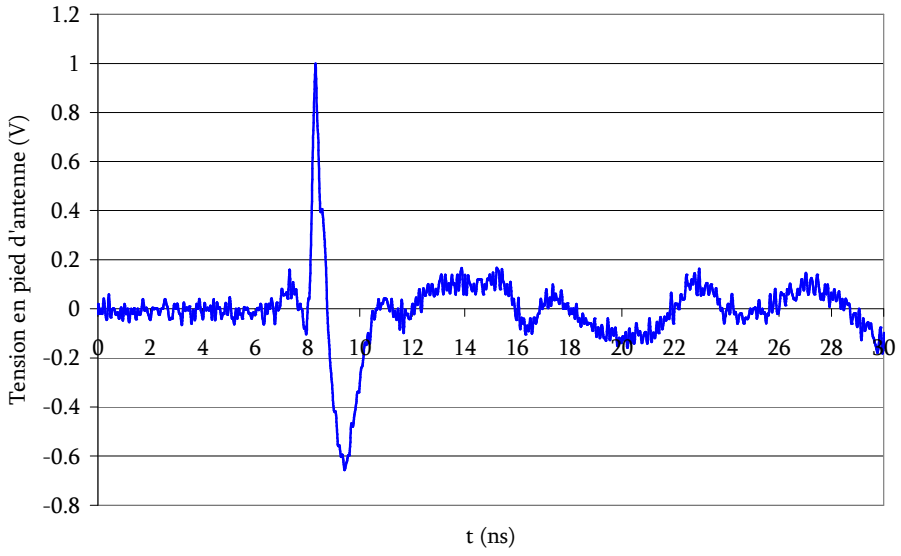


Figure IV-31 : Allure du signal reçu en pied d'antenne de réception

La figure IV-32 présente la transformée de Fourier du signal reçu de la figure précédente. Le contenu spectral de l'impulsion reçue de 0 à -20dB s'étale de quelques dizaines de MHz à 2,4GHz environ. Cette réponse est limitée par l'antenne Valentine qui, du fait de son caractère légèrement dispersif, étale l'impulsion d'excitation.

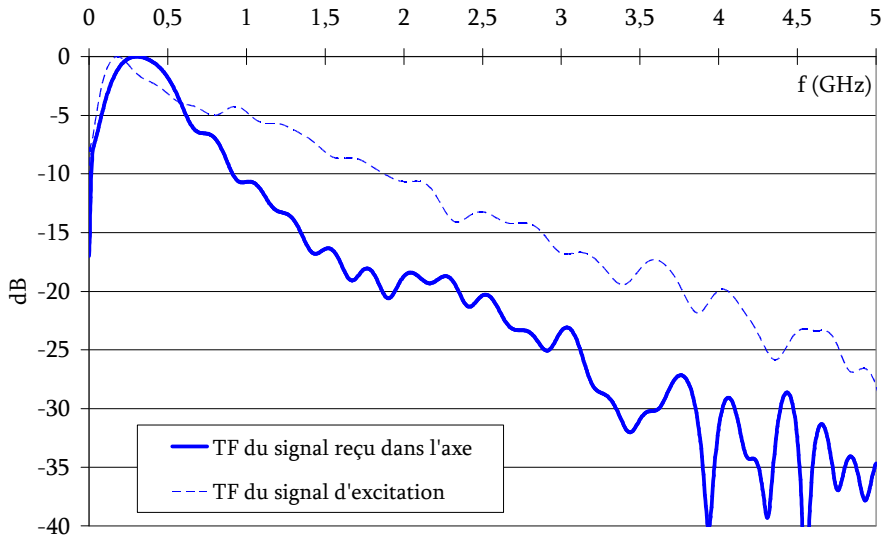


Figure IV-32 : Transformée de Fourier normalisée de la tension reçue en pied d'antenne de réception

Pour pouvoir conclure sur les performances de l'antenne HT, il faut normaliser ce signal par rapport au signal d'excitation de l'antenne, ce qui revient à déterminer sa fonction de transfert et son gain.

3.3- Gain dans l'axe et fonction de transfert

3.3.1- Détermination du gain dans l'axe de la nouvelle antenne

La figure IV-33 présente le gain dans l'axe jusqu'à 3GHz. Le résultat expérimental est confronté au résultat théorique donné par le modèle CST et à celui obtenu, expérimentalement, avec l'antenne originale.

Le gain dans l'axe simulé est optimiste puisqu'il ne tient pas compte des pertes de désadaptation entre la source et l'antenne. Le gain réalisé de l'antenne Valentine modifiée est légèrement inférieur, de 1 à 2dB, à celui de l'antenne originale sur toute la bande de fréquence. Ce résultat est satisfaisant compte tenu de la valeur de la puissance admise par cette nouvelle antenne.

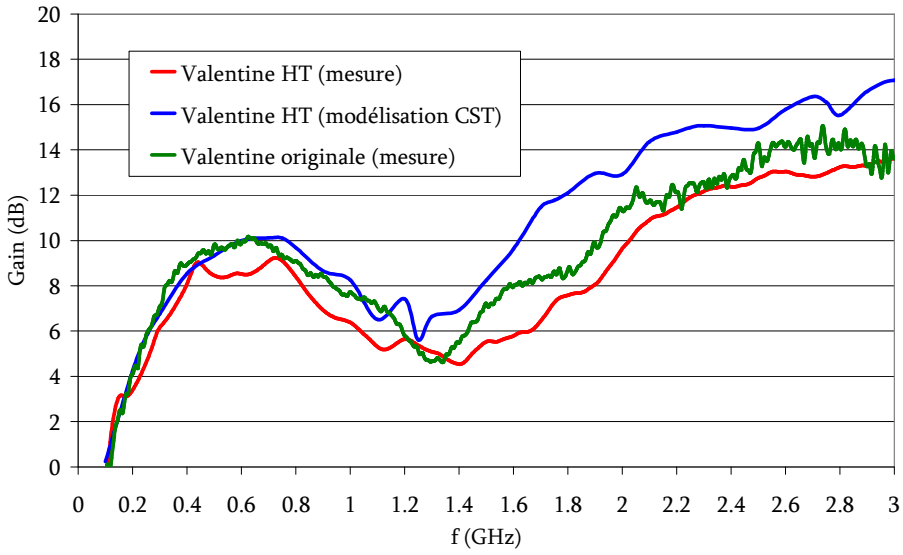


Figure IV-33 : Gains dans l'axe simulé et réalisé

La fonction de transfert de l'antenne (H_T) se déduit facilement du gain réalisé par la relation : $G_R(\theta,\varphi,f) = \left|H_T(\theta,\varphi,f)\right|^2$. La connaissance de cette fonction de transfert peut être utile pour estimer, de façon assez rapide, le facteur de mérite de l'ensemble source pulsée + antenne.

Elle donne une relation directe, à l'émission, entre le champ rayonné et l'impulsion d'excitation de l'antenne dans le domaine fréquentiel :

$$E(\theta,\varphi,f) = H_T(\theta,\varphi,f) \times V(f) \times \frac{e^{-jkr}}{r} \qquad (4\text{-}9)$$

où : *r* est la distance, à partir du centre de phase de l'antenne, à laquelle le champ est calculé (celui-ci varie en 1/r en zone lointaine) et *k* est le vecteur d'onde ($k = 2\pi/\lambda$).

Une transformée de Fourier inverse permet de remonter à l'allure temporelle du champ rayonné de l'antenne. Le gain n'ayant été déterminé que dans l'axe de l'antenne, l'amplitude du champ rayonné déduite de ce calcul sera celle du champ dans l'axe de l'antenne.

3.3.2- Estimation du facteur de mérite des ensembles d'émission

L'estimation du champ rayonné par l'antenne est effectuée en réponse à une excitation haute tension transitoire délivrée par les deux sources pulsées (Leonardo et

George) présentées dans le chapitre 3. Les impulsions de tension ont été corrigées en prenant en compte la réponse des sondes de mesures. Des essais expérimentaux, présentés dans le chapitre 5, détermineront de façon plus rigoureuse le facteur de mérite de chaque dispositif.

Source Leonardo

L'impulsion enregistrée sur une charge 50Ω a les caractéristiques temporelles et fréquentielles suivantes (figures IV-34.a et b) :

- Amplitude : V_s = 95kV
- Largeur à mi-hauteur : pw = 500ps
- Temps de montée : t_R = 372ps
- Temps de queue : t_F = 158ps
- Contenu spectral à -20dB : 1,75GHz

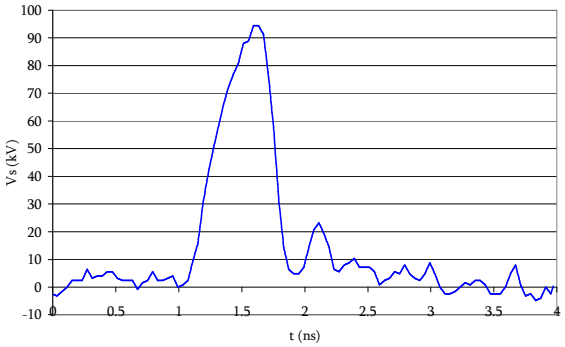


Figure IV-34.a : Impulsion générée par la source pulsée Leonardo sur 50Ω

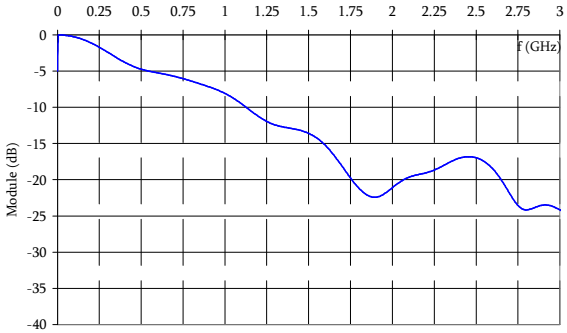


Figure IV-34.b : Transformée de Fourier de cette impulsion

Le calcul du champ rayonné dans l'axe par cette méthode est relativement réaliste puisqu'il tient compte des pertes de désadaptation en entrée d'antenne. L'allure temporelle du champ à 1m est représentée sur la figure IV-35. L'allure de ce signal est assez proche de la dérivée d'une gaussienne qui comprend une partie positive d'amplitude 139kV avec un front de 200ps et une partie négative d'amplitude 117kV. L'amplitude crête-à-crête du champ est de 256kV/m à 1m. La largeur en pied d'impulsion est de 2,3ns.

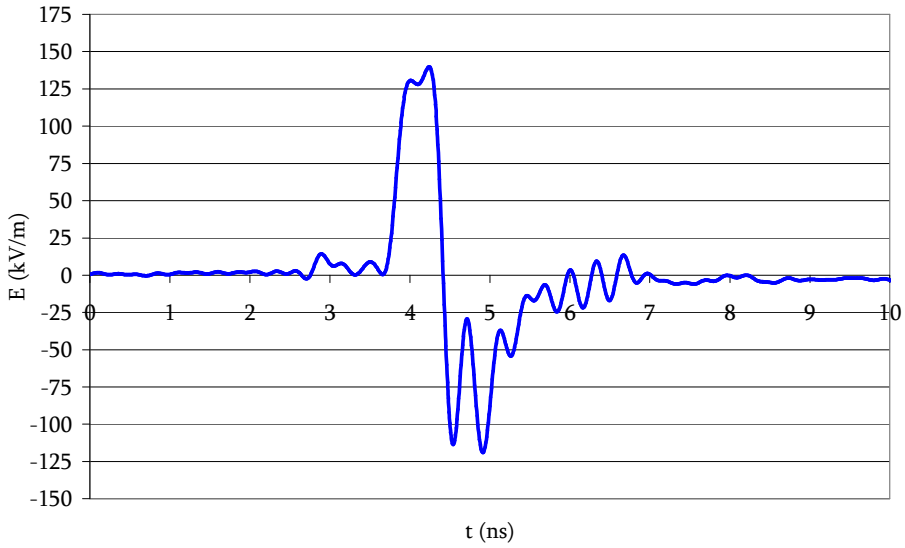


Figure IV-35 : Estimation de l'allure temporelle du champ rayonné dans l'axe à 1m

Source George

L'impulsion enregistrée sur une charge 50Ω a les caractéristiques temporelles et fréquentielles suivantes (figure IV-36.a et b) :

- Amplitude : V_s = 201kV
- Largeur à mi-hauteur : pw = 680ps
- Temps de montée : t_R = 350ps
- Contenu spectral à -20dB : 1,35GHz

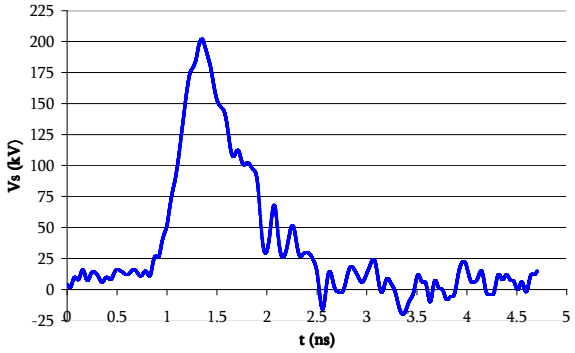


Figure IV-36.a : Impulsion générée par la source pulsée George sur 50Ω

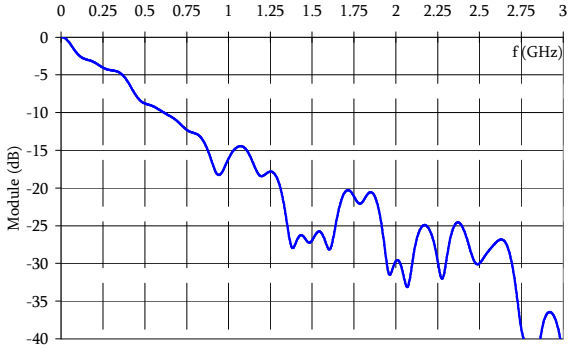


Figure IV-36.b : Transformée de Fourier de cette impulsion

L'allure du signal reçu est un signal bipolaire dont la partie positive a une amplitude de 254kV/m avec un front de montée de 380ps et une partie négative

d'amplitude -214kV/m. L'amplitude crête-à-crête du champ ramenée à 1m est de 468kV/m. La largeur en pied d'impulsion est de 2,2ns.

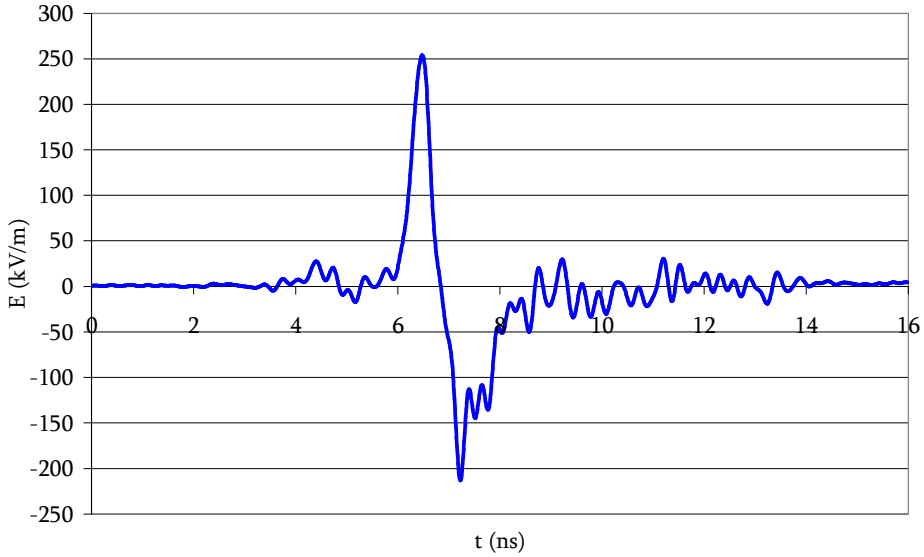


Figure IV-37 : Estimation de l'allure temporelle du champ rayonné dans l'axe à 1m

3.4- Diagrammes de rayonnement

Les mesures des diagrammes de rayonnement, pour quelques fréquences caractéristiques, dans les deux plans, sont confrontées aux résultats théoriques obtenus avec le modèle CST de l'antenne. La résolution du pas angulaire du modèle est de 5° sur les 360°.

