N° d'ordre :

THÈSE

PRÉSENTÉE A

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGENIEUR

Par Megdouda, MANSEUR

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR
SPÉCIALITÉ : ELECTRONIQUE

CONTRIBUTION A L'ETUDE D'UN SYSTEME DE BIOTELEMESURE INTRACORPORELLE PAR GELULE INGERABLE

Directeur de recherche : M. FRANCIS RODES

Soutenue le : 09 décembre 2011

Devant la commission d'examen formée de :

M. CRENNER Francis	Professeur, Institut IPHC-CNRS Strasbourg	Rapporteur
M. LOUMEAU Patrick	Professeur, Telecom Paris Tech	Rapporteur
Mme ZHANG Ming	Maître de conférence HDR, IEF Paris	
M. MOONEN Chrit	Directeur de recherche CNRS	Président
M. COUTURIER Gérard	Professeur, LOMA Université de Bordeaux I	
M. RODES Francis	Maître de conférences HDR, ENSEIRB-MATMECA	

Remerciements

Les travaux contenus dans ce mémoire ont été réalisés à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electronique, Informatique et Radiocommunication de Bordeaux. Ces travaux ont été suivi par Monsieur Francis RODES.

Que Monsieur Francis RODES trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance. Je lui suis redevable pour le soutien, l'encouragement et la compréhension dont il a fait preuve pendant tous les moments difficiles qu'il m'est arrivé de vivre pour mener à bien cette recherche.

*Mes remerciements pour Monsieur Francis CRENNER, de l'*IPHC-CNRS *de Strasbourg qui a bien voulu accepter la lourde tâche d'être rapporteur de cette thèse et de participer à ce jury.*

Mes remerciements pour Monsieur Patrick LOUMEAU, de Telecom Paris Tech qui a bien voulu accepter la lourde tâche d'être rapporteur de cette thèse et de participer à ce jury.

Je voudrais aussi remercier Madame Ming ZHANG, de l'Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris Sud pour avoir accepté de participer à ce jury.

Je voudrais aussi remercier Monsieur Chrit MOONEN, Directeur de Recherches CNRS, Directeur ERT ¨Imagerie Moléculaire et Fonctionnelle : de la physiologie à la thérapie¨ Université Victor Segalen Bordeaux 2 pour avoir accepté de participer à ce jury.

Je remercie Monsieur le Professeur Gérard COUTURIER, du LOMA Université de Bordeaux I, *pour avoir accepté de participer à ce jury.*

Je souhaite remercier tout particulièrement Madame Eliane GARNIER pour son soutien et ses encouragements.

Que le personnel technique et administratif de l'ENSEIRB et l'IMS reçoivent l'assurance de ma gratitude pour l'accompagnement technique et administratif qu'ils m'ont gentiment offert.

Je n'oublie pas de remercier tous ceux qui ont travaillé dur pour faire avancer ce travail de recherche.

A la mémoire de mon frère Smaïl MANSEUR

SOMMAIRE

I Introduction..... 10

I.1 Une bande réservée aux implants médicaux sans fil 10
I.2 Développement des capteurs biomédicaux ingérables. 12
I.3 La transmission dans le biomédical (la bio télémétrie) 13
I.4 La conception du système 13
I.4.1 Le microcontrôleur 14
I.4.2 Le capteur de température 14
I.4.3 L'émetteur-récepteur 15

II **Le système de démarrage** 18

II.1 Introduction 18
II.2 Justification de la solution 18
II.3 Calcul analytique de la tension minimale à induire au secondaire pour déclencher dans le pire des cas la mise sous tension de la gélule 20
II.4 Caractérisation électrique de la bobine réceptrice (secondaire) 20
II.4.1 Calcul analytique des selfs inductances de bobines spirales imprimées 21
II.4.2 Calcul de la résistance de pertes de la bobine réceptrice spirale 22
II.5 Etablissement du bilan de liaison entre le primaire et le secondaire du système de démarrage 23
II.5.1 Choix de la géométrie et conception de la bobine primaire 23
II.5.2 Calcul de la mutuelle inductance entre une bobine primaire plate circulaire et une bobine secondaire spirale rectangulaire 24
II.5.3 Calcul du courant et de la tension nécessaires au primaire pour mettre sous tension la gélule..... 26
II.6 Approches expérimentales 33
II.6.1 Introduction, objectifs 33
II.6.2 Mesure des éléments physiques qui déterminent le canal de transmission 33
II.6.3 Modélisation par la mesure des paramètres S_{ij} (Scattering parameters) 43
II.6.4 Vérification expérimentale du système de démarrage avec et sans accord du circuit secondaire 48

III. Le système de télé alimentation par induction magnétique 51

III.1 Introduction, justification de l'étude 51
III.2 Dimensionnement du système de transmission d'énergie sans fil par induction magnétique 51
III. 2.1 Contraintes imposées par le projet TEMPILL 51
III. 2.2 Calcul de la force magnétomotrice nécessaire au primaire 53
III. 2.3 Application numérique 54
III.2. 4. Conclusion 56

III.3 Principe du générateur de champ magnétique à convertisseur push-pull résonnant 56
III.4 Conception de la carte mère du générateur de champ magnétique à convertisseur Push Pull résonnant 59
III.4.1 Présentation du schéma complet 59
III.4.2 Le convertisseur Push Pull à circuit résonnant série et son circuit de commande. 61
III.4.3 Le condensateur variable additionnel à commande binaire manuelle 64
III.5 Présentation générale des deux techniques duales d'accord automatique 65
III.6 Conception du système d'accord automatique à inductance saturable 65
III.6. 1 Principe d'une self inductance saturable 65
III.6. 2 Dimensionnement de la self inductance saturable 66
III.6. 3 Présentation du schéma complet du système d'accord automatique par PLL et inductance saturable 67
III.6.4 Vérification expérimentale des performances, conclusion 70
III.7 Conception du système d'accord automatique à capacité commutée synchrone 71
III.7. 1 Principe d'un condensateur variable à capacité commutée synchrone 71
III.7. 2 Etablissement du schéma de principe du système d'accord automatique à capacité commutée synchrone 77
III.7. 3 Génération d'une onde sinusoïdale d'amplitude constante synchrone de la tension aux bornes du condensateur d'accord 79
III.7. 4 Circuit de captage de la tension aux bornes du condensateur d'accord 83
III.7. 5 Conception du circuit détecteur de crête double alternance rapide 84
III.7. 6 Commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel 97
III.7.7 Vérification expérimentale des performances du système d'accord automatique à capacité commutée synchrone 114
III .8 Conclusion 117

IV. Détermination de l'impédance d'antennes miniatures au moyen des paramètres S_{ij}, avec compensation des effets des câbles 118

IV.1 Introduction, justification des solutions 118
IV.2 Calcul de l'impédance d'entrée d'une antenne connectée en différentiel en fonction des paramètres S_{ij} mesurés 119
IV.3 Application à la mesure d'une antenne boucle miniature 121
IV.3.1 Présentation des mesures effectuées 121
IV.3.2 Exploitation et interprétation des résultats des mesures 122
IV.4 Annulation de la réactance d'une antenne boucle miniature par résonance au moyen d'un condensateur type : ultra HIGH ¨Q¨ 126
IV.4.1 Principe général 126
IV.4.2 1° opération : Sélection d'une réactance de signe opposé : condensateur ultra HIGH ¨Q¨ 127
IV.4.3 2° opération : Sélection d'un procédé de mesure du coefficient de qualité du condensateur d'accord et détermination de sa précision de mesure 127
IV.4.4 3° opération : Calcul de la précision de mesure de la partie réelle de l'antenne boucle…. 128
IV.4.5 Conclusion 129

IV.5 Limitations de la mesure d'impédances d'antennes au moyen du paramètre de réflexion S_{11}…….. ……131
IV.5.1 Introduction 131
IV.5.2 Limitations de la mesure directe d'impédances ou d'admittances par réflexion au moyen du paramètre S_{11} 131
IV.5.3 Limitations de la méthode de mesure indirecte d'impédances de circuits résonnants par la détermination du coefficient de qualité au moyen du paramètre de réflexion S_{11} 137
IV.5.4 Conclusion 141
IV.6 Extension des possibilités de mesure d'impédances d'antennes par la mesure de paramètres S en transmission ……141
IV.6.1 Présentation générale du problème à résoudre et des solutions proposées…… ... 141
IV.6.2 Mesure de la partie réelle d'une antenne en résonance série au moyen des paramètres S de transmission 145
IV.6.3 Mesure de la partie réelle d'une antenne en résonance parallèle au moyen des paramètres S de transmission 149
IV.6.4 Critères de choix et sélection d'une topologie de mesure en transmission 153
IV.6.5 Application à la mesure de la résistance de pertes et de rayonnement d'une antenne boucle miniature 155
IV.7 Conclusion : proposition de méthodes de mesure optimisées pour la caractérisation d'antennes miniatures 162

V. Conception de sondes de champ proche 163

V.1 Introduction, justification et présentation de l'étude 163
V.2 Sondes de champ électrique et magnétique ¨basiques¨ étude expérimentale de leur sensibilité à l'orientation du câble de liaison 165
V.3 Sélection d'une sonde de champ présentant une sensibilité réduite à l'influence du câble de liaison ……168
V.3.1 Recherche de solutions pour une sonde de champ électrique 168
V.3.2 Recherche de solutions pour une sonde de champ magnétique 168
V.3.3 Conclusion : Plan d'étude d'une sonde de champ magnétique optimisée 169
V.4 Etude d'une sonde de champ magnétique symétrique et blindée 169
V.4.1 Sélection de la méthode de calcul de la fonction de transfert 169
V.4.2 Calcul de la fonction de transfert d'une sonde de champ magnétique symétrique et blindée…….. ……..170
V.4.2 Problème de la transformation différentiel / ¨single ended¨ et de l'adaptation d'impédance d'une sonde de champ magnétique symétrique 175
V.4.3 Conclusion de l'étude d'une sonde de champ magnétique symétrique et blindée 177
V.5 Etude d'une sonde de champ magnétique asymétrique et blindée 177
V.5.1 Calcul de la fonction de transfert d'une sonde de champ magnétique asymétrique et blindée ……177
V.6 Evaluation des performances d'une sonde de champ magnétique asymétrique et blindée par comparaison avec une version symétrique de référence 181
V.7 Conception d'un système de test et de calibration d'une sonde de champ magnétique : application à la caractérisation de la version asymétrique 182
V.7.1 Introduction, objectif 182

V.7.2 Conception d'un système de test et de calibration d'une sonde de champ magnétique asymétrique 183
V.8 Résultats expérimentaux 187
V.8.1 Avant propos, caractéristiques de la sonde testée 187
V.8.2 Test et calibration de la sonde de champ magnétique asymétrique par mesure du paramètre S_{21} 187
V.8.3 Etude expérimentale de la sensibilité de la sonde à l'orientation du câble de liaison……. 188
V.9 Conclusion 188

Conclusion Générale 190

Perspectives 192

ANNEXES 193

Annexe 1: Calcul de la variation relative de la pulsation de résonance : $\Delta\omega/\omega_0$ d'un circuit résonnant en fonction de la précision relative du condensateur d'accord. 194
Annexe 2: Calcul de la variation de la tension de sortie du secondaire accordé en fonction de la variation relative de la pulsation de résonance. 196
Annexe 3:Caractéristiques du ¨User Cal Kit¨: Ref . SiiSMA pour calibration type ¨One port¨ (Mesure paramètre S11 sur connecteur coaxial SMA) 198
A.3.1 Caractéristiques physiques du ¨User Cal Kit¨, ref. SiiSMA : 198
A.3.2 Standard Definitions User Cal Kit SiiSMA: 198
Annexe 4:Caractéristiques du ¨User Cal Kit¨: Ref . SijSTRIP pour calibration type ¨Full two ports¨ (Mesure paramètres Sij sur microstrip lines 50Ω) 199
A.4.1 Caractéristiques physiques du ¨User Cal Kit¨, ref. SijSTRIP: 199
A.4.2 Standard Definitions User Cal Kit SiiSTRIP: 199
A.4.3 Procédure de calcul des coefficients: C_0, C_1, C_2, C_3. 199
Annexe 5: Caractéristiques du ¨User Cal Kit¨: Ref . Aquakit pour calibration types ¨One port¨ & ¨Full two ports¨ (Mesure paramètres S11 et Sij dans l'air et dans l'eau, à l'extrémité de câbles semi rigides 50Ω) 202
A.5.1 Caractéristiques physiques du ¨User Cal Kit¨, ref. Aquakit : 202
A.5.2 Standard Definitions ¨User Cal Kit¨ Aquakit: 202
Annexe 6:Calcul de l'impédance d'entrée d'une antenne connectée en différentiel à l'extrémité de deux câbles en fonction des paramètres S_{ij} mesurés 203
A.6.1. Présentation générale de la procédure de calcul 203
A.6.2 1° opération : Etablissement des expressions des 4 paramètres S_{ij} mesurés……..……203
A6.3 2° opération : Calcul des admittances y_D, y_{C1} et y_{C2} 208
A6.4 Calcul sous Matlab de l'admittance et de l'impédance différentielle en fonction des paramètres Sij mesurés 211
Annexe 7: Calcul de la précision de mesure de la partie réelle d'une antenne boucle en fonction de la tolérance du coefficient de qualité du condensateur d'accord. 213
A.7.1 Accord série 213
A.7.2 Accord parallèle 214

Annexe 8: Calcul du coefficient de réflexion S_{11} en coordonnées polaires en fonction de l'impédance ou de l'admittance réduite d'entrée d'un dipôle 216
A8.1 Expression du coefficient de réflexion S_{11} en coordonnées polaires en fonction de l'impédance réduite d'un dipôle 216
A8.2 Expression du coefficient de réflexion S_{11} en coordonnées polaires en fonction de l'admittance réduite d'un dipôle 216
Annexe 9: Calcul des valeurs limites d'impédances réelles mesurables avec une précision donnée au moyen du paramètre de réflexion S11. 217
Annexe 10: Détermination d'une impédance ou d'une admittance par insertion shunt entre les 2 plans de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle 221
A10.1 Etablissement de l'expression d'une admittance shunt en fonction des paramètres S_{ij} d'un quadripôle 221
A10.2 Calcul des valeurs limites des admittances ou des impédances mesurables par insertion shunt entre les 2 plans de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle : 224
Annexe 11:Détermination d'une impédance ou d'une admittance par insertion série entre les 2 plans de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle 227
A11.1 Etablissement de l'expression d'une impédance série en fonction des paramètres S_{ij} d'un quadripôle 227
A11.2 Calcul des valeurs limites des admittances ou des impédances mesurables par insertion série entre les 2 plans de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle 229
Annexe 12:Transformation d'une antenne boucle en une ligne bifilaire équivalente..... 233
A12.1 Présentation de la méthode de transformation 233
A12.2 Application numérique à la transformation de la sonde de champ magnétique 234
A12.3 Vérification de la transformation par comparaison avec l'impédance de la boucle modélisée par sa self inductance 234
Annexe 13: Etude en haute fréquence du transformateur symétriseur à 2 lignes de rapport de transformation n = 2 236
Annexe 14: Caractérisation d'une ligne par la mesure du paramètre de réflexion S_{11} d'un ¨stub¨, application à la caractérisation d'une ligne bifilaire torsadée. 239
A14.1 Introduction 239
A14.2. Caractérisation d'une ligne par la mesure du paramètre S_{11} d'un ¨stub¨ en court-circuit 239
A14.3 Application à la caractérisation d'une ligne bifilaire torsadée 242

REFERENCES 243

I Introduction

Les dispositifs médicaux implantables (Implantable medical devices) ont une histoire riche en brillantes réussites pour le traitement de nombreuses maladies, dont les maladies cardiaques, les désordres neurologiques et la surdité. Le vieillissement de la population génère d'importantes attentes vis-à-vis de traitements médicaux plus sophistiqués, comme les implants sans fil susceptibles d'assurer une surveillance continue et économique de l'état d'un patient. Les nouvelles technologies radiofréquences (RF) à ultra basse puissance accélèrent le développement d'outils médicaux novateurs, allant des *« capsules-capteurs »* endoscopiques à avaler, aux dispositifs implantés pour une transmission sans fil de l'état de santé d'une personne.

Les liaisons communicantes entre les équipements de programmation externes et les implants médicaux conditionnent grandement le succès des implants médicaux. C'est au travers de ce lien que le clinicien a tout loisir pour reprogrammer sa thérapie et obtenir des informations utiles sur le diagnostic.

Jusqu'à récemment, les liaisons inductives à basse fréquence introduites au début des années 70 ont constitué le moyen de communication le plus répandu. Elles fonctionnent généralement dans la plage des dizaines aux centaines de kilohertz, avec des débits de transmission s'échelonnant entre 1 et 30 k bits/s. Les systèmes associés consomment peu et permettent de loger une petite antenne spiralée à l'intérieur de l'implant IMD. Sur les seuls plans de la robustesse et de la fiabilité, les liaisons inductives basses fréquences ont fait leurs preuves.

Toutefois, la taille limitée de l'antenne et la puissance d'émission restreinte des émetteurs externes (par les normes de télécommunications et de sécurité) font que les liaisons inductives sont adaptées aux courtes distances et exigent souvent du programmateur qu'il communique avec l'implant, situé au-dessous, par contact direct avec la peau du patient.

Pour contourner ces restrictions concernant la plage de fonctionnement et le débit de transmission, les technologies RF à ultra basse puissance opérant à des fréquences bien plus élevées sont aujourd'hui en développement. Les bandes retenues sont les bandes ISM (Industrial Scientific Medical) à 433 et 915 MHz, ainsi que la bande MICS (Medical Implant Communication Service) de 402 à 405 MHz allouée plus récemment. La technologie des puces RF (Radio Frequency) permet aujourd'hui de produire des dispositifs à faible consommation, avec un nombre réduit de composants externes et un haut niveau d'intégration, qui ouvrent de nouveaux marchés à la fabrication de dispositifs médicaux.

I.1 Une bande réservée aux implants médicaux sans fil

Du côté de la réglementation, l'allocation d'un spectre de fréquences réservé aux implants médicaux date du milieu des années 90, suite à la requête formulée par Medtronic auprès de la FCC (Federal Communications Commission). En 1998, bénéficiant d'un large soutien dans l'industrie, la bande MICS des 402-405 MHz fut prescrite, selon la recommandation SA1346 de l'UIT-R. La FCC intronisa cette bande en 1999 et des normes similaires suivirent en Europe.

Dans cette bande, des liaisons sans fil à haut débit sur des distances typiques de deux mètres sont envisageables. Les transmissions MICS outrepassent ainsi les quelque 10 cm permis par les précédents systèmes inductifs. (Cependant, des portées de 10 à 15cm pouvant convenir sous certaines conditions, nous considèrerons également les systèmes inductifs car ils fonctionnent sans pile ni accumulateur et ont une autonomie illimitée). De fait, transmissions MICS facilitent l'avènement d'une nouvelle génération d'équipements médicaux, destinés à améliorer les soins prodigués aux patients. Par ailleurs, si l'on prend en compte les frais médicaux, l'intérêt d'une surveillance à distance est évident.

La bande 402-405 MHz convient bien à ce type de service, du fait des caractéristiques de propagation de signaux dans le corps humain, de la compatibilité avec l'utilisation

existante de la bande (par les auxiliaires météorologiques, tels les ballons-sondes) et de sa disponibilité internationale.
Pour que l'exploitation de la bande MICS soit possible, il est nécessaire que les équipements médicaux disposent d'un émetteur-récepteur à basse consommation et à haut rendement. A cet effet, l'unité ICRF (Integrated Circuit RadioFrequency) de NXP a développé une puce nommée Lopster (Low Power Single-Chip Transceiver).
Des contraintes de conception sévères :
Les principaux critères à considérer pour concevoir un ¨ transceiver¨ dévolu aux équipements médicaux sont les suivants :
1-Une faible consommation pendant les communications à 400 MHz est exigée. Les piles alimentant les implants ont une capacité limitée et leur impédance est relativement élevée.

L'émetteur-récepteur opère en mode *« sommeil »* à basse consommation, avec néanmoins l'aptitude à rechercher périodiquement un signal d'activation.
2- Un nombre minimal de composants externes et une taille réduite sont de première importance. Le fort niveau d'intégration induit limite par ailleurs le coût des composants de qualité normalement requis, avec l'avantage supplémentaire d'accroître la fiabilité globale du système.
3- Des débits raisonnables sont demandés. Les applications de stimulation cardiaque exigent actuellement des débits supérieurs à 20 kbits/s, et bien au-delà dans le futur.
4- La haute fiabilité, aussi bien pendant la transmission des données que durant le fonctionnement du système proprement dit, est impérative.
5- La portée doit normalement dépasser deux mètres, la bande MICS ayant été choisie afin améliorer les caractéristiques de la liaison par induction à très courte distance. Une portée plus grande implique une excellente sensibilité du récepteur, car la miniaturisation de l'antenne et l'atténuation lors du passage à travers le corps affecte la robustesse de la liaison.
6-Enfin une bonne sélectivité et la réjection des interférences sont nécessaires.
Les réglementations MICS introduisent par ailleurs d'autres obligations. Elles imposent notamment du système qu'il exécute une scrutation des canaux espacés de 300kHz L'autorisation d'émettre est donnée au canal qui présente le plus bas niveau de signal ambiant (canal à moindre interférences) ; l'utilisateur peut également choisir de transmettre sur le premier canal libre avec une Puissance Isotropique Rayonnée Equivalente (PIRE) inférieure à un certain seuil (définie par la norme à 25µW pour la bande 402-405 MHz)
Ce processus d'analyse repose sur le programmateur externe, tel que stipulé par le standard MICS. L'émetteur-récepteur de l'implant doit donc disposer d'un mode de *« détection »* à faible puissance, pour détecter la présence du signal de programmation externe.
Un impératif : minimiser la consommation :
Les dispositifs médicaux se répartissent entre ceux qui intègrent une pile non rechargeable, tels les stimulateurs cardiaques, et ceux qui tirent parti d'un couplage de puissance inductif, tels les implants cochléaires. Les premiers exigent un rapport cyclique de fonctionnement le plus faible possible afin de pouvoir obtenir une autonomie maximale. L'émetteur-récepteur est alors coupé la plupart du temps. Le courant à l'état bloqué, de même que celui nécessaire pendant la recherche périodique d'un dispositif communiquant, doivent par conséquent être extrêmement réduits (moins de 1 µA). Dans tous les cas, une consommation faible en émission et en réception, soit moins de 6 mA, est demandée.
La philosophie de base, pour abaisser la consommation d'énergie des circuits constitutifs d'un implant (RF ou autre), est d'utiliser ce dernier de façon cyclique. Le système opère alors normalement pendant une courte période en consommant un minimum de courant.

De plus, désactiver le système entre deux créneaux de mesure minimise la consommation énergétique.

Pour les systèmes de communication RF équipant les implants médicaux, le principe du cycle d'utilisation s'applique à toutes les phases de fonctionnement. Les phases de *« détection »* et de démarrage de l'émetteur-récepteur de l'IMD, de même que les sessions de communication à 403.5 MHz, font partie de ce cycle. Pendant une transmission normale, afin de minimiser l'énergie globalement consommée (définie en Joules/bit), il est recommandé que les émetteurs-récepteurs implantés utilisent le plus haut débit de transmission possible, en fonction des caractéristiques de sensibilité du récepteur. L'envoi des données par brèves rafales soulage l'alimentation, tout en réduisant la taille de la fenêtre pendant la quelle les interférences peuvent potentiellement se produire.

La façon dont est conçu le contrôle de la communication doit faciliter la mise en place d'une utilisation en rapport cyclique des blocs RF, lorsque les données ne sont pas prêtes à être transmises. Un substrat PICS (Passive Integration Connecting Substrate) intègre un µC (Microcontrôleur) qui peut être utilisé pour contrôler l'état de l'alimentation du capteur de température quand une transmission de données n'est pas immédiatement souhaitée. La plupart des systèmes d'implants utilisent avec parcimonie la liaison RF MICS, car la priorité est donnée à la préservation de l'alimentation. Dans les applications à très faible consommation, l'émetteur-récepteur est, la plupart du temps, dans un mode inactif à faible courant et ce n'est que durant des périodes très brèves qu'il se met en mode de recherche périodique d'un signal d'activation.

Optimiser l'intégrité des données :

Dans une communication RF classique, du fait des sources de bruit et d'interférences excessives, une règle raisonnable de conception est de supposer un taux d'erreur sur les bits (TEB) brut minimal d'environ 10^{-3} erreurs/bit. Le microcontrôleur inclut une correction d'erreurs reposant sur des codes en blocs de détection des erreurs de type CRC (Cyclical Redundancy Check). La façon dont sont conçus les codes FEC est intéressante, en raison du compromis réalisé entre la puissance consommée par la retransmission des paquets et celle consommée par cette fonction de codage supplémentaire. Un compromis global est également obtenu entre le TEB et la consommation du système.

I.2 Développement des capteurs biomédicaux ingérables.

En dépit du développement d'une variété de méthodes sophistiquées, incluant les techniques endoscopiques traditionnelles, la tomographie calculée, l' Imagerie par Résonance Magnétique (IRM), l'échographie par ultrasons et l'imagerie par rayon X, la relative inaccessibilité au système Gastro Intestinal humain (GI) a toujours limité la connaissance de la physiologie, des pathologies et des fonctionnalités de l'intestin. L'adaptation des systèmes de communication sans fil pour le monitoring dans le corps humain a permis le développement d'une nouvelle classe de pilules radio-télémétriques capables de mesurer des paramètres physiologiques en continu pendant le transit normal dans le système GI [CRENN82]. Ces instruments permettent d'explorer la totalité de l'intestin: ils représentent donc une alternative très attractive par rapport aux techniques traditionnelles de diagnostic.

Généralement, de tels dispositifs se déplacent naturellement avec le péristaltisme gastro-intestinal, bien que certains mécanismes automoteurs soient étudiés. Dans tous les cas, l'information captée par ces dispositifs est transmise par radio fréquence vers un récepteur externe. Les données reçues peuvent être stockées et analysées en tant qu'élément d'une procédure de diagnostic.

La liaison radio doit être conforme à la norme 839 du EN 301 839 applicable aux systèmes de communication intégrés médicaux (MICS) (402 à 405 MHz). La fréquence porteuse a été

choisie suffisamment basse afin qu'elle puisse traverser les tissus vivants sans être trop atténuée.

Le niveau de puissance RF rayonné hors du corps humain est spécifié par l'EIRP (**E**ffective **I**sotropic **R**adiated **P**ower). Ce niveau doit être conforme au maximum autorisé par la norme de MICS, qui est de 25µW pour la bande 402-405 MHz**.**

Enfin, les contraintes de miniaturisation imposées à des pilules radio-télémétriques sont très sévères puisque l'ensemble des circuits intracorporels doit être intégré à l'intérieur d'une gélule de forme et de dimensions standards (cylindre de 17,2mm x Φ8,2mm).

I.3 La transmission dans le biomédical (la bio télémétrie)

La bio télémétrie est le processus de transmission de l'information physiologique (ECG, EEG, température etc.) du corps humain ou animal vers un enregistreur ou une base informatique. L'activité bio télémétrique humaine augmente rapidement dans les secteurs de la recherche, de la thérapie et du diagnostic, reflétant le besoin de surveillance des patients à domicile ou à l'hôpital. La bio télémétrie sans fil fournit une liberté totale du patient et l'isolation électrique assure une protection contre les risques d'électrocution, elle permet également de réduire considérablement les nombreux fils encombrants et donne la possibilité d'accéder à des moyens de diagnostic et d'analyse jusqu'à présent inaccessibles car elles se situent à l'intérieur du corps.
Respectant des normes en vigueur (les fréquences et la puissance d'émission ne doivent pas être nocives pour les êtres humains d'une part, et d'autre part ne doivent pas perturber l'environnement électromagnétique Ainsi, notre système étant ingérable, il doit respecter la norme régissant la bande RF de 402 à 405 MHz.
Assignée par L'EN 301 839 standard **M**edical **I**mplant **C**ommunications **S**ystem,
Le signal émis doit avoir une portée minimale de 1m, distance entre la gélule qui se situera dans le tube digestif et un module externe (le moniteur) qui permettra de recueillir les données mesurées à l'intérieur du corps. Ceci permettra le transfert des données vers une unité de traitement et de stockage de l'information (un PC).

I.4 La conception du système

L'avantage du procédé PICS (Passive Integration Connecting Substrate) est de pouvoir intégrer les composants passifs sur le support (substrat) des puces actives (figure I-1), il permet donc un gain d'espace considérable et la miniaturisation du système.

Le schéma fonctionnel du système proposé est montré dans la figure I.1. Il peut être divisé en trois parties : un microcontrôleur, une unité de capture de la température avec convertisseur analogique-numérique intégré et un circuit d'émission/réception RF.

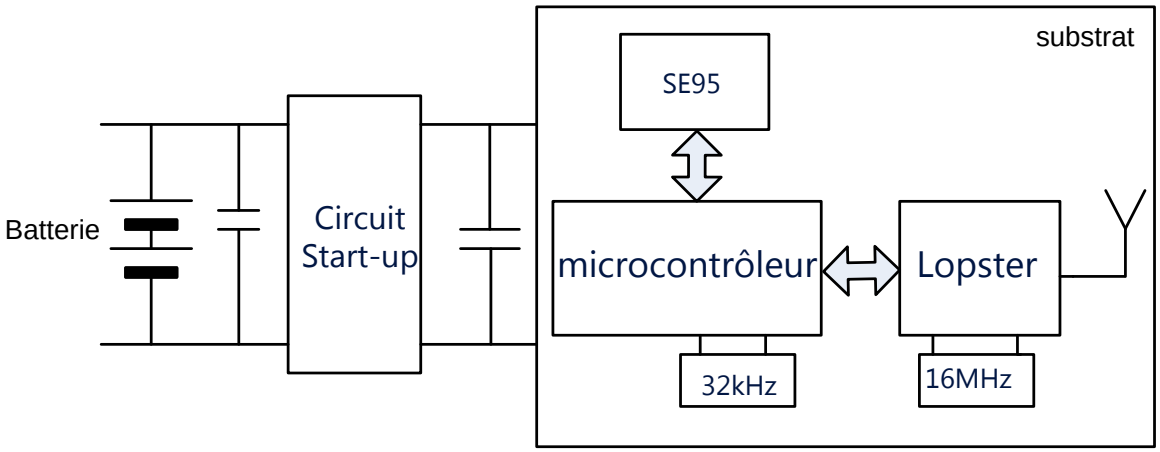


Figure I-1: Blocs fonctionnels de l'implant.

I.4.1 Le microcontrôleur

On utilise un petit microcontrôleur à basse consommation en puissance (89LPC925). Il emploie un noyau 80C51 bien connu à 8 bits avec une RTC (Real **T**ime **C**lock) et CAN, réalisé sous forme de puce.

Le programme et les données permanentes sont stockés dans la mémoire flash (8 K bytes), les autres données comme les valeurs de mesure sont stockées dans la mémoire RAM (256 bytes). Le µC est cadencé par l'horloge RTC à très basse consommation en puissance dont la fréquence est stabilisée à 32.768 kHz par un résonateur à cristal de quartz.

I.4.2 Le capteur de température

La mesure de la température est effectuée avec une périodicité prédéfinie d'au moins de 1 minute. Comme montré dans le diagramme 1.2, l'unité de capture de la température est une puce de silicium(SE95) intégrant une sonde de température associée à un ADC (Analog to Digital Converter) de 13 bits Elle est alimentée et commandée par le microcontrôleur par l'intermédiaire d'un bus I ² C.

Le capteur a une précision de base de +/- 1 °C entre - 25°C et +100°C, une résolution de 0.03 °C et une plage de fonctionnement étendue de - 55°C à +125 °C.

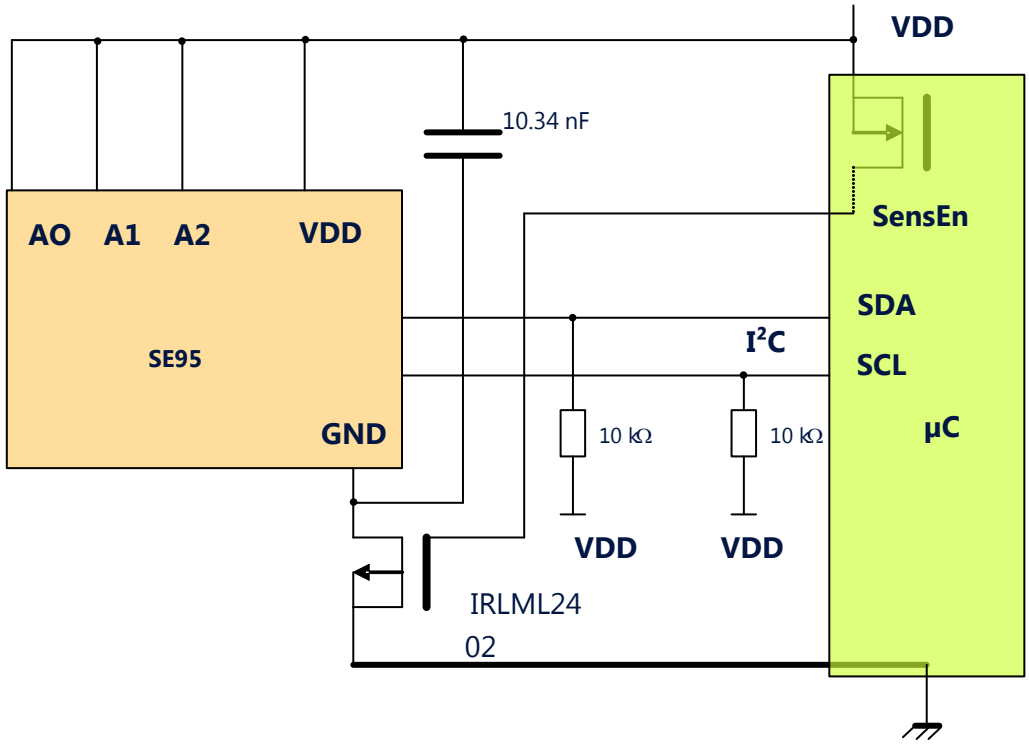


Figure I-2: Diagramme du capteur de température

I.4.3 L'émetteur-récepteur

L'émetteur/récepteur RF à 402-405 MHz est entièrement intégré, sur une puce (Lopster) représentée sur la figure 1.3 . De même que les puces du microcontrôleur et du capteur de température, le circuit intégré Lopster est monté sur un substrat PICS (Passive Integration Connecting Substrate) qui inclut la plupart des composants discrets tels que les condensateurs, les résistances et les diodes PIN du duplexeur d'antenne.

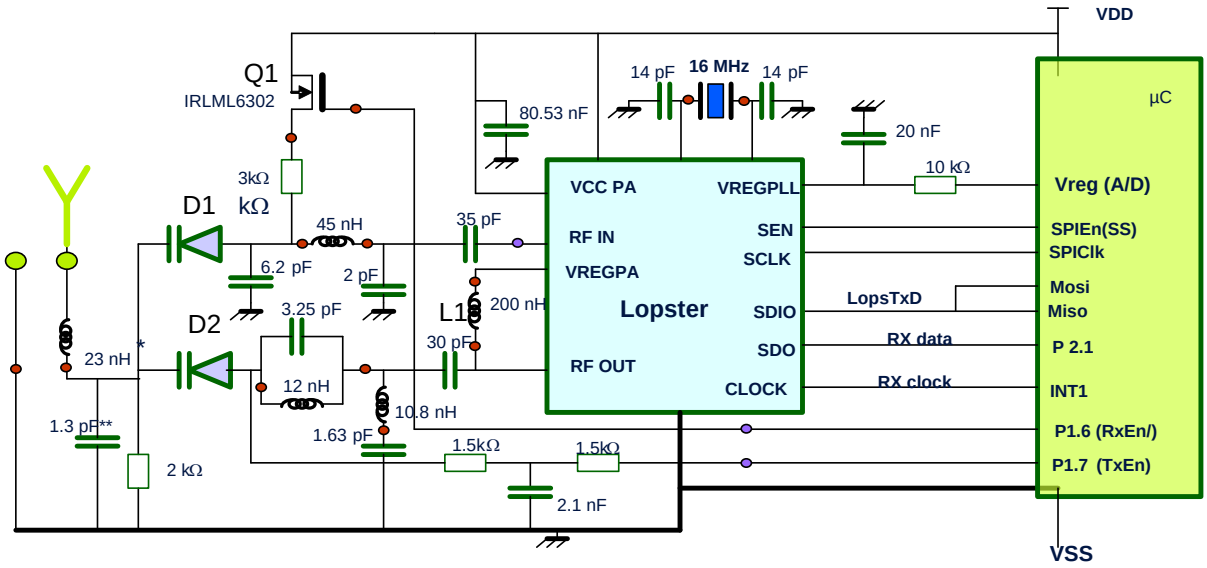


Figure I-3: Diagramme de l'émetteur-récepteur Radio.

L'émetteur-récepteur RF est employé dans le mode semi-duplex : Mode TX pour la transmission d'adresse ou de données au récepteur externe ; Mode RX pour recevoir les

diverses informations envoyées par l'émetteur externe. Il est entièrement inactif quand il n y a ni émission, ni réception afin d'économiser l'énergie.

Le duplexeur d'antenne est réalisé par deux diodes PIN. Ces deux diodes PIN sont placées sur le substrat PICS et sont reliées au microcontrôleur par deux commandes logiques. La diode PIN D1 destinée à connecter le récepteur à l'antenne est commutée par un PMOSFET (Q1) commandé par la sortie RxEn/ du µC.

La diode PIN D2 assure la connexion entre la sortie de l'émetteur et l'antenne via un réseau d'adaptation en puissance. Dans le cas du Lopster, ce réseau doit transformer l'impédance de l'antenne en une impédance de 200 ohms qui correspond à l'impédance de charge optimale de l'amplificateur de puissance de l'émetteur. L'amplificateur de puissance de l'émetteur étant constitué par un simple transistor monté en émetteur commun, une self inductance d'arrêt doit par conséquent être rajoutée entre le collecteur de ce transistor et la tension d'alimentation. Il s'agit d'une self inductance de 200nH (L1).

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés dans le cadre d'une convention CIFRE entre NXP Semiconductors France, l'ENSEIRB-MATMECA, et le Laboratoire IMS. En raison de cette collaboration, la plupart des travaux effectués constituent des réponses à des besoins exprimés par la société NXP Semiconductors France. Les besoins de cette société ayant évolué au cours de cette thèse, il en résulte que différents thèmes ont été abordés dans les cinq chapitres qui composent ce mémoire :

C'est ainsi que nous allons présenter dans le chapitre suivant (chapitreII) une étude théorique et expérimentale du système de démarrage sans contact des gélules ingérables. L'objectif de cette étude étant d'une part d'optimiser le système de démarrage existant et d'autre part de proposer des méthodes de conception basées sur une modélisation du canal de transmission sans fil qui soit compatible avec les logiciels de simulation standards.

Le troisième chapitre concerne également le thème général de la transmission d'énergie et d'information sans fil. Nous aborderons en effet au début de ce chapitre la conception d'un système de télé alimentation destiné à tester sans fil de liaison des ensembles : émetteurs RF / antennes miniatures. Ce travail permettra de montrer qu'une gélule peut être télé alimentée jusqu'à une distance de 15cm et qu'en conséquence un tel système de transmission d'énergie et d'information sans fil peut toujours constituer une alternative intéressante à un système de transmission d'informations par haute fréquence qui nécessite une alimentation par piles. L'encombrement et le poids constituant les principaux inconvénients d'un système de télé alimentation, nous montrerons en fin de ce chapitre qu'un allègement conséquent peut être obtenu en remplaçant la self inductance saturable typiquement employée dans le système d'accord automatique par une solution originale à capacité commutée synchrone.

Le quatrième chapitre porte sur l'amélioration des méthodes de mesure des impédances d'antennes miniatures intégrées dans les gélules. La méthode classique de mesure par le paramètre de réflexion S_{11}, étant affectée par des erreurs dues aux câbles de mesure, nous proposerons des solutions basées sur des techniques de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel (ou en transmission) permettant de s'affranchir de ce type d'erreur et également d'étendre les plages d'impédances mesurables.

Enfin le cinquième chapitre présente la conception et la caractérisation d'une sonde de champ magnétique destinée à valider les résultats obtenus avec les logiciels de simulation électromagnétique standards. Ce chapitre se scinde en deux parties principales: une première partie consacrée à la sélection et à la conception d'une sonde de champ magnétique optimisée pour l'application, suivie par une deuxième et dernière partie dédiée à l'élaboration d'un

procédé de test et de calibration simple et reproductible ne nécessitant que la mise en œuvre d'un ¨Vector Network Analyzer¨ standard.

En conclusion, un bilan des résultats et des performances obtenues est établi afin de montrer les tâches accomplies et de proposer les perspectives de travail.

II Le système de démarrage

II.1 Introduction

Les gélules sont équipées d'un système de démarrage sans contact conçu à l'origine par une équipe de la société NXP. Les premiers tests effectués sur des prototypes de gélules ont rapidement montré que ce système de démarrage était incorrectement dimensionné : il fut en effet constaté que dans tous les cas, la distance de déclenchement était plus faible que prévue et que dans une forte proportion de cas, le démarrage était impossible. L'objectif de ce chapitre est de proposer une étude théorique et expérimentale visant à résoudre les problèmes constatés et ainsi optimiser le système de démarrage existant. Avant d'aborder l'étude théorique, une justification et une description du système de démarrage sans contact sont présentées dans ce qui suit.

II.2 Justification de la solution

D'après le cahier des charges, les gélules doivent pouvoir être stockées 6 mois avant utilisation sans que cela n'accélère le phénomène d'auto décharge des piles. Par conséquent, la solution adoptée pour satisfaire cette contrainte a consisté à mettre complètement hors tension tous les circuits électroniques de la gélule pendant toute la période de stockage et à n'effectuer la mise sous tension qu'au dernier moment c'est-à-dire juste avant l'ingestion de la gélule par le patient. La solution en apparence simple d'un interrupteur mécanique a d'emblée été écartée en raison des problèmes associés évidents d'étanchéité, d'encombrement et de coût. Pour satisfaire toutes les contraintes de l'application, les seules solutions envisageables ne pouvaient être que des systèmes de télécommande sans contact. Typiquement, de telles télécommandes sont réalisées par un champ magnétique qui peut être soit statique, soit alternatif. Le recours à un champ magnétique statique a également été rejeté en raison de l'encombrement et du coût des capteurs associés : Interrupteur à Lame Souple (ILS) ou capteur à effet Hall. Par contre, une transmission par champ magnétique alternatif à une fréquence suffisamment élevée (51 MHz) ne présente aucun de ces inconvénients, c'est la raison pour laquelle, cette solution a finalement été développée.

Le principe de la télécommande par champ magnétique alternatif est basé sur le couplage entre une antenne émettrice (bobine primaire Lp) et une antenne réceptrice (bobine secondaire Ls) séparées par une distance de quelques millimètres dans l'air (voir figure II-1b).. La Force Electromotrice induite au secondaire est utilisée pour débloquer l'interrupteur à MOSFET Q1, permettant ainsi la mise sous tension du microcontrôleur

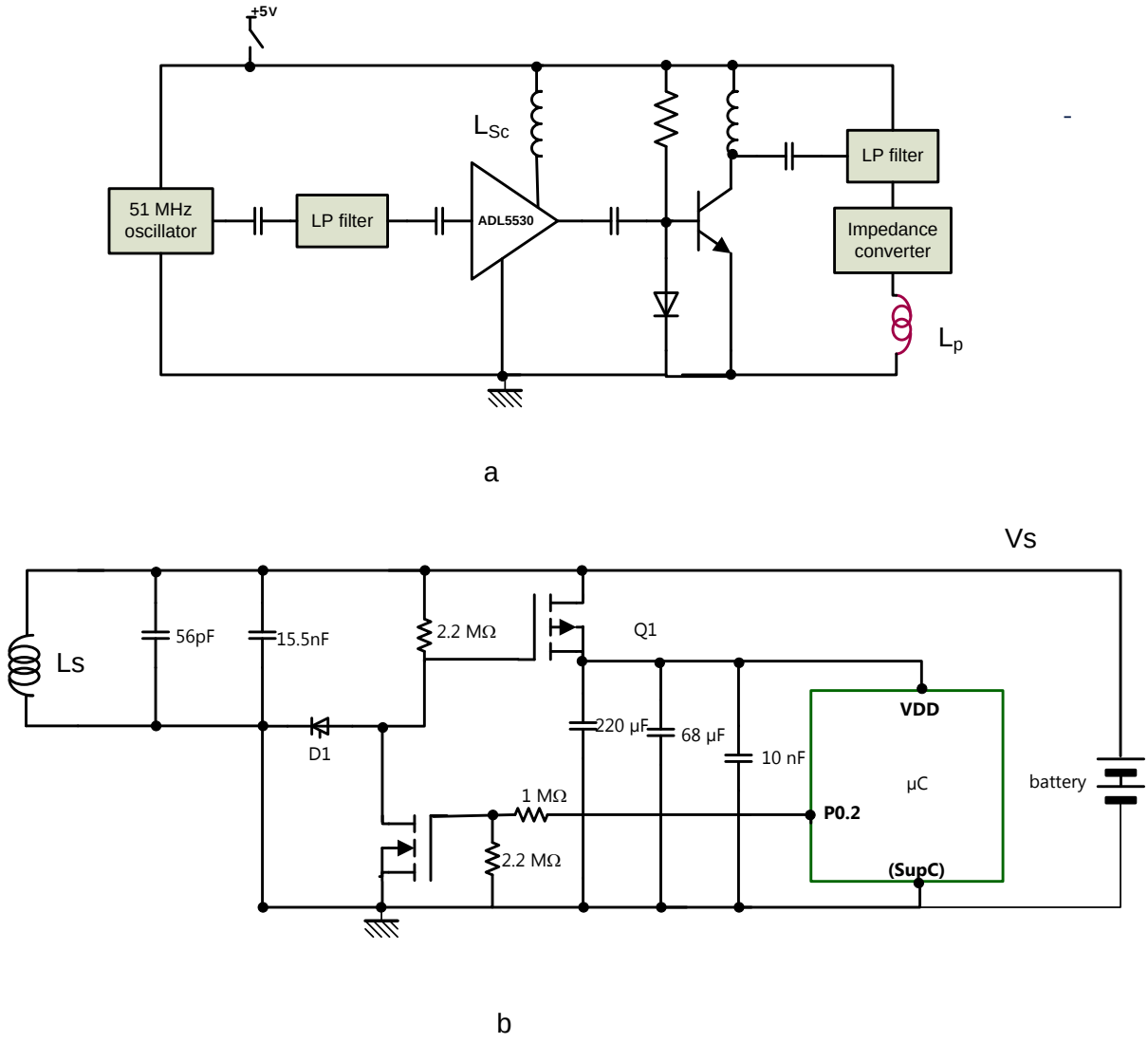


Figure II-1: Schéma électrique du circuit de démarrage

a : Circuit émetteur extra corporel

b : Circuit récepteur intégré dans la gélule

Les schémas de la figure II.1 représentent les deux parties du circuit de démarrage, le circuit d'émission de la figure (II-1a) est réalisé sur une carte fille qui est enfichée dans la carte mère du moniteur. Tous les circuits d'émission sont constitués de composants discrets, à l'exception de la bobine, qui est gravée sur un support ¨flex¨.

-La figure (II-2b) représente la partie contenue dans la gélule, majoritairement sur la carte supportant la puce sur laquelle est implanté le microcontrôleur, l'émetteur/récepteur, le capteur de température ainsi que quelques éléments passifs. La bobine réceptrice est gravée sur la languette enroulée autour de cette puce.

Il est important de signaler que la géométrie de la bobine réceptrice devait être impérativement conservée, en raison des coûts et délais importants entrainés par une modification des circuits gravés sur un support ¨flex. La conséquence d'une telle contrainte est que les seules variables sur lesquelles il était possible d'agir se situaient au niveau du circuit d'émission qui ne comportait que des éléments discrets dont les valeurs ou les points de fonctionnement étaient aisément modifiables (bobine d'émission, courant de sortie de l'amplificateur d'émission).

Cependant, sachant que la bobine réceptrice avait été initialement dimensionnée de manière semi-empirique, un besoin s'est naturellement justifié dans un deuxième temps : l'établissement d'une procédure de calcul permettant de dimensionner avec suffisamment de précision de bobines gravées sur un support de type ¨flex¨,

C'est en tenant compte de cette contrainte et de ce besoin que le plan d'étude et d'optimisation suivant a été établi :

1°. Etudes théoriques :

- Calcul de la tension minimale à induire au secondaire pour déclencher dans le pire des cas la mise sous tension de la gélule
- Caractérisation électrique complète de la bobine réceptrice imposée.
- Dimensionnement d'une bobine d'émission (primaire) optimale
- Calcul du courant et de la tension à appliquer sur la bobine d'émission pour déclencher dans le pire des cas la mise sous tension de la gélule
- Vérification de la conformité aux normes de télécommunications

2°. Etude expérimentale :

- Mesure des self inductances et de la mutuelle inductance des bobines d'émission et de réception.
- Etablissement de modèles expérimentaux du système de transmission compatibles avec les logiciels de simulation.
- Vérification du système de démarrage sans contact

Les diverses phases de cette étude sont présentés dans les § suivants :

II.3 Calcul analytique de la tension minimale à induire au secondaire pour déclencher dans le pire des cas la mise sous tension de la gélule

D'après la figure II-1b on voit que l'amplitude de la tension Vs qu'il faut induire au secondaire pour faire conduire l'interrupteur à MOSFET (Q1) est de la forme :

$$V_{sm} = V_{GSon} + V_D \qquad \text{(II.1)}$$

Avec :

V_{GSon} : Tension à appliquer entre Gate et Source du MOSFET (Q1) pour garantir dans le pire des cas une mise en conduction en zone ohmique.

V_D : Seuil de conduction de la diode D1.

D'après les spécifications de ces composants, les valeurs dans le pire des cas de ces deux tensions sont :

V_{GSon} : 1,5V

V_D = 0.8V

En portant ces valeurs dans l'expression (II.1), on en déduit que l'amplitude minimale de la tension qu'il faut induire au secondaire est : V_{sm} = 2,3V.

II.4 Caractérisation électrique de la bobine réceptrice (secondaire)

La caractérisation électrique de la bobine secondaire visait un double objectif:

- Permettre le calcul d'optimisation du système complet de mise sous tension de la gélule.
- Etablir une procédure de calcul permettant de dimensionner avec suffisamment de précision des bobines spirales gravées sur un support de type ¨flex¨.

II.4.1 Calcul analytique des selfs inductances de bobines spirales imprimées

Les caractéristiques géométriques de la bobine réceptrice spirale gravée sur support de type ¨flex¨, sont les suivantes :

- Côté extérieur : 3.7×3.3mm
- Largeur de pistes : 80µm
- Espacement entre pistes : 80µm
- Nombre de spires par couche : 3
- Nombre de couches : 2
- Espacement entre couches : 50µm

La self inductance d'une bobine spirale rectangulaire a été évaluée avec suffisamment de précision en extrapolant une méthode de calcul établie par [GROV46] pour des bobines circulaires à section rectangulaire.

Pour pouvoir appliquer cette méthode de calcul, il faut au préalable établir la relation entre une bobine spirale et une bobine circulaire. Cette relation peut être obtenue après identification de la surface de la spire circulaire moyenne à celle de la spire rectangulaire moyenne.

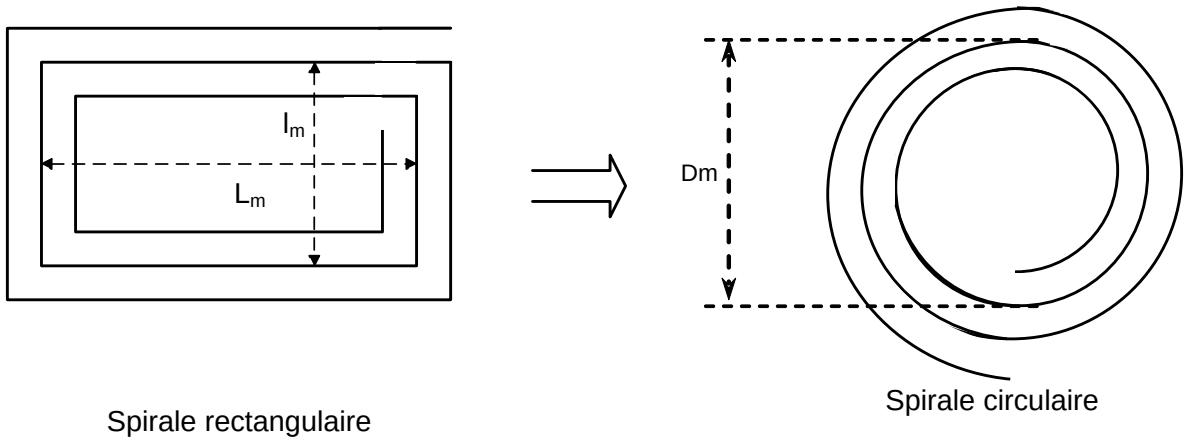


Figure II-2: Transformation bobine rectangulaire vers bobine circulaire en passant par la surface.

Soit d'après la figure II.2 :

$$S = \pi \frac{D_m^2}{4} \equiv L_m l_m \tag{II.2}$$

On déduit le diamètre moyen de la bobine spirale circulaire de l'équation (II-2) :

$$D_m = 2\sqrt{\frac{L_m l_m}{\pi}} \tag{II.3}$$

La connaissance de D_m permet alors d'appliquer la relation établie dans la méthode de calcul [GROV46]:

$$L = 0.019739\left(\frac{2a}{b}\right)N^2 a_{(cm)}(K-k) \qquad \text{(II.4)}$$

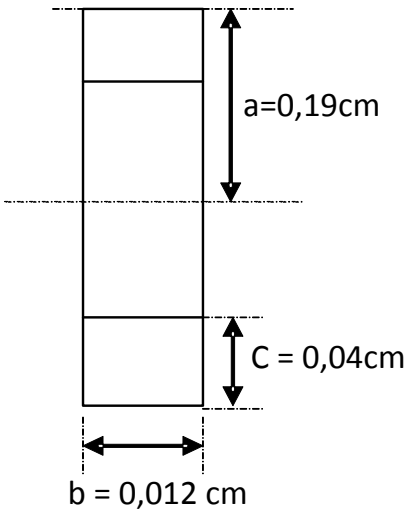


Figure II-3: Vue en coupe de la bobine réceptrice spirale à section rectangulaire gravée sur support de type ¨flex¨,

Avec, d'après la figure II.3 :

a = 0.19cm

b = 0.012cm

c = 0,04cm

K est donné en fonction de $\frac{b}{2a}$ par [GROV46] dans un premier tableau. (Voir en [GROV46], figure II.3 page 144), d'après ce tableau on obtient : K = 0.123615

k est donné en fonction des deux paramètres $\frac{c}{2a} et \frac{c}{b}$ par [GROV46] dans un deuxième tableau (Voir en [GROV46], figure II.3 et page 107)

D'après ce tableau on obtient : k = 0.0419

En portant ces valeurs dans (II.4), on obtient la valeur de la self inductance de la bobine réceptrice spirale: L_{sth} = 179nH

II.4.2 Calcul de la résistance de pertes de la bobine réceptrice spirale

Une évaluation aussi précise que possible de la résistance de pertes de la bobine réceptrice est nécessaire pour prévoir les performances en termes de coefficient de qualité qu'il sera possible d'atteindre avec une géométrie donnée. Cependant, cette bobine réceptrice devant travailler à la fréquence relativement élevée de 51MHz, on sait que la procédure de calcul de sa résistance de pertes n'est pas aussi simple qu'en courant continu, puisqu'il faut rajouter l'influence des effets de peau / proximité (skin & proximity effects) pour le cas échéant, en tenir compte.

C'est pour cette raison que la procédure typique de calcul d'une résistance de pertes en haute fréquence comporte les étapes suivantes :

1°. La résistance en courant continu R_{DC} est tout d'abord calculée avec l'expression classique, qui, dans le cas d'une piste de circuit imprimé de largeur w et d'épaisseur t s'écrit:

$$R_{DC} = \rho\frac{l}{s} = \rho\frac{l}{wt} \qquad \text{(II.5)}$$

Soit, dans le cas de la bobine réceptrice : R_{DC} = 0,53Ω

2°. Ensuite, l'influence de l'effet de peau et de proximité peut être déterminée en suivant la procédure de calcul suivante (d'après [BREB98] & [WOOD03]) :

- 2.1°. La profondeur de pénétration (δ) du courant électrique dans le conducteur est calculée avec l'expression donnée par :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}} \qquad \text{(II.6)}$$

Expression dans laquelle: σ est la conductivité électrique du conducteur, et f est la fréquence.

- 2.2°. La connaissance de la profondeur de pénétration (δ) permet ensuite de calculer pour un conducteur de section quelconque, le rapport : Résistance électrique en AC pour la fréquence de travail (R_{AC}) / résistance en courant continu (R_{DC}). Dans le cas d'une piste de circuit imprimé de largeur w et d'épaisseur t, on obtient :

$$R_{AC} = \frac{\rho l}{2\delta(w + t - 2\delta)} \qquad \text{(II.7)}$$

Soit:

$$\frac{R_{AC}}{R_{DC}} = \frac{wt}{2\delta(w + t - 2\delta)} \qquad \text{(II.8)}$$

2.3°. Si l'effet de peau n'est pas négligeable, l'effet de proximité peut ensuite être évalué au moyen de courbes, et de formules empiriques [WOOD03] .

L'application de cette procédure au cas particulier de la bobine spirale donne les résultats suivants :

- Une profondeur de pénétration de δ = 9 µm

Un rapport : $R_{AC}/R_{DC} = 1,6$

Un effet de proximité dans le pire des cas (d'après [WOOD03]:

$$R_{ACPROX} = 2,2\ R_{AC} \qquad \text{(II.9)}$$

En tenant compte des effets de peau et de proximité, on obtient finalement une résistance de pertes pour la bobine spirale:

$R_{ACPROX} \approx 1,8\Omega$

II.5 Etablissement du bilan de liaison entre le primaire et le secondaire du système de démarrage

II.5.1 Choix de la géométrie et conception de la bobine primaire

Comme signalé dans l'introduction de ce chapitre, la géométrie de la bobine primaire d'émission fait partie des variables sur lesquelles il nous était possible d'agir. Nous avons mis à profit cette liberté d'action en choisissant une bobine primaire qui puisse constituer un compromis en termes de performances (uniformité du champ magnétique produit, courant magnétisant nécessaire), d'encombrement, de coût et de facilité de modification. Ce compromis nous a conduit à sélectionner une bobine plate circulaire de diamètre intérieur égal à la plus grande diagonale de la bobine spirale du secondaire (soit : $\Phi_{int} \approx 4,8$mm) et dont le bobinage a été réalisé avec 6 spires de fil émaillé de diamètre extérieur : $\Phi_{fil} = 0,18$mm.
Le calcul de la self inductance de cette bobine a été effectué au moyen de la formule approchée de WHEELER [TERM43]:

$$L = \frac{0.0788 D^2 n^2}{3D + 9l_0 + 10a} \qquad \text{(II.10)}$$

L : inductance en µH

D : diamètre moyen de la bobine

l_0 : largeur de l'enroulement en cm

a : épaisseur ou hauteur de l'enroulement

n : nombre de spires

En considérant que la bobine est constituée de 2 couches comportant 3 tours chacune, on obtient :

$L_{pth} \approx 306nH$

La géométrie de la bobine primaire étant connue, il ne reste plus qu'à calculer le dernier maillon manquant de la chaine de transmission, c'est-à-dire la mutuelle inductance et éventuellement le coefficient de couplage entre la bobine primaire plate circulaire et labobine secondaire spirale rectangulaire. Ce cas de figure n'étant pas traité dans la littérature, nous avons établi une procédure de calcul originale présentée dans le § suivant.

II.5.2 Calcul de la mutuelle inductance entre une bobine primaire plate circulaire et une bobine secondaire spirale rectangulaire

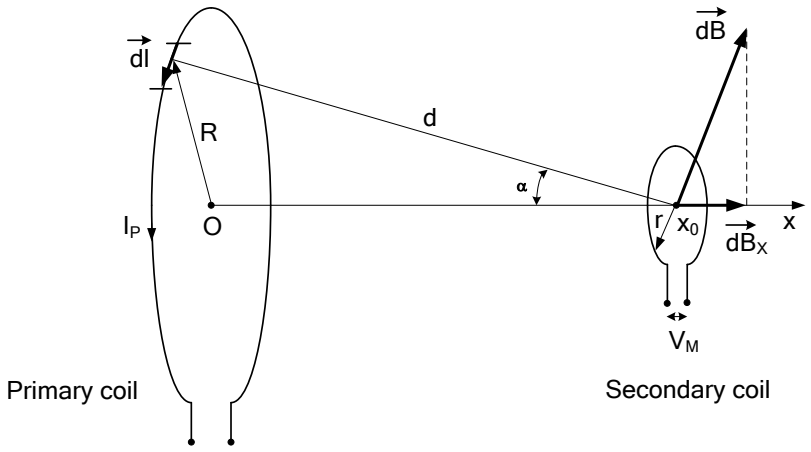


Figure II-4: Calcul du champ magnétique crée par une spire

La procédure de calcul de la mutuelle inductance entre une bobine primaire plate circulaire, et une bobine secondaire en forme de spirale rectangulaire est similaire à celle employée classiquement [ROD204] pour calculer la mutuelle inductance entre deux bobines plates circulaires, la seule différence se situe au niveau des dernières étapes du calcul qui par conséquent constituent les parties originales de la procédure. Cependant, la compréhension de la méthodologie de calcul nécessite de rappeler la première étape, c'est la raison pour laquelle, nous présentons la procédure complète dans ce qui suit :

- 1° Calcul du champ $|H_{X0}|$ produit par la bobine primaire.

Le calcul du champ $|H_{X0}|$ produit par la bobine primaire de rayon R (représentée sur la figure II.4) est identique au calcul classique démontré en [ROD104], on obtient donc le même résultat donné par l'expression:

$$|H_{x0}| = \frac{n_p I_p}{2} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \quad \text{(II.11)}$$

- Avec :
- R : Rayon de la bobine du primaire
- I_p : Intensité du courant primaire
- n_p : Nombre de tours du primaire
- x_0 : Distance séparant les centres des deux bobines (primaire et secondaire)

- 2°. Calcul de la tension aux bornes de la bobine secondaire

La seule différence avec la méthode de calcul classique se situe au niveau de l'application de la loi de Lenz pour déterminer la tension aux bornes de la bobine secondaire.

Dans le cas classique [ROD104], d'une bobine plate de section S_S, comportant n_s spires d'aires identiques, cette loi peut s'écrire sous la forme simple :

$$V_M = -n_s \frac{d\Phi}{dt} = -n_s S \frac{dB_x}{dt} \quad \text{(II.12)}$$

Dans le cas d'une spirale l'aire de chaque spire est variable, et la loi de Lenz doit s'écrire sous la forme plus complexe :

$$V_M = -n_s \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{dB_x}{dt} \sum_{i-1}^{ns} S_i = -\mu_0 \frac{dH_{x0}}{dt} \sum_{i-1}^{ns} S_i \quad \text{(II.13)}$$

Nota: L'expression (II-13) n'est valable que si la spirale est relativement petite, de sorte que l'on puisse considérer que le champ qui la traverse soit uniforme.

- 3°. Calcul de l'expression générale de la mutuelle inductance

En portant l'expression (II-11) du champ $|H_{X0}|$ dans l'équation (II-13), on obtient :

$$V_M = \frac{\mu_0 n_p}{2} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \sum_{i-1}^{ns} S_i \frac{dI_p}{dt} \quad \text{(II.14)}$$

L'équation de définition de la mutuelle inductance employée en [ROD104] s'applique aussi au cas d'une spirale. Son expression est de la forme :

$$V_M = M \frac{dI_p}{dt} \quad \text{(II.15)}$$

En identifiant les expressions (II-14) et (II-15), on obtient la forme générale (II-16) de la mutuelle inductance entre une bobine primaire plate circulaire, et une bobine secondaire en forme de spirale (ou de forme quelconque) :

$$M = \frac{\mu_0 n_p}{2} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \sum_{i-1}^{ns} S_i \quad \text{(II.16)}$$

Pour déterminer complètement la mutuelle inductance entre une bobine primaire plate circulaire, et une bobine secondaire en forme de spirale rectangulaire, il reste à calculer la surface équivalente totale des spires constituant la spirale: $\sum_{i=1}^{ns} S_i$. C'est l'objet de la dernière étape :

- 4°. Calcul de la surface équivalente totale des spires constituant la spirale

Pour simplifier ce calcul, nous avons assimilé la spirale de forme rectangulaire représentée sur la figure II-5a, à une somme de spires rectangulaires fermées représentées sur la figure II-5b.

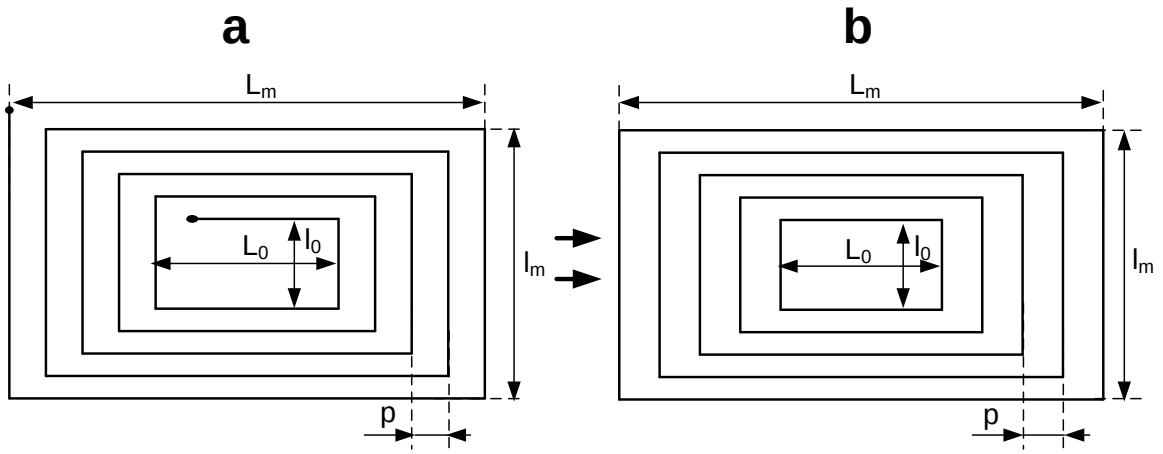


Figure II-5: Simplification d'une spirale rectangulaire:
a : Spirale rectangulaire d'origine. b : Spires rectangulaires équivalentes.

La forme équivalente de la figure II-5b permet alors de calculer le terme $\sum_{i=1}^{ns} S_i$ en suivant la procédure suivante :

Si l'on choisit comme origine le rectangle intérieur de longueur L_0 et de largeur l_0, (voir figure II-5b). En appelant (p) le pas (ou distance) inter spire, l'aire S_i d'une spire quelconque i s'écrit :

$$S_i = (L_0 + 2pi)(l_0 + 2pi) \tag{II.17}$$

Alors le terme $\sum_{i=1}^{ns} S_i$ peut s'écrire:

$$\sum_{i-1}^{ns} S_i = \sum_{i-1}^{ns-1} S_i \ (L_0 + 2pi)(l_0 + 2pi) \tag{II.18}$$

En portant l'expression (II.18) dans la forme générale (II.16) on obtient l'expression complète de la mutuelle inductance entre une bobine primaire plate circulaire, et une bobine secondaire en forme de spirale rectangulaire:

$$M = \frac{\mu_0 n_p}{2} . \frac{R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \sum_{i-1}^{ns-1} S_i \ (L_0 + 2pi)(l_0 + 2pi) \tag{II.19}$$

En portant dans cette expression les caractéristiques de la bobine primaire plate circulaire, et de la bobine secondaire spirale, on obtient pour une portée x_0 = 2,75mm :
Calcul du terme $\sum(L_0+2pi)(l_0+2pi)$

Avec L_0 = 3,5mm, l_0 = 3,2mm, p = 0,2mm.

$\sum(L_0+2pi)(l_0+2pi) = 26{,}36.10^{-6}$m

Soit pour une inductance primaire plate de 6 tours, $M_{th} \approx 23{,}5$nH.

II.5. 3 Calcul du courant et de la tension nécessaires au primaire pour mettre sous tension la gélule

1° Présentation des stratégies envisageables

La mutuelle inductance étant connue, il est maintenant possible de calculer l'amplitude du courant nécessaire au primaire $|I_p|$ pour induire au secondaire une tension permettant d'assurer la mise sous tension de la gélule.

D'après [ROD204], à la pulsation de résonance (ω_0), la relation entre la tension secondaire et le courant primaire s'écrit :

$$|V_s| = M\omega_0|I_p|Q_{SL} \quad \text{(II.20)}$$

Inversement on peut déduire de cette expression l'amplitude du courant primaire nécessaire pour assurer la mise sous tension de la gélule :

$$|I_p| = \frac{|V_s|}{Q_{SL}M\omega_0} \quad \text{(II.21)}$$

En examinant les expressions (II-20) et (II-21) on voit que selon la valeur du terme Q_{SL}, on peut choisir entre deux stratégies pour réaliser la transmission :

1°. La première stratégie consiste à accorder le secondaire (il s'agit là de la solution adoptée à l'origine par l'équipe de NXP). Dans ce cas, on bénéficie du facteur multiplicatif apporté par Q_{SL}, ce qui permet de réduire d'autant le courant nécessaire au primaire, mais en contrepartie la sélectivité du circuit résonnant pose un problème de reproductibilité industrielle en raison principalement de la tolérance de fabrication du condensateur d'accord. Typiquement, on dispose de deux solutions pour résoudre ce problème :

- Soit on prévoit de rajouter un dispositif d'ajustage.

- Soit on limite les dispersions en choisissant un condensateur d'accord le plus précis possible.

En raison du coût et de l'encombrement prohibitif d'un dispositif d'ajustage, c'est la deuxième solution qui a été retenue par NXP, Mais évidemment dans ce cas là, il faut faire en sorte que les dispersions de fabrication du circuit secondaires soient acceptables.

2°. La deuxième stratégie consiste à ne pas accorder le secondaire. Dans ce cas, $Q_{SL} = 1$ et par conséquent, on ne bénéficie plus du facteur multiplicatif apporté par Q_{SL}, dans la première stratégie. Par contre, le circuit secondaire étant apériodique, on élimine complètement le problème de reproductibilité industrielle du à la dispersion de fabrication des composants.

Par conséquent, il apparait déjà comme une évidence que cette deuxième stratégie permettrait de résoudre les problèmes de reproductibilité industrielle rencontrés par NXP. Par contre, sachant que cette stratégie nécessite d'augmenter le courant primaire, il restait encore à convaincre les décideurs de NXP en démontrant quantitativement la supériorité de cette solution pour l'application. C'est pour cette raison que nous avons réalisé l'étude comparative présentée ci-dessous.

1) Le secondaire n'est pas accordé : $Q_{SL} = 1$

En portant $Q_{SL} = 1$ dans (II.21) on obtient l'expression très simple :

$$|I_p| = \frac{|V_s|}{M\omega_0} \quad \text{(II.22)}$$

En portant les valeurs numériques théoriques dans l'expression (II.22), on obtient :

$|I_p| = 0.3A$

Et : $|V_p| = L_p\omega|I_p| = 29{,}4V$

La génération d'une amplitude de courant primaire I_p = 0,3A ne pose pas de problème particulier pour le générateur qui alimente le primaire puisque ce dernier est un système extracorporel qui peut éventuellement être alimenté par le secteur. Par conséquent, l'absence du facteur multiplicatif Q_{SL} inhérent à un secondaire apériodique ne constitue pas un handicap rédhibitoire au regard de l'avantage majeur apporté par cette solution au niveau de la suppression du problème de dispersion de fabrication.

2° Etude critique de la solution adoptée à l'origine par NXP : Le circuit secondaire est accordé.

Pour effectuer cette étude critique, il suffit de déterminer les deux paramètres clefs qui déterminent les performances et les limitations de cette solution :

1) L'amplitude du courant primaire nécessaire pour assurer la mise sous tension de la gélule

2) La dispersion de la tension induite au secondaire due à la tolérance de fabrication du condensateur d'accord.

Calcul de l'amplitude du courant primaire nécessaire pour assurer la mise sous tension de la gélule :

L'examen de l'expression (II-21) montre que pour effectuer ce calcul, il faut au préalable Evaluer le coefficient de qualité en charge du secondaire Q_{SL}

D'après [VALE66] et par application de la définition générale d'un coefficient de qualité : Le coefficient de qualité en charge du circuit secondaire peut être calculé après avoir extrait du schéma complet de la figure II.1.b, un circuit secondaire ne faisant apparaitre :

-Soit une impédance (Z) constituée d'une réactance (X) et une résistance (r) connectées en série, dans ce cas on a :

$$Q_{(Z)} = \left|\frac{X}{r}\right| \tag{II.23}$$

-Soit d'une admittance (Y) constituée d'une susceptance (B) et une conductance (G) connectées en parallèle, dans ce cas on a :

$$Q_{(Y)} = \left|\frac{B}{G}\right| \tag{II.24}$$

Sachant que nous avons précédemment calculé (voir §II.4.2) la résistance de la spirale secondaire, sous forme d'une résistance de pertes série, il est donc plus simple de déterminer le coefficient de qualité en charge du secondaire Q_{SL} en appliquant la première formulation (II.23) qui devient :

$$Q_{SL} = \left|\frac{X}{rseq}\right| \tag{II.25}$$

Pour être en mesure de calculer cette expression de Q_{SL} il faut tout d'abord extraire du schéma général représenté figure II.1 un schéma équivalent simplifié concernant uniquement le système de transmission d'énergie par induction magnétique. Ce schéma équivalent simplifié est représenté sur la figure II.6.

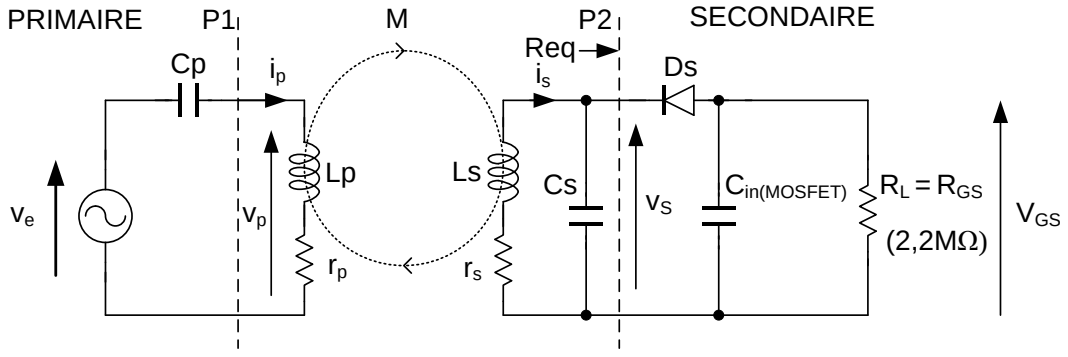


Figure II-6: Schéma équivalent simplifié du système de transmission d'énergie du circuit de démarrage

Comme on peut le constater sur la figure II.6, il apparait deux parties distinctes séparées par le trait pointillé vertical :

-Une première partie située à gauche du trait pointillé qui fonctionne en alternatif.

-Une deuxième partie située à droite du trait pointillé qui fonctionne en courant continu.

Un tel schéma ne convient pas pour calculer le coefficient de qualité qui ne concerne que des grandeurs alternatives : Pour effectuer ce calcul, il faut donc au préalable établir un schéma équivalent purement alternatif permettant d'écrire les équations des circuits couplés par mutuelle inductance. Pour atteindre cet objectif, il est donc nécessaire de déterminer une résistance équivalente en alternatif (Req) représentant la charge en continu. La méthode classique pour obtenir cette équivalence consiste à identifier les puissances en alternatif et en continu. En négligeant l'ondulation résiduelle en sortie, nous pouvons écrire:

$$P = \frac{V_{Sm}^2}{2R_{eq}} = \frac{(V_{Sm} - V_D)^2}{R_{GS}} \qquad \text{(II.26)}$$

Et ainsi :

$$R_{eq} = \frac{R_{Load}}{2\left(1 - \frac{V_D}{V_S}\right)^2} \qquad \text{(II.27)}$$

Avec :

V_D = Chute de tension dans le sens direct de la diode D.

V_S = Amplitude de la tension induite aux bornes du secondaire.

R_{eq} = Résistance de charge de la tension secondaire redressée : D'après le schéma représenté sur la figure II.1.b, $R_{Load} = R_{GS}$.

Sachant en outre que $V_S >> V_D$, on peut écrire l'expression (II-27) sous la forme approchée :

$$R_{eq} \approx \frac{R_{Load}}{2} = \frac{R_{GS}}{2}$$

Cette expression simplifiée suffit pour faire une application numérique rapide permettant d'évaluer l'influence de la résistance de charge de la tension secondaire redressée, c'est ainsi que l'on obtient :

$$R_{eq} \approx \frac{R_{GS}}{2} = 1{,}1M\Omega \qquad \text{(II.28)}$$

On peut donc simplifier le circuit représenté sur la figure II.7 en remplaçant le circuit situé à droite du trait pointillé par Req. (Voir figure II.8)

On peut également opérer une deuxième simplification sur le circuit de la figure II.7 en remarquant que la valeur de R_{eq} est élevée (1,1MΩ) ce qui signifie que le secondaire est très peu chargé et donc que le courant secondaire i_s est relativement faible devant i_p. Sachant en outre que d'après les résultats des calculs effectués au §II.5.3, la mutuelle inductance M est très faible devant la self inductance de la bobine du primaire, il en résulte quele terme de couplage: $jM\omega i_s$ peut être négligé dans l'équation classique des circuits couplés :

$$v_e = \left(r_p + jL_p\omega + \frac{1}{jC_p\omega}\right)i_p + jM\omega i_s \approx \left(r_p + jL_p\omega + \frac{1}{jC_p\omega}\right)i_p \qquad \text{(II.29)}$$

En tenant compte de cette deuxième simplification, on obtient finalement le schéma équivalent simplifié en alternatif représenté sur la figure II.7.

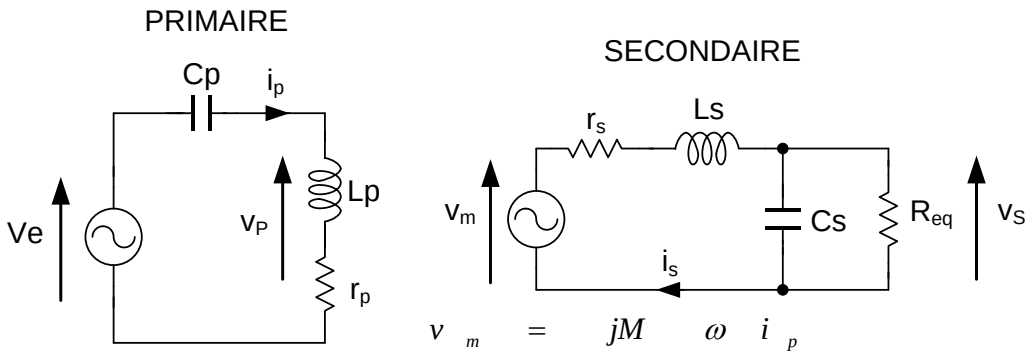


Figure II-7: Schéma équivalent simplifié en alternatif du système de transmission d'énergie du circuit de démarrage

Dans le schéma de la figure II.7, il subsiste encore une complication qui empêche de calculer directement le coefficient de qualité en charge du secondaire (Q_{SL}) : ce dernier comporte en effet une branche série et une branche parallèle. Or d'après la définition du coefficient de qualité rappelé ci-dessus : la détermination du coefficient de qualité d'un circuit n'est possible que si ce dernier est strictement composé soit d'éléments connectés en série soit d'éléments connectés en parallèle. Comme nous l'avons justifié ci-dessus, il est plus simple de transformer le secondaire représenté sur la figure II.7 en un circuit purement série. Il est par conséquent nécessaire d'opérer une transformation parallèle / série sur le dipôle de charge de sortie : Req // Cs:

En appliquant les formules classiques de transformation parallèle / série au dipôle de charge, on obtient:

$$r = \frac{R_{eq} X_p^2}{R_{eq}^2 + X_p^2} \tag{II.30}$$

$$X_s = \frac{X_p R_{eq}^2}{R_{eq}^2 + X_p^2} \tag{II.31}$$

Avec : $X_p = \frac{1}{C_s \omega_0}$

Sachant que : $R_{eq} \gg X_p = \frac{1}{C_s \omega_0}$

On peut simplifier les expressions (II-30), (II-31) qui deviennent:

$$r \approx \frac{1}{R_{eq} C_s^2 \omega_0^2} \tag{II.32}$$

$$X_s \approx X_p \Rightarrow C \approx C_s \tag{II.33}$$

Ces expressions simplifiées permettent d'établir le nouveau schéma équivalent de la figure II.8 qui représente le secondaire avec uniquement des éléments connectés en série.

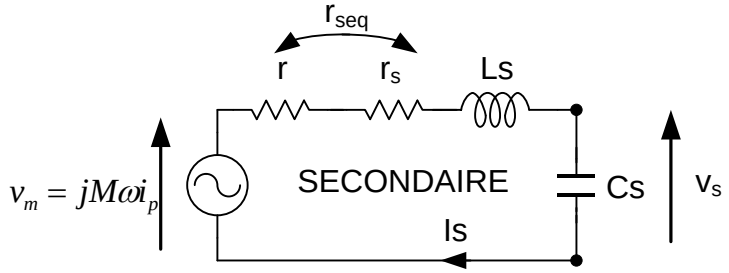


Figure II-8: Schéma équivalent série du secondaire du système de transmission d'énergie

Ce schéma permet de calculer directement le coefficient de qualité en charge du secondaire (Q_{SL}) :

$$Q_{SL} = \frac{L_S\omega_0}{r_S + \frac{1}{R_{eq}C_s^2\omega_0^2}} = \frac{L_S\omega_0}{r_{Seq}} \qquad \text{(II.34)}$$

Avec :

$$r_{seq} = r_s + \frac{1}{R_{eq}C_s^2\omega_0^2}$$

Cette expression permet ensuite d'évaluer la contribution de la charge du secondaire sur la résistance série équivalente aux pertes totales du circuit résonnant secondaire.
D'après (II-34) cette résistance de pertes série est de la forme :

$$r_{seq} = r_s + \frac{1}{R_{eq}C_s^2\omega_0^2}$$

Avec :

r_S : Résistance de pertes de la bobine spirale seule, d'après (II.9), sa valeur est :

$r_S = R_{ACPROX} \approx 1{,}8\Omega$

Le terme : $\frac{1}{R_{eq}C_s^2\omega_0^2}$ représente la contribution de la résistance de charge de la tension secondaire redressée sur la résistance de perte série ; pour $R_{eq} \approx 1{,}1M\Omega$. Sa valeur est :

$$\frac{1}{R_{eq}C_s^2\omega_0^2} \approx 0{,}44m\Omega \ll 1{,}8\Omega$$

Cette application numérique au cas du circuit représenté sur la figure II.1.b, montre clairement que l'influence de la résistance de charge peut être négligée.

Par conséquent, l'expression générale (II-35) du coefficient de qualité en charge du circuit secondaire peut très légitimement s'écrire sous la forme simplifiée :

$$Q_{SL} = \frac{L_S\omega_0}{r_S} \qquad \text{(II.35)}$$

En employant les valeurs théoriques calculées dans les § II.4.1 et II.4.2, la valeur numérique théorique du coefficient de qualité en charge du circuit secondaire est :

$Q_{SL} \approx 24$

La connaissance de Q_{SL} permet finalement de déterminer la valeur de l'amplitude du courant primaire nécessaire pour assurer la mise sous tension de la gélule.

En portant les valeurs numériques théoriques dans l'expression (II-21), on obtient :

$$|I_p| = \frac{|V_s|}{Q_{SL}M\omega_0} \approx 11mA$$

Connaissant le courant primaire, on peut déduire la tension aux bornes du primaire par :
$|V_p| = L_p\omega|I_p| = 1{,}25V$ Comme prévu, les valeurs du courant et la tension à appliquer sur le primaire sont Q_{SL} fois plus faibles que dans le cas du secondaire non accordé. Par conséquent, la puissance réactive que doit fournir le générateur qui alimente le primaire est également plus faible : dans l'absolu, c'est là que réside le principal avantage apporté par la résonance du circuit secondaire. Mais comme nous l'avons signalé précédemment, d'une part cet avantage n'est pas prépondérant pour un circuit primaire extracorporel et d'autre part, cet avantage est obtenu au prix de l'apparition d'une dispersion de fabrication du système de démarrage. Par conséquent, la question qui se pose est de savoir si le peu d'avantages apportés par la résonance du secondaire peuvent se justifier devant les inconvénients qui

résultent de cette solution au niveau de la dispersion de fabrication du système de démarrage. Pour pouvoir répondre à cette question il est donc nécessaire d'évaluer l'ampleur de cette dispersion de fabrication. Cette évaluation est présentée dans le § suivant :

2) Evaluation de la dispersion de la tension induite au secondaire due à la tolérance de fabrication du condensateur d'accord

Cette dispersion peut être évaluée analytiquement en effectuant les deux opérations suivantes :

Dans une opération préalable, la variation relative de la pulsation de résonance due à la tolérance de fabrication du condensateur d'accord est calculée. Ce premier calcul permet de déterminer dans une deuxième opération les conséquences au niveau de la dispersion de la tension induite au secondaire. Ces deux opérations sont présentées successivement ci-dessous :

1° opération : Calcul de la variation relative de la pulsation de résonance due à la tolérance de fabrication du condensateur d'accord.

Quel que soit le type d'alimentation d'un circuit résonnant (par générateur de tension connecté en série ou par générateur de courant connecté en parallèle), on sait que la pulsation de résonance est donnée par l'expression:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} \tag{II.36}$$

Dans le cas idéal où les éléments L_0 et C_0 ne sont pas affectés par des tolérances de fabrication, la pulsation de résonance ω_0 est une constante. Mais, dans la réalité, la capacité d'accord est affectée par une tolérance de fabrication telle que :

$$C = C_0 + \Delta C \tag{II.37}$$

Dans ces conditions, la pulsation de résonance subit une variation et son expression devient :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_0 (C_0 + \Delta C)}} \tag{II.38}$$

Sachant que la tolérance de fabrication des condensateurs est relativement faible (précision relative : $\frac{\Delta C}{C} \leq 10\%$), on peut alors directement exprimer la variation relative de la pulsation de résonance : $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ en fonction de la précision relative du condensateur. Cette expression a été obtenue après un calcul de la dérivée partielle: $\frac{\partial\omega}{\partial C}$ détaillé en Annexe 1, elle est de la forme:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{1}{2}\frac{\Delta C}{C} \tag{A1.6}$$

Application numérique :
En raison de contraintes de coût, la société NXP a homologué un condensateur d'accord ayant une tolérance de fabrication : $\frac{\Delta C}{C} = 10\%$, dans ces conditions, la variation relative de la pulsation (ou fréquence) de résonance est:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \left|\frac{\Delta f}{f}\right| = \frac{\Delta C}{2C} = 5\%$$

2° opération : Evaluation de la variation relative de la tension en sortie du secondaire, en fonction de la variation relative de la pulsation de résonance.
Cette évaluation consiste à calculer sur le schéma du secondaire (représenté figure II-8) la variation de la tension de sortie du secondaire (v_S) en fonction de la variation relative de la pulsation de résonance. Après un calcul relativement classique rappelé dans l'annexe 2, on obtient :

$$\left|\frac{V_{s(\omega_0)}}{V_{s(\omega)}}\right| = \sqrt{1 + 4Q_{sL}^2 \delta^2} \tag{A2.9}$$

Avec : $\delta = \frac{\omega-\omega_0}{\omega_0} = \frac{f-f_0}{f_0}$ (Ecart relatif de fréquence ou dissonance)

Application numérique et interprétation des résultats :

Avec les valeurs théoriques précédemment calculées, (Q_{SL} = 24, δ = 5%) on obtient :

$$\left|\frac{V_{s(\omega_0)}}{V_{s(\omega)}}\right| = 2{,}6$$

Il s'agit là d'une variation relativement importante ; pour appréhender les conséquences d'une telle variation, prenons l'exemple d'une transmission d'énergie calculée ¨juste¨, c'est-à-dire, calculée pour fournir l'amplitude minimale de la tension de sortie que nous avons évaluée au §II.3 à : V_{sm} = 2,3V.

Dans ces conditions, dans le pire des cas, l'amplitude de la tension de sortie peut se réduire à:

$V_{sm(\min)}=\frac{2{,}3V}{2{,}6}$ = 0,88V

Une telle tension est largement insuffisante pour assurer la conduction de la diode et du MOSFET. Il devient ainsi évident que la dispersion de fabrication du condensateur est la cause qui explique à elle seule les problèmes de démarrages constatés par NXP sur une forte proportion de gélules.

II.6 Approches expérimentales

II.6.1. Introduction, objectifs

Les approches expérimentales effectuées avaient un double objectif.

- Vérifier les résultats théoriques présentés dans les § II.4 et II.5 et par la même occasion, proposer aux ingénieurs de la société NXP des méthodes de mesure spécifiques aux systèmes de transmission par induction magnétique.
- Produire des modèles de la transmission par induction magnétique utilisables par les logiciels de simulation en usage chez NXP.

Pour atteindre ces objectifs, nous avons proposé les approches expérimentales suivantes :

- Des procédés de mesure des éléments physiques qui constitue le canal de transmission représenté figure II.6. D'après cette figure, il s'agit donc de mesurer : la mutuelle inductance ainsi que les self inductances et les résistances de pertes du primaire et du secondaire. La connaissance de ces éléments permettant ensuite soit de vérifier les résultats théoriques présentés dans les § II.4 et II.5 soit d'établir un modèle physique d'origine expérimentale, compatible avec les logiciels de simulation à moteur temporel ou éventuellement fréquentiel.
- Une méthode de mesure globale du comportement du canal de transmission basée sur l'emploi des paramètres S. Cette méthode fournit un modèle directement compatible avec les logiciels de simulation à moteur fréquentiel (Ansoft designer, ADS), mais par contre elle ne permet pas de vérifier directement les résultats théoriques présentés dans les § II.4 et II.5.
- Une mesure globale de la réponse du circuit représenté figure II.6 effectuée dans l'espace temps au moyen d'un oscilloscope.

Ces trois approches expérimentales sont présentées successivement dans les § suivants :

II.6.2. Mesure des éléments physiques qui déterminent le canal de transmission

II.6.2.1. Principe des mesures

D'après le schéma représenté figure II.6, on voit que pour déterminer le canal de transmission, il est nécessaire de mesurer :

- La mutuelle inductance M.
- Les self inductances et les résistances de pertes du primaire et du secondaire.

Pour mesurer ces éléments, il existe 2 méthodes classiques :

- Une première méthode issue de la théorie du transformateur qui consiste en particulier à effectuer deux tests, le premier avec le secondaire ouvert, et le second avec le secondaire

en court circuit [MIT61]. Cette technique permet d'atteindre des fréquences plus élevées, mais nécessite d'effectuer des calculs pour retrouver les éléments constitutifs du schéma représenté figure II.6.

- Une deuxième méthode qui découle de la modélisation par mutuelle inductance représentée sur la figure II.6. Cette technique ne permet pas d'atteindre des fréquences aussi élevées qu'avec la première méthode, mais elle donne plus directement les éléments constitutifs du schéma représenté figure II.6.

La fréquence porteuse de la transmission étant relativement peu élevée (51MHz), nous avons opté pour la deuxième méthode. D'après cette méthode très classique [VEAU40], [SAIN76], une caractérisation complète du canal de transmission représenté figure II.6 nécessite d'effectuer les 2 séries de mesures et d'opérations suivantes:

1°. Une première série de 2 mesures destinée à déterminer les self inductances et les résistances de pertes du primaire et du secondaire :

1.1. Une mesure du primaire seul avec élimination de l'influence du secondaire. Selon les possibilités physiques, cette élimination peut être obtenue soit en éloignant suffisamment le secondaire, soit en faisant fonctionner le secondaire à vide. Cette première mesure permet de déterminer directement la self inductance et la résistance de pertes du primaire (respectivement : L_p, r_p)

2.2. La mesure inverse de la précédente consistant à mesurer le secondaire seul avec élimination de l'influence du primaire. Comme précédemment, selon les possibilités physiques, cette élimination peut être obtenue soit en éloignant suffisamment le primaire, soit en faisant fonctionner le primaire à vide. Cette deuxième mesure permet de déterminer directement la self inductance et la résistance de pertes du secondaire (respectivement : L_s, r_s)

2°. Une deuxième série de 2 mesures et d'opérations destinées à déterminer l'inductance mutuelle et le facteur de couplage par la méthode classique de mesure d'une inductance mutuelle qui consiste à :

- 2.1. Connecter les deux bobines (primaire et secondaire) en série selon le schéma représenté figure II.9.a en veillant à respecter la distance séparant le primaire du secondaire prévue dans le cahier des charges (d = 2,3mm).
- 2.2. Effectuer une 1° mesure de l'inductance totale qui s'écrit :

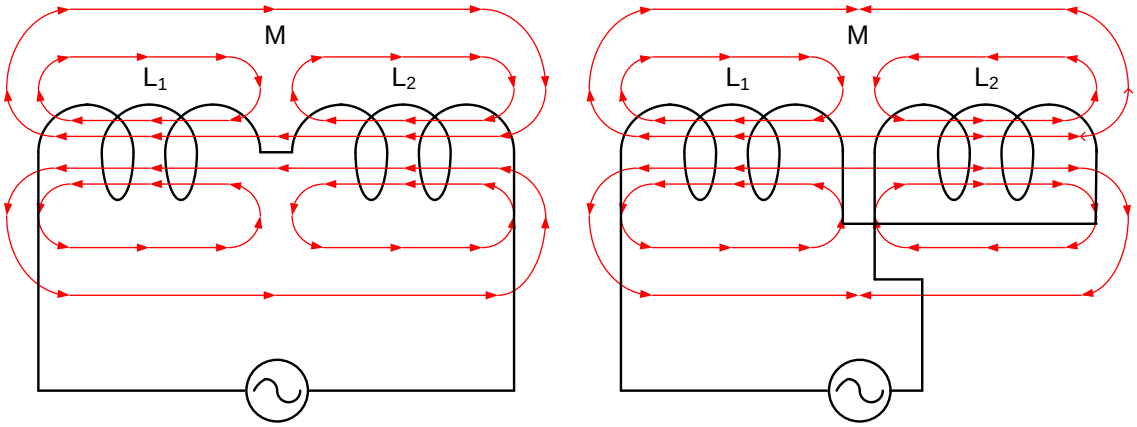
$$L^+ = L_p + L_s + 2M \qquad \text{(II.39)}$$

- 2.1. Inverser la polarité d'une bobine selon le schéma représenté figure II.9.b
- 2.2. Effectuer une 2° mesure de l'inductance totale qui s'écrit :

$$L^- = L_p + L_s - 2M \qquad \text{(II.40)}$$

- 2.3. Calculer l'inductance mutuelle, par soustraction des équations (II-39) et (II-40), on obtient :

$$M = \frac{L^+ - L^-}{4}$$



a: $L^+ = L1 + L2 + 2M$ **b:** $L^- = L1 + L2 - 2M$

Figure II-9: Principe de la mesure de l'inductance mutuelle par connexion en série du primaire et du secondaire :
a. Connexion non inversée des 2 bobines
b. Connexion inversée de l'une des bobines (L2)

II.6.2.2. Justification du choix de l'instrumentation de mesure

D'après le principe des mesures exposé dans le précédent §, on peut constater qu'il s'agit uniquement de mesurer des impédances à 51MHz. Or, à cette fréquence les deux principales méthodes de mesure d'impédances peuvent être employées :
1°. La mesure au moyen d'une impédance mètre : on sait que ces appareils effectuent la mesure par application de la loi d'ohm : ($Z_x = \frac{v}{i}$) et qu'en raison de la difficulté voire de l'impossibilité de mesurer des tensions ou des courants aux hautes fréquences, de tels instruments ne sont pas disponibles au-delà de 180MHz.
2°. La mesure par l'intermédiaire du coefficient de réflexion (paramètre S_{11}) effectuée au moyen d'un instrument appelé : ¨Vector Network Analyzer¨ (Analyseur de Réseaux Vectoriel). En effet, d'après [HP66], le paramètre S_{11} représente le coefficient de réflexion à l'entrée d'un dipôle ou quadripôle à mesurer puisque :

$$S_{11} = \frac{Z_{iq} - Z_c}{Z_{iq} + Z_c}$$

Expression dont on tire l'impédance à mesurer :

$$Z_{iq} = Z_c \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}}$$

On sait en particulier que les : ¨Vector Network Analyzer¨ standards peuvent atteindre plusieurs GHz et que par conséquent, leurs performances fréquentielles sont largement supérieures aux besoins de l'application.
Si l'on considère uniquement les spécifications fréquentielles, les deux types d'appareils pourraient convenir pour effectuer les mesures prévues à 51MHz. Cependant, notre expérience nous a montré qu'avec des impédance mètres pourtant spécifiés jusqu'à 110MHz (Agilent 4294A), voire 180MHz (HP E4916A), les procédures de calibration étaient insuffisamment précises au-delà de 10 / 20MHz. C'est ainsi que pour s'affranchir de cette limitation en fréquence, nous avons effectué toutes les mesures d'impédances présentées dans les § suivants en employant la méthode du coefficient de réflexion (S_{11}). Toutes les résultats de mesures des paramètres S_{11} présentées ci-dessous ont été obtenus au moyen d'un ¨Vector Network Analyzer¨ spécifié jusqu'à 6GHz (Agilent N3382A - 300kHz / 6GHz).
Toutes les calibrations (obligatoires pour pouvoir mesurer les paramètres S_{11} ou S_{22}) ont été effectuées au moyen de ¨User Cal Kits¨ spécifiques que nous avons conçus et fabriqués : Il s'agit des deux kits de calibration SOLT (Short Open Load Thru) suivants :

1°. Un kit de calibration de type ¨One port¨ (ref : SiiSMA) compatible avec des supports de test de dipôles réalisés avec des connecteurs coaxiaux SMA standards. Les caractéristiques du ¨User Cal Kit¨, ref : SiiSMA sont détaillées dans l'annexe 3.

2°. Un kit de calibration de type ¨Full two ports¨ (ref : SijSTRIP) compatible avec des supports de test de quadripôles (ou de dipôles) réalisés avec des microstrip lines 50Ω). Les caractéristiques du ¨User Cal Kit¨, ref : SijSTRIP sont détaillées dans l'annexe 4.
Sachant qu'une mesure de paramètres S ne signifie rien si la procédure de calibration et le type de kit de calibration employé ne sont pas précisés, ces informations seront systématiquement fournies pour chacune des mesures de paramètres S présentées dans ce qui suit.

II.6.2.3. Présentation des résultats des mesures

Avant propos :
La caractérisation physique du canal de transmission a été effectuée en appliquant la procédure décrite dans le § précédent, comportant les opérations suivantes:

1°. Mesure du primaire seul avec élimination de l'influence du secondaire.
La mesure du paramètre S_{11} du secondaire a été effectuée après calibration avec le ¨User Cal Kit¨, ref : SiiSMA, dont les caractéristiques sont détaillées dans l'annexe 3. Le montage de mesure est représenté sur la photographie de la figure II-10, à partir de laquelle on peut montrer les points suivants :
Le secondaire n'y est pas visible, par conséquent, son influence est parfaitement éliminée en raison de son éloignement et ainsi, la condition de mesure de la self inductance du primaire est respectée.
Le support de test est un connecteur coaxial de type SMA femelle à platine carrée, ref : Radiall R125 510 001 qui est identique à ceux employés dans le kit de calibration : ref. SiiSMA (voir annexe 3). D'après les définitions des standards détaillées dans l'annexe 3, le plan de mesure correspond au plan de calibration imposé par le kit, il se situe donc dans le plan de sortie du connecteur (surface de la platine carrée).
La bobine primaire a été éloignée de la platine carrée du connecteur par une ligne torsadée de longueur : l = 15mm. Cette ligne a été rajoutée car elle représente la longueur réelle de la connexion qui existe entre l'émetteur RF à 51MHz et la bobine primaire.

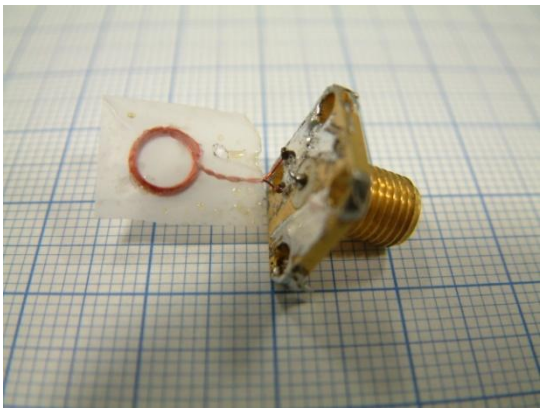


Figure II-10: Montage de mesure du paramètre S_{11} du primaire seul

Le paramètre S_{11} mesuré avec ce montage est affiché dans l'abaque de Smith représenté figure II.11
Grace à cette représentation dans l'abaque de Smith, le marqueur 3 donne directement la self inductance et de la résistance de pertes du primaire à 51MHz :
$L_{p+l} \approx 377nH$ et : $r_{p+l} \approx 1{,}77\Omega$

Le marqueur 4 a été positionné sur la première fréquence d'auto résonance de la bobine primaire (Self Resonnant Frequency n°1) : $SRF1_p \approx 207MHz$.
Cette fréquence permet de chiffrer le domaine de définition de la self inductance du primaire et d'en déduire le rapport de sécurité : $\frac{SRF1_p}{f_p} = \frac{207MHz}{51MHz} \approx 4$
Afin que les pertes dues à la capacité répartie restent relativement faibles, on conçoit généralement les self inductances de sorte que ce rapport de sécurité soit supérieur à 2. Sachant en outre que pour des self inductances de haute qualité, on vise des rapports de sécurité compris entre 5 et 10, on peut en conclure que la self inductance du primaire présente un rapport de sécurité satisfaisant bien que proche de la limite inférieure.

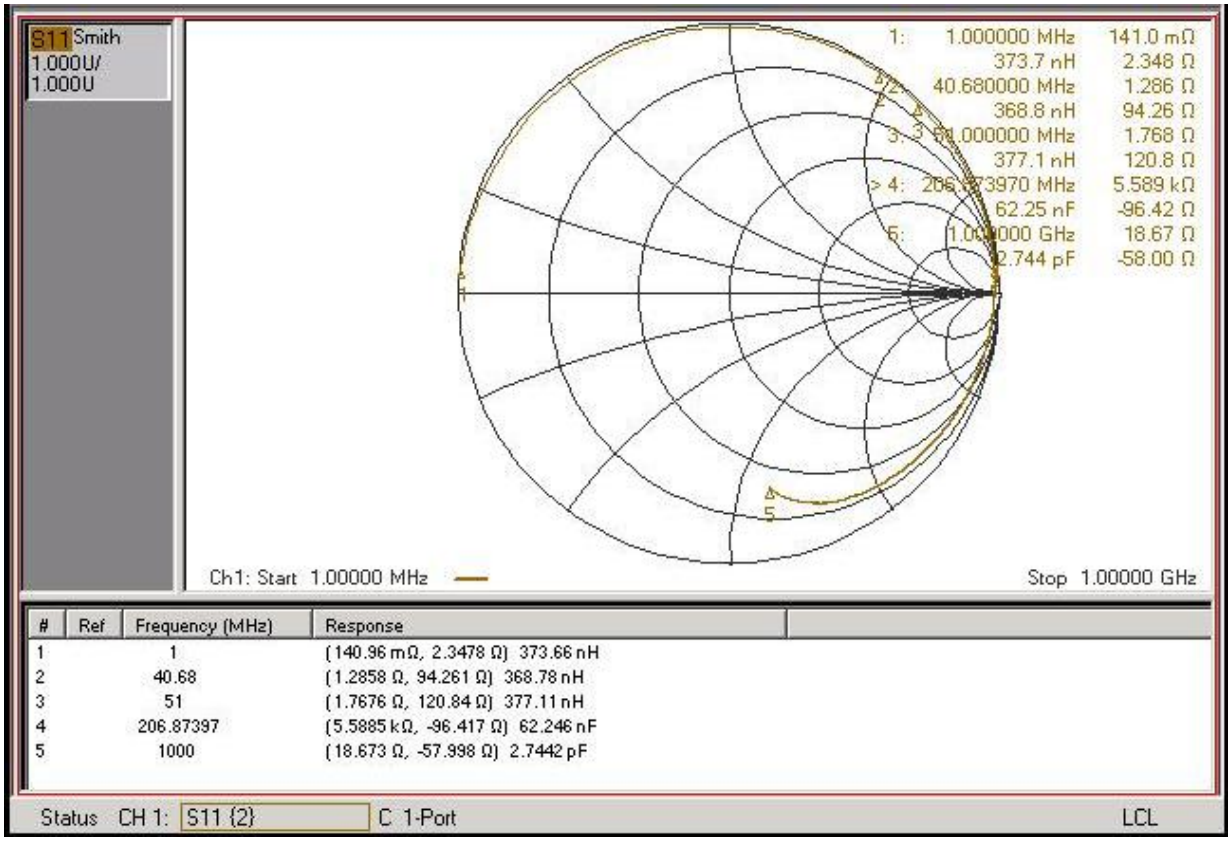


Figure II-11: Mesure du paramètre S_{11} du primaire.

Afin de pouvoir comparer la valeur de la self inductance mesurée à celle calculée dans le §II.4.1, l'influence de la ligne bifilaire torsadée de 15mm de longueur a été évaluée. Sachant qu'une longueur de 15mm est très inférieure à la longueur d'onde à 51MHz (5,9m) les effets dus à la propagation sont négligeables et par conséquence cette ligne de connexion se comporte vis à vis de la bobine du primaire comme une self inductance rajoutée en série et une capacité connectée en parallèle.
La capacité connectée en parallèle ne fait que légèrement diminuer la fréquence d'auto résonance, par contre la self inductance rajoutée en série peut fausser la mesure : il est donc important d'évaluer son influence:

D'après [MEYS06], la self inductance linéique d'une ligne bifilaire est donnée par l'expression :

$$L_1 = \frac{\mu_0}{\pi} log_e \left[\frac{d}{R} + \sqrt{\left(\frac{d}{R}\right)^2 - 1} \right] \quad \text{(II.41)}$$

Avec une ligne réalisée avec du fil de diamètre : Φ = 0,17mm isolé par un émail d'épaisseur : e = 0,015mm, on obtient :

$d = \frac{\emptyset}{2} + e = 0{,}1mm$ et : $R = \frac{\emptyset}{2} = 0{,}085mm$

Soit, en portant ces deux valeurs dans II.41 : $L_1 \approx 280nH/m$

La ligne bifilaire de longueur 12mm visible sur la figure II.9 augmente donc la self inductance mesurée de 4,2nH. En tenant compte de cette augmentation, la self inductance du primaire seul est : Lpm ≈ 377nH – 4,2nH ≈ 373nH.

Comme on peut le constater, l'influence de la ligne torsadée est relativement très faible (1.1%) et peut donc être négligée.

Si l'on compare la valeur mesurée de la self inductance du primaire seul : $L_{pm} \approx$ 373nH à celle calculée théoriquement au §II.5.1 par la formule de Wheeler : $L_{pth} \approx 306nH$, on constate que cette dernière est inférieure de 20% à la valeur réelle mesurée.

Ces résultats montrent que l'approche théorique est suffisante pour effectuer une pré étude et un pré dimensionnement de la bobine primaire employée dans la transmission par induction magnétique, mais qu'une vérification expérimentale est indispensable pour établir un modèle plus précis, utilisable dans une deuxième itération.

2°. Mesure du secondaire seul avec élimination de l'influence du primaire.

La mesure du paramètre S_{11} du secondaire a été effectuée après calibration avec le ¨User Cal Kit¨, ref : SiiSMA, dont les caractéristiques sont détaillées dans l'annexe 3. Le montage de mesure est représenté sur la photographie de la figure II-12, à partir de laquelle on peut montrer les points suivants :

Le primaire n'y est pas visible, par conséquent, son influence est parfaitement éliminée en raison de son éloignement et ainsi, la condition de mesure de la self inductance du secondaire est respectée.

Le support de test est un connecteur coaxial de type SMA femelle à platine carrée, ref : Radiall R125 510 001 qui est identique à ceux employés dans le kit de calibration : ref. SiiSMA (voir annexe 3). D'après les définitions des standards détaillées dans l'annexe 3, le plan de mesure correspond au plan de calibration imposé par le kit, il se situe donc dans le plan de sortie du connecteur (surface de la platine carrée).

La bobine spirale secondaire est reliée de la platine carrée du connecteur par deux fils espacés de longueur totale: l ≈ 2 x 10mm = 20mm.

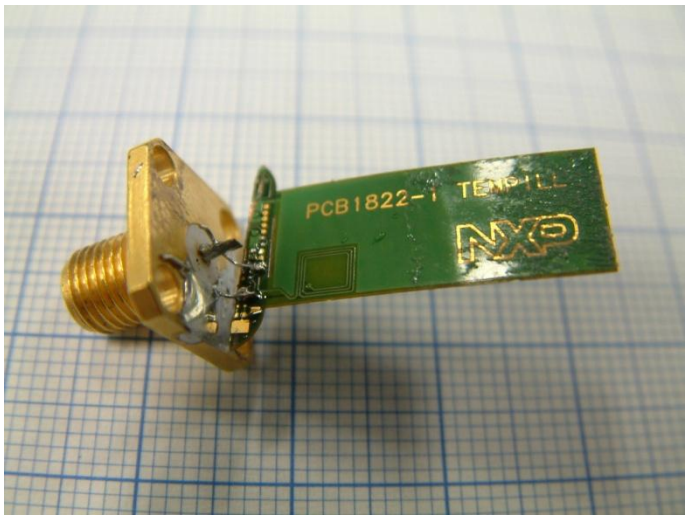


Figure II-12: Montage de mesure du paramètre S_{11} du secondaire seul

Le paramètre S_{11} mesuré avec ce montage est affiché dans l'abaque de Smith représenté figure II.13

Grâce à cette représentation dans l'abaque de Smith, le marqueur 3 donne directement la self inductance et de la résistance de pertes de la bobine spirale secondaire à 51MHz :

L_{s+l} = 197nH et : r_{s+l} = 1.6Ω

Afin de pouvoir comparer les valeurs de la self inductance et de la résistance mesurées à celles calculées dans le §II.4, il est nécessaire d'évaluer l'influence des deux fils de liaison de 20mm de longueur totale. Sachant que ces deux fils sont très espacés, leur self inductance linéique est donnée par la valeur bien connue : $L_1 \approx$ 1nH/mm.

Les fils de liaison visibles sur la figure II.11 augmentent donc la self inductance mesurée de 20nH. En tenant compte de cette augmentation, la self inductance de la bobine spirale seule est :

$L_{sm} \approx$ 179nH – 20nH ≈ 177nH.

Sachant en outre que ces fils de liaison ont une section très supérieure à celle de la spirale, on peut considérer que leur résistance est négligeable, par conséquent :

$r_{sm} \approx r_{s+l}$ = 1.6Ω

Si l'on compare ces valeurs mesurées de celle calculées théoriquement aux § : II.4.1 & §II.4.2 :

$L_{sth} \approx$ 179nH et : $r_{sth} \approx$ 1.6Ω

On peut constater que la corrélation entre la valeur théorique et la valeur réelle mesurée est :

- Parfaite pour la résistance de pertes.
- Excellente pour la self inductance (1% de différence seulement).

Ces résultats montrent que l'approche théorique proposée est suffisante pour réussir dès la première itération (et après vérification expérimentale) le dimensionnement d'une self inductance spirale.

Afin de vérifier le domaine de définition de la self inductance spirale du secondaire, le marqueur 4 a été positionné sur la première fréquence d'auto résonance (Self Resonnant Frequency n°1) : $SRF1_s$ = 215MHz

Cette fréquence permet de déduire le rapport de sécurité :

$$\frac{SRF1_s}{f_p} = \frac{215MHz}{51MHz} \approx 4{,}2$$

Ce rapport de sécurité est satisfaisant puisque légèrement supérieur à celui mesuré précédemment pour le primaire.

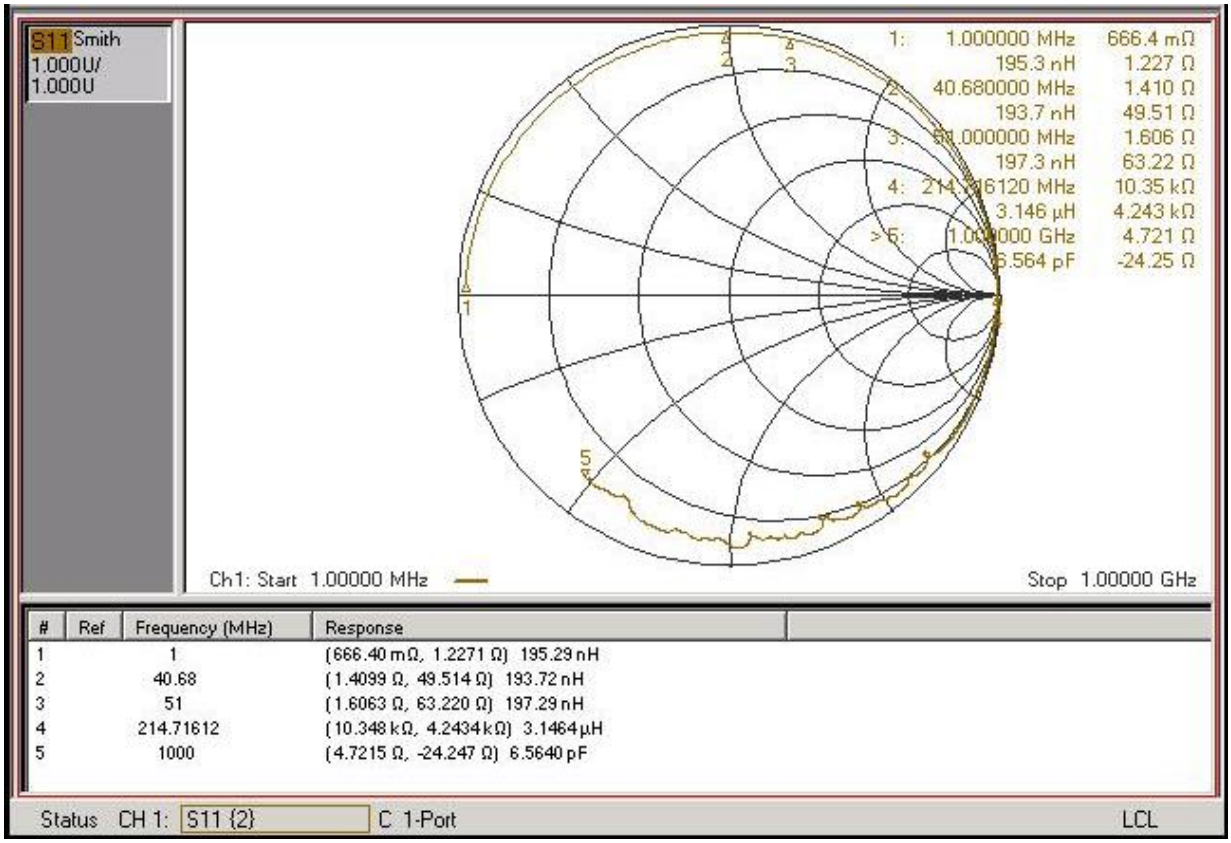


Figure II-13: Mesure du paramètre S_{11} de la self inductance spirale du secondaire.

3°. Mesure de la mutuelle inductance

D'après le principe de la mesure d'une mutuelle inductance (rappelé au § II.6.2.1), il est nécessaire d'effectuer deux mesures d'impédances en respectant les contraintes suivantes:

- Positionner les deux bobines couplées en respectant la distance séparant le primaire du secondaire prévue dans le cahier des charges (d = 2,75mm).
- Connecter en série les deux bobines couplées :
    - Sans inversion du sens de connexion pour la première mesure
    - Avec inversion du sens de connexion pour la deuxième mesure
- Veiller à ne pas modifier le positionnement des deux bobines lors de l'opération d'inversion du sens de connexion.

Afin de satisfaire toutes ces contraintes, les deux bobines ont été connectées à l'extrémité d'un ¨microstip line¨, et fixées perpendiculairement au plan du circuit imprimé comme représenté sur la figure II.14.Afin d'assurer la compatibilité avec le ¨User Cal Kit¨, ref : SijSTRIP, les caractéristiques du ¨microstip line¨ représenté sur la figure II.15 sont identiques à celles du kit de calibration
(Zc = 50Ω, l = 14mm).

Dans ces conditions, les mesures des paramètres S_{11} des bobines couplées ont été effectuées après calibration avec le ¨User Cal Kit¨, ref : SijSTRIP, dont les caractéristiques sont détaillées dans l'annexe 4.

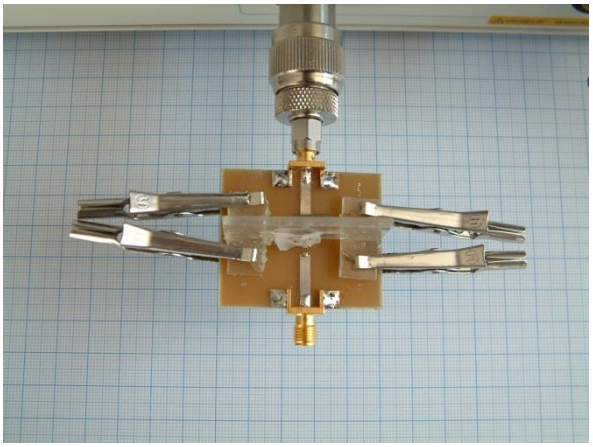


Figure II-14: Montage des bobines primaire et secondaire pour la mesure de la mutuelle inductance

Les paramètres S_{11} mesurés avec ce montage sont affichés dans les deux abaques de Smith représentées sur les figures II.15 & II.16 qui concernent les impédances des deux bobines couplées, connectées respectivement sans et avec inversion du sens de connexion.

Grace à cette représentation dans l'abaque de Smith, les deux marqueurs 3 donnent directement les valeurs à 51MHz des self inductances L^+ et L^- nécessaires pour le calcul de la mutuelle inductance, soit :

$L^+ = 668nH$

$L^- = 558nH$

D'après le principe de la mesure (rappelé au § II.6.2.1), la mutuelle inductance peut alors être calculée en portant ces deux valeurs dans l'expression (II-44), soit:

$$M_m = \frac{L^+ - L^-}{4} = 27{,}5nH$$

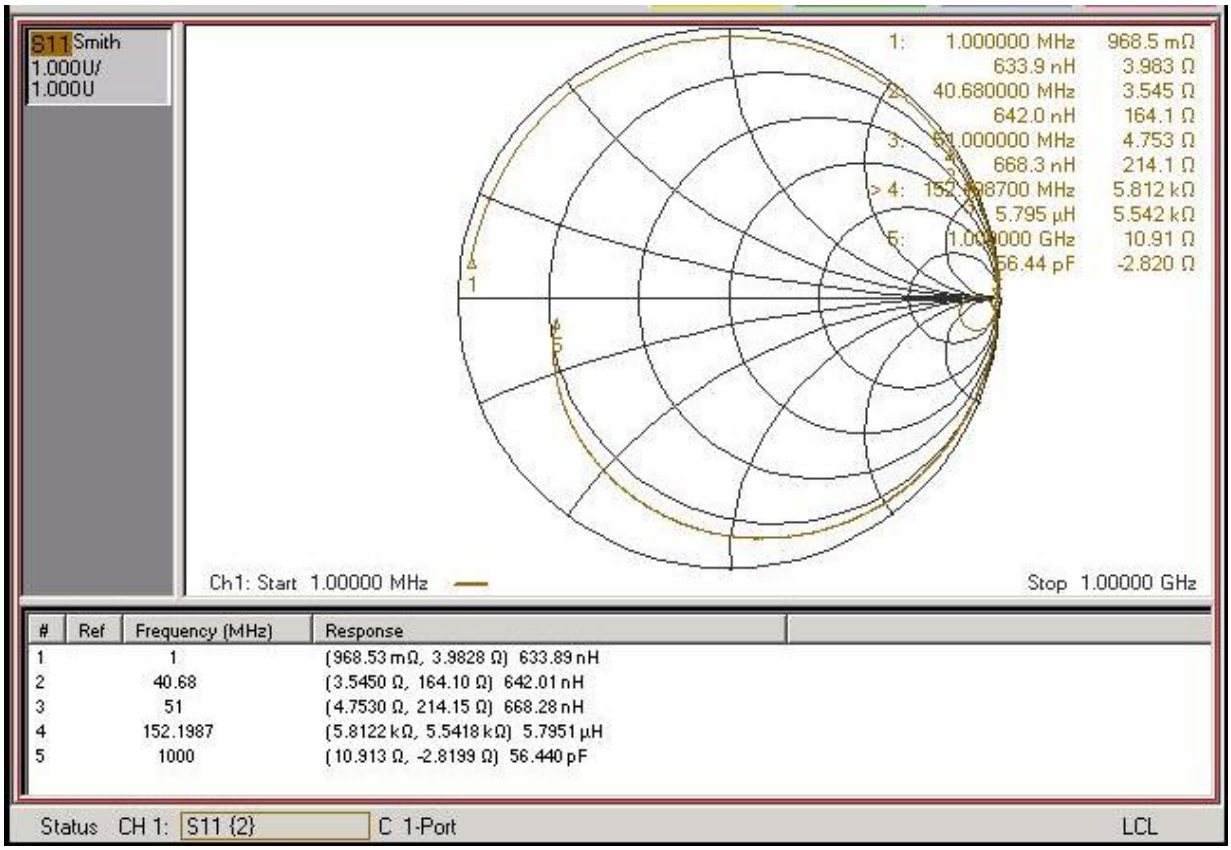


Figure II-15: Mesure du paramètre S_{11} des bobines couplées connectées sans inversion du sens de connexion.

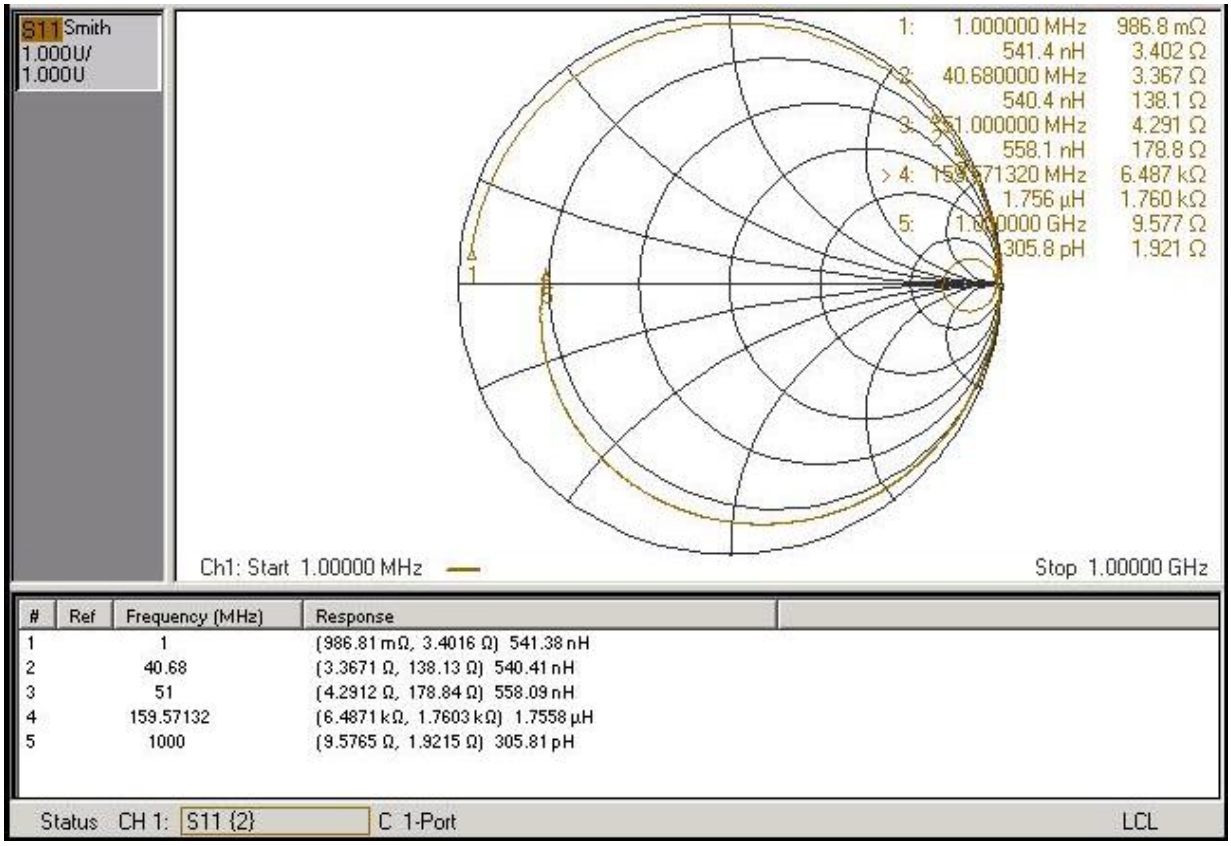


Figure II-16: Mesure du paramètre S_{11} des bobines couplées avec inversion du sens de connexion

Si l'on compare cette valeur mesurée de celle calculée théoriquement au § : II.5.3 :

$M_{th} \approx 23{,}5nH$

On peut constater que la corrélation entre la valeur théorique et la valeur réelle mesurée de la mutuelle inductance est bonne puisque la différence entre les deux valeurs est de 14%.

Ces résultats montrent également que l'approche théorique est suffisante pour effectuer une pré évaluation de la mutuelle inductance, mais qu'une vérification expérimentale est indispensable pour établir un modèle plus précis, utilisable dans une deuxième itération.

II.6.2.4. Exploitation des résultats des mesures, conclusion

Les résultats expérimentaux présentés dans le § précédent avaient deux objectifs principaux :

1°. Valider les calculs théoriques détaillés dans les § II.4 & II.5 : Les comparaisons effectuées au § précédent entre résultats théoriques et valeurs obtenues expérimentalement ont permis de montrer que cet objectif avait été atteint avec une marge d'erreur acceptable.

2°. Montrer les avantages et inconvénients d'un modèle physique du canal de transmission établi à partir de mesures expérimentales : Les résultats présentés dans le § précédent ont plutôt mis en valeur les avantages d'une telle approche :

- Une méthodologie de mesure directe de chacun des paramètres physiques.
- La possibilité de mesurer (et de vérifier) indépendamment tous les éléments du schéma équivalent électrique du canal de transmission (représenté figure II.6).
- La compatibilité du modèle physique obtenu (représenté figure II.6) avec tous les logiciels de simulation employés en électronique, qu'ils soient basés sur un moteur temporel (P.SPICE, etc..), ou un moteur fréquentiel (Ansoft Designer, ADS, etc...)
- La possibilité d'établir des modèles du canal de transmission plus proches de la réalité qu'un modèle théorique.

- La possibilité d'établir des modèles du canal de transmission avec des placements relatifs des bobines primaire et secondaire quelconque, qui seraient très difficiles voire impossibles à obtenir théoriquement.

Le seul inconvénient inhérent à cette méthode est que la mesure séparée de chacun des paramètres physiques a pour contrepartie la nécessité d'effectuer autant de mesures et de manipulations que de paramètres à déterminer. C'est précisément pour s'affranchir de cet inconvénient que la modélisation au moyen des paramètres S (présentée dans le § suivant) a été proposée.

II.6.3. Modélisation par la mesure des paramètres S_{ij} (Scattering parameters)

II.6.3.1. Objectif et principe de la modélisation avec les paramètres S_{ij}

Comme annoncé dans le § précédent, l'objectif principal d'une modélisation avec les paramètres S_{ij} est de constituer une alternative plus simple et plus rapide à mettre en œuvre que la modélisation physique. En effet, pour une configuration géométrique donnée du canal de transmission une modélisation par paramètres S peut être réalisée en une seule opération [TRAM05]: (à condition toutefois d'utiliser un ¨Vector Network Analyzer¨ comportant au minimum deux ports de mesure).

Le principe de cette modélisation consiste à remplacer le canal de transmission par induction magnétique situé entre les plans P1 et P2 sur la figure II.6 par un quadripôle caractérisé par la forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \qquad \text{(II.42)}$$

Avec :

b_1 = onde réfléchie totale vers le générateur.

b_2 = onde réfléchie totale vers la charge.

a_1, a_2 = ondes incidentes sur le quadripôle.

S_{11} = Input reflexion coefficient : coefficient de réflexion de l'entrée du quadripôle.

S_{12} = Reverse transmission coefficient : coefficient de transmission en inverse du quadripôle.

S_{22} = Output reflexion coefficient : coefficient de réflexion de la sortie du quadripôle.

S_{21} = Forward transmission coefficient : coefficient de transmission en direct du quadripôle.

A partir de laquelle on peut définir la matrice S_{ij} d'un quadripôle :

$$[S_{ij}] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \qquad \text{(II.43)}$$

Ainsi que le schéma général d'un canal de transmission modélisé par la matrice S_{ij} représenté sur la figure II.17.

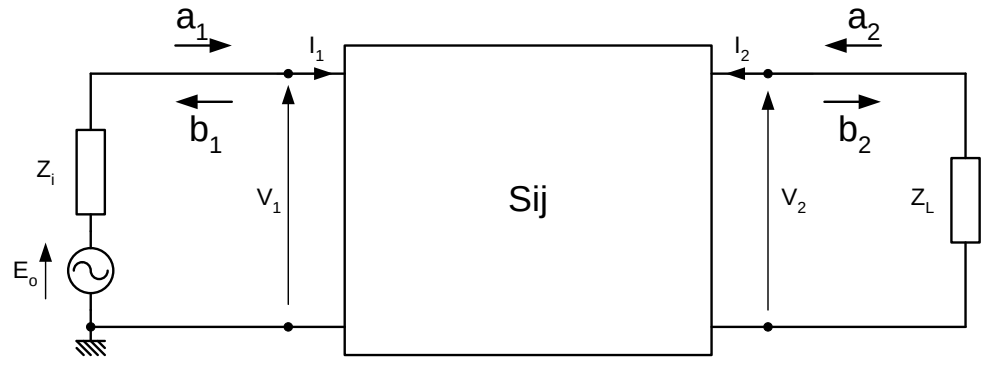


Figure II.17. Schéma général d'un canal de transmission modélisé par la matrice S_{ij}

D après [HP66], l'acquisition des 4 paramètres S_{ij} figurant dans les expressions II.42, II.43 nécessite d'effectuer 4 mesures et opérations distinctes Par conséquent, à première vue, cette méthode de modélisation ne devrait pas permettre d'atteindre l'objectif principal annoncé au début de ce §, à savoir : obtenir un modèle en une seule opération de mesure. En réalité, il n'en est rien car les ¨Vector Network Analyzer¨ comportant au minimum deux ports de mesure et une ¨Boîte à Paramètres S¨ effectuent automatiquement en une fraction de seconde toutes les mesures et opérations de retournement du quadripôle nécessaires pour acquérir les 4 paramètres S_{ij} .

Par conséquent une modélisation par paramètres S_{ij} atteint bien l'objectif d'acquisition des paramètres du modèle en une seule opération de mesure.

Il est important de signaler qu'il faut impérativement mesurer l'ensemble des 4 paramètres S pour pouvoir caractériser le canal de transmission. Par exemple, employer uniquement le paramètre S_{21} (coefficient de transmission en direct du quadripôle) conduirait à une grossière erreur, puisque d'après [HP66], la relation : $b_2 = S_{21}\, a_1$ est correcte que si l'impédance de charge est de 50Ω, or, dans le cas du système de transmission par induction magnétique, nous avons montré au § II.5.4 que l'impédance de charge est très différente de 50Ω, puisqu'elle est équivalente à une résistance R_{eq} = 1,1MΩ en parallèle avec une capacité. L'exemple particulier de notre application montre bien que l'erreur commise en employant le paramètre S_{21} seul serait considérable.

Notre système de transmission par induction magnétique fait donc partie du cas le plus général pour lequel: $Z_L \neq 50\Omega$, et / ou $Z_i \neq 50\Omega$. D'après [HP68] on sait que dans le cas le plus général, les 4 paramètres S sont indispensables pour calculer :

Soit le coefficient de transmission $\frac{b_2}{b_S}$ donné par l'expression :

$$T = \frac{b_2}{b_s} = \frac{S_{21}}{(1 - S_{11}\Gamma_s)(1 - S_{22}\Gamma_L) - S_{21}S_{12}\Gamma_L\Gamma_s} \qquad \text{(II.44)}$$

Avec : $\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c}$ = coefficient de réflexion de l'impédance de charge

$\Gamma_S = \frac{Z_S - Z_c}{Z_S + Z_c}$ = coefficient de réflexion de l'impédance de source

Soit le gain en puissance transducique (G_T) défini par le rapport :

$$\mathbf{G_T = \frac{Puissance_délivrée_à_la_charge}{Puissance_disponible_de_la_source}}$$

D'après [HP68] ce gain en puissance se déduit du coefficient de transmission par la relation :

$$\mathbf{G_T = \frac{|b_2|^2\left(1-|\Gamma_L|^2\right)}{|b_S|^2} = \frac{|b_2|^2}{|b_S|^2}\left(1-|\Gamma_L|^2\right)\left(1-|\Gamma_S|^2\right)}$$

En portant l'expression (II.44) du coefficient de transmission, on obtient :

$$G_T = \frac{|S_{21}|^2(1-|\Gamma_L|^2)(1-|\Gamma_S|^2)}{|(1-S_{11}\Gamma_S)(1-S_{22}\Gamma_L)-S_{21}S_{12}\Gamma_L\Gamma_S|^2} \qquad \text{(II.45)}$$

Fort heureusement, il est inutile de refaire le calcul des expressions (II.44) ou (II.45), car elles sont en principe calculées par les logiciels de simulation à moteur fréquentiel (Ansoft Designer, ADS, etc..), chaque fois qu'un quadripôle modélisé par ses paramètres S est inséré entre des impédances de source et de charge quelconques.

Pour effectuer le calcul d'une transmission par induction magnétique, il suffit donc de saisir un schéma similaire à celui représenté figure II.17, puis de lancer une simulation linéaire.
Une telle méthode de calcul donne des résultats très proches de la réalité, car le quadripôle est modélisé par des paramètres S_{ij} mesurés qui tiennent compte très précisément : de la mutuelle inductance correspondant au placement relatif des bobines, des self inductances des bobines, de leurs résistances de pertes dans lesquelles interviennent les effets de peau et de proximité.

Remarque importante : Vérification à effectuer avant l'utilisation d'un logiciel de simulation à moteur fréquentiel.
La plupart des logiciels de simulation à moteur fréquentiel proposent un outil très pratique d'aide à la conception des amplificateurs Haute Fréquence : Il s'agit de la méthode graphique de conception d'amplificateurs basée sur l'emploi des cercles à gain constant en fonction des impédances de source et de charge. Cette méthode de conception a été popularisée par la société Hewlett Packard [HP68], son succès a été tel que l'on peut considérer qu'elle est actuellement universellement employée par les ingénieurs travaillant en Haute Fréquence. Elle constitue en particulier la procédure de calcul utilisée dans le logiciel de simulation RF ¨Smith Tool¨ d'Ansoft Designer. Le succès de cette technique vient du fait qu'en admettant que le quadripôle actif est unilatéral, c'est-à-dire en supposant que le terme d'isolation est nul ($S_{12} = 0$), on simplifie l'expression (II.43) qui devient le gain transducique unilatéral, ou G_{TU} (¨Unilateral Transducer Gain¨). L'avantage de cette approximation est qu'elle permet de mettre le gain G_{TU} sous la forme d'un produit de 3 gains:

$$G_{TU} = \frac{(1-|\Gamma_S|^2)}{|(1-S_{11}\Gamma_S)|^2} . |S_{21}|^2 . \frac{(1-|\Gamma_L|^2)}{|(1-S_{22}\Gamma_L)|^2} \qquad \text{(II.46)}$$

Soit :

$$G_{TU} = G_S G_0 G_L$$

Avec :
1°. Le gain de Source (S):

$$G_S = \frac{(1-|\Gamma_S|^2)}{|(1-S_{11}\Gamma_S)|^2}$$

2°. Le gain du quadripôle actif:

$$G_0 = |S_{21}|^2$$

3°. Le gain de charge (Load = L) :

$$G_{TU} = \frac{(1-|\Gamma_L|^2)}{|(1-S_{22}\Gamma_L)|^2}$$

L'avantage de cette formulation est qu'elle fait apparaître trois termes de gain plus simples, ce qui permet de diviser la difficulté de la conception d'un amplificateur quasiment dans le même rapport : c'est précisément là que réside la raison du succès de cette technique auprès des concepteurs. Le problème est que cette formulation ne peut absolument pas s'appliquer au cas d'une transmission d'énergie par induction magnétique, car une telle transmission étant réversible, il en résulte que le terme S_{12} ne peut jamais être considéré comme nul.
Par conséquent, pour éviter de commettre une erreur grossière en utilisant un logiciel de simulation à moteur fréquentiel, il est impératif de vérifier au préalable si ce dernier effectue bien un calcul sans faire l'approximation : $S_{12} \approx 0$. Pour effectuer cette vérification, il n'est pas nécessaire de savoir si le calcul effectué par le simulateur correspond à l'expression complète (II.45) ou à l'expression approchée (II.46), car il est souvent très difficile d'obtenir cette information auprès des fournisseurs de logiciels de simulation. Le plus simple et le plus sûr est de tester le simulateur en effectuant les 4 opérations suivantes :

1°. Opération : On saisit un schéma similaire à celui représenté figure II.17.
2° opération : On modélise le quadripôle par le fichier de paramètres S_{ij} d'origine mesuré (pour une seule fréquence) sur le système de transmission d'énergie par induction magnétique. (Dans ce cas, on a évidemment : $S_{12} \neq 0$). Il suffit alors de lancer une simulation linéaire du circuit, puis de demander l'affichage de la valeur numérique du gain en puissance transducique (GT).
3° opération : On annule le paramètre S_{12} dans le fichier de paramètres S employé dans la 2° opération, puis on relance une simulation linéaire du circuit en redemandant l'affichage de la nouvelle valeur numérique du gain en puissance transducique (GT).
4° opération : On compare les valeurs numériques des deux gains en puissance transducique (GT) obtenus dans les 2° et 3° opérations. Si ces deux valeurs sont identiques, cela signifie que le simulateur fait l'approximation $S_{12} = 0$ et que par conséquent il ne convient pas pour un système de transmission d'énergie. Dans ce cas, il est alors nécessaire de répéter la procédure complète pour d'autres outils de simulation jusqu'à ce que les résultats obtenus dans les 2° et 3° opérations soient différents.
Si par exemple on applique cette procédure au logiciel Ansoft Designer (dont nous disposons), on peut vérifier que l'outil de calcul graphique ¨Smith Tool¨ ne convient pas, car, pour permettre le tracé des cercles à gain constant, la condition d'unilatéralité $S_{12} = 0$ est appliquée. Par contre un outil tel que : ¨Linear Network Analysis¨ convient parfaitement car il ne repose sur aucune approximation.

II.6.3.2. Présentation des résultats de mesure des paramètres S_{ij}

La mesure des 4 paramètres de la matrice S_{ij} a été effectuée au moyen d'un ¨Vector Network Analyzer¨ (fabriqué par la société Agilent sous la référence : PNA Series : N3382A) selon le montage représenté sur la figure II.17.
Les deux bobines (primaire et secondaire) ont été connectées à l'extrémité de deux ¨microstip line¨ de caractéristiques rigoureusement identiques à celles du ¨User Cal Kit¨, ref : SijSTRIP, ($Zc = 50\Omega$, $l = 14mm$). Par conséquent, toutes les mesures des paramètres S_{ij} des bobines couplées ont été effectuées après calibration SOLT de type ¨Full 2 ports¨ avec le ¨User Cal Kit¨, ref : SijSTRIP, dont les caractéristiques sont détaillées dans l'annexe 4. (Ce kit est également montré à coté du montage de test sur la photographie de la figure II.17)
Afin de pouvoir régler aisément la position relative des bobines couplées, ces dernières ont été fixées perpendiculairement au plan du circuit imprimé.

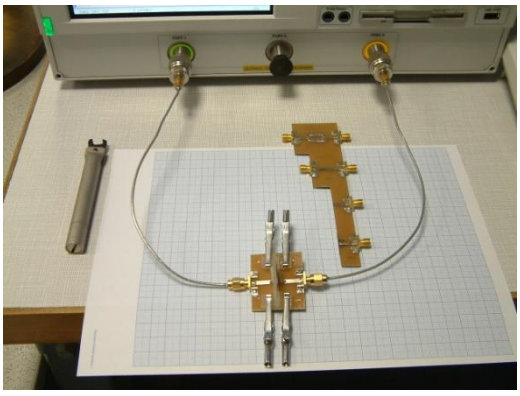


Figure II-17: Montage de mesure des paramètres S_{ij}.

A titre d'exemple, la figure II.18 représente l'affichage du paramètre S_{21} entre la bobine primaire circulaire et la bobine secondaire en forme de spirale rectangulaire (décrites dans les § II.5.1 et II.4.1). Cette mesure a été obtenue dans les conditions suivantes :
- Une distance séparant le primaire du secondaire identique à celle prévue dans le cahier des charges (d = 2,75mm).
- Les axes des deux bobines sont alignés.

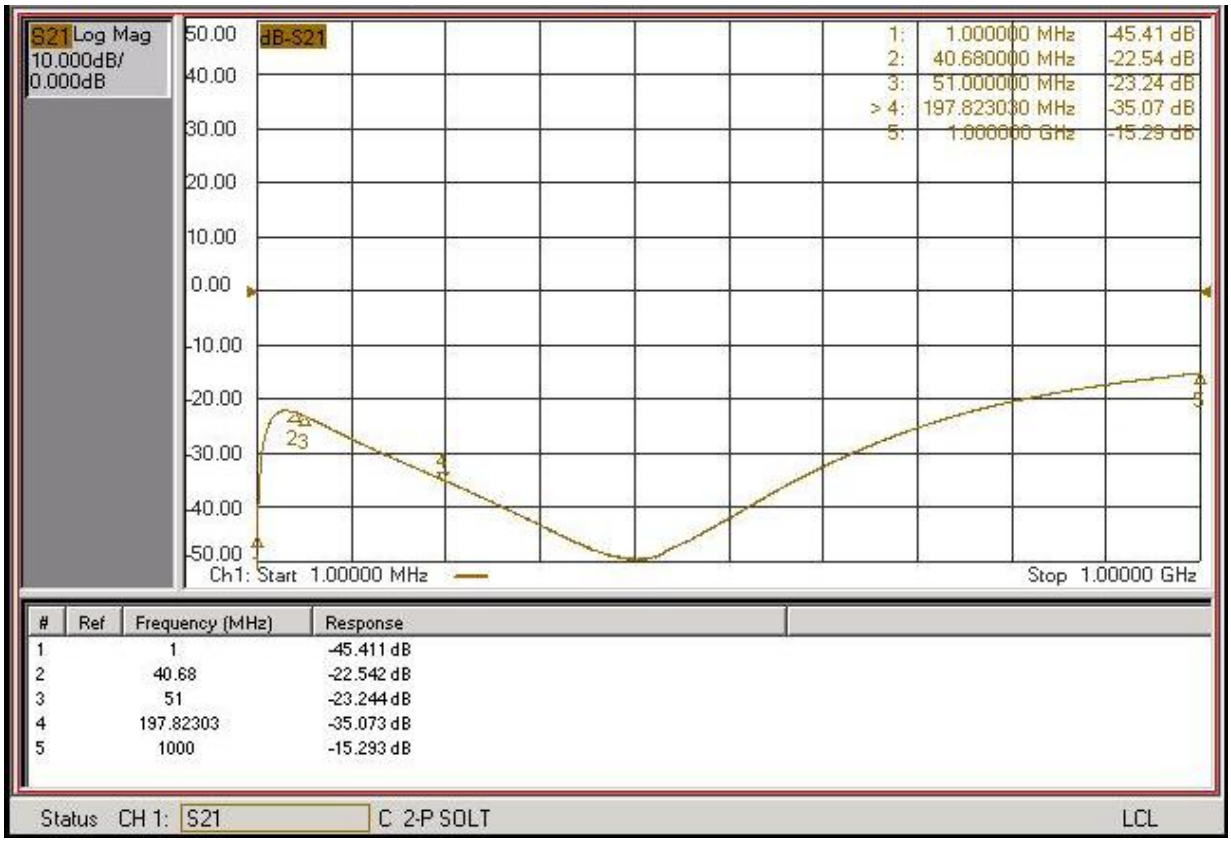


Figure II-18: Paramètre S_{21} entre la bobine primaire circulaire et la bobine secondaire en forme de spirale rectangulaire.

Conditions de mesure :
Distance séparant le primaire du secondaire : d = 2,75mm.
Axes des deux bobines alignés

II.6.3.3. Exploitation des résultats des mesures, conclusion

Les résultats expérimentaux présentés dans le § précédent, ont clairement démontré qu'une modélisation avec les paramètres S_{ij} constitue une alternative plus simple et plus rapide à mettre en œuvre que la modélisation physique présentée dans le paragraphe II.6.2.1. En effet, moyennant l'utilisation d'un ¨Vector Network Analyzer¨ comportant au minimum deux ports de mesure, une modélisation par paramètres S_{ij} peut être réalisée en une seule opération alors qu'une modélisation physique nécessite d'effectuer 4 mesures. Les risques d'erreurs étant minimisés, une modélisation avec les paramètres S_{ij} peut être considérée comme plus fiable et plus précise et ce d'autant plus que les paramètres S_{ij} mesurés tiennent compte très précisément : de la mutuelle inductance correspondant au placement relatif des bobines, des self inductances des bobines, de leurs résistances de pertes dans lesquelles interviennent les effets de peau et de proximité.
La compatibilité d'un fichier de paramètres S_{ij} avec les logiciels de simulation à moteur fréquentiel (Ansoft Designer, ADS, etc..) constitue la principale justification de l'emploi des de paramètres S_{ij} : Après simulation, avec des paramètres S_{ij} mesurés, il est possible d'établir des modèles du canal de transmission plus proches de la réalité qu'un modèle théorique. Mais ce n'est pas là le seul avantage de cette méthode : il est également possible à partir de paramètres S_{ij} mesurés de modéliser des canaux de transmission avec des placements relatifs des bobines primaire et secondaire quelconques (modèles qui seraient très difficiles voire impossibles à obtenir théoriquement).
Le seul inconvénient inhérent à une modélisation avec les paramètres S_{ij} est que cette méthode produit un modèle global du comportement du système de transmission : Un tel modèle ne donne pas directement les valeurs des éléments physiques de la transmission par

induction magnétique (self inductances du primaire et du secondaire, mutuelle inductance) . Pour avoir accès à ces éléments à partir d'un seul fichier de paramètres S_{ij} il est nécessaire de lancer plusieurs simulations (avec secondaire ouvert et en court circuit), puis d'effectuer des calculs. Une telle procédure augmente évidemment les risques d'erreurs, ce qui fait que lorsque la connaissance précise des éléments physiques d'une chaine de transmission s'avère indispensable, une modélisation avec les paramètres S_{ij} perd de son intérêt face à une modélisation physique.