- Dans le plan H :

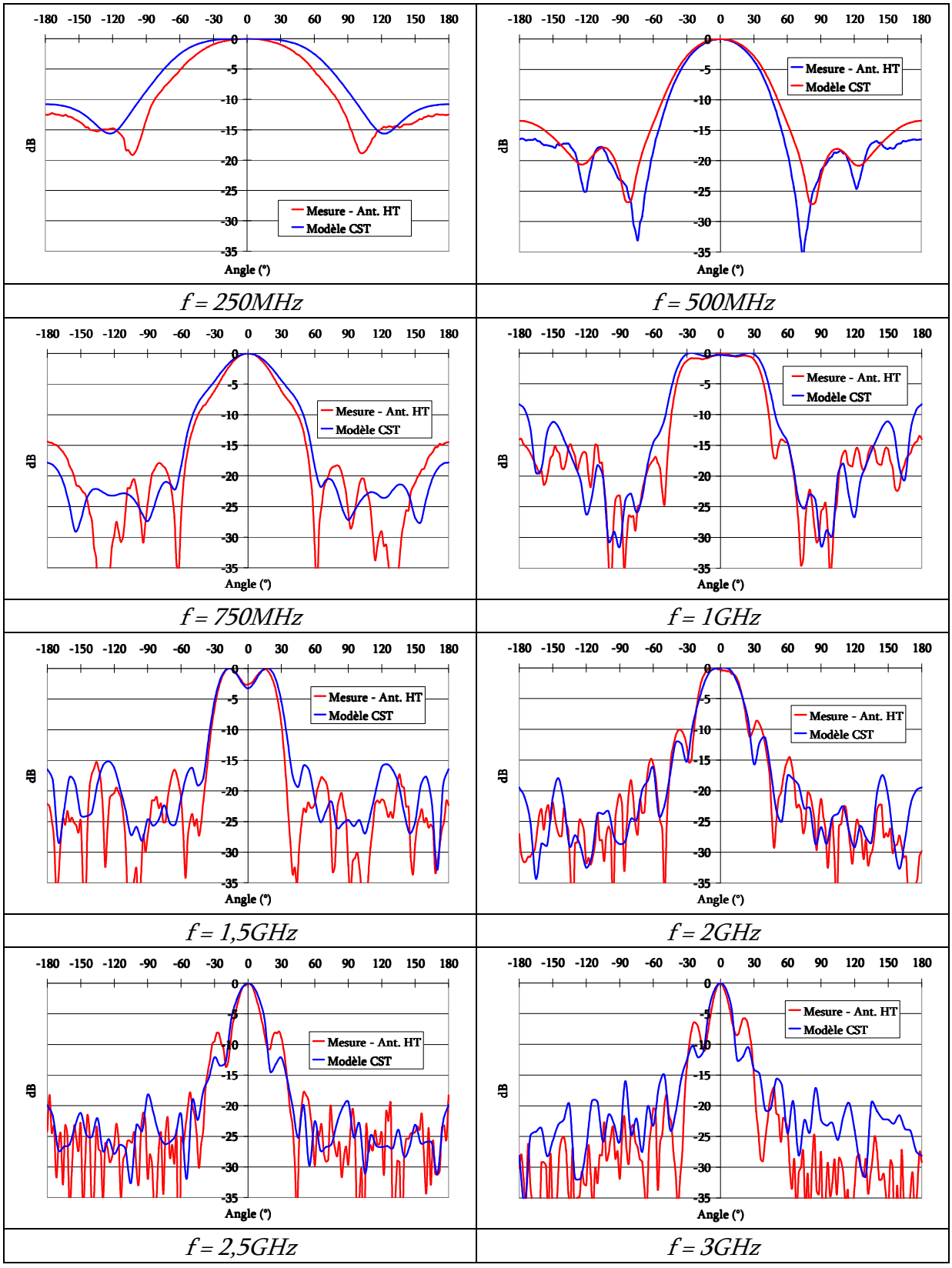


Figure IV-38 : Diagrammes de rayonnement dans le plan H

- Dans le plan E :

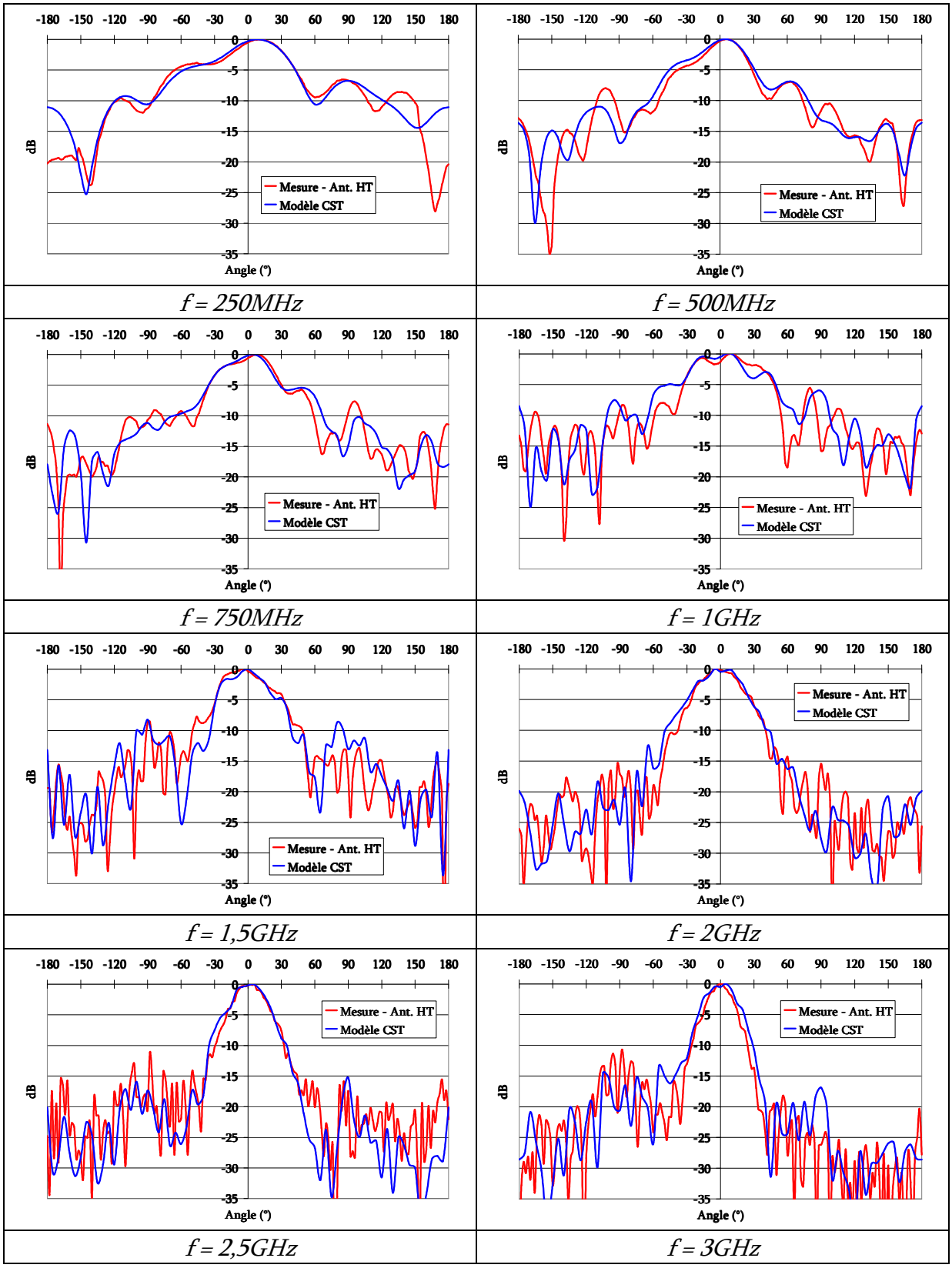


Figure IV-39 : Diagrammes de rayonnement dans le plan E

A partir de ces diagrammes expérimentaux, on détermine, pour certaines fréquences, l'angle d'ouverture à -3dB, le niveau de rayonnement sur le côté (à ±90°) et l'arrière par rapport au maximum (ramené à 0dB). Ces quelques résultats sont répertoriés dans le tableau T-1 dans le plan E et le plan H. Les valeurs entre parenthèses sont celles obtenues, expérimentalement, pour l'antenne originale.

	Fréquence	Angle d'ouverture à -3dB (en °)	Rayonnement max. à ± 90° (en dB)	Rayonnement max. à ± 180° (en dB)
Plan H	500MHz	62 *(56)*	-21 *(-25)*	-16,5
	1GHz	61 *(76)*	-23 *(-25)*	-14
	2GHz	35 *(31)*	-21 *(-20)*	-27
	3GHz	14 *(18)*	-27 *(-21)*	-30
Plan E	500MHz	39 *(48)*	-11 *(-15)*	-13,2
	1GHz	68 *(81)*	-9,5 *(-8,5)*	-13
	2GHz	40 *(46)*	-15,5 *(-17)*	-26
	3GHz	24 *(34)*	-21 *(-16)*	-27,5

Tableau IV-1 : Exploitation des diagrammes de rayonnement en polarisation V-V et H-H

Les relevés de l'angle d'ouverture à -3dB montrent, d'une façon générale que l'antenne est plus directive dans le plan H et pour les fréquences les plus hautes (dans les deux plans). Dans les fréquences les plus basses (<1GHz), le rayonnement arrière est important dans les deux plans. Cela est dû à la structure même de l'antenne. Les composantes basses fréquences sont rayonnées en extrémité d'antenne au niveau de la partie la plus large des lobes de l'antenne. Une partie de l'onde excitatrice est peut-être également rayonnée par la transition Tulipe dont la structure « ouverte » est favorable à ces phénomènes. Le blindage de la transition pourrait être une solution pour estomper ce rayonnement arrière indésirable.

On retrouve le « trou » du gain dans l'axe sur les diagrammes des fréquences 1GHz et 1,5GHz dans le plan H. De plus, l'observation des diagrammes en basses fréquences dans le plan E montre une dissymétrie du lobe principal. L'antenne HT, comme dans sa version originale, dépointe légèrement (de 10° environ) du côté de son lobe porté au potentiel. Ce phénomène disparaît dans les fréquences les plus hautes du spectre.

IV- Conclusion du chapitre

Avec l'aide d'un outil numérique de simulation électromagnétique, une antenne ULB existante a été modifiée pour une utilisation en haute tension et forte puissance. Des efforts particuliers ont été faits sur l'élaboration de la nouvelle transition Tulipe pour transiter l'impulsion haute tension depuis une géométrie coaxiale 50Ω vers une géométrie biplaque 50Ω.

La nouvelle antenne Valentine HT, réalisée à partir des simulations, a été caractérisée à faible niveau pour en déterminer ses performances en rayonnement (gain dans l'axe et diagrammes de rayonnement dans les plans E et H) et ses paramètres d'entrée (coefficient de réflexion et impédance d'entrée). La confrontation des résultats expérimentaux et du modèle démontre une bonne concordance ce qui a permis de valider les travaux de modélisation antérieurs.

La détermination de la fonction de transfert de l'aérien a également permis d'estimer le facteur de mérite des deux dispositifs rayonnants à partir d'impulsions générées par chacune des deux sources pulsées sur charge résistive 50Ω. Il est respectivement de 256kV et 468kV pour les deux dispositifs d'émission complets réalisés à partir des générateurs Leonardo et George.

Des essais en champ fort en associant cette nouvelle antenne HT aux deux sources pulsées doivent permettre de déterminer l'amplitude des champs rayonnés dans l'axe et de confronter ces résultats expérimentaux aux estimations des facteurs de mérite. Ces travaux expérimentaux sont présentés dans le chapitre 5.

Chapitre 5

Performances des dispositifs d'émission complets - Perspectives

I- Performances des deux dispositifs d'émission autonomes

La première partie de ce cinquième chapitre présente les différents essais effectués et les résultats obtenus avec les deux dispositifs d'émission réalisés. Ces différentes expérimentations visent à déterminer l'amplitude et les caractéristiques temporelles du champ électrique rayonné dans l'axe de l'antenne Valentine lorsqu'elle est associée à chacune des deux sources haute tension pulsées présentées au chapitre 3. Deux méthodes de mesure du champ sont présentées : une mesure directe à l'aide d'un capteur de champ dérivatif et une mesure indirecte du champ diffracté par une sphère (méthode de Michelson).

1- Outils expérimentaux et protocole pour une mesure à l'aide du capteur de champ

1.1- Conditions d'essais en mesure directe

Les essais ont été réalisés par les équipes du LGE et de l'XLIM dans un hall d'essais de grandes dimensions (longueur : 45m, largeur : 22m, hauteur minimale sous plafond : 10m).

Chacune des deux sources haute tension pulsées est installée sur un échafaudage de 2,5m de haut et l'antenne est posée sur un support fait de bois et de matériaux plastiques (figure V-1). Le centre de l'antenne dans son plan E et le capteur de champ sont ainsi situés à une hauteur (h) de 3,1m. Une alimentation 60kV/60W permet d'alimenter de façon autonome les deux dispositifs. Elle est placée au plus près de chacune des deux sources sur le plateau de l'échafaudage. Les oscilloscopes servant à l'acquisition des signaux à l'émission et à la réception sont éloignés le plus possible de la zone de champ fort. Le premier, à l'émission, est placé dans une cage de Faraday à une distance de 10m à l'arrière de l'antenne d'émission. Il permet de remonter au signal généré en pied d'antenne. La

mesure du signal reçu sur le capteur est déportée, par un câble de plusieurs dizaines de mètres, dans un véhicule fermé à l'extérieur de la salle dans la direction perpendiculaire à l'axe principal de rayonnement.

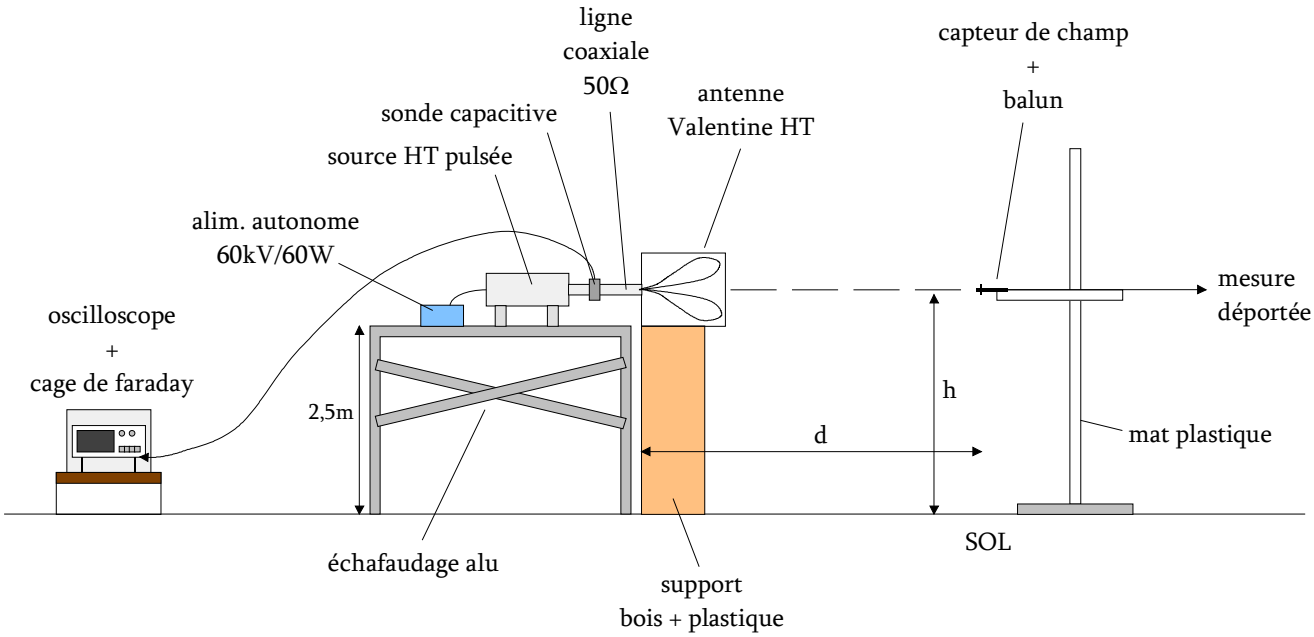


Figure V-1 : Représentation schématique du dispositif expérimental dans le cas de la mesure avec le capteur de champ

Le signal reçu par le capteur se compose d'une onde directe qui parcourt la distance d sans réflexion et de multiples ondes réfléchies par le sol, les différents obstacles et parois environnantes. L'écho du sol est celui qui est visible en premier sur l'allure temporelle du signal reçu par le capteur. On définit alors le « temps clair ». Son calcul détermine l'intervalle de temps qui sépare l'impulsion rayonnée du premier écho parasite. Ce temps t_{clair} dépend de la distance d, de la hauteur h du système et de la célérité c de la lumière selon la formule suivante :

$$t_{clair} = t_{écho\ du\ sol} - t_{direct} = 2 \times \frac{\sqrt{h^2 + \frac{d^2}{4}}}{c} - \frac{d}{c} \qquad (5\text{-}1)$$

La mesure du champ est effectuée pour trois distances : d = 5, 10 et 15m. La hauteur du dispositif complet est maintenue à 3,1m dans ces trois configurations. Les temps clairs correspondants sont alors :

d = 5m → t_{clair} = 9,9ns

d = 10m → t_{clair} = 5,9ns

d = 15m → t_{clair} = 4,1ns

1.2- Mesure directe du champ E

La mesure directe du champ électrique rayonné dans l'axe de l'antenne est réalisée avec un capteur de champ dérivatif (figure V-2). Ce capteur a pour but de convertir le champ électrique en une tension sans induire de distorsion de l'onde incidente et sans être lui-même perturbé par le champ. Le capteur est constitué de deux éléments sensibles de forme sphérique (antenne) positionnés de chaque côté d'un plan de masse circulaire. L'antenne du capteur peut-être assimilée à un circuit capacitif aux bornes duquel s'établit une force électromotrice proportionnelle au champ incident. La capacité du capteur s'écrit :

$$C_{capteur} = \frac{\varepsilon_0 A_{equ}}{h_e} \tag{5-2}$$

où ε_0 est la permittivité du vide, h_e est la hauteur effective de l'antenne du capteur, A_{equ} son aire équivalente, qui dépend des cotes géométriques du capteur ($A_{equ} = 3.10^{-4}m^2$ pour le modèle utilisé ici).

Lorsque le capteur est connecté à une résistance de charge (R_C), la tension aux bornes de cette charge est fonction de l'induction électrique D ($D = \varepsilon_0 E$ en C/m^2 où E est le champ électrique) comme suit :

$$V = A_{equ} R_C \frac{dD}{dt} \tag{5-3}$$

Pour remonter à la valeur du champ électrique, on effectue l'intégration suivante :

$$E = \frac{1}{R_C A_{equ} \varepsilon_0} \int_0^t V(u)du \tag{5-4}$$

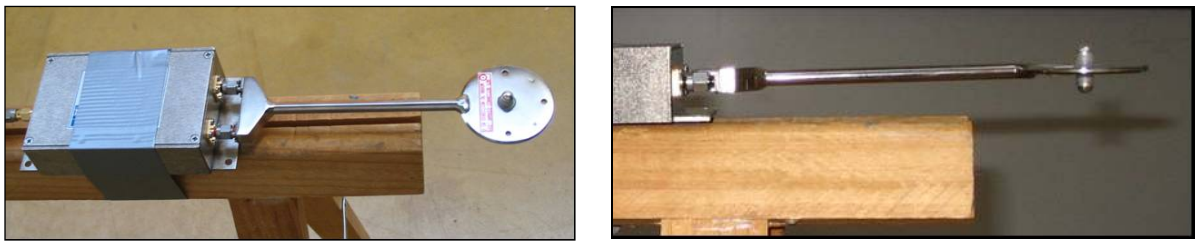


Figure V-2 : Photographies du capteur de champ dérivatif (Prodyn AD-80)

Le capteur utilisé est le modèle AD-80 de chez Prodyn [PRO08] dont la bande passante à -3dB est de 5GHz et l'impédance de charge caractéristique R_C vaut 100Ω. La tension maximale admise en sortie est de 1kV. Ce capteur est associé au balun Prodyn

BIB-100G qui permet de faire l'adaptation d'impédance entre le capteur (100Ω) et l'oscilloscope de mesure (50Ω) entre 250kHz et 10GHz.

La figure V-3 représente le module théorique du facteur E/V du capteur et déterminé à partir de mesures effectuées en chambre anéchoïde par l'équipe de l'XLIM.

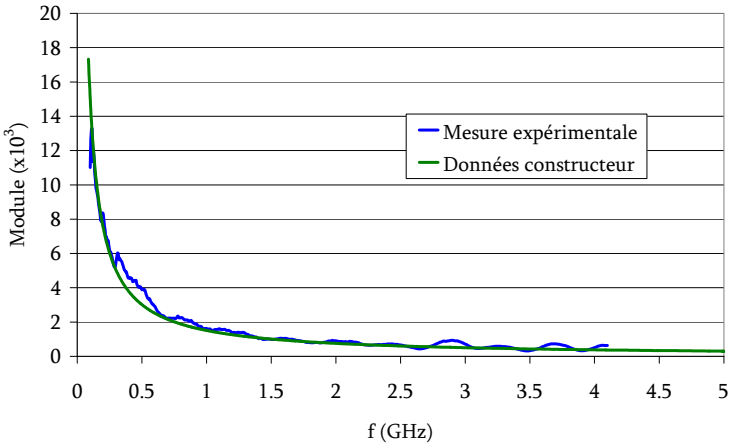


Figure V-3 : Caractérisation du capteur AD-80 par son facteur E/V jusqu'à 5GHz

1.3- Les chaînes d'acquisition

1.3.1- A l'émission

Il est nécessaire de caractériser les différents éléments des chaînes d'acquisition expérimentales et de connaître leur fonction de transfert (coefficient de transmission S_{21}) pour pouvoir, à partir d'une tension reçue à l'oscilloscope, retrouver la tension en pied d'antenne (à l'émission) en supprimant l'effet des câbles, des atténuateurs et des sondes. La caractérisation de tous ces éléments est effectuée sur une bande de fréquence supérieure à celle des signaux mis en jeu durant l'expérimentation.