II.6.4 Vérification expérimentale du système de démarrage avec et sans accord du circuit secondaire

Le système de démarrage réalisé a été vérifié au moyen d'un oscilloscope avec le circuit de test représenté sur la figure II-19. Selon l'état de l'interrupteur K, ce circuit permet de tester dans les mêmes conditions les deux versions du système de démarrage :
Avec circuit secondaire accordé (K fermé)
Avec circuit secondaire non accordé (K ouvert)

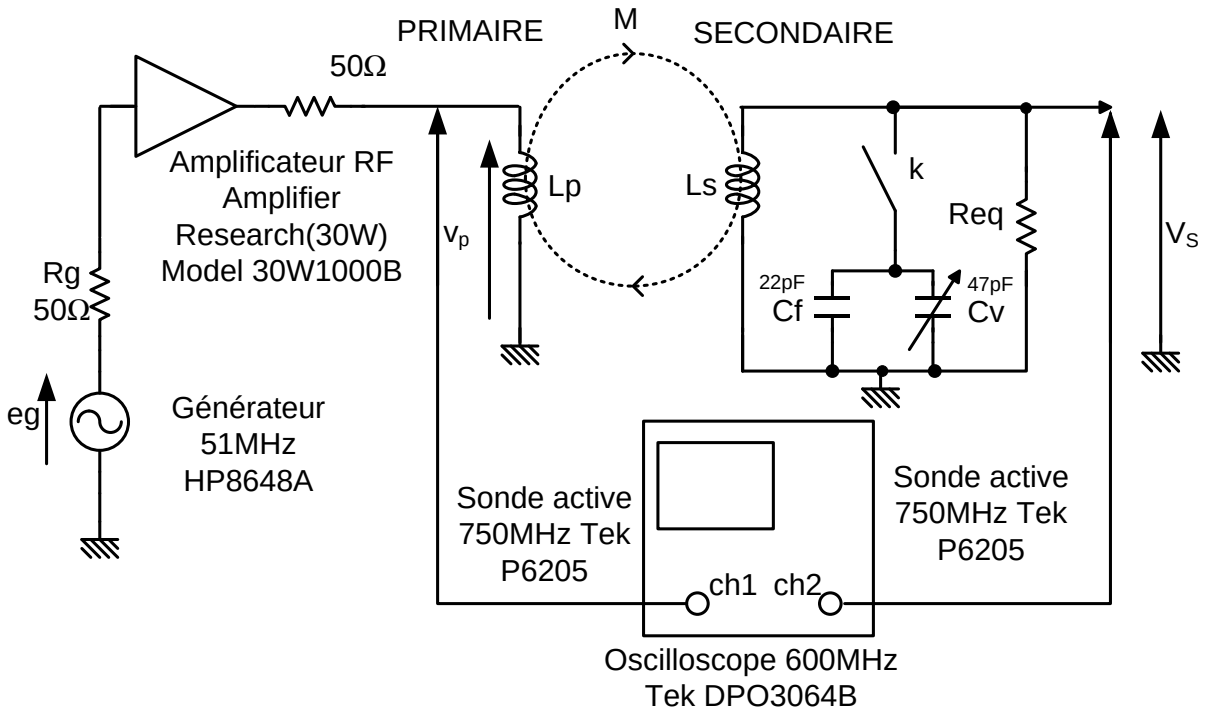


Figure II-19: Montage de test du système de démarrage avec et sans accord du circuit secondaire

Pour chacune de ces deux versions, l'amplitude de la tension Vp est réglée jusqu'à induire au secondaire l'amplitude minimale nécessaire pour mettre sous tension une gélule, soit, d'après le calcul effectué au §II.3 : $V_{sm} = 2,3V$.
De plus, ces deux versions ont été testées dans des conditions identiques conformes à l'objectif principal imposé par l'application réelle, c'est-à-dire : obtenir une mise sous tension certaine de toutes les gélules. Sachant, comme nous l'avons démontré au §II.3 qu'un démarrage certain des gélules est obtenu si l'amplitude de la tension induite au secondaire est : $V_{sm} \geq 2,3V$, nous avons décidé de prendre une marge de sécurité de l'ordre de 3dB en imposant pour chacune des deux versions un réglage de l'amplitude de la tension induite au secondaire à: $V_{sm} \approx 3,4V$.
Par conséquent, avant d'enregistrer les chronogrammes relatifs aux deux versions (représentés respectivement sur les figures II.20 et II.21, nous avons au préalable réglé le niveau du générateur RF d'entrée jusqu'à obtenir une amplitude de la tension secondaire: $V_{sm} \approx 3,4V$,

soit une amplitude Peak / Peak : $V_{sp/p} \approx 6{,}8V$ (voir mesures de la tension secondaire : Ch2 sur les chronogrammes représentés sur les figures II.20 et II.21)

C'est en respectant toutes ces contraintes que nous avons enregistré les chronogrammes des tensions mesurées aux bornes :

- Du primaire (Vp : Ch1)
- Du secondaire (Vs : Ch2)

Respectivement pour les deux versions du système de démarrage :

Avec circuit secondaire accordé (K fermé) sur les chronogrammes de la figure II-20

Avec circuit secondaire non accordé (K ouvert) sur les chronogrammes de la figure II-21

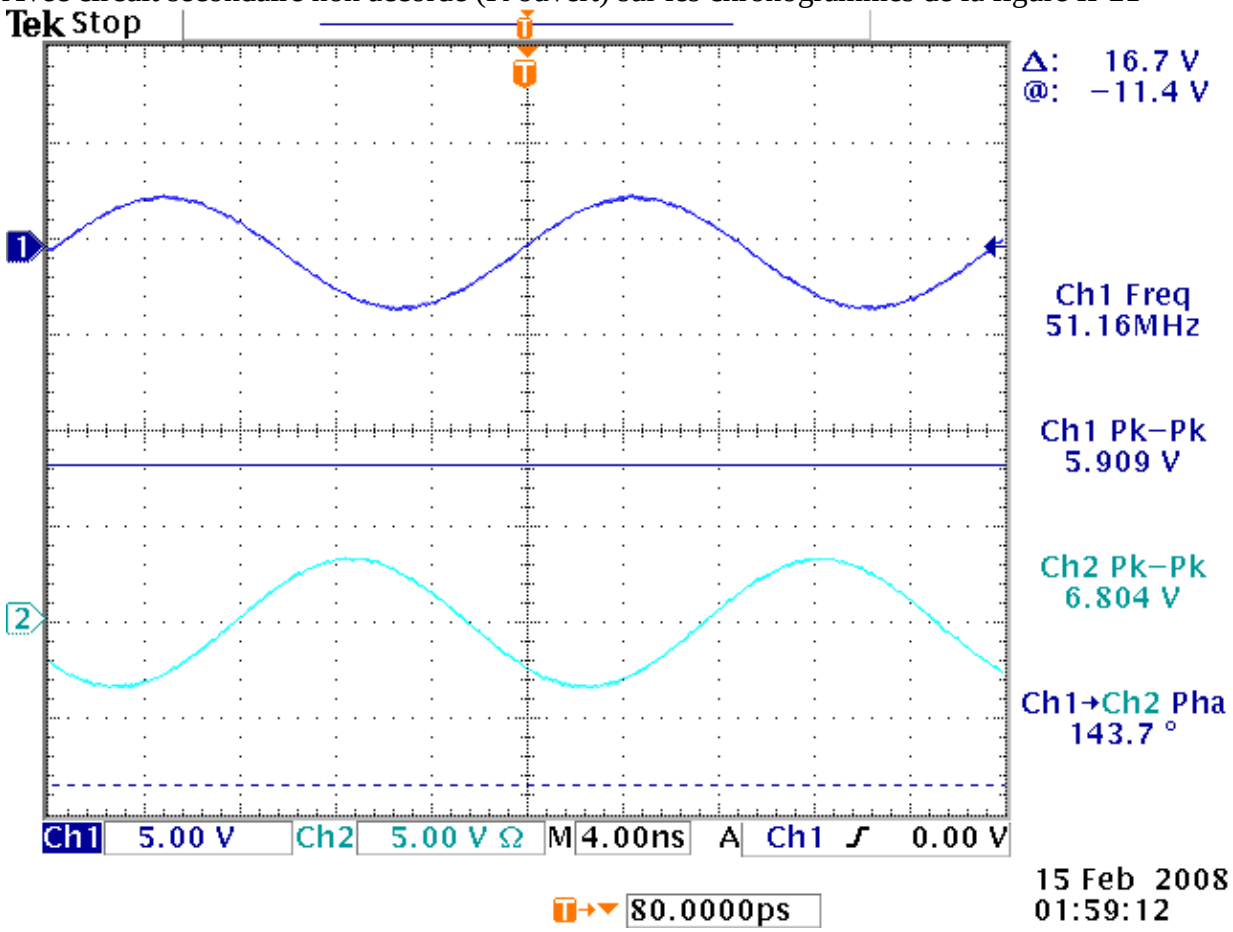


Figure II-20: Chronogrammes du système de démarrage avec circuit secondaire accordé (K fermé)

Ch1 : Tension aux bornes du primaire (Vp)

Ch2 : Tension aux bornes du secondaire (Vs)

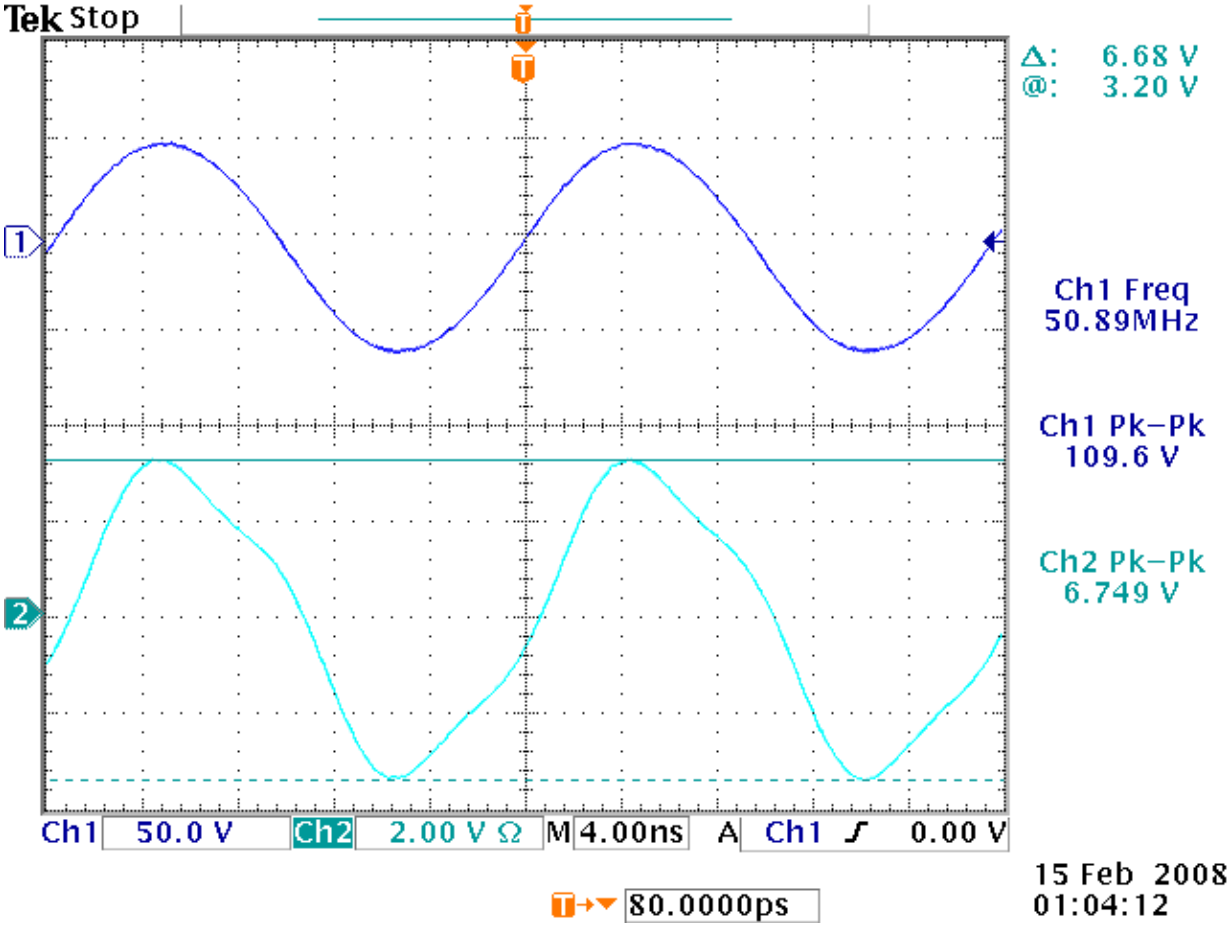


Figure II-21: Chronogrammes du système de démarrage avec circuit secondaire non accordé (K ouvert)

Ch1 : Tension aux bornes du primaire (Vp)
Ch2 : Tension aux bornes du secondaire (Vs)

On peut constater en se référant à ces deux figures, que pour induire au secondaire une tension sensiblement identique de : $V_{sp/p} \approx 6{,}8V$, il faut appliquer sur la bobine primaire :
$V_{pp/p} \approx 5{,}9V$ si le circuit secondaire est accordé (Voir Ch1 sur le chronogramme de la figure II.20)
$V_{pp/p} \approx 109{,}6V$ si le circuit secondaire n'est pas accordé (Voir Ch1 sur le chronogramme de la figure II.21)
Ces mesures confirment les prévisions théoriques du §II.5.4 :
-1°. Pour une même tension induite au secondaire, lorsque le secondaire est accordé, les valeurs du courant et la tension à appliquer sur le primaire sont Q_{SL} fois plus faibles que dans le cas du secondaire non accordé. D'après les chronogrammes des figures II.20 et II.21, on peut évaluer le coefficient de qualité en charge du secondaire accordé à :

$$Q_{SL} \approx \frac{109{,}6}{5{,}9} = 18{,}5$$

- 2°. Lorsque le secondaire n'est pas accordé, le chronogramme de la figure II.21 montre qu'il suffit d'appliquer aux bornes du primaire une tension d'amplitude peak / peak:
$V_{pp/p} \approx 109{,}6V$. Ce résultat confirme que la génération d'une telle tension ne posera pas de problème particulier de conception, puisque, comme déjà signalé dans le §II.5.4, le circuit primaire est un système extracorporel qui peut éventuellement être alimenté par le secteur. Par conséquent, l'absence du facteur multiplicatif Q_{SL} inhérent à un secondaire apériodique ne constituera pas un handicap rédhibitoire au regard de l'avantage majeur apporté par cette solution au niveau de la suppression du problème de dispersion de fabrication.

III. Le système de télé alimentation par induction magnétique

III.1 Introduction, justification de l'étude

Dans le cadre du projet TEMPILL, il était prévu que l'alimentation des circuits intégrés dans la gélule s'effectue par pile (voir §I.1), cependant le besoin pour une alimentation sans fil s'est exprimé dans les deux cas suivants :

- 1°. Pour tester sans fil de liaison des ensembles : émetteurs RF / antenne miniature. Dans cette première application (qui a fait l'objet de la publication [YOUN09]), le recours à un système de télé alimentation s'est imposé en raison des limitations des piles intégrées dans la gélule. En effet, de telles piles ne peuvent en pratique alimenter un système d'émission RF que pendant une fraction de seconde, or, le test d'un ensemble : émetteurs RF / antenne miniature peut durer plusieurs heures !
- 2°. Pour démontrer que la solution initialement prévue dans projet TEMPILL (alimentation par piles / transmission d'informations par RF) pouvait être avantageusement remplacée par un système de transmission sans fil d'énergie et d'information.

La principale difficulté rencontrée pour satisfaire ces deux besoins s'est située au niveau de la nécessité d'atteindre des portées 11cm à 15cm : de telles distances étant en effet de l'ordre du double de celles typiquement rencontrées dans des applications de biotélémesures [SALM00]. En effet, l'obtention de telles portées a non seulement nécessité de pré dimensionner le système en appliquant des méthodes classiques [SALM00], mais également d'améliorer les performances des systèmes existants. Le calcul de pré dimensionnement du système a en particulier montré la nécessité d'augmenter la taille de la bobine primaire ainsi que l'intensité du courant circulant dans cette bobine. Cette augmentation du courant primaire étant substantielle, certaines solutions classiques se sont avérées insuffisantes, ce qui a conduit à proposer les améliorations suivantes :

- La réalisation de la bobine primaire avec du fil de Litz.
- L'augmentation de la puissance de sortie de l'émetteur par une nouvelle topologie d'étage Push-Pull.
- Le redimensionnement de l'inductance saturable utilisée dans le système d'accord automatique (¨auto tuning¨).

Le nouveau prototype rassemblant toutes ces améliorations a été réalisé puis testé avec succès, cependant, les performances de la nouvelle inductance saturable (en termes d'encombrement, de poids et de pertes) ayant été jugées insuffisantes pour l'application TEMPILL, la recherche d'une dernière amélioration s'est alors justifiée : Il s'agit d'une étude comparative avec une version duale originale faisant appel à une technique de capacité commutée synchrone.

III.2 Dimensionnement du système de transmission d'énergie sans fil par induction magnétique

III. 2.1Contraintes imposées par le projet TEMPILL

1) Portée: x_0 (voir figure II.4) :

Comme annoncé en introduction la portée recherchée est : 11cm < x_0 < 15cm.

2) Rayon de la bobine primaire R, (voir figure II.4) :

Le rayon de la bobine primaire devait satisfaire deux conditions :

- Constituer un optimum pour atteindre la portée désirée.
- Permettre à la bobine primaire de coulisser à l'extérieur du bidon cylindrique de diamètre extérieur : Φ_{ext} = 31,5cm utilisé pour les tests d'antennes dans l'eau salée.

Ces conditions ont été satisfaites en effectuant le compromis suivant :
D'après [ROD104], le rayon optimum de la bobine primaire est lié à la portée par la relation :

$$R_{opt} = x_0\sqrt{2} \qquad \text{(III.1)}$$

(Voir figure II.4 pour les définitions de R et de x_0).
Soit, pour 11cm < x_0 < 15cm : 15,5cm < R_{opt} < 21,2cm.
Alors que la compatibilité avec le bidon cylindrique impose : $R > \frac{\emptyset_{ext}}{2} = 15{,}75cm$
Par conséquent, la plage de compatibilité entre les deux contraintes est :
15,75cm < R < 21,2cm
Afin de faciliter le centrage de la bobine par rapport à l'axe du bidon cylindrique (et pour minimiser son encombrement, nous avons choisi un rayon de bobine primaire proche de celui du bidon cylindrique, ce qui nous conduit à : R = 16,5cm.

3) Fréquence porteuse

Comme montré dans [SALM00], le choix de la fréquence porteuse résulte d'un compromis entre les contraintes imposées par l'application et celles imposées par les normes de télécommunication [ETSI94] et de sécurité [DIRE04]. Dans le cas de la télésurveillance d'implants orthopédiques, ce compromis avait conduit au choix d'une fréquence porteuse de 125 KHz en raison principalement de la nature métallique de l'implant. Bien que le problème d'une transmission dans du métal ne se posait pas dans le projet TEMPILL, nous avons maintenu ce choix car les pertes dans les tissus biologiques sont négligeables à 125kHz (ce qui n'est pas le cas pour les autres bandes autorisées par les administrations des télécommunications : 13,56MHz par exemple).

4) Tension et courant de sortie

Afin de faciliter la conception du système de transmission d'énergie sans fil, le couple : tension et courant de sortie a été choisi identique à celui adopté dans le projet de télésurveillance d'implants orthopédiques [SALM00]. Par conséquent, les ensembles émetteurs RF / antennes miniatures à télé alimenter (qui ont fait l'objet de la publication [YOUN09]) ont été conçus pour fonctionner avec un courant : Io = 5mA sous une tension régulée : Vo = 3V (voir figure III.1). En tenant compte des chutes de tension dans le régulateur et la diode de redressement, l'amplitude de la tension secondaire à fournir est :$|V_{Sm}| = 6V$.

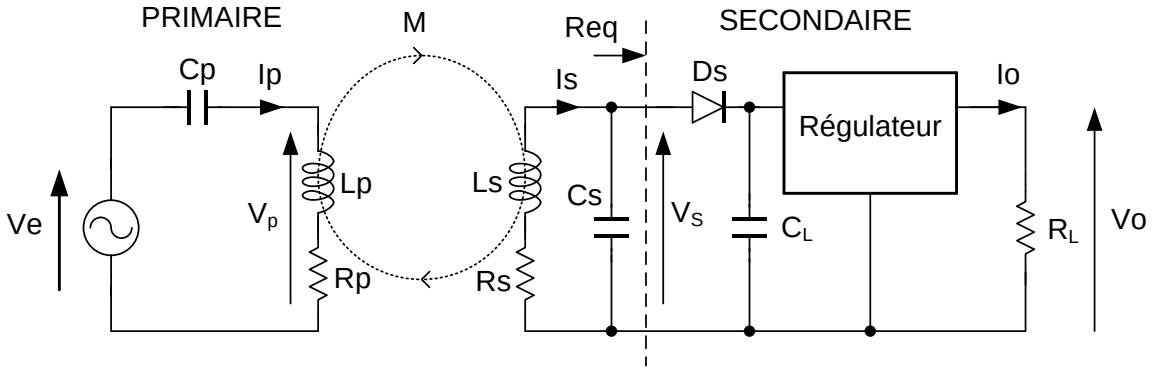


Figure III.1: Schéma de principe de l'alimentation à induction

5) Bobine secondaire :

Afin d'assurer l'intégration de la bobine secondaire à l'intérieur de la gélule nous avons sélectionné la solution la moins encombrante possible : Il s'agit (voir figure III.2) d'une antenne constituée de 75 spires bobinées sur un noyau de ferrite de 1,6mm de diamètre et de 14mm de longueur, ayant une perméabilité relative de 700. Cette bobine avait été conçue à l'origine pour un système de télésurveillance d'implants orthopédiques [ROD03]. Sachant que le dimensionnement de cette bobine était optimisé pour fournir un couple courant /tension

de 3V à 4V / 5mA, identique à celui prévu dans le projet TEMPILL, il nous a donc été possible de la réutiliser sans apporter de modification.

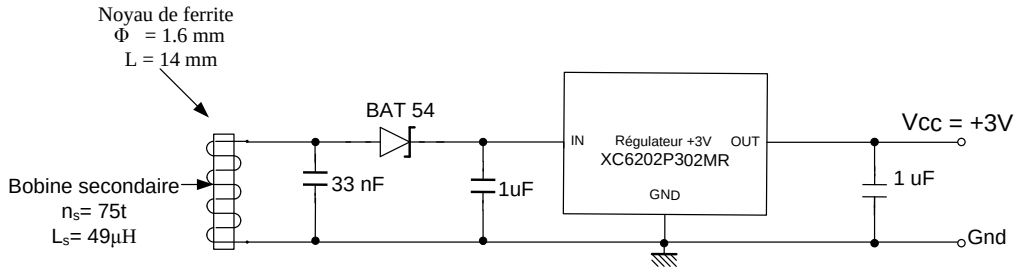


Figure III.2 : Schéma électrique du circuit de réception et de conditionnement de l'énergie

Toutes les contraintes de l'application étant connues, le dimensionnement du système de transmission d'énergie sans fil peut être finalisé. Ce dimensionnement consiste à calculer la force magnétomotrice nécessaire au primaire pour assurer la portée demandée. Le principe de ce calcul et les résultats obtenus sont présentés dans le § suivant.

III. 2.2 Calcul de la force magnétomotrice nécessaire au primaire

III.2.2.1 Principe du calcul

Le principe du calcul de la force magnétomotrice nécessaire au primaire est similaire à celui présenté dans le chapitre II pour la conception du système de démarrage de la gélule, la seule différence se situe au niveau de la bobine secondaire :

- Il s'agissait d'une spirale située dans l'air dans le cas du système de démarrage.
- Elle est bobinée sur un noyau de ferrite dans le cas présent.

Par conséquent, le principe du calcul du nombre d'ampères tours nécessaire pour le système représenté sur les figures III.1 § III.2 consiste à ré appliquer la procédure de calcul présentée dans le chapitre II, en tenant compte de la méthode de conception d'une antenne à noyau de ferrite détaillée dans l'article [RODE03].

Le principe de ce calcul est brièvement rappelé dans ce qui suit.

- 1° Calcul du champ $|H_{X0}|$ produit par la bobine primaire au centre de la bobine secondaire située à la distance x_0 :

D'après le calcul classique démontré en [ROD104], on obtient:

$$H_{x0} = \frac{n_p i_p}{2} . \frac{R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \qquad \text{(II.11)}$$

- 2°. Calcul de la tension aux bornes de la bobine secondaire

Elle consiste à appliquer la loi de Lenz qui, dans le cas d'une bobine de section S_S, comportant n_s spires s'écrit:

$$EMF = n_s \frac{d\phi}{dt} = n_s S \frac{dB_{x_0}}{dt} \qquad \text{(III.2)}$$

Sachant que la surface de captage de la bobine est égale à la section circulaire du barreau de ferrite et en appelant Q_s le coefficient de qualité de la bobine secondaire accordée (voir figures III.1 et III.2), la relation (III.1) devient :

$$v_s = n_s \frac{d\phi}{dt} = n_s Q_s \pi r^2 \frac{dB_{x_0}}{dt} \qquad \text{(III.3)}$$

- 3°. Calcul de l'influence du noyau de ferrite de la bobine secondaire

D'après les résultats obtenus par [RODE03], l'induction magnétique B produite par un champ magnétique H appliqué au centre d'un noyau de ferrite est donnée par la relation :

$$B_{x_0} = \mu_0 \mu_{eff} H_{x_0} \quad \text{(III.4)}$$

Dans cette expression, μ_{eff} est la perméabilité effective. La valeur de μ_{eff} ne peut être calculée exactement de manière théorique, mais on peut l'approximer de manière satisfaisante dans le cas du barreau cylindrique représenté sur la figure III.3 par l'expression:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_r}{1 + (\mu_r - 1)(1 - cos\theta)} \quad \text{(III.5)}$$

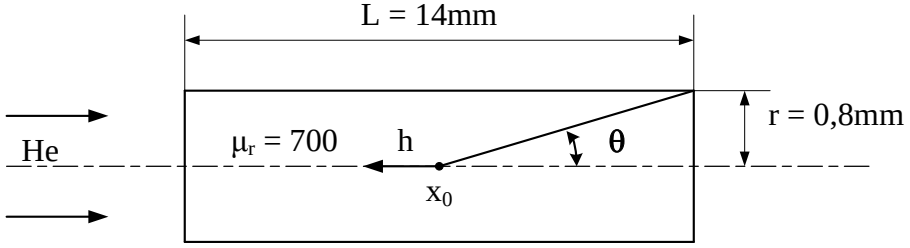


Figure III.3 : Noyau de ferrite de la bobine secondaire

En portant dans cette expression les valeurs numériques indiquées dans la figure III.3, on obtient pour le barreau de ferrite que nous avons utilisé (fabriqué par la société NEOSID[NEOSID]) :

μ_{eff} = 56

- 4°. Calcul des expressions complètes de la tension induite au secondaire en régime harmonique et de la force magnétomotrice nécessaire.

Comme nous le montrerons dans le § III.3, l'étage de puissance de émetteur de télé alimentation est un convertisseur résonnant qui produit un courant primaire sinusoïdal de la forme : $i_p = I_p sin\omega t$

En remplaçant ip dans l'expression de H_{x0} (II.11), puis en reportant successivement le résultat obtenu dans les relations (III.4) et (III.2), on obtient :

$$v_s = \frac{n_s n_p Q_s \mu_0 \mu_{eff} \omega}{2} . \frac{\pi r^2 R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} . I_p cos\omega t \quad \text{(III.6)}$$

L'amplitude de la tension induite secondaire est donc:

$$V_S = \frac{n_s n_p Q_s \mu_0 \mu_{eff} \omega}{2} . \frac{\pi r^2 R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} . I_p \quad \text{(III.7)}$$

De cette expression on tire finalement la force magnétomotrice nécessaire pour induire une tension désirée au secondaire :

$$n_p I_p = \frac{2V_S (R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}}{n_s Q_s \omega \mu_0 \mu_{eff} \pi r^2 R^2} \quad \text{(III.8)}$$

III.2.3 Application numérique

Le calcul de la force magnétomotrice nécessaire au primaire pour induire une tension au secondaire : V_S = 6V a été effectué dans le pire des cas, c'est-à-dire pour la portée maximale de 15cm. Toutes les autres valeurs numériques nécessaires pour effectuer cette application numérique ont été déterminées dans le précédent § sauf une : la valeur du coefficient de qualité en charge du secondaire (Q_s). Cette dernière valeur est : Q_s = 8,5, elle a été calculée et vérifiée expérimentalement dans l'article [RODE03], pour une charge maximale identique à

celle prévue dans le projet TEMPILL, c'est-à-dire pour fournir un couple courant /tension de sortie de : 3V à 4V / 5mA.
En portant ces valeurs numériques dans l'expression (III.8), on trouve:
$n_pI_p \approx 85At$
Théoriquement ce nombre d'Ampères tours peut être obtenu par une infinité de solutions, mais dans la réalité, il est nécessaire de trouver un compromis entre l'intensité du courant à générer au primaire et les contraintes de surtension, d'encombrement et de pertes au niveau de la bobine primaire. En effet, un faible nombre spires nécessite de produire un courant d'intensité élevée au primaire, ce qui pose évidemment des problèmes de conception au niveau du convertisseur de puissance, et inversement une faible intensité du courant primaire doit être compensée par une bobine comportant un plus grand nombre de spires, ce qui pose alors des problèmes de surtension, de pertes et d'élévation de température

Afin de faciliter la recherche de ce compromis nous avons tout d'abord rassemblé dans le tableau III.1 les couples de n_p et I_p les plus probables pour produire la force magnétomotrice $n_pI_p \approx 85At$, en indiquant pour chacun d'eux les conséquences au niveau : de la self inductance du primaire, de la surtension à la résonance et de la valeur du condensateur d'accord.
Pour établir ce tableau, nous avons tout d'abord émis l'hypothèse que, quel que soit le nombre de spires, la bobine primaire (dont la vue en coupe est représentée sur la figure III.4) de rayon moyen : R = 16,5cm, pouvait être réalisée avec une même section de :
(l_o = 0,6cm) x (a = 0,4cm).

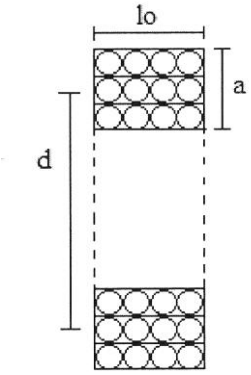


Figure III.4 : Vue en coupe de la bobine primaire

Cette hypothèse nous a permis de calculer pour chaque couple de n_p / I_p la self inductance L_p du primaire avec la formule de Wheeler (II.10), puis de vérifier les conséquences qui en découlent sur :

- La capacité d'accord : $C = \frac{1}{L_p\omega^2}$
- La tension à la résonance aux bornes du primaire et de la capacité d'accord : $V_p = L_p\omega I_p$

n_p	I_p (A)	L_p (µH)	C (nF)	V_p (V)
4	21,25	12,6	129	210
5	17	19,8	82	264
6	14,16	28,5	57	317
7	12,14	38,8	42	369
8	10,62	50,6	32	422
9	9,44	64,1	25	475

Tableau III.1 : Couples : nombre de spires de la bobine primaire (n_p) x Intensité du courant primaire (I_p) produisant une force magnétomotrice $n_pI_p \approx 85At$

Le couple optimal n_p / I_p a ensuite été sélectionné en trouvant un compromis entre les limitations du courant primaire et de la tension aux bornes du primaire suivantes :

- La limitation du courant primaire (I_p) provient des MOSFETs qui sont utilisés dans l'émetteur pour réaliser les interrupteurs du convertisseur push-pull résonnant (décrit dans le § III.3). Suite à une étude de performances, de prix et de disponibilité de MOSFETs de puissance susceptibles de convenir pour l'application nous avons constaté que le meilleur compromis coût / performances était obtenu avec des MOSFETs N channel en boîtier TO220, spécifiés pour un courant de drain maximum de 20A. En examinant le tableau III.1, on peut constater que les solutions qui respectent cette contrainte correspondent à une bobine primaire ayant un nombre de spires : $n_p \geq 5$ tours.
- La limitation de la tension aux bornes du primaire (V_p) provient de la tension de claquage du condensateur d'accord. Suite à une étude de performances, de prix et de disponibilité de condensateurs susceptibles de convenir pour l'application nous avons constaté que le meilleur compromis coût / performances était obtenu avec des condensateurs spécifiés pour une tension de claquage de 400V. En réexaminant le tableau III.1, on peut constater que les solutions qui respectent cette contrainte correspondent à une bobine primaire ayant un nombre de spires : $n_p \leq 7$ tours.

En tenant compte de ces deux limitations, on obtient la double inégalité que doit respecter le nombre de spires de la bobine primaire :

$5 \text{ tours} \leq n_p \leq 7$ tours.

En équilibrant les marges de sécurité, on obtient finalement un nombre de spires optimum pour la bobine primaire:

$n_p = 6$ tours.

On en déduit d'après le tableau III.1, les caractéristiques du circuit primaire qui résultent de ce choix :

$I_p = 14{,}2A$
$L_p = 28{,}5\mu H$
$C = 57$ nF
$V_p = 317V$

III.2.4. Conclusion

Comme annoncé dans l'introduction de ce chapitre, parmi les caractéristiques de la solution optimale sélectionnée, c'est la génération d'un courant primaire de 14,2A qui est à l'origine de tous les problèmes à résoudre. Ces problèmes étaient les suivants :

- Le développement d'une nouvelle topologie d'émetteur dont l'étage push-pull devait en particulier être capable de fournir le courant maximum demandé avec un rendement énergétique élevé.
- L'inductance saturable utilisée dans le système d'accord automatique (¨auto tuning¨) de l'émetteur a du être dimensionnée de manière à pouvoir contrôler un courant relativement élevé de 14,2A. Cependant l'augmentation de taille et de poids qui en a résulté ont été jugées prohibitives pour l'application TEMPILL, ce qui a nécessité d'entreprendre une étude comparative avec une version duale originale faisant appel à une technique de capacité commutée synchrone.

Les solutions mises en œuvre pour résoudre ces divers problèmes sont présentées dans les paragraphes qui suivent.

III.3. Principe du générateur de champ magnétique à convertisseur push-pull résonnant

Le schéma de principe du convertisseur push-pull à circuit résonnant série (Lp, C) est représenté sur la figure III.5. Le circuit actif de puissance est constitué de deux interrupteurs (SW_P, SW_N), montés en push-pull.

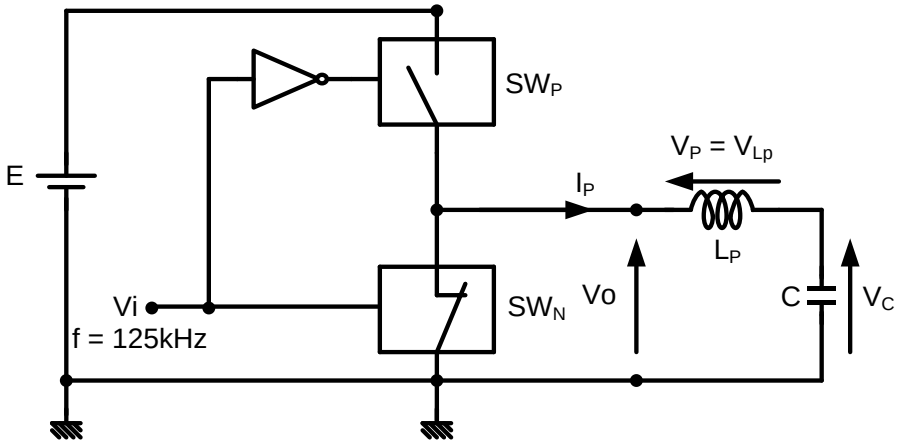


Figure III.5 : Schéma de principe du convertisseur push-pull à circuit résonnant série

L'étude du transitoire de démarrage de ce circuit permet d'établir la stratégie de conception du système complet :
Si le coefficient de qualité est supérieur à 6, on peut négliger les pertes. Dans ces conditions, le circuit résonnant est régi par l'équation différentielle :

$$L_P C \frac{d^2 v_C}{dt^2} + v_C = E \tag{III.9}$$

Dont les solutions générales sont :

$$v_C = E + \left(V_{C_0} - E\right) cos\omega t + I_{P_0} \sqrt{\frac{L_P}{C}} sin\omega t \tag{III.10}$$

$$i_P = I_{p_0} cos\omega t + \left(E - V_{C_0}\right) \sqrt{\frac{C}{L_p}} sin\omega t \tag{III.11}$$

A la mise sous tension, l'introduction des conditions initiales $V_{C_0} = 0$, et $I_{p_0} = 0$ dans les équations (III.10) et (III.11) permet d'établir les formes d'ondes de la 1° demi période :

$$v_C = E - E cos\omega t \tag{III.12}$$

$$i_p = E \sqrt{\frac{C}{L_p}} sin\omega t \tag{III.13}$$

On sait que pour obtenir le meilleur rendement énergétique, la commutation des interrupteurs doit s'opérer au zéro de courant. Soit d'après (III.13) pour $\mathbf{t = \frac{\pi}{\omega}}$. A cet instant, d'après (III.12), la tension aux bornes du condensateur atteint : $\mathbf{v_C = 2E}$. En introduisant ces nouvelles conditions initiales dans les équations (III.10) et (III.11), on obtient les formes d'ondes de la 2° demi -période :

$$v_C = 2E cos\omega t \tag{III.14}$$

$$i_p = -2E \sqrt{\frac{C}{L_p}} sin\omega t \tag{III.15}$$

En procédant de même pour les demi périodes suivantes, on obtient le chronogramme du transitoire de démarrage représenté sur la figure III.6.

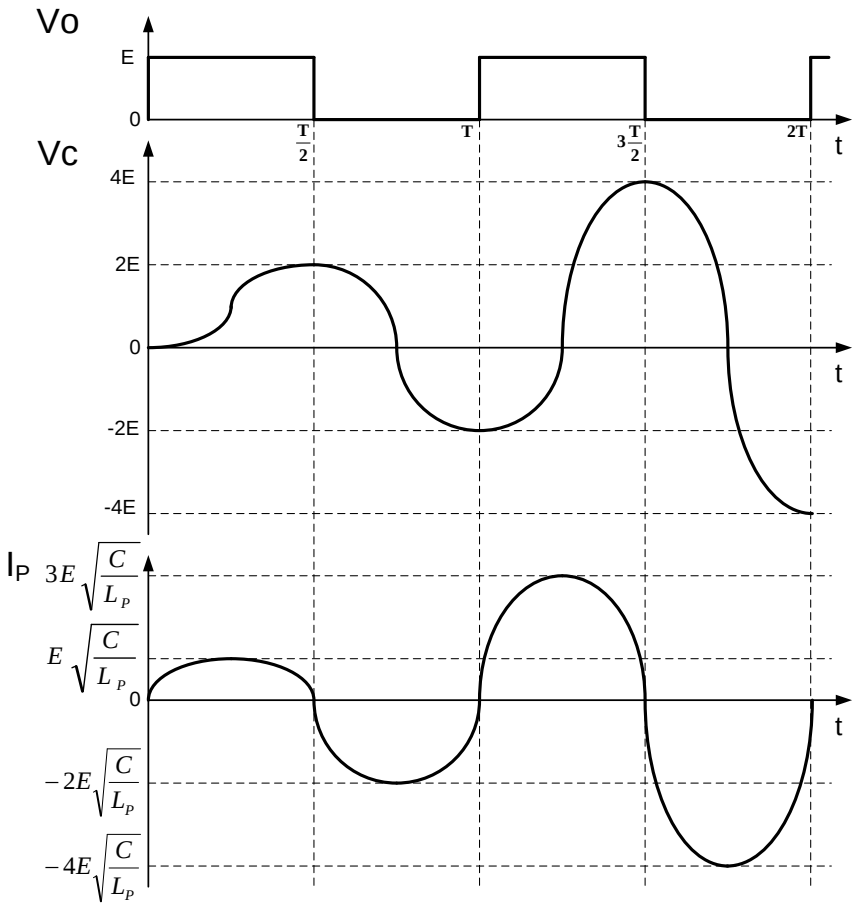


Figure III.6 : Chronogrammes du transitoire de démarrage du convertisseur à résonance

L'examen de ce chronogramme permet de tirer les informations suivantes :
1) Le condensateur bénéficie d'une surcharge de 2E à chaque période. La tension à ses bornes diverge jusqu'à ce que l'énergie apportée à chaque cycle soit dissipée dans les résistances du circuit oscillant (caractérisé par son coefficient de qualité Q_P). Dans le domaine fréquentiel, sachant que le circuit résonnant est un filtre accordé sur le fondamental du signal carré, cet état d'équilibre est atteint pour la tension :

$$V_{C\max} = \frac{2E}{\pi} \cdot Q_P \qquad \text{(III.16)}$$

2) Pour maintenir la résonance, et assurer des commutations au zéro de courant, deux propriétés peuvent être exploitées :

- Le déphasage nul entre le courant (i_P) et la tension de sortie du Push Pull (Vo).
- Le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre la tension aux bornes du condensateur (ou de la self inductance), et la tension de sortie du Push Pull (Vo).

Le captage du courant entraînant un surplus de coût et éventuellement des pertes énergétiques supplémentaires, nous avons finalement opté pour un système d'accord automatique basé sur l'asservissement à $\frac{\pi}{2}$ du déphasage entre la tension aux bornes du condensateur, et la tension de sortie du Push Pull. Dans ce cas, le détecteur de phase approprié pour réaliser l'asservissement est un circuit OU Exclusif (voir § III.4).
Ces informations ainsi que les valeurs numériques calculées dans le § III.2.3 permettent d'établir les deux versions de générateurs de champ magnétique que nous avons réalisées. Comme annoncé dans l'introduction de ce chapitre, ces deux versions sont destinées à comparer les performances de deux techniques duales d'accord automatique du circuit résonnant :

- Par inductance saturable.
- Par capacité commutée synchrone.

Afin que cette comparaison puisse se faire dans les mêmes conditions, nous avons rassemblé les deux versions dans une architecture modulaire constituée des trois cartes suivantes :

- Une carte mère rassemblant tous les circuits communs aux deux versions.
- Deux cartes filles, chacune étant spécifique à l'une des deux techniques d'accord automatique.

La conception de ces trois carte est présentée dans les § suivants, en commençant bien évidemment par la carte mère qui constitue la base du système.

III.4. Conception de la carte mère du générateur de champ magnétique à convertisseur Push Pull résonnant

III.4.1. Présentation du schéma complet

Le schéma complet de la carte mère est représenté sur la figure III.7, comme annoncé dans le précédent §, ce schéma rassemble tous les circuits communs aux deux versions d'accord automatique (¨auto tuning¨), c'est-à-dire :

- Le convertisseur Push Pull à circuit résonnant série et son circuit de commande.
- Des moyens permettant une configuration rapide des systèmes d'accord automatique :
    - Une embase de connexion des cartes filles (Module ¨AUTO TUNING¨).
    - Un condensateur variable additionnel à commande binaire manuelle (Cvar).

Les éléments originaux qui apparaissent dans ce schéma général sont décrits dans ce qui suit.

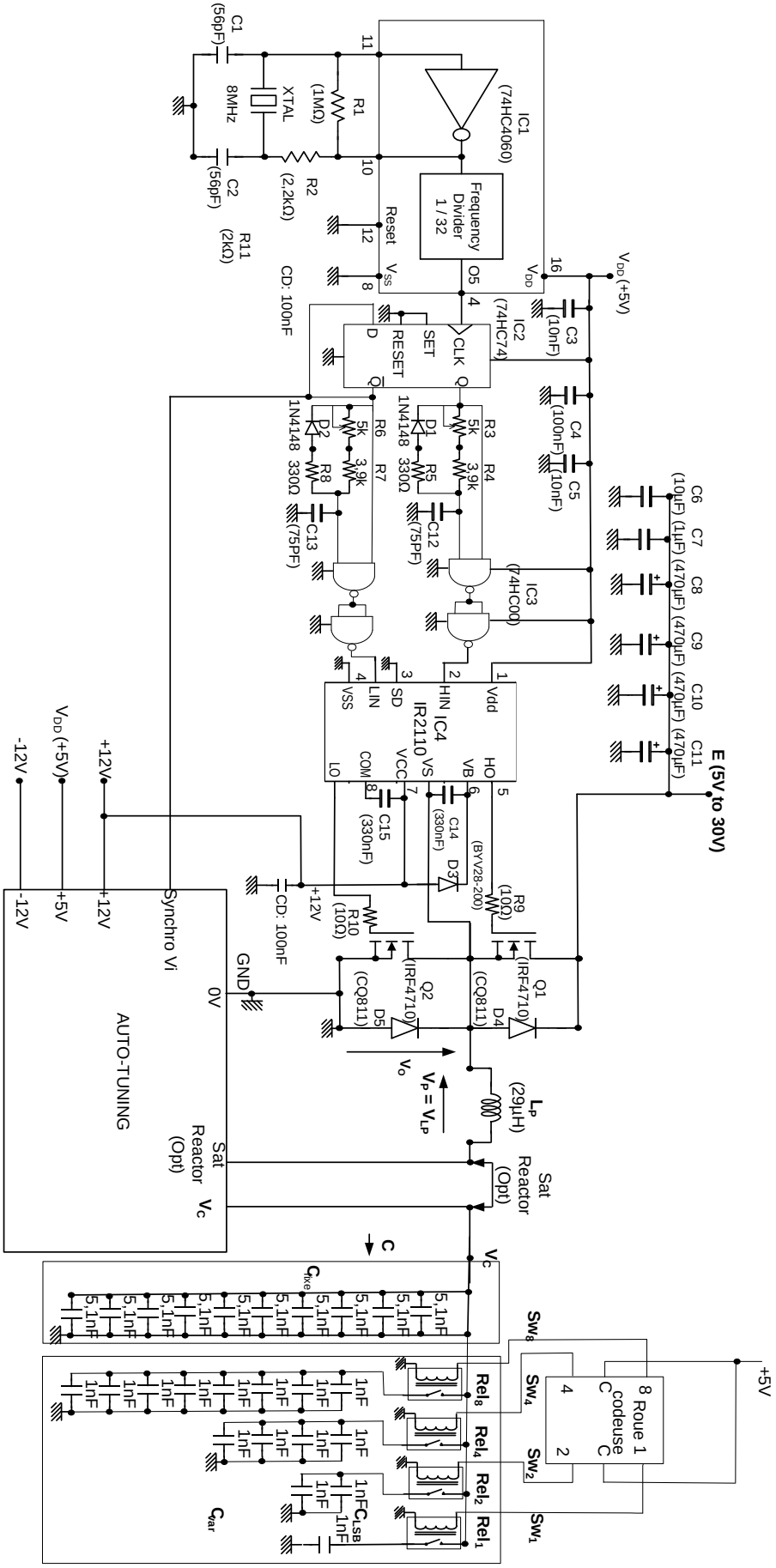


Figure III.7 : Schéma général du générateur de champ magnétique à convertisseur push-pull résonnant

III.4.2. Le convertisseur Push Pull à circuit résonnant série et son circuit de commande.

Les schémas électriques du convertisseur push-pull à circuit résonnant série et son circuit de commande sont représentés dans les figures III.7 & III.8. Les interrupteurs de puissance de l'étage push-pull (SW_P & SW_N dans la figure III.5) sont ici réalisés au moyen de deux MOSFETs N channel identiques (Q1, Q2 : IRF4710) associés à deux diodes de roue libre (D4, D5 : CQ811).

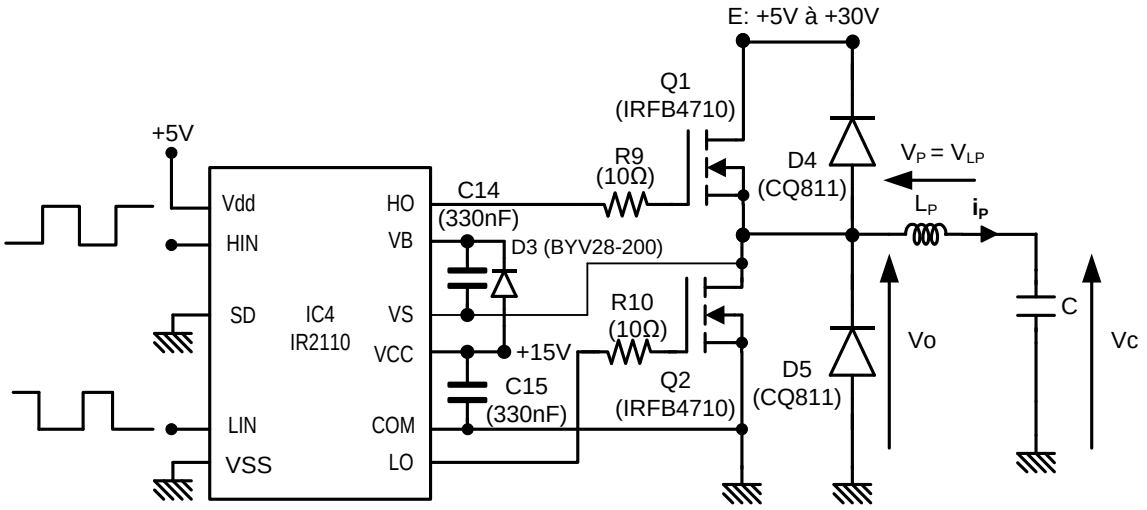


Figure III.8 : Schéma du convertisseur push-pull à circuit résonnant série

Par rapport à la précédente version qui était basée sur des MOSFETs complémentaires [SALM00], cette configuration apporte plusieurs avantages :

- Un MOSFET canal N est plus économique et plus performant qu'un MOSFET équivalent en canal P.
- Les deux MOSFETs canal N étant identiques ils ont des Rdson et des temps de commutation très proches ce qui garanti un fonctionnement en push-pull parfaitement symétrique.

Et un inconvénient :

La source du MOSFET supérieur est flottante, ce qui pose évidemment un problème pour sa commande ¨Gate / Source¨. Pour résoudre ce problème nous avons utilisé un circuit intégré ¨HIGH AND LOW SIDE DRIVER IR2110¨ (fabriqué par International Rectifier) qui permet de commander indépendamment les entrées ¨Gate / Source ¨ des deux MOSFETs canal N d'un étage push-pull. La commande du MOSFET supérieur s'effectuant par l'association d'un translateur de tension à générateur de courant (intégré dans le circuit IR2110) et une alimentation flottante de type ¨Bootstrap¨ constituée par la diode D3 et le condensateur de stockage C14 (voir figures III.7 & III.8). Le principe et le dimensionnement de ce circuit ¨Bootstrap¨ sont détaillés dans la note d'application [IR2110].

Comme nous l'avons déjà signalé, la réduction des pertes de l'étage push-pull est un objectif prioritaire dans la conception du générateur de champ magnétique. On sait que dans un tel montage les pertes ont deux origines principales :

- Les pertes en conduction.
- Les pertes en commutation.

Les pertes en conduction ont été minimisées en choisissant un MOSFET canal N à très faible Rdson : Il s'agit du IRFB4710 (fabriqué par International Rectifier) qui présente un Rdson(max) de seulement 14 mΩ.

En ce qui concerne les pertes en commutation, on sait également que dans un montage push-pull elles sont dominées par la conduction simultanée des deux MOSFETs (¨cross conduction¨) qui survient à chaque commutation. Ce type de pertes survient si les signaux de

commande (HIN & LIN) des MOSFETs sont parfaitement complémentaires l'un par rapport à l'autre. En se référant à la figure III.7, cette situation se rencontrerait si les sorties Q et $\bar{Q}$ de la bascule D (IC2 : 74HC74) étaient directement connectées aux entrées HIN & LIN. Dans ce cas, sachant que les MOSFETs ont des temps de commutation non nuls, il existerait un intervalle de temps pendant lequel le MOSFET commandé au blocage continuerait à conduire alors que celui commandé à la conduction commencerait à conduire, il se produirait alors une ¨cross conduction¨ entre les deux MOSFETs qui entrainerait un court-circuit instantané de l'alimentation E et donc des pertes très élevées à chaque commutation. Nous avons éliminé ce problème en retardant le front montant qui commande la conduction d'un MOSFET par rapport au front descendant qui commande le blocage de l'autre MOSFET. Pour complètement éliminer le phénomène de ¨cross conduction¨ il suffit que le temps de retard (encore appelé ¨dead time¨) soit supérieur au temps de commutation maximum des MOSFETs. Dans le cas particulier des MOSFETs sélectionnés (IRFB4710), d'après les spécifications du constructeur [IRF], leur temps de commutation maximum est de 130nS : Par conséquent, nous avons du rajouter un retard de l'ordre de 200nS pour éliminer les ¨cross conductions¨.

Ce retard a été créé en insérant entre les sorties parfaitement complémentaires Q et $\bar{Q}$ de la bascule D et les entrées des commandes (HIN & LIN) des MOSFETs, un système d'anti ¨ cross conduction¨ réalisé avec deux circuits ¨retardateurs de fronts montants¨. Ces circuits détaillés sur les figures III .7 & III.9 sont constitués par les 4 portes NAND en technologie ¨CMOS High Speed¨ (IC3 :74HC00) associées à deux réseaux intégrateurs RC : R3, R4, C12 & R6, R7, C13. En outre, afin d'accélérer la décharge des condensateurs, des circuits de décharge (R5, D3 & R8, D4) ont été rajoutés.

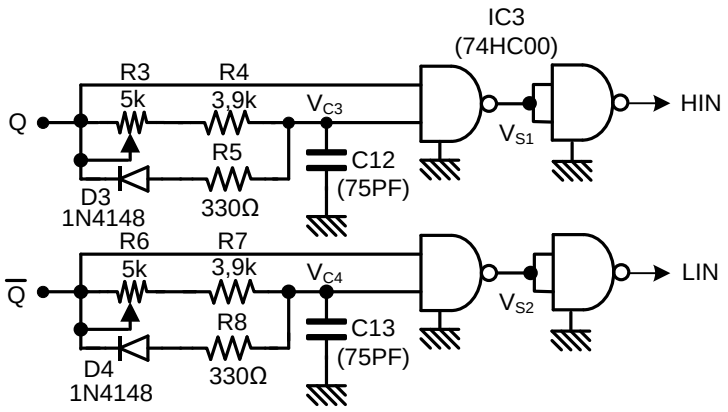


Figure III.9 : Schéma des circuits ¨retardateurs de fronts montants¨

Comme on peut le constater sur les chronogrammes théoriques des circuits ¨retardateurs de fronts montants¨ représentés sur la figure III.10, seuls les fronts montants des signaux de commande HIN & LIN sont retardés d'un même ¨dead time¨ par rapport aux signaux d'entrée parfaitement complémentaires Q et $\bar{Q}$.

L'expression du ¨dead time¨ peut être établie à partir du schéma de la figure III.9 et des chronogrammes représentés sur la figure III.10. Le ¨dead time¨ correspond au temps mis par l'un des condensateurs (C3 ou C4) pour se charger jusqu'à la tension de transition des portes logiques CMOS : $V_T = \frac{V_{DD}}{2} = 2.5V$). Sachant que ces condensateurs sont chargés au travers des résistances (R3, R4 ou R6, R7) par les sorties Q et $\bar{Q}$ portées au potentiel : V_{DD}, on en déduit l'expression du ¨dead time¨ :

$$\begin{aligned} \text{dead time} &= (R_3 + R_4)(C_3 + C_{in})\ln(2) \\ &\equiv (R_6 + R_7)(C_4 + C_{in})\ln(2) \end{aligned} \qquad \text{(III.17)}$$

Cette expression a permis de déterminer les valeurs des éléments : R3, R4, C12 & R6, R7, C13, (indiquées dans les figures III.7 & III.9) de sorte que le ¨dead time¨ puisse être ajusté entre 200ns et 460ns.

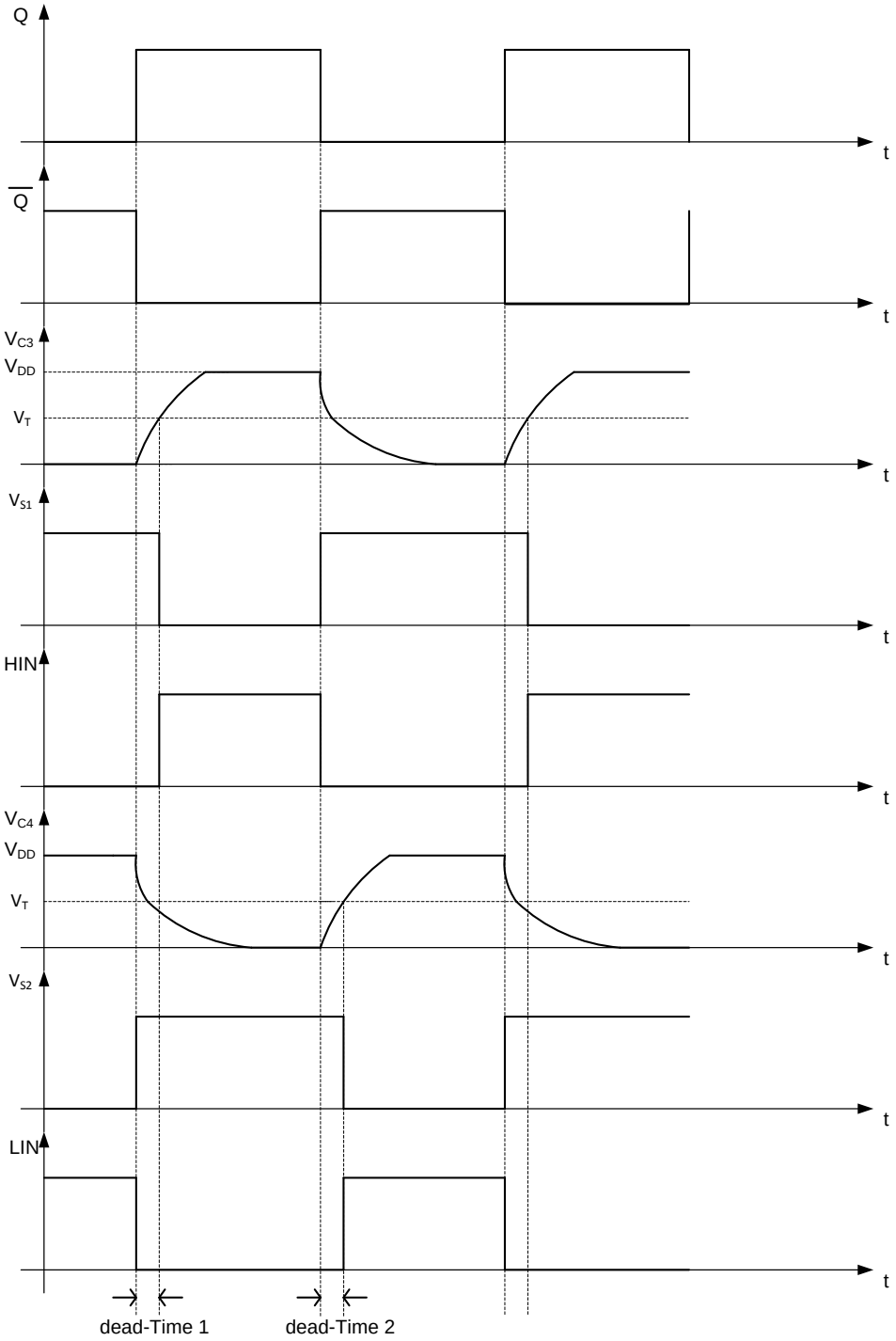


Figure III.10 : Chronogrammes théoriques des circuits ¨retardateurs de fronts montants¨

Afin que les signaux des entrées qui déclenchent les deux circuits ¨retardateurs de fronts montants¨ soient complémentaires avec un rapport cyclique ¨garanti¨ de 50%, ces deux signaux ont été générés par les sorties $Q\ et\ \bar{Q}$ d'une bascule D (IC2 : 74HC74) montée en bascule T (¨Toggle¨) c'est-à-dire en diviseur de fréquence par 2. Par conséquent, pour générer la fréquence porteuse désirée de 125kHz, la fréquence de l'horloge (¨Clock¨) de la bascule D doit être de 250kHz.

La fréquence de cette horloge devait respecter plusieurs contraintes :

- Etre suffisamment stable pour ne pas dépasser la limite de 130kHz imposée par les administrations de télécommunications.
- Ne nécessiter aucun réglage.
- Etre réalisable avec des composants de faible coût.

Toutes ces contraintes ont été satisfaites dans le schéma de la figure III.7 par la mise en œuvre des solutions suivantes :

- Une excellente stabilité de la fréquence et une absence totale de réglage ont été obtenues avec un oscillateur à quartz.
- Un coût minimum a été atteint en choisissant un quartz spécifié à 8MHz en résonance de charge sur le fondamental pour une capacité de charge ¨standard¨ de 30pF. Cette fréquence se situant en effet quasiment au centre de la plage de moindre coût d'un quartz taillé sur sa fréquence fondamentale (s'étendant approximativement de 4MHz à 16MHz). Pour générer la fréquence d'horloge de 250kHz, l'oscillateur à quartz a été associé à un diviseur de fréquence binaire 1/32. Le tout étant intégré dans un circuit logique CMOS spécialement dédié pour l'horlogerie : il s'agit du circuit ref. IC1 : 74HC4060 représenté dans la figure III.7.

III.4.3. Le condensateur variable additionnel à commande binaire manuelle

Pour effectuer les tests comparatifs des deux techniques duales d'accord automatique, il était nécessaire à chaque reconfiguration du système de pré accorder grossièrement le circuit résonnant. Afin de faciliter ce pré réglage, nous avons fractionné le condensateur d'accord C en connectant en parallèle une capacité fixe (C_{fixe}) et une capacité variable manuellement (C_{var}) : on a donc : $C = C_{fixe} + C_{var}$ (voir figure III.7). Pour que cette capacité variable puisse compenser les désaccords produits par les changements de systèmes d'accord automatique et / ou les diverses versions de bobines primaire, nous avons estimé que sa plage de variation devait être : $C_{var} \geq 20\%$ C, soit sachant que C = 57nF (voir § III.2.3), on obtient:
$C_{var} \geq 11{,}4$nF.
Un condensateur variable ayant une telle plage de variation ne se trouvant pas dans le commerce, nous avons ainsi été amenés à réaliser le condensateur variable à commande binaire manuelle représenté sur la figure III.7. La variation de capacité de ce condensateur est commandée par une roue codeuse hexadécimale à commande manuelle (¨thumb-wheel¨). Les sorties de cette roue codeuse sont constituées par les 4 interrupteurs (Sw_1, Sw_2, Sw_4, Sw_8) représentant respectivement les poids binaires : 2^0, 2^1, 2^2, 2^3. Si ces 4 interrupteurs sont connectés à 4 capacités dont les valeurs sont respectivement proportionnelles aux poids binaires : 2^0, 2^1, 2^2, 2^3, alors, la capacité totale vue depuis le point commun aux 4 interrupteurs s'écrit :

$$C_{var} = C_{LSB}(2^0.Sw_1 + 2^1.Sw_2 + 2^2.Sw_4 + 2^3.Sw_8) \qquad \text{(III.18)}$$

Dans cette expression :

- Sw_1, Sw_2, Sw_4, Sw_8 sont des variables binaires qui prennent la valeur 1 si l'interrupteur est fermé et 0 si l'interrupteur est ouvert.
- C_{LSB} est la capacité du poids le plus faible (Least Significant Bit).

Pour respecter la contrainte : $C_{var} \geq 11{,}4$nF, nous avons choisi pour C_{LSB} la valeur normalisée très courante : C_{LSB} = 1nF. Dans ces conditions le condensateur que nous avons réalisé peut varier de 0 à 15nF avec un pas de 1nF, ce qui satisfait largement notre estimation : $C_{var} \geq 20\%$ C.

Remarques :

- 1°) Les tenues en courant et en tension des interrupteurs de la roue codeuse étant insuffisantes pour l'application il n'a pas été possible d'effectuer une connexion directe aux capacités d'accord, c'est la raison pour laquelle nous avons inséré les relais de puissance (Rel_1, Rel_2, Rel_4, Rel_8) entre la roue codeuse et les capacités à commuter (voir figure III.7).
- 2°) Le condensateur variable à commande binaire manuelle a été ajouté uniquement pour faciliter les tests comparatifs des deux techniques duales d'accord automatique (ces deux techniques font l'objet de deux paragraphes

séparés dans ce qui suit). Par conséquent, après sélection de la technique d'accord automatique optimale pour l'application, le condensateur variable à commande binaire manuelle est destiné à être supprimé puisqu'il deviendra redondant avec le système d'accord automatique sélectionné.

III.5. Présentation générale des deux techniques duales d'accord automatique

Nous avons montré dans le § III. 3 qu'un système optimum d'accord automatique consiste à asservir à $\frac{\pi}{2}$ le déphasage entre la tension aux bornes du condensateur, et la tension de sortie du Push Pull. Pour que cet asservissement converge il faut donc pouvoir faire varier la fréquence d'accord du circuit résonnant série (voir figures III.5, III.7 & III.8) dans une plage suffisamment étendue. La fréquence d'accord étant de la forme: $f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, on voit que pour la faire varier il faut agir soit sur la self inductance L, soit sur le condensateur C, soit sur les deux éléments à la fois.

Cependant, à la fréquence relativement basse de 125kHz choisie pour transmettre l'énergie, agir sur l'un ou l'autre de ces deux éléments ne présente pas le même niveau de difficulté :

- Le plus simple consiste à agir la self inductance L car on peut obtenir des variations suffisamment importantes par la technique bien connue de l'inductance saturable. C'est la raison pour laquelle cette technique a été utilisée par mes prédécesseurs [SALM00] et que je l'ai également appliquée pour réaliser un premier prototype.
- Le plus difficile est d'obtenir une variation suffisante en agissant uniquement sur le condensateur C. En effet ce mode d'action qui constitue la solution typiquement employée en Haute Fréquence grâce à l'utilisation de diodes à capacité variable ne permet pas d'atteindre les variations très importantes de capacité (plusieurs nF, voir § III.4.3) nécessaires pour le projet TEMPILL. Cependant, nous montrerons que des variations importantes de capacité peuvent être obtenues par une technique originale, radicalement différente consistant à utiliser un système de capacité commutée synchrone.

Afin de comparer les performances de ces deux techniques duales, nous présentons dans ce qui suit les deux systèmes d'accord automatique que nous avons conçus et réalisés : le premier basé sur une inductance saturable et le second sur la technique de la capacité commutée synchrone.

III.6. Conception du système d'accord automatique à inductance saturable

III.6. 1. Principe d'une self inductance saturable

Le principe d'une inductance saturable ou d'un amplificateur magnétique [GEYG54] se déduit de deux remarques :

1) La self inductance d'une bobine à noyau ferromagnétique fermé est proportionnelle à la perméabilité différentielle du noyau puisque d'après [SAIN76] :

$$L = \mu \frac{n_{AC}^2 Ae}{l_e} = \left(\frac{\Delta B}{\Delta H}\right) \frac{n_{AC}^2 Ae}{le} \qquad \text{(III.19)}$$

Avec : n_{AC} : nombre de tours de l'enroulement, Ae : Section du noyau magnétique, le : Longueur effective du noyau magnétique.

2) La courbe d'aimantation B(H) d'un matériau ferromagnétique présente une pente (et donc un μ) qui peut varier dans de fortes proportions selon le point de fonctionnement. (voir figure III.11)

Le principe de base d'une inductance saturable consiste alors à rajouter sur le même noyau un deuxième enroulement appelé ¨bobinage de contrôle¨ parcouru par un courant continu (I_{DC}).

En faisant varier ce courant, il est alors possible de déplacer le point de fonctionnement sur la courbe d'aimantation B(H), jusqu'à l'amener dans la zone de saturation, comme représenté sur la figure III.11 :

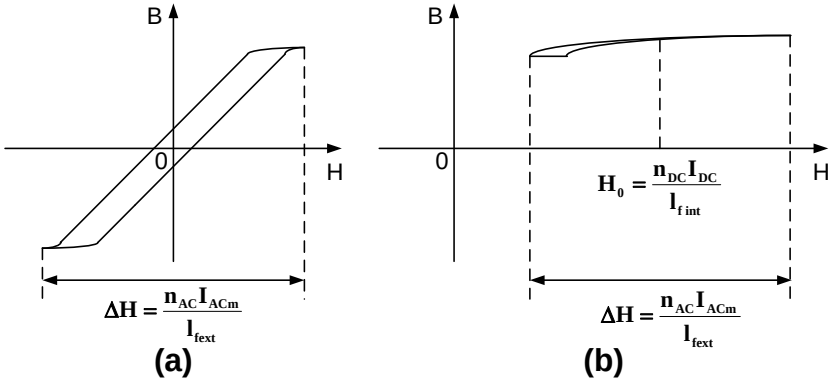


Figure III.11 : Courbe d'aimantation du circuit magnétique :
(a) $I_{DC} = 0$; (b) $I_{DC} > 0$

Dans le 1er cas (a), $I_{DC} = 0$**,** la pente ainsi que la self inductance sont très fortes. Dans le second cas (b), $I_{DC} > 0$, la saturation est totale et la self inductance résultante est très faible.
L'inconvénient de cette structure de base est qu'il existe un effet de transformateur indésirable entre l'enroulement soumis à un courant alternatif appelé ¨bobinage de charge¨, et l'enroulement de contrôle fonctionnant en courant continu. Pour remédier à ce défaut nous avons eu recours à une self inductance saturable ¨unilatérale¨ représentée sur la figure III.12. Cette version comporte un double circuit magnétique réalisé au moyen de deux noyaux de ferrite en forme de E.

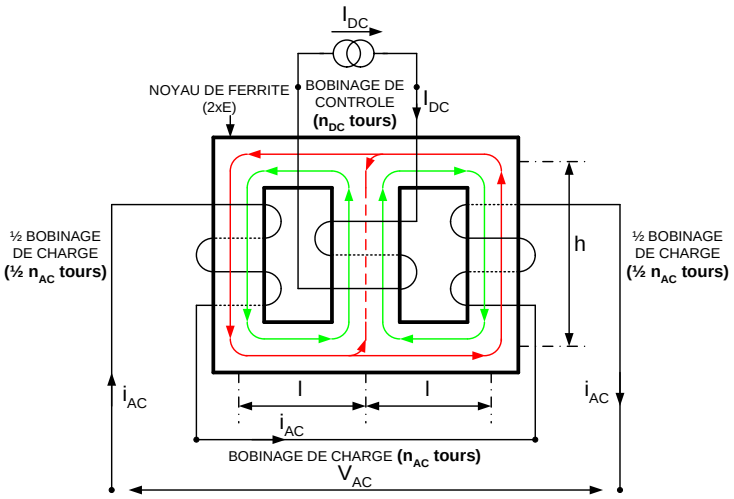


Figure III.12: Self inductance saturable unilatérale

Le ¨bobinage de charge¨ est divisé en deux enroulements identiques placés sur le circuit magnétique extérieur. Ils sont connectés de telle sorte que les champs qu'ils produisent s'annulent dans la jambe centrale, et n'induisent ainsi aucune tension sur la bobine de contrôle intérieure. Cette dernière, par contre, parcourue par le courant continu I_{DC}, produit un flux qui se partage en deux parties identiques dans les deux branches extérieures qui peuvent ainsi être plus ou moins saturées selon l'intensité du courant de commande I_{DC}.

III.6. 2. Dimensionnement de la self inductance saturable

Nous avons appliqué une méthode de dimensionnement de la self inductance saturable similaire à celle employée dans [SALM00], par conséquent nous nous limiterons dans ce qui suit à une brève présentation qualitative de son principe :

Dans les grandes lignes, le dimensionnement de la self inductance saturable doit satisfaire 2 contraintes :

1) Lorsque $I_{DC} = 0$, le courant alternatif circulant dans le ¨bobinage de charge¨ ne doit pas dans le pire des cas saturer le noyau magnétique. Ce pire cas survient lorsque le courant alternatif circulant dans le ¨bobinage de charge¨ atteint une amplitude maximale (c'est approximativement ce cas qui est représenté sur la courbe (a) de la figure III.11). Si cette condition n'est pas respectée, on peut comprendre à partir de la figure III.11 qu'une entrée en saturation même légère réduirait prématurément la pente moyenne de l'excursion B/H et donc la self inductance maximale équivalente.
2) Inversement, Lorsque $I_{DC} = I_{DCmax}$, le courant continu circulant dans le ¨bobinage de contrôle¨ doit être capable de saturer totalement le noyau magnétique de manière à pouvoir obtenir une excursion B/H quasiment horizontale et donc une self inductance minimale équivalente (c'est approximativement ce cas qui est représenté sur la courbe (b) de la figure III.11).

Si ces 2 contraintes sont satisfaites, on obtient alors une variation de self inductance maximale, ce qui est évidemment le but recherché lors de la conception d'une self inductance saturable.

Mais, dans le cas particulier du projet TEMPILL, une 3° contrainte doit aussi être satisfaite : l'encombrement de la self inductance saturable doit être le plus faible possible.

Généralement, on cherche à obtenir une self inductance maximale la plus élevée possible, ce qui incite à utiliser le circuit magnétique sans entrefer, mais le problème est que la condition de non saturation (1° contrainte) ne peut être obtenue sans entrefer qu'au prix d'un noyau magnétique de volume élevé, ce qui va évidemment à l'encontre de la 3° contrainte de miniaturisation. Par conséquent, pour minimiser la taille du noyau magnétique, il faut tout d'abord faire intervenir la variable supplémentaire que constitue la largeur de l'entrefer, puis rechercher un compromis optimum entre :

- La self inductance maximale équivalente.
- Le volume du noyau magnétique.
- La largeur de l'entrefer

Ce compromis optimum peut être trouvé en suivant une procédure itérative décrite dans [SALM00]. L'application de cette procédure (que nous ne re-détaillerons pas dans cette thèse) aux contraintes spécifiques au projet TEMPILL nous a permis de converger vers une self inductance saturable optimale dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Circuit magnétique : Philips EDT49 (ungapped) material grade 3F3.
- Entrefer : $\epsilon = 2 \times 0{,}076$mm.
- Nombre de spires du ¨bobinage de charge¨ : $n_{AC} = 2 \times 1$ tour = 1 spire bobinée sur chaque jambe extérieure du circuit magnétique en ¨double E¨ (voir figure III.12)
- Nombre de spires du ¨bobinage de contrôle¨ : $n_{DC} = 1400$ tours.
- Courant continu de contrôle nécessaire pour obtenir une saturation complète du noyau magnétique : $I_{DCmax} = 100$mA.
- Variations de la self inductance (L_{SR}) du ¨bobinage de charge¨ :
  - $I_{DC} = 0 \Rightarrow L_{SRmax} = 5$ µH.
  - $I_{DC} = I_{DCmax} = 100\text{mA} \Rightarrow L_{SRmin} = 0{,}6$ µH.

III.6.3. Présentation du schéma complet du système d'accord automatique par PLL et inductance saturable

Comme nous l'avons justifié au § III.3, l'objectif du système d'accord automatique par PLL représenté sur la figure III.13 est d'asservir à $\frac{\pi}{2}$ le déphasage entre la tension aux bornes du condensateur, et la tension de sortie du Push Pull. Dans ce cas, le comparateur de phase optimum est le OU exclusif (IC7 : CD4077B). Celui-ci a en effet une fonction de transfert de la forme : $\overline{V_o} = \frac{V_{DD}}{\pi} \cdot \theta$ centrée autour de $\theta = \frac{\pi}{2}$. Pour un tel déphasage, ce comparateur produit donc une tension moyenne en sortie : $\overline{V_o} = \frac{V_{DD}}{2}$. En conséquence, la tension de consigne de

l'asservissement doit être fixée à $\frac{V_{DD}}{2}$, ce qui a été obtenu sur la schéma de la figure III.13 au moyen d'un simple diviseur de tension par deux (R15 = R17 = 100kΩ).

Remarque :

Ce circuit comparateur de phase est identique à celui utilisé dans le système d'accord automatique par capacité commutée synchrone. Par conséquent, dans le paragraphe suivant consacré au système d'accord automatique par capacité commutée synchrone, nous ne rappellerons pas le principe de ce comparateur de phase.

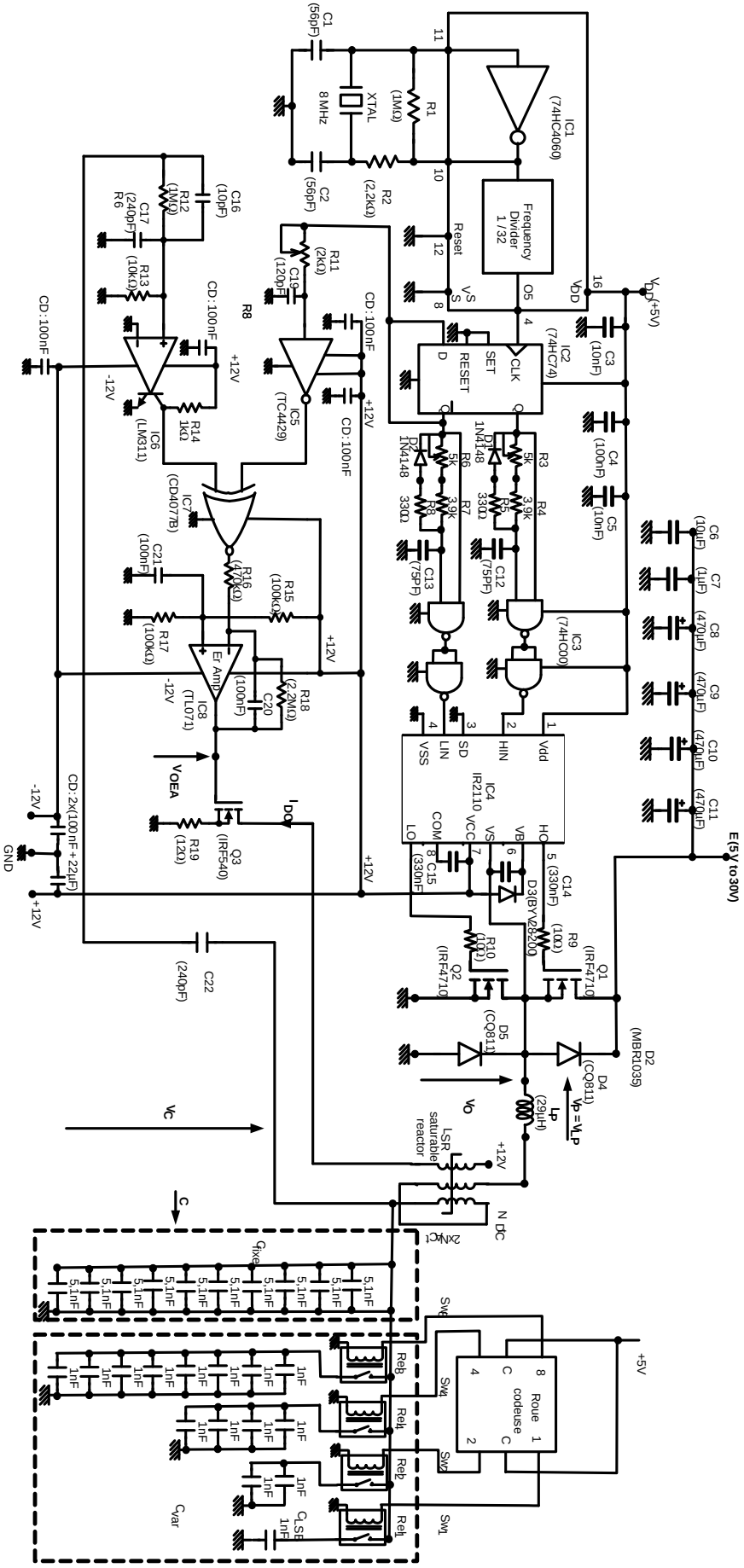


Figure III.13: Schéma complet du générateur de champ magnétique à convertisseur push- pull résonnant avec accord automatique par PLL et inductance saturable

L'amplificateur d'erreur de l'asservissement de phase (Er Amp, IC8 :TL071) a la particularité d'être monté en intégrateur avec le réseau à action proportionnelle et intégrale (R16, R18, C20) de façon à assurer trois fonctions supplémentaires :

1) Moyennage de la tension de sortie du comparateur de phase.
2) Obtention d'une erreur de phase nulle en régime permanent.
3) Maintient de la stabilité de l'asservissement avec une marge de phase minimale de 45°.

Remarque :
Le calcul des valeurs des éléments : R16, R18, C20, permettant d'assurer ces trois fonctions est similaire à celui développé dans SALM00] : C'est la raison pour laquelle que nous ne le re-détaillerons pas dans cette thèse.
Le captage de la phase des signaux est réalisé de deux façons :

- La phase de la tension aux bornes du condensateur est captée par l'association classique d'un détecteur de signe à comparateur à zéro (IC6 : LM311) et d'un atténuateur de tension compensé (R12, R13, C16, C17). Ce dernier est obligatoire en raison de la tension élevée présente aux bornes du condensateur ($V_C = V_p$ = 317V : voir tableau III.1). En outre, un condensateur de liaison (C22) a été inséré en amont de l'atténuateur de tension afin de supprimer la composante continue (variable) de la tension V_C (cette composante continue variable est en effet produite par la tension d'alimentation E de l'étage push-pull).
- La phase de la tension de sortie du push-pull (Vo) n'a pas été directement captée sur cette sortie, car l'amplitude et la composante continue de la tension Vo étant variables, cette solution aurait nécessité un circuit coûteux similaire au précédent. La solution adoptée pour réduire le coût a consisté à effectuer le captage de phase au niveau de la sortie $\bar{Q}$ de la bascule D qui commande le Push Pull. Par contre, cette sortie étant en légère avance de phase par rapport à la sortie Vo du push-pull (en raison des temps de traversée des circuits logiques NAND et du circuit intégré ¨HIGH AND LOW SIDE DRIVER IR2110¨, il a fallu compenser cette avance de phase par le circuit retardateur de phase (ajustable) réalisé avec le réseau intégrateur: R11, C19.

En ce qui concerne la commande de la self inductance saturable L_{SR}, elle doit s'effectuer avec un courant continu de contrôle pouvant atteindre une valeur maximale relativement élevée : I_{DCmax} = 100mA (voir § III.6. 2). Par conséquent, nous avons inséré entre la sortie de l'amplificateur d'erreur (V_{OEA}) et le ¨bobinage de contrôle¨ de l'inductance saturable un convertisseur tension-courant à MOSFET de puissance (Q3 : IRF540, R19).

III.6.4. Vérification expérimentale des performances, conclusion

Les tests effectués sur un prototype du générateur de champ magnétique représenté figure III.13 ont montré que les performances obtenues étaient conformes aux prévisions théoriques :

- Des ensembles émetteur RF / antenne miniature intégrés à l'intérieur de gélules ont pu être télé alimentés jusqu'à des distances de 15cm.
- La stabilité du système d'accord automatique a été confirmée dans toute la plage d'alimentation de l'étage Push Pull (5V < E < 30V).

Ce prototype a en particulier été utilisé pour télé alimenter toutes les versions d'ensembles : émetteur RF / antenne miniature, ce qui a permis d'effectuer un test comparatif de ces différentes version sans aucun fil de liaison. Les résultats de ces tests ont par ailleurs fait l'objet de la publication [YOUN09], (c'est la raison pour laquelle la description de ces tests ainsi que les résultats obtenus n'ont par été reproduits dans cette thèse).
Sachant que le test d'une seule version d'émetteur RF nécessitait de faire fonctionner le générateur de champ magnétique à pleine puissance sans interruption pendant plusieurs heures et que ce protocole de test devait être répété plusieurs fois par jour et ce pendant

plusieurs semaines, nous avons ainsi pu démontrer par la même occasion l'excellente fiabilité du générateur de champ magnétique avec accord automatique par PLL et inductance saturable.
Par conséquent ce prototype a parfaitement répondu au premier besoin exprimé dans le cadre du projet TEMPILL: Tester sans fil de liaison des ensembles émetteurs RF / antenne miniature.
Par contre, il n'a pas entièrement satisfait les contraintes supplémentaires propres au deuxième besoin exprimé dans ce même projet : Démontrer que la solution initialement prévue dans projet TEMPILL (alimentation par piles / transmission d'informations par RF) pouvait être avantageusement remplacée par un système de transmission sans fil d'énergie et d'information. Dans ce cas, se rajoutaient en effet des contraintes d'encombrement de poids et de consommation énergétique qui n'existaient pas dans le premier besoin. Ces contraintes étaient dues au fait que le générateur de champ magnétique complet (dont le schéma est représenté figure III.13) devait pouvoir être porté par le patient ou le personnel soignant et avoir une autonomie énergétique d'au moins 24H.
Il a été jugé que ces dernières contraintes pouvaient difficilement être satisfaites par une inductance saturable en raison de sa taille de 49mm x 49mm (EDT49) et de la valeur élevée de son courant de contrôle (I_{DCmax} = 100mA).
Ces inconvénients inhérents à une inductance saturable ont justifié la recherche d'une solution consommant moins d'énergie, moins encombrante et pouvant éventuellement être partiellement intégrée sur silicium. Cette recherche a finalement abouti à la solution de la capacité commutée synchrone présentée dans le paragraphe suivant.

III.7. Conception du système d'accord automatique à capacité commutée synchrone

III.7. 1. Principe d'un condensateur variable à capacité commutée synchrone

III.7. 1.1. Approche qualitative et établissement de la condition de synchronisation de l'angle de conduction

Le schéma de principe d'un condensateur d'accord variable par une capacité commutée synchrone est représenté sur la figure III.14. Sans connaitre dans une première approche la condition de synchronisation, on peut déjà comprendre qualitativement en examinant la figure III.14 que ce dispositif peut faire varier la capacité entre deux extrêmes :

- $C_{eq} = C_C = C_{max}$ si l'interrupteur (AC Switch) est en permanence fermé.
- $C_{eq} = 0 = C_{min}$ si l'interrupteur (AC Switch) est en permanence ouvert. (cependant, dans la réalité, cette capacité ne sera pas complètement nulle, puisque, comme nous le montrerons ultérieurement, l'interrupteur sera en réalité constitué de MOSFETs, il restera donc à l'état ouvert, une capacité résiduelle : $C_{min} > 0$).

Si maintenant, on désire faire varier progressivement C_{eq} entre C_{max} et C_{min} en agissant sur le rapport cyclique de conduction, on sait que si certaines conditions de synchronisation ne sont pas respectées, il survient inévitablement un problème d'impossibilité physique. En effet, en examinant les figures III.14 & III.15 on voit que chaque fois que l'interrupteur se ferme, il connecte le condensateur fixe C_{fixe} soumis à une tension sinusoïdale au condensateur C_C préalablement chargé sous une certaine tension V_{CC} qui, si aucune précaution n'est prise a toutes les chances de différer de la tension instantanée présente aux bornes du condensateur fixe. Dans ces conditions, l'interrupteur en se fermant connecte en parallèle deux générateurs de tension purs dont les Forces Electro Motrices diffèrent, ce qui produit l'impossibilité physique d'un courant instantané infini traversant l'interrupteur. Dans la réalité, les résistances présentent dans le circuit viennent limiter ce courant instantané à une valeur finie, mais néanmoins la valeur de la surintensité demeure très élevée ce qui engendre des problèmes de stress sur les composants et de perturbations électromagnétiques. Pour éviter tous ces problèmes il faut donc impérativement synchroniser la commutation de l'interrupteur

de sorte qu'à l'instant de sa fermeture, les tensions instantanées aux bornes des condensateurs C_{fixe} et C_C soient identiques. Pour établir la condition de synchronisation il faut donc au préalable connaitre les tensions V_C et V_{CC} au moment de la remise en conduction puis faire en sorte qu'elles soient identiques. En examinant la première demi période des tensions V_C et V_{CC} représentées sur la figure III.15, on voit que la tension V_{CC} à laquelle est chargé le condensateur C_C est égale à la tension imposée par la tension V_C juste à l'instant d'ouverture de l'interrupteur (correspondant à l'angle θ_{0+}), ce qui s'écrit :

$$V_{CC} = V_{Cm} sin\theta_{0+} \tag{III.20}$$

Tant que l'interrupteur reste ouvert cette tension reste constante et ce jusqu'à l'instant qui précède juste la fermeture de l'interrupteur (défini par l'angle : $= \pi - \theta_{1-}$). A cet instant la tension aux bornes du condensateur C_{fixe} est :

$$V_{C_{fixe}} = V_C = V_{Cm} sin(\pi - \theta_{1-}) \tag{III.21}$$

La condition de synchronisation sans surintensité s'obtient donc en identifiant les expressions (III.20) & (III.21) :

$$V_{CC} = V_{Cm} sin\theta_{0+} \equiv V_C = V_{Cm} sin(\pi - \theta_{1-}) \tag{III.22}$$

$$\text{D'où on tire : } \theta_{0+} = \theta_{1-} \tag{III.23}$$

Par conséquent, la condition de synchronisation peut s'énoncer en disant que la période de conduction de l'interrupteur doit être symétrique de part et d'autre à chaque instant de passage à zéro de la tension sinusoïdale aux bornes du condensateur fixe : $V_{C_{fixe}} = V_C$.

Cette condition de synchronisation permet en particulier de déduire des précautions à prendre pour éviter les surintensités à la remise en conduction :

- La commande synchrone de l'interrupteur devra maintenir un angle de conduction toujours symétrique par rapport aux passages à zéro de la tension sinusoïdale aux bornes du condensateur fixe et ce quelle que soit la valeur de l'angle de conduction.
- La charge de la capacité commutée ne devra subir aucune variation pendant les périodes d'ouverture de l'interrupteur. (variation due par exemple à une résistance de fuite).

Cette condition de synchronisation étant une condition de symétrie, elle va également permettre d'effectuer des simplifications dans le calcul de la fonction de transfert présenté dans le § suivant.

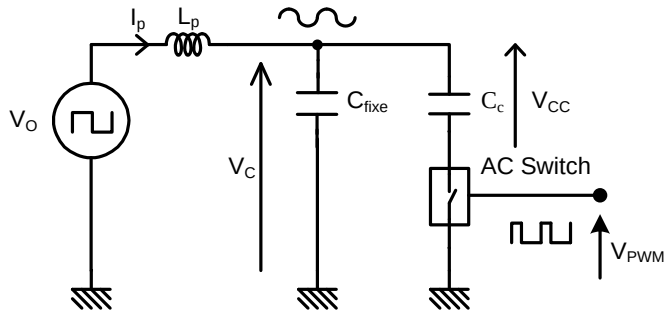


Figure III.14: Schéma de principe d'un condensateur d'accord variable par une capacité commutée synchrone (dans le cas d'un circuit résonnant série)

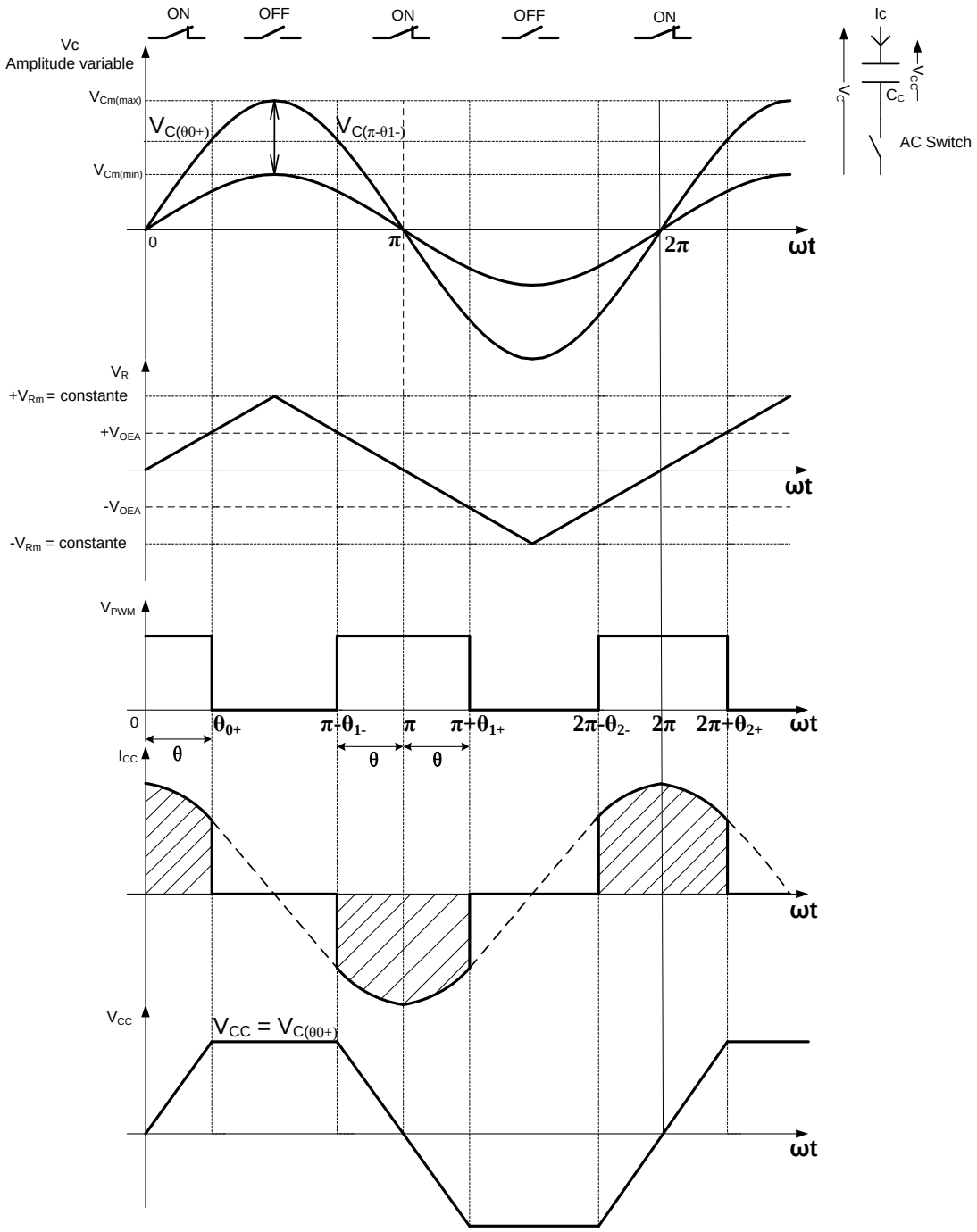


Figure III.15: Formes d'ondes théoriques du condensateur d'accord variable à capacité commutée synchrone

III.7. 1.2. Calcul de la capacité équivalente en fonction de l'angle de conduction

La capacité équivalente (C_{eq}) produite par la commutation synchrone du condensateur peut être déterminée à partir de la variation de la quantité d'électricité dans le condensateur et de la variation de tension à ses bornes par la relation :

$$C_{eq} = \frac{\Delta Q}{\Delta V_C} \tag{III.24}$$

Dans cette expression, ΔQ est la quantité de charge apportée pendant la conduction de l'interrupteur, elle peut donc être calculée avec l'intégrale qui définit la quantité d'électricité :

$$\Delta Q = \int i_C \, dt \tag{III.25}$$

En exploitant la propriété de symétrie (III.23) démontrée dans le § précédent et en examinant les formes d'ondes représentées sur la figure III.15, on voit qu'il suffit d'intégrer de :
$\theta = 0$ à $\theta = \frac{\pi}{2}$ ou de : $t = 0$ à $t = \frac{T}{4}$.
Pendant cet intervalle, on voit sur la figure III.15 que d'une part la tension aux bornes du condensateur a varié de :

$$\Delta V_C = V_{Cm} \tag{III.26}$$

et que d'autre part, la fermeture de l'interrupteur n'a pu apporter des charges que dans l'intervalle : $\theta = 0$ à $\theta = \theta_{0+}$ .Si l'on appelle $t = \frac{\theta}{\omega}$ l'instant de fin de fermeture de l'interrupteur (avec t pouvant évoluer de 0 à T/4), la quantité de charge apportée pendant la conduction s'écrit :

$$\Delta Q = \int_0^{\frac{\theta}{\omega}} i_C dt \tag{III.27}$$

Pour calculer cette intégrale, il faut déterminer le courant i_C, or, pendant la conduction, ce courant est imposé par la tension aux bornes du condensateur C_C ; si l'on connait cette tension, on pourra donc en déduire le courant par la relation classique : $i_C = C_C \frac{dV_C}{dt}$.
La forme de la tension aux bornes du condensateur peut être déterminée en remarquant à partir des figures III.14 et III.15 que pendant le temps d'intégration, les condensateurs C_C et C_{fixe} sont connectés en parallèle et constituent le condensateur d'accord du circuit résonnant (voir figure III.14). Par conséquent, la tension à leurs bornes communes est de la forme :

$$v_C = V_{Cm} sin\omega t \tag{III.28}$$

On peut alors en déduire l'expression du courant de charge de la capacité commutée C_C:

$$i_C = C_C \frac{dv_C}{dt} = C_C \omega V_{Cm} cos\omega t \tag{III.29}$$

En portant cette expression dans l'intégrale (III.26), on obtient :

$$\Delta Q = C_C \omega V_{Cm} \int_0^{\frac{\theta}{\omega}} cos\omega t \, dt \tag{III.30}$$

Soit :

$$\Delta Q = C_C V_{Cm} [sin\omega t]_0^{\frac{\theta}{\omega}} = C_C V_{Cm} sin\theta \tag{III.31}$$

En portant cette expression ainsi celle de ΔVC (III.25) dans la relation (III.24), on obtient finalement celle de la capacité équivalente à la capacité commutée :

$$C_{eq} = C_C \sin\theta \tag{III.32}$$

A partir de l'expression (III.32), on peut vérifier les 2 cas extrêmes:
-1° : si $\theta = \pi/2$: conduction totale => $C_{eq} = C$
-2° : si $\theta = 0$: absence de conduction => $C_{eq} = 0$
L'inconvénient de la fonction de transfert (III.32) est qu'elle est non linéaire et que si aucune action de linéarisation n'est entreprise, cette non linéarité sera imposée à la chaine directe de commande de l'asservissement de phase. C'est exactement ce cas qui a été pris en exemple sur la figure III.15 : en effet, la commande V_{PWM} (Pulse Width Modulation) de l'interrupteur y est obtenue par le procédé classique en électronique de puissance consistant à comparer la sortie de l'amplificateur d'erreur de l'asservissement (V_{OEA}) à des rampes linéaires de tension (V_R).

Remarque :
Le circuit nécessaire pour obtenir la commande V_{PWM} représentée sur la figure III.15 est en réalité un peu plus complexe que celui classiquement utilisé pour générer une commande PWM en électronique de puissance. En effet, pour obtenir la commande V_{PWM}, il faut :

- Soit comparer la tension en forme de rampes (V_R) au moyen de deux comparateurs à respectivement : la sortie non inversée de l'amplificateur d'erreur de l'asservissement ($+V_{OEA}$) et la sortie inversée de ce même amplificateur ($-V_{OEA}$). Il suffit ensuite de combiner les deux signaux logiques de sortie des comparateurs au moyen d'une porte AND pour générer la commande V_{PWM} représentée sur la figure III.15. (c'est cette solution qui a été choisie pour établir les formes d'ondes de la figure III.15)
- Soit effectuer un redressement double alternance de la tension en forme de rampes (V_R) puis comparer la tension ainsi redressée à la sortie non inversée de l'amplificateur d'erreur de l'asservissement ($+V_{OEA}$), dans ce cas, on obtient avec un seul comparateur la commande V_{PWM} représentée sur la figure III.15.

Cependant, quelle que soit la solution choisie pour produire la commande V_{PWM}, l'angle de conduction θ est obtenu lorsque la rampe linéaire de tension (V_R) atteint la tension de sortie de l'amplificateur d'erreur (V_{OEA}), ce qui s'écrit pour la première rampe (avec les paramètres indiqués sur figure III.15) :

$$V_R = \frac{2}{\pi} V_{Rm} \theta \equiv V_{OEA} \tag{III.33}$$

De cette expression, on tire la forme linéaire de la conversion : tension (V_{OEA}) / angle de conduction θ:

$$\theta = \frac{\pi}{2V_{Rm}} V_{OEA} \tag{III.34}$$

En portant ce résultat dans l'expression (III.31), on trouve finalement la fonction de transfert complète de la capacité commutée :

$$C_{eq} = C_C sin\left(\frac{\pi}{2V_{Rm}} V_{OEA}\right) \tag{III.35}$$

Le problème est que cette fonction de transfert non linéaire doit être insérée dans la chaine de commande directe d'un asservissement de phase, or, on sait en automatique que la stabilisation d'un asservissement comportant une non linéarité peut être difficile à obtenir si la non linéarité entraine des variations importantes du gain de boucle selon le point de fonctionnement. Par conséquent, pour évaluer l'incidence de la non linéarité de la fonction de transfert (III.35) sur un gain de boucle, il suffit de déterminer les variations de son gain en petits signaux en fonction du point de fonctionnement, ce qui s'obtient en calculant la dérivée partielle de l'expression (IV.35) :

$$\frac{\partial C_{eq}}{\partial V_{OEA}} = C_C \frac{\pi}{2V_{Rm}} cos\left(\frac{\pi}{2V_{Rm}} V_{OEA}\right) \tag{III.36}$$

Les valeurs extrêmes de ce gain sont atteintes pour les valeurs minimale et maximale de la tension de sortie de l'amplificateur (V_{OEA}), c'est-à-dire pour :

$V_{OEA} = 0 \Rightarrow \frac{\partial C_{eq}}{\partial V_{OEA(maxi)}} = C_C \frac{\pi}{2V_{Rm}}$ (III.37)

$V_{OEA} = V_{Rm} \Rightarrow \frac{\partial C_{eq}}{\partial V_{OEA(mini)}} = 0$ (III.38)

La variation du gain est donc théoriquement infinie ! Par conséquent, si la capacité commutée est commandée selon la fonction de transfert non linéaire (III.35), la stabilisation de l'asservissement risque d'être impossible. On peut donc en conclure que la linéarisation de la fonction de transfert (III.34) est non seulement justifiée, elle est également obligatoire. Le procédé de linéarisation que nous avons adopté est présenté dans le § suivant, il constitue le dernier maillon permettant d'établir le schéma de principe complet du système d'accord automatique à capacité commutée synchrone.

III.7. 1.3. Linéarisation de la fonction de transfert

Le principe de la méthode de linéarisation de la fonction de transfert (III.34) est présenté sur la figure III.16, il consiste à remplacer la classique tension en forme de rampes (V_R) représentée sur la figure III.15 par une onde sinusoïdale (αV_C) synchrone de la tension aux bornes du condensateur d'accord (V_C) et d'amplitude (αV_{Cm}) constante.

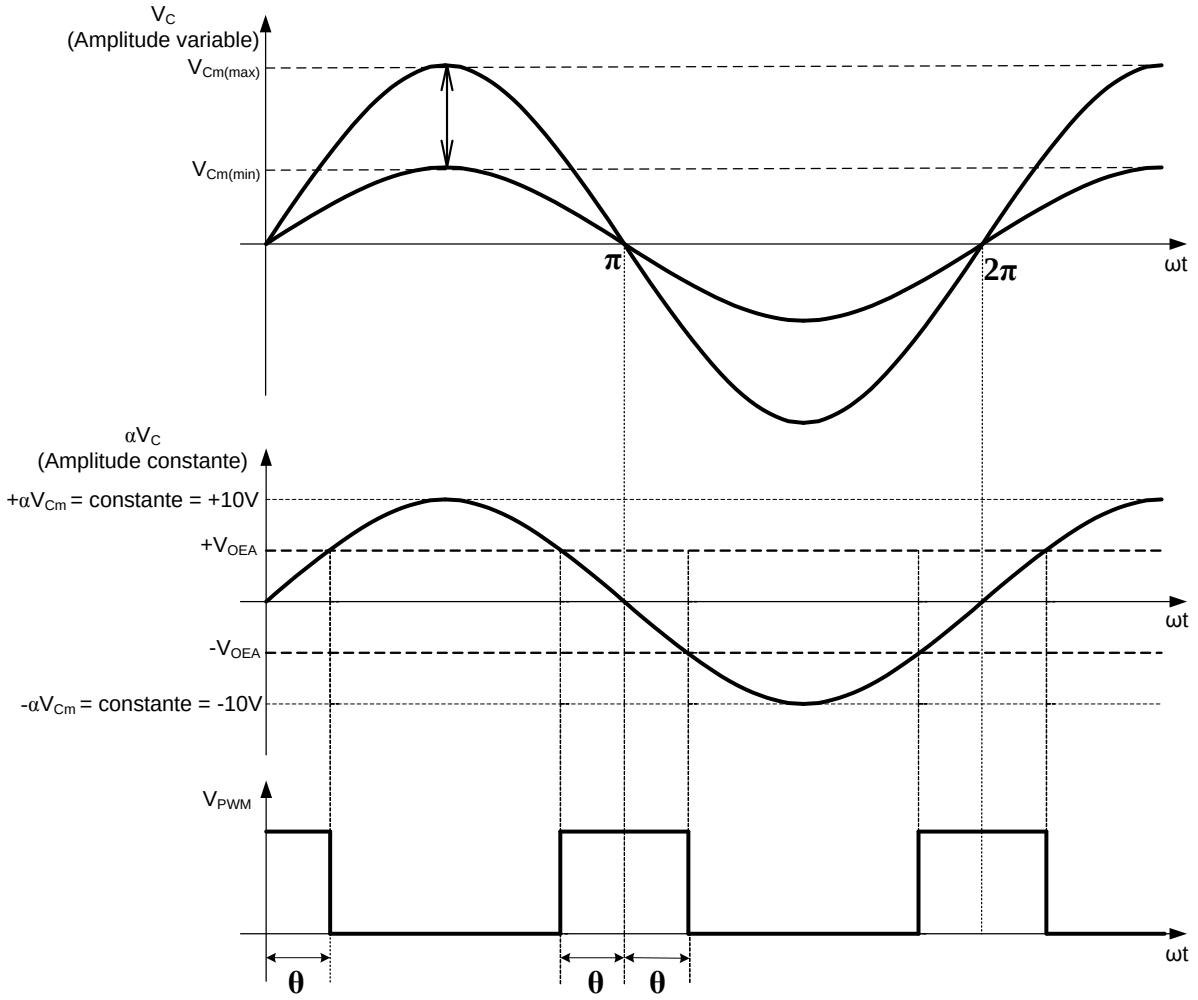


Figure III.16**:** Formes d'ondes théoriques du système de linéarisation par générateur de tension de commande PWM à fonction de transfert sinusoïdale

Dans la figure III.16, la commande V_{PWM} , est générée comme dans le cas précédent (représenté figure III.15) en comparant la tension sinusoïdale (αV_C) au moyen de deux comparateurs à respectivement : la sortie non inversée de l'amplificateur d'erreur de l'asservissement ($+V_{OEA}$) et la sortie inversée de ce même amplificateur ($-V_{OEA}$), puis en combinant les deux signaux logiques de sortie des comparateurs au moyen d'une porte AND pour finalement obtenir la commande V_{PWM} représentée sur la figure III.16.

Dans ces conditions, l'angle de conduction θ est obtenu lorsque la tension sinusoïdale (αV_C) atteint la tension de sortie de l'amplificateur d'erreur (V_{OEA}), ce qui s'écrit pour le premier quart de période (avec les paramètres indiqués sur figure III.16) :

$$\alpha V_C = \alpha V_{Cm} sin\theta \equiv V_{OEA} \quad \text{(III.39)}$$

De cette expression, on tire la forme de la conversion : tension (V_{OEA}) / angle de conduction θ:

$$\theta = Arcsin\left(\frac{V_{OEA}}{\alpha V_{Cm}}\right) \quad \text{(III.40)}$$

En portant ce résultat dans l'expression (III.32), on trouve finalement la fonction de transfert linéarisée de la capacité commutée :

$$C_{eq} = C_C \frac{V_{OEA}}{\alpha V_{Cm}} \quad \text{(III.41)}$$

Le problème de non linéarité étant maintenant résolu, on dispose de tous les éléments pour établir dans le prochain paragraphe le schéma de principe complet du système d'accord automatique à capacité commutée synchrone.

III.7. 2. Etablissement du schéma de principe du système d'accord automatique à capacité commutée synchrone

Le schéma de principe du générateur de champ magnétique avec accord automatique par capacité commutée synchrone est représenté Figure III.17. Il est subdivisé par des traits pointillés en deux entités :

1°. Le générateur de champ magnétique à convertisseur push- pull résonnant (situé dans le cadre pointillé supérieur). Ce circuit constitue la carte mère du système commune aux deux versions d'accord automatique ; nous avons détaillé son fonctionnement dans le § III.4.
2°. Le système d'accord automatique à capacité commutée synchrone (situé dans le cadre pointillé inférieur). Ce système est rassemblé sur une carte fille spécifique compatible avec la carte mère que nous venons de mentionner. Les circuits qui constituent ce système réalisent les fonctions dont nous avons démontré la nécessité dans l'étude théorique du § précédent :

- Tout d'abord, en ce qui concerne la capacité commutée synchrone (C_C) nous avons montré qu'elle était soumise à une tension alternative sinusoïdale d'amplitude élevée (pouvant atteindre 317V : voir tableau III.1), pour ces raisons, elle est commutée par un interrupteur bidirectionnel de puissance réalisé au moyen de la structure classique [CLEM85] constituée de deux MOSFETs N channel identiques (Q3, Q4) montés tête bêche. Le point commun aux deux sources des MOSFETs étant soumis à un potentiel flottant, la commande ¨Gate / Source¨ de ces MOSFETs doit donc s'effectuer via un circuit comportant une isolation galvanique. Ce circuit intitulé ¨AC switch driver¨ dans le figure III.17 étant original, il fera l'objet d'un § spécifique dans ce qui suit.
- La commande de l'interrupteur synchrone (V_{PWM}) est réalisée de manière à appliquer la technique de linéarisation démontrée dans l'étude théorique du § précédent. Conformément aux résultats de cette étude, la sortie de l'amplificateur d'erreur est comparée à une onde sinusoïdale (αV_C) synchrone de la tension aux bornes du condensateur d'accord (V_C) et d'amplitude (αV_{Cm}) constante. La seule différence par rapport à l'étude théorique effectuée à partir de la figure III.16 est que l'onde sinusoïdale (αV_C) est redressée double alternance. Cette modification (qui constitue une variante déjà évoquée dans le § III.7.1.2) a permis de substantiellement simplifier les circuits et ce pour deux raisons :
    - Le redressement double alternance de l'onde sinusoïdale (αV_C) ne nécessite aucun circuit supplémentaire car nous verrons que cette fonction fait

obligatoirement partie du système d'asservissement, permettant d'obtenir une amplitude (αV_{Cm}) constante.

- L'élaboration de la commande de l'interrupteur synchrone (V_{PWM}) ne nécessite qu'un seul comparateur si elle est obtenue à partir d'une tension redressée double alternance, alors que si elle était obtenue à partir d'une tension alternative, elle nécessiterait deux comparateurs suivis d'une porte logique AND (comme montré dans les § III.7. 1.2 § III.7. 1.3)

- L'onde sinusoïdale (αV_C) synchrone de la tension aux bornes du condensateur d'accord (V_C) et d'amplitude (αV_{Cm}) constante a été obtenue en prélevant tout d'abord au moyen du diviseur de tension (k) une fraction de la tension (V_C) aux bornes du condensateur d'accord. Cette tension atténuée (kV_C) étant fluctuante selon la puissance de sortie programmée et également pendant le transitoire de l'accord automatique, elle a par conséquent été maintenue constante grâce à un asservissement d'amplitude rapide. Cet asservissement fournit directement une tension redressée double alternance d'amplitude (αV_{Cm} = 10V) constante, (compatible avec la dynamique d'entrée du ¨PWM comparator¨), ainsi que le signe de la tension (V_C) nécessaire pour assurer l'accord automatique par la PLL.

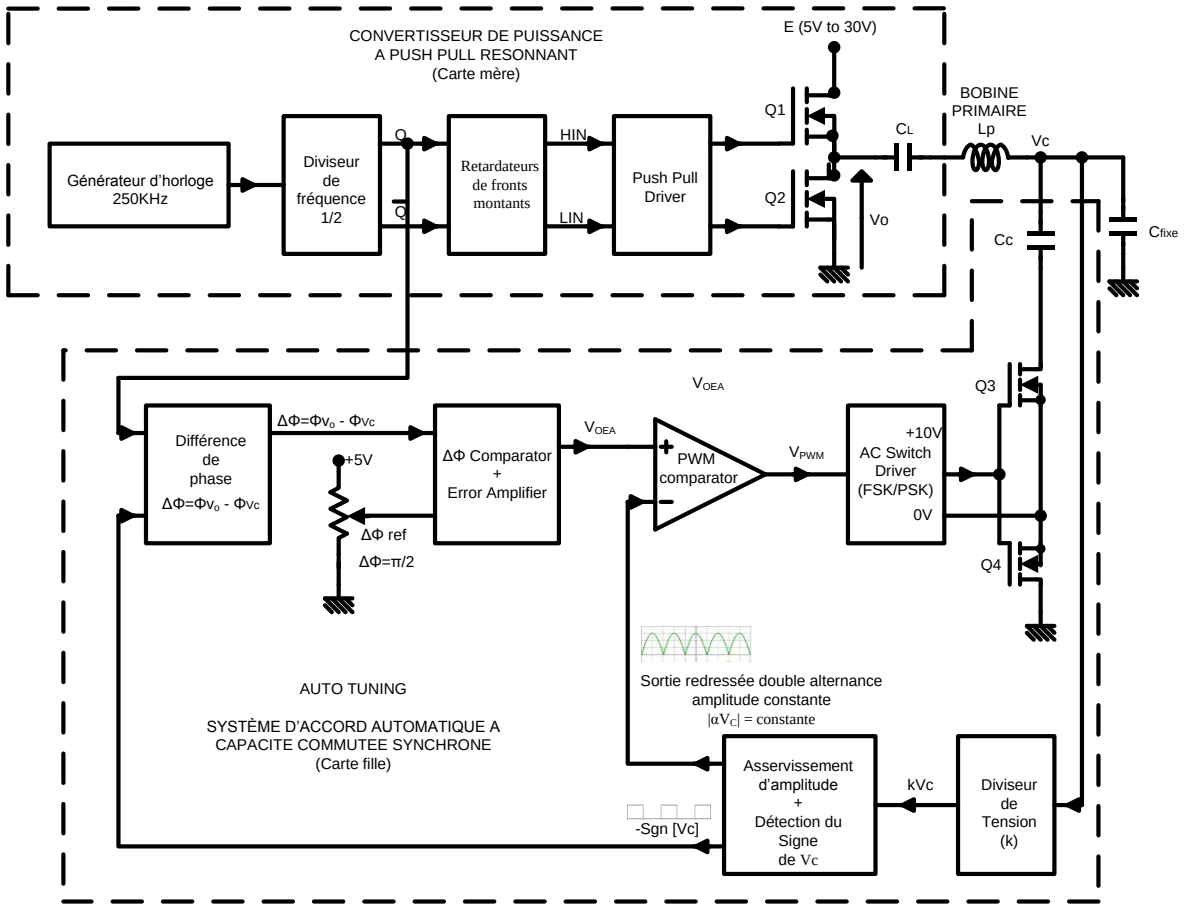


Figure III.17: Schéma de principe du générateur de champ magnétique à convertisseur push-pull résonnant avec accord automatique par capacité commutée synchrone

- Le système d'accord automatique par PLL est identique (à quelques détails prés) à celui décrit dans les § III.3 et § III.6.3 pour la version à self inductance saturable), il est également constitué d'un comparateur de phase à circuit OU exclusif nécessaire pour asservir à $\frac{\pi}{2}$ le déphasage entre la tension aux bornes du condensateur d'accord (V_C), et la tension de sortie (V_O) du Push Pull (dont la phase est captée au niveau de la sortie Q de la bascule D (voir figure III.17).

Parmi les circuits constituant le schéma de principe de la figure III.17, nous détaillerons uniquement dans ce qui suit les deux parties qui conditionnent le bon fonctionnement de l'accord automatique par capacité commutée synchrone et qui présentent également une certaine originalité, il s'agit :

- De la génération de l'onde sinusoïdale d'amplitude (αV_{Cm}) constante synchrone de la tension aux bornes du condensateur d'accord (V_C). Les performances de ce générateur étant déterminantes pour le bon fonctionnement de l'ensemble du système nous l'aborderons en priorité.
- De la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel qui sera considérée par la suite.

III.7. 3. Génération d'une onde sinusoïdale d'amplitude constante synchrone de la tension aux bornes du condensateur d'accord

III.7. 3.1. Contraintes à satisfaire, objectifs

La première contrainte provient des variations de la tension captée aux bornes du condensateur d'accord (kV_C), nous avons en effet signalé que cette dernière pouvait varier dans de grandes proportions selon la puissance de sortie programmée et également pendant le transitoire de l'accord automatique. Nous avons estimé que dans le pire des cas l'amplitude de la tension captée pouvait varier dans un rapport de 1 à 20. Par conséquent, le premier objectif du générateur d'onde sinusoïdale est d'asservir précisément l'amplitude de sa tension de sortie à une constante et ce malgré des variations de son signal d'entrée dans un rapport de 1 à 20.

La deuxième contrainte est due au fait que le générateur d'onde sinusoïdale est inséré dans un asservissement de phase, il ne doit donc pas constituer une source supplémentaire d'instabilité ou de ralentissement pour la boucle d'asservissement et par conséquent, le deuxième objectif du générateur d'onde sinusoïdale est d'être le plus rapide possible. Nous montrerons dans ce qui suit que cette contrainte de rapidité sera déterminante dans le choix des solutions.

III.7. 3.2. Asservissement de l'amplitude par multiplieur

Parmi les trois solutions considérées pour réaliser l'asservissement de l'amplitude de la tension captée aux bornes du condensateur d'accord (multiplieur monté en diviseur, multiplieur à JFET, multiplieur intégré), la seule qui ait permis d'asservir un signal dont l'amplitude pouvait varier dans un rapport de 1 à 20 est la solution basée sur un multiplieur intégré (AD633) représentée sur la figure III.18. Le principe de cette solution repose sur la possibilité de transformer un multiplieur analogique en un élément à gain variable qui après insertion dans la chaine directe de gain d'un asservissement permet d'obtenir une tension de sortie (αV_{Cm}) d'amplitude constante. L'ensemble constituant alors ce qui est communément appelé un : ¨AGC¨ (Automatic Gain Control).

Le principe général de la transformation d'un multiplieur analogique en un élément à gain variable peut s'établir à partir de la fonction de transfert d'un multiplieur analogique quelconque que l'on peut toujours ramener à la forme simplifiée :

$$W = X.Y \tag{III.42}$$

Si l'on applique par exemple le signal d'entrée : $v_i = k\, V_C$ sur l'entrée Y, un gain variable est alors obtenu en appliquant la tension de commande de gain (V_{GC}) sur la deuxième entrée X, l'équation simplifiée (III.42) devient:

$$W = V_{GC}.v_i \tag{III.43}$$

En identifiant cette expression à celle d'un amplificateur de gain G :

$$W = G.v_i \tag{III.44}$$

On obtient :

$$G \equiv V_{CG} \tag{III.45}$$

On voit donc que la tension de commande (V_{GC}) représente le gain du système qui peut ainsi être rendu variable électriquement. La seule condition à respecter pour obtenir cette équivalence est que la tension de commande (V_{GC}) puisse être considérée comme une tension constante par rapport au signal d'entrée v_i.
Dans le domaine fréquentiel, cette condition signifie que la fréquence maximale de la tension de commande (V_{GC}) doit être très inférieure à celle du signal d'entrée v_i.

Dans le cas particulier du multiplieur analogique AD633 la fonction de transfert est plus complexe que la relation simplifiée (III.42), d'après les spécifications fournies par Analog Devices [AD633] elle est en effet de la forme :

$$W = \frac{(X_1 - X_2)(Y_1 - Y_2)}{10V} + Z \tag{III.46}$$

On voit que cette fonction de transfert peut être transformée en une forme similaire à celle de l'expression simplifiée (III.43) en effectuant les connexions représentées sur la figure III.18 :
$Z = 0$, $X_2 = 0$, $Y_2 = 0$, $X_1 = V_{GC}$, $Y_1 = v_i$.
On obtient ainsi :

$$W = \frac{V_{GC}.v_i}{10V} \tag{III.47}$$

L'objectif étant d'asservir à une constante l'amplitude de la tension W, il faut donc pour pouvoir réaliser cet asservissement transformer au préalable l'information ¨amplitude¨ en une tension continue compatible avec la tension de consigne ou de référence (Vref), d'un système asservi classique. Cette transformation est effectuée dans le schéma de la figure III.18 par un détecteur de crête double alternance rapide de gain unitaire (dont nous détaillerons le fonctionnement dans le § suivant).
La tension de sortie de ce détecteur d'amplitude $|\alpha V_{Cm}|$ est ensuite comparée à la tension de référence (Vref) au moyen de l'amplificateur d'erreur (A14 : TL071), cet étage assure à lui seul non seulement les fonctions de comparateur et d'amplificateur d'erreur, mais également de correcteur PID grâce à l'association de la résistance d'entrée (R44) et du réseau de contre réaction (R45, C25, C26).

Remarques :

- L'action intégrale (apportée par le condensateur C26) est primordiale car elle permet d'asservir l'amplitude avec une erreur nulle en régime permanent.
- Un réseau de redressement d'alternance positive (D12, R46) doit être connecté en sortie de l'amplificateur d'erreur : En effet, sans ce réseau, il pourrait se produire un problème d'inversion du signe de la contre réaction dans le cas suivant : Si la tension d'entrée (vi) augmente brutalement, il en est de même pour l'amplitude du signal de sortie W, par conséquent l'asservissement détecte une erreur d'amplitude importante et réagit en faisant chuter rapidement la tension de sortie de l'amplificateur d'erreur (V_{OPID}), laquelle peut ainsi devenir négative. Le problème est que contrairement à un asservissement linéaire classique, une tension négative appliquée sur l'entrée d'un multiplieur ne réduit pas l'amplitude du signal sur sa sortie W, au contraire, ré-augmente l'amplitude de ce signal en lui faisant subir seulement une inversion de phase. Par conséquent, la contre réaction devient une réaction et au lieu de diminuer, l'amplitude du signal sur la sortie W diverge jusqu'à atteindre la saturation. L'insertion du réseau de redressement (D12, R46)

permet d'éviter ce problème en maintenant la sortie de commande de gain (V_{GC}) à un potentiel toujours positif, pouvant descendre à 0V sans offset résiduel.

En examinant le schéma de la figure III.18, on peut constater la présence d'un ¨Post Amplificateur¨ qui n'a pas encore été évoqué. Dans l'absolu, cet étage d'amplification n'est pas indispensable, néanmoins, nous allons montrer son utilité en supposant tout d'abord qu'il n'existe pas :
Dans ce cas, la tension à l'entrée du détecteur de crête est égale à celle générée par la sortie W du multiplieur dont l'expression est donnée par (III.46). Après convergence de l'asservissement d'amplitude, la tension à l'entrée du détecteur de crête doit être maintenue à une constante qui d'après l'équation (III.47) et les notations adoptées dans la figure III.18 s'écrit :

$$W = \frac{V_{GC}.v_i}{10V} = \alpha V_C = constante \qquad \text{(III.48)}$$

La valeur constante à laquelle peut être asservie la sortie W doit être telle qu'elle puisse être maintenue constante par l'asservissement et ce jusqu'aux valeurs extrêmes que peut atteindre la tension d'entrée v_i. D'après la première contrainte mentionnée dans le § III.7.3.1, on connait seulement ces valeurs extrêmes en relatif puisqu'on sait que la tension captée aux bornes du condensateur d'accord (kV_C) peut varier dans un rapport de 1 à 20, il reste donc à déterminer les valeurs absolues de ces extrêmes en fixant le facteur d'atténuation k. Or la contrainte que doit satisfaire ce facteur est que la tension atténuée (kV_C) ne doit pas excéder dans le pire cas la dynamique d'entrée maximale du multiplieur. D'après les spécifications fournies par Analog Devices [AD633], les dynamiques maximales sont de 10V aussi bien pour toutes les entrées que pour la sortie W. Par conséquent on a calculé le facteur d'atténuation k de sorte que l'amplitude maximale de la tension d'entrée soit limitée à :

$$\left|V_{i(max)}\right| = k\left|V_{C(max)}\right| = 10V \qquad \text{(III.49)}$$

D'où on déduit l'amplitude minimale de la tension d'entrée :

$$\left|V_{i(min)}\right| = k\left|V_{C(min)}\right| = \frac{10V}{20} = 0{,}5V \qquad \text{(III.50)}$$

Si l'on considère tout d'abord la tension d'entrée maximale : $\left|V_{i(max)}\right| = 10V$, on peut constater en examinant la relation (III.48) que ce n'est pas cette valeur qui va imposer une limitation car la sortie de l'amplificateur d'erreur pourra toujours générer une tension (V_{GC}) suffisamment faible pour maintenir l'amplitude de la tension de sortie W constante.
Par contre, si l'on considère la tension d'entrée minimale : $\left|v_{i(min)}\right| = 0{,}5V$, on peut constater en réexaminant la relation (III.48) que cette fois ci une limitation est imposée par la tension de sortie maximale de l'amplificateur d'erreur (V_{GCmax})
D'après la relation (III.48) l'amplitude maximale à laquelle la tension de sortie W pourra être maintenue constante est limitée à:

$$W_{max} = \frac{V_{GC(max)}.\left|V_{i(min)}\right|}{10V} = \frac{(V_{OPID} - V_D).\left|V_{i(min)}\right|}{10V} \qquad \text{(III.51)}$$

D'après les spécifications de l'amplificateur opérationnel (A14 : TL071), fournies par Texas Instruments [TL071], le ¨maximum positive output voltage swing¨ limite V_{OPID} à 12,5V. En portant cette valeur ainsi que $V_D \approx 0{,}7V$ dans l'équation (III.51), on obtient :
$W_{max} = 0{,}59V$
Nous avons estimé qu'une amplitude de 0,59V était insuffisante en termes de précision car trop proche des valeurs des tensions d'offset des amplificateurs et comparateurs qui sont utilisés pour réaliser le détecteur de crête double alternance ainsi que la commande PWM.
Par conséquent nous avons ainsi justifié l'adjonction d'un Post Amplificateur afin de pouvoir augmenter l'amplitude de la tension de sortie de l'asservissement à :

αV_C = constante = 10V.
Dans ces conditions :

- Le gain du Post Amplificateur doit être : $|G_{PA}| = \frac{R40}{R39} \geq \frac{10V}{0{,}59V} = 16{,}9$, ce qui nous a conduit à choisir : R40 = 10kΩ et R39 = 560Ω.
- La tension de référence a du être réglée à Vref = 10V (avec le potentiomètre R42).

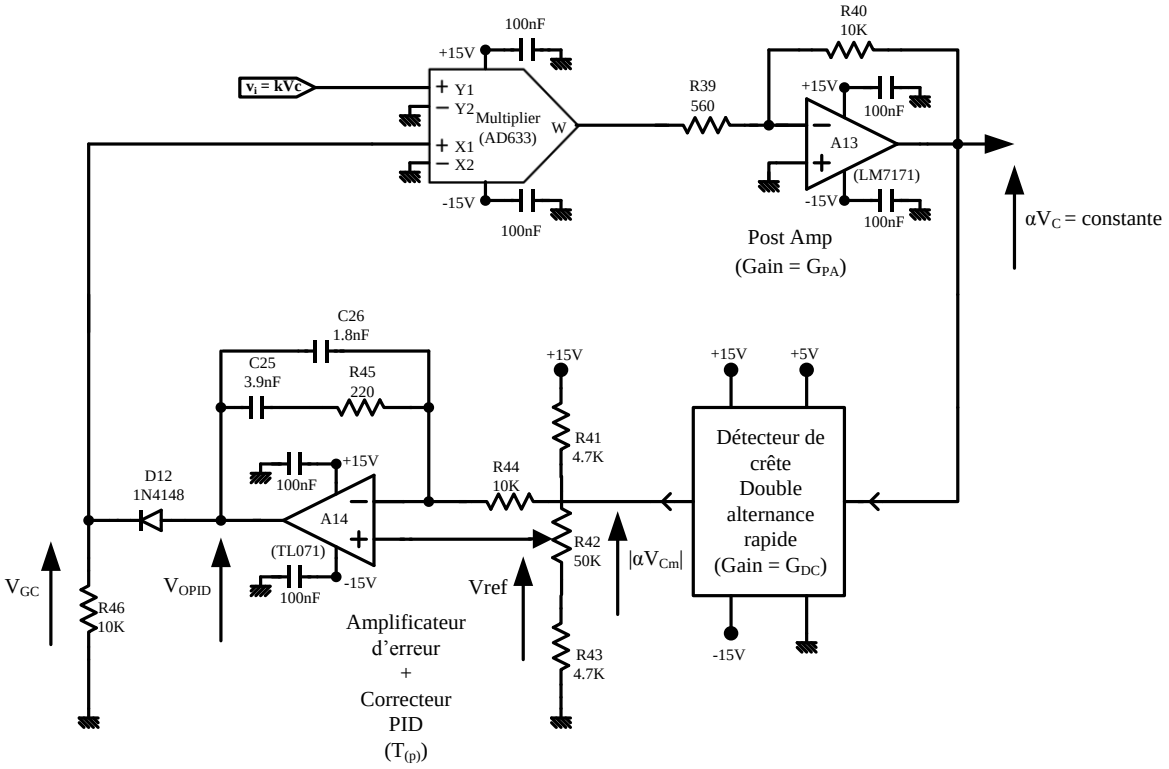


Figure III.18: Schéma de l'asservissement de l'amplitude de la tension captée aux bornes du condensateur d'accord

Tous les éléments de l'asservissement d'amplitude représentés sur la figure III.18 étant maintenant connus, on peut établir sa fonction de transfert complète :

$$|\alpha V_{Cm}| = G_{PA}.G_{DC}.W \tag{III.52}$$

Soit en remplaçant W par son expression (III.48) :

$$|\alpha V_{Cm}| = G_{PA}.G_{DC}\frac{V_{GC}.|v_i|}{10V} \tag{III.53}$$

En appelant $T_{(p)}$ la fonction de transfert de l'amplificateur d'erreur, la tension de sortie appliquée sur l'entrée X1 du multiplieur s'écrit (d'après la figure III.18 et en négligeant l'influence de la diode D12):

$$V_{GC} = T_{(p)}\left(V_{ref} - |\alpha V_{Cm}|\right) \tag{III.54}$$

En portant cette expression dans (III.52) et en résolvant pour $|\alpha V_{Cm}|$, on obtient finalement :

$$|\alpha V_{Cm}| = \frac{G_{PA}G_{DC}T_{(p)}\frac{|v_i|}{10V}}{1 + G_{PA}G_{DC}T_{(p)}\frac{|v_i|}{10V}}V_{ref} \tag{III.55}$$

Cette fonction de transfert permet de vérifier simplement que l'erreur de l'asservissement est nulle en régime permanent. En effet, en raison de l'action intégrale du correcteur PID, on peut écrire :

$$\lim_{t\to\infty}\left[T_{(p)}\right] \to \infty \qquad \text{(III.56)}$$

En portant cette valeur dans la fonction de transfert (IV.54), on obtient :

$$\lim_{t\to\infty}[|\alpha V_{Cm}|] = V_{ref} \qquad \text{(III.57)}$$

Ce résultat montre bien que l'amplitude de la tension de sortie de l'asservissement $|\alpha V_C|$ converge vers la tension de référence V_{ref} avec une erreur nulle, et ce quelle que soit l'amplitude de la tension d'entrée : $|V_i| = |kV_C|$.

Bien évidemment, cette erreur nulle ne peut être obtenue que si l'amplitude de la tension d'entrée respecte les limites établies ci-dessus: $0{,}5V < |V_i| = |kV_C| < 10V$.

La stabilité de l'asservissement a été obtenue en utilisant la méthode classique d'étude des asservissements linéaires continus consistant à tracer la réponse fréquentielle de la fonction de transfert en boucle ouverte et en dimensionnant les éléments du correcteur PID (R44, R45, C25, C26 sur la figure III.18) pour maintenir une marge de phase de 45° au gain unité.

Pour finaliser le schéma de la figure III.18, il reste deux sous ensembles à déterminer :

- Le circuit de captage et d'atténuation de la tension aux bornes du condensateur d'accord (V_C).
- Le circuit détecteur de crête double alternance rapide.

Ces circuits sont présentés dans les deux paragraphes suivants.

III.7.4. Circuit de captage de la tension aux bornes du condensateur d'accord

Le circuit de captage de la tension aux bornes du condensateur d'accord a été conçu pour assurer une double fonction :

- Une atténuation dans un rapport k de la tension captée aux bornes du condensateur d'accord.
- L'addition d'un déphasage pur ajustable destiné à compenser les retards introduits par les circuits de détection de crête double alternance et de commande de l'interrupteur bidirectionnel.

Nous avons réalisé cette double fonction au moyen des trois entités représentées sur le schéma de la figure III.19:

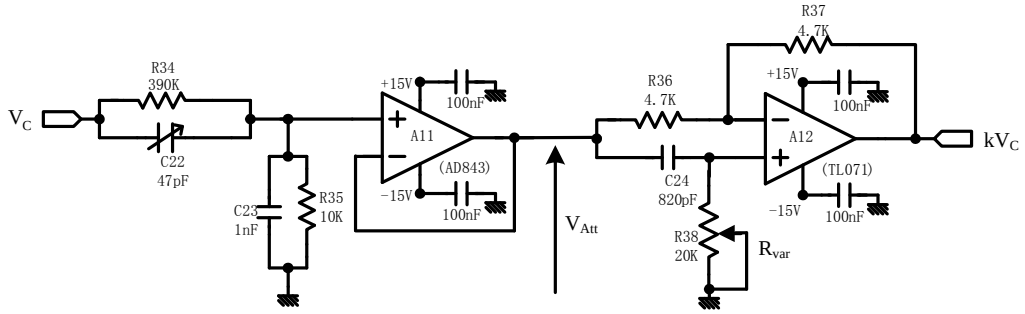


Figure III.19: Schéma du circuit de captage de la tension aux bornes du condensateur d'accord

1°). Un atténuateur compensé (R34, R35, C22, C23) connecté directement aux bornes du condensateur d'accord. Ce circuit est identique à celui d'une sonde passive d'oscilloscope, il a été dimensionné de sorte que dans le pire des cas, l'amplitude de la tension de sortie atténuée $|kV_C|$ ne puisse excéder la dynamique d'entrée maximale de 10V du multiplieur AD633.

2). Un circuit actif déphaseur de type avance de phase pur (A12). Il s'agit d'une topologie très classique qui permet d'introduire une avance de phase variable sans modification du module du gain en tension. En effet, d'après [FRAN88]**,** le déphasage et le gain de cette structure sont respectivement :

$$Arg\left[\frac{v_O}{v_i}\right] = Arg\left[\frac{kV_C}{V_{att}}\right] = \pi - Arctg(R_{var}C24\omega) \quad \text{(III.58)}$$

$$\left|\frac{v_O}{v_i}\right| = \left|\frac{kV_C}{V_{att}}\right| = 1 \quad \text{(III.59)}$$

Les valeurs des éléments de ce déphaseur (indiquées sur la figure III.19) ont été calculées pour ajouter une avance de phase variable jusqu'à 10°, suffisante pour compenser les retards cumulés des circuits : de détection de crête double alternance et de commande de l'interrupteur bidirectionnel.

3). Un suiveur de tension (A11) a du être inséré entre les deux circuits précédents afin d'adapter en tension la sortie à haute impédance de l'atténuateur compensé à l'impédance d'entrée relativement faible du déphaseur actif.

III.7.5. Conception du circuit détecteur de crête double alternance rapide

III.7.5.1. Introduction, performances à atteindre

Le principe des circuits détecteurs de crête est généralement basé sur celui du classique « détecteur d'enveloppe » représenté sur la figure III.20.

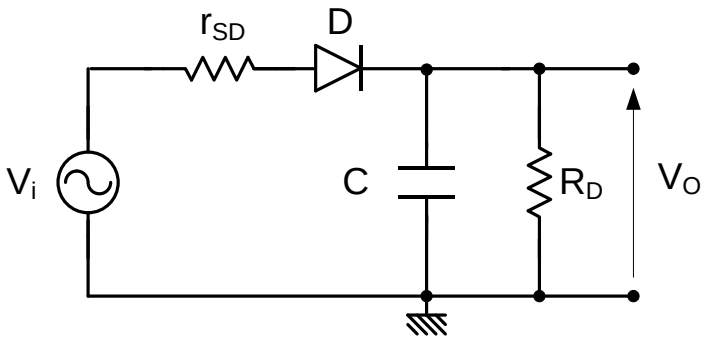


Figure III.20: Détecteur de crête ¨classique¨ mono alternance à diode

Dans ce circuit constitué d'une diode D associée à circuit R_D / C, on sait que l'adjonction de la résistance de décharge R_D est obligatoire pour permettre au signal détecté de suivre les diminutions d'amplitude de la porteuse. En effet, sans cette résistance, la constante de temps de décharge serait infinie ce qui rendrait ce circuit inutilisable (en particulier pour le système d'asservissement d'amplitude dans lequel il doit être incorporé). En contrepartie, la présence de R_D produit une ondulation résiduelle qui se superpose au signal détecté. Le choix de la constante de temps de décharge du condensateur: $\tau_D = R_D.C$ résulte alors d'un compromis entre l'amplitude de l'ondulation et la vitesse de décroissance du signal de sortie (V_O).

Ce compromis crée en définitive deux défauts qui constituent autant d'inconvénients pour un système asservi:

- L'ondulation résiduelle oblige à davantage filtrer les hautes fréquences, ce qui se traduit par un ralentissement de la boucle l'asservissement.
- La constante de temps du circuit change radicalement selon le sens de variation de l'amplitude du signal d'entrée :
    - Elle est très faible voire négligeable lorsque l'amplitude augmente, car dans ce cas elle est seulement limitée par la résistance dynamique de la diode qui définit la constante de temps de charge du condensateur ($\tau_C \approx r_{SD}.C$).

- Par contre elle conserve une valeur relativement élevée lorsque l'amplitude diminue puisque dans ce cas, elle est imposée par la constante de temps de décharge du condensateur ($\tau_D = R_D .C$).

Par conséquent la transmittance du détecteur de crête ¨classique¨ est affectée par une non linéarité particulière : sa constante de temps subit une discontinuité très importante au changement de signe de la dérivée du signal d'entrée. Ce type de non linéarité n'étant pas abordée dans la théorie classique de l'automatique, les concepteurs ¨résolvent¨ généralement ce problème en ralentissant considérablement la boucle l'asservissement.

En définitive la connaissance de ces inconvénients démontre que les circuits de détection basés sur le schéma à diode représenté sur la figure III.20 ne sont pas recommandés pour être insérés dans la boucle d'un asservissement d'amplitude.

Cependant, la connaissance de ces inconvénients ne constitue pas uniquement une information négative, car elle permet également de préciser les caractéristiques et performances d'un détecteur de crête ¨idéal¨ destiné à être inséré dans la boucle d'un asservissement d'amplitude.

En effet, d'après ce qui vient d'être montré, ce détecteur de crête devrait satisfaire les contraintes et avoir les performances suivantes :

- 1°. Une ondulation résiduelle nulle.
- 2°. Un temps d'établissement indépendant du sens de variation de l'amplitude du signal d'entrée
- 3°. Un temps d'établissement le plus court possible.

Auxquelles s'ajoutent celles déjà établies dans le § III.7. 3.1 :

- 4°. Un temps d'établissement indépendant de la variation d'amplitude du signal d'entrée et ce pour une variation maximale pouvant atteindre un rapport de 1 à 20.
- 5°. Une tension détectée correspondant précisément à l'amplitude du signal d'entrée.

Or, un détecteur de crête répondant presque à ce cahier des charges avait été développé par l'équipe ¨biotelemetries¨ avant mon arrivée dans le laboratoire. Il s'agit d'un circuit original appelé : ¨Détecteur d'enveloppe hybride à diode et échantillonneur bloqueur synchrone¨ qui avait été conçu à l'origine pour réaliser un récepteur à détection synchrone pour modulation de charge (on peut signaler qu'en raison de son originalité, l'ensemble de ce système a fait l'objet de la publication [ROD105]. Les contraintes d'un tel récepteur étant similaires à celles d'un asservissement d'amplitude, il en résulte que le prototype réalisé répond quasiment aux quatre spécifications détaillées ci-dessus.
Les seules spécifications auxquelles ce prototype ne répond que partiellement sont:
La 3°, car il s'agissait d'un détecteur mono-alternance.
La 4°, car des variations d'amplitude du signal d'entrée dans un rapport de 1 à 20 ne pouvaient se produire dans un récepteur à détection synchrone pour modulation de charge, c'est la raison pour laquelle, le détecteur réalisé n'avait été ni conçu ni testé pour de telles variations. (Néanmoins le principe de ce détecteur aurait permis de traiter de telles variations).
La 5° en raison de l'utilisation d'une simple diode qui rajoute un seuil dépendant de la température.
Par conséquent, il m'a été demandé de concevoir une version améliorée de ce détecteur au niveau :
De la 3° contrainte, en atteignant la rapidité la plus élevée possible pour un détecteur d'amplitude, grâce à un redressement double alternance.
De la 4° contrainte, par une capacité à traiter des signaux d'entrée dont l'amplitude peut varier dans un rapport de 1 à 20.
De la 5° contrainte, en employant des montages de redressement sans seuil à amplificateurs opérationnels.

En réalité deux versions améliorées ont été conçues et réalisées, cependant, je ne décrirai dans ce qui suit que la plus performante (en termes de rapidité). Le principe de cette version améliorée étant identique à celui du circuit original appelé : ¨Détecteur d'enveloppe hybride à diode et échantillonneur bloqueur synchrone¨ j'en ferai donc au préalable une présentation en m'appuyant sur la description qui en a été faite dans la publication [ROD105].

III.7.5.2. Principe du détecteur d'enveloppe mono alternance hybride à diode et échantillonneur bloqueur synchrone

Pour supprimer simultanément et complètement les deux défauts qui affectent le détecteur de crête ¨classique¨ représenté figure III.20 (son inaptitude à suivre les décroissances rapides de l'amplitude du signal d'entrée et l'apparition d'ondulation résiduelle sur sa tension de sortie), nous avons adopté l'idée consistant à assurer le suivi des amplitudes décroissantes, en effectuant une pré décharge synchrone du condensateur C suivie d'une mémorisation de la tension crête (voir figures III.21 & III.22) selon le cycle séquentiel suivant :

Avant que ne survienne le sommet de la sinusoïde à détecter, le condensateur C est pré déchargé d'une valeur suffisante au moyen d'une impulsion de courant produite par l'interrupteur SW1, et la résistance R_D (intervalle de temps : ton = $t_2 - t_1$ sur le chronogramme de la figure III.22). Dans ces conditions, la diode D est assurée de conduire avant chaque sommet positif de sinusoïde, ce qui, après le blocage de la diode garantit une réactualisation correcte de la valeur de l'amplitude mémorisée sur le condensateur C (au seuil de la diode près), et ce quel que soit le sens de variation de l'amplitude.

Pour sauvegarder la valeur de l'amplitude mémorisée, il reste alors à effectuer un deuxième échantillonnage blocage (au moyen du circuit SW2 / C_H). Bien évidemment cet échantillonnage doit être réalisé lorsque la tension aux bornes du condensateur C est constante, c'est-à-dire dans l'intervalle de temps (t_3, t_4) situé entre le sommet de la sinusoïde, et le début de la décharge. En procédant ainsi l'ondulation est en principe complètement éliminée sur le deuxième condensateur de mémorisation C_H. La seule condition à respecter pour obtenir ce résultat est que la valeur de la pré décharge soit suffisante pour suivre les variations d'amplitude dans le pire des cas.

A titre d'exemple, dans le cas de l'asservissement d'amplitude à réaliser, nous avons indiqué dans le § III.7. 3.1 que la variation maximale d'amplitude du signal d'entrée pouvait atteindre un rapport de 1 à 20. Pour que la sortie puisse suivre une chute d'amplitude dans un tel rapport, il faut donc que le condensateur C soit déchargé jusqu'à atteindre une tension inférieure à 5% de sa valeur initiale. Nous verrons que dans la version améliorée présentée ci-dessous, nous avons pris une marge de sécurité en procédant à une décharge complète du condensateur C.

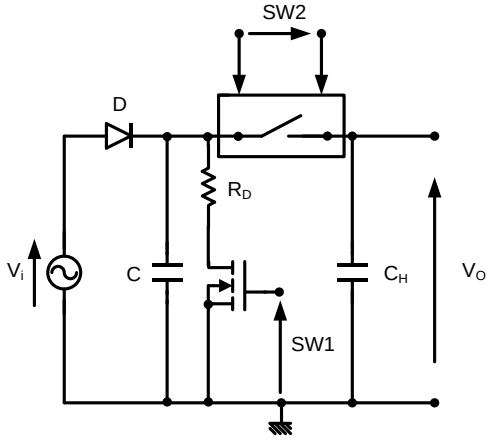


Figure III.21: Schéma de principe du détecteur d'enveloppe mono alternance hybride à diode et échantillonneur bloqueur synchrone

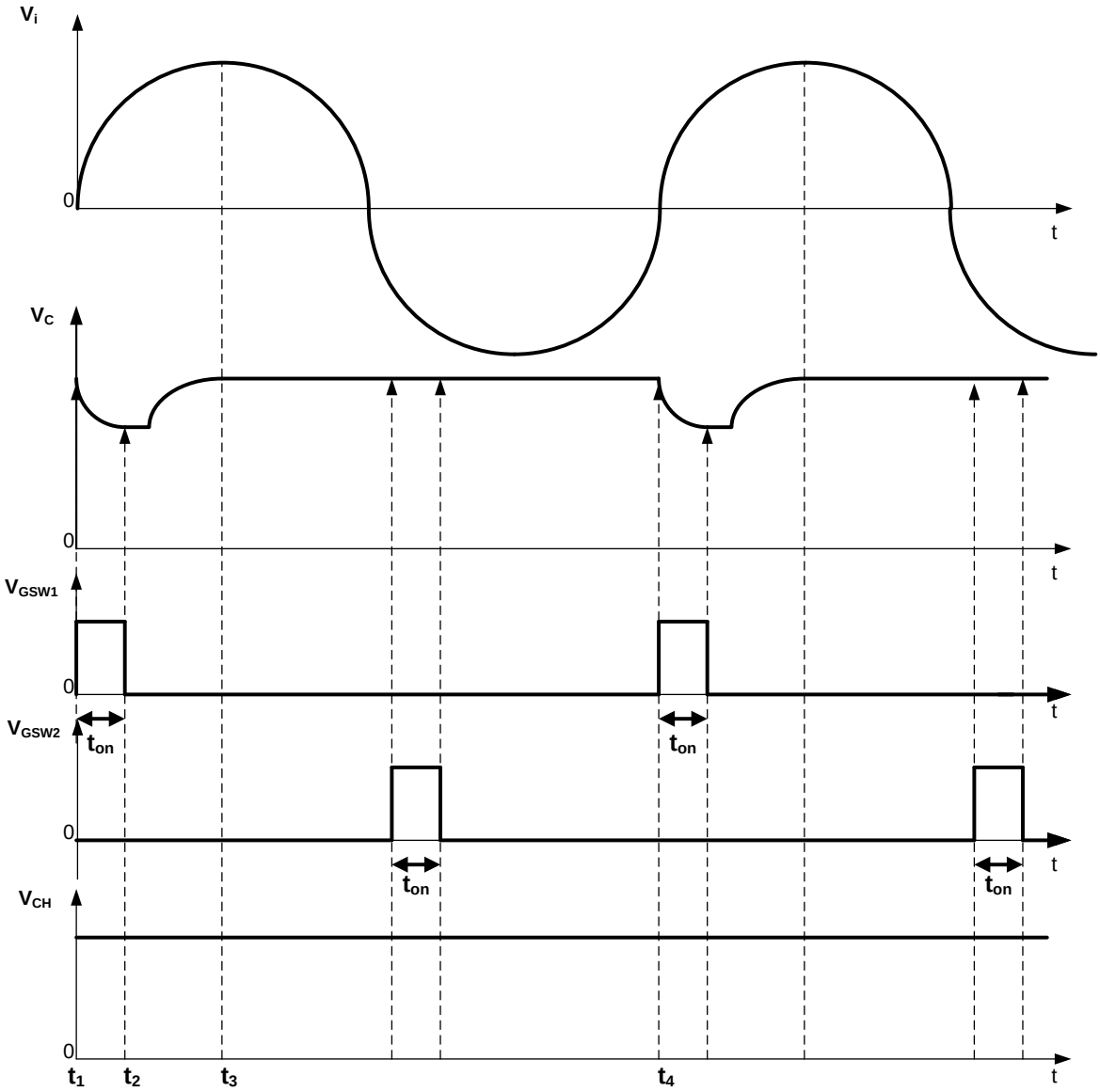


Figure III.22: Chronogrammes théoriques du détecteur d'enveloppe mono alternance hybride à diode et échantillonneur bloqueur synchrone

Comme nous l'avons précédemment signalé cette version mono alternance présente deux limitations :
Elle est deux fois moins rapide qu'une version double alternance.
Sa précision est insuffisante pour traiter les signaux de faible niveau en raison de l'utilisation d'une simple diode qui rajoute un seuil dépendant de la température.
Nous allons présenter dans le § suivant la solution qui supprime ces dernières limitations : il s'agit d'un détecteur d'enveloppe double alternance hybride à diode et échantillonneur bloqueur synchrone.

III.7.5.3. Détecteur d'enveloppe double alternance hybride à double détecteur de crête et échantillonneur bloqueur synchrone

Comme nous l'avons précédemment signalé, deux versions de détecteur d'enveloppe double alternance ont été conçues et réalisées :
Une version très proche du détecteur mono alternance comportant également un seul condensateur de stockage C associé au condensateur de mémorisation C_H.
Une version plus complexe comportant deux condensateurs de stockage C_1, C_2, chacun étant affecté séquentiellement au traitement d'une alternance du signal d'entrée, la tension

recueillie à leurs bornes étant ensuite transférée sur un même condensateur de mémorisation C_H.
Ces deux versions ont donné entière satisfaction, cependant, la deuxième version présentant de meilleurs aptitudes pour fonctionner en Haute Fréquence, seule cette version sera détaillée dans ce qui suit.
Quelle que soit la version, le signal d'entrée est tout d'abord redressé avec un redresseur double alternance sans seuil dont le schéma est représenté sur la figure III.23.

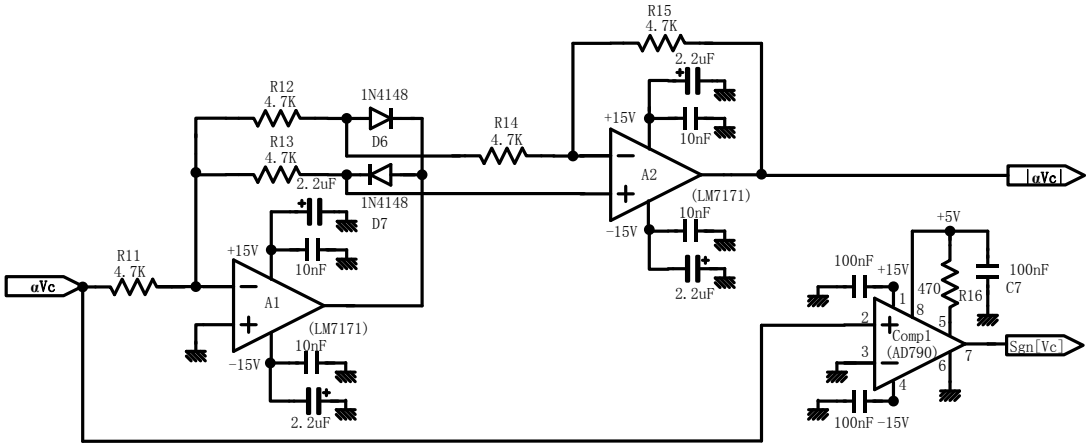


Figure III.23: Schéma du redresseur double alternance sans seuil

Il s'agit de l'association classique du séparateur d'alternance sans seuil (A1) avec le soustracteur (A2). Les résistances R11, R12, R14, R15, sont toutes égales à 4,7kΩ de manière obtenir un redresseur double alternance de gain unitaire. Par conséquent, sachant que l'entrée de ce montage est connectée sur la sortie de l'asservissement d'amplitude qui est réglé pour générer une amplitude constante $\alpha V_C = 10V$ (voir § III.7. 3.2), il en résulte que l'amplitude de la tension de sortie redressée double alternance $|\alpha V_C|$ est aussi constante et égale à 10V : c'est la raison pour laquelle cette sortie a pu être utilisée pour générer la commande V_{PWM} de la capacité commutée (après comparaison avec la tension d'erreur de l'asservissement de phase) (voir figure III.17). C'est également en raison de la constance de l'amplitude du signal d'entrée que la détection du signe de la tension aux bornes du condensateur d'accord $Sgn(V_C)$ a été réalisée en connectant l'entrée + du comparateur à zéro (Comp 1 : AD790) sur l'entrée αV_C .
La sortie redressée double alternance $|\alpha V_C|$ est ensuite connectée à l'entrée du détecteur d'enveloppe double alternance proprement dit, dont le schéma de principe est représenté sur la figure III.24.
Comme indiqué en introduction de ce paragraphe, cette version de détecteur comporte deux condensateurs de stockage C_1, C_2, chacun étant affecté séquentiellement (par la commutation des interrupteurs SW11 et SW12) à la détection et la mémorisation de la tension de crête de l'une des deux alternances du signal d'entrée αV_C. Dans le cas particulier de la figure III.24, C1 est affecté à l'alternance positive de l'entrée αV_C et C2 à l'alternance négative. La tension de crête recueillie à leurs bornes est ensuite transférée sur un même condensateur de mémorisation C_H = C3. Dans ces conditions si l'amplitude du signal d'entrée $|\alpha V_C|$ reste constante, la tension de sortie aux bornes du condensateur de mémorisation C_H = C3 est une tension continue égale à l'amplitude du signal d'entrée : $V_{C3} = |\alpha V_{Cm}|$. Par contre, si l'amplitude du signal d'entrée αV_C augmente ou diminue rapidement, alors, le signal sortie V_{C3} suit ces variations avec un temps de retard du toujours égal à une demi période du signal d'entrée et ce grâce à l'application à ce montage de la technique de la pré décharge synchrone (décrite dans le § III.7.5.2 pour la version d'origine mono alternance). Dans le cas de la version double alternance représentée sur la figure III.24, ces pré décharges synchrones sont effectuées respectivement par : l'interrupteur SW21 pour le condensateur C1 et l'interrupteur SW22 pour le condensateur C2.