Cette chaîne est constituée, d'une des deux sondes réalisées (BAT11 ou PRIME), d'un câble ATEM de 10m et d'une chaîne d'atténuateurs de 36dB. Un oscilloscope Tektronix DPO70604 6GHz-25Gé/s est utilisé pour l'acquisition et l'enregistrement des impulsions émises. Sa bande passante lui autorise des mesures de temps de montée jusqu'à 58ps. Un mode IT (Interpolated Time) lui permet d'ajouter des points interpolés entre les points mesurés par interpolation linéaire ou sin(x)/x. Le pas temporel peut donc être réduit artificiellement à 200fs au lieu de 40ps en mode RT (Real Time).

1.3.2- A la réception

La chaîne d'acquisition, depuis le capteur de champ vers l'oscilloscope de mesure, est constituée de trois câbles dont la longueur totale mesure 28m et d'un atténuateur 10dB.

Les câbles utilisés sont de marque ATEM, renforcés mécaniquement. Leur bande passante est de 18GHz. Leur dispersion est très faible. L'acquisition des signaux est effectuée avec un oscilloscope Tektronix TDS 6804 B qui possède une bande passante de 8GHz et une fréquence maximale d'échantillonnage de 20Gé/s sur les 4 voies.

2- Etude des performances du premier ensemble d'émission à l'aide du capteur de champ

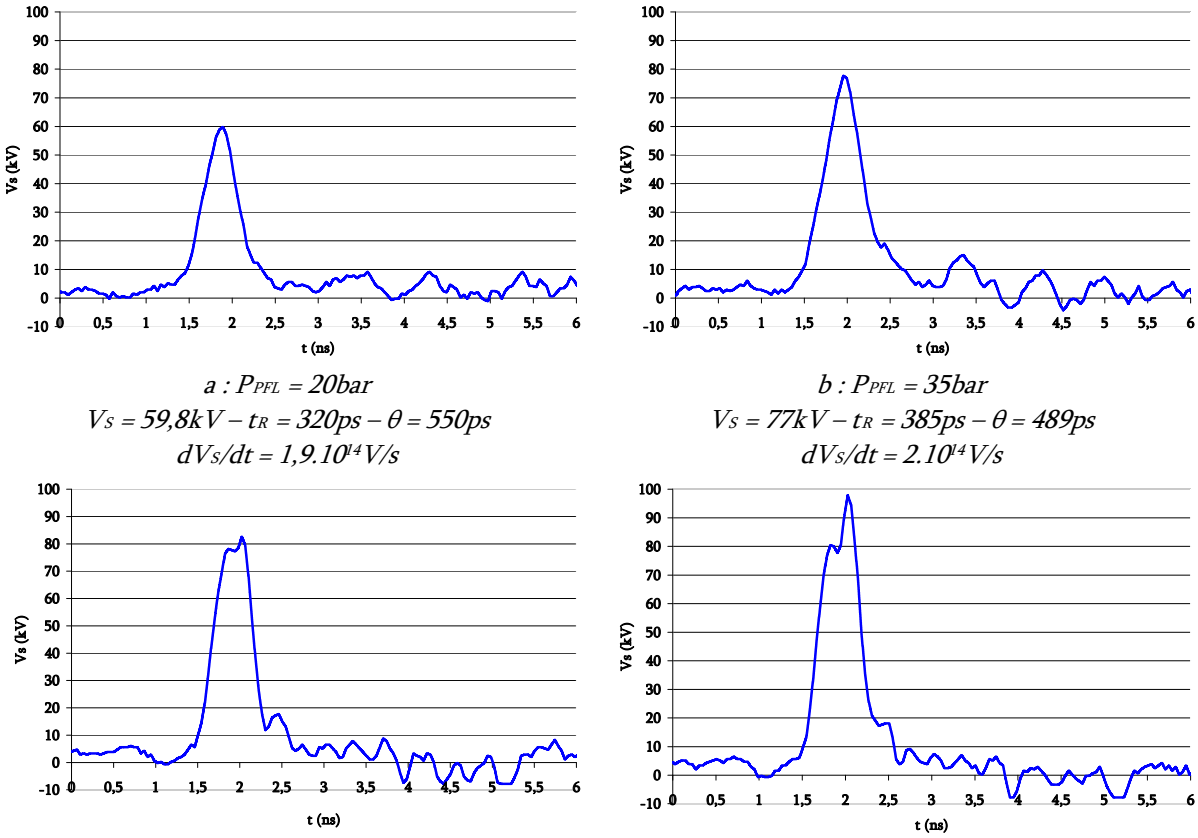
Le premier ensemble d'émission est constitué du chargeur autonome, du générateur Leonardo et de sa ligne de mise en forme, d'une ligne coaxiale 50Ω de 70cm de long, sur laquelle est insérée la sonde BAT11 et de l'antenne Valentine Haute Tension (figure V-4).

Figure V-4 : Photographie du premier ensemble d'émission complet autonome

2.1- Evolution de l'amplitude du champ rayonné dans l'axe

La pression d'air du générateur de Marx est maintenue à la valeur de 17bar pendant tous les essais. L'amplitude de sa tension de sortie, qui attaque la ligne de mise en forme, est alors proche de 200kV. Cette ligne est réglée selon la configuration d'éclateurs la plus performante (cf. Chap.3 § I.2.5). Pour quatre pressions d'hydrogène (20, 35, 50 et 55bar) dans la ligne, on relève l'impulsion en pied d'antenne d'émission et le champ rayonné dans l'axe de l'antenne à 5, 10 et 15m.

Sur la figure V-5, on a reporté quatre impulsions mesurées en pied d'antenne (ces impulsions ont été corrigées par la réponse fréquentielle de la sonde de mesure, des câbles et des atténuateurs). Le réglage de la pression dans la ligne permet de faire varier l'amplitude de la tension en pied d'antenne en conservant des temps de montée et des largeurs d'impulsions relativement identiques. On peut ainsi lier facilement le champ rayonné au signal généré en pied.



a : P_{PFL} = 20bar
V_S = 59,8kV – t_R = 320ps – θ = 550ps
dV_S/dt = 1,9.10¹⁴ V/s

b : P_{PFL} = 35bar
V_S = 77kV – t_R = 385ps – θ = 489ps
dV_S/dt = 2.10¹⁴ V/s

c : P_{PFL} = 50bar
V_S = 83kV – t_R = 310ps – θ = 560ps
dV_S/dt = 2,7.10¹⁴ V/s

d : P_{PFL} = 55bar
V_S = 98kV – t_R = 380ps – θ = 559ps
dV_S/dt = 2,6.10¹⁴ V/s

Figure V-5 : Impulsions mesurées en pied d'antenne d'émission pour les quatre valeurs de pression

Une variation de pression de 20 à 55bar permet d'accroître l'amplitude de la tension en pied d'antenne de 60kV à 100kV. Les temps de montée sont compris entre 300ps et 400ps et la largeur des impulsions reste proche de 500ps.

Les caractéristiques du champ rayonné évoluent en fonction de celles du signal généré par la source. Son allure temporelle est celle d'un signal bipolaire, proche d'un monocycle. La mesure du champ rayonné, qui permet la détermination du facteur de mérite de l'ensemble du système d'émission, est une mesure crête à crête qui prend en compte l'amplitude du pic positif et celle du pic négatif. La figure V-6 est un tracé de l'évolution des amplitudes positive, négative et crête à crête du champ rayonné ramené à 1m, dans l'axe de l'antenne, en fonction du gradient de tension appliqué à l'antenne.

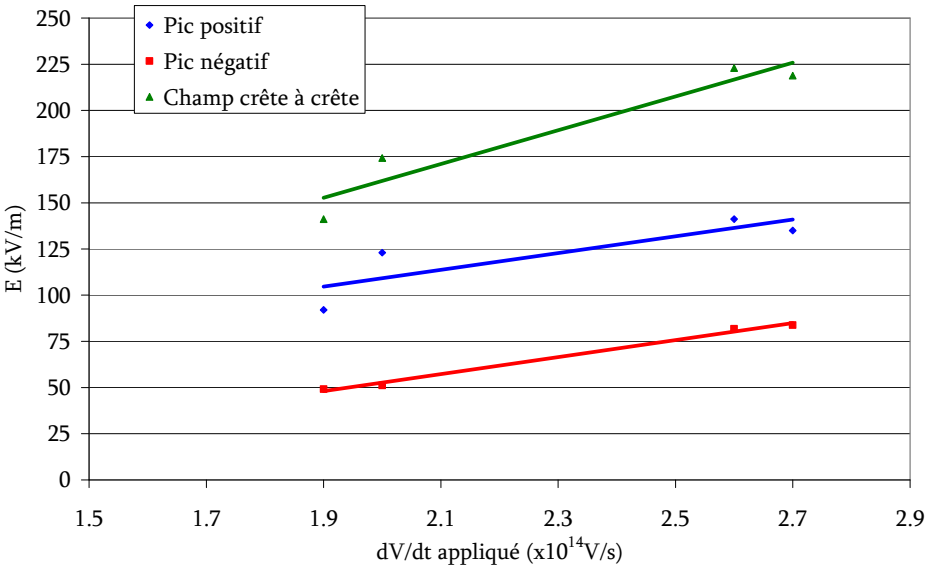


Figure V-6 : Evolution de l'amplitude du champ rayonné dans l'axe ramenée à 1m en fonction du gradient de tension appliqué à l'antenne

Un champ rayonné de 22,3kV/m (en amplitude crête à crête) mesuré à 10m est obtenu pour la configuration optimale de la source pulsée. L'allure temporelle de cette impulsion est présentée dans le paragraphe suivant.

2.2- Allure temporelle du signal rayonné

Les impulsions rayonnées, dont les amplitudes sont ramenées à 1m, correspondant aux quatre impulsions en pied d'antenne exposées précédemment, sont superposées sur le graphe de la figure V-7.

L'allure générale est la même dans les quatre configurations. Cependant, on remarque l'apparition d'un second pic positif de plus faible amplitude pour les pressions 50 et 55bar. Celui-ci semble être induit, a priori, par le décrochement visible sur les deux impulsions de tension au niveau du front de montée (figures V-5.c et d).

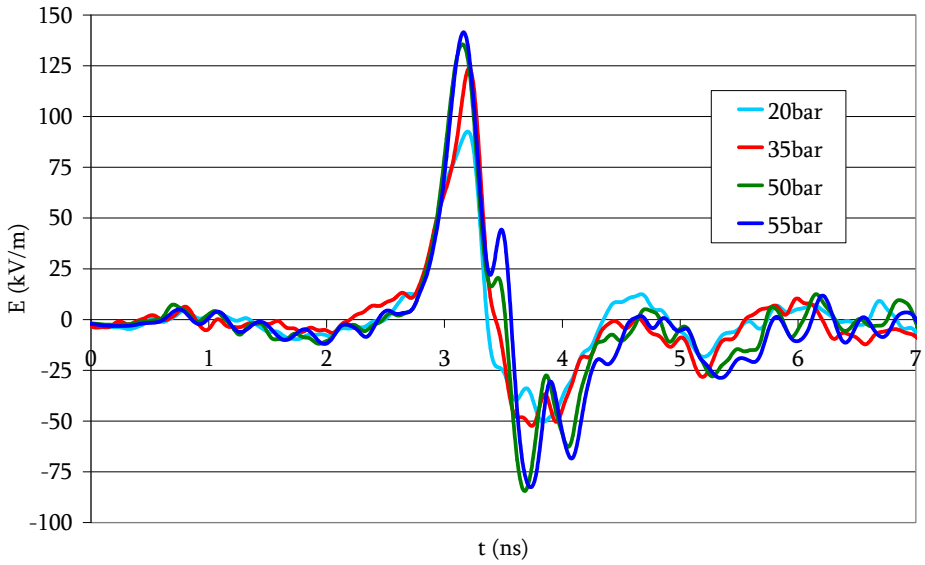


Figure V-7 : Superposition des impulsions rayonnées (amplitude ramenées à 1m) dans chaque configuration

On confronte, sur la figure V-8, l'allure de l'impulsion obtenue dans la configuration où P = 55bar à une estimation calculée à partir de la fonction de transfert de l'antenne et de la transformée de Fourier de l'impulsion d'excitation (figure V-5.d).

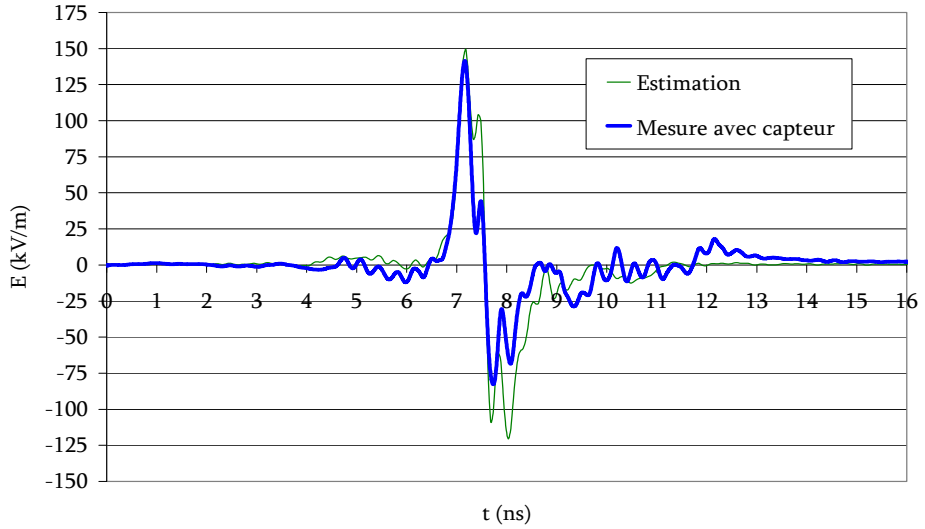


Figure V-8 : Comparaison de l'estimation et de la mesure avec le capteur de l'impulsion rayonnée dans l'axe (P = 55bar)

L'allure générale de l'estimation est relativement proche de l'impulsion mesurée. Cependant on note une différence d'amplitude importante au niveau du pic négatif (17%). L'amplitude crête à crête du champ estimé est de 270kV/m à 1m. Un paragraphe est consacré à ces incertitudes notables à la fin de cette partie du chapitre.

Expérimentalement, l'impulsion mesurée a un temps de montée de 280ps, une largeur en pied de 2ns, une amplitude positive de 141kV/m et une amplitude négative en valeur absolue de 82kV/m. Le facteur de mérite mesuré E×d atteint pour cet ensemble d'émission serait finalement de 223kV. Les résultats des mesures à d = 5m et 15m sont très proches.

3- Etude des performances du second ensemble d'émission à l'aide du capteur de champ

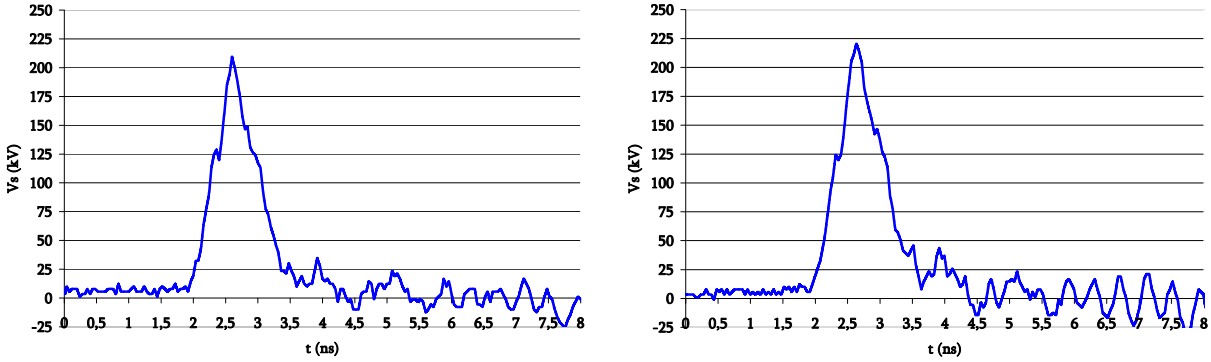
Le second ensemble d'émission est composé du chargeur autonome 60kV/60W, du générateur de Marx George, d'une ligne coaxiale 50Ω de 70cm de long, sur laquelle est insérée la sonde PRIME, et de l'antenne Valentine Haute Tension (figure V-9).

Figure V-9 : Photographie du second ensemble d'émission complet autonome

3.1- Impulsions générées en pied d'antenne

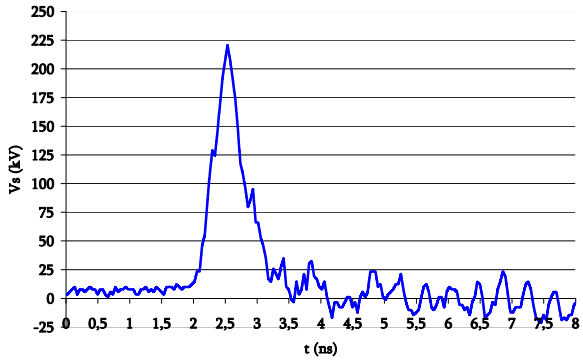
Le générateur est rempli d'un mélange, sous pression, d'air et d'hexafluorure de soufre pour permettre d'atteindre des niveaux de tension élevés. On fixe, au départ, la pression de SF_6 à 6 bar et on augmente, au fur et à mesure, la pression d'air jusqu'à atteindre une pression globale dans l'enceinte de 17bar.

Les allures temporelles des impulsions générées par le générateur George pour quatre pressions sont tracées sur la figure V-10.