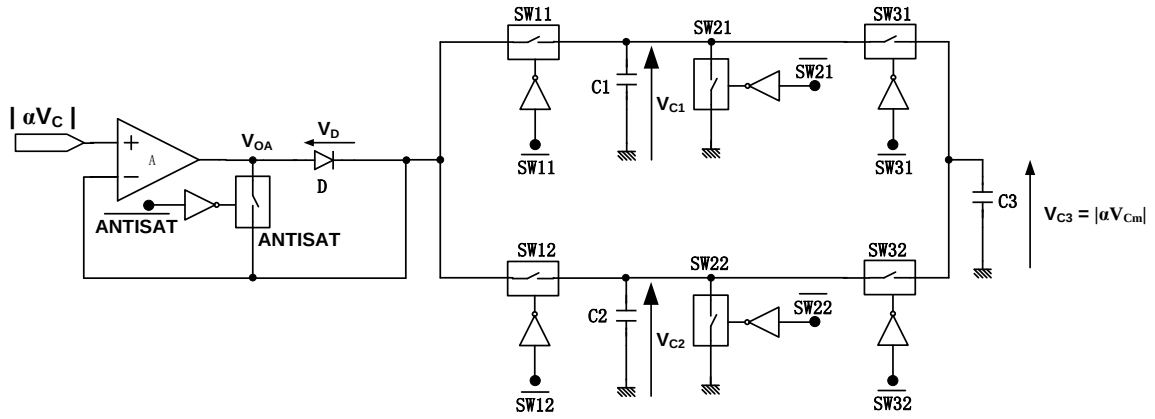


Figure III.24: Schéma de principe du détecteur d'enveloppe double alternance hybride à double détecteur de crête et échantillonneur bloqueur synchrone

Après cette description succincte de ce cycle de fonctionnement séquentiel, nous allons maintenant détailler les différentes phases qui le composent et ainsi établir progressivement les chronogrammes théoriques représentés sur la figure III.30.
Ce cycle comprend les cinq phases suivantes :

Phase 1 : $t_1 \leq t < t_2$:

Il s'agit du premier ¼ de période du signal d'entrée qui croit jusqu'à atteindre le sommet de l'alternance positive (temps t_2). Dans cet intervalle de temps, le condensateur C1 doit être rechargé jusqu'au sommet de l'alternance alors qu'au contraire le condensateur C2 (affecté à l'alternance négative) doit être en phase de pré décharge complète. Par conséquent les interrupteurs SW11 et SW22 doivent être fermés et tous les autres ouverts, on obtient le schéma équivalent représenté sur la figure III.25 :

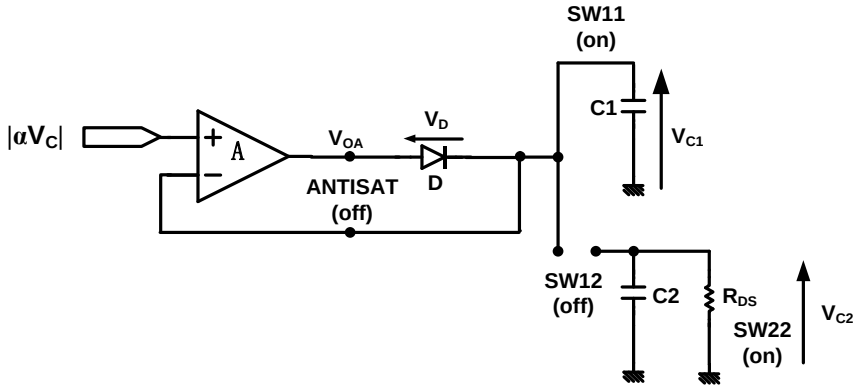


Figure III.25: Schéma équivalent en phase 1

Comme on peut le constater, l'amplificateur A est configuré en détecteur de crête positive sans seuil, sa sortie (portée au potentiel :$V_{OA} = V_{C1} + V_D$) recharge donc le condensateur C1 jusqu'à atteindre au temps t_2 un maximum donné par l'expression :

$$V_{C1} = (\alpha V_{Cm} \pm V_{os}) \frac{A}{1+A} - \frac{V_D}{1+A} \approx \alpha V_{Cm} \qquad \text{(III.60)}$$

Cette expression montre en particulier les précautions à prendre pour que le condensateur C1 soit rechargé le plus précisément possible jusqu'au sommet de l'alternance positive (αV_{Cm}) :

- Un gain A élevé à la fréquence de 125kHz.
- Une tension d'offset Vos faible devant l'amplitude αV_{Cm}) du signal à détecter (c'est pour satisfaire cette deuxième condition que nous avons décidé d'asservir l'amplitude de la tension d'entrée à : αV_{Cm} = 10V)

Etant donné que toutes ces conditions ont été respectées dans le circuit que nous avons réalisé, on peut donc dire qu'à l'instant t_2 la tension aux bornes du condensateur C1 atteint un maximum quasiment égal à l'amplitude du signal d'entrée : $V_{C1} \approx \alpha V_{Cm}$
Pendant ce temps, le condensateur C2 est en phase de pré décharge synchrone, il est déchargé très rapidement par l'interrupteur SW22 avec la faible constante de temps : $\tau_D \approx R_{DS}C2$, (avec : R_{DS} = Résistance Drain / Source du MOSFET utilisé pour réaliser l'interrupteur). Par conséquent, on peut considérer qu'à l'instant t_2, le condensateur C2 est complètement déchargé à zéro. Ce résultat a été volontairement recherché afin que dans sa prochaine phase de détection de pic, le condensateur C2 ait toujours besoin d'être rechargé, ce qui est comme nous l'avons montré au § III.7.5.2 la condition à respecter pour que la tension de crête puisse être détectée avec la même précision (définie par l'expression III.60), dans un délai d'un demi période et ce, dans le pire des cas : C'est-à-dire lorsque l'amplitude du signal d'entrée chute brutalement à une valeur très faible (par exemple une chute de 10V à 0,5V qui correspond au rapport maximum de 20 prévu dans le cahier des charges).

Phase 2 : $t_2 \leq t < t_3$:

Les interrupteurs sont dans le même état qu'en phase 1 (les interrupteurs SW11 et SW22 sont fermés et tous les autres sont ouverts). Le seul changement par rapport à la phase 1 va provenir du fait que d'une part le signal d'entrée décroit depuis le sommet de l'alternance positive atteint au temps t_2 et que d'autre part le condensateur C1 précédemment chargé à l'amplitude du signal d'entrée : $V_{C1} \approx \alpha V_{Cm}$, conserve sa charge. Dans ces conditions, la tension de sortie de l'amplificateur donnée par sa fonction de transfert :
$V_{OA} = A(V^+ - V^-) = A(\alpha V_C - \alpha V_{Cm})$ décroit, ce qui entraine le blocage de la diode D, lequel entraine à son tour le fonctionnement en boucle ouverte de l'amplificateur. Par conséquent, la tension de sortie V_{OA} descend vers sa tension de saturation négative ($-V_{OAm}$) avec une vitesse seulement limitée par le ¨slew rate¨ (voir chronogramme de V_{OA} sur la figure III.30). On en déduit le schéma équivalent pendant la phase 2 représenté sur la figure III.26 :

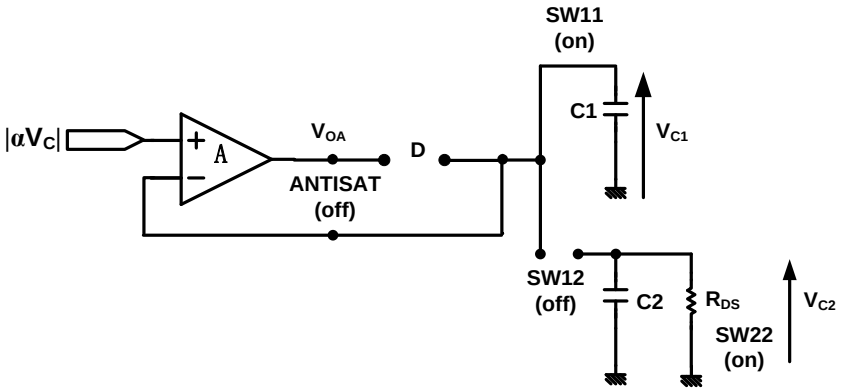


Figure III.26: Schéma équivalent en phase 2

Sur ce schéma on peut constater que le condensateur C1 est uniquement chargé par l'impédance d'entrée infinie de l'amplificateur, ce qui fait que la tension à ses bornes garde en mémoire la tension de crête positive du signal. Le transfert de cette tension vers le condensateur de mémorisation de sortie (C3) peut maintenant s'effectuer, c'est l'une des opérations dévolues à la phase 3 qui suit.

Phase 3 : $t_3 \leq t < t_4$:

Phase de début de transfert et de mémorisation de la tension crête sur le condensateur de sortie, avec déconnexion de la sortie de l'amplificateur :
Dans cet intervalle de temps, le condensateur C1 doit être connecté au condensateur de mémorisation de sortie (C3) et l'ensemble doit être complètement isolé de l'amplificateur afin de permettre sa mise en anti saturation dans la phase suivante (phase 4). Par conséquent, l'interrupteur SW31 doit être fermé et l'interrupteur SW11 ouvert, on obtient alors le schéma équivalent représenté sur la figure III.27 :

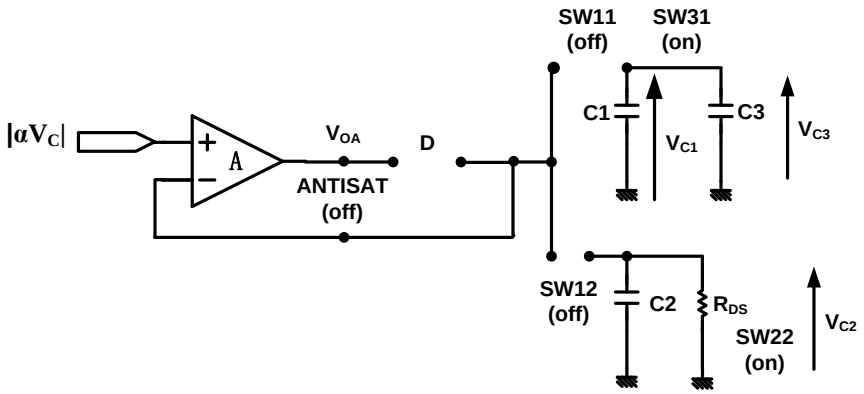


Figure III.27: Schéma équivalent en phase 3

Cependant, comme on peut le constater sur cette figure, la connexion de C3 en parallèle sur C1 va se traduire par un échange de charges et donc une variation de la tension de crête précédemment mémorisée dans le condensateur C1.
Pour minimiser cette erreur, il existe deux techniques bien connues :

- Soit choisir une capacité C1 >> C3.
- Soit insérer entre C1 et C3 un amplificateur monté en suiveur de tension.

Nous avons choisi la deuxième solution car dans ce cas il n'y aucun transfert de charge, l'erreur se réduisant alors à la tension d'offset de l'amplificateur suiveur rajouté. Le seul inconvénient inhérent à cette solution est qu'elle nécessite de rajouter au total deux l'amplificateurs suiveurs, le premier pour C1 et le second pour C2 (amplificateurs A8 & A9 sur le schéma complet représenté sur la figure III.31).

Phase 4 : $t_4 \leq t < t_5$:

Phase de mise en configuration d'anti saturation de l'amplificateur avec maintient de la mémorisation de la tension crête sur le condensateur de sortie.
Cette phase de mise en configuration d'anti saturation de l'amplificateur est obligatoire pour atteindre des fréquences de fonctionnement élevées :
En effet, si elle n'existait pas, la sortie de l'amplificateur resterait saturée à une tension négative élevée : - V_{OAm}. Un problème apparaitrait alors en début de deuxième ½ période (temps t_6 sur le chronogramme de V_{OA} représenté figure III.30) lorsque l'amplificateur est de nouveau reconfiguré en détecteur de crête et devrait commencer à recharger le deuxième condensateur (C2). En réalité, cette recharge ne pourrait débuter qu'après un temps de retard relativement important imposé par le ¨slew rate¨ de l'amplificateur : Ce retard serait en effet égal au temps mis par la sortie V_{OA} pour transiter depuis la tension négative élevée : - V_{OAm} jusqu'à la tension positive de conduction de la diode.
Le problème est que si aux fréquences élevées, ce temps de retard devient supérieur à ¼ de la période, alors la diode n'est pas remise en conduction et la détection de la crête n'a pas lieu.
Pour remédier à ce problème, la solution que nous avons adoptée a consisté à faire cesser l'état de saturation de l'amplificateur en le reconfigurant en suiveur de tension par la fermeture de l'interrupteur ¨ANTISAT¨.
On obtient alors le schéma équivalent représenté sur la figure III.28.

En examinant ce schéma équivalent, on peut comprendre à postériori pourquoi nous avons fait précéder cette phase d'anti saturation par l'ouverture de l'interrupteur SW11 (effectuée pendant la phase 3). En effet si l'interrupteur SW11 était resté fermé, la tension mémorisée aux bornes des condensateurs C1 et C3 aurait été perdue, puisque imposée par la sortie V_{OA} de l'amplificateur. En outre, l'ouverture de l'interrupteur SW11 apporte un deuxième avantage puisqu'en isolant les condensateurs C1 et C3 du reste du circuit, elle permet de maximiser le temps de transfert entre les deux condensateurs en l'étendant à cette 4° phase.

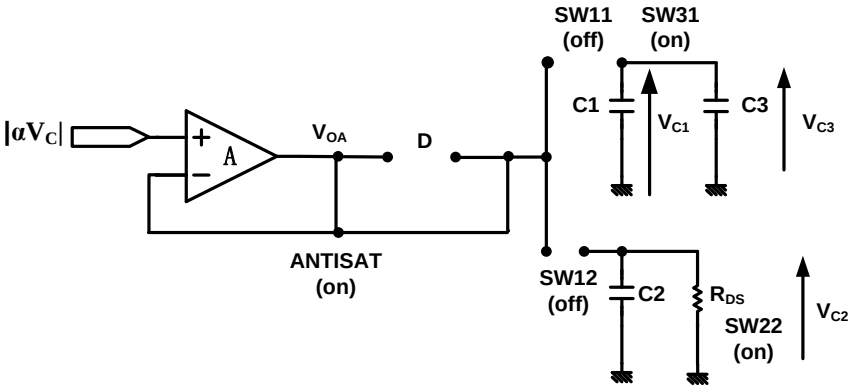


Figure III.28: Schéma équivalent en phase 4

Phase 5 : $t_5 \leq t < t_6$:

Phase de préparation au changement d'alternance et de permutation des rôles des condensateurs C1 et C2.

Cette phase de préparation est destinée à éviter que les permutations qui s'opèrent dès le changement d'alternance (temps $t_{6)}$, n'entrainent pas de modification de la tension mémorisée en sortie (V_{C3}). Le seul risque de modification peut provenir d'une ¨cross conduction¨ due à la décharge du condensateur C1 qui doit intervenir immédiatement après l'instant t_6 (tout comme ce fut le cas pour condensateur C2 pendant la phase 1 décrite ci-dessus). Pour éviter ce risque de ¨cross conduction¨, il suffit pendant cette 5° phase de supprimer la connexion entre les condensateurs C1 et C3 en ouvrant l'interrupteur SW31, on obtient ainsi le schéma équivalent représenté sur la figure III.29.

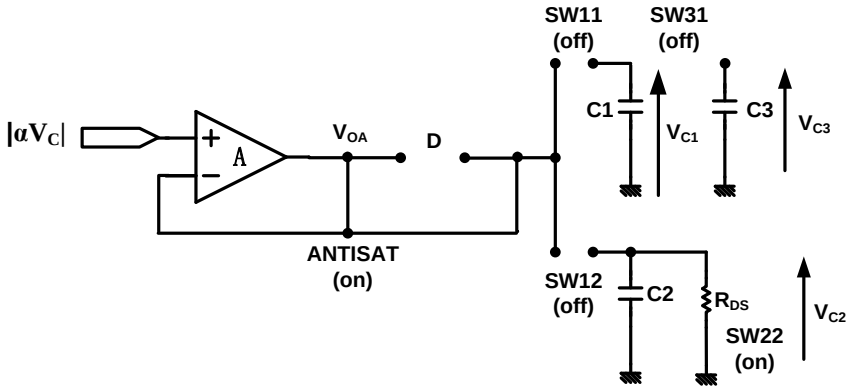


Figure III.29: Schéma équivalent en phase 5

Pendant cette dernière phase, l'amplificateur est maintenu en configuration suiveur de tension, sachant qu'il n'est plus saturé, sa tension de sortie est donc égale à la tension d'entrée : ($V_{OA} = \alpha V_C$). Sachant que la tension redressée d'entrée atteint zéro à l'instant $t_6 = T/2$, il en est donc de même pour la tension V_{OA}. L'avantage de ce ¨pré positionnement¨ à zéro de la sortie de l'amplificateur est que la reconfiguration de cet amplificateur en détecteur de crête (qui doit prendre effet immédiatement après l'instant $t_{6)}$ va être la plus rapide possible. Il suffira en effet que la sortie V_{OA} transite (avec une vitesse imposée par le ¨slew rate¨) depuis 0V à $V_D \approx 0{,}7V$ pour que le fonctionnement de l'amplificateur en détecteur de crête soit assuré, ce qui représente un temps de reconfiguration extrêmement bref. Ces explications démontrent bien l'intérêt que présente l'addition du système d'anti saturation pour atteindre les fréquences de fonctionnement les plus élevées possibles.

Au-delà de l'instant $t_6 = T/2$, commence donc le traitement de l'alternance suivante (négative). Ce traitement comprend également cinq phases identiques à celles que nous venons de décrire pour l'alternance positive, il est donc inutile de les détailler (la seule différence étant que les indices des condensateurs C1 et C2 sont permutés ainsi que ceux des interrupteurs correspondants).

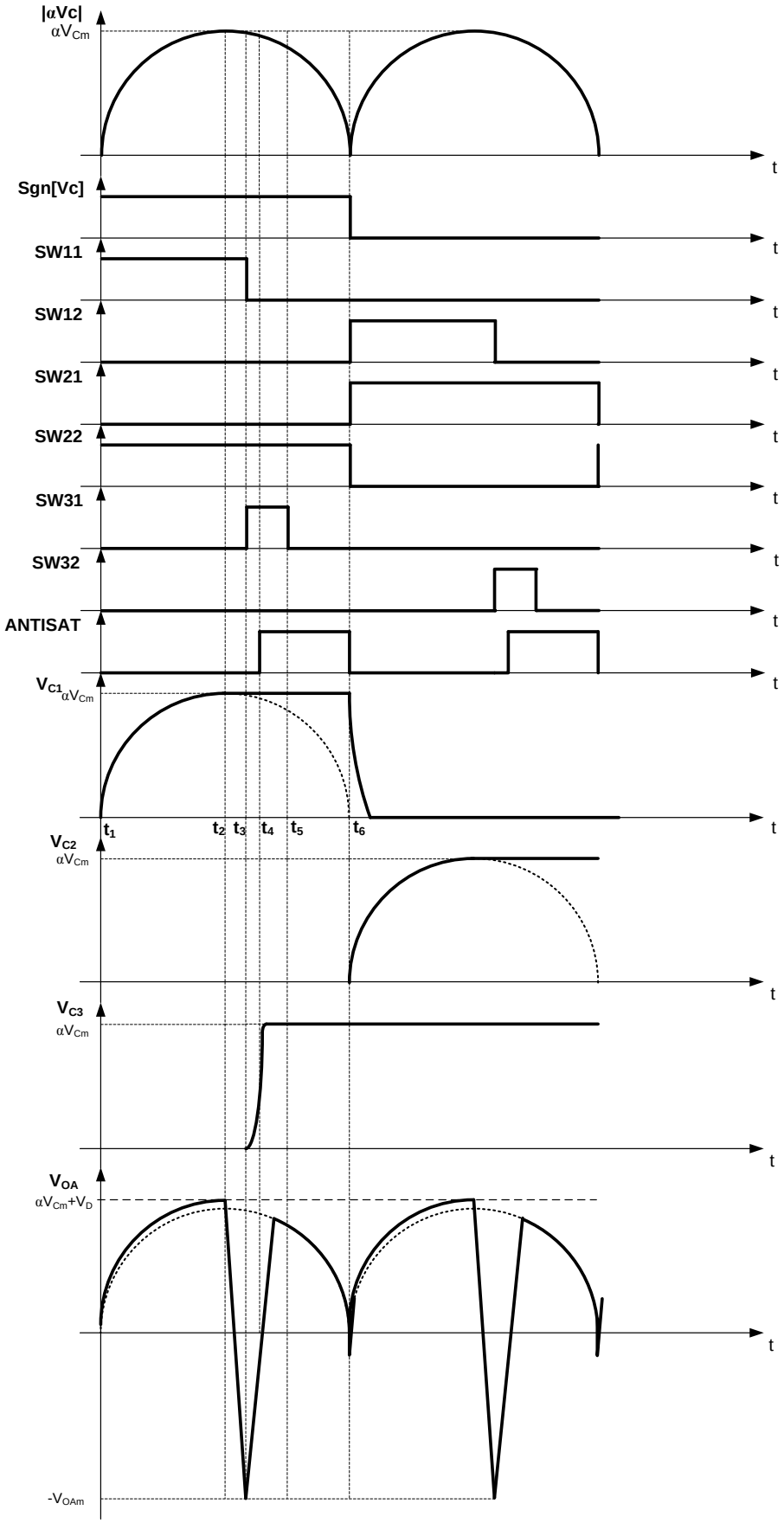


Figure III.30: Chronogrammes théoriques du détecteur d'enveloppe double alternance hybride à double détecteur de crête et échantillonneur bloqueur synchrone

Cette étude théorique a permis de démontrer que ce ¨détecteur d'enveloppe double alternance hybride à double détecteur de crête et échantillonneur bloqueur synchrone¨ satisfaisait

pleinement les contraintes de l'application annoncées dans le paragraphe III.7.5.1 d'introduction :

- 1°. Une ondulation résiduelle nulle obtenue par une double mémorisation analogique : une première mémorisation réalisée au niveau des condensateurs des détecteurs de crête suivie après stabilisation de la tension à leurs bornes d'un transfert par échantillonnage sur un condensateur de mémorisation de sortie.
- 2°. Un temps d'établissement indépendant du sens de variation de l'amplitude du signal d'entrée par l'application de la technique de la pré décharge synchrone.
- 3°. Un temps d'établissement le plus court possible grâce à une détection de crête double alternance
- 4°. Un temps d'établissement indépendant de la variation d'amplitude du signal d'entrée et ce pour une variation maximale pouvant atteindre un rapport de 1 à 20, rendu possible par une décharge complète des condensateurs des détecteurs de crête.
- 5°. Une tension détectée correspondant précisément à l'amplitude du signal d'entrée par :
    - Le recours à un redressement double alternance sans seuil associé à un détecteur de crête sans seuil.
    - La suppression des transferts de charges entre condensateurs de mémorisation par l'insertion d'amplificateurs suiveurs.

Le schéma électrique complet du ¨détecteur d'enveloppe double alternance hybride à double détecteur de crête et échantillonneur bloqueur synchrone¨ que nous avons réalisé est représenté sur la figure III.31. Pour atteindre les performances souhaitées, les amplificateurs opérationnels rapides utilisés dans la partie analogique sont de deux types :

- A entrées sur transistors bipolaires (LM7171) pour le redresseur double alternances.
- A entrées sur JFETs (AD817) chaque fois qu'une des entrées est en contact avec un condensateur de mémorisation.

Les interrupteurs analogiques sont de type bi directionnels à MOSFETs complémentaires (DG201). Les commandes de ces interrupteurs sont générées par un ensemble de circuits logiques de type ¨High speed CMOS¨, synchronisés sur le signe de la tension aux bornes du condensateur d'accord ($Sgn[V_C]$).

Les tests effectués sur le circuit de la figure III.31 ont permis de valider l'ensemble des prévisions théoriques :

- Les chronogrammes représentés sur la figure III.32 confirment les formes d'ondes théoriques de la figure III.30.
- Les chronogrammes représentés sur la figure III.33 montrent les résultats du test en rapidité effectués avec un signal d'entrée (αV_C) dont l'amplitude varie brutalement entre deux périodes dans le rapport maximum de 1 à 20 prévu dans le cahier des charges (entre 10V et 0,5V). Comme on peut le constater sur ces chronogrammes, la sortie du détecteur d'enveloppe commute conformément à la théorie avec un même retard d'une demi période aussi bien pour les augmentations que pour les diminutions d'amplitude du signal d'entrée (αV_C).

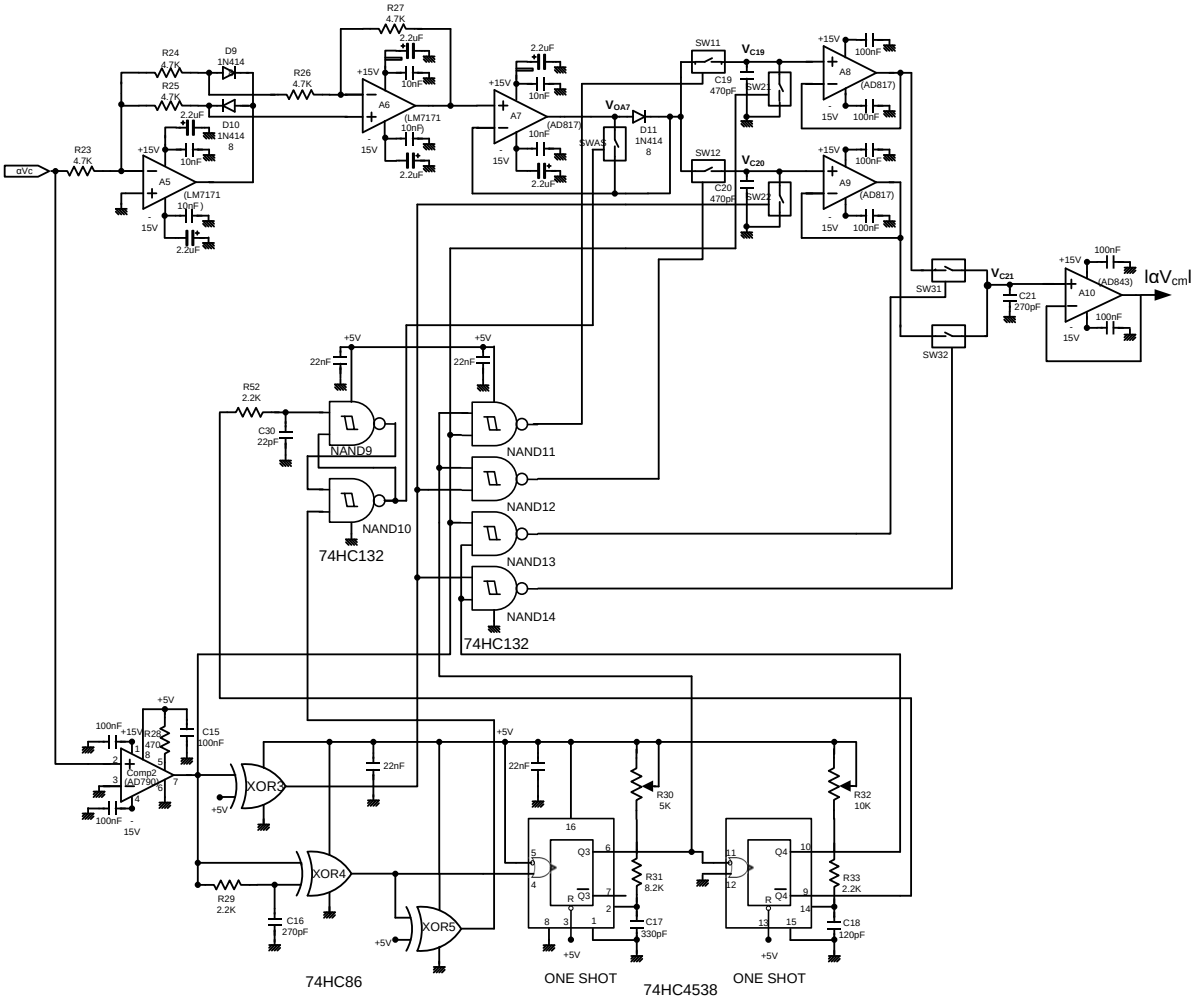
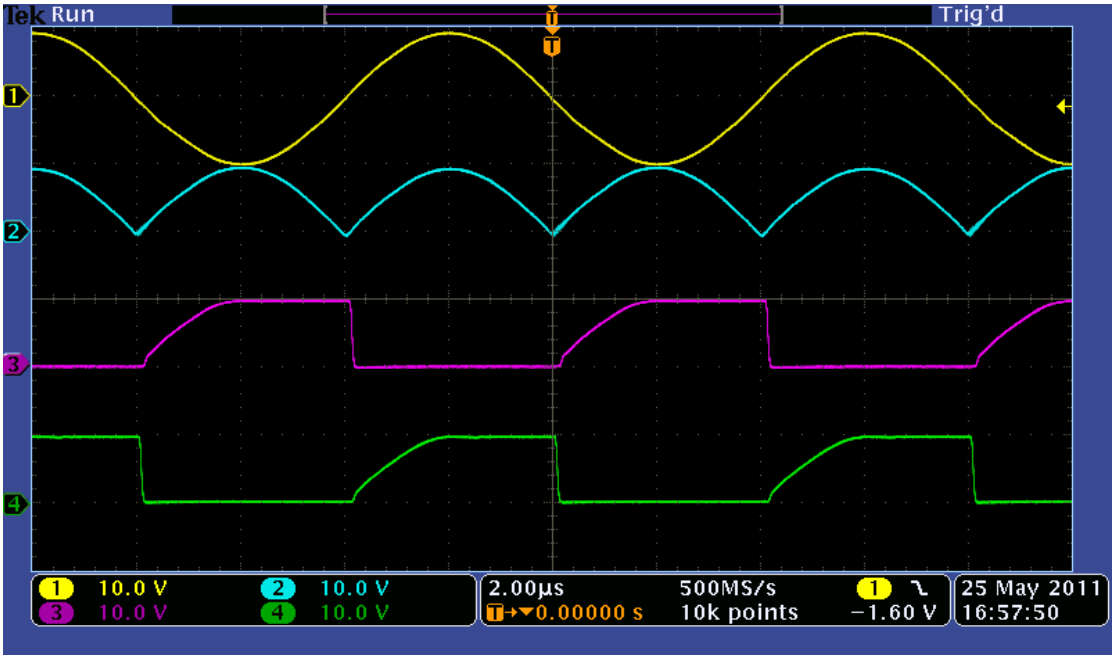
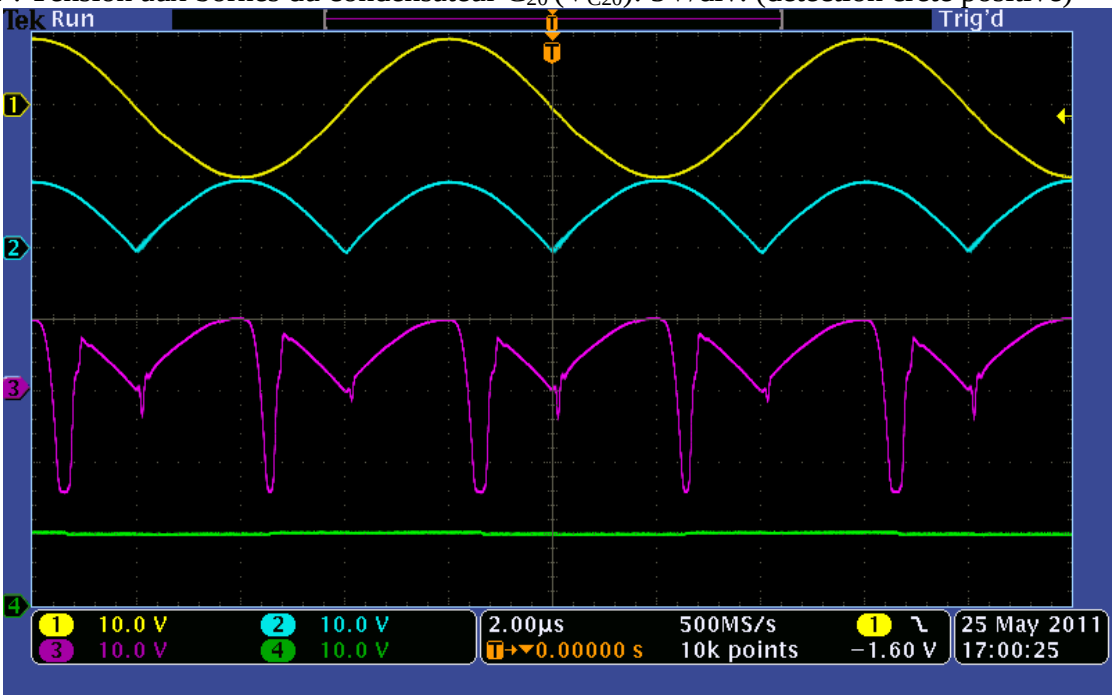


Figure III.31: Schéma électrique complet du détecteur d'enveloppe double alternance hybride à double détecteur de crête et échantillonneur bloqueur synchrone

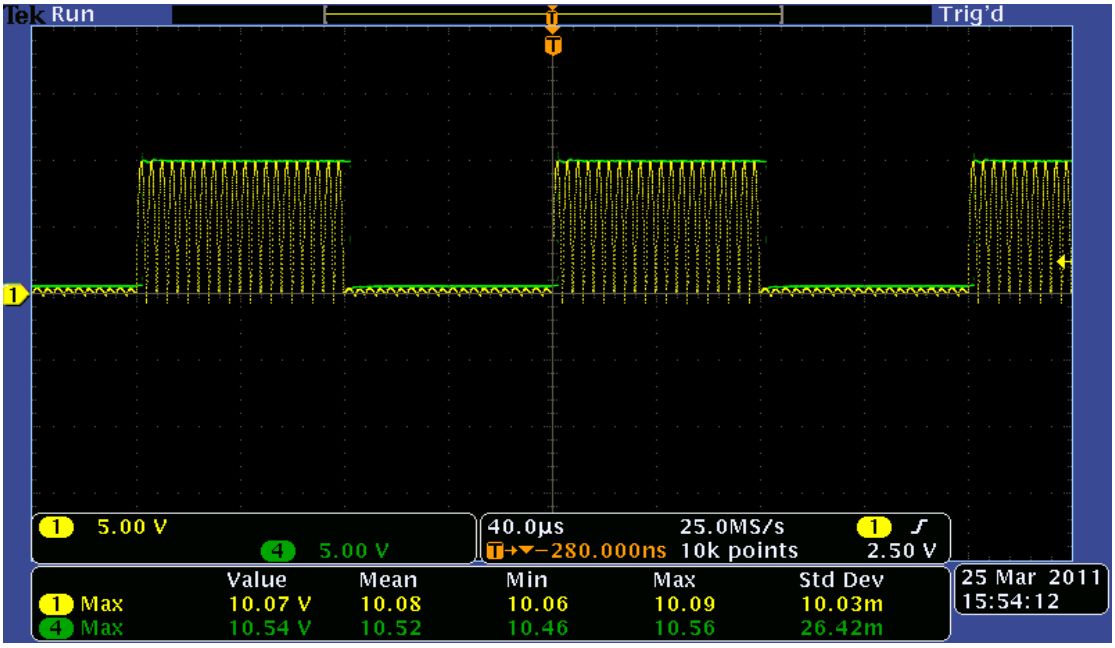


Ch1 : Tension d'entrée (αVc) :5V/div
Ch2 : Tension d'entrée redressée |αVc| : 5V/div
Ch3 : Tension aux bornes du condensateur C_{19} (V_{C19}): 5V/div. (détection crête négative)
Ch4 : Tension aux bornes du condensateur C_{20} (V_{C20}): 5V/div. (détection crête positive)



Ch1 : Tension d'entrée (kVc) :5V/div
Ch2 : Tension d'entrée redressée |kVc| : 5V/div
Ch3 : Tension de sortie de A_7 (V_{OA7}) : 5V/div
Ch4 : Tension de sortie de détecteur de crête (V_{C21}) , mesuré à la sortie de A_{10}: 5V/div

Figure III.32: Chronogrammes du détecteur d'enveloppe double alternance hybride à double détecteur de crête et échantillonneur bloqueur synchrone
Haut : Tensions aux bornes des deux condensateurs de mémorisation des tensions de crête
Bas : Tensions en sortie de l'amplificateur du détecteur de crête sans seuil et aux bornes du condensateur de mémorisation de sortie



Ch1 : Tension d'entrée redressée double alternance $|\alpha V_C|$:5V/div
Ch4 : Tension de sortie du détecteur de crête (V_{C21}) , mesuré à la sortie de A_{10}: 5V/div

Figure III.33: Chronogrammes du test en rapidité du détecteur d'enveloppe double alternance hybride à double détecteur de crête et échantillonneur bloqueur synchrone

III.7. 6. Commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel

III.7. 6.1. Problèmes à résoudre, sélection d'une solution

Nous avons déjà indiqué dans le § III.7.2 que la capacité commutée synchrone (C_C) est soumise à une tension alternative élevée et qu'en conséquence sa commande doit s'effectuer au moyen d'un interrupteur bidirectionnel de puissance. La solution typiquement utilisée pour réaliser un tel interrupteur [CLEM85] est une structure constituée de deux MOSFETs N channel identiques (Q3, Q4) montés tête bêche.

L'application de cette solution au cas particulier de la commande d'une capacité commutée synchrone pose deux problèmes :

- Un premier problème inhérent à la structure de l'interrupteur bidirectionnel provenant du fait que le point commun aux deux sources des MOSFETs est soumis à un potentiel flottant, ce qui oblige à insérer une isolation galvanique au niveau de la commande ¨Gate / Source¨ de ces MOSFETs (circuit intitulé ¨AC switch driver¨ dans le figure III.34).
- Un deuxième problème du au fait que la commande PWM de la capacité commutée synchrone doit s'effectuer avec un rapport cyclique variable entre 0 et 100% pour pouvoir obtenir une variation de capacité maximale (voir § III.7. 1).

La résolution simultanée de ces deux problèmes met en échec la plupart des solutions classiques de transmission d'informations avec isolation galvanique, en effet :

- Il est impossible d'atteindre avec un simple transformateur d'impulsion un rapport cyclique de 100%.
- Une isolation galvanique par photo coupleur permet d'atteindre un rapport cyclique de 100%., mais, elle est d'une part sensible au $\frac{dV}{dt}$ et d'autre part nécessite une alimentation isolée du circuit secondaire de commande. En outre, cette

alimentation isolée doit elle-même être insensible au $\frac{dV}{dt}$ ce qui nécessite de transmettre l'énergie par un transformateur fonctionnant en Haute Fréquence.

- Des commandes PWM par modulation d'une porteuse Haute Fréquence transmise par transformateur permettent également d'atteindre un rapport cyclique de 100%, mais les solutions connues [CLEM85], soit ne permettent pas de fournir un courant de ¨Gate¨ suffisant pour assurer des commutations rapides, soit nécessitent deux transformateurs : le premier pour transmettre la commande PWM, le second pour transmettre l'énergie.

Par conséquent, nous avons été amenés à développer des solutions originales pour résoudre ce double problème.

Parmi toutes les solutions envisagées, deux ont permis de satisfaire toutes les contraintes de l'application, il s'agit dans les deux cas d'une transmission simultanée par transformateur d'isolation :

- De la commande PWM par modulation à enveloppe constante d'une porteuse Haute Fréquence.
- De l'énergie nécessaire pour l'alimentation des circuits de commande de ¨Gates¨ placés au secondaire. (Voir figure III. 34).

La différence entre les deux versions se situe uniquement au niveau de la technique de modulation à enveloppe constante employée :

- Modulation de Fréquence de type BFSK (Binary Frequency Shift Keying) pour la première.
- Modulation de Phase de type BPSK (Binary Phase Shift Keying) pour la seconde.

Bien que ces deux versions aient donné entière satisfaction, seule la version BFSK sera détaillée dans ce qui suit, car elle constitue le meilleur compromis performances / coût.

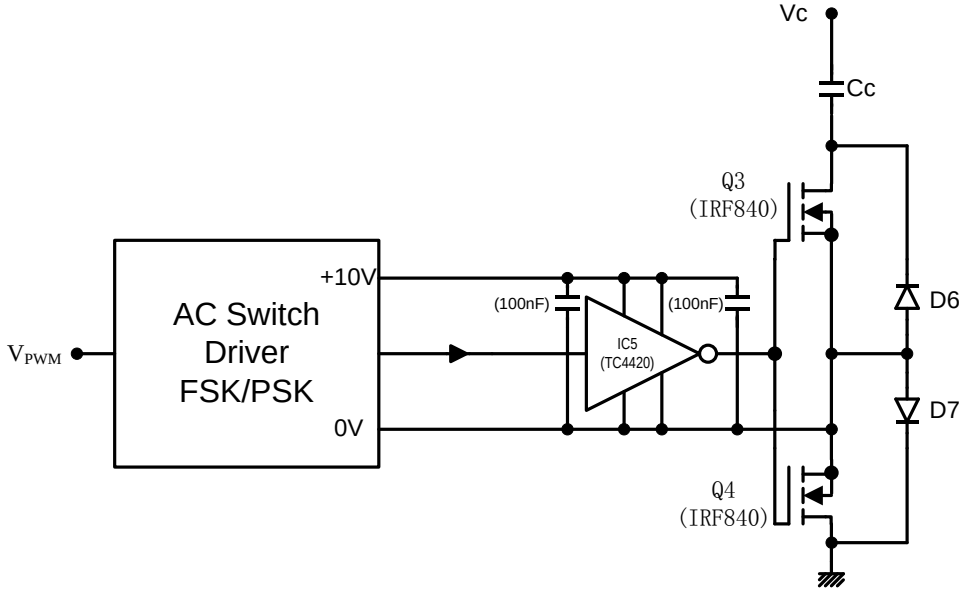


Figure III.34: Schéma de l'interrupteur bidirectionnel (AC Switch) et de son circuit de commande

III.7. 6.2. Présentation générale de la commande isolée par modulation BFSK

Les schémas complets de la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel par modulation BFSK sont représentés sur les figures III.35 et III.39, l'établissement et le dimensionnement de ces schémas résultent des limitations et compromis qui interviennent au niveau du choix des deux fréquences nécessaires pour effectuer une transmission par modulation BFSK :

- Le choix de la fréquence haute (f_H) résulte d'un compromis entre la précision temporelle du signal PWM à transmettre qui incite à choisir une fréquence la plus

élevée possible et les pertes qui au contraire incitent à choisir une fréquence basse. Des tests ont montré qu'une fréquence haute : f_H = 80MHz constitue un compromis acceptable (au-delà, nous avons constaté que les pertes dans les circuits logiques, le transformateur et les diodes de redressement entrainent une chute trop importante du rendement énergétique).

- Le choix de la fréquence basse (f_L) résulte d'un compromis entre la précision temporelle du signal PWM et le coût des circuits de modulation et démodulation. Ce compromis nous a conduit à choisir une fréquence : $f_L = \frac{f_H}{2} = 40MHz$, pour les raisons suivantes :
    - Le modulateur BFSK se réduit à l'insertion (lorsque la fréquence basse est transmise) d'un diviseur de fréquence par 2 réalisé avec une seule bascule D (voir figure III.35).
    - Le démodulateur BFSK peut être réalisé à partir d'un simple monostable ne nécessitant aucun réglage en raison de la différence importante entre les fréquences f_H et f_L (voir figure III.39).

Les fonctionnements détaillés du circuit de modulation qui alimente le primaire du transformateur et du circuit de démodulation situé au secondaire sont successivement présentés ci-dessous.

III.7. 6.3. Le circuit primaire modulateur BFSK

Le schéma du circuit modulateur BFSK qui alimente le primaire du transformateur d'isolation est représenté sur la figure III.35.

Il comprend trois parties :

- 1°. L'horloge qui génère la fréquence haute : f_H = 80MHz.
- 2°. Le modulateur BFSK.
- 3°. Un double push-pull de puissance (pont en H) qui alimente le primaire du transformateur.

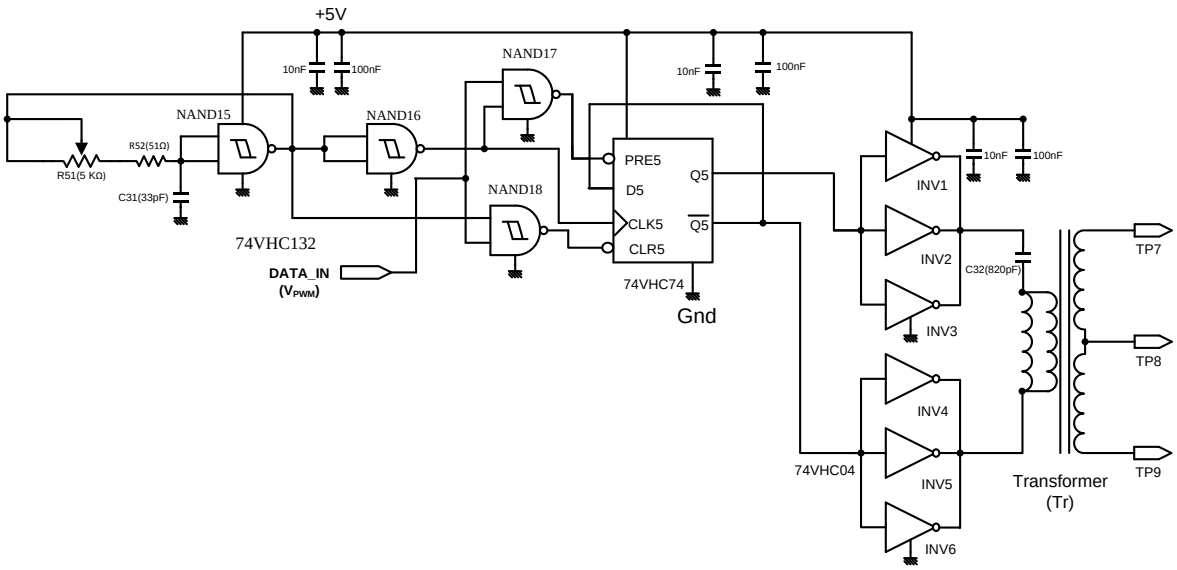


Figure III.35: Schéma complet du modulateur BFSK

1°. Le signal d'horloge à 80MHz est généré par un astable classique à trigger de Schmitt [RCA185]. Afin d'atteindre les fréquences les plus élevées possible, le trigger de Schmitt inverseur est réalisé au moyen de deux portes NAND (NAND 15 et 16) à entrées trigger de Schmitt en technologie ¨Very High Speed CMOS¨ : 74VHC132 (voir figures III.35 § III.36)

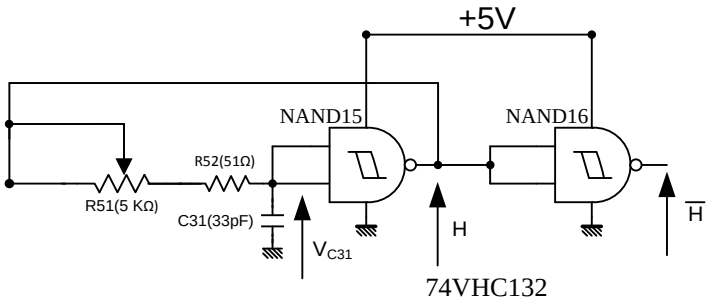


Figure III.36: Schéma de l'horloge à 80MHz réalisée avec un astable à trigger de Schmitt

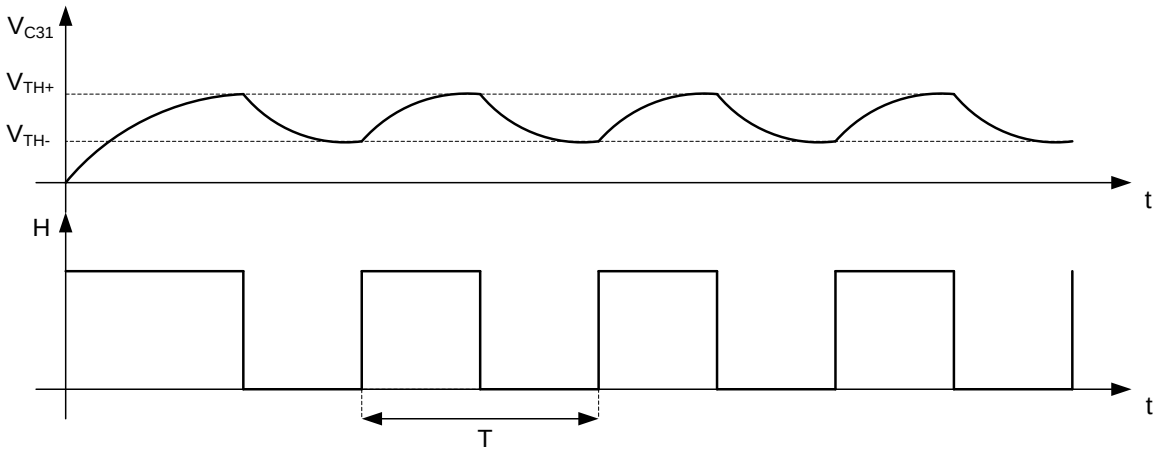


Figure III.37: Chronogramme de démarrage de l'horloge réalisée avec un astable à trigger de Schmitt

D'après [RCA185] et en se référent au chronogramme de démarrage représenté figure III.37, la période en régime établi du signal H généré par cet astable est :

$$T = RC\left(\ln\frac{V_t^+}{V_t^-} + \ln\frac{V_{DD} - V_t^-}{V_{DD} - V_t^+}\right) \qquad \text{(III.61)}$$

Avec :

- V_{DD} = 5V : tension d'alimentation.
- V_t^+ = 3,5V : seuil de transition supérieur du trigger de Schmitt
- V_t^- = 1,5V : seuil de transition inférieur du trigger de Schmitt

Cette expression a permis de déterminer les éléments du montage représentés sur la figure III.36 : R = R51 + R52 et C = C31, de manière à obtenir une fréquence d'horloge variable entre 20MHz et 200MHz.

2°. La modulation BFSK consiste à diviser ou à ne pas diviser par deux la fréquence d'horloge, selon l'état logique de la commande V_{PWM}. Ce mode de fonctionnement est obtenu au moyen d'un circuit construit autour d'une bascule D (74VHC74) montée en bascule T / SR (¨Toggle¨ / Set Reset) c'est-à-dire en diviseur de fréquence par 2 (voir figures III.35 § III.38). Cette bascule D étant pourvue d'entrées : Set (PRES) et Reset (CLR), il a été possible de la configurer simplement (au moyen des 3 portes NAND : 16, 17, 18).

- Soit en mode de bascule T diviseuse de fréquence par 2 si la commande V_{PWM} est au niveau logique 0.
- Soit en mode de bascule Set Reset si la commande V_{PWM} est au niveau logique 1. Dans ce deuxième cas, comme on peut le constater sur les figures III.35 & III.38, le signal d'horloge H et son complément sont respectivement appliqués sur les entrées Set et Reset de la bascule, ce qui entraine la commutation de la sortie Q de cette bascule à la même fréquence que le signal d'horloge.

Ce circuit permet donc de générer sur les sorties Q_5et $\overline{Q_5}$ le saut de fréquence désiré de : f_H à $f_L = \frac{f_H}{2}$, selon que la commande V_{PWM} est au niveau logique 1 ou 0.

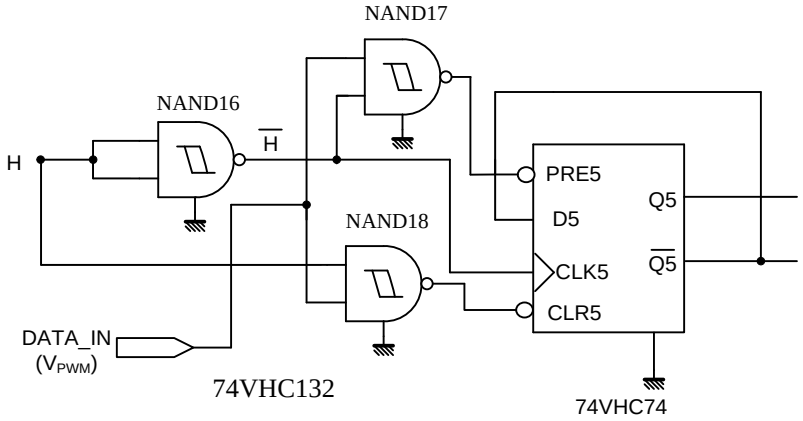


Figure III.38: Schéma du modulateur BFSK

3°. Le double push-pull de puissance (pont en H) qui alimente le primaire du transformateur est constitué par deux groupes d'inverseurs CMOS commandés en opposition de phase par les sorties Q_5et $\overline{Q_5}$ de la bascule D (voir figure III.35). Sachant que le courant absorbé par le primaire du transformateur est relativement important (voir § suivant), chaque groupe d'inverseurs CMOS est composé de 3 inverseurs CMOS connectés en parallèle (afin de réduire la résistance de sortie du pont en H et ainsi améliorer le rendement énergétique).

III.7. 6.4. Le circuit secondaire de démodulation BFSK et de commande de ¨Gates¨ de l'interrupteur bidirectionnel

Le circuit de démodulation BFSK utilisé dans le schéma de la figure III.39 est basé sur le principe du discriminateur de fréquence à monostable classiquement utilisé en télécommunications. Selon ce principe, le monostable est tout d'abord déclenché par l'un des deux fronts (montant ou descendant) de la porteuse Haute Fréquence, la technique qui est ensuite employée pour directement discriminer une fréquence haute par rapport à une fréquence basse consiste à :

- Régler au préalable la durée de l'état métastable (θ) du monostable sur la valeur moyenne des demi périodes du signal BFSK, soit :

$$\theta = \frac{\frac{T_{max}}{2}+\frac{T_{min}}{2}}{2} = \frac{\frac{1}{2f_L}+\frac{1}{2f_H}}{2} \qquad \text{(III.62)}$$

(Avec f_H = 80MHz et f_L = 40MHz, on obtient: θ ≈ 9,4nS)

- Utiliser le front marquant la fin de cet état métastable pour commander la mémorisation du signe (ou de l'état) du signal BFSK à démoduler :
  - Si la fréquence instantanée de ce signal est basse (f_L), sa demi période n'étant pas terminée, le niveau du signal d'entrée n'aura pas changé (niveau logique 1 par exemple) et la valeur mémorisée sera selon cet exemple un 1 logique.
  - Si la fréquence instantanée de ce signal est haute (f_H), sa demi période étant terminée, le niveau du signal d'entrée aura donc changé (niveau logique 0 inverse du précédent pris en exemple) et la valeur mémorisée sera alors un 0 logique.

Par conséquent, on obtient directement en sortie de la mémoire le signal BFSK démodulé sous forme logique. (Après bien évidemment un temps de retard correspondant à l'état métastable θ du monostable).

L'application de cette technique a permis d'établir le schéma du démodulateur BFSK représenté sur la figure III.39 : Le signal d'entrée modulé en BFSK y est capté au niveau de

l'enroulement secondaire inférieur du transformateur d'isolation, puis appliqué (via le condensateur de liaison : C33 et les diodes de protection : D17, D18) sur l'entrée D de la mémoire (bascule D : 74VHC74) ainsi que sur l'entrée de déclenchement du monostable (dont la sortie commande la mémorisation). Ce monostable devant être très rapide, il a été réalisé avec le montage classique à deux portes NAND (NAND 19 & 20 : 74VHC132). D'après [RCA285], la durée θ de l'état métastable de ce type de monostable est donnée par la relation :

$$\theta = RC \ln \frac{V_{DD}}{V_T^-} \qquad \text{(III.63)}$$

Avec :

- V_{DD} = 5V : tension d'alimentation.
- V_t^- = 1,5V : seuil de transition inférieur du trigger de Schmitt

Cette expression a permis de déterminer les éléments du montage représentés sur la figure III.39 : R = R53 + R54 et C = C36, de manière à obtenir après ajustage la durée de l'état métastable désirée : θ ≈ 9,4nS.

Le signal démodulé BFSK généré par les sorties Q_6 et $\overline{Q_6}$ de la bascule D constitue la commande PWM de l'interrupteur bidirectionnel, il est transmis aux ¨Gates¨ des MOSFETs constituant cet interrupteur (Q5, Q6 : IRF540) par l'intermédiaire d'un ¨MOSFET DRIVER¨, (TC4429 / TC4420). Ce type de circuit (conçu à l'origine par Teledyne) est indispensable pour assurer l'interface entre une sortie de circuit logique ¨Very High Speed CMOS¨ qui ne peut être alimenté sous des tensions supérieures à 5V et la commande ¨Gate / Source¨ de MOSFETs de puissance tels que l'IRF540 qui doit s'effectuer avec un courant crête de 6A sous une tension supérieure à 10V. (Un courant crête de 6A est nécessaire pour charger rapidement les capacités d'entrée des MOSFETs et une tension de sortie supérieure à10V permet d'assurer la mise en conduction avec une résistance R_{DSON} suffisamment faible de MOSFETs ¨standards¨ caractérisés par un V_{th} relativement élevé).

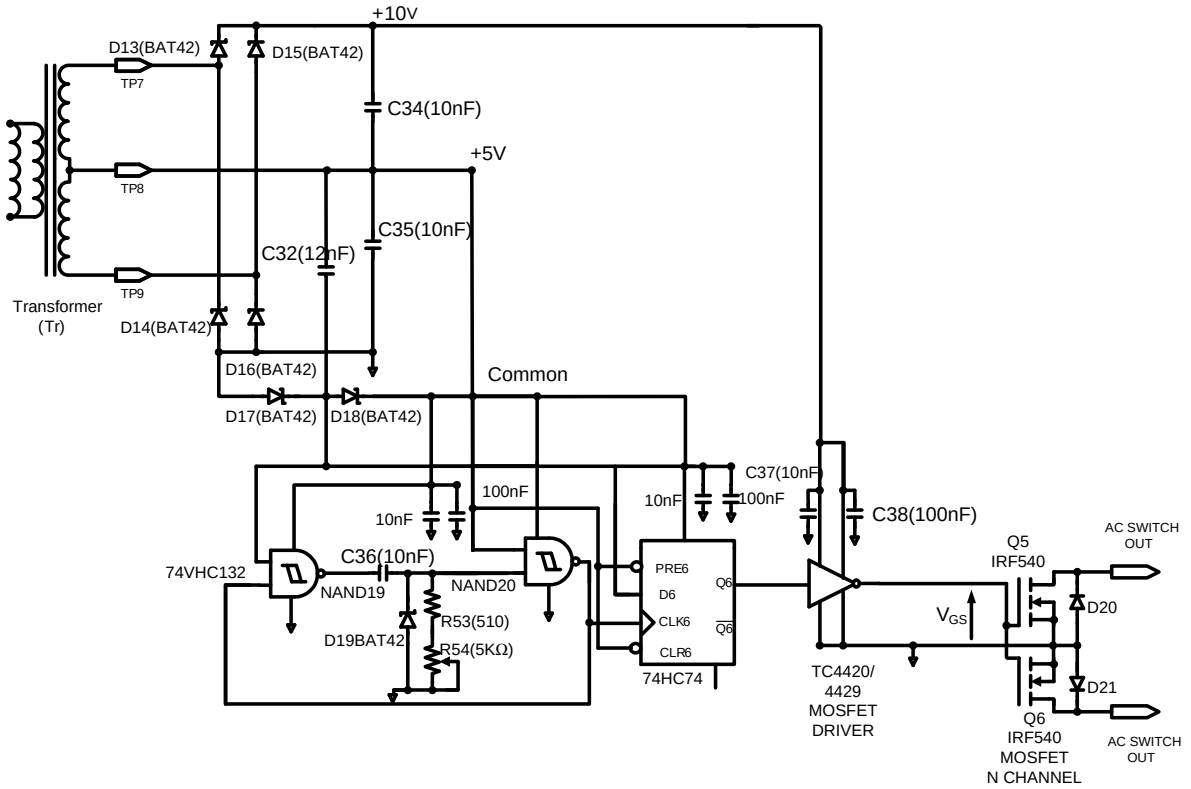


Figure III.39: Schéma complet du démodulateur BFSK et de la commande de ¨Gates¨ de l'interrupteur bidirectionnel à MOSFETs

Cependant, pour faire fonctionner une telle interface il faut générer deux tensions positives de respectivement 5V et 10V. Ces deux tensions devant avoir leurs pôles négatifs reliés à un potentiel commun constituant le niveau logique 0. Le problème auquel nous avons été confronté était que, comme prévu dans le cahier des charges, ces tensions d'alimentation devaient être produites uniquement au moyen du signal BFSK : C'est-à-dire à partir de la tension appliquée au primaire du transformateur par le pont en H du modulateur BFSK (voir figure III.35). Sachant que ce pont en H est alimenté sous 5V, il s'agit donc d'une onde carrée symétrique d'amplitude ±5V et de fréquence variable entre 40MHz et 80MHz. Ce problème a été résolu en recourant à un bobinage secondaire à point milieu dont les deux tensions de sortie en opposition de phase ont été redressées en double alternances par un pont à 4 diodes (voir figure III.39). Sachant qu'un transformateur ne fonctionne correctement aux Hautes Fréquences que pour des rapports de tension entiers (voir § suivant), nous avons opté pour la solution qui soit à la fois la plus simple et juste suffisante pour l'application : c'est-à-dire un rapport de transformation de 1 entre enroulements. Dans ce cas en effet, le pont de redressement à 4 diodes représenté sur la figure III.39 produit par rapport au point milieu du secondaire deux tensions continues symétriques d'approximativement ±5V (en négligeant les chutes de tensions dues aux diodes Schottky). Pour obtenir les tensions d'alimentation désirées de +5V et +10V, il a alors simplement suffit de prendre pour potentiel de référence commun à ces deux alimentations, le potentiel de -5V produit par la sortie négative.

III.7. 6.5. Le transformateur d'isolation

III.7. 6.5.1. Objectifs à atteindre, méthode générale de conception

La description du système de transmission de la commande PWM que nous venons d'effectuer dans les deux § précédents permet de déduire la plupart des contraintes imposées au transformateur d'isolation :

- Une tension appliquée au primaire de forme carrée symétrique d'amplitude ±5V imposée par le pont en H du modulateur BFSK.
- Une fréquence élevée, variable entre 40MHz et 80MHz, imposée par le procédé de modulation BFSK et la résolution temporelle du signal PWM à transmettre. (Cependant, pour évaluer expérimentalement les limites de fonctionnement du système de transmission, nous avons décidé d'étendre cette bande de fréquences entre 10MHz et 200MHz).
- Deux tensions symétriques de ±5V à générer au secondaire pour alimenter les circuits logiques ¨Very High Speed CMOS¨ et le ¨MOSFET DRIVER¨.
- Une énergie à transmettre au secondaire suffisante pour assurer :
    - L'alimentation des circuits logiques ¨Very High Speed CMOS¨ et du ¨MOSFET DRIVER¨.
    - La charge des capacités d'entrée des deux MOSFETs constituant l'interrupteur bidirectionnel.
- Un encombrement très inférieur à celui de l'inductance saturable (déterminée dans le § III.6.2), cette condition étant indispensable pour pouvoir justifier le concept d'accord automatique par capacité commutée synchrone par rapport au système classique à inductance saturable.

Parmi toutes ces contraintes, la plus importante est la large bande de fréquences à transmettre , en effet, d'après [RUTH59], les valeurs des fréquences utilisées vont déterminer :

- La décision de recourir à un circuit magnétique.
- Le choix du matériau magnétique (si un circuit magnétique est utilisé).
- L'encombrement : On sait que, plus la fréquence augmente et plus l'encombrement des composants magnétiques se réduit ; cette tendance se vérifie jusqu'à des fréquences de quelques MHz, mais au-delà, les influences des pertes

qui augmentent avec la fréquence et des phénomènes de propagation font que la tendance s'inverse.

- Le choix des rapports de transformation primaire / secondaire qui est également influencé par les phénomènes de propagation.

En ce qui concerne tout d'abord la décision de recourir ou non à un circuit magnétique, la bande de fréquences à transmettre relativement large justifie à elle seule le recours à un circuit magnétique. En effet, l'absence de circuit magnétique se traduirait, (pour un encombrement donné) par une self inductance primaire bien plus faible et donc un courant magnétisant trop élevé pour la fréquence la plus basse (10MHz).

Après avoir justifié le recours à un circuit magnétique nous avons rcherché un matériau magnétique qui soit à la fois :

- Spécifié jusqu'à la fréquence maximale à transmettre de 200MHz.
- Disponible sous des formes de très faible encombrement.

Nos recherches ont abouti à la sélection d'une ferrite fabriquée par Philips sous la référence : 4C65, spécifiée jusqu'à 300MHz et proposée dans sa version la plus miniaturisée sous la forme d'un tore de 6mm de diamêtre extérieur (référence : TC6/4/2).

Le tableau III.2 rassemble un extrait de la spécification la plus importante de cette ferrite : Les variations de la perméabilité relative (μ_r) en fonction de la fréquence.

En examinant ce tableau, on peut constater les deux particularités d'une ferrite conçue pour fonctionner en haute fréquence:

- 1°) La perméabilité relative maximale : (μ_r = 125 @ 10kHz) est relativement faible par rapport à celle d'un matériau typiquement employé en basse fréquence (μ_r > 1000).
- 2°) La perméabilité relative chute rapidement au-delà de 50MHz, pour atteindre la très faible valeur de 5 à 200MHz.

Ces premières constations permettent déjà de prévoir que dans le cas d'un transformateur large bande, le couplage entre primaire et secondaire ne s'effectuera pas toujours principalement par le circuit magnétique, comme cela est le cas en basse fréquence. En effet, selon la fréquence, ce couplage s'effectuera:

- Aux basses fréquences, par l'action conjuguée du couplage par le circuit magnétique et du couplage par la mutuelle inductance entre bobinages (comme cela est le cas pour les transformateurs typiquement employés en Electronique de puissance).
- Aux hautes fréquences, quasiment par la seule action de la mutuelle inductance entre bobinages (comme dans le cas d'un transformateur HF à air).

Fréquence	10kHz	50MHz	100MHz	200MHz	300MHz
Perméabilité relative (μ_r)	125	100	25	5	2

Tableau III.2 : Variations en fonction de la fréquence de la perméabilité relative (μ_r) de la ferrite 4C65

Le matériau et ses limitations étant connus, il a ensuite été possible de dimensionner le transformateur. Or, on sait que dans le cas d'un transformateur, il s'agit le plus souvent d'un processus itératif : Pré-dimensionnement / choix d'une taille et d'une forme de circuit magnétique / conception des bobinages / réalisation d'un prototype / tests de validation de la solution / et éventuellement, choix d'une nouvelle taille ou d'une nouvelle forme de circuit magnétique, etc…

Dans le cas du projet TEMPILL, l'encombrement étant une contrainte ¨éliminatoire¨, nous avons en conséquence débuté le processus itératif par le plus petit circuit magnétique existant en matériau 4C65, c'est-à-dire le tore de 6mm de diamêtre extérieur (référence : TC6/4/2).

L'opération suivante dans le processus itératif est la conception des bobinages: D'après les limitations du matériau magnétique que nous venons de constater, et en se référant de

nouveau à [RUTH59], on sait que cette conception devient plus complexe dans le cas d'un transformateur large bande. En effet, si la conception d'un transformateur classiquement utilisé en Electronique de puissance peut se limiter à une approche par éléments localisés, il n'en est pas de même pour un transformateur large bande, puisque dans ce cas une double approche doit être employée :

- Une approche par éléments localisés pour traiter les basses fréquences (auxquelles le couplage s'effectue essentiellement par le circuit magnétique : il s'agit donc de l'approche classiquement employée en Electronique de puissance).
- Une approche par éléments répartis pour traiter les hautes fréquences (auxquelles le couplage s'effectue directement par les bobinages, qui, en raison des phénomènes de propagation se comportent comme des lignes de transmission).

La première question qui se pose lors de la conception d'un transformateur large bande est : Dans quel ordre aborder ces deux approches ?

D'après la méthode classique de conception d'un transformateur, [SAIN76] , [GONC81], on sait que l'approche par éléments localisés conduit seulement à une contrainte quantitative sur le nombre de spires, par contre, d'après [RUTH59], l'approche par éléments répartis rajoute non seulement une contrainte quantitative, mais également une contrainte relative à la géométrie du bobinage : Il est par conséquent plus logique de débuter la conception d'un transformateur large bande par l'approche haute fréquence en éléments répartis :

III.7. 6.5.2. Approche par éléments répartis :

Comme annoncé ci-dessus, l'approche par éléments répartis conduit à une double contrainte :

- Une contrainte quantitative sur le nombre de spires.
- Une contrainte géométrique sur le bobinage.

La contrainte géométrique affectant l'ensemble de la conception du transformateur, il est donc nécessaire de la considérer en priorité.

- 1. Contrainte géométrique :

La contrainte géométrique peut s'établir à l'aide de la figure III.40, qui représente les couplages par mutuelle inductance entre bobinages dans les deux cas suivants :

- 1°) Le transformateur BF ¨classique¨.
- 2°) Le transformateur HF à ¨ligne élémentaire¨.

Afin de faire apparaitre le couplage par mutuelle inductance entre les bobines primaires et secondaires, ces dernières sont représentées déroulées sur la figure III.40, on obtient ainsi des fils rectilignes dont les longueurs sont respectivement :

- $l_p = N_p . P_{(N_p)}$ pour la bobine primaire.
- $l_s = N_s . P_{(N_s)}$ pour la bobine secondaire.

Avec :

N_p, N_s : Nombre de spires du primaire et du secondaire.

$P_{(N_p)}, P_{(N_s)}$: Longueur d'une spire de rang N_p pour le primaire et N_s pour le secondaire (les indices N_p et N_s indiquant que cette longueur peut varier d'une spire à l'autre dans le cas d'un bobinage multicouches).

En outre, on supposera pour simplifier que toutes les spires de primaire et du secondaire sont séparées par une même distance D (ce qui n'est évidemment pas le cas pour un bobinage multicouches).

Si l'on considère tout d'abord le cas du transformateur BF ¨classique¨ représenté sur la figure III.40-1, on peut constater que son bobinage est équivalent à une ligne de transmission ¨incomplète¨, c'est-à-dire constituée d'une ligne bifilaire sur la longueur du plus petit enroulement (l_p sur l'exemple de la figure III.40-1) laquelle est prolongée par un simple fil sur la longueur restante : $l_s - l_p$. Un raisonnement qualitatif suffit pour montrer que la mutuelle inductance linéique (M_1) entre les deux conducteurs sera maximale et constante au niveau de la ligne bifilaire et que par contre, elle sera plus faible et décroissante en fonction de la distance x dans la section monofilaire. Globalement, il en résultera donc une mutuelle

inductance (M) réduite ainsi qu'un coefficient de couplage réduit aux hautes fréquences puisque d'après [SAIN76]:

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_p . L_s}} \qquad \text{(III.64)}$$

Si maintenant on considère le cas du transformateur HF à ¨ligne élémentaire¨ représenté sur la figure III.40-2, on peut constater que son bobinage est cette fois ci équivalent à une ligne de transmission ¨complète¨. Par le même raisonnement qualitatif que celui fait précédemment, on voit que la mutuelle inductance linéique (M_1) entre les deux conducteurs sera maximale et constante sur toute la longueur du bobinage : les deux conducteurs constituant alors une ligne bifilaire d'impédance caractéristique (Z_C) constante. Globalement, il en résultera donc une mutuelle inductance (M) maximale ainsi qu'un coefficient de couplage aux hautes fréquences maximal.
On peut donc tirer de cette étude qualitative une règle de conception d'un bobinage de transformateur haute fréquence :
¨Pour réaliser un transformateur conservant un coefficient de couplage le plus élevé possible aux hautes fréquences, il faut que les deux conducteurs constituant les enroulements d'un primaire et du secondaire correspondant aient une même longueur l et soient séparés par une même distance D, de manière à constituer entre le primaire et le secondaire considéré, une ligne de transmission d'impédance caractéristique (Z_C) constante¨.

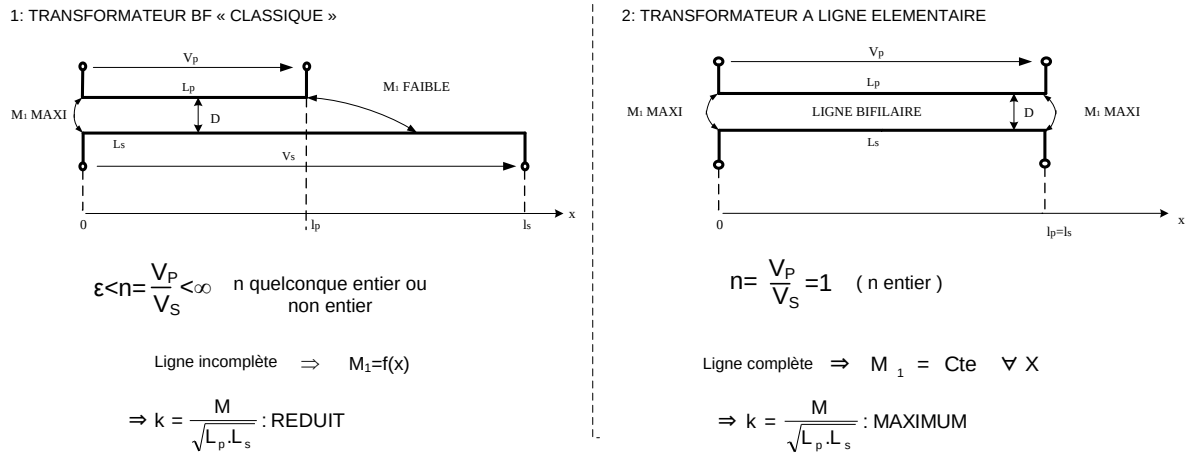


Figure III.40: Couplages par mutuelle inductance entre les bobines primaire et secondaire d'un transformateur:

- 1) Le transformateur BF ¨classique¨.
- 2) Le transformateur HF à ¨ligne élémentaire¨.

Le problème est que l'application de cette règle ne permet apparemment d'obtenir qu'un seul rapport de transformation : $n = \frac{N_s}{N_p} = \frac{V_s}{V_p} = 1$. Or, dans le cadre du projet TEMPILL, il est nécessaire d'obtenir un rapport n = 2. (Pouvant être également obtenu avec un transformateur symétriseur à secondaire à point milieu fournissant deux tensions secondaires : V_{S-} et V_{S+} dans les rapports : $n_1 = \frac{V_{S+}}{V_p} = 1$ et $n_2 = \frac{V_{S-}}{V_p} = -1$) il semblerait donc que cette technique ne puisse pas s'appliquer au cas général d'un rapport de transformation différent de. En réalité, il n'en est rien, car dans l'énoncé de la règle, il n'est pas précisé qu'une seule ligne de transmission doit être utilisée. En effet, on peut étendre ce concept à un bobinage constitué de plusieurs lignes de transmission, chaque ligne constituant un primaire et un secondaire. Dans ces conditions, il devient alors possible en connectant ces divers primaires et secondaires

respectivement soit en parallèle, soit en série, d'obtenir des rapports de transformations différents de 1.

La figure III.41 représente l'application de cette technique au cas : $n = \frac{V_s}{V_p} = 2$ (qui est recherché dans le cadre du projet TEMPILL). On peut constater que le cas n = 2 peut être simplement obtenu avec deux lignes bifilaires dont les conducteurs affectés au primaire sont connectés en parallèle et les conducteurs affectés au secondaire sont connectés en série en un point que l'on peut qualifier de ¨point milieu¨. Avec une telle interconnexion, si la référence de la tension de sortie est prise sur l'extrémité gauche, on obtient bien un rapport :

$n = \frac{V_s}{V_p} = 2.$

Différemment, si la référence de la tension de sortie est prise sur le point milieu, on retrouve bien le cas du transformateur symétriseur: $n_1 = \frac{V_{S+}}{V_p} = 1$ et $: n_2 = \frac{V_{S-}}{V_p} = -1.$

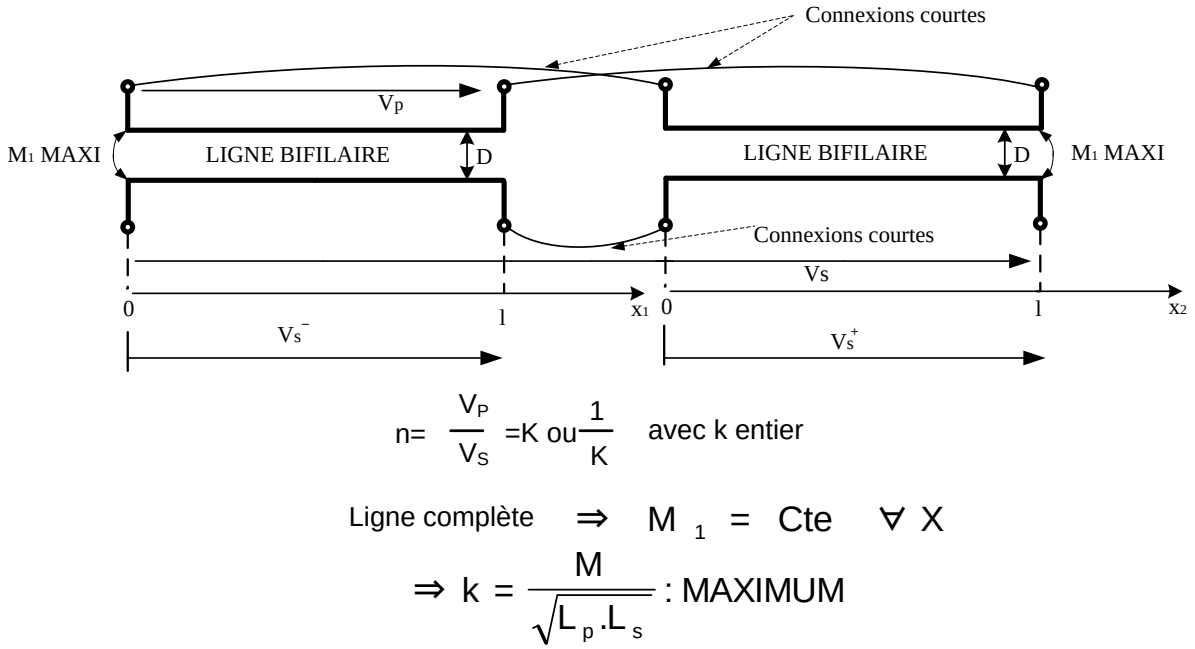


Figure III.41: Transformateur HF à ¨lignes multiples¨ :
Cas d'un rapport de transformation $n = \frac{V_s}{V_p} = 2$

Bien évidemment, ces rapports de transformations ne peuvent être obtenus que si les connexions entre conducteurs primaires et secondaires sont suffisamment courtes pour que les phénomènes de propagation y soient négligeables. Cette condition peut être aisément satisfaite avec des bobinages réalisés sur des noyaux toriques tels que le tore de référence : TC6/4/2, il suffit alors de veiller à répartir les bobinages sur toute la circonférence du tore, de telle sorte que le début et la fin de chaque bobinage se fasse approximativement en un même point.