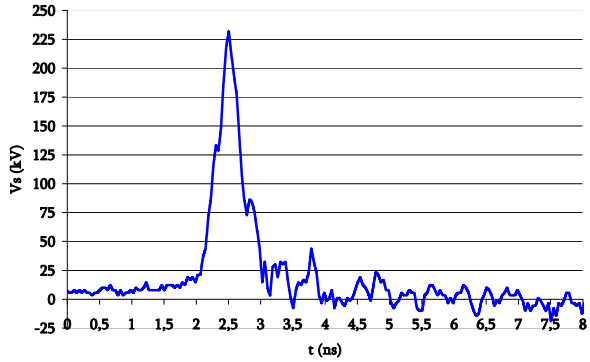


a : P = 10bar (Air-SF_6)
V_S = 210kV – t_R = 452ps – θ = 1ns
$dV_S/dt = 4{,}6.10^{14}$ V/s

b : P = 12bar (Air-SF_6)
V_S = 220kV – t_R = 400ps – θ = 840ps
$dV_S/dt = 5{,}5.10^{14}$ V/s



c : P = 15bar (Air-SF_6)
V_S = 223kV – t_R = 330ps – θ = 778ps
$dV_S/dt = 6{,}7.10^{14}$ V/s



d : P = 17bar (Air-SF_6)
V_S = 230kV – t_R = 300ps – θ = 733ps
$dV_S/dt = 7{,}7.10^{14}$ V/s

Figure V-10 : Impulsions générées en pied d'antenne par le générateur George

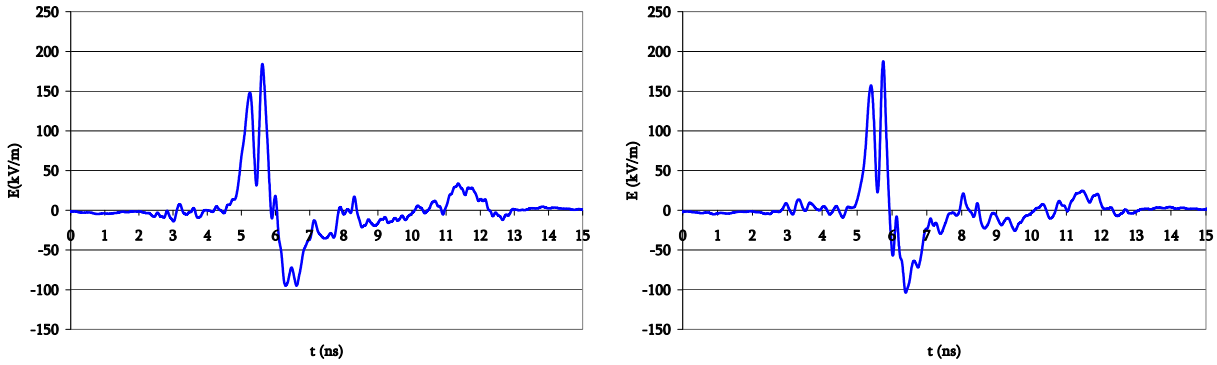
On note, à partir de ces quatre graphes, que l'augmentation de la pression tend à réduire la largeur des impulsions et la valeur de leur front de montée. L'augmentation de l'amplitude de sortie dépend peu des variations de pression. Ceci est du à la présence du crowbar qui coupe l'impulsion avant d'atteindre la valeur crête. On note toutefois une

légère augmentation car l'éclateur est surtensionné et son seuil disruptif dépend du dV/dt appliqué [CHA75].

Le gradient de tension le plus important est de $7{,}7.10^{14}$V/s, ce qui est 2,8 fois supérieur à celui obtenu avec la source pulsée précédente ($2{,}7.10^{14}$V/s). Ce gradient correspond à un temps de montée de 300ps sur une impulsion de 230kV à la pression de 17bar dans un mélange composé de 65% d'air et 35% de SF_6.

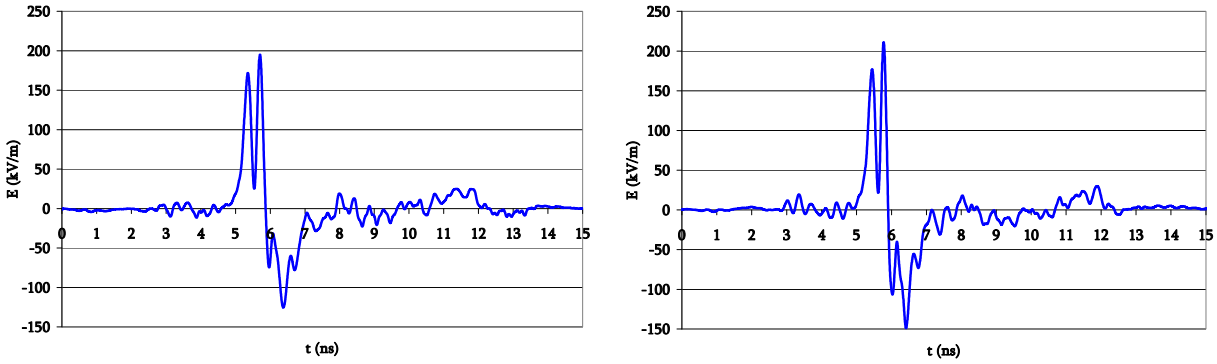
3.2- Signal rayonné dans l'axe. Détermination du facteur de mérite

Le champ rayonné est relevé à une distance de 10m de l'antenne d'émission pour s'assurer d'être en zone de champ lointain. Les quatre impulsions rayonnées dans l'axe sont représentées sur la figure V-11. Les amplitudes sont ramenées à 1m.



a : P = 10bar (Air-SF_6)
E_+ = 184kV/m – E_- = -94kV/m
$E_{càc}$ = 278kV/m

b : P = 12bar (Air-SF_6)
E_+ = 188kV/m – E_- = -104kV/m
$E_{càc}$ = 292kV/m



c : P = 15bar (Air-SF_6)
E_+ = 194,5kV/m – E_- = -125,5kV/m
$E_{càc}$ = 320kV/m

d : P = 17bar (Air-SF_6)
E_+ = 211kV/m – E_- = -149kV/m
$E_{càc}$ = 360kV/m

Figure V-11 : Impulsions rayonnées par l'ensemble complet pour les quatre configurations de la figure V-10

L'amplitude crête à crête du champ rayonné évolue en fonction du gradient de tension en pied d'antenne : le gradient de tension le plus important génère le champ électrique le plus fort. Ainsi, à 17bar, l'amplitude du champ rayonné ramené à 1m atteint 360kV/m avec une amplitude positive de 211kV/m et une amplitude négative de -149kV/m.

La figure V-12 illustre l'évolution des amplitudes des impulsions rayonnées dans l'axe en fonction du gradient de tension issu du générateur. Lorsque la pression du mélange air-SF_6 varie de 10 à 17bar, l'amplitude crête-crête du champ rayonné passe de 278kV/m à 360kV/m.

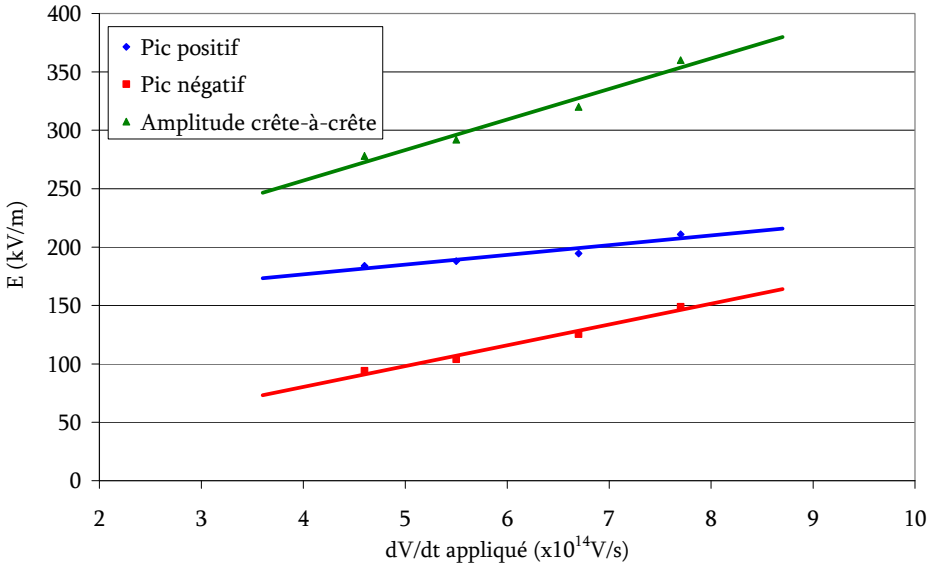


Figure V-12: Evolution du champ rayonné en fonction du gradient de tension appliqué à l'antenne

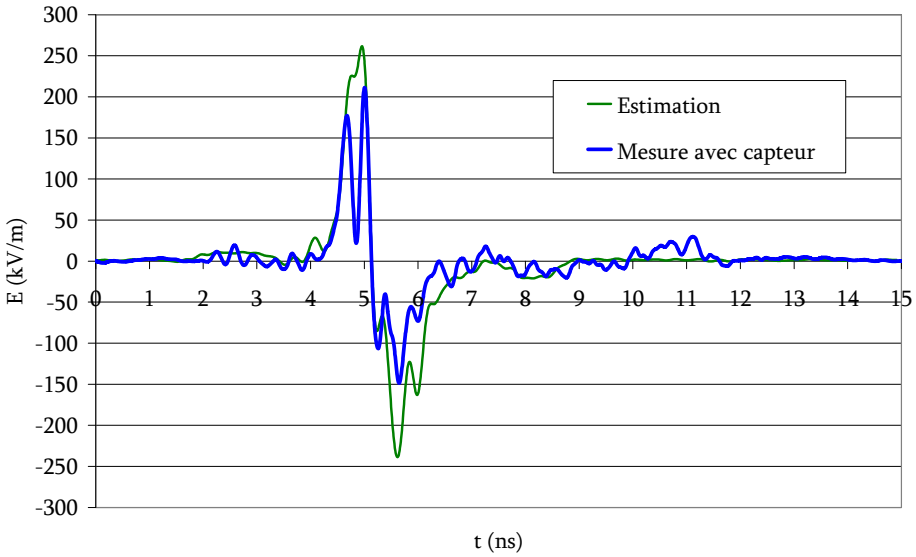


Figure V-13 : Confrontation des champs calculé et mesuré pour une pression de 17bar dans le générateur

La figure V-13 confronte la mesure du champ maximum (figure V-11.d) à une estimation de l'impulsion rayonnée calculée à partir de la fonction de transfert de l'antenne.

L'estimation par le calcul indique une amplitude crête à crête du champ rayonné de 490kV/m, soit 256kV/m sur le pic positif (erreur de 17% par rapport à la mesure) et -234kV/m sur le pic négatif (erreur de 36% par rapport à la mesure). On note encore une différence très importante entre l'estimation théorique et les mesures au capteur. Des mesures de vérification par la méthode présentée au paragraphe suivant permettront, peut-être, de cerner la cause de ces incertitudes.

La forme des signaux rayonnés comporte une double impulsion positive. Comme dans le cas du générateur Leonardo, nous pensons que ce phénomène est la conséquence de la présence d'un décrochement dans le front de l'impulsion excitatrice. Cependant, nous reviendrons sur cette discussion en fin de chapitre.

4- Détermination du champ rayonné dans l'axe par la méthode MICHELSON

Le laboratoire XLIM, dans le cadre de la thèse de Stéphane Vauchamp [VAU08], a développé une nouvelle technique de mesure de forts champs électromagnétiques appelée « méthode MICHELSON », dont le nom est un acronyme de Mesure Instantanée de CHamp ELectromagnétique par Signature d'un Objet Neutre [VAU07].

Dans ce paragraphe, on présente les résultats de cette expérimentation menée en collaboration avec l'XLIM en champ fort. Cette technique permet de déterminer le champ rayonné dans l'axe produit, à faible taux de récurrence (1Hz environ), par le second dispositif d'émission composé du générateur George et de l'antenne d'émission Valentine HT.

4.1- Principe de la méthode

Le principe de cette méthode est de mesurer un fort champ électromagnétique par l'intermédiaire du signal diffracté par une cible. Celle-ci est éclairée par le champ incident que l'on veut mesurer et elle le diffracte dans différentes directions et suivant différentes

polarisations. Une antenne de réception, adaptée à la bande de fréquence étudiée et placée convenablement en direction de la cible, récupère une partie du champ diffracté (e_d). Cette antenne doit être protégée de l'antenne d'émission. Un traitement numérique permet de remonter au champ incident à partir de la tension en sortie de l'antenne de réception.

Le principe de la mesure est donné sur la figure V-14 :

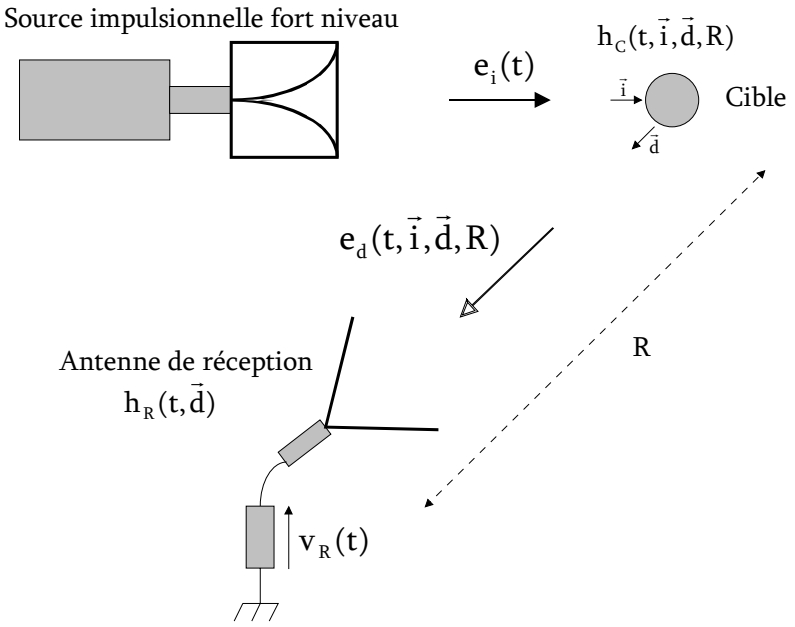


Figure V-14 : Schéma de principe de la mesure du champ par la méthode de Michelson

Pour remonter au champ incident, il est nécessaire de connaître les deux fonctions de transfert décrites sur le schéma de la figure V-14. La première, $h_C(t,\vec{i},\vec{d},R)$, décrit la réponse transitoire de la cible. Cette fonction de transfert dépend de la direction du champ incident $e_i(t)$ qui illumine la cible, de la position de l'antenne de réception par rapport à la cible ($\vec{d}$), de la distance R entre la cible et cette antenne et de la polarisation du champ incident. La seconde fonction de transfert, $h_R(t,\vec{d})$, est celle de l'antenne de réception. Ces deux fonctions de transfert sont définies au préalable par calculs analytiques, simulations numériques ou mesures expérimentales.

Dans le domaine fréquentiel, le champ rayonné dans l'axe et la tension en pied d'antenne de réception sont reliés par :

$$E_i(f) = \frac{V_r(f)}{H_G(f,\vec{i},\vec{d},R)} \tag{5-5}$$

où $H_G(f,\vec{i},\vec{d},R)$ est la transformée de Fourier de la fonction de transfert globale $h_G(t,\vec{i},\vec{d},R)$ définie par :

$$\begin{aligned} h_G(t,\vec{i},\vec{d},R) &= h_R(t,\vec{d}) \otimes h_C(t,\vec{i},\vec{d},R) \\ \rightarrow H_G(f,\vec{i},\vec{d},R) &= H_R(t,\vec{d}) \cdot H_C(t,\vec{i},\vec{d},R) \end{aligned} \tag{5-6}$$

$H_R(t,\vec{d})$ et $H_C(t,\vec{i},\vec{d},R)$ sont les transformées de Fourier respectives des fonctions $h_R(t,\vec{d})$ et $h_C(t,\vec{i},\vec{d},R)$.

Cette méthode permet donc de déporter la mesure du champ ce qui offre l'avantage de n'utiliser qu'une instrumentation bas niveau. La cible est de faibles dimensions (ces dimensions sont fonction de la bande de fréquence étudiée) et aucun câble n'est nécessaire dans la zone de champ fort : les perturbations générées et subies par le dispositif de mesure sont donc limitées.

4.2- Configuration expérimentale

L'ensemble du dispositif expérimental est présenté sur la figure V-15.

La cible choisie est une sphère métallique de 24cm de diamètre. L'utilisation d'une sphère en tant que cible permet de minimiser les erreurs liées à son positionnement pour un point de mesure donné. La parfaite symétrie de révolution de la cible autorise un placement plus libre de l'antenne de réception pour capter le champ diffracté. La sphère est suspendue à un mat en plastique. Son centre est situé à 3,1m.

L'antenne de réception est une antenne Valentine analogue à celle présentée dans le chapitre 4 en figure IV-9.b, développée par l'XLIM et réalisée par la société Europulse. Placée à 3,1m de haut sur un mat en fibre de verre, elle est située en retrait par rapport à l'antenne d'émission où le champ rayonné incident est minimum. Un grillage (mailles carrées de 2cm) est intercalé entre les deux antennes de façon à minimiser le couplage entre ces deux antennes (figure V-16).

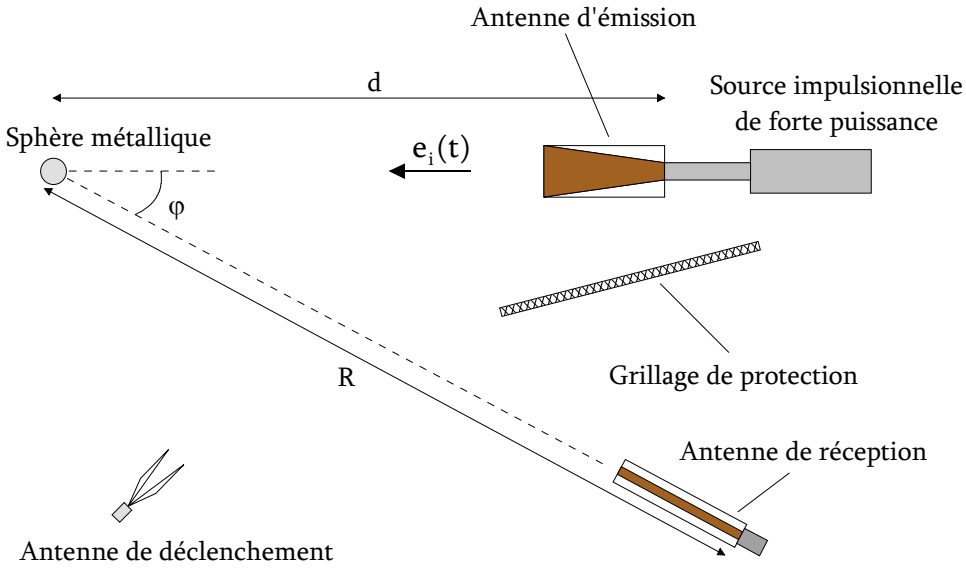


Figure V-15 : Dispositif expérimental pour l'évaluation du champ rayonné dans l'axe par la méthode Michelson

Une troisième antenne (de type « Ciseaux ») est positionnée dans la zone de champ, au sol, afin de ne pas perturber les champs incidents et diffractés. Elle fournit un signal de déclenchement pour l'acquisition du signal diffracté.