Par rapport au transformateur BF ¨classique¨ avec lequel il est théoriquement possible d'obtenir un rapport de transformation quelconque, la seule limitation du transformateur large bande est que seuls des rapports de transformation k entiers peuvent être obtenus :

$$n = \frac{V_s}{V_p} = k \text{ ou, } n = \frac{V_s}{V_p} = \frac{1}{k} \text{ avec : k = entier} \qquad \text{(III.65)}$$

Cette limitation n'a pas été gênante dans le cadre du projet TEMPILL, puisqu'un rapport entier n = 2 s'est avéré suffisant pour commander les MOSFETs de puissance.

- 2. Contrainte quantitative :

Une contrainte quantitative a pu être établie dans l'annexe 13 à partir d'une étude théorique du comportement aux hautes fréquences du transformateur à deux lignes représenté sur la figure III.41. Pour que cette étude théorique soit pertinente aux hautes fréquences, il a fallu

tenir compte des phénomènes de propagation dans les bobinages et donc considérer ces derniers comme des lignes de transmission. Sachant que les bobinages employés pour réaliser les transformateurs large bande sont très courts, les pertes peuvent être négligées, ce qui a permis d'une part d'établir le schéma électrique équivalent représenté sur la figure III.42 et d'autre part d'appliquer le système d'équations propre aux lignes sans pertes en régime sinusoïdal, plus connu dans la littérature sous le nom : ¨d'équations des radiotélégraphistes¨

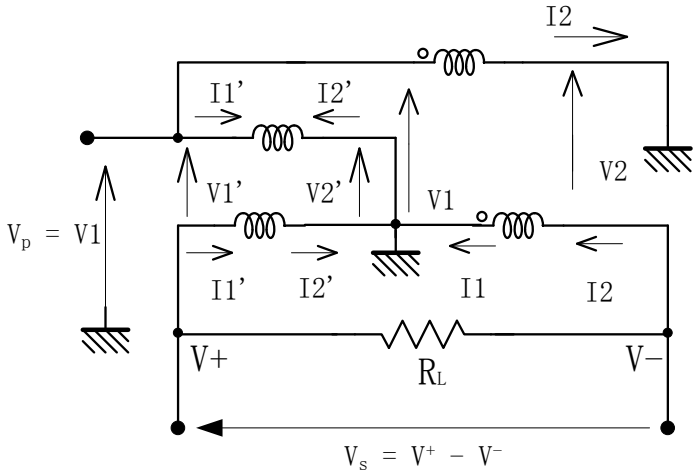


Figure III.42: Schéma électrique du transformateur symétriseur à 2 lignes
(Rapport de transformation $n = \frac{V_s}{V_p} = 2$)

La résolution des systèmes ¨d'équations des radiotélégraphistes¨ aux deux lignes qui constituent le transformateur représenté sur la figure III.42 a permis d'établir dans l'annexe A13 les expressions :

- Du rapport de transformation :

$$n = \frac{V_s}{V_p} = \frac{(V^+ - V^-)}{V_1} = \frac{\cos\beta l + 1}{\cos\beta l + 2j\cdot\frac{Z_0}{R_L}\cdot\sin\beta l} \qquad \text{(A13.24)}$$

- Du rapport de symétrie entre les deux sorties du secondaire :

$$\frac{V^+}{V^-} = \frac{\cos\beta l + 2j\cdot\frac{Z_0}{R_L}\cdot\sin\beta l - j\cdot\frac{Z_0}{R_L}\tan\beta l(\cos\beta l + 1)}{1 + 2j\cdot\frac{Z_0}{R_L}\cdot\frac{\sin\beta l}{\cos\beta l} + j\cdot\frac{Z_0}{R_L}\cdot\tan\beta l\,(\cos\beta l + 1)} \qquad \text{(A13.28)}$$

Avec, pour ces deux expressions:

- Z_0 = impédance caractéristique des lignes
- l = longueur de chaque ligne constituant les bobinages
- $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{v}$ = constante de propagation de phase
- v = vitesse de propagation des ondes

En examinant les expressions (A13.24) et (A13.28), on voit que pour atteindre simultanément les deux objectifs souhaités :

- Un rapport de transformation n = 2.
- Deux tensions de sortie symétriques.

La condition à satisfaire est : $\beta l \rightarrow 0 + 2k\pi$, en effet, on obtient dans ce cas :
Pour le rapport de transformation :

$$\lim_{\beta l \rightarrow 0+2k\pi} n = \frac{(V^+ - V^-)}{V_1} = \frac{V_s}{V_p} = 2 \qquad \text{(III.66)}$$

Pour le rapport de symétrie:

$$\lim_{\beta l \to 0+2k\pi} \frac{V_{s+}}{V_{s-}} = \frac{V^+}{V^-} \approx \frac{1 + 2j \cdot 0 - j \cdot 0}{1 + 2j \cdot 0 + j \cdot 0} = 1 \qquad \text{(III.67)}$$

On obtient donc théoriquement une infinité de solutions, cependant, en haute fréquence, les solutions : $\beta l \rightarrow 2k\pi$ conduiraient à des lignes de grandes longueurs : $l = k\lambda$, ce qui se traduirait par une augmentation prohibitive de l'encombrement et des pertes.
Par conséquent, on ne retient en pratique que la solution correspondant aux lignes les plus courtes : $\beta l \rightarrow 0$, soit : $\frac{2\pi l}{\lambda} \rightarrow 0$.
D'après [RUTH59], on admet généralement que cette condition est satisfaite, si la longueur du bobinage vérifie l'inégalité:

$$l \leq 0{,}125\lambda \text{ à } 0{,}3\lambda \qquad \text{(III.68)}$$

Application numérique :
Les bobinages représentés sur la figure III.42 ont été réalisés avec deux lignes bifilaires, chacune étant constituée de deux fils de cuivre émaillés de diamètre 0,18 mm torsadés à raison de 3 à 4 ¨twists¨ par cm.
Les caractéristiques principales de cette ligne bifilaire torsadée ont été déterminées par la méthode de mesure du paramètre S_{11} d'un ¨stub¨ en court circuit présentée dans l'annexe A14. Cette méthode a été appliquée sur un échantillon de ligne bifilaire torsadée de 22cm de long. D'après les résultats de mesure obtenus dans l'annexe A14, les caractéristiques principales de la ligne bifilaire torsadée sont :

- Impédance caractéristique : $Z_0 \approx 45\Omega$.
- Vitesse de propagation : $v = 1{,}94.10^8$m/s

Remarque :
La vitesse de propagation est inférieure à celle de la lumière ($c = 3.10^8$m/s) en raison du torsadage des fils et de la présence de la couche d'émail d'isolation.
La condition (III.68) doit être satisfaite dans le pire des cas pour la longueur d'onde minimale, c'est-à-dire pour la fréquence maximale de fonctionnement du transformateur qui est de 200MHz.
La longueur d'onde minimale est donc : $\lambda = \frac{v}{f} = 0{,}97m$; en portant cette valeur dans la condition (III.68), on obtient finalement la contrainte imposée à la longueur des bobinages :

$$l \leq 12{,}1cm \text{ à } 29{,}1cm \qquad \text{(III.69)}$$

III.7. 6.5.3. Approche par éléments localisés :

Comme nous l'avons annoncé ci-dessus dans la présentation de la stratégie générale de conception d'un transformateur large bande, l'approche par éléments localisés est seulement applicable aux basses fréquences, pour lesquelles les phénomènes de propagation sont négligeables. Il s'agit néanmoins de la méthode de conception la plus classique et la plus connue puisqu'elle couvre le domaine très vaste de la conversion d'énergie. Sachant qu'aux basses fréquences, le couplage s'effectue essentiellement par le circuit magnétique, on peut donc dire de manière générale que l'objectif principal de l'approche par éléments localisés est de s'assurer que ce mode de couplage soit correctement assuré dans le pire des cas.
La première cause de limitation immédiate du couplage par le circuit magnétique étant l'entrée en saturation du matériau magnétique, il en résulte que dans la procédure classique de conception d'un transformateur, la première contrainte à satisfaire soit une condition de non saturation.
Cette condition de non saturation est une application bien connue de la loi de l'induction de Faraday [GONC81].

Dans le cadre de l'application TEMPILL, le primaire du transformateur est alimenté par un étage push-pull qui délivre un signal carré (de fréquence minimum f_{min} = 10MHz et d'amplitude E_{max} = 5V).
Dans ce cas particulier, d'après [GONC81], la condition de non saturation s'écrit :

$$N_p \geq \frac{E_{MAX}}{4 \cdot A \cdot B_{sat} \cdot f} \qquad \text{(III.70)}$$

En examinant l'expression (III.70), on peut constater que le pire cas en termes de saturation est atteint pour la fréquence minimale à transmettre, c'est-à-dire pour :
f_{min} = 10MHz.
En portant dans l'expression (III.70) : f_{min} =10MHz, E_{max} = 5V, ainsi que les caractéristiques du tore TC6/4/2 en matériau 4C65 rassemblées dans le tableau III.3, la condition de non saturation est: $N_p \geq 0{,}19t$

Section droite effective	A	1,97 mm^2
Induction de saturation	B_{sat}	0,33 T
Facteur d'inductance	A_L	20 nH

Tableau III.3 : Extrait des caractéristiques du tore TC6/4/2 en matériau 4C65

Sachant que physiquement le nombre minimum de tours réalisable est N = 1, la condition de non saturation devient : $N_p \geq 1t$. Le problème est que cette inégalité conduit théoriquement à une infinité de solutions, dont certaines solutions seront incompatibles avec d'autres contraintes imposées par l'application. Par conséquent, pour éviter les incompatibilités et par la même occasion réduire le nombre de solutions envisageables, il faut impérativement tenir compte de toutes les contraintes connues qui affectent l'application.
Les principales contraintes spécifiques à l'application sont au nombre de deux :

- 1°. Une contrainte de maximisation des performances aux hautes fréquences, qui d'après l'approche par éléments répartis qui précède incite à choisir des longueurs de bobinages minimales, c'est-à-dire un nombre de tours minimum. Pour pleinement satisfaire cette contrainte, le solution optimale est donc : N_p = 1t.
- 2°. Un ensemble de contraintes d'ordre énergétique (rendement, consommation, aptitude des circuits à fournir le courant primaire) qui incitent à réduire le courant magnétisant et donc à augmenter le nombre de tours.

Comme on peut le constater, ces deux types de contraintes s'opposent conduisant ainsi à rechercher un compromis.
La stratégie que nous avons adopté pour trouver ce compromis a consisté à tout d'abord privilégier les performances en haute fréquence, c'est-à-dire choisir N_p = 1t, puis à vérifier la compatibilité de cette solution avec les contraintes énergétiques :
Pour effectuer cette vérification, nous avons calculé la conséquence de la solution N_p = 1t, sur la valeur maximale du courant magnétisant à fournir au primaire :
Sachant que le primaire du transformateur est alimenté par un pont en H qui délivre un signal carré (de fréquence minimum f_{min} =10MHz et d'amplitude E_{max} = 5V), le courant magnétisant primaire est de la forme :

$$I_{pmax} = \frac{E_{MAX}}{L_p} \cdot \frac{T_{max}}{2} = \frac{E_{MAX}}{N_p^2 \cdot A_L \cdot 2 \cdot f_{min}} \qquad \text{(III.71)}$$

En portant dans cette expression : N_p = 1t , f_{min} =10MHz, E_{max} = 5V, $A_L = 20.10^{-9}$, on obtient : I_{pmax} = 12,5A
Bien évidemment une telle valeur de courant est inacceptable en termes de rendement et de consommation énergétique, en outre elle est absolument hors de portée des inverseurs CMOS qui constituent le pont en H qui alimente le primaire du transformateur.
Par conséquent, nous avons renoncé à privilégier les performances en haute fréquence en donnant la priorité aux limitations des inverseurs CMOS qui constituent les deux étages push-pull du pont en H.

D'après les spécifications des inverseurs CMOS Very High Speed utilisés dans le pont en H,, une sortie d'inverseur peut fournir 25mA avec une chute de tension inférieure à 1V. Sachant que chaque étage push-pull est constitué par la mise en parallèle de 3 inverseurs, le pont en H peut donc fournir un courant de 75mA. Pour que le courant magnétisant primaire (I_{pmax}) n'excède pas cette intensité, il faut donc augmenter le nombre de spires primaire (N_p) à la valeur tirée de l'expression (III.70) :

$$N_p \geq \sqrt{\frac{E_{MAX}}{A_L \cdot I_{pmax} \cdot 2 \cdot f_{min}}} = 12.9 = 13t \qquad \text{(III.72)}$$

III.7. 6.5.4. Vérification de la compatibilité des contraintes imposées par les approches en éléments répartis et localisés

Ces contraintes sont respectivement données par les expressions (III.69) et (III.72), soit:

- $l \leq 12{,}1cm$ à $29{,}1cm$, pour la contrainte imposée par l'étude en éléments répartis.
- $N_p \geq 13t$, pour la contrainte imposée par l'étude en éléments localisés.

Pour vérifier la compatibilité de ces contraintes, il faut au préalable calculer la longueur du bobinage correspondant à $N_p \geq 13t$, avec la relation : $l_p = N_p . P_{(N_p)}$.

Sachant que la longueur d'une spire bobinée sur le tore TC6/4/2 est : $P_{(Np)}$ = 6,8mm, la longueur du bobinage primaire est donc : $l_p = N_p . P_{(N_p)} = 89mm \approx 9cm$

En ajoutant les longueurs d'accès (15 mm), on obtient finalement une longueur totale de 12cm.

Par conséquent, les contraintes imposées par les approches en éléments répartis et localisés sont compatibles et nous avons finalement réalisé le transformateur représenté figure III.42 en bobinant sur le tore TC6/4/2 deux enroulements de 13 tours, chaque enroulement étant réalisé avec deux fils de cuivre émaillé de diamètres 0,18 mm torsadés à raison de 3 à 4 ¨twists¨ par cm.

III.7. 6.5.5. Test du transformateur

Les résultats des tests du transformateur sont rassemblés dans la figure III.43. Il s'agit en fait de tests comparatifs destinés à montrer l'importance des contributions des différents modes de couplages :

- 1°. Par le circuit magnétique.
- 2°. Par la mutuelle inductance entre bobinages.
- 3°. En associant les modes de couplages par le circuit magnétique et la mutuelle inductance entre bobinages.

Par conséquent, les tests ont consisté à mesurer le coefficient de couplage des 3 configurations suivantes :

- 1°. En bobinant séparément les 13 tours des enroulements du primaire et du secondaire en des points diamétralement opposés sur le tore TC6/4/2 (comme représenté sur la figure III.43-1), de manière à obtenir un couplage principalement assuré par le circuit magnétique.
- 2°.En bobinant dans l'air 13 tours d'une ligne bifilaire réalisée avec deux fils de cuivre émaillé de diamètres 0,18 mm torsadés à raison de 3 à 4 ¨twists¨ par cm, chaque fil constituant respectivement le primaire et le secondaire (voir figure III.43-2). Dans ce cas, le couplage s'effectue uniquement par mutuelle inductance entre bobinages.
- 3°. En bobinant sur le tore TC6/4/2 13 tours d'une ligne bifilaire réalisé avec deux fils de cuivre émaillé de diamètres 0,18 mm torsadés à raison de 3 à 4 ¨twists¨ par cm, chaque fil constituant respectivement le primaire et le secondaire (voir figure III.43-3). Dans ce dernier cas, on obtient l'association des modes de couplages par le circuit magnétique et la mutuelle inductance entre bobinages.

Afin que ces tests comparatifs soient les plus significatifs possibles, les précautions suivantes ont été prises :

- Tous les enroulements de 13 tours ont une longueur totale de 12cm.

- Les tests ont été effectués à une même fréquence : 20MHz
- La même technique de mesure du coefficient de couplage : $k = \frac{M}{\sqrt{L_p.L_s}}$ a été utilisée : Il s'agit de la technique de mesure de la mutuelle et des self inductances présentée dans le §II.6.2.1.
- Les mutuelles et les self inductances ont été mesurées avec la technique du coefficient de réflexion (paramètre S11), au moyen d'un même ¨Vector Network Analyzer¨ (Ref : Agilent N3382A - 300kHz / 6GHz), et avec la même calibration (réalisée avec le ¨User Cal Kit¨, ref : SiiSMA dont les caractéristiques sont détaillées dans l'annexe 3).

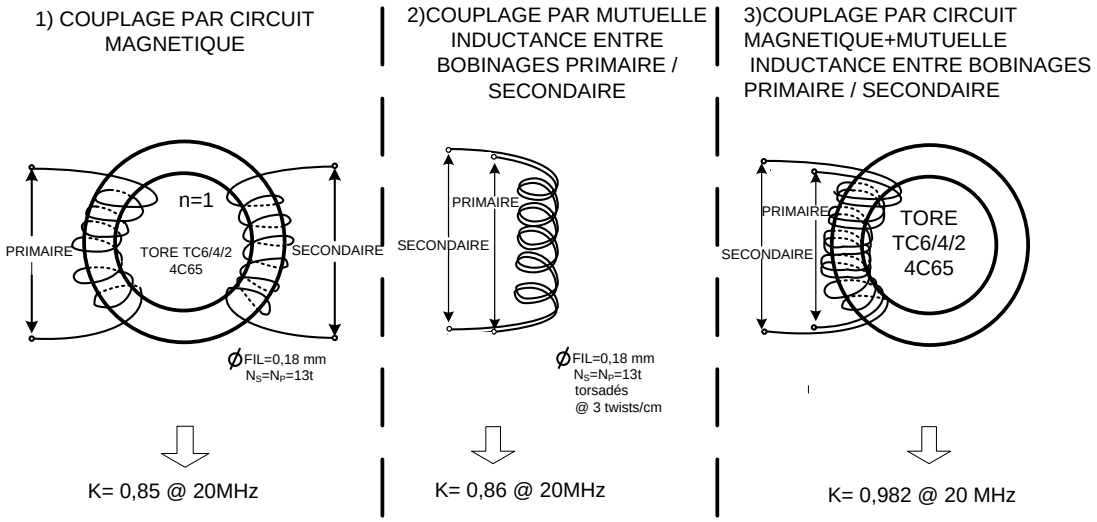


Figure III.43: Tests comparatifs des différents modes de couplages sur un transformateur large bande :

- 1°. Par le circuit magnétique.
- 2°. Par la mutuelle inductance entre bobinages.
- 3°. En associant les modes de couplages par le circuit magnétique et la mutuelle inductance entre bobinages.

En examinant les résultats des tests rassemblés dans la figure III.43, on peut déduire les informations et conclusions suivantes :

- La contribution du couplage par mutuelle inductance entre bobinages (k = 0,86) est aussi importante que celle apportée par le circuit magnétique seul (k = 0,85) : Ce résultat démontre l'efficacité d'un bobinage réalisé au moyen d'une ligne bifilaire torsadée.
- L'association des modes de couplages par le circuit magnétique et la mutuelle inductance entre bobinages permet d'obtenir un excellent coefficient de couplage : k = 0,982, ce qui démontre l'utilité du circuit magnétique et de l'association des deux modes de couplages.

En définitive, ces tests ont permis de valider dès la première itération la solution du transformateur représenté figure III.42 : Transformateur réalisé en bobinant sur un tore (Philips TC6/4/2 en ferrite 4C65) deux enroulements de 13 tours, chaque enroulement étant constitué de deux fils de cuivre émaillé de diamètres 0,18 mm torsadés à raison de 3 à 4 ¨twists¨ par cm.

Ce transformateur est l'élément clef qui a conditionné les performances de la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel par modulation BFSK (voir schémas électriques complets sur les figures III.35 et III.39). Les résultats de mesure des performances de cette commande sont présentés dans le paragraphe suivant.

III.7.6.6. Test des performances de la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel par modulation BFSK

Les tests de la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel par modulation BFSK ont été effectués dans les conditions suivantes :

- Les fréquences de la modulation BFSK sont : f_H = 80MHz et $f_L = \frac{f_H}{2} = 40MHz$
- La commande PWM (V_{PWM}) est un signal logique carré de fréquence 125kHz.

Les performances de la commande isolée ont ainsi pu être évaluées en mesurant la transmission du signal entre :

- La commande PWM (V_{PWM}) du modulateur BFSK (voir figure III.35).
- Commande isolée (V_{GS}) des MOSFETs, de l'interrupteur bidirectionnel obtenue après démodulation BFSK (voir figure III.39).

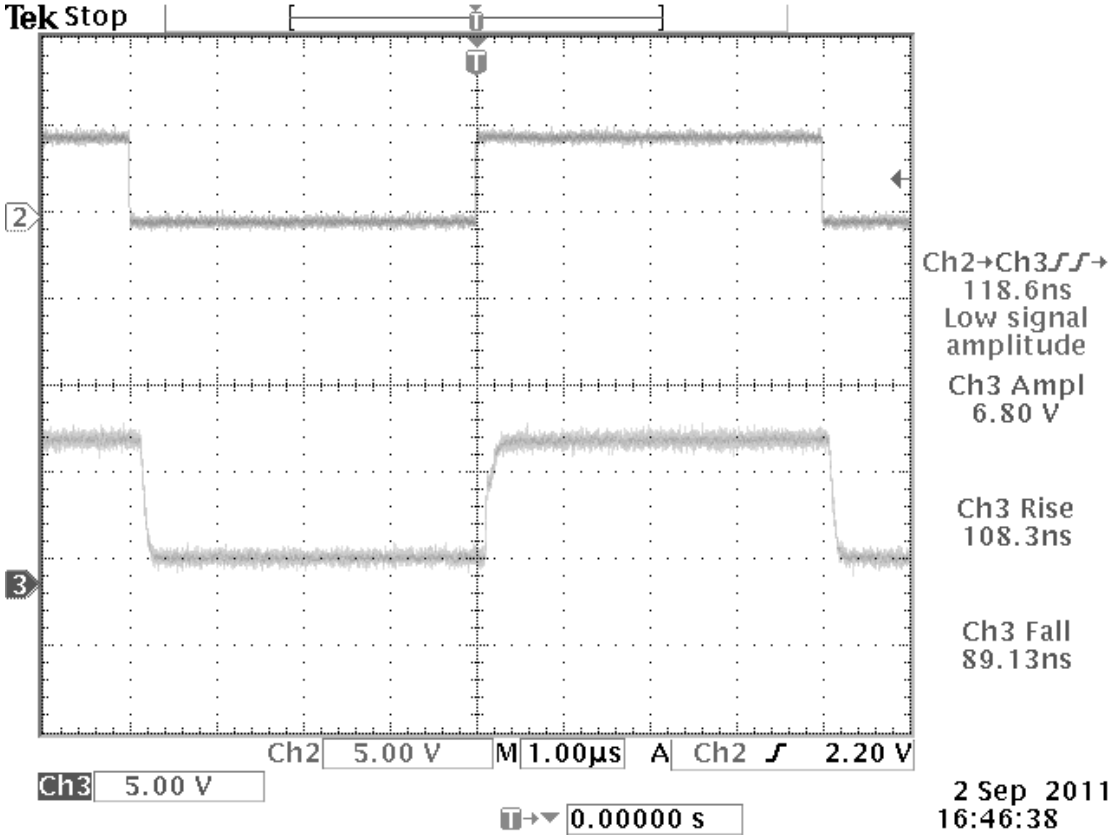
Les chronogrammes de ces signaux représentés sur la figure III.44 permettent de faire les constatations suivantes :

- Le retard de transmission d'un front montant est de 118nS, ce qui représente seulement 1,4% d'une période à 125kHz, de plus, on peut également remarquer que le retard de transmission d'un front descendant est sensiblement le même.
- Les temps de transition de la commande isolée V_{GS} des MOSFETs, sont respectivement de : 108nS pour la montée et 89nS pour la descente, ce qui représente une dissymétrie de 19nS.

Donc, globalement, on peut conclure que la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel par modulation BFSK ajoute un retard maximum de 108nS avec une dissymétrie entre les temps de de montée et de descente de 19nS.

Or, comme nous l'avons montré dans le § III.7.1 lors de l'étude du principe d'un condensateur variable à capacité commutée synchrone : Pour éviter les surintensités à la remise en conduction, il faut impérativement que la commande synchrone de l'interrupteur puisse maintenir un angle de conduction toujours symétrique par rapport aux passages à zéro de la tension sinusoïdale aux bornes du condensateur. Sachant que le circuit déphaseur que nous avons rajouté dans le circuit de captage (décrit dans le § III.7.4) peut compenser uniquement des temps de retard identiques pour les fronts montants et descendants, il est donc très important que les dissymétries temporelles entre les fronts montants et descendants soient très faibles.

Dans le cas de la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel par modulation BFSK, la dissymétrie est de 19nS, ce qui représente seulement 0,23% d'une période à 125kHz. Cette dissymétrie a été jugée suffisamment faible et par conséquent, la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel par modulation BFSK a été adoptée pour réaliser la commande de la capacité commutée synchrone dont les performances sont présentées dans le § suivant.



Ch2 : Signal modulant : Commande PWM (V_{PWM} / DATA-IN), 5V/div
Ch3 : Signal démodulé : Commande (V_{GS}) des MOSFETs, de l'interrupteur bidirectionnel, 5V/div

Figure III.44: Chronogrammes de la commande isolée de l'interrupteur bidirectionnel par modulation BFSK

III.7.7. Vérification expérimentale des performances du système d'accord automatique à capacité commutée synchrone

III.7.7.1. Présentation des tests effectués

Deux types de tests ont été effectués pour vérifier le fonctionnement du système d'accord automatique par capacité commutée synchrone qui équipe le générateur de champ magnétique à convertisseur push- pull résonnant représenté figure III.17 :

- Un test du fonctionnement en régime permanent établi
- Un test de rapidité en régime transitoire

Les résultats de ces tests sont présentés dans les deux paragraphes suivants.

III.7.7.2. Tests en régime permanent établi

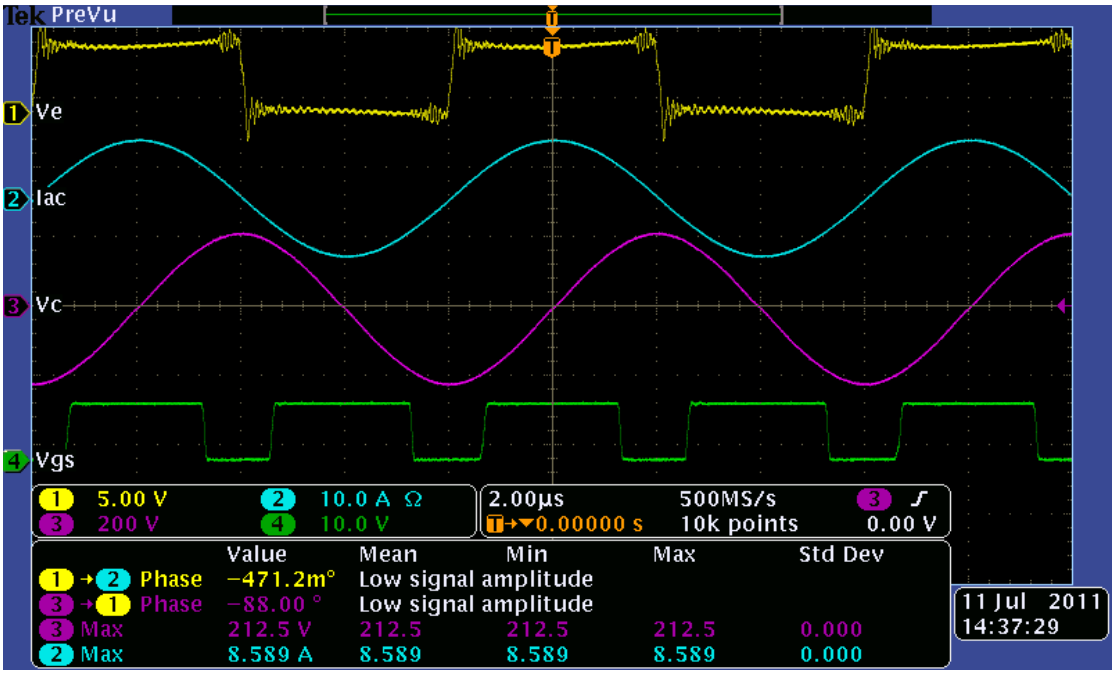
Ces tests sont destinés à vérifier la commande de la capacité commutée et le bon fonctionnement de l'accord automatique.

Les résultats de ces tests sont rassemblés sur les chronogrammes de la figure III.45, qui montrent en particulier :

- L'excellente symétrie de la commande synchrone de l'interrupteur (Ch4: V_{GS}) par rapport aux passages à zéro de la tension aux bornes du condensateur d'accord (Ch3: Vc). Comme nous l'avons montré dans le § III.7.1. lors de l'étude du principe d'un condensateur variable à capacité commutée synchrone, cette symétrie est indispensable pour éviter les surintensités à la remise en conduction de l'interrupteur.
- L'accord du circuit résonnant qui est démontré par la vérification de deux propriétés d'un circuit LC série fonctionnant à sa fréquence de résonance :

- Le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre la tension de sortie du push-pull (Ch1 : Ve = Vo) et la tension aux bornes du condensateur d'accord (Ch3: Vc).
- Le déphasage nul entre le courant primaire (Ch2: $I_{AC} = I_p$) et la tension de sortie du push-pull (Ch1: Ve = Vo).

-



Ch1 : Tension de sortie du Push-pull (Ve = Vo) : 5V/div
Ch2 : Courant primaire ($I_{AC} = I_p$) : 10A/div
Ch3: Tension aux bornes du condensateur d'accord (Vc): 200V/div
Ch4 : Tension de commande de l'interrupteur (V_{GS}) : 10V/div

Figure III.45: Chronogrammes du convertisseur push- pull résonnant avec accord automatique par capacité commutée synchrone

III.7.7.3. Test de rapidité en régime transitoire

Ce test est destiné à vérifier la rapidité ainsi que la stabilité de l'accord automatique par capacité commutée synchrone.

Le principe de ce test consiste à désaccorder brutalement le circuit résonnant, puis à mesurer, la durée du transitoire nécessaire à la PLL pour rétablir l'accord.

Le désaccord brutal du circuit résonnant a été obtenu en commutant un condensateur de test (Ctest) aux bornes du condensateur d'accord (voir figure III.46). Afin de garantir une commutation rapide et exempte de rebonds, l'interrupteur utilisé est un interrupteur bidirectionnel à MOSFETs (AC Switch 1) similaire à celui employé pour commuter la capacité synchrone (AC Switch).

Le montage de test de la figure III.46 a permis de mesurer le temps d'établissement de l'accord automatique par PLL en relevant les chronogrammes reproduits sur la figure III.47. En examinant le chronogramme de la tension aux bornes du condensateur d'accord (Ch3: Vc), ainsi que celui de la tension de sortie de l'amplificateur d'erreur (intégrateur) de la PLL (Ch4 : V_{OEA}), on peut constater que la durée du transitoire nécessaire à la PLL pour rétablir l'accord est d'environ 1,5s. On peut également remarquer sur ces deux chronogrammes que le transitoire ne comporte aucune sur-oscillation, ce qui démontre que la stabilité de la PLL est assurée avec une marge de phase supérieure à 45°.

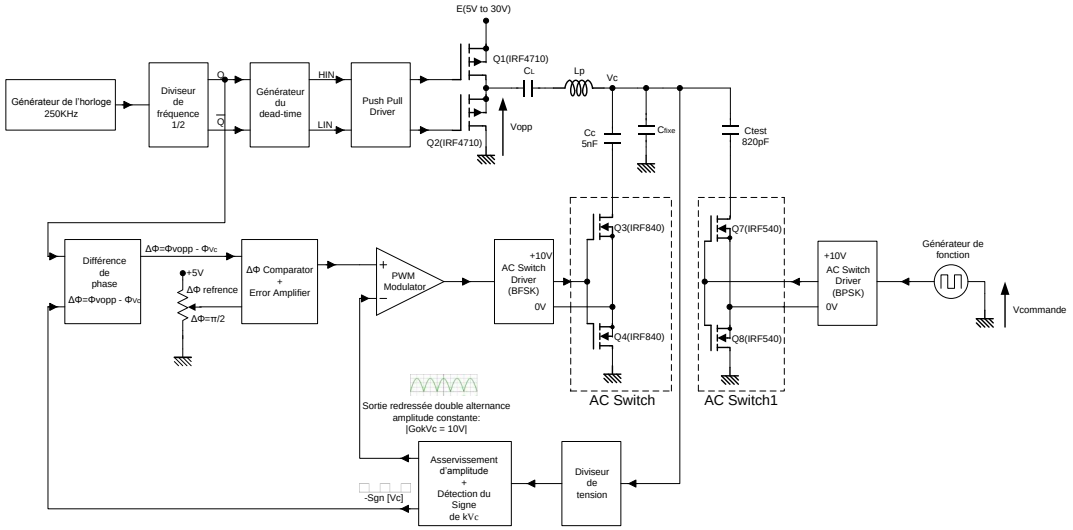
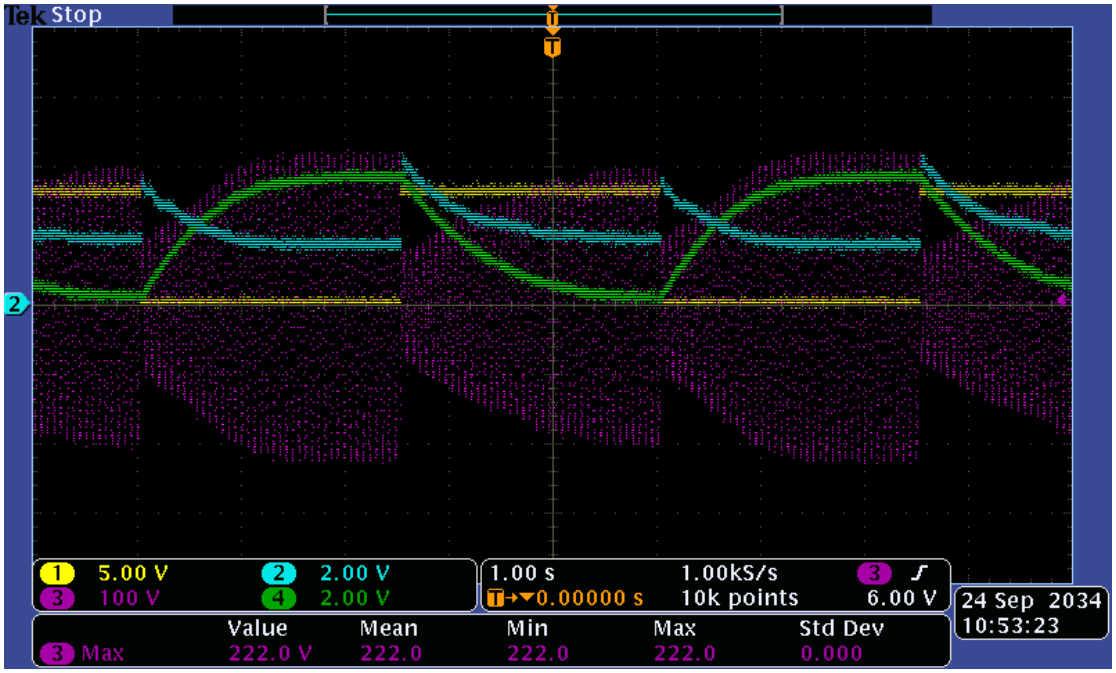


Figure III.46: Schéma du circuit du test de la rapidité du système l'accord automatique par capacité commutée synchrone.



Ch1 (jaune) : Tension de commande de la commutation du condensateur de test (Ctest) : 5V/div
Ch2 (bleu) : Tension de sortie de l'amplificateur d'erreur PID de l'asservissement d'amplitude de la tension captée aux bornes du condensateur d'accord (V_{OPID}) : 5V/div
Ch3 (violet) : Tension aux bornes du condensateur d'accord (Vc) : 100V/div
Ch4 (vert) : Tension de la sortie de l'amplificateur d'erreur (intégrateur) de la PLL (V_{OEA}) : 5V/div

Figure III.47: Chronogrammes de test de la rapidité du système l'accord automatique par capacité commutée synchrone.

III.7.7.4. Bilan des tests

L'ensemble des tests effectués a permis de démontrer les points suivants.

- La confirmation par des résultats expérimentaux de l'étude théorique d'un accord automatique par capacité commutée synchrone.
- La démonstration que l'accord automatique d'un générateur de champ magnétique à convertisseur push- pull résonnant pouvait être obtenu au moyen d'une capacité commutée synchrone.

III .8 Conclusion

Les travaux présentés dans ce chapitre ont permis d'obtenir les résultats suivants:

- 1°. La faisabilité d'une télé alimentation de gélule ingérable pour des portées allant jusqu'à 15cm. La possibilité d'atteindre de telles portées a permis d'une part de tester sans fil de liaison des ensembles : émetteurs RF / antenne miniature et d'autre part de démontrer que la solution initialement prévue le dans projet TEMPILL (alimentation par piles / transmission d'informations par RF) pouvait être avantageusement remplacée par un système de transmission sans fil d'énergie et d'informations.
- 2°. La démonstration qu'un accord automatique par capacité commutée synchrone conduit à un système plus performant en termes de poids d'encombrement et de consommation énergétique qu'un système classique à self inductance saturable. Par conséquent, le niveau de performances plus élevé d'un accord automatique par capacité commutée synchrone permet d'envisager la réalisation de générateurs de champ magnétique moins encombrants pouvant être portés par les patients ou le personnel soignant.

IV. Détermination de l'impédance d'antennes miniatures au moyen des paramètres S_{ij}, avec compensation des effets des câbles

IV.1 Introduction, justification des solutions

Une technique classique de caractérisation d'antennes miniatures consiste à mesurer leur impédance d'entrée en ¨single ended¨, c'est-à-dire à l'extrémité d'un câble coaxial tel que représenté sur la figure IV.1.A. Or comme cela est montré sur cette figure, l'impédance mesurée par un tel dispositif ne correspond pas uniquement de celle l'antenne : elle est en effet faussée par les admittances entre l'antenne et le blindage du câble coaxial (Y_C', Y_C''), or, de telles admittances n'existent pas lorsque l'antenne est placée dans la gélule. On peut dès lors comprendre pourquoi des calculs ou des simulations effectuées à partir d'impédances d'antennes mesurées selon cette technique peuvent finalement produire des résultats erronés. On peut à la rigueur négliger ces erreurs si la fréquence n'est pas trop élevée et si les mesures de l'antenne sont effectuées dans l'air: ce fut par exemple le cas des mesures d'impédances de bobines couplées présentées dans le chapitre II qui étaient toutes réalisées dans l'air à 51MHz. Mais par contre, on ne peut plus se permettre de négliger ce type d'erreur pour des antennes miniatures mesurées à 403,5MHz ou 433,92MHz dans un milieu aqueux présentant une permittivité relative élevée ($\epsilon r \approx 80$).

C'est ainsi que pour s'affranchir complètement des erreurs de mesures dues à la présence du câble de liaison, nous avons proposé une technique de mesure d'impédance différentielle basée sur le schéma représenté sur la figure IV.1.B.

Avec un tel dispositif différentiel, on sait qu'il existe plusieurs méthodes permettant d'extraire uniquement l'admittance Y_D qui représente le comportement de l'antenne seule c'est-à-dire non perturbée par les courants de fuite vers les blindages des câbles coaxiaux (matérialisés par les courants i_{C1} et i_{C2} circulant dans les admittances Y_{C1} et Y_{C2}).

Parmi les techniques d'extraction de l'admittance Y_D, nous avons tout d'abord considéré le recours aux paramètres S différentiels: ¨Mixed mode Scattering Parameters¨ encore appelés ¨Combined Differential and Common-Mode Scattering Parameters¨[BOCK95]. Bien que ce concept soit très prometteur, nous l'avons rejeté principalement en raison du coût et de la disponibilité des ¨Vector Network Analyzers¨ capables de mesurer et de traiter des paramètres S différentiels, en effet de tels équipements sont des modèles spéciaux comportant 4 ports de test et dont les résultats de mesure doivent être traités par des logiciels spécifiques de calculs d'impédances et de conversion de paramètres.

Nous avons ensuite considéré la méthode de mesure la plus économique qui soit en termes de coût d'instrumentation, puisque sa mise en œuvre ne nécessite que le recours à un ¨Vector Network Analyzer¨ élémentaire ne comportant qu'un seul port de test. Il s'agit d'une technique originale qui fut développée par notre équipe pour mesurer les impédances d'entrée de structures intégrées différentielles (mélangeurs équilibrés, amplificateurs RF à entrées différentielles…etc). En raison de son originalité cette technique de mesure fit l'objet de la publication [ROD205]. Cependant, l'économie au niveau des moyens à mettre en œuvre avait pour contrepartie la nécessité d'effectuer deux opérations de mesure en configurant le dispositif à caractériser respectivement en mode commun puis en mode différentiel. Ce changement de configuration ne posait aucun problème pour le test d'un circuit intégré, par contre, nous avons jugé qu'il n'en était pas de même pour tester une antenne miniature encapsulée dans une gélule. En effet, ce changement de mode de connexion de l'antenne aurait posé deux problèmes majeurs :

- Tout d'abord, la nécessité d'effectuer entre les mesures des opérations longues et délicates de : dé- encapsulation, modification de connexion et ré-encapsulation des antennes
- Ensuite, la difficulté voire l'impossibilité d'effectuer les opérations précédentes sans occasionner des différences de positionnement de l'antenne par rapport aux câbles de

liaison. De telles différences auraient eu pour conséquence de modifier les conditions des deux mesures et donc d'en altérer la précision.

C'est en raison de ces deux inconvénients que nous avons retardé l'application de cette technique à la mesure d'antennes miniatures pour chercher à développer une nouvelle méthode réellement optimisée pour ce type particulier de mesure.

Cependant, pour pouvoir se substituer à l'une des techniques existantes, la nouvelle méthode ne devait présenter aucun de leurs inconvénients respectifs, c'est-à-dire satisfaire les contraintes suivantes :

- Pouvoir être réalisée avec un ¨Vector Network Analyzer¨ ¨standard¨, c'est à dire comportant deux ports de test au maximum.
- Pouvoir mesurer une antenne en une seule opération sans aucune manipulation intermédiaire.

Nos recherches nous ont finalement permis de trouver une solution originale satisfaisant toutes ces contraintes :

Il s'agit d'une procédure de caractérisation d'antennes miniatures (ou d'impédances différentielles) comprenant les deux opérations suivantes:

- Une seule mesure des 4 paramètres S_{ij} de l'antenne connectée en différentiel entre les deux ports de test d'un ¨Vector Network Analyzer¨ ¨standard¨. (Selon le schéma représenté sur la figure IV.1.B)
- Un calcul d'extraction de l'admittance différentielle Y_D, ainsi que des admittances de mode commun Y_{C1} et Y_{C2}, effectué à partir du fichier des 4 paramètres S_{ij} mesurés.

La démonstration théorique de cette nouvelle procédure de mesure et de calcul est présentée dans le § suivant. L'intérêt de cette procédure sera ensuite montré en traitant un des cas les plus difficiles: la mesure d'une antenne boucle miniature présentant un coefficient de qualité élevé. Les problèmes de caractérisation soulevés par une telle antenne permettront dans un premier temps de quantifier les limitations de la technique de mesure par réflexion en ¨single ended¨, puis, dans un deuxième temps, de justifier la nécessité d'effectuer des mesures et des calculs complémentaires pour déterminer les très faibles résistances de pertes et de rayonnement qui caractérisent les antennes à coefficient de qualité élevé.

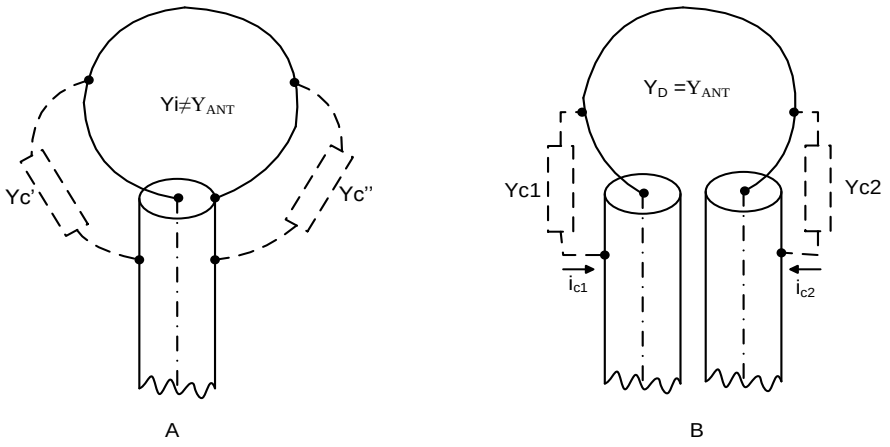


Figure IV.1 : Montages de mesure de l'impédance d'entrée d'une antenne boucle
A : Montage non différentiel. B : Montage différentiel

IV.2. Calcul de l'impédance d'entrée d'une antenne connectée en différentiel en fonction des paramètres S_{ij} mesurés

L'objectif de ce calcul est d'établir les expressions des 3 admittances Y_D, Y_{C1} et Y_{C2} .représentées sur la figure IV.1.B. , Il faut donc au préalable trouver au minimum 3 équations pour être en mesure de déterminer les 3 admittances inconnues. Cette condition préalable est naturellement satisfaite sur la figure IV.1.B en mesurant les 4 paramètres S_{ij} de l'antenne

connectée en différentiel entre les 2 ports d'un ¨Vector Network Analyzer¨ ¨standard¨. En procédant ainsi, les 4 paramètres S_{ij} mesurés en une seule opération par le ¨Vector Network Analyzer¨ permettent d'écrire 4 équations. On dispose alors d'un système de 4 équations à 3 inconnues qu'il suffit de résoudre.
Par conséquent la procédure de calcul des 3 admittances Y_D, Y_{C1} et Y_{C2} en fonction des 4 paramètres S_{ij} mesurés se décompose en deux opérations principales :

- 1° opération : Etablissement des expressions des 4 paramètres S_{ij} mesurés
- 2° opération : Calcul des 3 admittances Y_D, Y_{C1} et Y_{C2} en résolvant le système de 4 équations à 3 inconnues.

Afin que cette procédure de calcul puisse s'appliquer à tous les types d'antennes, nous avons tout d'abord généralisé le montage de mesure de l'impédance d'entrée d'une antenne boucle en différentiel représenté sur la figure IV.1.B en l'étendant à la forme plus générale donnée sur la figure IV.2 :

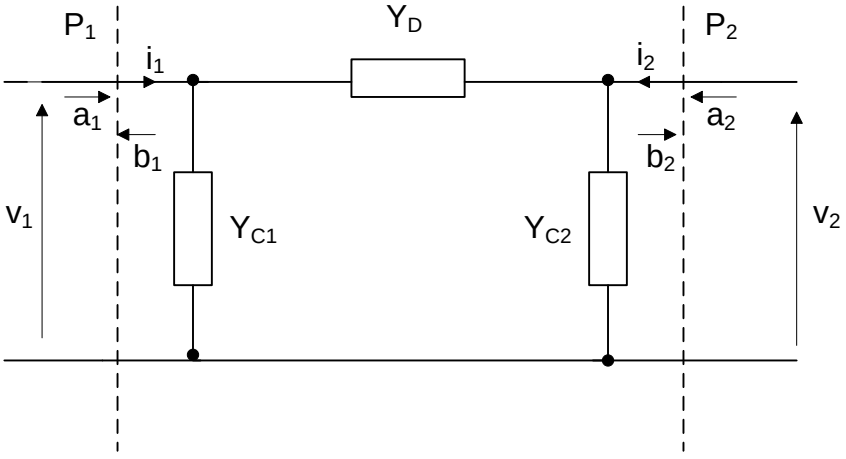


Figure IV.2 : Schéma général du montage de mesure différentiel de l'impédance d'entrée d'une antenne

Dans ce schéma, Y_D représente l'admittance d'entrée de l'antenne seule, c'est-à-dire non perturbée par les courants de retour traversant les admittances de mode commun Y_{C1} et Y_{C2} connectées aux blindages des câbles coaxiaux. Afin de pouvoir exprimer les admittances en fonction des paramètres S_{ij} mesurés dans les plans d'accès P_1 et P_2 du quadripôle, nous avons représenté conjointement sur la figure IV.2 :

- Les tensions v_1, v_2 et les courants i_1, i_2 appliqués dans les plans P_1 et P_2.
- Les ondes incidentes a_1, a_2 sur les plans P_1 et P_2.
- Les ondes réfléchies b_1, b_2 sur les plans P_1 et P_2.

En raison de sa complexité, la procédure du calcul des 3 admittances Y_D, Y_{C1} et Y_{C2} est détaillée dans l'annexe 6. D'après les résultats obtenus dans cette l'annexe, les expressions des 3 admittances Y_D, Y_{C1} et Y_{C2} (sous forme réduite) sont les suivantes:
Admittance différentielle réduite y_d :

$$y_d = \frac{2S_{12}}{[(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12}S_{21}]} \qquad \text{(A6.48)}$$

L'impédance différentielle réduite z_d :

$$z_d = \frac{1}{y_d} = \frac{(1+S_{11})(1+S_{22})}{2S_{12}} - \frac{S_{21}}{2} \qquad \text{(A6.49)}$$

L'admittance de mode commun réduite y_{C1}:

$$y_{C1} = 2\frac{1 + S_{22} - S_{12}}{(1 + S_{22})(1 + S_{11}) - S_{21}S_{12}} - 1 \quad \text{(A6.50)}$$

L'admittance de mode commun réduite y_{C2}:

$$y_{C2} = 2\frac{S_{12}}{S_{21}}\frac{1 + S_{11} - S_{21}}{(1 + S_{22})(1 + S_{11}) - S_{21}S_{12}} - 1 \quad \text{(A6.51)}$$

Pour chaque mesure d'antenne, la compensation des effets des câbles de liaison nécessite de recalculer soit l'expression de l'admittance différentielle réduite y_d (A6.48), soit l'expression de l'impédance différentielle réduite z_d (A6.49). Ces expressions étant relativement complexes, leur calcul répété pour chaque point de mesure aurait nécessité des temps de calculs prohibitifs. Par conséquent, nous avons automatisé ces calculs en codant sous MATLAB les expressions de l'admittance différentielle réduite y_d et de l'impédance différentielle Z_d. Ce code de calcul MATLAB est détaillé dans l'annexe A6, il a en particulier été employé pour établir les résultats de mesures présentées dans le § suivant.

IV.3. Application à la mesure d'une antenne boucle miniature

IV.3.1. Présentation des mesures effectuées

Afin de montrer l'intérêt de la technique de mesure des 4 paramètres S_{ij} d'une antenne connectée en différentiel, nous avons considéré uniquement le cas d'une antenne boucle miniature présentant un coefficient de qualité élevé. Comme nous l'avons déjà annoncé dans l'introduction de ce chapitre (§IV.1), ce type d'antenne constitue l'un des cas les plus difficiles de mesure d'antenne en raison de la conjonction de sa taille réduite et de son coefficient de qualité élevé.

L'antenne boucle miniature a tout d'abord été intégrée à l'intérieur d'une gélule, puis connectée aux deux câbles coaxiaux de mesure conformément au montage différentiel représenté sur la figure IV.1.B. L'ensemble ainsi constitué a été étanchéifié au moyen de cire d'abeille afin de permettre des mesures dans l'eau salée.

Toutes les mesures de paramètres S présentées dans ce paragraphe ont été effectuées dans les conditions suivantes :

- Les 4 paramètres S_{ij} ont été mesurés au moyen d'un ¨Vector Network Analyzer¨ fabriqué par la société Agilent sous la référence : PNA Series : N3382A.
- Les câbles de mesure sont des câbles coaxiaux semi rigides étanches d'impédance caractéristique Z_C = 50Ω dont les longueurs (L = 25cm) sont rigoureusement identiques à celles du kit de calibration : ¨User cal kit¨ ref. ¨Aquakit ¨.
- Par conséquent, toutes les mesures de paramètres S présentées dans ce qui suit ont été effectuées après calibration avec le : ¨User cal kit¨ ref. ¨Aquakit ¨ (Voir caractéristiques dans l'annexe 5).

Le tableau IV.1 rassemble les résultats des mesures de l'antenne boucle miniature effectués à 403 MHz respectivement dans l'air et dans l'eau salée (1,5g NaCl /l). En outre, afin de comparer la nouvelle technique de mesure des 4 paramètres S_{ij} en mode différentiel à la technique classique de mesure par réflexion en ¨single ended¨, ce tableau a été subdivisé en 3 lignes :

- La 1° ligne concerne la nouvelle technique de mesure des 4 paramètres S_{ij} en mode différentiel. Elle rassemble les résultats obtenus après calcul sous MATLAB de l'impédance différentielle Z_d à partir des 4 paramètres S_{ij} mesurés.
- La 2° ligne constitue une ligne ¨témoin¨ puisqu'elle rassemble les mesures effectuées selon la technique classique de la mesure du paramètre de réflexion S_{11} en ¨single ended¨, mais en conservant les 2 câbles de mesure employés dans la nouvelle technique différentielle.

  La 3° ligne constitue également une ligne ¨témoin¨ elle diffère de la précédente par le fait qu'un seul câble de mesure est employé, elle correspond donc exactement à la

technique classique de mesure du paramètre de réflexion S_{11} en ¨single ended¨. (Il s'agit de la méthode employée par les ingénieurs de NXP).

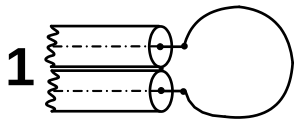
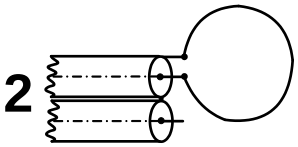
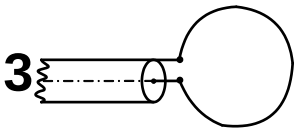
@403MHz	AIR			EAU		
	Impédance d'entrée(Ω)		Inductance d'entrée	Impédance d'entrée(Ω)		Inductance d'entrée
	Re	Im	L(nH)	Re	Im	L(nH)
1 	1,75	78,78	30,96	2,17	76,69	30,43
2 	-0,7	83,24	33,14	3,37	143,25	57,46
3 	-0,94	81,71	32,48	0,63	95,04	37,94

Tableau IV.1 : Impédance d'une antenne boucle à 403 MHz mesurée dans l'air et dans l'eau salée (1,5g NaCl /l) selon 3 techniques :

1°. Mesure des 4 paramètres S_{ij} en mode différentiel avec calcul de compensation des effets des 2 câbles de liaison

2°. Mesure du paramètre S_{11} en ¨single ended¨ avec 2 câbles de mesure

3°. Mesure du paramètre S_{11} en ¨single ended¨ avec 1 câble de mesure

IV.3.2. Exploitation et interprétation des résultats des mesures

IV.3.2.1. Partie imaginaire (réactance inductive) de l'antenne boucle

L'examen des valeurs des parties imaginaires (ou des self inductances) rassemblées dans le tableau IV.1 permet de remarquer les phénomènes suivants :

- 1°. Si la mesure de l'antenne est effectuée en mode différentiel avec calcul de compensation des effets des 2 câbles de liaison (ligne 1 du tableau IV.1), on peut remarquer que la self inductance de l'antenne varie très peu selon que cette dernière est mesurée dans l'air ($L_{ant} \approx 32,5$nH) ou dans l'eau salée ($L_{ant} \approx 31$nH). Un tel écart représente en effet une variation relative inférieure à 5% que l'on peut considérer comme peu significative puisqu'elle est de l'ordre de grandeur des erreurs de mesures.
- 2°. Si la mesure de l'antenne est effectuée avec le paramètre de réflexion S_{11} en ¨single ended¨ avec un ou deux câbles de liaison (lignes 2 et 3 du tableau IV.1), on peut alors noter dans les deux cas une nette augmentation de la self inductance de l'antenne mesurée dans l'eau salée par rapport à celle mesurée dans l'air. De plus, on peut

également remarquer que cette augmentation est encore plus importante si deux câbles de mesure sont employés : En effet, la self inductance augmente de 32,5nH à 38nH (soit +17% d'augmentation) avec un seul câble de liaison ((ligne 3 du tableau IV.1), par contre, avec deux câbles de mesure, cette self inductance augmente de 33nH à 57,5nH (soit +74% d'augmentation). Il donc que si l'influence des câbles n'est pas compensée, plus la surface de ces derniers est importante et plus l'augmentation de self inductance devient importante entre les mesures effectuées dans l'air ou dans l'eau.

- 3°. Si l'on compare les valeurs des selfs inductances mesurées dans l'air avec les 3 montages, on peut tout d'abord constater que cette self inductance varie relativement peu (de 31nH à 33nH), mais si l'on examine de plus près les valeurs obtenues, on peut constater que la tendance confirme toujours une augmentation de la self inductance si l'effet des câbles n'est pas compensé, cette augmentation étant d'autant plus importante que la surface équivalente des câbles est plus importante. C'est ainsi que la self inductance augmente de 31nH à 32,5nH avec un seul câble de mesure et de 31nH à 33nH avec deux câbles de mesure.

Afin d'interpréter ces divers phénomènes il est judicieux de remarquer qu'il est possible dans le cas d'une antenne boucle intégrée dans une gélule de faire les approximations suivantes :
1°. Si l'on évalue le coefficient de qualité de l'antenne boucle à partir des valeurs obtenues après compensation des 2 câbles de liaison (ligne 1 du tableau IV.1), on trouve :
$Q = \frac{Im[Z]}{Re[Z]} = \frac{X}{r} \approx$ 48 si l'antenne est dans l'air, ou : Q ≈ 35 si l'antenne est plongée dans l'eau salée.
Ce résultat confirme d'une part qu'une antenne boucle présente un coefficient de qualité élevé, et d'autre part, qu'en raison de ce fort coefficient de qualité, il est légitime de négliger la partie réelle de l'impédance (ou de l'admittance) de l'antenne devant sa partie imaginaire.
En tenant compte de cette approximation, on peut simplifier le schéma électrique équivalent de l'antenne boucle en ne considérant que sa self inductance (voir figure IV.3).
2°. Si l'antenne est entourée d'air, on peut admettre, en se référant aux schémas représentés dans la figure IV.1 que les admittances : Y_{C1}, Y_{C2}, Y_C ', Y_C '', qui modélisent l'influence des blindages des câbles coaxiaux peuvent être considérées comme capacitives => $Y_C \approx jC\omega$. Il en est de même si l'antenne est plongée dans l'eau salée, puisque même dans ce cas là, le conducteur qui constitue l'antenne reste isolé du milieu ambiant par les parois de la gélule réalisées en polycarbonate.

Dans ces conditions, si l'on considère tout d'abord le cas d'une antenne boucle mesurée au moyen du paramètre S_{11} en ¨single ended¨ avec 1 ou 2 câbles de mesure (lignes 2 et 3 du tableau IV.1), d'après les schémas représentés sur la figure IV.3, on voit que l'impédance équivalente vue dans le plan de mesure du paramètre S_{11} peut se ramener à la mise en parallèle de la self inductance de l'antenne boucle (L_{ant}) avec la capacité équivalente (C_{eq}) existant entre le fil de la boucle et le blindage du câble coaxial.

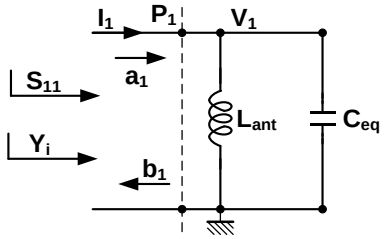


Figure IV.3 : Schéma électrique équivalent d'une antenne boucle mesurée au moyen du paramètre S_{11} en ¨single ended¨ avec 1 câble de mesure

L'admittance vue dans le plan de mesure du paramètre S_{11} peut s'écrire:

$$Y_i \approx Im[Y_i] = -j\left(\frac{1}{L_{ant}\omega} - C_{eq}\omega\right) \qquad \text{(IV.1)}$$

Sachant que la fréquence d'émission (403MHz) est inférieure à la fréquence d'auto résonance de l'antenne : $\left(f < \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{ant}C_{eq}}}\right)$, on peut considérer que l'admittance Y_i est inductive et que par conséquent on peut l'identifier à la susceptance d'une self inductance apparente (L_{ap}), se qui s'écrit :

$$Y_i \approx -j\left(\frac{1}{L_{ant}\omega} - C_{eq}\omega\right) \equiv -j\frac{1}{L_{ap}\omega} \quad \text{(IV.2)}$$

De l'équation (IV.2), on tire l'expression de la self inductance apparente :

$$L_{ap} = \frac{L_{ant}}{1 - L_{ant}C_{eq}\omega} \quad \text{(IV.3)}$$

L'analyse de l'expression (IV.3) permet d'expliquer les phénomènes précédemment constatés dans le tableau (IV.1) :

Tout d'abord on voit que si $C_{eq} = 0$ on retrouve : $L_{ap} = L_{ant}$. Ce cas correspond à une compensation parfaite des effets des câbles de liaison obtenue après mesure des 4 paramètres S_{ij} en mode différentiel (voir ligne 1 du tableau IV.1).

Si les effets des câbles de liaison ne sont pas compensés, on a alors : $C_{eq} > 0$, d'où d'après (IV.3) : $L_{ap} > L_{ant}$. En outre, l'expression (IV.3) montre que plus la capacité équivalente aux câbles de liaison augmente et plus la self inductance apparente augmente.

Ces résultats expliquent clairement pourquoi :

- Les self inductances apparentes des antennes mesurées en ¨single ended¨ (sans compensation des capacités dues aux câbles de liaison) sont toujours supérieures à la valeur obtenue en mode différentiel après calcul de compensation des effets des câbles de liaison.
- Dans le cas d'antennes mesurées en ¨single ended¨, celle qui est mesurée avec 2 câbles de liaison (ligne 2 du tableau IV.1) présente une self inductance apparente supérieure à celle mesurée avec un seul câble (ligne 3 du tableau IV.1). Dans ce cas l'explication vient du fait que la surface équivalente de deux câbles de liaison est plus importante que celle d'un seul câble de liaison, ce qui évidemment augmente la capacité C_{eq} équivalente aux 2 câbles et donc d'après (IV.3) augmente également la self inductance apparente de l'antenne.
- Dans le cas d'antennes mesurées en ¨single ended¨, avec 1 ou 2 câbles de liaison (lignes 2 et 3 du tableau IV.1), celles qui sont mesurées dans l'eau salée présentent une self inductance apparente supérieure à celles qui sont mesurées dans l'air. Dans ce cas l'explication vient du fait que la permittivité relative de l'eau salée ($\epsilon_r \approx 80$) est très supérieure à celle de l'air ($\epsilon_r = 1$) d'où une augmentation de la capacité équivalente aux câbles de liaison et donc d'après (IV.3), une augmentation de la self inductance apparente de l'antenne.
- Dans le cas d'une antenne mesurée en mode différentiel avec calcul de compensation des effets des 2 câbles de liaison (ligne 1 du tableau IV.1), nous avons montré que quel que soit le milieu dans lequel était plongée l'antenne (air ou eau salée), la self inductance de cette dernière ne variait pas de façon significative. Ce résultat correspond bien à la réalité physique puisque l'air et l'eau salée ayant une perméabilité relative identique : ($\mu_r = 1$), le fait de plonger une antenne boucle dans l'air ou dans l'eau salée ne doit pas entrainer de variation significative de sa self inductance. Par conséquent ce résultat confirme bien la pertinence et l'efficacité de la technique de mesure en mode différentiel avec calcul de compensation des effets des 2 câbles de liaison.

Tous ces résultats et explications physiques permettent de tirer les deux conclusions suivantes :

1°. La mesure d'antennes par la technique classique de mesure du paramètres de réflexion S_{11} en ¨single ended¨ conduit systématiquement à commettre une erreur sur la valeur de la réactance d'antenne : La valeur de la self inductance apparente d'une l'antenne boucle mesurée selon cette technique étant toujours supérieure à la valeur réelle en raison des capacités dues aux câbles de liaison.
L'existence de cette erreur systématique explique pourquoi la technique classique de mesure du paramètres S_{11} en: ¨single ended¨ n'est pas adaptée pour la caractérisation d'antennes miniatures à des fréquences élevées.
2°. Les mesures d'antennes effectuées selon la nouvelle technique consistant à mesurer les 4 paramètres S_{ij} en différentiel puis à effectuer un calcul de compensation, permettent d'obtenir des résultats conformes à la réalité physique, prouvant ainsi la pertinence et l'efficacité de cette technique pour la caractérisation d'antennes miniatures à des fréquence élevées.

IV.3.2.2. Partie réelle (résistance de pertes et de rayonnement) de l'antenne boucle

En examinant les valeurs des parties réelles (résistance de pertes et de rayonnement) rassemblées dans le tableau IV.1 on peut faire les deux remarques suivantes :
1°. Tout d'abord on constate des résultats aberrants au niveau des lignes 2 et 3 qui concernent la technique classique de mesure du paramètre de réflexion S_{11} en: ¨single ended¨: Les valeurs mesurées des résistances de pertes et de rayonnement de l'antenne boucle sont négatives !
Un tel résultat est en effet complètement aberrant sur le plan physique puisqu'une antenne boucle étant un circuit passif, sa résistance de pertes et de rayonnement ne peut être que positive. D'autre part il est bien connu qu'une résistance négative ne peut être produite que par un circuit actif tel que par exemple celui d'un oscillateur.
L'explication qualitative de ce type d'erreur peut se déduire d'une propriété bien connue de l'abaque de Smith : On sait en effet que le cercle trigonométrique qui délimite l'abaque de Smith positif correspond dans le cas d'une ligne sans pertes au lieu des impédances ou admittances purement imaginaires, c'est-à-dire ayant une partie réelle nulle (r = 0) et donc un coefficient de qualité infini. Par conséquent, le cercle trigonométrique constitue la limite entre le lieu des résistances réduites positives (intérieur du cercle trigonométrique) et le lieu des résistances réduites négatives (extérieur du cercle trigonométrique). Sachant en outre que le rayon R = 1 du cercle trigonométrique est le module du coefficient de réflexion dans le cas d'une réflexion totale : R = ρ = $|S_{11}| = 1$. On peut déjà comprendre que si l'on mesure au moyen du paramètre S_{11} une impédance présentant un coefficient de qualité élevé (c'est-à-dire présentant une partie réelle très faible), , le module du paramètre S_{11} étant très proche de 1, les inévitables erreurs de mesure de ce paramètre (voir figure IV.5) peuvent donner comme résultat : $|S_{11}| > 1$, c'est-à-dire une résistance réduite négative.
La connaissance des propriétés élémentaires de l'abaque de Smith permet donc d'expliquer qualitativement pourquoi une mesure au moyen du paramètre S_{11} d'une impédance présentant un coefficient de qualité élevé peut conduire au résultat aberrant que constitue l'existence d'une résistance négative. Cependant, l'abaque de Smith ne permet pas de quantifier facilement les limites de la mesure d'impédances par la technique du paramètre de réflexion S_{11}. Cette quantification nécessitant d'effectuer des calculs relativement longs, elle a fait l'objet du §IV.5 présenté ci-après.
2°. Si l'on examine les parties réelles obtenues avec la nouvelle technique de mesure en mode différentiel avec calcul de compensation des effets des 2 câbles de liaison (ligne 1 du tableau 5.1), on peut constater que cette fois ci les résultats obtenus sont en accord avec la réalité physique puisque les résistances de l'antenne boucle sont toujours positives. On peut aussi constater que la résistance de pertes et de rayonnement est plus élevée lorsque l'antenne est plongée dans l'eau salée (2,2Ω) que lorsqu'elle est dans l'air (1,76Ω). Ce résultat est également conforme à la réalité physique puisque contrairement à l'air, la conductivité de l'eau salée étant non négligeable, il en résulte des pertes plus élevées. Cependant, bien que ces résultats confirment la réalité physique, leur précision est questionnable puisque les parties

réelles obtenues sont extraites d'impédances majoritairement réactives en raison du coefficient de qualité élevé, en effet :

- Pour l'antenne boucle mesurée dans l'air, la résistance de pertes et de rayonnement est de 1,76Ω pour une réactance X = 78,8Ω, soit un coefficient de qualité : $Q = \frac{X}{r} \approx 44{,}8$
- Pour l'antenne boucle mesurée dans l'eau salée, la résistance de pertes et de rayonnement est de 2,17Ω pour une réactance X = 76,6Ω, soit un coefficient de qualité : $Q = \frac{X}{r} \approx 35{,}4$

On est donc confronté au problème classique de la mesure de la résistance de pertes d'une impédance présentant un coefficient de qualité élevé. La solution qui est la plus connue pour résoudre ce problème consiste à annuler la partie imaginaire par résonance pour ainsi pouvoir mesurer la partie réelle avec plus de précision. Cette solution constitue en effet le principe de base de certains Qmètres. Le problème est qu'à de rares exceptions, des instruments basés sur ce principe ne sont plus guère commercialisés de nos jours. (En raison de leurs limitations en fréquence, ils ont en effet été supplantés par les¨Vector Network Analyzers¨). C'est pour résoudre ce dernier problème que nous avons été amenés à développer une nouvelle méthode de mesure de parties réelles d'impédances présentant un coefficient de qualité élevé.
Dans les grandes lignes, cette méthode consiste à tout d'abord annuler la partie imaginaire par résonance afin de pouvoir par la suite mesurer la partie réelle résultante au moyen des paramètres S.
La présentation de cette nouvelle méthode a fait l'objet des 3 paragraphes suivants :

- Le § IV.4, consacré à la technique d'annulation de la réactance par résonance.
- Le § IV.5, qui traite les limitations du paramètre de réflexion S_{11} pour la mesure d'impédances à coefficient de qualité élevé ou parties réelles extrêmes (faibles ou élevées)
- Le § IV.6 qui montre l'intérêt des mesures effectuées en mode différentiel (ou en transmission) pour évaluer les parties réelles d'impédances d'antennes présentant un coefficient de qualité élevé.

IV.4. Annulation de la réactance d'une antenne boucle miniature par résonance au moyen d'un condensateur type : ultra HIGH ¨Q¨

IV.4.1 Principe général

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que la caractérisation d'une antenne boucle ayant un coefficient de qualité élevé posait un problème de précision au niveau de la mesure de la résistance de pertes et de rayonnement. Ce problème de précision provient grosso modo du fait que dans le cas d'une antenne boucle, cette résistance est très inférieure à la réactance. Par conséquent, si l'impédance de cette antenne est mesurée avec une certaine précision (p%) par un procédé d'impédancemétrie quelconque : L'impédance mesurée étant essentiellement réactive, on peut dire que si la réactance peut être mesurée avec une précision sensiblement identique à : p%, il n'en est pas du tout de même pour la résistance puisque cette dernière étant Q fois plus faible, on peut en première approximation estimer que sa précision de mesure sera dégradée dans un rapport de l'ordre de Q.
Une solution classiquement employée pour éviter cette dégradation de précision est de tout d'abord annuler la partie imaginaire par résonance de manière à pouvoir par la suite mesurer uniquement la partie réelle résultante. Dans ces conditions, la résistance de pertes et de rayonnement d'une antenne boucle peut théoriquement être mesurée avec la précision non dégradée de p% du procédé d'impédancemétrie. Dans la réalité, cette précision sera légèrement altérée en raison du fait que l'annulation de la partie imaginaire par résonance est réalisée avec une réactance dont le coefficient de qualité Q a une valeur finie connue avec une certaine précision.
Par conséquent, on peut déduire de ces considérations la stratégie de mesure de parties réelles d'impédances suivante :

1° opération. Sélection d'une réactance de signe opposé à celle de la réactance à annuler et ayant les caractéristiques suivantes :

- Un coefficient de qualité de préférence plus élevé que celui de l'antenne à mesurer ou tout au moins de valeur connue avec une précision garantie.
- Un volume suffisamment faible pour permettre une intégration à l'intérieur de la gélule.

-2° opération. Sélection ou établissement d'un procédé de mesure (avec une précision connue) du coefficient de qualité de la réactance utilisée pour annuler la partie imaginaire.

- 3° opération. Calcul de la précision de mesure de la partie réelle de l'antenne en fonction de la tolérance de mesure du coefficient de qualité de la réactance utilisée pour annuler la partie imaginaire.

L'application de cette stratégie à la caractérisation de l'antenne boucle que nous avons pris pour exemple dans le § IV.3 nous a conduit à adopter les solutions présentées dans les § suivants :

IV.4.2. 1° opération : Sélection d'une réactance de signe opposé : condensateur ultra HIGH ¨Q¨

L'antenne boucle étant une self inductance dont le coefficient de qualité est d'après le tableau IV.1 compris entre 35 et 45, nous avons considéré que dans le pire des cas ce coefficient de qualité ne pouvait excéder 400 (une antenne ayant un Q > 400 aurait en effet un gain très faible et ne présenterait guère d'intérêt). Par conséquent nous avons décidé d'annuler la réactance de cette antenne au moyen d'un condensateur présentant un coefficient de qualité plus élevé. C'est ainsi que nous avons sélectionné des condensateurs de type ¨ceramic chip¨ de grade : ¨ ultra HIGH Q Porcelain capacitor¨ fabriqués par diverses sociétés : Temex (France), American Technical Ceramics (USA), Dielectric Lab. (USA)...etc. Ces condensateurs étant de type ¨chip¨, leurs dimensions en ¨size A¨ : 1,4mm x 1,4mm x 1,4mm permettent une intégration aisée à l'intérieur de la gélule.

D'après les mesures effectuées en mode différentiel (voir tableau IV.1), la self inductance de l'antenne boucle miniature est : L = 32,5nH. Par conséquent, la capacité nécessaire pour annuler la réactance de l'antenne à 403MHz est : $C = \frac{1}{L\omega^2} \approx 4{,}2pF$. D'après les spécifications fournies par la société Temex [TEMEX] un tel condensateur est caractérisé par un coefficient de qualité : Q_C = 1200, qui est donc comme souhaité nettement supérieur à celui des antennes à mesurer (3 à 40 fois supérieur si l'on considère qu'à priori le coefficient de qualité des antennes peut se situer entre 30 et 400). Par conséquent, on pourrait dans le cas d'antennes présentant un faible coefficient de qualité négliger le coefficient de qualité du condensateur d'accord et considérer ce dernier comme parfait. Cependant, afin d'être le plus exhaustif possible, nous avons cherché à quantifier l'influence que peut avoir la précision avec laquelle le constructeur (Temex en l'occurrence) spécifie les coefficients de qualité de ses condensateurs. Cette quantification constitue l'objectif la 2° opération prévue dans cette stratégie, elle est détaillée ci-dessous :

IV.4.3. 2° opération : Sélection d'un procédé de mesure du coefficient de qualité du condensateur d'accord et détermination de sa précision de mesure

D'après les informations obtenues auprès de plusieurs fabricants de condensateurs de type ¨ultra HIGH Q Porcelain capacitor¨ (Temex, American Technical Ceramics, Dielectric Lab), il s'avère que tous ces constructeurs mesurent les coefficients de qualité de leurs condensateurs selon une même technique basée sur l'emploi d'une ligne résonnante de référence caractérisée par un coefficient de qualité suffisamment élevé. Généralement les divers fabricants utilisent un système de mesure complet commercialisé par la société Boonton sous la référence : ¨Model 34A Resonant Coaxial-Line¨.

D'après les spécifications fournies par la société Boonton, [BOON] la précision de mesure des coefficients Q est donnée par l'expression: $\pm(Q)^{0,36}\%$

Par conséquent, pour le condensateur de 4,2pF précédemment calculé, son coefficient de qualité étant: $Q_C = 1200$, ce dernier est donc connu avec une précision :
$\pm(1200)^{0,36}\% = \pm 13\%$.