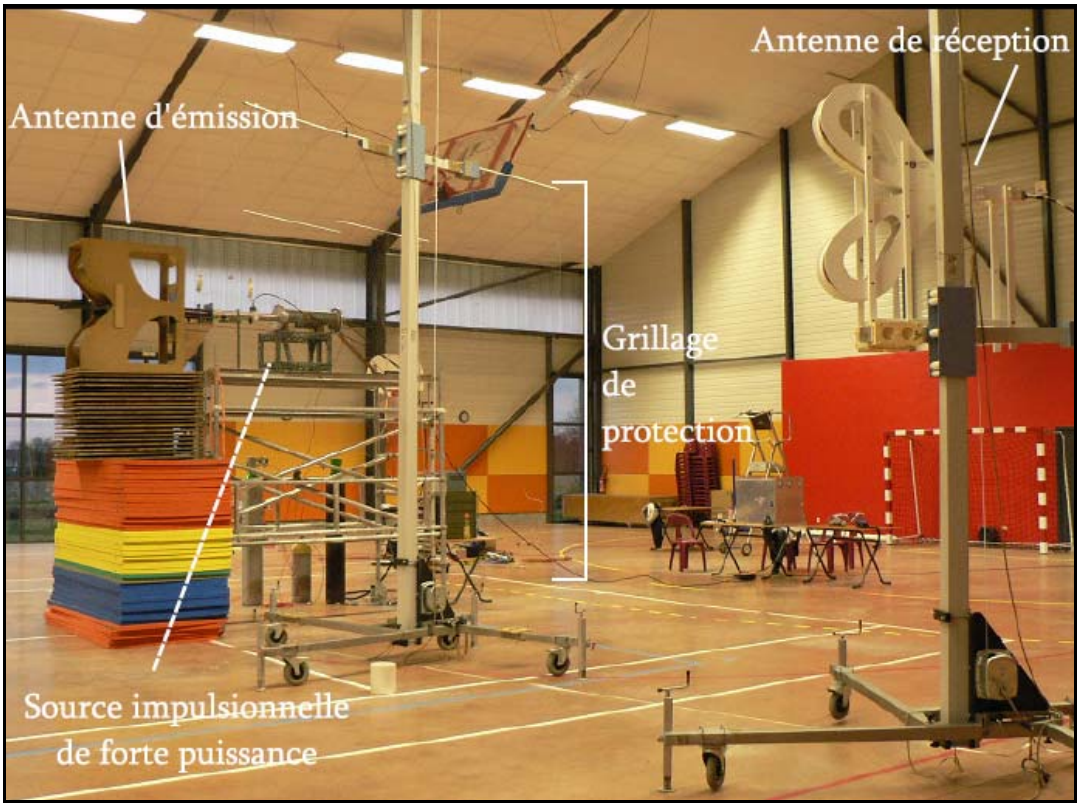


Figure V-16 : Photographie d'une partie du dispositif expérimental (sans la cible)

L'acquisition du signal transitoire capté par l'antenne de réception est effectuée à l'aide de l'oscilloscope Tektronix TDS6804B. L'oscilloscope est muni d'un jeu d'atténuateurs (32 dB d'atténuation). Le signal est guidé depuis l'antenne vers l'oscilloscope par 28m de câble.

4.3- Résultats et performances du dispositif

Le protocole expérimental consiste à émettre 20 fois, de façon récurrente, sur la cible et à enregistrer le signal moyen diffracté capté par l'antenne de réception. Ensuite, on procède de la même façon, sans la cible, pour n'enregistrer cette fois-ci que le signal moyen du « bruit ». Celui-ci est alors soustrait temporellement au premier enregistrement pour ne garder que la réponse utile de la cible. Après traitements numériques, on remonte à l'évolution temporelle du champ rayonné dans l'axe de l'antenne d'émission.

Dans un mélange air-SF_6 à 17,5bar (dont 3bar de SF_6), le générateur George délivre, en pied d'antenne, un signal d'amplitude moyenne 200kV, dont le temps de montée moyen est de 320ps et la largeur d'impulsion à mi-hauteur de 450ps (figure V-17.a). Le contenu spectral de l'impulsion s'étale jusqu'à 1,7GHz à -20dB (figure V-17.b).

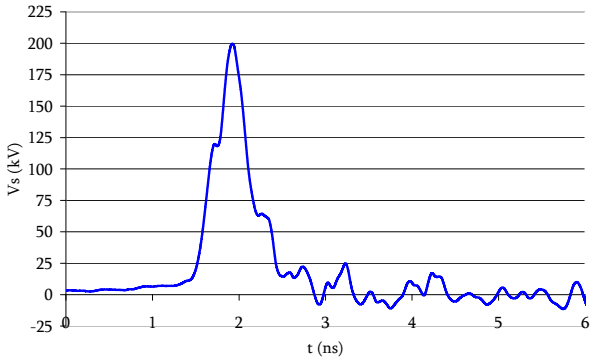


Figure V-17.a : Signal d'excitation en pied d'antenne. Moyenne sur 20 tirs

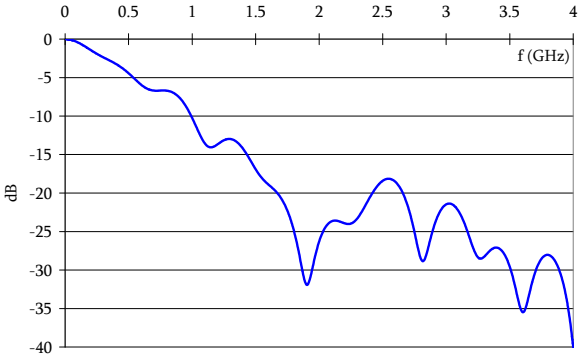


Figure V-17.b : Spectre en fréquence de l'impulsion

La figure V-18 représente l'évolution du champ rayonné par l'antenne mesuré, ramenée à 1m, par cette méthode. La cible est placée à une distance de 5m de l'antenne d'émission. Ce résultat est confronté à une estimation théorique.

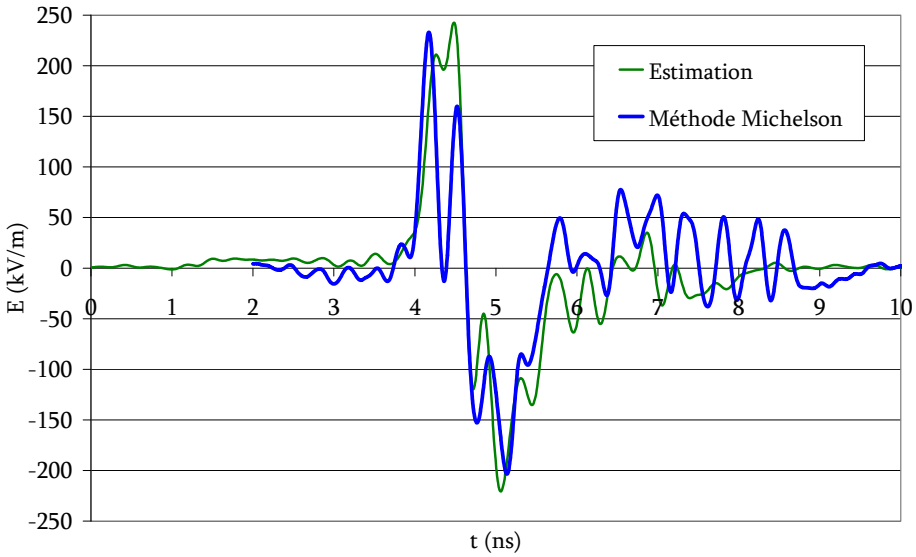


Figure V-18 : Comparaison du champ rayonné calculé et mesuré par la méthode Michelson

L'amplitude crête à crête du champ rayonné mesuré par cette méthode est de 436,5kV/m à 1m, avec une amplitude positive de 233kV/m et une amplitude négative de -203,5kV/m. La largeur en pied de l'impulsion est 1,82ns. Le facteur de mérite déterminé par cette mesure est de 436,5kV contre 460kV estimés, soit une incertitude de 5%. Les résultats obtenus par cette méthode de mesure sont donc très proches de ceux estimés par le calcul.

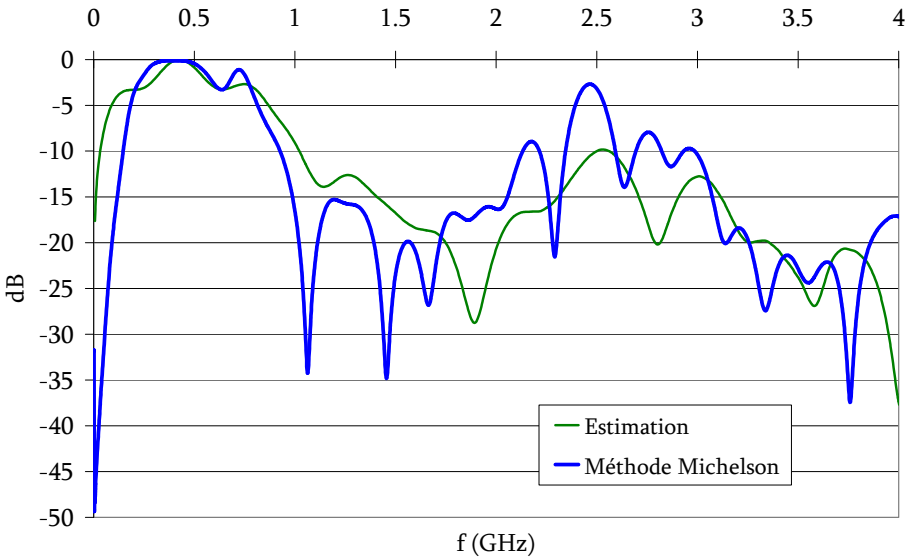


Figure V-19 : Spectre du champ rayonné estimé et mesuré par la méthode Michelson

La figure V-19 représente le spectre de l'impulsion rayonnée dans l'axe de l'antenne, par la mesure Michelson et par l'estimation théorique. La grande partie de

l'énergie rayonnée est centrée autour de la fréquence 500MHz. Le spectre s'étend jusqu'à 1GHz à -20dB.

5- Récapitulatif des performances des deux dispositifs. Discussion sur la mesure du champ

On synthétise dans le tableau V-1 les différents facteurs de mérite maximums obtenus par les deux méthodes de mesures utilisées et par l'estimation théorique. Pour chacun, on rappelle les caractéristiques de l'impulsion d'excitation de l'antenne d'émission.

	Dispositif d'émission n°1 *(Leonardo + PFL + Valentine HT)*	Dispositif d'émission n°2 *(George + Valentine HT)*
Capteur de champ	V_S = 98kV - t_R = 380ps - θ = 559ps **E×d = 223kV**	V_S = 230kV - t_R = 300ps - θ = 733ps **E×d = 360kV**
Michelson		V_S = 200kV - t_R = 320ps - θ = 450ps **E×d = 436,5kV**
Estimation/calcul	V_S = 98kV - t_R = 380ps - θ = 559ps **E×d = 270kV**	V_S = 200kV - t_R = 320ps - θ = 450ps **E×d = 460kV**

Tableau V-1 : Synthèse des résultats obtenus

En ce qui concerne le premier dispositif d'émission, un écart de 17% sur la mesure du champ est à noter par rapport à l'estimation théorique.

Pour ce qui est du second dispositif d'émission, les valeurs de facteur de mérite résultant de l'estimation et de la méthode Michelson sont proches. Les résultats issus de ces deux types de méthodes ont été obtenus par le biais de l'antenne Valentine XLIM. Elle a été utilisée dans la détermination de la fonction de transfert de l'antenne Valentine HT, permettant d'estimer le champ, et sert d'antenne de réception pour la mesure du champ diffracté, dans la méthode Michelson.

Cependant, les résultats de mesures réalisées avec le capteur de champ dérivatif pour une impulsion d'excitation de caractéristiques proches (gradient de tension identique) confirment l'écart important déjà constaté pour le dispositif n°1. Pour l'heure, le problème n'est pas clairement identifié, l'erreur pourrait provenir de la fonction de transfert du capteur dont la mesure de phase n'a pas pu être vérifiée expérimentalement ou de celle de l'antenne Valentine XLIM. Des nouvelles mesures de caractérisation de cette antenne et du capteur ont été lancées au laboratoire XLIM pour vérifier ces résultats.

II- Perspectives

Pour terminer ce chapitre, nous faisons état de quelques pistes qui pourraient orienter nos futures recherches. Ces pistes ont été explorées, ou sont en cours d'analyse, et il nous paraît opportun de citer, ici, les travaux entrepris sur le développement d'une antenne compacte et de sa mise en réseau. Nous présentons également les différentes perspectives qui en découlent.

1- Elaboration d'une antenne compacte

Suite à l'étude menée sur l'antenne Valentine, nous avons cherché à développer une antenne ultra large bande compacte. Cet aérien est inspiré des antennes actuelles développées par l'IHCE de Tomsk et l'XLIM de Limoges. Les travaux menés jusqu'ici ne sont qu'à l'état de modélisation mais les résultats sont encourageants et la réalisation d'un premier prototype devrait permettre de vérifier ces données.

1.1- Construction de l'antenne

Le profil évolutif des lobes de l'antenne Valentine, traitée dans ce mémoire, donne à l'antenne un caractère « ondes progressives » afin de rayonner l'énergie électrique transportée par un signal dont le spectre en fréquence est large.

Pour gagner en compacité, en conservant ce type de profil, l'idée est de remplacer (d'après la théorie des images électriques) l'un des deux lobes de l'antenne Valentine par un plan de masse et de réduire les côtes géométriques du lobe restant, autant que possible, de façon à maintenir une bande passante suffisante. Au regard des spectres des signaux générés par les deux sources pulsées réalisées, nous cherchons à construire une antenne dont la bande passante est centrée sur la fréquence de 1GHz, typiquement 200MHz – 2GHz. Une valeur d'impédance d'entrée de 50Ω permet d'adapter l'antenne aux dispositifs existants (sources pulsées et sondes de mesure) et facilite sa caractérisation fréquentielle et transitoire avec le matériel disponible au laboratoire.

Cette nouvelle antenne présente une transition coaxiale – biplaque qui lui permet de s'adapter à la géométrie des deux sources pulsées. Cette transition est légèrement modifiée de façon à réduire la longueur de l'antenne. C'est de la qualité de cette transition que dépendent en grande partie les paramètres d'entrée de l'antenne et sa bande passante ; des efforts conséquents ont donc été faits dans l'élaboration de cette transition.

Le logiciel de simulation numérique CST a permis de faire évoluer cette structure pour trouver les côtes définitives de cette antenne relatives à un fonctionnement ultra large bande satisfaisant. Les différents résultats exposés dans les paragraphes suivants ont été obtenus avec l'aérien tel qu'il est représenté sur la figure V-20. Il représente un volume cubique équivalent de 50cm de côté soit un volume quatre fois moins important que l'antenne Valentine HT.

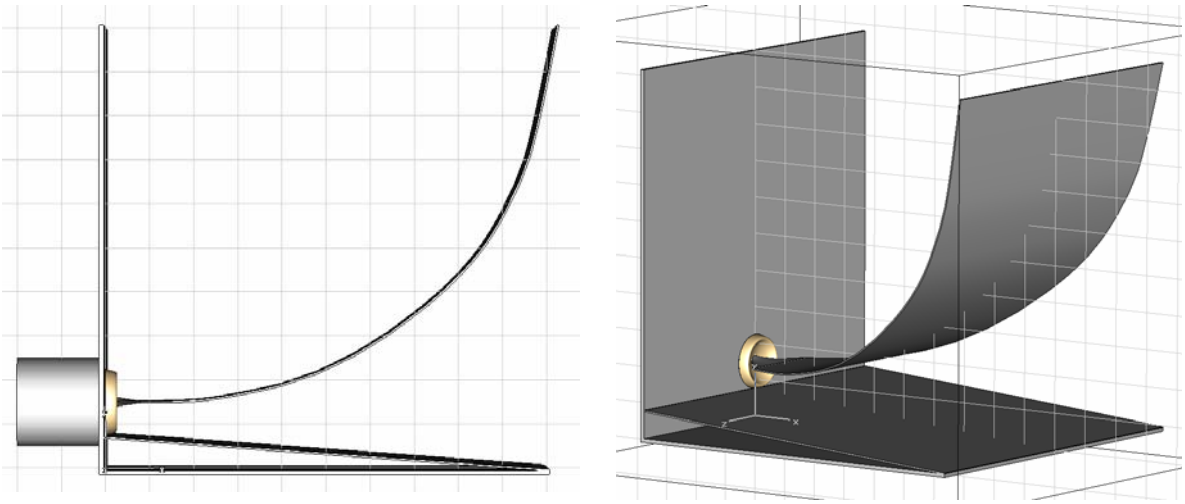


Figure V-20 : Dessins de l'antenne compacte

1.2- Paramètres d'entrée et bande passante

L'étude est menée dans la bande 0 à 4GHz avec un pas de calcul de 4MHz. L'antenne est excitée par une gaussienne dont le spectre couvre cette bande de calcul.

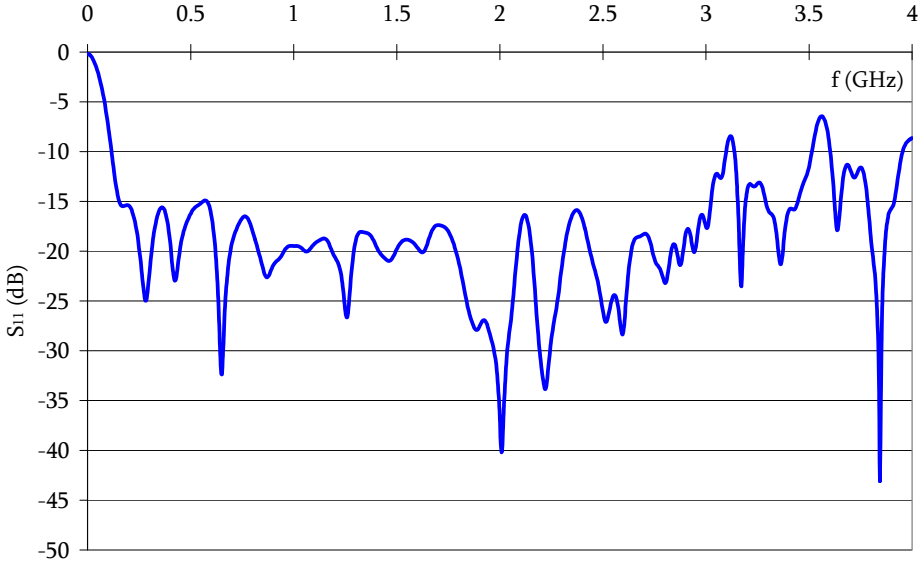


Figure V-21 : Coefficient de réflexion de la nouvelle antenne compacte

Le coefficient de réflexion (figure V-21) de l'antenne est inférieur à -15dB de 150MHz à 3,02GHz, ce qui correspond à un ROS inférieur à 1,2. La bande passante de l'antenne, à -10dB, s'étale de 112MHz à 3,1GHz.

1.3- Gain dans l'axe

Les travaux de modélisation ont montré que le gain de cette antenne dépend de l'angle d'ouverture α (figure V-22) et du profil du lobe supérieur.

Un angle d'ouverture α trop faible marque une forte dégradation du gain en basses fréquences. Un angle trop grand augmente l'encombrement. Le bon compromis semble avoir été trouvé pour α = 20°. L'ajout d'un plan incliné sur le plan de masse inférieur permet, de plus, d'améliorer légèrement le gain de l'antenne.