IV.4.4. 3° opération : Calcul de la précision de mesure de la partie réelle de l'antenne boucle

L'incertitude de mesure du coefficient de qualité du condensateur d'accord étant connue, il reste à déterminer sa répercussion sur la précision avec laquelle la partie réelle de l'antenne peut être déterminée. Mais auparavant il faut choisir le mode de connexion du condensateur avec l'antenne, deux choix sont en effet possibles: soit en série (figure IV.4.A), soit en parallèle (figure IV.4.B). Le problème est que ce choix ne dépend pas uniquement du concepteur : les contraintes de miniaturisation de l'application peuvent aussi bien imposer une connexion en série qu'une connexion en parallèle. C'est la raison pour laquelle, nous avons traité ces deux modes de connexion dans ce qui suit:

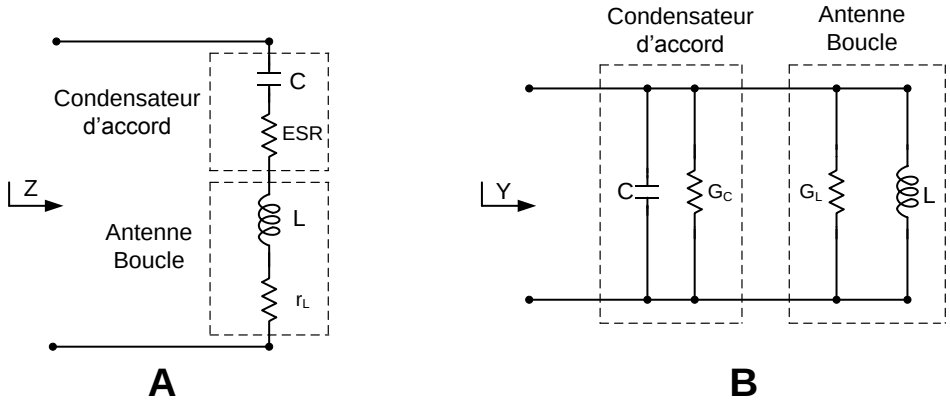


Figure IV.4 : Annulation de la réactance d'une antenne boucle par un condensateur d'accord:
A : Connexion en série
B : Connexion en parallèle

Nous avons calculé dans l'annexe 7, la précision de la mesure de la partie réelle de l'antenne en fonction de la tolérance du coefficient de qualité du condensateur d'accord selon les deux modes de connexion possibles.
C'est ainsi que nous avons établi les expressions de la précision de la mesure de la partie réelle de l'antenne:

- 1°. Dans le cas de l'accord série représenté sur la figure IV.4.A :

$$\frac{\Delta r_L}{r_L} = \pm \frac{ESR.\frac{\Delta Q_C}{Q_C}}{r_{s(eq)} - ESR} \qquad \text{(A7.12)}$$

Avec :
r_L = résistance série de l'antenne
ESR = ¨Equivalent Serie Resistor¨ du condensateur d'accord
$\frac{\Delta Q_C}{Q_C}$ = tolérance du coefficient de qualité du condensateur d'accord
$r_{s(eq)}$ = Résistance mesurée à la résonance par l'impédance mètre ou le ¨Vector Network Analyzer¨

- 2°. Dans le cas de l'accord parallèle représenté sur la figure IV.4.B :

$$\frac{\Delta G_L}{G_L} = \pm \frac{G_C . \frac{\Delta Q_C}{Q_C}}{G_{(eq)} - G_C} \quad \text{(A7.24)}$$

Avec :
G_L = conductance parallèle de l'antenne. D'après [VALE66], la conductance G_L est liée à la résistance série de l'antenne par : $G_L = \frac{1}{Q_L^2 r_L}$

G_c = conductance parallèle du condensateur d'accord. D'après [VALE66], la conductance G_c est liée à la résistance série équivalente (ESR) du condensateur par : $G_C = \frac{1}{Q_C^2 ESR}$

$\frac{\Delta Q_C}{Q_C}$ = tolérance du coefficient de qualité du condensateur d'accord
$G_{(eq)}$ = conductance mesurée à la résonance par l'impédance mètre ou le ¨Vector Network Analyzer¨
Afin d'évaluer l'influence du coefficient de qualité du condensateur d'accord sur la précision de mesure de la partie réelle de l'antenne boucle, nous avons effectué une application numérique à partir des valeurs précédemment déterminées :
$R \approx 1{,}76\Omega$, C = 4,2pF, Q_C = 1200 ±13%.
Cette application numérique peut être effectuée indifféremment soit dans le cas de l'accord série (expression A7.12), soit dans le cas de l'accord parallèle (expression A7.24). Les deux formulations donnant évidemment le même résultat. Cependant, pour être en mesure d'effectuer ces applications numériques, il faut au préalable déterminer à partir des données connues les variables qui figurent dans les expressions A7.12 et A7.24, à savoir:
L'ESR du condensateur d'accord donné par:
$ESR = \frac{1}{Q_C C \omega} \approx 78 m\Omega$
La conductance parallèle du condensateur d'accord, qui d'après [VALE66] s'écrit:
$G_C = \frac{1}{Q_C^2 ESR} = 8{,}86.10^{-6}\Omega^{-1}$
La conductance parallèle de l'antenne qui d'après la même formulation s'écrit:
$G_L = \frac{1}{Q_L^2 r_L} = 2{,}95.10^{-4}\Omega^{-1}$

En portant ces valeurs numériques dans les expressions A7.12 et / ou A7.24, on obtient :
$\frac{\Delta r_L}{r_L} = \frac{\Delta G_L}{G_L} \approx \pm 0{,}5\%$

Ce résultat montre clairement que le coefficient de qualité du condensateur d'accord et sa tolérance de mesure ont une incidence négligeable sur la précision de la mesure de la partie réelle de l'antenne boucle. On peut donc tirer de ce résultat la conclusion suivante :

IV.4.5. Conclusion

Cette étude théorique valide une méthode d'annulation de la partie imaginaire d'une antenne boucle satisfaisant les critères énoncés au § IV.4.1. Cette méthode consistant à annuler la partie imaginaire de l'antenne par un condensateur de type ¨ultra HIGH ¨Q¨caractérisé par un coefficient de qualité supérieur à celui des antennes à mesurer. Le coefficient de qualité du condensateur de type ultra HIGH ¨Q¨ pouvant au préalable être mesuré au moyen d'une ligne résonnante de référence présentant un coefficient de qualité encore plus élevé et prédictible.
On peut également dire que cette technique d'annulation de la partie imaginaire est basée sur l'emploi de deux technologies de réactances de référence dont on exploite les performances complémentaires :

- La ligne coaxiale résonnante qui constitue la référence en termes de coefficient de qualité mais qui en raison de son encombrement et de sa technologie ne peut être directement employée pour annuler la réactance d'une antenne boucle miniature. En effet, la ligne coaxiale résonnante commercialisé par la société Boonton sous la référence : ¨Model 34A Resonant Coaxial-Line¨ [BOON] a une longueur de 61.5cm, une largeur de 5,1cm et une hauteur de 5,1cm, en outre elle n'est pas étanche, ce qui évidemment interdit son emploi dans de l'eau salée.
- Les condensateurs de type ¨High Q¨ sont commercialisés sous forme de ¨chip¨, dont les dimensions en ¨size A¨ : 1,4mm x 1,4mm x 1,4mm permettent une intégration aisée à l'intérieur de la gélule. Par contre leur coefficient de qualité (Q_C = 1200 pour C = 4,2pF) est inférieur et moins précis que celui d'une ligne coaxiale résonnante.

Par conséquent, en prenant soin au préalable de caractériser le condensateur de type ultra HIGH ¨Q¨ au moyen d'une ligne coaxiale résonnante de référence, on obtient finalement une réactance d'annulation de partie imaginaire qui rassemble les avantages des deux technologies :

- Le très faible encombrement des condensateurs de type ultra HIGH ¨Q¨.
- La précision d'une ligne coaxiale résonnante de référence.

Le bien fondé de cette stratégie d'association a été confirmé par notre étude théorique, puisqu'avec une incidence sur la précision de la mesure de seulement : $\frac{\Delta r_L}{r_L} = \frac{\Delta G_L}{G_L} \approx \pm 0{,}5\%$, on peut considérer que cette technique d'annulation de la partie imaginaire aura une contribution négligeable sur la précision finale de la mesure de la partie réelle de l'antenne.

Une fois la partie imaginaire annulée, il reste encore à mesurer la partie réelle restante, or cette mesure ne peut s'effectuer sans rajouter d'erreur. Le problème est que cette erreur supplémentaire risque d'être prohibitive en raison des valeurs extrêmes des parties réelles à mesurer :

En effet, d'après les mesures effectuées sur l'antenne boucle prise en exemple, on peut estimer à partir des résultats rassemblés dans le tableau IV.1 que la résistance série de cette antenne est de l'ordre de: $r_s \approx 1{,}8\Omega$ (soit un coefficient de qualité de l'ordre: $Q \approx 45$).

La connaissance de cette résistance série et du coefficient de qualité permet de déduire la résistance parallèle équivalente (R_p) que l'on mesurerait après annulation de la réactance par résonance parallèle. D'après [VALE66]**,** la résistance parallèle équivalente (R_p) s'écrit :

$$R_P = Q^2 r_s$$

Par conséquent les parties réelles à mesurer sont de l'ordre de :

- $r \approx 1{,}8\Omega$ si l'annulation de la réactance est effectuée par résonance série.
- $R_P = Q^2 r_s \approx 3600\Omega$ si l'annulation de la réactance est effectuée par résonance parallèle.

Or, pour les fréquences élevées auxquelles doivent être mesurées ces résistances (403MHz / 433,92MHz pour le projet TEMPILL), on sait que la seule technique envisageable consiste à mesurer les paramètres S au moyen d'un ¨Vector Network Analyzer¨ dont les ports de test ont une impédance de 50 Ω. On peut donc constater que quel que soit le type de résonance choisi (série ou parallèle) le rapport entre les résistances à mesurer et l'impédance des ports de test est toujours élevé, ce qui à priori risque de poser un problème de précision.

Par conséquent, nous avons consacré les paragraphes suivants à l'évaluation quantitative des précisions des diverses techniques de mesure d'impédances avec les paramètres S. C'est ainsi que sont abordés dans les paragraphes qui suivent :

- § IV.5 : Les limitations de la mesure d'impédances par réflexion au moyen du paramètre S_{11} (il s'agit de la méthode employée par les ingénieurs de la société NXP).
- § IV.6: Les limitations et possibilités de la mesure d'impédances par transmission. Dans ce paragraphe deux variantes seront présentées :
    - La technique de mesure des 4 paramètres S_{ij} d'une antenne connectée en différentiel (dont la théorie a été établie au § IV.2)

- Une technique duale de la précédente, consistant à insérer entre les ports de test l'antenne à mesurer en parallèle et non en série.

IV.5 : Limitations de la mesure d'impédances d'antennes au moyen du paramètre de réflexion S_{11}

IV.5.1. Introduction

Les limitations de deux méthodes de mesures d'impédances par réflexion sont traitées dans ce paragraphe :
- La mesure directe d'impédances ou d'admittances par réflexion .
- La mesure indirecte de la partie réelle d'impédances d'antennes ou de circuits résonnants consistant à déterminer le coefficient de qualité après mesure de la bande passante.

IV.5.2. Limitations de la mesure directe d'impédances ou d'admittances par réflexion au moyen du paramètre S_{11}

IV.5.2.1. Objectif, généralités

L'objectif de ce § est de déterminer les limitations de la mesure directe d'impédances ou d'admittances par réflexion au moyen du paramètre S_{11} en fonction des imperfections et incertitudes de mesure de ce paramètre.
Toutes les mesures de paramètres S présentées dans ce chapitre ayant été effectuées avec un même ¨Vector Network Analyzer¨ fabriqué par la société Agilent sous la référence : PNA Series : N3382A, nous nous baserons dans ce qui suit sur les spécifications de cet instrument telles qu'elles sont publiées par Agilent.
La figure IV.5 reproduit les courbes des incertitudes de mesure du paramètre S_{11} extraites de la notice du ¨Vector Network Analyzer¨ PNA Series : N3382A. Comme le montre cette figure, les incertitudes de mesure du paramètre S_{11} sont exprimées en coordonnées polaires (magnitude / phase), en fonction de la magnitude $|S_{11}|$ du paramètre S_{11}.

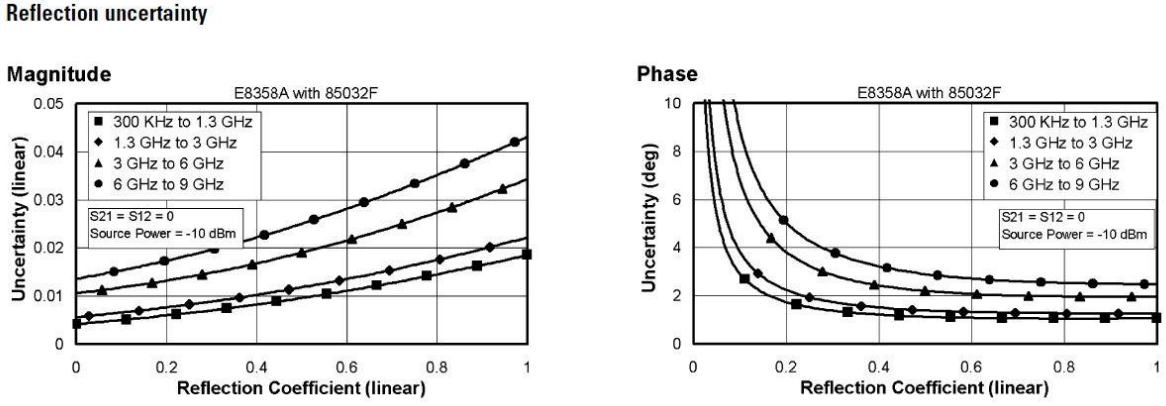


Figure IV.5 : Incertitudes de mesure des paramètres de réflexion (S_{11} ou S_{22}) dans le cas du ¨Vector Network Analyzer¨ PNA Series : N3382A

L'objectif étant de quantifier l'incidence de ces incertitudes sur la précision avec laquelle sont mesurées les impédances ou admittances, il est donc nécessaire au préalable d'établir les relations entre le paramètre S_{11} exprimé en coordonnées polaires ($S_{11} = |S_{11}|e^{j\theta}$) et l'impédance ou l'admittance exprimées sous leurs formes cartésiennes qui par convention s'écrivent :

- Pour les impédances ou admittances physiques : Z = R + jX ou, Y = G + jB
- Pour les impédances ou admittances réduites : z = r + jx ou, y = g + jb

On sait que l'abaque de Smith donne graphiquement les relations entre les parties réelles et imaginaires d'une impédance réduite (ou d'une admittance réduite) et le coefficient de

réflexion (paramètre S_{11}) exprimé soit sous forme cartésienne:$\Gamma = S_{11} = a + jb$, soit sous forme polaire : $\Gamma = \rho e^{j\theta}$ ou : $S_{11} = |S_{11}|e^{j\theta}$
Le problème est que l'abaque de Smith donne cette relation avec les parties réelles et imaginaires des impédances ou admittances réduites sous forme de 2 familles de courbes :

- Pour les parties réelles : a = f(b) @ r (ou g) = constante.
- Pour les parties imaginaires : a = f(b) @ x (ou b) = constante.

Ce mode de représentation est idéal pour effectuer des calculs graphiques, mais il ne donne pas des relations analytiques directes et simples entre le coefficient de réflexion (ou paramètre S_{11}) et l'impédance (ou l'admittance) exprimées sous leurs formes cartésiennes réduites. Pour obtenir ces relations directes, il suffit de reprendre le début de la méthode de calcul employée pour construire l'abaque de Smith, puis établir:

- Les relations ¨directes¨ entre le paramètre S_{11} exprimé en coordonnées polaires et l'impédance ou l'admittance exprimées sous leurs formes cartésiennes :
  - $|S_{11}| = f(r,x)$
  - $\theta = Arg[S_{11}] = f(r,x)$
- Les relations ¨inverses¨ entre l'impédance ou l'admittance exprimées sous leurs formes cartésiennes et le paramètre S_{11} exprimé en coordonnées polaires :
  - $r\ (ou\ g) = f(|S_{11}|,\theta)$
  - $x\ (ou\ b) = f(|S_{11}|,\theta)$

Toutes ces relations ont été établies dans l'annexe 8 ; les expressions obtenues seront appliquées en fonction des besoins dans l'étude quantitative qui suit :
Cette étude quantitative a été subdivisée en deux parties :

- Une première partie destinée à montrer quantitativement pourquoi (comme constaté au § IV.3.2.2) une mesure d'antenne boucle effectuée au moyen du paramètre de réflexion S_{11} peut conduire au résultat aberrant d'une résistance de pertes et de rayonnement négative.
- Une deuxième partie destinée à préciser quantitativement les valeurs limites d'impédances mesurables avec une précision donnée au moyen du paramètre de réflexion S_{11}.

IV.5.2.2. Limitations du paramètre de réflexion S_{11} pour la mesure d'antennes à coefficient de qualité élevé et de résistances ou de conductances de valeurs élevées

Cette limitation étant due à l'incertitude de mesure de la magnitude du paramètre S_{11} (voir figure IV.5), elle peut être mise en évidence pour les deux types de modélisation d'un dipôle :
1°. Modélisation d'un dipôle par une impédance.
D'après la démonstration rappelée dans l'annexe 8 la relation entre le module de S_{11} et l'impédance réduite : z = r + jx est de la forme:

$$|S_{11}| = \frac{\sqrt{(r-1)^2 + x^2}}{\sqrt{(r+1)^2 + x^2}} \qquad \text{(A8.5)}$$

Si l'on considère le cas particulier d'antennes ayant un coefficient de qualité : $Q = \frac{x}{r}$ élevé, on a alors: $|r| \ll |x|$, ce qui permet en négligeant r^2 devant x^2 d'obtenir la forme plus simple de (A8.5) :

$$|S_{11}| \approx \frac{\sqrt{1+x^2-2r}}{\sqrt{1+x^2+2r}} \qquad \text{(IV.4)}$$

Cette forme simplifiée permet de traiter plus facilement les 2 cas possibles de résistances faibles : La résistance r peut en effet tendre vers 0 soit par valeurs positives soit par valeurs négatives. Pour traiter ces deux possibilités, on peut poser :

- Si r est positive : $r = r_p$.
- Si r est négative : $r = -r_n$.

L'expression (IV.4) du module de S_{11} devient dans ces 2 cas :

1°. Si r est positive :

$$|S_{11}| \approx \frac{\sqrt{1+x^2-2r_p}}{\sqrt{1+x^2+2r_p}} \approx 1-\varepsilon \quad \text{(IV.5)}$$

2°. Si r est négative :

$$|S_{11}| \approx \frac{\sqrt{1+x^2+2r_n}}{\sqrt{1+x^2-2r_n}} \approx 1+\varepsilon \quad \text{(IV.6)}$$

1°. Modélisation d'un dipôle par une admittance.

D'après la démonstration rappelée dans l'annexe 8, la relation entre le module de S_{11} et l'admittance réduite : y = g + jb est de la forme:

$$|S_{11}| = \frac{\sqrt{(1-g)^2+b^2}}{\sqrt{(1+g)^2+b^2}} \quad \text{(A8.9)}$$

Si l'on considère le cas particulier d'antennes ayant un coefficient de qualité : $Q = \frac{b}{g}$ élevé, on a alors: $|g| \ll |b|$, ce qui permet en négligeant g^2 devant b^2 d'obtenir la forme plus simple de (A8.9) :

$$|S_{11}| \approx \frac{\sqrt{1+b^2-2g}}{\sqrt{1+b^2+2g}} \quad \text{(IV.7)}$$

Cette forme simplifiée permet de traiter plus facilement les 2 cas possibles de conductances faibles (c'est-à-dire de résistances élevées): La conductance g peut en effet tendre vers 0 soit par valeurs positives soit par valeurs négatives. Pour traiter ces deux possibilités, on peut poser :

- Si g est positive : $g = g_p$.
- Si g est négative : $g = -g_n$.

L'expression (IV.7) du module de S_{11} devient dans ces 2 cas :

- 1°. Si g est positive :

$$|S_{11}| \approx \frac{\sqrt{1+b^2-2g_p}}{\sqrt{1+b^2+2g_p}} \approx 1-\varepsilon \quad \text{(IV.8)}$$

- 2°. Si g est négative :

$$|S_{11}| \approx \frac{\sqrt{1+b^2+2g_n}}{\sqrt{1+b^2-2g_n}} \approx 1+\varepsilon \quad \text{(IV.9)}$$

En définitive, les résultats donnés par les expressions (IV.5), (IV.6), (IV.8) et (IV.9) montrent que si un dipôle présente un coefficient de qualité élevé, alors le module du paramètre de réflexion $|S_{11}|$ tend vers 1 par valeurs supérieures ou inférieures selon le signe de la partie réelle.

Cette partie réelle pouvant être soit une résistance très faible positive ou négative, si le dipôle est modélisé par une impédance : (IV.5), (IV .7), soit au contraire une résistance très élevée positive ou négative, si le dipôle est modélisé par une admittance : (IV.8) et (IV.9).

Inversement, si l'on mesure par la technique du paramètre de réflexion S_{11} l'impédance ou l'admittance d'un dipôle présentant un coefficient de qualité élevé, le module du paramètre S_{11} étant proche de 1, en considérant les incertitudes qui affectent la mesure de ce module (voir figure IV.5) on comprend alors que la valeur mesurée du module du paramètre S_{11} pourra aussi bien être supérieure ou inférieure à 1, ce qui d'après les expressions (IV.5),

(IV.7), (IV.8) et (IV.9) conduira à une indétermination sur le signe de la résistance mesurée. La valeur absolue de ces résistances pouvant être aussi bien faible que forte selon le type de mesure effectué (impédance ou admittance).

Ces résultats permettent en particulier d'expliquer les aberrations concernant la mesure de l'antenne boucle dans l'air avec le paramètre S_{11} en ¨single ended¨ qui figurent dans le tableau IV.1 (lignes 2 &3):

En effet, étant donné que l'antenne mesurée est un dipôle passif à coefficient de qualité élevé, la partie réelle de son impédance ne peut être que faible et positive, il en résulte que d'après l'expression (IV.5), le module de son paramètre de réflexion $|S_{11}|$ doit théoriquement être légèrement inférieur à 1, soit d'après (IV.5): $|S_{11A}| \approx 1 - \varepsilon$

Sachant que les paramètres S_{11} de cette antenne ont été mesurés avec le ¨Vector Network Analyzer¨ (PNA Series : N3382A), en examinant la courbe relative à l'incertitude de mesure de module de S_{11} (voir figure IV.5), on peut constater que ce dernier est mesuré avec une incertitude (Uncertainty) : $\Delta|S_{11}| = \pm 2\%$ (puisque $|S_{11}|$ est proche de 1). Dans ces conditions, le module de S_{11} mesuré par le ¨Vector Network Analyzer¨ $|S_{11M}|$ peut s'écrire sous la forme :

$$|S_{11M}| = |S_{11A}| \pm \Delta|S_{11}| \quad \text{(IV.10)}$$

En portant $|S_{11A}| \approx 1 - \varepsilon$ dans cette expression, on obtient:

$|S_{11M}| = 1 - \epsilon \pm \Delta|S_{11}|$

Soit :

$$1 - \epsilon - \Delta|S_{11}| < |S_{11M}| < 1 - \epsilon + \Delta|S_{11}| \quad \text{(IV.11)}$$

Le coefficient de qualité de l'antenne étant élevé, il en résulte que ϵ est faible et que par conséquent il existe le risque que les incertitudes de mesure du module de S_{11} soient supérieures à ϵ. Ce pire cas s'écrit donc:

$$\Delta|S_{11}| > \epsilon \quad \text{(IV.12)}$$

En se plaçant dans ce pire cas, les termes qui encadrent $|S_{11M}|$ dans la double inégalité (IV.11) peuvent s'écrire respectivement :

$$1 - \epsilon - \Delta|S_{11}| = 1 - \epsilon' \quad \text{(IV.13)}$$

$$1 - \epsilon + \Delta|S_{11}| = 1 + \epsilon'' \quad \text{(IV.14)}$$

En portant les expressions (IV.13) et (IV.14) dans la double inégalité (IV.11), on obtient la forme plus simple:

$$1 - \epsilon' < |S_{11M}| < 1 + \epsilon'' \quad \text{(IV.15)}$$

En se référant aux expressions (IV.5) et (IV.6), la formulation (IV.15) se traduit par la possibilité d'indétermination sur le signe de la résistance :

$$-r_n < r < r_p \quad \text{(IV.16)}$$

Ce qui explique pourquoi dans le tableau IV.1 (lignes 2 &3), la mesure de l'antenne boucle dans l'air avec le paramètre S_{11} en ¨single ended¨ puisse conduire au résultat aberrant d'une antenne présentant une résistance négative.

Dans la double inégalité (IV.15) cette aberration se produit dans l'intervalle :

$$1 < |S_{11M}| < 1 + \epsilon'' \quad \text{(IV.17)}$$

Cette première partie d'étude ayant permis d'identifier les cas extrêmes pour lesquels la mesure d'impédances effectuée avec le paramètre de réflexion S_{11} conduit à des erreurs

inacceptables. Il reste maintenant à préciser quantitativement les valeurs limites d'impédances mesurables avec une précision donnée au moyen du paramètre de réflexion S_{11} : c'est l'objet de la deuxième partie de cette étude présentée ci-dessous.

IV.5.2.3. Valeurs limites des impédances mesurables au moyen du paramètre de réflexion S_{11}

L'objectif de cette deuxième partie est principalement d'ordre pratique : elle vise en effet à fournir à un ingénieur qui effectue une mesure d'impédance des informations sur le domaine de validité de la technique de mesure avec le paramètre de réflexion S_{11}.

C'est ainsi que pour atteindre cet objectif, nous avons déterminé dans l'annexe 9 les valeurs limites d'impédances mesurables avec une précision donnée au moyen du paramètre de réflexion S_{11}.

Ces valeurs limites encadrent les valeurs extrêmes de résistances déterminées dans le paragraphe précédent lorsque $|S_{11}|$ est proche de 1. Par conséquent, d'après les résultats obtenus dans le paragraphe précédent, il s'agit :

- Pour S_{11} s'approchant de +1 par valeurs inférieures d'une résistance positive de valeur absolue élevée : R_{Pmax}.
- Pour S_{11} s'approchant de +1 par valeurs supérieures, d'une résistance négative de valeur absolue élevée : R_{Nmax}.
- Pour S_{11} s'approchant de -1 par valeurs inférieures d'une résistance négative de valeur absolue faible : R_{Nmin}.
- Pour S_{11} s'approchant de -1 par valeurs supérieures, d'une résistance positive de valeur absolue faible : R_{Pmin}.

Les expressions de ces 4 résistances limites ont été établies dans l'annexe 9, elles sont de la forme :

$$R_{Pmax} = Z_C \frac{1 + \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 - \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \quad \text{(A9.12)}$$

$$R_{Nmax} = Z_C \frac{1 + \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 - \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \quad \text{(A9.14)}$$

$$R_{Pmin} = Z_C \frac{1 - \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 + \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \quad \text{(A9.19)}$$

$$R_{Nmin} = Z_C \frac{1 - \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 + \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \quad \text{(A9.22)}$$

Les termes apparaissant dans ces 4 expressions étant définis comme suit :
Z_C = 50Ω = Impédance caractéristique des ports et lignes de mesure du ¨Vector Network Analyzer¨.
ΔS_{11} = Incertitude de mesure du paramètre S_{11} (voir figure IV.5)
$\frac{dr}{r}$ = Précision désirée pour la mesure de la résistance R considérée.

Connaissant l'incertitude de mesure du paramètre S_{11} (d'après la figure IV.5, sa valeur est : $\Delta S_{11} = \pm 0{,}02$), il suffit alors, pour déterminer les valeurs des 4 résistances limites, de fixer la précision $\frac{dr}{r}$ avec laquelle on désire effectuer les mesures.
Afin d'effectuer une application numérique qui soit significative, nous avons considéré (arbitrairement) que la technique de mesure avec le paramètre de réflexion S_{11} perdait tout son intérêt si la précision de mesure de la résistance se dégradait au-delà de la valeur: $\frac{dr}{r} = \pm 20\%$.
Dans ces conditions, en portant les valeurs : $Z_C = 50\Omega$, $\Delta S_{11} = \pm 0{,}02$ et $\frac{dr}{r} = \pm 20\%$ dans les expressions (A9.12, A9.14, A9.19 etA9.22) on obtient :

- $R_{Pmax} \approx 897\Omega$
- $R_{Nmax} \approx -1098\Omega$
- $R_{Pmin} \approx 2{,}8\Omega$
- $R_{Nmin} \approx -2{,}3\Omega$

Pour faire apparaitre plus clairement les plages de résistances mesurables avec une précision meilleure que ±20% avec la technique du paramètre de réflexion S_{11}, nous avons reporté les valeurs des 4 résistances limites sur l'axe des abscisses représenté sur la figure IV.6.

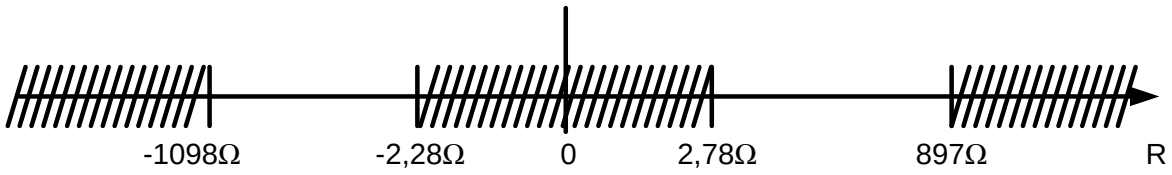


Figure IV.6 : Parties réelles d'impédances mesurables avec une précision meilleure que ±20% avec la technique du paramètre de réflexion S_{11}, dans le cas de mesures effectuées avec le ¨Vector Network Analyzer¨ Agilent : PNA Series : N3382A

Ces résultats numériques montrent en particulier que les parties réelles des antennes boucles reportées dans le tableau IV.1 sont toutes inférieures à la valeur limite : $R_{Pmin} = 2{,}78\Omega$. Par conséquent, la précision des mesures effectuées sur ces antennes avec la technique du paramètre de réflexion S_{11} se situe au-delà de ±20%.
Il est important de signaler que les limites qui viennent d'être calculées ont été obtenues avec un ¨Vector Network Analyzer¨ standard équipés de lignes de mesure d'impédance caractéristique : $Z_C = 50\Omega$¨, on peut alors se demander si en agissant sur cette d'impédance caractéristique il ne serait pas possible d'améliorer les plages de résistances mesurables calculées ci-dessus. Une réponse théorique à cette question est proposée dans le § suivant.

IV.5.2.4. Possibilités d'amélioration de la technique de mesure du paramètre de réflexion S_{11} par optimisation de l'impédance caractéristique des lignes

Pour montrer les possibilités d'extension des plages de résistances mesurables avec la technique du coefficient de réflexion, il suffit d'exprimer le paramètre S_{11}en fonction des impédances physiques, soit d'après [HP68] :

$$S_{11} = \frac{z_i - 1}{z_i + 1} = \frac{\frac{Z_i}{Z_C} - 1}{\frac{Z_i}{Z_C} + 1} \quad \text{(IV.18)}$$

Cette forme d'écriture permet de remarquer que les indéterminations du signe des parties réelles qui surviennent lorsque $|S_{11}|$ est proche de 1, (c'est-à-dire lorsque Z_i est soit très faible, soit très grande) peuvent être atténuées voire éliminées en faisant varier l'impédance caractéristique Z_C dans le même sens. Par exemple, si Z_i est réelle et de l'ordre de 1Ω, en diminuant l'impédance caractéristique Z_C de 50Ω à 5Ω, on obtient un rapport $\frac{Z_i}{Z_C}$ qui augmente de 0,02 à 0,2 et donc un paramètre $|S_{11}|$ qui s'éloigne de 1 en passant de 0,96 à 0,66 : Cet exemple numérique montre bien qu'après modification de l'impédance caractéristique Z_C le risque d'indétermination du signe de la partie réelle est éliminé.

On peut aller plus loin dans cette voie en se demandant si pour une plage d'impédance à mesurer donnée, il n'existerait pas une valeur d'impédance caractéristique Z_C optimale ?

Pour répondre à cette question, il suffit de rechercher la valeur de l'impédance caractéristique Z_C qui maximiserait la sensibilité du paramètre S_{11} par rapport à l'impédance à mesurer Z_i, c'est-à-dire qui maximiserait la forme différentielle : $\frac{\partial S_{11}}{\partial Z_i}$. Pour que cette forme différentielle admette un maximum par rapport à Z_C il est donc nécessaire de vérifier si sa dérivée partielle par rapport à Z_C s'annule, ce qui s'écrit :

$$\frac{\partial^2 S_{11}}{\partial Z_i \partial Z_C} = 0 \quad \text{(IV.19)}$$

En remplaçant S_{11} par son expression (IV.20), on obtient :

$$\frac{\partial^2 S_{11}}{\partial Z_i \partial Z_C} = 2\frac{Z_i^2 - Z_C^2}{(Z_i + Z_C)^4} = 0 \quad \text{(IV.20)}$$

Cette dérivée partielle s'annule donc pour : $Z_C = Z_i$, ce qui montre théoriquement qu'une valeur d'impédance caractéristique Z_C optimale existe toujours, mais le problème est que cette valeur doit ¨suivre¨ celle de l'impédance inconnue à mesurer. Dans la réalité cette condition est impossible à satisfaire; à la rigueur, on pourrait choisir une impédance caractéristique qui s'approche de la plage des impédances inconnues à mesurer (comme nous l'avons supposé dans l'exemple ci-dessus en diminuant l'impédance caractéristique Z_C de 50Ω à 5Ω) mais là encore cette solution intermédiaire serait très difficile à mettre en œuvre pour les raisons suivantes :

Tout d'abord, on sait que les ¨Vector Network Analyzers¨ actuellement commercialisés ne sont pas disponibles avec des ports d'impédances caractéristiques quelconques : Les seules options possibles sont Z_C =50Ω pour les applications RF et éventuellement Z_C =75Ω, pour les applications TV. Ensuite, il est bien connu que choisir une impédance caractéristique différente de ces deux valeurs standards nécessiterait de re-concevoir la partie la plus critique d'un ¨Vector Network Analyzers¨ ce qui évidemment se traduirait par des coûts et des durées d'étude et de développement prohibitifs.

Par conséquent, bien qu'envisageable théoriquement, la solution consistant à modifier l'impédance caractéristique Z_C des ports de mesure selon la plage d'impédances à caractériser est inapplicable dans la réalité en raison des difficultés pour la mettre en œuvre.

IV.5.3. Limitations de la méthode de mesure indirecte d'impédances de circuits résonnants par la détermination du coefficient de qualité au moyen du paramètre de réflexion S_{11}

Il s'agit d'une méthode préconisée par [HP68] & [GINZ57] pour caractériser des résonateurs présentant des coefficients de qualité élevés (Q > 500), c'est la raison pour laquelle il nous a été demandé de la considérer.

Dans les grandes lignes cette méthode consiste à effectuer deux opérations :

- Dans une première opération, le coefficient de qualité est déterminé indirectement à partir d'une mesure de la fréquence de résonance f_0 et de la bande passante (B) à -3dB, le coefficient de qualité du circuit résonnant est ensuite calculé avec la relation classique :

$$Q = \frac{f_0}{B} \tag{IV.21}$$

- Dans une deuxième opération, la connaissance du coefficient de qualité permet grâce à relation de définition : $Q = \frac{Im}{Re} = \frac{X}{r} = \frac{B}{G}$ de calculer l'élément inconnu du circuit résonnant.

Sachant que la première opération consiste à mesurer l'impédance du circuit résonnant au moyen du paramètre de réflexion S_{11}, la méthode la plus directe consiste à déterminer graphiquement la fréquence de résonance f_0 et la bande passante (B) à partir du coefficient de réflexion S_{11}, représenté dans l'abaque de Smith :

En effet, si l'on considère par exemple l'impédance d'un circuit résonnant série représenté figure IV.4 A, d'après l'expression (A2.6) démontrée dans l'annexe A2, elle est de la forme :

$$Z = R + j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \approx R(1 + j2Q\delta) \tag{IV.22}$$

Avec : $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{f - f_0}{f_0} = x - 1 =$ variation relative de la pulsation ou de la fréquence, encore appelée ¨dissonance¨.

La bande passante (B) à -3dB, étant par définition la bande de fréquence telle que la puissance (P) dépensée dans le circuit soit supérieure à la moitié de la puissance (P_0) à la résonance, ce qui s'écrit :

$$\frac{P}{P_0} > \frac{1}{2} \tag{IV.23}$$

Dans le cas particulier du circuit résonnant série alimenté en tension (représenté figure IV.4A) l'expression (IV.23) peut aussi s'écrire :

$$\left(\frac{Z}{R}\right)^2 = 2 \tag{IV.24}$$

D'après l'équation (IV.22), les limites de la bande passante sont les fréquences de coupure haute (f_{CH}) et basse (f_{CL}) définies par :

$$\delta_c = \frac{f_C - f_0}{f_0} = \frac{B}{2} = \pm\frac{1}{2Q} \tag{IV.25}$$

En reportant cette expression (IV.25) de la ¨dissonance¨ dans l'équation (IV.22), on peut remarquer que pour les fréquences de coupure, la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance sont égales, ce qui se traduit également par un coefficient de qualité (Q_δ) unitaire, puisque :

$Q_\delta = \frac{Im}{Re} = \frac{X}{r} = 1$

Cette propriété est classiquement exploitée pour déterminer la bande passante (et donc le coefficient de qualité) d'un résonateur ; elle conduit en effet à une méthode graphique simple et rapide consistant à :

- Mesurer l'impédance du résonateur en fonction de la fréquence au moyen du paramètre de réflexion S_{11}.
- Afficher le résultat de la mesure du paramètre de réflexion S_{11} dans l'abaque de Smith.
- Rechercher dans l'abaque de Smith :
    - La fréquence de résonance se situant au point d'intersection entre la courbe de variation du paramètre de réflexion S_{11} et l'axe réel.

- Les fréquences de coupure haute et basse se situant aux deux points d'intersection entre la courbe de variation du paramètre de réflexion S_{11} et les deux cercles ISO Q = 1.

D'après [HP68], [GINZ57] , les deux cercles ISO Q = 1 tracés dans l'abaque de Smith sont caractérisés par un même rayon : $R = \sqrt{2}$, et des centres de coordonnées : $a_0 = 0,\ b_0 = \pm 1$. En outre, tous ces cercles ISO Q ont la propriété de couper l'axe réel aux points d'abscisses: $a_0 = \pm 1$.

C'est cette dernière propriété qui permet de rapidement mettre en évidence les limitations de cette technique

En effet, si l'on reconsidère le cas de l'antenne boucle choisie comme exemple dans le tableau IV.1 (L = 31nH, R ≈ 0,35Ω), et que l'on se propose de mesurer plus précisément à 403MHz sa partie réelle en choisissant par exemple d'annuler la partie imaginaire par résonance série (au moyen d'un condensateur d'accord de 5,1pF), on peut alors constater les limitations de la technique des cercles ISO Q en effectuant la simulation suivante :

En effet, si l'on calcule le paramètre S_{11} du circuit résonnant série (L = 31nH, R = 0,35Ω, C = 5,1pF) avec le logiciel Ansoft Designer entre 450MHz et 550MHz et que l'on affiche le résultat de la simulation dans l'abaque de Smith (voir figure IV.7), on peut constater que les points d'intersections entre la courbe de variation du paramètre de réflexion S_{11} et les deux cercles ISO Q = 1 se confondent quasiment en seul point : Le point a_0 = -1 qui est l'un des deux points intersection commun à tous les cercles ISO Q .

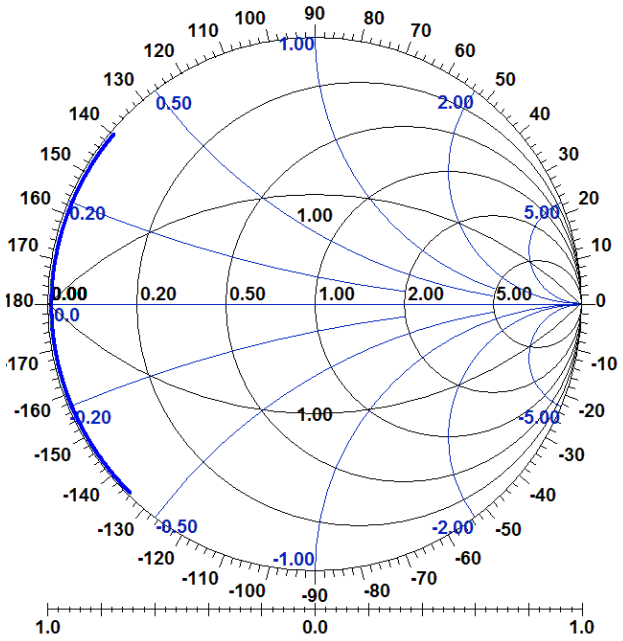


Figure IV.7 : Résultat de simulation du paramètre S_{11} d'un circuit résonnant série : L = 31nH, R = 0,35Ω, C = 5,1pF.
Simulation effectuée avec le logiciel Ansoft Designer entre 450MHz et 550MHz

Ce résultat de simulation montre donc clairement que la technique consistant à déterminer la bande passante à l'aide des cercles ISO Q = 1 est inapplicable au cas d'une antenne boucle à fort coefficient de qualité.

Ce résultat s'explique également en remarquant que la valeur de la résistance série (R) étant relativement très faible (par rapport à l'impédance caractéristique Z_C = 50Ω des lignes de mesure), il en est de même de l'écart de réactance ΔX = 2R qui différencie les deux fréquences de coupure à -3dB : cette faible différence explique donc pourquoi il est quasiment impossible de distinguer ces deux fréquences dans l'abaque de Smith.

Mais ce problème de ¨lisibilité¨n'est pas le seul inconvénient inhérent à cette méthode de mesure indirecte d'impédances par la bande passant et le coefficient de qualité. En effet, cette méthode étant basée sur des mesures de paramètres de réflexion S_{11}, elle est en conséquence

également affectée par les mêmes limitations que la mesure directe d'impédances ou d'admittances par réflexion présentée dans le § IV.5.2, c'est-à-dire :

- Des plages de résistances mesurables avec une précision donnée peu étendues (voir figure IV.6)
- Des risques d'indéterminations du signe des parties réelles (R) lorsque $|S_{11}|$ est proche de 1 (voir § IV.5.2). Dans ce cas évidemment la méthode indirecte qui consiste à rechercher les fréquences de coupure pour lesquelles $|X| = R$ n'a plus aucun sens.

Cependant, on peut également signaler la possibilité théorique d'améliorations de ces limitations en recourant à une optimisation de l'impédance caractéristique des lignes ou ports de mesure. Mais comme nous l'avons montré dans le § IV.5.2.4, cette solution est inapplicable dans la réalité en raison des difficultés pour la mettre en œuvre.

On peut alors se demander pourquoi [HP68], [GINZ57] aient pu recommander l'usage d'une telle méthode pour la caractérisation de résonateurs présentant des coefficients de qualité élevés (Q > 500) ?

La réponse à cette question se trouve en examinant les caractéristiques électriques des résonateurs dont les coefficients de qualité élevé ont été mesurés avec succès par [HP68] & [GINZ57] : On constate en effet qu'il s'agit toujours de cavités résonnantes modélisables par un circuit parallèle R, L, C dont la résistance de pertes (R) est de l'ordre de 60Ω à 100Ω ; sachant par ailleurs que les ¨Vector Network Analyzers¨ utilisés par Agilent (HP) pour mesurer les paramètres de réflexion S_{11}, sont équipés de ports 50Ω, on comprend dès lors en se référant aux résultats démontrés dans le § IV.5.2.4 que les impédances à mesurer sont très proches de la zone de sensibilité maximale (50Ω théoriquement). Le fait que cette sensibilité soit très élevée explique en définitive pourquoi la détermination graphique des fréquences de coupure ne pose aucun problème de lisibilité avec de tels résonateurs.

Pour illustrer ces propos, nous avons calculé avec le logiciel Ansoft Designer le paramètre S_{11} d'une cavité résonnante à 500MHz typique, c'est-à-dire caractérisée par un coefficient de qualité Q = 600 et une résistance de pertes (parallèle) : R = 80Ω. Une simulation effectuée entre 490MHz et 510MHz montre (voir figure IV.8) que les points d'intersections entre la courbe de variation du paramètre de réflexion S_{11} et les deux cercles ISO Q = 1 sont dans ce cas très nettement séparés. De même, on peut constater que la détermination de la résistance de pertes à la fréquence de résonance ne pose aucun problème.

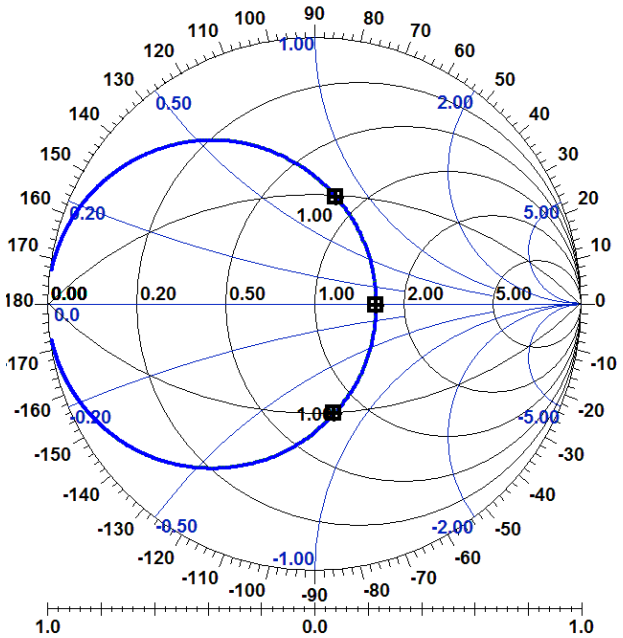


Figure IV.8 : Résultat de simulation du paramètre S_{11} d'une cavité résonnante à 500MHz (Q = 600 résistance de pertes parallèle: R = 80Ω).
Simulation effectuée entre 490MHz et 510MHz, avec le logiciel Ansoft Designer

IV.5.4. Conclusion

Cette étude des limitations de la technique de mesure d'impédances par le paramètre de réflexion S_{11} a permis de montrer que cette méthode ne pouvait convenir pour caractériser l'impédance d'antennes miniatures et ce pour deux raisons principales suivantes :

- 1°. L'impossibilité d'éliminer l'influence des câbles de mesure.
- 2°. Des valeurs limites d'impédances mesurables avec une précision donnée insuffisantes pour caractériser des antennes présentant un coefficient de qualité élevé.

IV.6 : Extension des possibilités de mesure d'impédances d'antennes par la mesure de paramètres S en transmission

IV.6.1.Présentation générale du problème à résoudre et des solutions proposées

Dans le précédent § nous avons précisé quantitativement les limites de la mesure d'impédances par la technique du paramètre de réflexion S_{11}. C'est ainsi que nous avons pu montrer que cette technique ne permettait pas de mesurer avec suffisamment de précision les résistances de pertes et de rayonnement d'antennes présentant un coefficient de qualité élevé. L'objectif de ce § est de trouver des solutions permettant de mesurer avec précision les résistances de pertes et de rayonnement de ce type d'antennes. Pour atteindre cet objectif, notre stratégie a tout d'abord consisté à analyser les causes des limitations constatées dans le précédent § afin de pouvoir par la suite trouver des solutions.
Pour voir plus clairement les diverses solutions envisageables il s'avère nécessaire au préalable d'étendre l'analyse des limitations effectuée dans le précédent § au cas plus général d'un quadripôle caractérisé par ses 4 paramètres S_{ij}. (Voir figure IV.9)

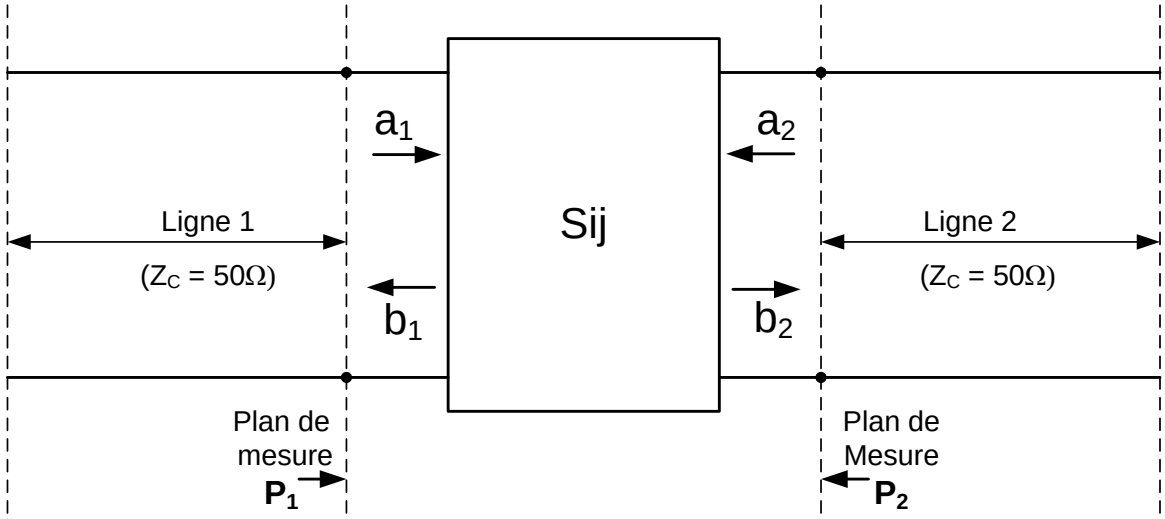


Figure IV.9 : Schéma général de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle

On peut alors considérer la technique de mesure d'impédance par le paramètre de réflexion S_{11} comme un cas particulier de connexion de l'antenne entre les plans de mesure P_1 et P_2 : L'antenne étant dans ce cas uniquement connectée aux bornes situées dans l'un des plans (P_1 ou P_2), le deuxième plan de mesure étant alors inutilisé. Dans ces conditions, nous avons montré dans le § précédent que le problème d'indétermination de signe sur les parties réelles d'impédances ¨extrêmes¨ (réactances à coefficient de qualité élevé, résistances très faibles ou très fortes) provenait de la conjonction de deux causes :

- 1°. Le fait que la réflexion de l'onde incidente est presque totale se qui se traduit par :
  - $|b_1| \approx |a_1|$, soit : $|S_{11}| = \left|\frac{b_1}{a_1}\right| \approx 1$ si la mesure s'effectue sur le port 1.

- $|b_2| \approx |a_2|$, soit : $|S_{22}| = \left|\frac{b_2}{a_2}\right| \approx 1$ si la mesure s'effectue sur le port 2.

Ce que l'on peut écrire, quel que soit le port employé sous la forme générale :

- $|b_i| \approx |a_i|$, soit : $|S_{ii}| = \left|\frac{b_i}{a_i}\right| \approx 1$

- 2°. Le fait que le paramètre S_{ii} ne puisse être mesuré qu'avec une incertitude telle que dans le cas d'une réflexion presque totale, cela entraine l'indétermination sur le signe de la partie réelle:
  - Si $|S_{ii}| = 1 - \varepsilon' \Longrightarrow |b_i| < |a_i|$: la partie réelle mesurée est positive.
  - Si $|S_{ii}| = 1 + \varepsilon'' \Longrightarrow |b_i| > |a_i|$: la partie réelle mesurée est négative.

En résumé, on peut dire que le signe de la partie réelle mesurée étant donné par le signe de la différence de magnitude entre deux ondes mesurées séparément, il en résulte que si la différence de magnitude entre les deux ondes est plus faible que les incertitudes de mesures, alors le signe de la partie réelle mesurée devient indéterminé.
Par conséquent, la cause qui crée cette indétermination de signe est la difficulté de traiter (avec l'instrumentation actuellement disponible) le cas d'une onde réfléchie de magnitude très proche de celle de l'onde incidente ($|b_i| \approx |a_i|$).
On en déduit donc que la solution à ce problème consiste à faire en sorte que lors de la mesure des d'impédances ¨extrêmes¨ mentionnées ci-dessus, la magnitude de l'onde réfléchie soit toujours très différente de celle de l'onde incidente.
Si l'on se limite à des mesures par réflexion sur un seul port, nous savons que cette solution est théoriquement impossible à trouver pour les impédances ¨extrêmes¨ qui nous intéressent (réactances à coefficient de qualité élevé, résistances très faibles ou très fortes), nous avons en effet montré que dans tous ces cas, d'après l'expression (IV.4): $|S_{11}| \approx \frac{\sqrt{1+x^2-2r}}{\sqrt{1+x^2+2r}}$ est toujours très proche de 1.

Pour trouver une configuration telle que, la magnitude de l'onde réfléchie soit toujours très différente de celle de l'onde incidente, l'idée consiste à étendre les investigations à des mesures en transmission effectuées entre les deux plans de mesure : (P_1, P_2). Pour obtenir le résultat désiré, il suffit alors d'insérer l'antenne à mesurer entre les deux plans de mesure : (P_1, P_2), puis de choisir le mode d'insertion permettant de vérifier: $|b_j| \neq |a_i|$.
De manière générale, il existe deux solutions pour satisfaire cette condition :

- 1°. Soit : $|b_j| \gg |a_i|$.
- 2°. Soit : $|b_j| \ll |a_i|$.

La première solution doit être écartée d'emblée car la condition : $|b_j| \gg |a_i|$ ne peut être obtenue qu'avec un circuit actif (amplificateur, résistance négative), par conséquent, pour un circuit passif tel qu'une antenne, seule la deuxième solution : $|b_j| \ll |a_i|$ est physiquement réalisable. Satisfaire la condition : $|b_j| \ll |a_i|$ revient finalement à choisir pour une antenne donnée un mode d'insertion tel que l'ensemble constitue un atténuateur (ou ¨diviseur potentiométrique¨) présentant un facteur d'atténuation suffisamment élevé.
A ce stade de l'étude, on pourrait penser que la mesure de facteurs d'atténuation ¨suffisamment élevés¨ pourrait être hors de portée des performances de l'instrumentation actuelle et qu'en définitive cette solution serait affectée par des limitations pires que celles rencontrées avec la technique du coefficient de réflexion. Fort heureusement, il n'en est rien en réalité car si l'on se réfère à la figure IV.10 qui représente les incertitudes de mesure des paramètres de transmission, on peut constater que pour un ¨Vector Network Analyzer¨ ¨standard¨ (tel que l'Agilent, PNA Series : N3382A que nous avons utilisé), ces incertitudes sont de seulement 1,5dB pour des coefficients de transmission de -90dB, soit : $\left|\frac{b_j}{a_i}\right| \approx \frac{1}{31600}$.
Cette spécification montre bien que de tels instruments sont particulièrement aptes à la mesure de facteurs d'atténuation élevés, ce qui d'un point de vue qualitatif laisse déjà augurer que les techniques de mesure en transmission devraient permettre de caractériser des parties réelles d'impédances ¨extrêmes¨ se situant bien au delà des limites propres à la technique de

mesure par le paramètre de réflexion S_{11}. Ce qui évidemment ne peut qu'inciter à poursuivre dans cette voie.

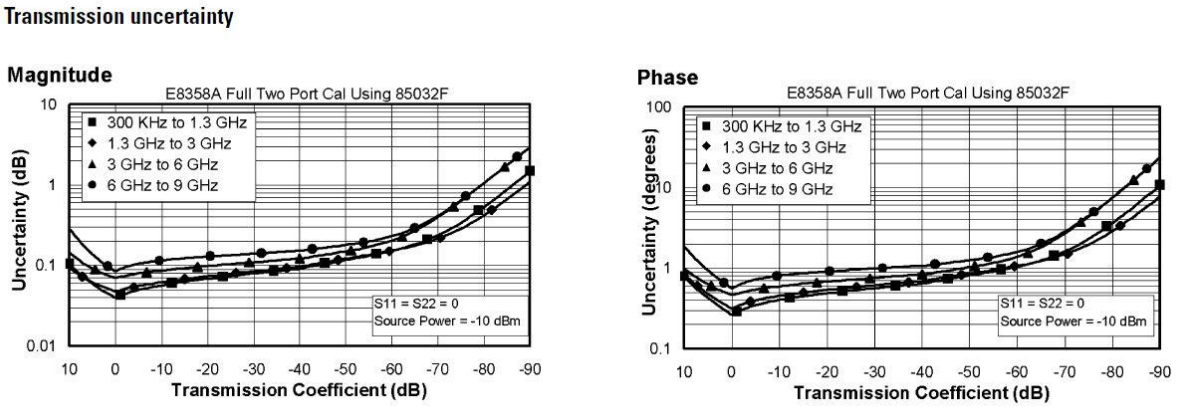


Figure IV.10 : Incertitudes de mesure des paramètres de transmission (S_{21} ou S_{12}) dans le cas du ¨Vector Network Analyzer¨ Agilent, PNA Series : N3382A

Or, pour avancer un peu plus dans cette voie, il s'avère nécessaire de préciser quantitativement les ordres de grandeur des parties réelles d'impédances ¨extrêmes¨ à mesurer. La principale difficulté est que selon le type de résonance effectué sur l'antenne à caractériser, les parties réelles ¨extrêmes¨ à mesurer peuvent être (d'après les résultats obtenus au § IV.4.5):

- Soit très faibles ($r_s \approx 1{,}8\Omega$), si l'annulation de la réactance est effectuée par résonance série.

Soit très fortes ($R_p \approx 3600\Omega$), si l'annulation de la réactance est effectuée par résonance parallèle. Sachant en outre que les impédances de source et de charge d'un ¨Vector Network Analyzer¨ ¨standard¨ sont de 50Ω, il en résulte que les parties réelles ¨extrêmes¨ à mesurer sont soit très inférieures à 50Ω ($R \approx 1{,}8\Omega$), soit très supérieures à 50Ω ($R_p \approx 3600\Omega$), Il est par conséquent impossible avec une seule topologie d'obtenir pour ces deux ¨extrêmes¨ un facteur d'atténuation ¨suffisamment élevé¨ entre les deux plans de mesure (P_1, P_2), d'où la nécessité de recourir à un mode d'insertion spécifique à chacune de ces extrêmes, soit :

- Une insertion parallèle (représentée figure IV.11) si la réactance de l'antenne est annulée par résonance série.
- Une insertion série (représentée figure IV.12) si la susceptance de l'antenne est annulée par résonance parallèle. Ce deuxième cas correspondant exactement au montage de mesure différentiel de l'impédance d'entrée d'une antenne présenté au § IV.2.

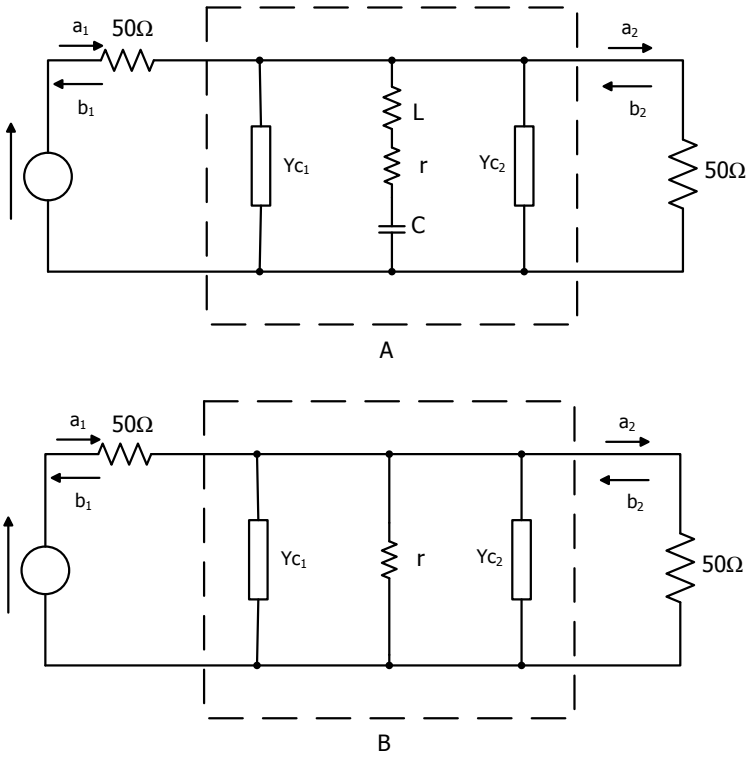


Figure IV.11 : Insertion parallèle d'une antenne dont la réactance est annulée par résonance série

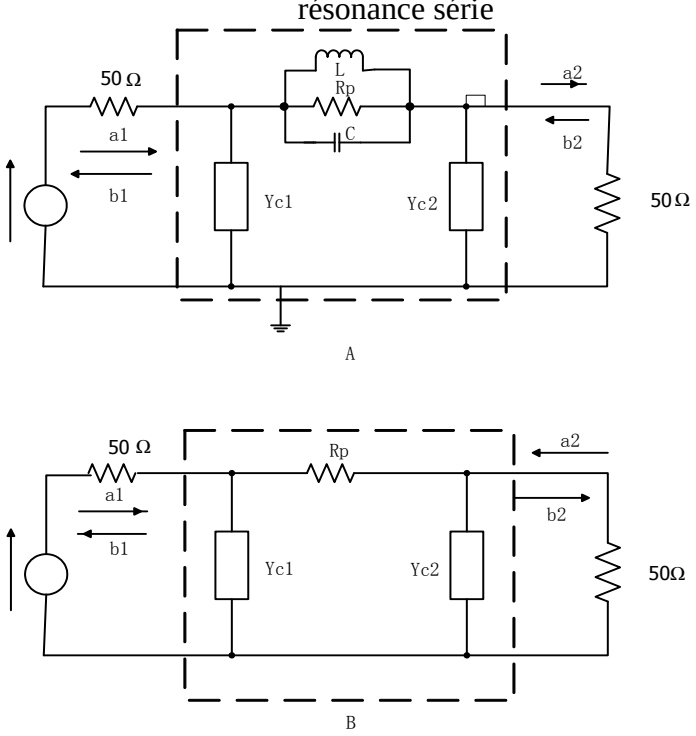


Figure IV.12 : Insertion série d'une antenne dont la susceptance est annulée par résonance parallèle

Plutôt que de passer directement à une analyse quantitative des réseaux représentés sur les figures IV.11 et IV.12, nous allons au préalable les examiner qualitativement afin d'en déduire des propriétés et des simplifications qui permettront de faciliter et d'orienter les études quantitatives qui suivent.

- Les deux réseaux représentés sur les figures IV.11 et IV.12 sont symétriques et réciproques, ces propriétés permettront de simplifier substantiellement les calculs des paramètres S présentés ci-dessous, puisque dans ce cas, d'après [HP68] : $S_{11} = S_{22}$ et $S_{21} = S_{12}$. Par commodité, nous établirons les expressions littérales en fonction des

paramètres S_{11} et S_{21}, car ceux sont les paramètres qui sont le plus souvent affichés par défaut sur les ¨Vector Network Analyzers¨.

- Si l'on cherche à mesurer des parties réelles de plus en plus extrêmes avec le mode d'insertion dédié à ce type d'extrême, on peut constater sur les schémas représentés sur les figures IV.11 et IV.12 que l'onde b_2 mesurée sera de plus en plus faible, ce qui se traduira d'après la figure IV.10 par une précision de plus en plus dégradée, mais en aucun cas il n'y aura un risque d'indétermination de signe. Ceci constitue l'un des avantages de ces techniques par rapport à la technique de mesure par réflexion qui, dans les mêmes conditions est affectée par le problème d'indétermination de signe (voir § précédent)
- Inversement, si l'on cherche à mesurer des parties réelles de plus en plus extrêmes mais avec le mode d'insertion non dédié à ce type d'extrême, on peut alors constater sur les schémas représentés sur les figures IV.11 et IV.12 que l'onde b_2 mesurée sera de même magnitude que l'onde incidente a_1, ce qui se traduira en raison des incertitudes de mesures représentées figure IV.10 par un problème d'indétermination de signe similaire à celui constaté dans le § précédent pour la technique de mesure par réflexion. Bien évidemment, on ne peut considérer la survenue de ce type d'erreur comme un inconvénient inhérent aux techniques de mesure par transmission, puisque ce type d'erreur résulte d'une application erronée de ces techniques.

Les résultats de cette pré-étude qualitative vont non seulement nous permettre de simplifier les analyses quantitatives qui suivent mais également les orienter puisque nous savons maintenant que les deux topologies de mesure en transmission seront affectées par des limitations opposées. Il nous reste maintenant à déterminer quantitativement ces limitations de manière à montrer que le recours à ces deux topologies apporte un réel bénéfice. Cette démonstration quantitative fait l'objet des deux paragraphes suivants.

IV.6.2. Mesure de la partie réelle d'une antenne en résonance série au moyen des paramètres S de transmission

IV.6.2.1. Introduction

La présentation de la technique de mesure de la partie réelle d'une antenne en résonance série est scindée en deux parties dans ce qui suit :

- Après avoir rappelé qu'une antenne en résonance série se caractérise par une admittance relativement élevée, nous proposerons dans une première partie une procédure de mesure et de calcul spécialement dédiée à la détermination d'admittance de valeur élevée.
- La connaissance des expressions théoriques de l'admittance nous permettra de préciser dans une seconde partie les valeurs numériques des limites théoriques de la procédure de mesure et de calcul proposée.

IV.6.2.2. Etablissement de la procédure de mesure et de calcul d'une admittance de valeur élevée en fonction des paramètres S de transmission

La figure IV.11A représente le schéma électrique du montage de mesure par insertion parallèle (ou shunt) de la résistance d'une antenne boucle dont la réactance est annulée par résonance série.

A la fréquence de résonance, le schéma équivalent de l'antenne boucle se réduit à la résistance de pertes et de rayonnement : r représentée figure IV.11B. D'après les résultats de mesure figurant dans le tableau IV.1 on sait que cette résistance est très faible, et que par conséquent on peut très légitimement négliger l'influence des admittances de mode commun : Y_{C1} et Y_{C2} : on aboutit ainsi au schéma équivalent simplifié représenté sur la figure IV.13.

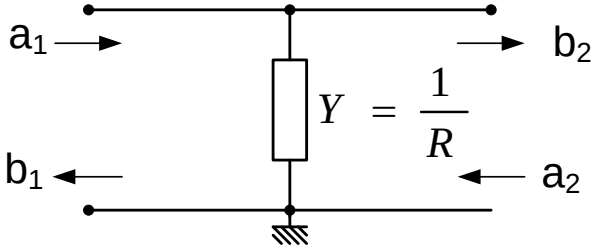


Figure IV.13 : Schéma équivalent simplifié d'une antenne dont la réactance est annulée par résonance série

L'insertion de l'admittance Y en parallèle entre les deux plans de mesure forme un quadripôle ¨admittance shunt¨ dont l'étude théorique complète est détaillée dans l'annexe 10. Dans les grandes lignes, cette étude théorique a consisté à tout d'abord calculer les 4 paramètres S_{ij} du quadripôle en fonction de l'admittance réduite y :

$$S_{11} = S_{22} = \frac{-y}{y+2} \qquad \text{(A10.2)}$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{2}{2+y} \qquad \text{(A10.14)}$$

L'examen des expressions de ces 4 paramètres S_{ij} nous a ensuite permis de remarquer qu'en l'absence de contraintes, nous avions le choix entre deux méthodes pour déterminer l'admittance y puisque cette dernière peut à priori être calculée:

- Soit avec l'un des paramètres de réflexion : $S_{11} = S_{22} = \frac{-y}{y+2}$
- Soit avec l'un des paramètres de transmission : $S_{21} = S_{12} = \frac{2}{2+y}$

Cependant, en tenant compte que d'une part l'objectif final du mode d'insertion shunt d'une admittance est de mesurer des admittances très élevée et que d'autre part la contrainte prioritaire est d'éviter les problèmes d'indétermination de signe dus à un (ou des) paramètres S proches de 1 ou -1, il apparait immédiatement que:

- Les paramètres de réflexion ne conviennent pas puisque :

$$\lim_{y\to\infty} S_{11} = \frac{-y}{y+2} = -1$$

- Seuls les paramètres de transmission conviennent puisque :

$$\lim_{y\to\infty} S_{21} = \frac{2}{2+y} = 0 \Rightarrow$$

Ce raisonnement nous a permis de démontrer que seule la méthode de mesure en transmission (paramètres S_{21} ou S_{21}) est optimisée pour la détermination d'admittance Y de valeurs élevées. Cette méthode élimine le problème d'indétermination de signe constaté au § IV.5 dans le cas d'une utilisation du paramètre de réflexion S_{11} pour mesurer des admittances élevées.

Par conséquent nous avons tiré l'expression de l'admittance réduite y à partir de celle des paramètres de transmission (A10.14). Comme nous l'avons signalé dans le § IV.6.1, cette expression a été établie uniquement en fonction du paramètre S_{21}, (car il s'agit du paramètre le plus souvent affiché par défaut sur les ¨Vector Network Analyzers¨.

Cette expression est de la forme:

$$y = \frac{2}{S_{21}} - 2 = 2\frac{1 - S_{21}}{S_{21}} \quad \text{(A10.15)}$$

Sachant que le paramètre S_{21} tend vers 0 lorsque l'admittance atteint des valeurs élevées, on peut réécrire cette expression sous la forme approchée très simple:

$$y \approx \frac{2}{S_{21}} \quad \text{(A10.16)}$$

Cette expression approchée confirme quantitativement ce que nous avons annoncé dans l'étude qualitative effectuée dans le § IV.6.1 :

- Le problème d'indétermination de signe est éliminé pour les admittances de valeurs élevées.
- La valeur maximale de l'admittance mesurable par cette méthode est uniquement limitée par les possibilités de mesure de paramètres S_{21} de très faibles valeurs.
- Inversement, si l'on cherche à mesurer avec cette méthode des admittances de faibles valeurs, le paramètre S_{21} tend alors vers 1 et dans ce cas, l'expression de l'admittance réduite (A10.15) peut s'écrire sous la forme approchée :

$$y = 2\frac{1 - S_{21}}{S_{21}} \approx 2(1 - S_{21}) \quad \text{(A10.28)}$$

Sachant que le paramètre S_{21} est mesuré avec une incertitude (voir figure IV.10), on retrouve bien quantitativement un problème d'indétermination de signe similaire à celui constaté dans le § IV.5 pour le paramètre de réflexion S_{11}.

Cependant, comme nous l'avons également mentionné dans l'étude qualitative effectuée dans le § IV.6.1, on ne peut pas considérer la survenue de ce type d'erreur comme un inconvénient inhérent à la technique de mesure par insertion parallèle, puisque ce type d'erreur résulte d'une application erronée de cette technique.

IV.6.2.3. Détermination des limites théoriques de la procédure de mesure et de calcul d'une admittance de valeur élevée en fonction du paramètres S_{21}

L'objectif est de préciser quantitativement le domaine de validité de la technique de mesure par insertion shunt d'une admittance en fonction des incertitudes de mesure du paramètre de transmission S_{21} (spécifiées dans la figure IV.10)

C'est ainsi que pour atteindre cet objectif, nous avons établi dans l'annexe 10 les expressions des admittances maximales et minimales mesurables avec une précision donnée à partir respectivement des expressions approchées (A10.16) et (A10.28). A partir des résultats démontrés dans l'annexe 10, on obtient les valeurs limites des admittances mesurables suivantes :

Remarque préliminaire :

Afin de pouvoir comparer les performances des diverses techniques de mesures nous effectuerons les applications numériques qui suivent dans des conditions identiques à celles adoptées (arbitrairement) pour évaluer les possibilités de la technique de mesure avec le paramètre de réflexion S_{11} (voir § IV.5.2.3), soit:

- Un même objectif de précision: $\frac{\Delta y}{y} = \pm 20\%$
- Un ¨Vector Network Analyzer¨ identique: Agilent, PNA Series : N3382A

1°. Calcul de l'admittance maximale (ou de l'impédance minimale) mesurables avec une précision relative donnée :

D'après les calculs effectués dans l'annexe 10, la précision relative de mesure de l'admittance réduite y en fonction de l'incertitude de mesure de la magnitude de S_{21}, est de la forme:

$$\frac{\Delta y}{y} \approx 10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1 \quad \text{(A10.22)}$$

Inversement, l'incertitude de mesure maximale du paramètre S_{21} qu'il est nécessaire de ne pas dépasser pour pouvoir mesurer une admittance avec une précision relative donnée est :

$$S_{21}\ uncertainty\ dB\ (\max) \approx 20log_{10}\left(1+\frac{\Delta y}{y}\right) \quad \text{(A10.23)}$$

En effectuant une application numérique avec l'objectif de précision visé de :$\frac{\Delta y}{y} = \pm 20\%$ on obtient :

$S_{21}\ uncertainty\ dB\ (\max) \approx 20log_{10}(1{,}2) = 1{,}5dB$

En se référant aux courbes d'incertitudes représentées sur la figure IV.10 : pour des fréquences de l'ordre de 400MHz, une incertitude de 1,5dB est atteinte avec : S_{21}dB ($\min$) ≈ -90dB.

La connaissance de la magnitude minimale du paramètre S_{21} permet finalement de calculer à partir de l'expression (A10.25) l'admittance réduite maximale mesurable (y_{max}) :

$$y_{max} \approx 2.10^{-\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \quad \text{(A10.25)}$$

De cette dernière expression on déduit finalement :

- L'admittance physique maximale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Y_{max} \approx 2.Y_C 10^{-\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \quad \text{(A10.26)}$$

- L'impédance physique minimale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Z_{min} = \frac{1}{Y_{max}} \approx \frac{Z_C}{2}.10^{\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \quad \text{(A10.27)}$$

En portant la valeur : S_{21}dB($\min$) ≈ -90dB dans l' expression (A10.27) on obtient la valeur de l'impédance physique minimale: $Z_{min} \approx 0{,}79m\Omega$.

2°. Calcul de l'admittance minimale (ou de l'impédance maximale) mesurable avec une précision relative donnée :

D'après les calculs effectués dans l'annexe 10, l'admittance minimale mesurable par insertion shunt est de la forme:

$$y_{min} \approx 2\frac{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}}-0}{\frac{\Delta y}{y}} \quad \text{(A10.35)}$$

De cette dernière expression on déduit:

- L'admittance physique minimale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Y_{min} \approx 2Y_C\frac{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}}-0}{\frac{\Delta y}{y}} \quad \text{(A10.36)}$$

- L'impédance physique maximale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Z_{max} = \frac{1}{Y_{min}} \approx \frac{Z_C}{2}.\frac{\frac{\Delta y}{y}}{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}}-0} \quad \text{(A10.37)}$$

En se référant aux courbes d'incertitudes représentées sur la figure IV.10: pour un paramètre S_{21} proche de 1 et des fréquences de l'ordre de 400MHz, l'incertitude de mesure est :

S_{21}uncertainty dB ($\min$) ≈ 0,04dB.

En portant cette valeur dans l'expression (A10.37), on obtient la valeur de l'impédance physique maximale: $Z_{max} \approx 1083\Omega$

Afin de faciliter les comparaisons entre techniques de mesures, nous avons adopté une forme de présentation graphique des résultats similaire à celle employée au § IV.5.2.3 pour montrer les limites de la technique du paramètre de réflexion S_{11} : C'est ainsi que nous avons reporté les valeurs des 2 résistances limites sur l'axe des abscisses représenté sur la figure IV.14.

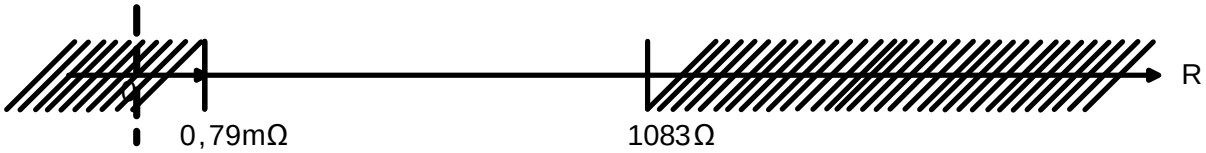


Figure IV.14 : Parties réelles d'impédances mesurables avec une précision meilleure que ±20% après insertion shunt et mesure du paramètre de transmission S_{21} , dans le cas de mesures effectuées avec le ¨Vector Network Analyzer¨ Agilent : PNA Series : N3382A

Les comparaisons des résultats numériques rassemblés dans les graphes représentés sur les figures IV.5 et IV.14 confirment quantitativement les performances prévues qualitativement dans l'introduction générale du § IV.6.1, en effet :

- L'aptitude à la mesure d'impédances de faibles valeurs est très nettement confirmée pour la technique de mesure du paramètre de transmission S_{21} après insertion parallèle. Cette technique permet en effet d'abaisser la limite inférieure de l'impédance mesurable à seulement $Z_{min} \approx 0{,}79m\Omega$, ce qui représente une amélioration d'un facteur de 3540 ! par rapport à l'impédance minimale mesurable avec la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} ($Z_{min} \approx 2{,}8\Omega$).
- Inversement, ¨ l'inaptitude ¨de la technique de mesure par insertion parallèle pour la caractérisation d'impédances de valeurs élevée est confirmée quantitativement puisque la valeur maximale mesurable selon cette technique est de seulement : $Z_{max} \approx 1083\Omega$, ce qui au vu des approximations de calcul effectuées dans l'annexe 10 ne représente pas une amélioration significative par rapport au résultat obtenu avec la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} ($Z_{max} \approx 897\Omega$). Cependant, comme nous l'avons annoncé qualitativement et de manière générale au § IV.6.1 : il ne faut pas considérer cette ¨ inaptitude ¨à la mesure d'impédances élevées comme un inconvénient de la technique de mesure par insertion parallèle mais au contraire comme une application erronée de cette technique à un domaine pour lequel elle n'a pas été initialement prévue. Néanmoins on peut constater que bien que non prévue pour la mesure d'impédances élevées, la technique de mesure du paramètre de transmission S_{21} après insertion parallèle permet théoriquement de mesurer une impédance maximale : $Z_{max} \approx 1083\Omega$ qui reste encore légèrement supérieure aux possibilités de la technique classique du paramètre de réflexion S_{11}! ($Z_{max} \approx 897\Omega$).