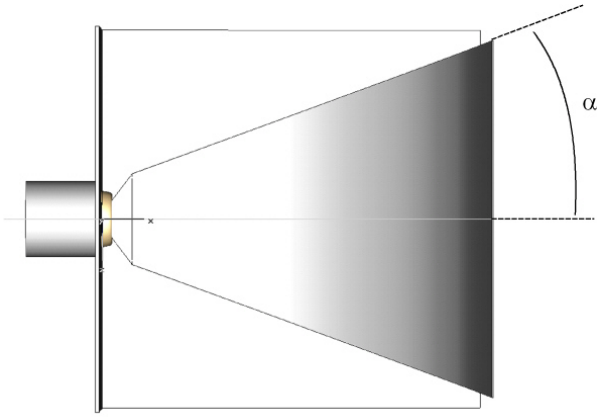


Figure V-22 : Définition de l'angle d'ouverture α

Le gain est présenté figure V-23 de 0 à 2GHz et est confronté au gain dans l'axe mesuré de l'antenne Valentine HT. Il est compris entre 6 et 8dB entre 350MHz et 2GHz.

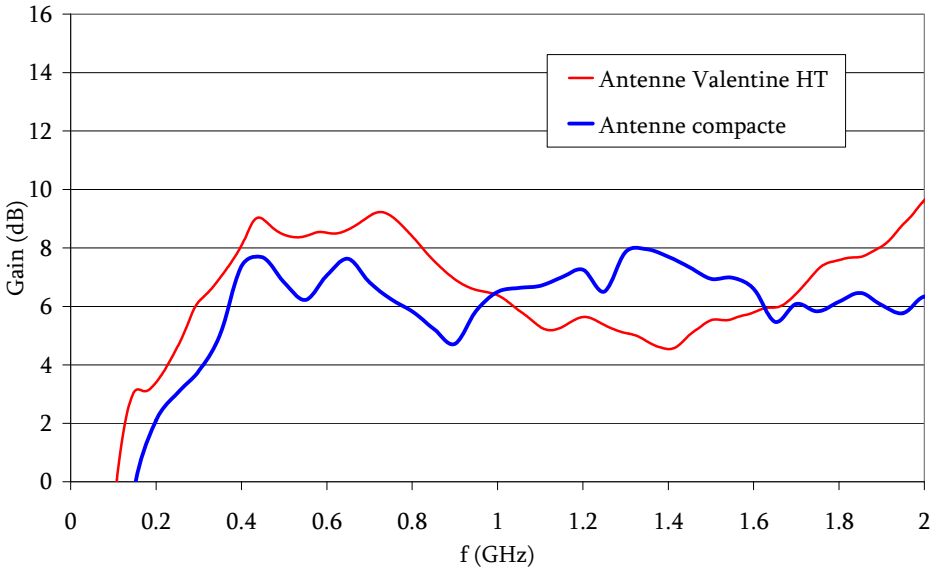


Figure V-23 : Gain dans l'axe simulé de la nouvelle antenne

1.4- Diagrammes de rayonnement

L'angle d'ouverture α et la forme du lobe déterminent les capacités de l'antenne à focaliser son rayonnement. L'évolution en largeur permet de garder une impédance 50Ω le plus longtemps possible car l'impédance de la ligne biplaque dépend du rapport largeur du lobe sur hauteur. Une courbure importante du lobe permet de guider les lignes de champ E depuis l'impédance 50Ω de la ligne coaxiale jusqu'à l'impédance de l'espace libre et ainsi créer un lobe de rayonnement dans le plan E. Le grand rayon de courbure permet également d'allonger le parcours de l'impulsion de courant le long du lobe et ainsi donner à l'antenne un caractère « ondes progressives ». La largeur et l'angle α du lobe ont une incidence directe sur le rayonnement dans le plan H. Une étude paramétrique des cotes géométriques de ce lobe (rayon de courbure, angle α, hauteur à l'origine du lobe, longueur, largeur) a donc été réalisée Le choix final du profil de ce lobe a été arrêté en étudiant les diagrammes de rayonnement dans les deux plans (figures V-24 et V-25).

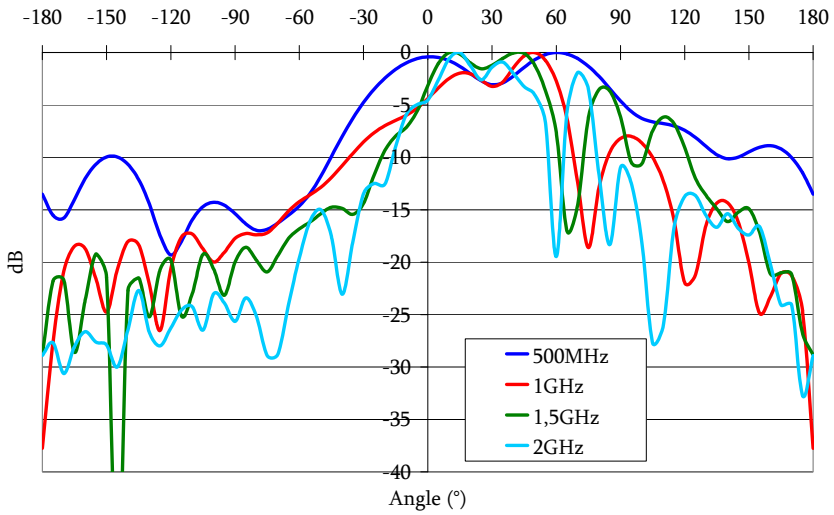


Figure V-24 : Diagrammes de rayonnement dans le plan E

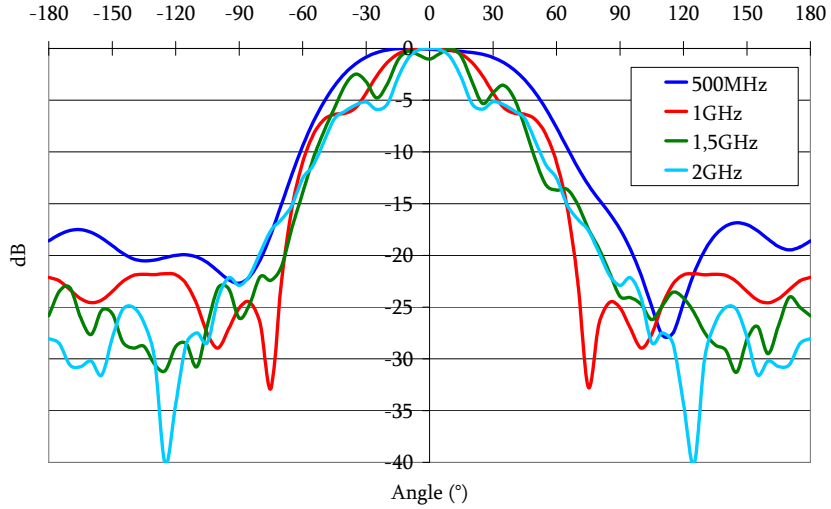


Figure V-25 : Diagrammes de rayonnement dans le plan H

La structure de l'antenne engendre un dépointage du rayonnement dans le plan E, visible sur la figure V-24. En basses fréquences, le dépointage est de l'ordre de 30° au dessus de l'axe principal de propagation, il diminue avec l'augmentation de la fréquence (inférieur à 15° au dessus de 2GHz). Ceci peut s'expliquer par le fait que les composantes hautes fréquences du signal sont rayonnées en début d'antenne, elles sont donc moins sujettes à la dissymétrie de l'aérien. Ce dépointage a une incidence visible sur le gain dans l'axe de l'antenne puisque la direction privilégiée de rayonnement est modifiée.

Le rayonnement arrière dans le plan H reste globalement inférieur à -20dB grâce aux dimensions suffisantes du plan de masse vertical. L'angle d'ouverture à -3dB diminue avec l'augmentation de la fréquence. Compte tenu de la taille réduite de cette antenne, sa

directivité est relativement bonne dans le plan H. Au final, on retrouve une meilleure focalisation du rayonnement dans le plan H que dans le plan E comme habituellement sur ce type de structure.

1.5- Champ rayonné dans l'axe

La figure V-26 représente le champ rayonné mesuré à 10m pour différents angles d'inclinaison au dessus du plan horizontal de l'antenne. L'impulsion d'excitation est une gaussienne avec un temps de montée de 145ps et une largeur à mi-hauteur de 200ps.

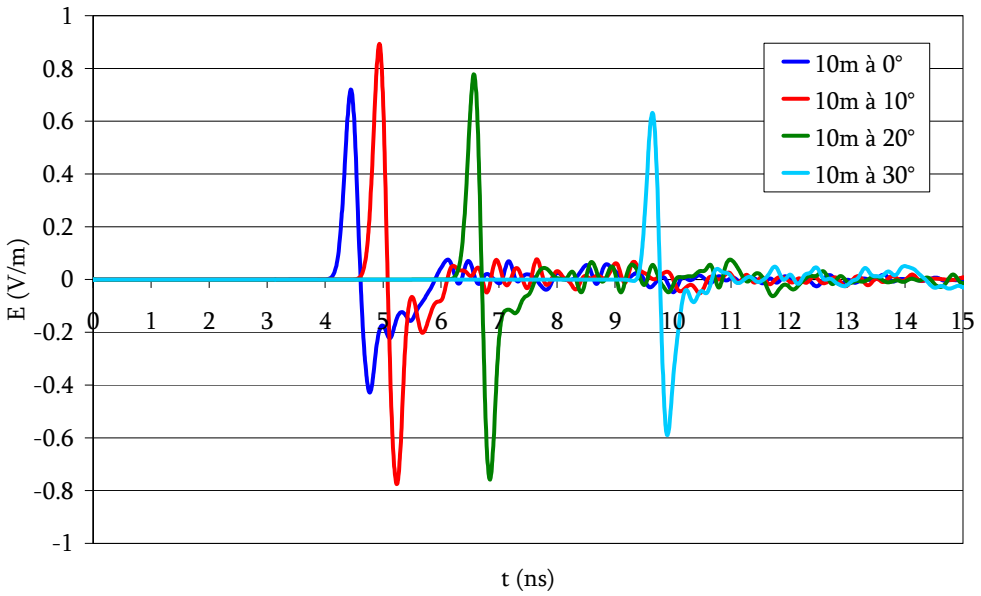


Figure V-26 : Allure du champ rayonné pour différentes positions verticales de l'antenne de réception à 10m

Du fait du dépointage de l'antenne dans son plan E, l'amplitude du champ rayonné n'est pas maximale à l'horizontale dans l'axe (courbe bleu foncé). La direction de rayonnement privilégiée, pour laquelle l'amplitude de l'impulsion est maximale, semble être donnée pour un angle de 10° dans le plan E de l'antenne. Une étude plus approfondie de l'antenne pourrait apporter les modifications nécessaires à la minimisation de ce phénomène de dépointage (centrage vertical du point d'alimentation par exemple).

1.6- Adaptation pour un fonctionnement en haute tension

Devant les tensions mises en jeu, il est absolument nécessaire d'adapter la future réalisation pour un fonctionnement en haute tension et forte puissance. La solution la plus

simple semble être la pressurisation de l'ensemble de l'antenne dans une atmosphère de SF_6 sous quelques bars. De plus, la présence d'un gaz, dont la permittivité diélectrique relative est de 1, n'engendrerait pas de modifications des performances en rayonnement dans l'axe.

Une solution identique à celle appliquée à l'antenne Valentine dans les travaux présentés au chapitre 4 pourrait être envisagée. La transition d'entrée serait alors plongée dans une huile isolante et l'isolation électrique entre le lobe et le plan de masse serait réalisée par un matériau isolant de permittivité diélectrique la plus proche possible de 1. Ces travaux d'adaptation nécessitent une étude en modélisation et expérimentale afin d'évaluer l'influence d'une telle modification sur les performances de l'antenne.

2- Mise en réseau de l'antenne

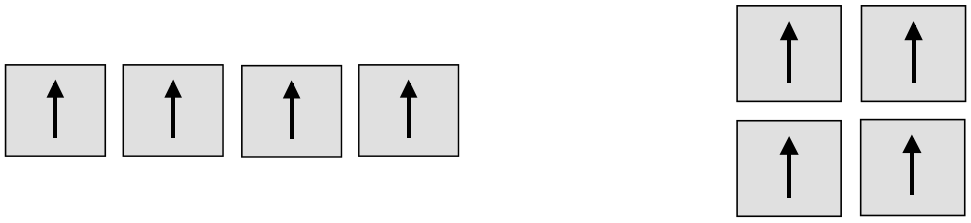
La mise en réseau d'antennes consiste à utiliser des antennes simples dont on somme les contributions en contrôlant les amplitudes et phases avec lesquelles on les alimente. Le gain théorique du réseau dépend alors directement du nombre d'antennes selon l'expression :

$$G_{réseau(dB)} = G_{antenne(dB)} + 10 \cdot \log(N) \qquad (5\text{-}7)$$

Ainsi lorsqu'on double le nombre d'antennes à l'émission, le gain augmente de 3dB.

Dans cette étude, on cherche à observer le comportement d'un réseau de quatre antennes compactes. Une étude en modélisation permet de régler les différents paramètres du réseau pour en optimiser les performances.

Pour ce faire, on confronte les résultats de 2 réseaux de 4 antennes identiques (figure V-27). Dans le premier réseau, les quatre antennes sont alignées côte-à-côte de sorte que leur plan E soit parallèle. Dans le second réseau, les quatre antennes forment un carré 2×2. Dans chaque configuration, les antennes sont toutes alimentées, en phase, par la même impulsion gaussienne.



RESEAU 1 *RESEAU 2*

Figure V-27 : Etude de deux réseaux d'antennes
(les flèches représentent l'orientation du champ E)

La principale difficulté réside dans le choix de la distance entre les antennes. En général, une grande distance entre antennes (typiquement en λ/2 de la fréquence maximale rayonnée) provoque l'apparition de nombreux lobes de réseaux, ce qui a tendance, en transitoire, à déformer l'impulsion lorsqu'on s'éloigne de la direction de rayonnement privilégiée. En rapprochant les antennes, un phénomène de couplage se produit, surtout en basse fréquence. Ce couplage perturbe le rayonnement global et fait chuter considérablement le gain. Il faut donc choisir la distance minimale pour laquelle ce couplage peut-être considéré comme négligeable. Dans les études qui suivent, on s'intéresse à l'évolution du gain dans l'axe horizontal qui est le plus représentatif des performances en rayonnement du réseau. La création du réseau, réalisée par un calcul post-process sous CST, à partir de la simulation d'une antenne seule, ne tient pas compte du phénomène de couplage entre les antennes. Les résultats présentés sont donc légèrement optimistes.

2.1- Etude préliminaire sur le réseau n°1

Dans le cas du réseau n°1, le diagramme dans le plan E est identique à celui d'une antenne seule, ce qui semble normal puisque le plan E des antennes est parallèle. En ce qui concerne le plan H, le meilleur compromis semble être une distance de 30mm entre antennes correspondant donc à une distance entre deux centres d'alimentation de 530mm. Dans ce cas, l'effet du réseau augmente le gain. Le graphe de la figure V-28 représente le gain dans l'axe de l'antenne entre 0 et 2GHz.

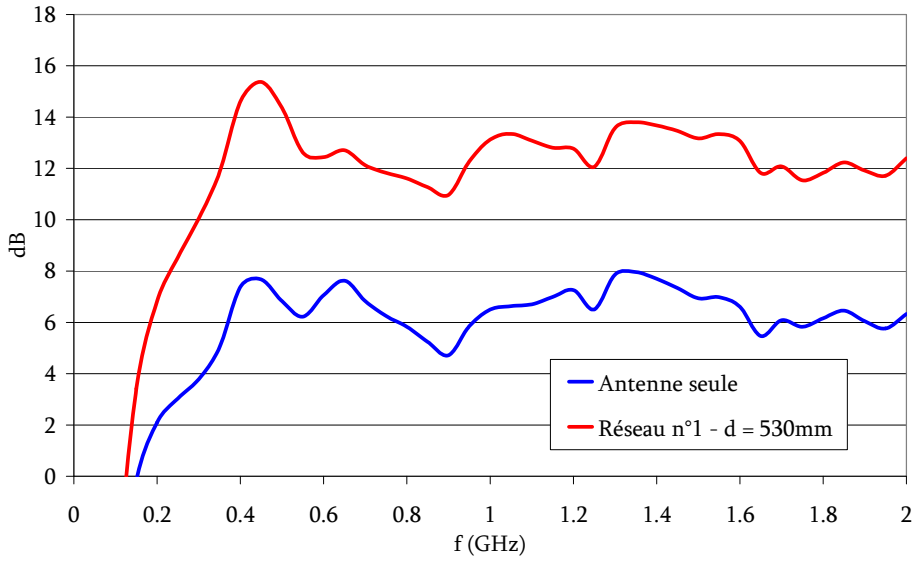


Figure V-28 : Gain dans l'axe du réseau de 4 antennes selon la configuration n°1

Les quatre antennes provoquent une augmentation du gain de 10×log(4) = 6dB en moyenne dans l'axe de l'antenne entre 200MHz et 2GHz. Au-delà, des lobes de réseaux importants apparaissent sur les diagrammes, créant des instabilités importantes sur le gain dans l'axe de l'antenne.

2.2- Etude du réseau carré n°2

L'étude du réseau n°2 porte sur l'ajout d'une seconde rangée d'antenne dans le plan E pour essayer d'améliorer la directivité du système dans le plan E et ainsi augmenter le gain dans l'axe entre 200MHz et 2GHz.

La distance entre les antennes horizontales (appelée d_h) est maintenue à 530mm car les résultats précédents ont montré qu'elle représentait le meilleur compromis sur le plan H. La variation de la distance d_v entre les deux rangées horizontales modifie légèrement le diagramme dans le plan E sur les fréquences basses du spectre étudié en ramenant le lobe principal dans l'axe horizontal. Le gain est alors plus grand, dans cette partie de la bande de fréquence, lorsque la distance d_v diminue. La figure V-29 présente l'allure du gain dans l'axe pour les principales configurations de distances simulées.

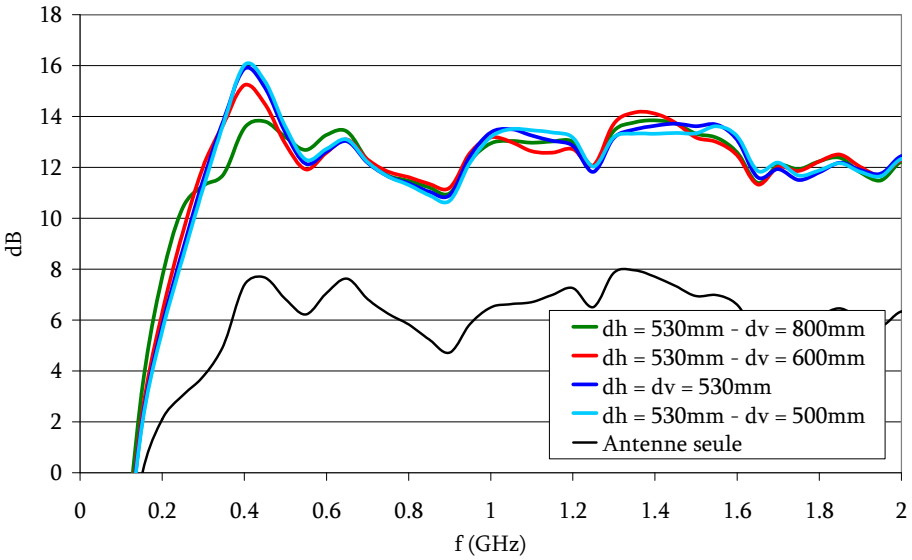
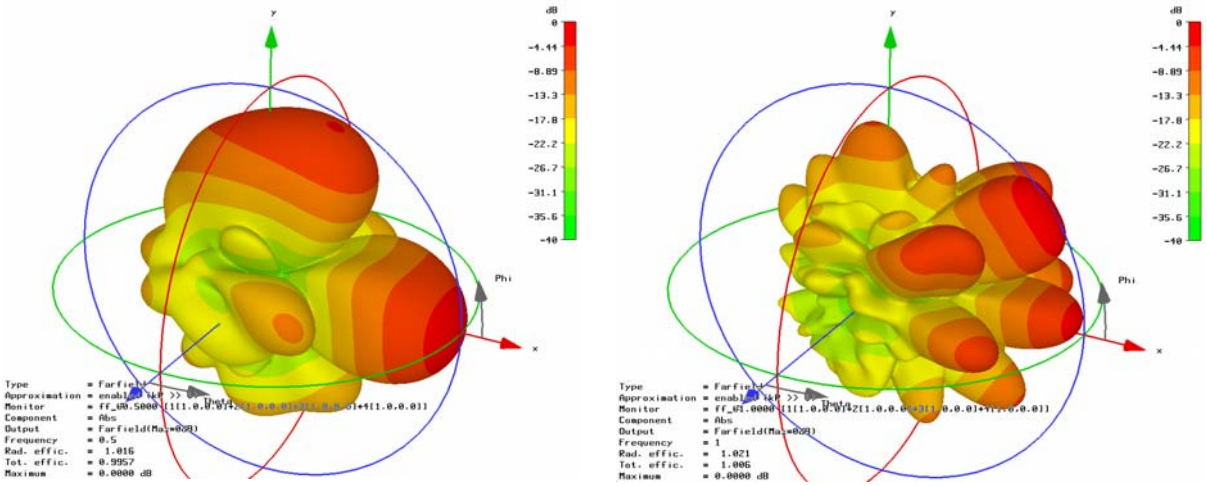


Figure V-29 : Variation du gain en fonction des distances entre antennes

On constante cependant, en observant les diagrammes de rayonnement du réseau ainsi constitué (figure V-30), qu'il ne résout pas le phénomène de dépointage du lobe principal. Ceci peut être pénalisant pour certaines applications radars pour lesquelles ces lobes de réseaux doivent être minimisés. Il l'est moins pour une application de brouillage électromagnétique. Un deuxième problème à résoudre est celui du rayonnement arrière qui reste supérieur à -20dB sur la gamme de fréquence étudiée.



f = 500MHz *f = 1GHz*

Figure V-30 : Diagrammes de rayonnement du réseau n°2
(Les effets de couplage entre antennes sont pris en compte dans le modèle)

On représente, sur la figure V-31, dans le cas de la configuration $d_v = d_h = 530mm$, les impulsions rayonnées dans l'axe du réseau et pour un angle de déviation verticale de 10°.

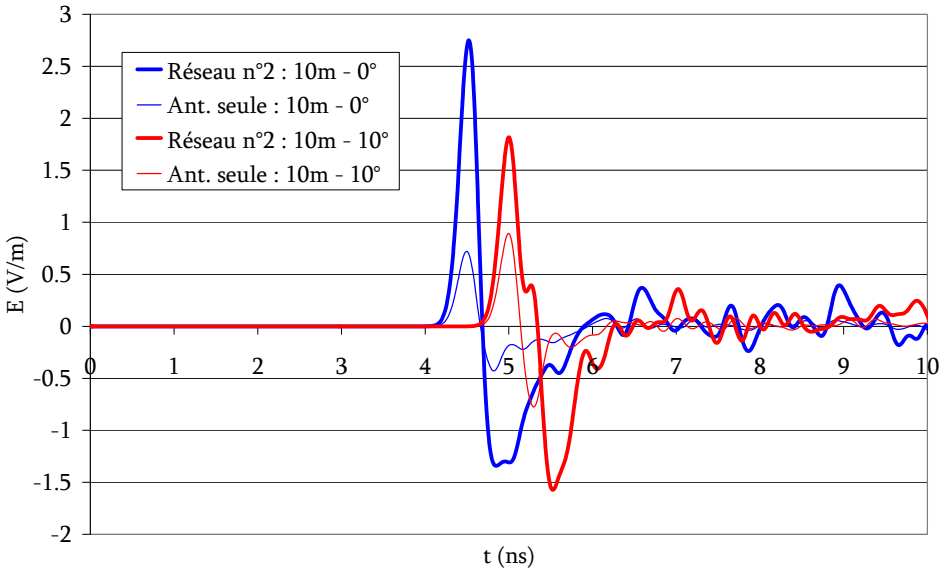


Figure V-30 : Comparaison des allures du champ rayonné par le réseau et une antenne seule (Les phénomènes de couplages entre antennes sont pris en compte dans le modèle)

L'amplitude crête à crête du champ rayonné, dans l'axe à 0°, est 3,7 fois supérieure à celle obtenue avec une antenne seule, ce qui n'est pas le cas pour un angle de 10° au-dessus du plan horizontal et pour des angles supérieurs (non représentés sur le graphe). L'étalement des impulsions est dû à la présence des lobes de réseau sur les diagrammes.

	temps de montée (ps)	largeur en pied (ns)	rapport avec le niveau crête à crête d'une antenne seule
Antenne seule	190	1,5	1
Réseau de 4 antennes	220	1,7	3,7

La puissance rayonnée, donnée par la valeur moyenne du vecteur de Poynting, est proportionnelle au carré du champ électrique rayonné :

$$S = \frac{1}{2} \times \frac{|E|^2}{\eta_0} \qquad (5\text{-}8)$$

où S est la puissance (en W/m^2) qui s'écoule à travers l'unité de surface perpendiculaire à la direction de propagation.

Dans la mesure où le spectre en fréquence du signal à rayonner se trouve dans la bande de fréquence où l'effet réseau est efficace, l'énergie rayonnée sur la cible est quasiment proportionnelle au carré du nombre d'antennes composant le système rayonnant.

2.3- Conclusion

La mise en réseau, à l'aide de quatre antennes, permet une augmentation du gain dans l'axe de 6dB dans la gamme de fréquences 200MHz – 2GHz grâce à un ajustement convenable de la distance entre les centres d'alimentation de chaque antenne. Toutefois, le dépointage important de l'antenne peut être fortement pénalisant pour certaines applications. L'alimentation de ce réseau par une source unique nécessite une transition permettant une adaptation entre l'impédance de sortie de la source pulsée et l'impédance d'entrée du réseau. Il faudrait, dans notre cas, concevoir une transition coaxiale 50Ω-12,5Ω. Ce type de transition peut être réalisé par un transformateur d'impédance qui modifie le diamètre du conducteur intérieur de la ligne selon la loi [KOS06] : $Z_{coax} = 50\exp(-4{,}62 \cdot z)$ qui traduit l'évolution de l'impédance de la ligne coaxiale (Z_{coax}) le long du transformateur (longueur z).

Si on fait l'hypothèse d'une parfaite adaptation entre le générateur, d'impédance Z_G, le transformateur d'impédance et le réseau d'antennes, d'impédance d'entrée Z_R, l'amplitude de tension de l'impulsion subnanoseconde disponible sur chaque antenne V_R est :

$$V_R = V_G \times \sqrt{\frac{Z_R}{Z_G}} = V_G \times \sqrt{\frac{12{,}5}{50}} = \frac{V_G}{2} \qquad (5\text{-}9)$$

où V_G est l'amplitude de la tension à la sortie du générateur.

A partir de là, on peut effectuer un bilan de liaison simplifié rapide pour estimer l'amplitude du champ rayonné dans l'axe du réseau si ce dernier était associé à la source pulsée George réalisée dans ces travaux.

Pour une amplitude de tension délivrée par la source de 200kV, l'amplitude de la tension disponible sur chaque antenne du réseau serait de 100kV.

Le facteur d'antenne à l'émission ($\frac{E}{V} = \frac{1}{r}\sqrt{0,6 \times G}$) permet, dans le cas d'une antenne sans perte de gain, G, de déterminer le champ rayonné, E, à une distance, r, de l'antenne à partir de la tension appliquée V. Dans notre cas, le facteur d'antenne moyen est de 1,1. Chaque antenne est donc susceptible de rayonner un champ électrique dont l'amplitude crête-à-crête à 1m est proche de $2 \times 100.10^3 \times 1,1 = 220 kV/m$.

La mise en réseau telle qu'elle est présentée dans l'étude précédente devrait permettre au dispositif complet composé de la source subnanoseconde George et de ce réseau de quatre antennes d'atteindre un facteur de mérite de 800kV et une puissance surfacique de 85kW/cm² à 1m.

Conclusion

Les travaux menés durant ces trois années de thèse s'inscrivent dans le cadre des micro-ondes de fortes puissances dans le domaine ultra large bande. Ils ont conduit à l'étude, la conception et la réalisation de deux dispositifs transitoires récurrents d'émission d'ondes électromagnétiques de forte puissance. Chaque système est constitué d'un chargeur autonome, d'une source impulsionnelle haute tension subnanoseconde et d'une antenne ultra large bande adaptée au spectre du signal transitoire à rayonner (250MHz – 3GHz).

La première source impulsionnelle associe un générateur de Marx 200kV/34J/2ns (Leonardo) à une structure de ligne coaxiale munie de deux éclateurs de mise en forme. Une étude expérimentale des différents paramètres de la ligne (distances inter-électrodes, distance entre éclateurs, nature du gaz) a permis d'identifier la configuration la plus performante. Dans cette configuration, un réglage de la pression d'hydrogène entre 20 et 55bar permet d'ajuster l'amplitude de la tension de sortie de l'ensemble entre 55kV et 100kV. Ces impulsions présentent des temps de montée et de descente, respectivement de 300ps et 200ps et une durée à mi-hauteur subnanoseconde. La puissance crête transmise sur une charge 50Ω est de 200MW. La fréquence de répétition maximale, à 100kV, est de 40Hz. Pour des fréquences supérieures, le rendement chute malgré une modification de la structure proposée améliorant le temps de charge des condensateurs ; ainsi par exemple, pour une fréquence de 120Hz, l'amplitude de la tension de sortie n'est plus que de 80kV.

Par la suite, cette source pulsée a évolué vers la réalisation d'un second générateur de Marx (George), de plus faible énergie, permettant d'obtenir des amplitudes de tension plus élevées à des fréquences de récurrence plus importantes. Celui-ci intègre, directement au sein de son dernier étage, le dispositif de mise en forme de l'impulsion constitué d'un condensateur de peaking et d'un éclateur crowbar. Ce condensateur de peaking et une distance inter-électrodes convenablement dimensionnés, permettent

l'obtention de temps de montée de 300ps ; l'éclateur crowbar contribue à la mise en forme de l'impulsion en interrompant la décroissance exponentielle de l'impulsion du Marx.

Dans un mélange air-SF_6, des impulsions de durée à mi-hauteur subnanoseconde dont l'amplitude peut être supérieure à 250kV avec des fronts de montée voisins de 300ps ont été mesurées. L'impulsion de tension maximale présentée dans ce manuscrit correspond à une puissance sur charge résistive 50Ω de 1,25GW. Du fait de la limitation en puissance du chargeur disponible, les essais en régime récurrent à 350Hz n'ont pu être menés, pour l'instant, que pour une tension de sortie de 170kV. Nous pensons qu'avec un chargeur adapté, une fréquence de 435Hz pourrait être atteinte sans perte de rendement. Une amélioration mécanique conduisant à une meilleure tenue en pression (supérieure à 40bar), permettrait, à pleine tension de charge (100kV), de générer des impulsions de 500kV sur la charge sans altérer ses caractéristiques temporelles.

Ces deux sources pulsées peuvent également être pilotées, à faible taux de récurrence, par un chargeur autonome 60kV/60W fonctionnant sur une batterie d'accumulateurs.

Aucun instrument commercialisé ne permettant de mesurer de tels signaux transitoires haute tension, nous avons dû concevoir et réaliser des sondes de mesure adaptées au problème. Deux d'entre elles sont présentées. Leur principe commun est celui d'un diviseur capacitif à lignes coaxiales. De l'une à l'autre, la technologie de fabrication a évolué vers une technique plus rapide et plus fiable. Leur caractérisation fréquentielle et transitoire a montré que leur atténuation, leur bande passante et leur tenue en tension sont compatibles avec le contenu spectral des signaux traités :

- la sonde BAT11 (première technologie de fabrication) présente une atténuation comprise entre -65 et -62dB dans la bande 3,3MHz - 2,15GHz,
- la sonde PRIME (seconde technologie de fabrication) présente une atténuation comprise entre -63,3 et 60,3dB dans la bande 4,2MHz - 2,36GHz.

L'antenne associée (baptisée Valentine), pour le rayonnement des impulsions haute tension produites, est un prototype réalisé par le laboratoire XLIM de l'Université de Limoges dans le cadre du projet radar RUGBI (Radar Ultra Grande Bande Instantanée). En collaboration avec cette équipe, l'aérien a été modifié pour pouvoir supporter les impulsions de fortes puissances générées. Nos efforts ont essentiellement portés sur la réalisation d'une nouvelle transition Tulipe haute tension. Des travaux de simulation électromagnétique 3D sur le logiciel CST Microwave Studio, effectués en amont, ont permis d'évaluer l'influence de ces modifications haute tension sur les paramètres d'entrée et les performances en rayonnement de l'antenne. Une analyse fréquentielle et des essais en transitoire ont validé les résultats obtenus avec le modèle. Les performances en rayonnement et les paramètres d'entrée n'ont pratiquement pas été altérés par ces modifications dans la bande 250MHz-3GHz. La tenue en tension est compatible avec l'amplitude des impulsions de tension générées par les deux sources pulsées.

Les deux dispositifs d'émission complets, associant chacune des deux sources pulsées à cette nouvelle antenne haute tension, ont été testés dans un hall d'essais de grande dimension. Le champ rayonné a été mesuré, de façon directe, au moyen d'un capteur de champ dérivatif et par une méthode indirecte appelée Michelson (élaborée par l'XLIM). Le premier dispositif, composé de la source pulsée Leonardo et de l'antenne Valentine, génère un champ électrique crête à crête de 223kV/m à 1m. Le second dispositif, associant le générateur George à l'antenne Valentine, génère un champ électrique crête à crête de 436kV/m à 1m. Cependant, quelques doutes subsistent sur la valeur des champs mesurés et de nouvelles mesures de caractéristion de l'antenne de réception et du capteur de champ doivent valider ces résultats.

Les objectifs fixés au départ ont été atteints. Les dispositifs complets doivent, à présent, évoluer vers un système compact. Des travaux de modélisation ont permis de concevoir l'ébauche d'une antenne compacte dont les performances en termes de bande

passante et de gain sont satisfaisantes. Cependant, deux problèmes restent à résoudre avant la réalisation de cet aérien :

- celui du niveau de rayonnement arrière qui doit être minimisé,
- celui de la tenue en tension de l'antenne, qui doit faire l'objet d'une étude en modélisation pour trouver la meilleure solution technologique.

Une mise en réseau de quatre antennes de ce type a également été envisagée pour augmenter l'amplitude du champ rayonné. Un bilan de liaison théorique a permis de montrer que ce réseau, associé à l'une des deux sources pulsées par le biais d'un transformateur d'impédance 50Ω/12,5Ω, permet de multiplier le facteur de mérite par 2.

Références bibliographiques

[ADL89] R. J. ADLER,
Pulse power formulary.
North Star Research Corp., 1989

[AND88] J. R. ANDREWS,
Pulse measurements in the picosecond domain.
Picosecond Pulse Labs, Applications Note n° AN-3a, 1988

[AND97] Y. A. ANDREEV, Y. A. BUYANOV, E. M. EFREMOV, V. I. KOSHELEV, B. M. KOVALCHUK, K. N. SUKHUSHIN, V. A. VIZIR, V. B. ZORIN,
High-power ultrawideband electromagnetic radiation generator.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, pp. 730-735, 1997

[AND03] Y. U. ANDREEV, V. P. GUBANOV, A. M. EFREMOV, V. I. KOSHELEV, S. D. KOROVIN, B. M. KOVALCHUK,
High power ultrawideband radiation source.
Laser and Particle Beams, Vol. 21, pp. 211-217, 2003

[ANS08] Documentation en ligne Ansoft HFSS :
http://www.ansoft.com/products/hf/hfss/

[BAC05] J. BAC,
Contribution à l'étude et à la réalisation de commutateurs et de générateurs haute tension transitoires.
Thèse de Doctorat de l'Université de Pau, n° 05PAUU3009, 207p., 2005

[BAU93] C. E. BAUM, E. G. FARR,
Impulse Radiating Antenna.
Ultra-wideband, Short Pulse Electromagnetic, ed. Bertoni, New York, Plenum, pp. 139-147, 1993

[BAZ05] S. BAZZOLI,
Caractérisation et simulation de la susceptibilité des circuits intégrés face aux risques d'inductions engendrées par des Micro-ondes de Fortes Puissances.
Thèse de Doctorat de l'Université de Lille I, 196p., 2005.

[BEN07] J. BENFORD, J.A. SWEGLE, E. SCHAMILOGLU,
High Power Microwaves.
Ed. Taylor&Francis Group, 531p., 2007

[BIS06] R. BISCHOFF, J. WEY, P. RAYMOND,
Design of a coaxial high-voltage liquid dielectric spark gap.
1st Euro Asian Pulsed Power Conference, Chengdu, China, Sept. 2006

[BLA71] M. BLANCHET,
Atténuateurs d'impulsion haute tension et de haut courant.
Brevet d'invention ETCA, 1971

[BLA91] M. BLANCHET,
Production par éclateurs d'impulsions de HT brèves dans le domaine de la centaine de picosecondes.
Onde Electrique, Vol. 71, n°2, pp. 21-28, 1991

[BOU03a] G. BOUTTEMANT, L. PECASTAING, J. BAC, T. REESS, J. PAILLOL, A. DE FERRON,
A 25kV, 100ps pulse generator driven by a 500Hz source.
Proc. of 13th International Symposium on High-Voltage Engineering, p. 53, 2003

[BOU03b] G. BOUTTEMANT,
Etude d'un dispositif rayonnant de type ultra large bande.
Rapport de DEA, Université de Toulouse, 49p., 2003

[BRA80] H. BRANDT,
Gigawatt Microwave Emission from a relativistic Reflex Triode.
Harry Diamond Laboratory Report HDL-TR-1917, 1980

[CAD04] B. CADILHON,
Conception et réalisation d'un générateur haute tension de type Marx à fronts raides.
Rapport de DEA, Université de Toulouse, ENSEEIHT, 40p., 2004

[CAD07a] B. CADILHON, L. PECASTAING, A. GIBERT, T. REESS, P. DOMENS,
Design, realisation and experimental study of a 200kV, 1ns rise-time Marx generator.
Proc. of the 15th International Symposium on High Voltage Engineering (ISH), p. 81, Ljubljana, 2007

[CAD07b] B. CADILHON, L. PECASTAING, T. REESS, A. GIBERT, P. PIGNOLET,
High power microwave pulser for the electromagnetic radiation.
Proc. of the 20th IET Pulsed Power Symposium, pp. 157-160, Didcot, 2007

[CAD08a] B. CADILHON, L. PECASTAING, T. REESS, A. GIBERT,
Low stray inductance structure to improve the rise-time of a Marx generator.
IET Electric Power Devices, Vol. 2, n°4, pp. 248-255, 2008

[CAD08b] B. CADILHON, L. PECASTAING, J. ANDRIEU, S. VAUCHAMP, M. LALANDE,
High-voltage improvement of the Valentine antenna for ultra-wideband applications.
Proc. of the EUROEM Symposium, p. 375, Lausanne, 2008

[CAD08c] B. CADILHON, L. PECASTAING, T. REESS, P. PIGNOLET, J. P. BRASILE, J. ANDRIEU, S. VAUCHAMP, M. LALANDE,
High-power ultrawideband radiation source based on fast Marx generators.
Proc. of the 2nd Euro-Asian Pulsed Power Conference, n° P-7, p. 34, Vilnius, 2008

[CHA75] I.D. CHALMERS, D.J. TEDFORD,
Formative time lags in nitrogen and dry air.
J. Phys. D. Appl. Phys. 8, pp. 943-951, 1975

[CHA91] P. D. CHAMPNEY, R. CURRY, C. EICHENBERGER, J. FOCKLER, D. MORTON, R. SEARS, I. SMITH,
The development and testing of subnanosecond-rise, kilohertz oil switches.
Proc. of the 8th IEEE International Pulsed Power Conference, pp. 863-869, 1991

[CHE95] Y-J. CHEN,
Compact, repetitive Marx generator and HPM generation with the Vircator.
Thèse de Doctorat de l'Université du Texas (TTU), 123p., 2005

[CHE98] Y. CHEVALIER,
Contribution à l'étude et au développement d'expérimentation destinées à la mesure en régime impulsionnel de surfaces équivalentes radar basses fréquences (VHF et UHF).
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, n°63-98, 203p., 1998

[CLE01] M. CLEMENS, T. WEILAND,
Discrete Electromagnetism with the Finite Integration Technique.
Progress In Electromagnetics Research, PIER 32, pp. 65-87, 2001

[COU06] R. COUSIN, J. LAROUR, P. GOUARD, P. RAYMOND, A. J. DURAND,
First experiments on a compact MILO device.
Proc. of the 27th IEEE Power Modulator Conference and High-Voltage Workshop, pp. 376-379, 2006

[COU07] R. COUSIN, J. LAROUR, J. GARDELLE, B. CASSANY, P. MODIN, P. GOUARD, P. RAYMOND,
Gigawatt emission from a 2.4GHz compact magnetically insulated line oscillator (MILO).
IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 35, n°5, pp. 1467-1475, 2007

[DAV03] F. DAVANLOO, C. B. COLLINS, F. J. AGEE,
Development and applications of pulsed power devices at the University of Texas at Dallas.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, pp. 1403-1406, 2003

[DEL04] P. DELMOTE, C. DUBOIS, J. ANDRIEU, M. LALANDE, V. BERTRAND, B. BEILLARD, B. JECKO, T. LARGEAU, R. GUILLEREY, S. COLSON,
Two original UWB antennas: the Dragonfly antenna and the Valentine antenna.
Proc. of Radar 2004 Symposium, Toulouse, 2004

[DEL06] P. DELMOTE,
Etude et réalisation d'antennes Ultra Large Bande pour applications Radar et Communications.
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, 222p., 2006

[DID78] A. N. DIDENCOT,
The generation of high-power microwave radiation in a triode system from a heavy-current beam of microsecond duration.
Sov. Tech. Phys. Lett,, Vol. 4, n°3, 1978

[DIO06] J.C. DIOT,
Conception et réalisation d'un radar Ultra Large Bande impulsionnel optoélectronique.
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, n°502006, 259p., 2006.

[DIO07] J.C. DIOT, P. DELMOTE, J. ANDRIEU, M. LALANDE, V. BERTRAND, B. JECKO, S. COLSON, R. GUILLEREY, M. BRISHOUAL,
A novel antenna for transient applications in the frequency band 300MHz-3GHz: the Valentine antenna.
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 55, n°3, pp 987-990, 2007

[EFR06] A. M. EFREMOV, V. I. KOSHELEV, B. M. KOVALSHUK, V. V. PLISKO, K. N. SUKHUSHIN,
High-power sources of ultrawideband radiation with subnanosecond pulse length.
Proc. of the 2nd International Congress on radiation physics, high current electronics and modification of materials, pp. 446-449, Tomsk, 2006

[FAI91] G. FAILLON,
Source hyperfréquences de grande puissance.
Revue technique THOMSON-CSF, Vol. 23, n°4, 1991

[FAR94] E. G. FARR, G. D. SOWER, C. J. BUCHENAUER,
Design Considerations for Ultra-Wideband, High-Voltage Baluns.
Sensor and Simulation Notes, n°371, 1994

[FAR98] E. G. FARR, C. E. BAUM,
Time domain characterization of antennas with TEM feeds.
Sensor and Simulation Notes, n°426, 1998

[FAR04] E. G. FARR, L. H. BOWEN, D. I. LAWRY, J. S. TYO,
An ultra compact impulse radiating antenna.
Sensor and Simulation Notes, n°494, 2004

[FIR91] G. FIRMAIN,
Les tubes hyperfréquences, état de l'art, évolution et perspectives.
Revue technique THOMSON-CSF, Vol. 23, n°4, 1991

[FOC96] R. J. FOCIA, E. SCHAMILOGLU, C. B. FLEDDERMANN,
Simple techniques for the generation of high peak power pulses with nanosecond and subnanosecond rise-times.
Review of Scientific Instruments, Vol. 67, n°7, pp. 2626-2629, 1996

[FOR98] J. A. FORREST, C. E. BAUM, W. D. PRATHER, J. M. LEHR, J. P. O'LOUGHLIN, J. W. BRUGER, J. S. SCHOENBERG, D. W. SCHOLFIELD, R. J. TORRES, J. P. HULL, J. A. GAUDET,
Ultra-wideband transmitter research.
IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 26, n°3, pp. 860-873, 1998

[FOS95] P. R. FOSTER, S. M. TUN,
A wideband balun from coaxial line to TEM line.
Proc. of IEE Conference on Antennas and Propagation, pp. 286-290, 1995

[GAL02] F. GALLAIS,
Etude et réalisation d'un radar à synthèse d'ouverture en régime transitoire : application à la détection de cibles dans le fouillis de sol.
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, n° 05-2002, 197p., 2002

[HAW97] M. HAWORTH, K. HENDRICK, T. ENGLENT, D. SCHIFFLER, K. HACKETT, R. LEMKE, M. SENA, K. ALLEN,
Recent results in the hard-tube MILO experiment.
Proc of the IEEE International Conference on Plasma Science, pp. 190-194, 1997

[HOA04] R. HOAD, N. J. CARTER, D. HERKE, S. P. WATKINS,
Trends in EMC susceptibility of IT equipement.
IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 46, n°3, pp. 390-395, 2004

[IAP05] Documentation en ligne : *http://www.ipfran.ru/english/publ_e.html*

[IMB99] Y. IMBS,
Etude de systèmes de détection radar ultra large bande en régime transitoire.
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, n° 41-1999, 213p., 1999

[JOH80] D. L. JOHNSON,
High power density water dielectric switching.
IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. PS-8, n°3, pp. 204-209, 1980

[JOL03] C. E. BAUM, W. L. BAKER, W. D. PRATHER, W. A. WALTON, R. HACKETT, J. M. LEHR, J. W. BURGER,
JOLT: A highly directive, very intensive, impulse like radiator.
Sensor and Simulation Notes; n°480, 2003

[JOL04] J. S. TYO, J. S. H. SCHOENBERG, C. E. BAUM, W. D. PRATHER,
Antenna characterization for the Jolt impulsive radiator via low-voltages measurement.
Oral session, EUROEM Symposium, Magdeburg, 2004

[KEN07] Documentation en ligne : *http://www.kentech.co.uk*

[KOS01] V. I. KOSHELEV, Y. I. BUYANOV, Y. A. ANDREEV, V. V. PLISKO, K. N. SUKHUSHIN,
Ultrawideband radiators of high-power pulses.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, Vol. 2, pp. 1661-1667, 2001

[KOS06] V. I. KOSHELEV, V. P. GUBANOV, A. M. EFREMOV, S. D. KOROVIN, B. M. KOVALSHUK, V. V. PLISKO, A. S. STEPCHENKO, K. N. SUKHUSHIN,
High-power ultrawideband radiation source with multielement array antenna.
Proc. of the 2nd International Congress on radiation physics, high current electronics and modification of materials, pp. 258-261, Tomsk, 2006

[KUF00] E. KUFFEL, W.S. ZAENGL, J. KUFFEL,
High Voltage Engineering : fundamentals.
Ed. Butterworth-Heinemann, Second edition 2000

[KUM07] R. KUMAR, B. M. NOVAC, I. R. SMITH, J. LAROUR,
Simple, low cost, fast transient voltage and current sensors for use with coaxial cables.
Proc. of the 20th IET Pulsed Power Symposium, pp. 113-116, Didcot, 2007

[LAC96] F. LACASSIE,
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 l'Université de Pau, n°295, 1996

[MAH77] R. A. MAHAFFEY et al,
High power microwaves from a non-isochronic reflexing system.
Physical Rev. Lett., Vol. 39, p. 843, 1977

[MAN98] J. MANKOWSKI, J. DICKENS, M. KRISTIANSEN,
High Voltage Subnanosecond Breakdown.
IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 26, n°3, pp. 874-881, 1998.

[MAR92] J. C. MARTIN,
Nanosecond pulse techniques.
Proc. of the IEEE, Vol. 80, n°6, pp. 934-944, 1992

[MAR96] J. C. MARTIN,
On pulsed power.
Edited by Martin T. H., Guenther A. H., Kristiansen M., 1996

[MAR07] B. MARTIN, P. DELMOTE, B. JECKO,
Design of an ultra-compact UWB pulse former.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, pp. 464-467, 2007

[MES91] G. A. MESYATS, V. G. SCHPAK, M. I. YALANDIN, S. A. SHUNAILOV,
Compact high-current repetitive pulse accelerators.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, pp. 73-77, 1991

[MWS06] MWS User's Guide,
Microwave Studio documentation from CST.

[ORC00] ORCAD,
Pspice User's Guide includes PSpice A/D, PSpice A/D Basics, Spice, 2000

[PAI95] S. T. PAI, Q. ZHANG,
Introduction to High Power Pulse Technology.
World Scientific, Advanced Series in Electrical and Computer Engineering, Vol. 10, 307p., 1995

[PEC99] L. PECASTAING, J. PAILLOL, T. REESS, A. GIBERT, P. DOMENS,
Optimization of the performance of a transmission line transformer based on the use of ferrite beads.
11th International Symposium on High Voltage Engineering, Londres, Vol. 5, pp. 386-389, 1999

[PEC01] L. PECASTAING,
Conception et réalisation d'un système de génération d'impulsions haute tension ultra brèves ; application aux radars larges bandes.
Thèse de Doctorat de l'Université de Pau, n°01PAUU3023, 211p., 2001

[PEC06] L. PECASTAING, T. REESS, A. GIBERT, P. DOMENS,
Very fast rise-time short-pulse high-voltage generator.
IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 34, n°34, pp. 1822-1831, 2006

[PRO08] Documentation en ligne : *http://prodyntech.com/opguide1.htm*

[RIV97] M. RIVALETTO,
Conception de générateurs de fortes puissances pulsées : mise en forme et caractérisation de l'impulsion haute tension.
Thèse de Doctorat de l'Université de Pau, n° 383, 236p., 1997

[SAB06] F. SABATH, M. BACKSTROM,
Intentional Electromagnetic Interference (IEMI) simulator Compendium.
IEEE AP-S/URSI/AMEREM Symposium, Albuquerque, 2006

[SAM07] T. SAMAKPONG, U. PARINYAKUPT,
The design and construction of the Tesla transformer using a DC high voltage switching power supply as the primary source.
Proc. of the 15th International Symposium on High Voltage Engineering (ISH), p. 389, Ljubljana, 2007

[SED88] N. SEDDON, E. THORNTON,
A high voltage, short-risetime pulse generator based on a ferrite pulse sharpener.
Review of Scientific Instruments, Vol. 59, n°11, 1988

[SHP95] V. G. SHPAK, S. A. SHUNAILOV, M. R. ULMASKULOV, M. I. YALANDIN,
Generation of high-power broadband electromagnetic pulses with prf of 100pps.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, pp. 666-671, 1995

[SHP97] V. G. SHPAK, M. I. YALANDIN, M. R. OULMASCOULOV, S. A. SHUNAILOV,
1000pps subnanosecond high-voltage generator.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, pp. 1575-1580, 1997

[SHP99] V. G. SHPAK, M. R. OULMASCOULOV, S. A. SHUNAILOV, M. I. YALANDIN,
Active former of monocycle high-voltage subnanosecond pulses.
Proc. of the IEEE Pulse Power Cenference, pp. 1456-1459, 1999

[SMI98] G. SMITH,
On the interpretation for Radiation from Simple Current Distributions.
IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 40, n°4, Août 1998

[STA99] M. STADERINI,
UWB radars in medicine.
International Ultrawideband Conference, Washington D.C., 1999

[THA05] Documentation en ligne : *http://www.thalesgroup.com/electrondevices/*

[ULM06] M. R. ULMASCULOV, K. A. SHARYPOV, V. G. SHPAK, S. A. SHUNAILOV, M. I. YALANDIN,
Amplitude and time correction of high voltage subnanosecond pulses in systems with gas spark gap in a travelling wave mode.
Proc. of the 14th Symposium on High Current Electronics, Tomsk, pp. 305-308, 2006

[VAU07] S. VAUCHAMP, M. LALANDE, J. ANDRIEU, B. JECKO, J. L. LASSERRE, A. PAUPERT, G. TEYSSIDOU, R. POUZALGUES,
Utilization of target diffraction to measure a high electromagnetic field.
Proc. of the International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), Turin, 2007

[VAU08] S. VAUCHAMP,
Contribution à la caractérisation de sources fortes puissances : mesure instantanée de champ électromagnétique par signature d'un objet neutre (méthode MICHELSON).
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, à paraître, 2008

[VER06] B. VERGNE,
Réalisation de photoswitchs pour une application ULB.
Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, n° 53-2006, 268p., 2006

[WEI77] T. WEILAND
A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields.
Electronics and Communications (AEU), Vol. 31, p. 116, 1977

[WEY99] J. WEY,
Comparaison de techniques de commutation pour un générateur de puissance répétitif d'impulsions à front raide.
Rapport interne ISL n° R 108/99, 52p., 1999

[WOO84] J. R. WOODWORTH, P. J. HARGIS, L. C. PITCHFORD, R. A. HAMIL,
Laser triggering of a 500kV gas filled switch: a parametric study.
Journal of Physics D., Vol. 56, n°5, pp. 1382-1386, 1984

[YAL01] M. I. YALANDIN, S. K. LYUBUTIN, M. R. OULMASCOULOV, S. N. RUKIN, V. G. SHPAK, S. A. SHUNAILOV, B. G. SLOVIKOWSKY,
Subnanosecond modulator possessing a 700MW peak power and average power of 1,5kW at repetition frequency of 3,5kHz.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, pp. 1630-1633, 2001

[YAN03] Y. YANKELEVICH, A. POKRYVAILO, M. SHAPIRA,
A compact source of sub-gigawatt, subnanosecond pulses.
Proc. of the IEEE Pulsed Power Conference, pp. 703-706, 2003

Résumé

La production de champs électromagnétiques intenses semble être, aujourd'hui, une application majeure des systèmes générateurs de fortes puissances électriques pulsées. La simplicité de mise en œuvre d'une solution « tout électrique » permet des adaptations expérimentales et une maintenance aisée, ce qui en fait un choix technologique privilégié. Dans ce contexte, nous avons développés, avec l'appui de THALES, deux sources impulsionnelles subnanosecondes récurrentes fondées sur l'utilisation de générateurs haute tension à fronts raides de type Marx, et des diviseurs capacitifs adaptés à la mesure de ces transitoires rapides en haute tension. Chacune de ces sources pulsées compactes est pilotée par un chargeur autonome et est associée à une antenne d'émission ultra large bande pour former un dispositif d'émission d'ondes de forte puissance. En collaboration avec le laboratoire XLIM, une antenne à ondes progressives existante a été modifiée pour supporter les fortes puissances mises en jeu. Les deux dispositifs d'émission complets ainsi constitués ont été caractérisés. Les facteurs de mérite (produit de l'amplitude du champ rayonné par la distance à laquelle il est mesuré) atteints sont de 223kV pour le premier dispositif et 436kV pour le second.

Mots clés

Haute tension, puissances pulsées, générateur de Marx, ultra large bande, antenne, ondes électromagnétiques, diviseurs capacitifs.

Study and realization of an autonomous source of high-power electromagnetic waves

Abstract

Today, the generation of high power electromagnetic waves is a major application of electrical pulsed power devices. The implementation of a "whole electrical" solution for the development of the source seems to be the best technological choice because it allows us to make experimental tests and an easy maintenance of the system. In this context, the Electrical Engineering Laboratory of Pau University, in collaboration with THALES, has developed two repetitive subnanosecond pulsed sources based on high voltage, short rise-time Marx generator. Measurement devices are also made to measure both the amplitude and the rise-time of the pulse generated. Each compact source is driven by an autonomous charger and associated with an ultra wideband antenna to radiate high power electric field. In collaboration with the XLIM Laboratory of Limoges University, a travelling wave antenna was modified in order to withstand high power operations. These two high-power radiation sources were tested. The figures-of-merit (equal to the product of the peak field strength multiplied by the distance) reach 223kV for the first device and 436kV for the second one.

Key words

High-voltage, pulsed power, Marx generator, ultra-wideband, antenna, electromagnetic waves, capacitive probes.

Laboratoire de Génie Electrique
Université de Pau et des Pays de l'Adour
Hélioparc Pau-Pyrénées
2 avenue P. Angot
64053 PAU Cedex 9