IV.6.3. Mesure de la partie réelle d'une antenne en résonance parallèle au moyen des paramètres S de transmission

IV.6.3.1. Introduction

Le plan d'étude de la technique de mesure de la partie réelle d'une antenne en résonance parallèle est similaire à celui de l'antenne en résonance série présentée dans le § précédent, il est également scindé en deux parties :

- Après avoir rappelé qu'une antenne en résonance parallèle se caractérise par une impédance relativement élevée, nous proposerons dans une première partie une procédure de mesure et de calcul spécialement dédiée à la détermination d'une impédance de valeur élevée.
- La connaissance des expressions théoriques de l'impédance nous permettra de préciser dans une seconde partie les valeurs numériques des limites théoriques de la procédure de mesure et de calcul proposée.

IV.6.3.2. Etablissement de la procédure de mesure et de calcul d'une impédance de valeur élevée en fonction des paramètres S de transmission

La figure IV.12A représente le schéma électrique du montage de mesure par insertion série d'une antenne boucle dont la susceptance est annulée par résonance parallèle.

A la fréquence de résonance, le schéma équivalent de l'antenne boucle se réduit à la résistance parallèle de pertes et de rayonnement : R_p représentée figure IV.12B. Si l'on compare ce schéma équivalent à celui du schéma général du montage de mesure en différentiel de l'impédance d'entrée d'une antenne représenté sur la figure IV.2, on peut constater que la topologie du schéma de la figure IV.12B est identique à celle du schéma général. Par conséquent, l'expression donnant la résistance parallèle réduite r_p en fonction des paramètres S_{ij} du quadripôle est identique à celle de l'impédance différentielle réduite z_d démontrée dans l'annexe 6, elle est donc de la forme :

$$r_P = \frac{R_p}{Z_C} = z_d = \frac{1}{y_d} = \frac{(1+S_{11})(1+S_{22})}{2S_{12}} - \frac{S_{21}}{2} \qquad \text{(A6.49)}$$

Comme nous l'avons précisé dans le § IV.2, le calcul de la résistance parallèle physique R_p avec l'expression (A6.49) présente l'avantage d'éliminer l'influence des admittances de mode commun Y_{C1} et Y_{C2} connectées aux blindages des câbles coaxiaux. Dans la plupart des cas, cet avantage sera très utile pour calculer avec précision la résistance parallèle R_p d'une antenne présentant un coefficient de qualité élevé. En effet, on sait que dans de tels cas, la valeur de la résistance parallèle équivalente R_p est relativement élevée (par exemple, d'après les résultats de mesure figurant dans le tableau IV.1, elle est de l'ordre : $R_P = Q^2 R \approx 3600\Omega$). Par conséquent, dans le cas général, l'influence des admittances de mode commun : Y_{C1} et Y_{C2} n'est pas négligeable, ce qui justifie l'emploi de la formule complète (A6.49) pour calculer la résistance parallèle R_p .

Cependant, nous ferons une exception à cette règle dans le § suivant consacré au calcul des limites théoriques de la présente méthode de mesure par insertion série. En effet, dans le but de pouvoir comparer dans les mêmes conditions les limites théoriques de la présente méthode avec celles de la méthode par insertion shunt présentée dans le § précédent, nous avons préféré effectuer la recherche de limites théoriques qui suit en acceptant le même niveau d'approximations que celui que nous avions adopté dans le § précédent. Par conséquent, dans le § suivant consacré au calcul des limites théoriques, nous avons également négligé l'influence des admittances de mode commun : Y_{C1} et Y_{C2}. En effectuant cette approximation, on aboutit au schéma équivalent simplifié représenté sur la figure IV.15.

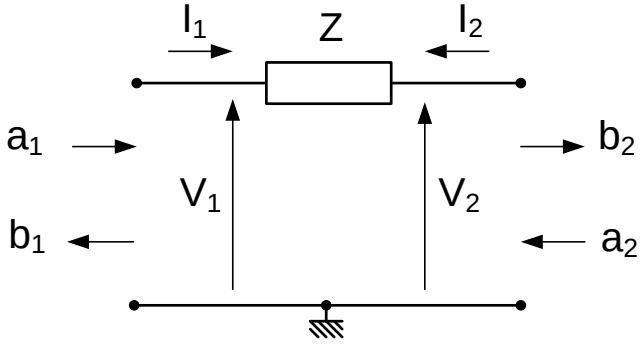


Figure IV.15 : Schéma équivalent simplifié d'une antenne dont la susceptance est annulée par résonance parallèle

L'insertion de l'impédance Z en série entre les deux plans de mesure forme un quadripôle ¨impédance série¨ dont l'étude théorique peut être réalisée selon deux méthodes :

- Soit en recalculant l'expression (A6.49) après avoir négligé l'influence des admittances de mode commun : Y_{C1} et Y_{C2}.
- Soit en calculant directement l'expression de l'impédance Z à partir du schéma équivalent simplifié représenté figure IV.15.

Les deux méthodes conduisent évidemment au même résultat, cependant la deuxième méthode étant plus directe et simple, c'est par conséquent cette dernière qui a été employée

dans l'annexe 11 pour établir l'expression de l'impédance réduite z en fonction des 4 paramètres S_{ij} du quadripôle.
Cette expression est de la forme:

$$z = \frac{2}{S_{21}} - 2 = 2\frac{1 - S_{21}}{S_{21}} \qquad \text{(A11.14)}$$

Si l'on compare cette expression à celle obtenue dans le § précédent pour l'admittance shunt, on peut constater qu'elles sont rigoureusement identiques (voir équation (A10.15) dans le § IV.6.2.2). Par conséquent, la suite de ce paragraphe est quasiment identique au § IV.6.2. consacré à l'admittance shunt, la seule différence entre ces deux paragraphes est que les formules vont s'appliquer à des grandeurs électriques inverses (impédances / admittances).
Comme nous l'avions fait dans le § IV.6.2, nous allons commencer cette recherche des valeurs extrêmes par le cas des impédances élevées. On sait que dans ce cas le paramètre S_{21} tend vers 0 et dans ces conditions, on peut de même réécrire l'expression (A11.14) sous la forme approchée très simple:

$$z \approx \frac{2}{S_{21}} \qquad \text{(A11.15)}$$

Cette expression approchée confirme également de manière quantitative ce que nous avions annoncé dans l'étude qualitative effectuée dans le § IV.6.1 :

- Le problème d'indétermination de signe est éliminé pour les impédances de valeurs élevées.
- La valeur maximale de l'impédance mesurable par cette méthode est uniquement limitée par les possibilités de mesure de paramètres S_{21} de très faibles valeurs
- Inversement, si l'on cherche à mesurer avec cette méthode des impédances de faibles valeurs, le paramètre S_{21} tend alors vers 1 et dans ce cas, l'expression de l'impédance réduite (A11.14) peut s'écrire sous la forme approchée :

$$z = 2\frac{1 - S_{21}}{S_{21}} \approx 2(1 - S_{21}) \qquad \text{(A11.27)}$$

  Sachant que le paramètre S_{21} est mesuré avec une incertitude (voir figure IV.10), on retrouve bien quantitativement un problème d'indétermination de signe similaire à celui constaté dans le § IV.5 pour le paramètre de réflexion S_{11}.
  Cependant, comme nous l'avons également mentionné dans l'étude qualitative effectuée dans le § IV.6.1, on ne peut pas considérer la survenue de ce type d'erreur comme un inconvénient inhérent à la technique de mesure par insertion série, puisque ce type d'erreur résulte d'une application erronée de cette technique.

IV.6.3.3. Détermination des limites théoriques de la procédure de mesure et de calcul d'une impédance de valeur élevée en fonction des paramètres S_{ij}

L'objectif est de préciser quantitativement le domaine de validité de la technique de mesure par insertion série d'une impédance en fonction des incertitudes de mesure des paramètres S_{ij} .
C'est ainsi que pour atteindre cet objectif, nous avons établi dans l'annexe 11 les expressions des impédances maximales et minimales mesurables avec une précision donnée à partir respectivement des expressions approchées (A11.15) et (A11.27). A partir des résultats démontrés dans l'annexe 11, on obtient les valeurs limites des impédances mesurables suivantes :

Remarque préliminaire :
Afin de pouvoir comparer les performances des diverses techniques de mesures nous effectuerons les applications numériques qui suivent dans des conditions identiques à celles adoptées (arbitrairement) pour évaluer les possibilités de la technique de mesure avec le paramètre de réflexion S_{11} (voir § IV.5.2.3), soit:

- Un même objectif de précision: $\frac{\Delta y}{y} = \pm 20\%$
- Un ¨Vector Network Analyzer¨ identique: Agilent, PNA Series : N3382A

1°. Calcul de l'impédance maximale (ou de l'admittance minimale) mesurables avec une précision relative donnée :

D'après les calculs effectués dans l'annexe 11, la précision relative de mesure de l'impédance réduite z en fonction de l'incertitude de mesure de la magnitude de S_{21} est de la forme:

$$\frac{\Delta z}{z} \approx 10^{\frac{S_{21} uncertainty\ dB}{20}} - 1 \qquad \text{(A11.21)}$$

Inversement, l'incertitude de mesure maximale du paramètre S_{21} qu'il est nécessaire de ne pas dépasser pour pouvoir mesurer une impédance avec une précision relative donnée est :

$$S_{21}\ uncertainty\ dB\ (\max) \approx 20 log_{10}\left(1 + \frac{\Delta z}{z}\right) \qquad \text{(A11.22)}$$

En effectuant une application numérique avec l'objectif de précision visé de : $\frac{\Delta z}{z} = \pm 20\%$ on obtient :

$S_{21}\ uncertainty\ dB\ (\max) \approx 20 log_{10}(1{,}2) = 1{,}5 dB$

En se référant aux courbes d'incertitudes représentées sur la figure IV.10 : pour des fréquences de l'ordre de 400MHz, une incertitude de 1,5dB est atteinte avec : S_{21}dB (min) ≈ -90dB.

La connaissance de la magnitude minimale du paramètre S_{21} permet finalement de calculer à partir de l'expression (A11.25) l'impédance physique maximale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Z_{max} \approx 2.Z_C 10^{-\frac{S_{21}dB(min)}{20}} = 3{,}16.10^6 \Omega \qquad \text{(A11.25)}$$

2°. Calcul de l'impédance minimale (ou de l'admittance maximale) mesurable avec une précision relative donnée :

D'après les calculs effectués dans l'annexe 11, l'impédance physique minimale mesurable par insertion série est de la forme:

$$Z_{min} \approx 2Z_C \frac{10^{\frac{S_{21} uncertainty\ dB}{20}} - 1}{\frac{\Delta z}{z}} \qquad \text{(A11.35)}$$

En se référant aux courbes d'incertitudes représentées sur la figure IV.10, on voit que pour un paramètre S_{21} proche de 1 et des fréquences de l'ordre de 400MHz, l'incertitude de mesure est :

S_{21}uncertainty dB (min) ≈ 0,04dB.

En portant cette valeur dans l'expression (A11.35), on obtient une impédance physique minimale mesurable à mieux que ±20% de:

- $Z_{min} \approx 2{,}3\Omega$

Afin de faciliter les comparaisons entre techniques de mesures, nous avons adopté une forme de présentation graphique des résultats identique à celle employée dans le précédent § ainsi que dans le § IV.5.2.3. C'est ainsi que nous nous avons reporté les valeurs des 2 résistances limites sur l'axe des abscisses représenté sur la figure IV.16.

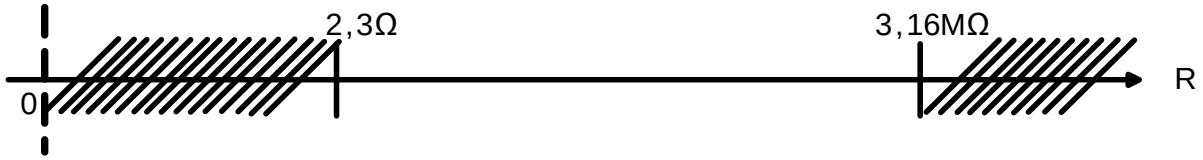


Figure IV.16 : Parties réelles d'impédances mesurables avec une précision meilleure que ±20% après insertion série et mesure du paramètre de transmission S_{21}, dans le cas de mesures effectuées avec le ¨Vector Network Analyzer¨ Agilent : PNA Series : N3382A

Les comparaisons des résultats numériques rassemblés dans les graphes représentés sur les figures IV.5 et IV.16 confirment quantitativement les performances prévues qualitativement dans l'introduction générale du § IV.6.1, en effet :

- L'aptitude à la mesure d'impédances de fortes valeurs est également très nettement confirmée pour la technique de mesure du paramètre de transmission S_{21} après insertion série. Cette technique permet en effet de porter la limite supérieure de l'impédance mesurable à $Z_{max} \approx 3{,}16M\Omega$, ce qui représente une amélioration d'un facteur de 3520 ! par rapport à l'impédance maximale mesurable avec la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} ($R_{Pmax} \approx 897\Omega$).
- Inversement, ¨l'inaptitude¨ de la technique de mesure par insertion série pour la caractérisation d'impédances de valeurs faibles est confirmée quantitativement puisque la valeur minimale mesurable selon cette technique est de seulement : $Z_{min} \approx 2{,}3\Omega$, ce qui au vu des approximations de calcul effectuées dans l'annexe 11 ne représente pas une amélioration significative par rapport au résultat obtenu avec la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} ($R_{Pmin} \approx 2{,}8\Omega$). Cependant, comme nous l'avons annoncé qualitativement au § IV.6.1 : il ne faut pas considérer cette ¨inaptitude¨ à la mesure d'impédances faibles comme un inconvénient de la technique de mesure par insertion série mais au contraire comme une application erronée de cette technique à un domaine pour lequel elle n'a pas été initialement prévue. Néanmoins on peut constater que bien que non prévue pour la mesure d'impédances faibles, la technique de mesure du paramètre de transmission S_{21} après insertion série permet théoriquement de mesurer une impédance minimale : $Z_{min} \approx 2{,}3\Omega$ qui reste encore légèrement supérieure aux possibilités de la technique classique du paramètre de réflexion S_{11}! ($R_{Pmin} \approx 2{,}8\Omega$).

IV.6.4. Critères de choix et sélection d'une topologie de mesure en transmission

Afin de mettre en évidence les gains en performances obtenus avec les techniques de mesure d'impédances en transmission, nous avons rassemblé dans les graphiques de la figure IV.17 les valeurs limites de parties réelles d'impédances mesurables à mieux que ±20% selon les deux modes de mesure en transmission : insertion parallèle (graphe C) et série (graphe B). Les limites extrêmes de ces deux techniques de mesure ont été reportées sur un 3° graphe (D) afin de montrer les performances qu'il est possible d'obtenir en associant les deux topologies. Enfin, nous avons rappelé sur un 4° graphe (A) les limites obtenues avec la technique classique du paramètre de réflexion S_{11}.

C'est précisément ce graphe A qui permet d'apprécier d'un seul coup d'œil par comparaison avec le graphe D les gains en performances apportés par les techniques de mesure en transmission. C'est ainsi que l'on peut constater que par rapport à la technique classique du paramètre de réflexion S_{11}, les techniques de mesure en transmission permettent de repousser les limites des parties réelles d'impédances mesurables :

- Vers les hautes valeurs de 897Ω à $3{,}16M\Omega$, ce qui représente une amélioration d'un facteur de 3520.

  Vers les faibles valeurs de $2{,}8\Omega$ à $0{,}79m\Omega$, ce qui représente une amélioration d'un facteur de 3540.

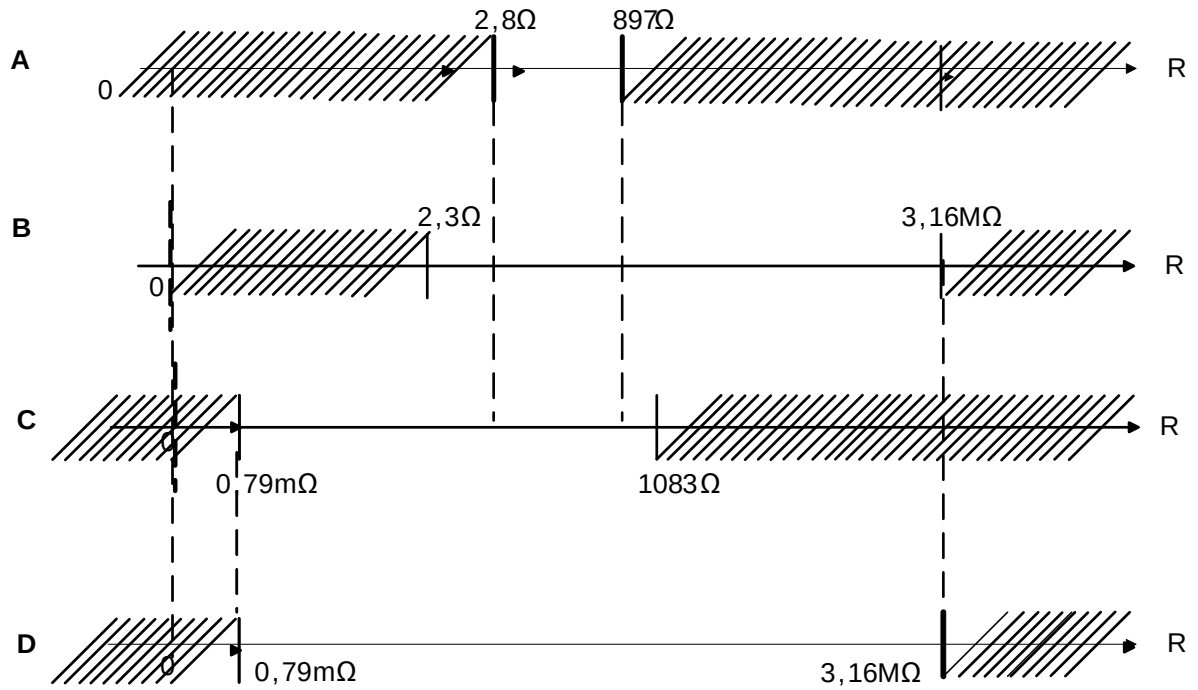


Figure IV.17 : Parties réelles d'impédances mesurables avec une précision meilleure que ±20% dans le cas de mesures effectuées avec le ¨Vector Network Analyzer¨ Agilent : PNA Series : N3382A :
A : Avec la technique du paramètre de réflexion S_{11}
B : Après insertion série et mesure du paramètre de transmission S_{21}
C : Après insertion shunt et mesure du paramètre de transmission S_{21}
D : En associant les modes d'insertion shunt et série

Compte tenu des approximations faites dans les précédents § pour calculer ces limites, on peut dire que globalement les techniques de mesure d'impédances en transmission permettent d'améliorer dans un rapport de l'ordre de 3000 les limites hautes et basses des parties réelles d'impédances mesurables avec la technique classique du paramètre de réflexion S_{11}.
Par conséquent, en termes de précision, il ne fait aucun doute que les techniques de mesure d'impédances en transmission doivent être préférées à la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} chaque fois que les contraintes d'une application le permettent.
Cependant, chaque fois que les techniques de mesure d'impédances en transmission peuvent être employées dans une application donnée, il reste encore à choisir le mode d'insertion de l'impédance à mesurer (série ou parallèle).
En ce qui concerne les mesures de parties réelles d'antennes trois cas peuvent alors se présenter :

- Soit les contraintes géométriques de l'application imposent une mode de résonance (série ou parallèle) : dans ce cas, le mode d'insertion de l'antenne résonnante est automatiquement imposé (respectivement : parallèle ou série).
- Soit l'application impose uniquement des contraintes de temps de développement, dans ce cas, le concepteur a intérêt a intérêt a effectuer la caractérisation de l'antenne par la méthode de la résonance parallèle et de l'insertion série qui s'impose pour les deux raisons suivantes:
    - 1°. Comme montré dans le § IV.2. le mode d'insertion série permet d'éliminer sans approximations l'influence des admittances de mode commun Y_{C1} et Y_{C2}
    - 2°. En choisissant le mode d'insertion série, la caractérisation complète d'une antenne à fort coefficient de qualité peut s'effectuer en deux opérations avec le même montage de test, ce qui réduit nettement la durée des mesures et

minimise les risques de variations au niveau de l'antenne (déformations géométriques, modifications de position). En effet, dans ce cas, la partie imaginaire de l'antenne seule est tout d'abord mesurée selon la technique de mesure en différentiel d'une impédance présentée dans le § IV.2, puis dans une deuxième opération, un condensateur d'accord est simplement connecté en parallèle sur l'antenne afin de mesurer sa partie réelle à la résonance selon le mode d'insertion série décrit dans le § IV.6.3.

- Soit l'application n'impose aucune contrainte et par conséquent le choix du mode d'insertion revient entièrement au concepteur de l'antenne : C'est précisément la situation qui s'est présentée à nous dans le cadre du projet ¨TEMPILL¨. Dans ce cas particulier on a évidemment intérêt à mesurer les parties réelles d'antennes selon les deux modes d'insertion, car on peut ainsi bénéficier d'un moyen de vérification par comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes. Nous montrerons l'intérêt que peut apporter une deuxième mesure de vérification dans le § suivant consacré aux résultats expérimentaux.

IV.6.5 Application à la mesure de la résistance de pertes et de rayonnement d'une antenne boucle miniature

IV.6.5.1. Présentation et justification et de la mesure effectuée

Dans le précédent § nous avons démontré que si l'application le permettait, il était préférable de mesurer la partie réelle d'une antenne à fort coefficient de qualité en effectuant deux mesures comparatives :

- Une première mesure consistant à annuler la partie imaginaire par résonance parallèle puis à déterminer la partie réelle résultante en transmission après insertion série entre deux ports de mesure.
- Une deuxième mesure de confirmation, duale de la première, consistant à annuler la partie imaginaire par résonance série puis à déterminer la partie réelle résultante en transmission après insertion shunt entre deux ports de mesure.

Afin de bien mettre en évidence les avantages inhérents à cette méthode, nous avons estimé que le plus judicieux était de l'appliquer à la vérification de la mesure la plus problématique apparaissant dans le tableau IV.1 : Il s'agit de la mesure de l'impédance d'une antenne boucle miniature dans l'air. Comme nous l'avons déjà annoncé dans l'introduction du chapitre IV (voir § IV.1), ce type de mesure constitue un pire cas en raison de la conjonction de la taille réduite et du coefficient de qualité élevé de l'antenne.

Les difficultés de caractérisation d'une telle antenne apparaissent clairement dans l'analyse des résultats du tableau IV.1 effectuée dans le § IV.3.2., surtout pour ce qui concerne la détermination de la partie réelle (résistance de pertes et de rayonnement). C'est en particulier la mesure de cette résistance qui a mis en évidence les limitations de la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} puisque l'application de cette technique conduit à une valeur de résistance négative. Inversement, nous avons montré dans ce même § IV.3.2. la pertinence (sur le plan physique) de la technique de mesure en mode différentiel avec calcul de compensation des effets des 2 câbles de liaison. Cette dernière technique permettant en effet de toujours obtenir des résistances de pertes et de rayonnement positives. (d'après la ligne 1 du tableau IV.1 cette résistance est de l'ordre de 1,76Ω pour une antenne boucle plongée dans l'air, ce qui, connaissant sa réactance X = 78,8Ω montre que le coefficient de qualité de cette antenne est de l'ordre: $Q = \frac{X}{r} \approx 44{,}8$). Cependant, nous avons également signalé que si cette technique de mesure différentielle permettait de déterminer avec précision la partie imaginaire de l'antenne, il n'en était pas toujours de même pour la partie réelle. En effet, dans le cas d'une antenne à coefficient de qualité élevé, la partie réelle n'est qu'une très petite composante de l'impédance mesurée et par conséquent on sait que la précision de son ¨extraction¨ est questionnable. C'est la raison pour laquelle, dans le cas d'une antenne à fort coefficient de qualité, la mesure différentielle présentée dans le § IV.2 doit être considérée

comme une technique optimisée pour la mesure de la partie imaginaire et qu'en conséquence elle doit être complétée par les deux méthodes de mesure par résonance qui sont spécialement dédiées pour la mesure de parties réelles ¨extrêmes¨. La mise en œuvre et les résultats obtenus avec ces deux méthodes de mesure par résonance sont présentés dans le § suivant.

IV.6.5.2. Conditions de mesures et résultats obtenus

Pour démontrer l'intérêt d'une mesure séparée de la partie réelle d'une antenne nous avons repris l'exemple de l'antenne boucle caractérisée seule (sans condensateur d'accord) dans le § IV.3. Nous avons ensuite mesuré la partie réelle de cette antenne en effectuant les quatre opérations suivantes:

- 1°. Une première opération consistant à annuler la partie imaginaire par résonance parallèle puis à déterminer la résistance parallèle équivalente ($R_{p(eq)}$) en transmission après insertion série entre deux ports de mesure.
- 2°. Une deuxième opération destinée à confirmer la première, consistant à appliquer la méthode duale, c'est à dire : Annulation de la partie imaginaire par résonance série puis détermination de la résistance série équivalente ($r_{s(eq)}$) en transmission après insertion shunt entre deux ports de mesure.
- 3°. Une vérification des valeurs obtenues dans les deux premières opérations. Cette vérification nécessite de tout d'abord transformer la résistance parallèle équivalente ($R_{p(eq)}$) mesurée dans la 1° opération en une résistance série équivalente de manière à pouvoir ensuite effectuer une comparaison avec la valeur de la résistance série équivalente ($r_{s(eq)}$) mesurée dans la 2° opération. La résistance série équivalente ($r_{s(eq)}$) est calculée en appliquant la relation classique entre la résistance parallèle et la résistance série équivalente d'une réactance qui d'après [VALE66] s'écrit :

$$R_P = Q^2 r_s \tag{IV.26}$$

- 4°. Si la résistance série équivalente (ESR) du condensateur d'accord n'est pas négligeable, on en tient compte pour déterminer finalement la résistance série de l'antenne boucle, par la relation :

$$r_{s(L)} = r_{s(eq)} - ESR \tag{IV.27}$$

Le succès de cette méthode dépendant de la plus ou moins bonne confirmation des résultats obtenus dans les 1° et 2° opérations, il est donc impératif d'effectuer ces deux opérations dans des conditions identiques. Nous avons particulièrement veillé à satisfaire cette contrainte en respectant pour chacune de ces opérations les conditions et procédures suivantes :

- Le condensateur d'accord a été choisi en suivant les recommandations détaillées dans le §IV.4.4, c'est ainsi que nous avons opté pour un condensateur de 4,2pF type : ¨ceramic chip¨ de grade : ¨ ultra HIGH ¨Q¨ Porcelain capacitor¨ fabriqué par Temex (France). Le coefficient de qualité de ce condensateur a été mesuré par ce fabriquant selon la technique de la ligne coaxiale résonnante (présentée dans le § IV.4.3). D'après les spécifications fournies par Temex, ce coefficient de qualité a été évalué à :
  $Q_C = 1200 \pm 13\%$.
- Selon la mesure à effectuer, ce condensateur ¨chip¨ est soudé soit en parallèle (1° opération) soit en série (2° opération) avec l'antenne boucle et l'ensemble est intégré à l'intérieur d'une gélule. Afin de permettre des mesures dans l'eau salée, la gélule est ensuite étanchéifiée au moyen de cire d'abeille.
- L'antenne ainsi accordée est insérée soit en série (1° opération), soit en parallèle (2° opération) entre les deux ports de mesure conformément aux montages représentés respectivement sur les figures IV.11 & IV.12. En outre, afin de permettre des mesures dans l'eau salée, les connexions sont ensuite étanchéifiées au moyen de cire d'abeille.
- Les câbles de mesure sont des câbles coaxiaux semi rigides étanches d'impédance caractéristique $Z_C = 50\Omega$.

- Les mesures des 4 paramètres S_{ij} sont effectuées après calibration de type ¨Full 2 ports¨ avec le ¨User cal kit¨ ref : ¨Aquakit¨ (dont les caractéristiques sont détaillées dans l'annexe A5).
  Remarque : Il est important de signaler qu'en raison des faibles valeurs prévues (théoriquement) pour les mesures des paramètres de transmission S_{21} & S_{12} (voir § IV.6.1), il est impératif d'effectuer une calibration ¨Full 2 ports¨ complète, c'est-à-dire incluant une : ¨Isolation calibration¨.
- Le ¨Vector Network Analyzer¨ utilisé est le modèle : HP8753D fabriqué par Hewlett Packard. L'une des raisons qui a conduit à ce choix est que les deux ports de mesure de cet instrument sont équipés de connecteurs APC7mm (Amphenol Precision Connector 7mm). Ces connecteurs spécialement conçus pour la mesure de paramètres S permettent en effet de déterminer les positions des deux plans de calibration dans les meilleures conditions entre termes de précision et de reproductibilité.

IV.6.5.3. Résultats de mesures

1° opération : Annulation de la partie imaginaire par résonance parallèle et détermination de la résistance parallèle équivalente ($R_{p(eq)}$) en transmission après insertion série entre deux ports de mesure.
Le schéma de mesure relatif à cette 1° opération est représenté sur la figure IV.12.
D'après l'étude théorique détaillée dans le § IV.6.3 nous avons montré que le paramètre de transmission S_{21} est le plus significatif, puisque sous certaines conditions (en négligeant l'influence des admittances de mode commun Y_{C1} et Y_{C2}), il permet de calculer une valeur approchée de l'impédance réduite à mesurer par l'expression (A11.14) :

$$z = \frac{2}{S_{21}} - 2 = 2\frac{1 - S_{21}}{S_{21}} \qquad \text{(A11.14)}$$

Par conséquent nous avons déterminé la résistance parallèle équivalente à la fréquence de résonance ($R_{p(eq)}$ à partir des courbes de variations en fonction de la fréquence du module et de la phase du paramètre de transmission S_{21} rassemblées dans la figure IV.18.

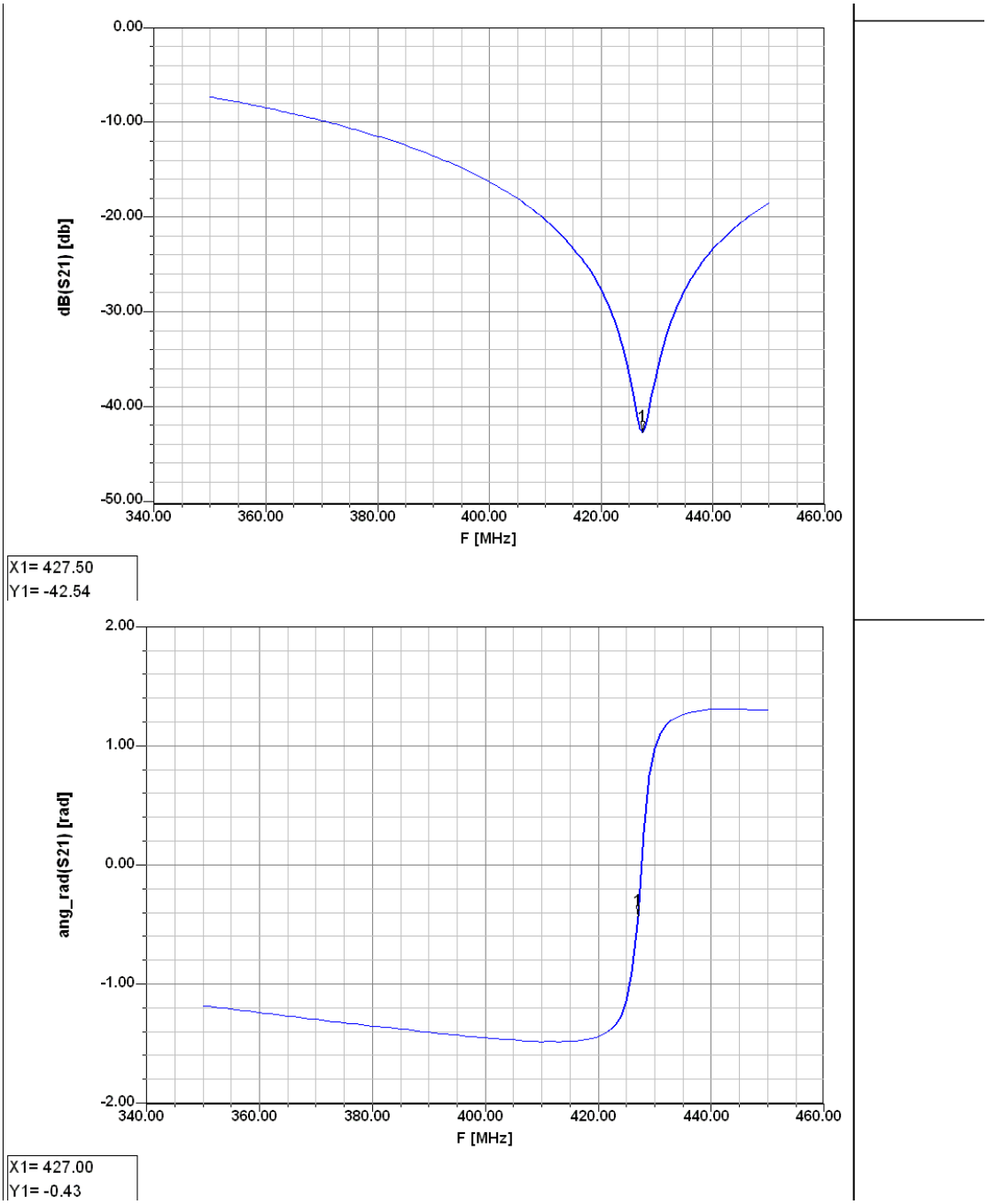


Figure IV.18 : Paramètre de transmission S_{21} du circuit résonnant parallèle : antenne boucle // condensateur d'accord de 4,2pF, inséré en série entre les plans de mesure du ¨Vector Network Analyzer¨ HP8753D fabriqué par Hewlett Packard
Haut : Module du paramètre S_{21} en dB
Bas : Phase du paramètre S_{21} en Radians

Avec l'aide du marqueur positionné sur la fréquence de résonance, on peut lire sur la courbe de variation du module du paramètre S_{21} :

$S_{21}\text{dB} = -42.54\text{dB} \ @\ 427.5\text{MHz}$

En portant le terme : $S_{21} = 10^{\frac{S_{21}\text{dB}}{20}}$ dans l'expression (A11.14), on obtient l'expression de l'impédance physique à la résonance:

$$Z = R_{p(eq)} = 2Z_C \frac{1 - 10^{\frac{S_{21}dB}{20}}}{10^{\frac{S_{21}dB}{20}}} \quad \text{(IV.28)}$$

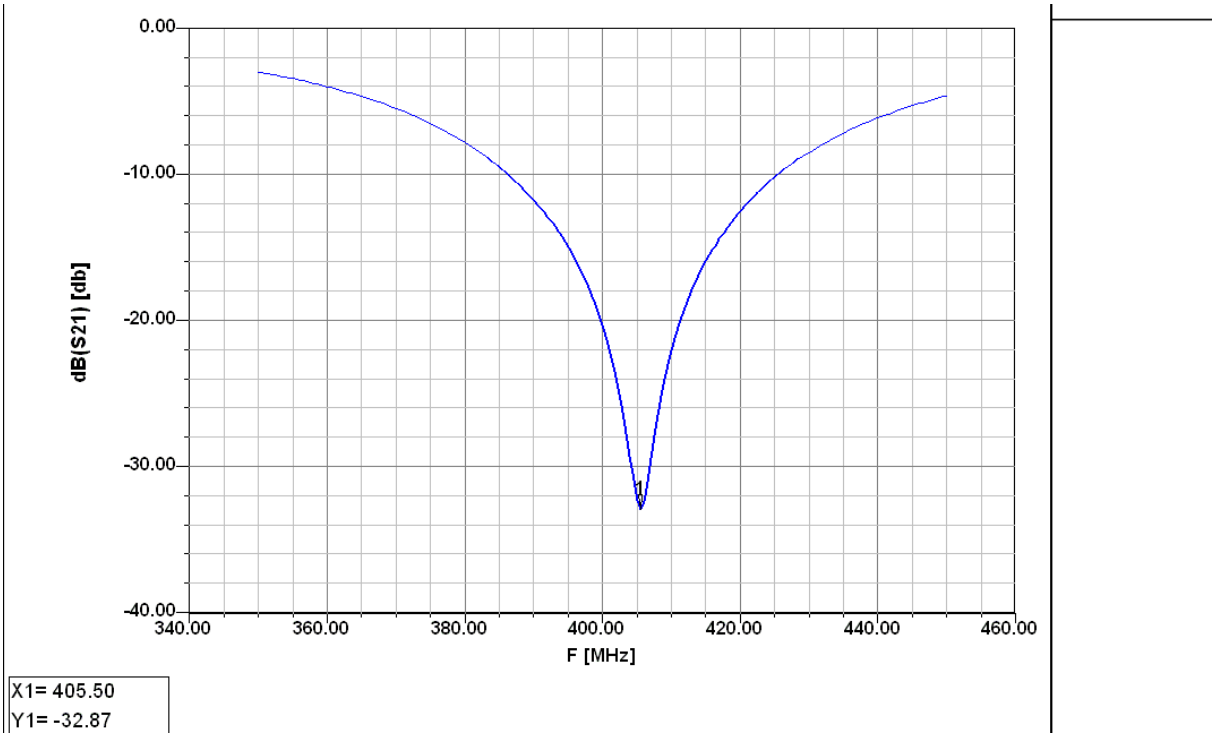
En portant dans cette expression les valeurs : $Z_C = 50\Omega$ et $S_{21}dB = -42{,}5dB$, on obtient :

$R_{p(eq)} = 13397\Omega$

2° opération : Annulation de la partie imaginaire par résonance série et détermination de la résistance série équivalente ($r_{s(eq)}$) en transmission après insertion shunt entre deux ports de mesure.
Le schéma de mesure relatif à cette 2° opération est représenté sur la figure IV.11.
D'après l'étude théorique détaillée dans l'annexe A10, nous avons montré que le paramètre de transmission S_{21} suffit pour calculer l'admittance réduite à mesurer par l'expression (A10.15) :

$$y = 2\frac{1 - S_{21}}{S_{21}} \quad \text{(A10.15)}$$

Par conséquent nous avons déterminé la résistance série équivalente à la fréquence de résonance ($r_{s(eq)}$) à partir des courbes de variation en fonction de la fréquence du module et de la phase du paramètre de transmission S_{21} rassemblées dans la figure IV.19.



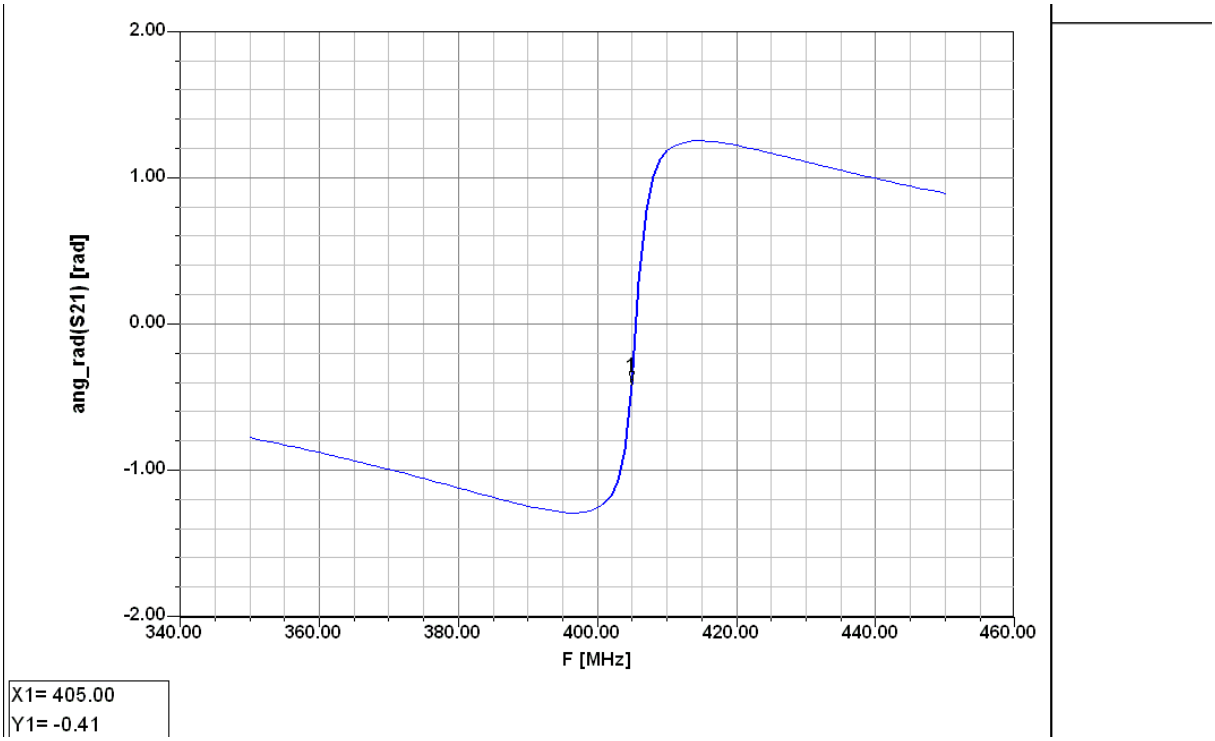


Figure IV.19 : Paramètre de transmission S_{21} du circuit résonnant série : antenne boucle / condensateur d'accord de 4,2pF, inséré en parallèle entre les plans de mesure du ¨Vector Network Analyzer¨ HP8753D fabriqué par Hewlett Packard.
Haut : Module du paramètre S_{21} en dB
Bas : Phase du paramètre S_{21} en Radians

Avec l'aide du marqueur positionné sur la fréquence de résonance, on peut lire sur la courbe de variation du module du paramètre S_{21} :
$S_{21}\text{dB} = -32.87$ @ 405.5MHz

En portant le terme : $S_{21} = 10^{\frac{S_{21}\text{dB}}{20}}$ dans l'expression (A10.15), on obtient l'expression de l'impédance physique à la résonance:

$$Z = r_s = \frac{Z_C}{2}\frac{10^{\frac{S_{21}\text{dB}}{20}}}{1 - 10^{\frac{S_{21}\text{dB}}{20}}} \qquad \text{(IV.29)}$$

En portant dans cette expression les valeurs : $Z_C = 50\Omega$ et $S_{21}\text{dB} = -32{,}87\text{dB}$, on obtient :
$r_s = 0{,}58\Omega$
3° opération : Vérification des valeurs obtenues dans les deux premières opérations.
Cette vérification consiste à tout d'abord transformer la parallèle équivalente ($R_{p(eq)}$) mesurée dans la 1° opération en une résistance série équivalente. On effectue cette transformation en appliquant la relation classique entre la résistance parallèle et la résistance série équivalente d'une réactance donnée par l'expression (IV.26):

$$R_P = Q^2 r_s \qquad \text{(IV.26)}$$

Pour appliquer cette relation, il faut donc au préalable déterminer le coefficient de qualité par son expression:

$$Q = \frac{R_{P(eq)}}{L\omega} = \frac{13396.8}{32.5 \times 10^{-9} \times 2 \times \pi \times 427.5 \times 10^6} = 153.5$$

La connaissance du coefficient de qualité permet de finalement calculer à partir de l'expression (IV.26) la valeur de la résistance série équivalente :

$$r_{s(eq)} = \frac{R_{P(eq)}}{Q^2} = 0.57\Omega$$

En comparant cette valeur à celle obtenue précédemment dans la 2° opération (0,58Ω), on peut constater que les deux méthodes de mesure (par résonance parallèle ou série) se confirment mutuellement avec un écart de seulement 1,7%.

Par conséquent, ces résultats démontrent clairement le bien fondé de la méthode de mesure d'une partie réelle consistant à tout d'abord effectuer une mesure par résonance parallèle et insertion série (1° opération), puis à confirmer le résultat par la technique duale (2° opération).

4° opération : Calcul de la résistance série de l'antenne boucle.

On peut tenir compte la résistance série équivalente (ESR) du condensateur d'accord pour déterminer finalement la résistance série de l'antenne boucle, par la relation :

$$r_{s(L)} = r_{s(eq)} - ESR \qquad \text{(IV.31)}$$

La résistance série équivalente (ESR) du condensateur d'accord a été précédemment évaluée dans le § IV.4.4.

Sa valeur obtenue à partir des spécifications du constructeur est : ESR ≈ 78mΩ

En portant cette valeur numérique dans la relation (IV.31), on obtient finalement :

$r_{s(L)} = 0{,}502\Omega \approx 0{,}5\Omega$

Si l'on compare cette dernière valeur à celles rassemblées dans la 1° colonne du tableau IV.1, on peut tout d'abord constater qu'elle est très inférieure à la seule résistance qui ait un sens physique, c'est-à-dire à la résistance positive de 1,76 Ω mesurée en mode différentiel. Bien que nous ayons déjà signalé dans le § IV.3.2.2 que cette valeur de résistance était questionnable (puisque extraite d'une impédance majoritairement inductive), il reste à le prouver plus formellement.

Cette preuve peut être trouvée en recherchant une explication aux résultats contradictoires qui apparaissent dans le tableau IV.1: Il existe en effet une contradiction au niveau de la résistance de perte et de rayonnement de l'antenne boucle qui est négative si elle est mesurée par la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} et qui atteint la valeur positive de 1,76 Ω si elle est mesurée en mode différentiel. Cette contradiction apparait plus nettement si l'on fait l'hypothèse que la valeur de 1,76 Ω est très proche de la réalité. Dans ce cas on peut constater sur les figures IV.6 ou IV.17 que la valeur de 1,76 Ω n'est pas très éloignée de la limite basse : Rpmin = 2,8 Ω mesurable avec une précision meilleure que ±20% avec la technique du paramètre de réflexion S_{11}.

De cette constatation on peut tirer l'idée d'une démarche inverse consistant à recalculer avec quelle précision il est possible de mesurer une résistance de 1,76 Ω avec le technique classique du paramètre de réflexion S_{11} . Si, ce qui parait à priori vraisemblable, la précision trouvée est meilleure que ±100% cela signifiera alors que la valeur de 1,76 Ω est erronée puisque cette dernière ne pourra pas expliquer le fait que la résistance mesurée avec la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} puisse être négative. Une confirmation pourra ensuite être apportée en montrant que des valeurs de résistances négatives peuvent être trouvées en appliquant la technique classique du paramètre de réflexion S_{11} à la mesure d'une résistance dont la valeur de 0,5 Ω est plus proche de la réalité.

Pour effectuer cette démonstration, il suffit de reprendre l'expression (A9.23) qui nous a permis de calculer la limite basse de la résistance positive mesurable à mieux que ±20% avec la technique du paramètre de réflexion S_{11} :

$$R_{Pmin} = Z_C \frac{1 - \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 + \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \quad \text{(A9.23)}$$

De cette expression on peut tirer la précision avec laquelle on peut mesurer une résistance donnée (R), elle est de la forme :

$$\frac{\Delta r}{r} \equiv \frac{dr}{r} = \frac{2\Delta S_{11}}{1 - \left(\frac{Z_C - R}{Z_C + R}\right)^2} \quad \text{(IV.32)}$$

En portant dans l'expression (IV.32) :

- L'impédance caractéristique : $Z_C = 50\Omega$,
- L'incertitude de mesure du paramètre S_{11} (d'après la figure IV.4, sa valeur est: $\Delta S_{11} = \pm 0{,}02$)
- La résistance à mesurer : R = 1,76 Ω

On obtient : $\frac{\Delta r}{r} = \pm 30\%$

Une telle valeur de précision ne peut donc pas expliquer le fait que la résistance mesurée avec la technique du paramètre de réflexion S_{11} puisse être négative (comme cela apparait dans le tableau IV.1). La seule explication possible à cette contradiction est qu'en réalité, la résistance de 1,76 Ω mesurée selon la technique différentielle est erronée.

Une confirmation de ce résultat peut être apportée en calculant avec la relation (IV.32) la précision avec laquelle on peut mesurer selon la technique du paramètre de réflexion S_{11} une résistance de 0,5 Ω :

En reprenant la précédente application numérique, après avoir remplacé la résistance à mesurer par : R = 0,5 Ω, on obtient : $\frac{\Delta r}{r} = \pm 102\%$

Cette très mauvaise précision explique que la résistance mesurée avec la technique du paramètre de réflexion S_{11} puisse être négative et par la même occasion confirme que la contradiction apparaissant dans le tableau IV.1 est due au fait que la résistance de 1,76 Ω mesurée en mode différentiel est erronée.

En définitive, la méthode consistant à mesurer une partie réelle par résonance parallèle et insertion série, puis à vérifier le résultat par la technique duale, permet non seulement d'expliquer la dernière contradiction figurant dans le tableau IV.1, mais aussi et surtout permet de justifier que la méthode optimale pour caractériser avec des câbles de mesure des antennes présentant un coefficient de qualité élevé consiste à :

- Tout d'abord effectuer les mesures en mode différentiel (insertion série) pour éliminer l'influence des câbles de mesure ;
- Puis effectuer obligatoirement deux opérations pour déterminer séparément :
    - La partie imaginaire en mesurant l'antenne seule.
    - La partie réelle par une mesure de l'antenne dont la partie imaginaire est annulée par résonance parallèle puis série.

IV.7. Conclusion : proposition de méthodes de mesure optimisées pour la caractérisation d'antennes miniatures

Les travaux théoriques et expérimentaux exposés dans ce chapitre nous ont permis de proposer des méthodes de mesure optimisées pour la caractérisation d'antennes miniatures.

C'est ainsi que nous avons tout d'abord démontré que la technique classique de la mesure du paramètre de réflexion S_{11} était inadaptée pour la caractérisation d'antennes miniatures. Nous avons en effet montré dans ce chapitre que cette technique était affectée par deux inconvénients rédhibitoires :

- L'impossibilité d'éliminer les erreurs dues aux courants de fuite vers les blindages des câbles coaxiaux.
- Une plage de mesure d'impédances (avec une précision acceptable) relativement peu étendue, qui interdit en particulier l'emploi de cette technique pour la caractérisation d'antennes à coefficient de qualité élevé.

Nous avons ensuite été amenés à proposer des solutions permettant d'une part de s'affranchir des erreurs dues aux courants de fuite vers les blindages des câbles coaxiaux et d'autre part d'étendre les plages d'impédances mesurables.

Toutes ces solutions sont basées sur une même technique de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel (ou en transmission), mais la procédure à mettre en œuvre diffère substantiellement selon le coefficient de qualité de l'antenne à caractériser. C'est ainsi que nous avons montré que la procédure de caractérisation d'une impédance d'antenne consiste à tout d'abord évaluer approximativement son coefficient de qualité afin de pouvoir par la suite sélectionner l'une des deux procédures suivantes :

- 1°. Le coefficient de qualité est faible ($Q < 10$) : Il s'agit du cas le plus simple puisque la technique de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel présentée dans le §IV.2 suffit pour mesurer en une seule opération l'impédance de l'antenne.
- 2°. Le coefficient de qualité est élevé ($Q > 10$) : Dans ce cas, il est nécessaire d'effectuer deux opérations distinctes pour mesurer la partie imaginaire puis la partie réelle de l'antenne:
    - La partie imaginaire est déterminée comme précédemment avec la technique de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel présentée dans le §IV.2.
    - La partie réelle est ensuite déterminée en suivant une procédure consistant à tout d'abord annuler la partie imaginaire par résonance (voir §IV.4), puis à insérer le circuit résonnant ainsi constitué entre les deux ports de mesure d'un ¨Vector Network Analyzer¨ (voir § IV.6.1) pour finalement calculer la partie réelle à partir des paramètres S_{ij} du mesurés (voir §IV.6.2 & §IV.6.3). Afin de disposer d'un moyen de vérification, nous avons montré qu'il était judicieux d'effectuer cette opération selon les deux techniques duales : résonance parallèle et insertion série, puis résonance série et insertion parallèle. (voir §IV.6.2 & §IV.6.3)

V. Conception de sondes de champ proche

V.1 Introduction, justification et présentation de l'étude

Afin d'évaluer le bilan de transmission entre l'antenne miniature intégrée dans la gélule et le récepteur extracorporel de télémesure, nous avons procédé à des simulations électromagnétiques effectuées au moyen du logiciel Ansoft HFSS. Par rapport aux méthodes analytiques et expérimentales, l'avantage d'un outil de simulation est qu'il permet de calculer les champs produits et ce quelles que soient les positions et les orientations respectives des antennes d'émission et de réception. Le problème est que dans le cas du projet TEMPILL les risques de divergence de calcul sont importants en raison :

- 1°. D'un rapport élevé entre les dimensions des éléments à modéliser : En examinant la figure V.1, on peut remarquer que les dimensions de la gélule (constituée par un cylindre de 17,2mm x Φ8,2mm placé au centre du repère orthonormé) sont relativement faibles par rapport d'une part la taille du corps humain (représenté par un cylindre d'eau salée de 1m x Φ0,3m) et d'autre part la distance qui sépare la gélule de l'antenne de réception (3m).
- 2°. D'un nombre important (4) de milieux traversés: Air (à l'intérieur de la gélule) / polycarbonate (paroi de la gélule) / eau salée (corps humain) / air (milieu extra corporel).

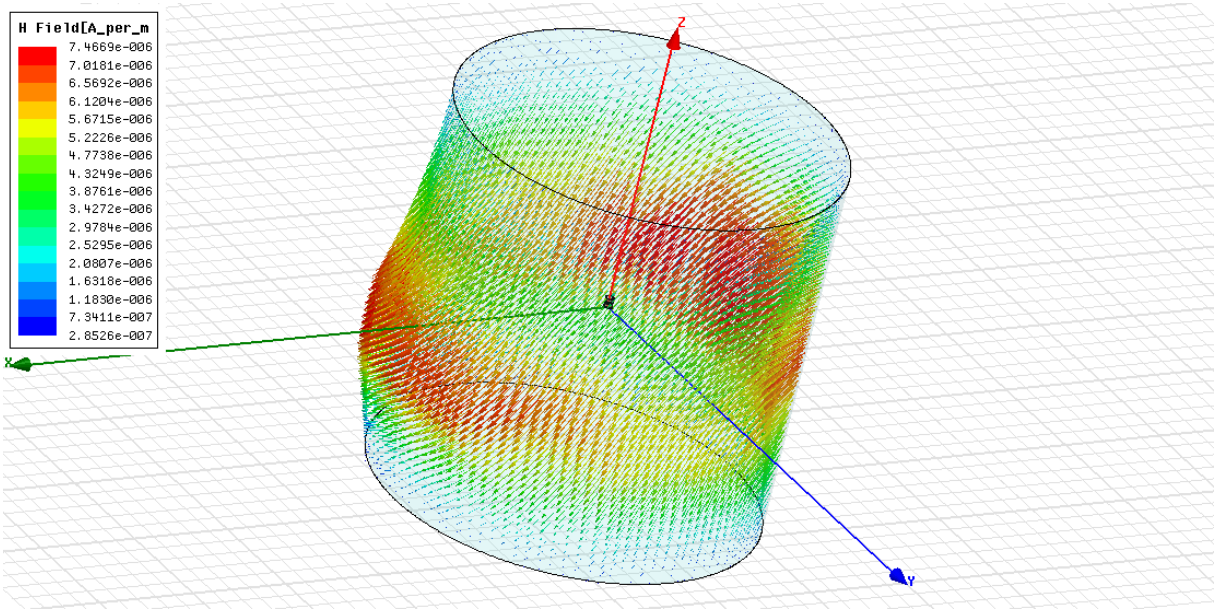


Figure V.1 : Résultat de simulation du champ magnétique H généré par la gélule au niveau de transition cylindrique eau salée / air (représentant l'enveloppe du corps humain)

Pour modéliser un tel ensemble, le compromis temps de calcul / maillage de la structure est très critique : Le maillage doit par exemple être très fin au niveau de la gélule pour devenir de plus en plus grossier au niveau de corps humain et de l'antenne de réception. On comprend dès lors que selon la stratégie de modélisation adoptée, les risques de divergences par rapport à la réalité sont élevés et que par conséquent le besoin d'une validation des résultats de simulation par des expérimentations se justifie très logiquement.

Les résultats de simulation d'un logiciel tel que Ansoft HFSS étant typiquement affichés soit sous forme d'un champ électrique E, soit d'un champ magnétique H (c'est le cas pris en exemple sur la figure V.1) : Il en résulte que pour vérifier de tels résultats, il faut disposer d'une sonde de champ proche (électrique ou magnétique) qui soit compatible avec l'instrumentation RF standard (analyseur de spectre) et dont la fonction de transfert soit connue avec suffisamment de précision. En outre, dans le cadre du projet TEMPILL, cette sonde devait satisfaire les contraintes spécifiques suivantes :

- Avoir des dimensions inférieures à un quadrillage de 5cm x 5cm (employé pour repérer les coordonnées d'un point à la surface d'un cylindre d'eau salée de 1m x Φ0, 3m).
- Produire un signal de sortie indépendant de l'orientation du câble de liaison.
- Avoir une fonction de transfert vérifiable par un test de calibration simple.

Parmi toutes ces contraintes, la plus difficile à satisfaire est de réussir à concevoir une sonde dont le signal de sortie n'est pas affecté par l'orientation du câble de liaison. On sait en effet d'après [MARI88] que les antennes ¨basiques¨ sensées théoriquement capter soit le champ électrique, soit le champ magnétique sont toutes perturbées par l'influence du champ électrique sur leur câble de liaison.

NOTA : Nous avons employé le terme ¨sonde de champ basique¨ pour désigner une antenne élémentaire pour laquelle aucune précaution particulière n'a été prise pour réduire l'influence de l'orientation du câble de liaison.

Etant conscients de ce problème, nous avons adopté une stratégie de conception centrée sur la conception de sondes insensibles à l'influence de l'orientation du câble de liaison.

C'est ainsi que cette stratégie a consisté au préalable à quantifier la sensibilité des sondes de champ dites ¨basiques¨ à l'influence de l'orientation du câble de liaison (selon 4 directions espacées de 90°). Une fois ces données de référence chiffrées connues, il nous a alors été possible de lancer pour chaque technique de captage de champ sensée réduire l'influence du câble de liaison, le processus de conception et de sélection suivant :

- 1°. Etablissement de la fonction de transfert théorique de la sonde.

- 2°. Fabrication de la sonde.
- 3°. Test de la sensibilité de la fonction de transfert de la sonde à l'orientation du câble de liaison. (pour les 4 directions espacées de 90° identiques à celles adoptées pour tester les sondes de champ dites ¨basiques¨)
- 4°. Comparaison des performances de la sonde étudiée à celles des sondes de référence ¨basiques¨.
- 5°. Sélection de la sonde étudiée si et seulement si ses performances sont nettement meilleures que celles des sondes de champ ¨basiques¨ prises comme références.

Cette stratégie visant à sélectionner une sonde de champ adaptée aux contraintes de l'application est présentée dans les § suivants.

V.2 Sondes de champ électrique et magnétique ¨basiques¨ étude expérimentale de leur sensibilité à l'orientation du câble de liaison

Les schémas des sondes de champ électrique et magnétique ¨basiques¨ sont représentés respectivement sur les figures V.2 et V.3.

Si l'on considère tout d'abord la figure V.2 sur laquelle est représentée la sonde de champ électrique, on peut constater qu'il s'agit d'une simple antenne rectiligne. La longueur de cette antenne (l = 5cm) a été choisie pour simultanément satisfaire les contraintes de l'application et être très inférieure à la longueur d'onde à 434MHz (λ = 69cm).

Si le champ électrique E est sinusoïdal, uniforme et parallèle au fil d'antenne, dans ces conditions (et en effectuant l'approximation classique : antenne / ligne de transmission), il a été montré par [DAVI56] qu'une telle antenne est équivalente dans le plan d'entrée du câble coaxial (plan P_0) à un générateur de tension :

- De Force Electromotrice :

$$EMF \approx \frac{l}{2} E sin\omega t \tag{V.1}$$

- Et d'impédance de sortie capacitive :

$$Z_{out} \approx -j\frac{1}{C_1 l\omega} \tag{V.2}$$

Avec : C_1 = capacité linéique de la ligne équivalente à l'antenne.
l = longueur de l'antenne.

Par conséquent cette analyse théorique approchée montre bien qu'une antenne rectiligne courte peut constituer un capteur de champ électrique.

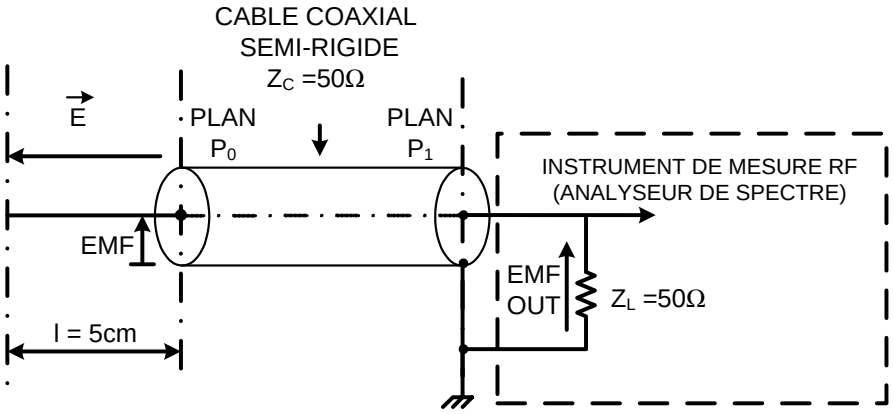


Figure V.2 : Schéma de la sonde de champ électrique ¨basique¨

Si maintenant on considère la sonde de champ magnétique représentée figure V.3, on peut constater qu'il s'agit d'une antenne boucle constituée d'une seule spire. Comme précédemment, les dimensions de la boucle ont été choisies pour simultanément satisfaire les

contraintes de l'application et être très inférieures à la longueur d'onde à 434MHz (69cm). Le compromis qui en a résulté nous a conduit à choisir un diamètre moyen : $\emptyset_m \approx 26mm$.
Si le champ magnétique H est sinusoïdal ($H = H_m sin\omega t$), uniforme et perpendiculaire au plan de la boucle (θ = 0), dans ces conditions, une telle antenne est équivalente dans le plan d'entrée du câble coaxial (plan P_0) à un générateur de tension :

- Dont la Force Electromotrice de ce générateur peut être calculée en appliquant de la loi de Lenz, qui d'après la relation (II.12) s'écrit:

$$EMF = V_M = n_s \frac{d\Phi}{dt} = n_s S \frac{dB_x}{dt} = n_s \mu_0 S \frac{dH}{dt}$$

  - Sachant que la boucle de surface S ne comporte qu'une seule spire et que le champ H est sinusoïdal, on obtient :

$$EMF = \mu_0 S \omega H_m cos\omega t \quad (V.3)$$

  - La valeur efficace de la Force Electromotrice devient:

$$EMF_{(RMS)} = \frac{\mu_0 S \omega H_m}{\sqrt{2}} \quad (V.4)$$

- L'impédance de sortie de ce générateur est en première approximation inductive :

$$Z_{out} \approx jL\omega \quad (V.5)$$

  Avec : L = self inductance de la boucle.

Par conséquent cette analyse théorique approchée montre également qu'une antenne boucle peut constituer un capteur de champ magnétique.

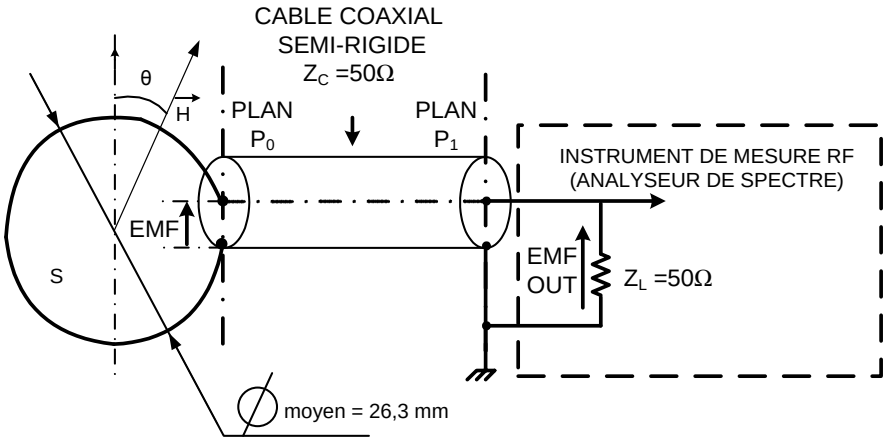


Figure V.3 : Schéma de la sonde de champ magnétique ¨basique¨

Le problème est que les relations (V.1) à (V.5) ne déterminent qu'approximativement le comportement des sondes respectivement : électrique et magnétique. En particulier, les concepts simples employés pour établir ces relations ne permettent pas de tenir compte de l'influence du champ électrique sur le câble coaxial de liaison, or, dans la réalité, (d'après [MARI88]) cette influence n'est pas négligeable et constitue même la principale cause de limitation de ce type de capteur. Toujours d'après [MARI88], on sait que l'étude de l'influence du câble de liaison est très complexe à traiter analytiquement, ce qui explique pourquoi ces mêmes auteurs ont abordé ce problème en se limitant à des approches qualitatives et expérimentales. Par conséquent, nous avons suivi la même démarche en mesurant pour chacune des sondes représentées sur les figures V.2 et V.3 la puissance de sortie en fonction de l'orientation de leur câble de liaison.

Pour ce faire, nous avons tout d'abord soumis chacune de ces deux sondes à un champ électromagnétique identique de fréquence 433,92MHz, puis nous avons mesuré au moyen d'un analyseur de spectre (Ref : Agilent E4443A, 3Hz→6GHz) la puissance reçue en fonction de l'orientation du câble de liaison (en se limitant à 4 directions espacées de 90°).
Remarque importante : Afin d'éliminer les fuites au travers des blindages des câbles, les sondes de champ (électrique et magnétique) ont été connectées à l'analyseur de spectre au moyen d'un câble coaxial semi rigide ($Z_c = 50\Omega$, $\Phi_{ext} = 2{,}2mm$).
Les résultats de ces tests sont rassemblés sur les figures V.4 et V.5 et concernent respectivement la sonde de champ électrique (figure V.4) et la sonde de champ magnétique (figure V.5):

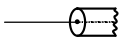
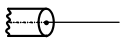
Sonde champ électrique L = 5cm	Champ électrique mesuré en horizontal		Champ électrique mesuré en vertical	
Orientation du câble de liaison	 0°	 180°	+90°	-90°
Pout mesurée R_L =50Ω (dBm)	-54	-54	-46	-58

Figure V.4 : Variations de la puissance de sortie de la sonde de champ électrique (représentée figure V.2) en fonction de l'orientation du câble coaxial de liaison

En ce qui concerne la sonde de champ électrique, les puissances mesurées devraient être identiques pour des directions opposées du câble de liaison. Comme on peut le constater sur la figure V.4, cette propriété n'est pas vérifiée pour les directions +90° et -90° puisqu'un écart de 12dB existe entre les deux puissances mesurées.

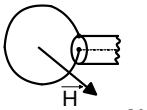
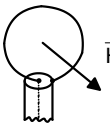
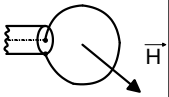
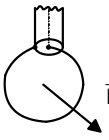
Orientation du câble de liaison	 0°	 -90°	 180°	 +90°
Pout mesurée R_L =50Ω (dBm)	-78	-67	-75	-79

Figure V.5: Variations de la puissance de sortie de la sonde de champ magnétique (représentée figure V.3) en fonction de l'orientation du câble coaxial de liaison

En ce qui concerne la sonde de champ magnétique, les puissances mesurées devraient être identiques et ce quelle que soit la direction du câble de liaison. Comme on peut le constater sur la figure V.5, cette propriété n'est pas vérifiée puisqu'il existe également un écart maximum de 12dB entre les deux puissances mesurées pour les directions +90° et -90°.
Ces deux séries de mesures montrent clairement que des sondes de champ dites ¨basiques¨ sont trop sensibles à l'orientation de leur câble de liaison et sont par conséquent inutilisables pour effectuer des mesures de champs suffisamment précises. Ces contre performances ont justifiées à elles seules que soit entreprise une étude de sondes spécialement conçues pour réduire l'influence du câble de liaison
Comme nous l'avons annoncé dans le précédent paragraphe l'intérêt de cette pré-étude expérimentale est de disposer de données de référence chiffrées permettant de fixer les objectifs et performances d'une sonde dont la conception vise à réduire l'influence du câble

de liaison, ces objectifs sont maintenant connus, ils se résument à la satisfaction des contraintes suivantes :

- 1°. Réduire la variation maximale de la puissance de sortie en fonction de l'orientation du câble de liaison à une valeur nettement inférieure aux 12dB mesurés sur les sondes de référence dites ¨basiques¨.
- 2°. Faire appel à une technique de réduction de l'influence du câble de liaison qui n'impacte pas négativement la fonction de transfert de la sonde (gain de conversion, bande passante, réémissions de champs parasites).

Les solutions envisagées pour atteindre ces objectifs et la sélection d'une solution optimale sont présentées dans le § suivant.

V.3 Sélection d'une sonde de champ présentant une sensibilité réduite à l'influence du câble de liaison

V.3.1. Recherche de solutions pour une sonde de champ électrique

Une technique bien connue [DAVI56], [VEAU40] pour réduire l'influence du câble de liaison d'une antenne consiste à recourir à une antenne symétrique (type dipôle) dont les deux brins sont reliés par deux câbles coaxiaux à une structure de réception différentielle. On comprend dès lors que si la structure différentielle possède un taux de réjection de mode commun (CMRR) élevé, la tension induite par le champ électrique sur les câbles de liaison constitue une tension de mode commun qui peut ainsi être éliminée par action différentielle. Le problème est qu'aux fréquences envisagées pour le projet TEMPILL (403MHz / 433,92MHz), l'étage d'entrée des instruments de mesure utilisables à ces fréquences (analyseurs de spectre) n'est pas différentiel. La solution classiquement employée à de telles fréquences pour assurer la transition différentiel → non différentiel consiste à utiliser un transformateur de type : ¨BALUN¨ (BALanced to UNbalanced transformer). Cependant, comme nous le montrerons dans le § suivant (pour traiter le cas de la sonde magnétique symétrique), le recours à un ¨BALUN¨ (quelle que soit sa technologie) constitue une cause de problèmes et de limitations dont il est difficile de s'affranchir par des moyens simples.
C'est principalement pour cette raison que nous avons renoncé à poursuivre l'étude d'une solution destinée à réduire l'influence du câble de liaison d'une sonde de champ électrique et que par voie de conséquence, nous avons reporté nos efforts sur l'étude d'une solution pour une sonde de champ magnétique. Une deuxième raison à ce renoncement apparaitra plus clairement dans le paragraphe suivant où nous montrerons qu'il existe dans le cas d'une sonde de champ magnétique des techniques de réduction de l'influence des câbles de liaison plus efficaces et plus simples à mettre en œuvre.

V.3.2. Recherche de solutions pour une sonde de champ magnétique

Comme nous l'avons annoncé dans le § précédent, une sonde de champ magnétique est plus facile à rendre insensible à l'influence du champ électrique sur le câble de liaison puisque par principe une sonde de champ magnétique doit rejeter le plus possible le champ électrique. Par conséquent avec une telle sonde il est possible d'agir contre le champ électrique non seulement au niveau du câble de liaison (avec des techniques de symétrisation permettant d'opérer une réjection par action différentielle comme dans le cas de la sonde de champ électrique), mais également au niveau de la sonde elle-même par des techniques de blindage électrique (ces dernières techniques sont évidemment inapplicable à une sonde de champ électrique). L'association de ces deux solutions conduit au concept bien connu de l'antenne boucle (ou cadre) symétrique et blindée [DAVI56], [VEAU40], [THOU56]. Un exemple typique d'antenne boucle symétrique et blindée est représenté sur la figure V.6. Comme on peut le constater sur cette figure, le blindage est fendu de façon à éviter que ce dernier ne se comporte comme une spire en court-circuit qui s'opposerait au captage du champ magnétique. L'inconvénient majeur de cette sonde se situe au niveau du conditionnement de son signal de sortie différentiel. Comme nous l'avons déjà évoqué dans le § précédent au sujet des sondes

de champ électrique symétriques, la nécessité de recourir à un ¨BALUN¨ pour assurer la transformation : différentiel → non différentiel constitue une cause de problèmes et de limitations dont il est difficile de s'affranchir par des moyens simples. Par conséquent, (comme dans le cas de la sonde de champ électrique présentée dans le § précédent), c'est pour cette raison que nous avons renoncé à poursuivre le développement d'une sonde de champ magnétique qui soit à la fois symétrique et blindée et que nous avons procédé à une recherche de compromis.
Cette recherche nous a conduit à renoncer à la symétrisation pour finalement aboutir à la solution intermédiaire d'une antenne boucle blindée asymétrique.
Nous montrerons dans le § suivant que cette structure d'antenne (représentée figure V.12) constitue un compromis optimum entre l'antenne boucle symétrique et blindée (représentée sur la figure V.6) et la sonde magnétique dite ¨basique¨ représentée figure V.3.

V.3.3. Conclusion : Plan d'étude d'une sonde de champ magnétique optimisée

Bien que la sonde de champ magnétique symétrique et blindée n'ait pas été retenue pour les raisons évoquées ci-dessus, nous présenterons malgré tout la procédure d'établissement de sa fonction de transfert dans le prochain paragraphe (§V.4). Nous avons jugé utile de faire cette présentation préliminaire pour deux raisons :

- La méthode de calcul de la fonction de transfert d'une sonde symétrique blindée étant connue, sa présentation permet de faciliter la compréhension et l'établissement de la fonction de transfert de la sonde blindée asymétrique qui est plus originale.
- La connaissance de la fonction de transfert d'une sonde symétrique blindée permet par comparaison avec celle de la sonde ¨optimale¨ blindée asymétrique d'évaluer l'impact de la dissymétrie sur le gain de conversion.

La sonde ¨optimale¨ blindée asymétrique sera ensuite présentée dans le § V.5, cette présentation étant plus complète, elle comprendra les 3 parties suivantes :

- Le calcul de sa fonction de transfert à partir de celle de la version symétrique.
- L'établissement d'une procédure de test et de calibration.
- Une vérification expérimentale de ses performances.

V.4 Etude d'une sonde de champ magnétique symétrique et blindée

V.4.1 Sélection de la méthode de calcul de la fonction de transfert

La fonction de transfert de la sonde symétrique blindée représentée figure V.6 peut être calculée selon l'une des deux méthodes duales suivantes :

- Une première méthode consistant à tout d'abord calculer la Force Electromotrice induite par le champ magnétique sur les N spires bobinées à l'intérieur du blindage, puis à calculer la tension de sortie en tenant compte notamment du couplage par mutuelle inductance entre le bobinage interne et le blindage, ainsi que de la capacité existant aux bornes de la coupure pratiquée dans le blindage. Cette méthode, décrite dans [THOU56] est applicable à un nombre quelconque N de spires et convient pour des fréquences basses très inférieures à la première fréquence d'auto-résonance (SRF1) de la sonde. En revanche cette méthode basée exclusivement sur une modélisation par éléments localisés n'est pas utilisable pour des fréquences élevées proches de SRF1.
- Une deuxième méthode consistant à inversement tenir compte uniquement de la Force Electromotrice induite par le champ magnétique sur le blindage extérieur, puis à considérer l'ensemble formé par le conducteur intérieur et le blindage comme une ligne de transmission coaxiale. Cette méthode, décrite dans [LIBB46] n'est évidemment applicable qu'au cas particulier : N = 1 spire. Par contre, cette méthode étant basée sur une modélisation par éléments répartis, elle est particulièrement bien adaptée pour les fréquences élevées et permet même de calculer avec suffisamment de précision la première fréquence d'auto-résonance (SRF1) de la sonde.

Sachant que dans le cas du projet TEMPILL :

- La fréquence de travail est élevée (403MHz / 433,92MHz).
- La sonde blindée est réalisée moyen d'un câble coaxial semi rigide (Z_c = 50Ω, Φ_{ext} = 2,2mm) ne comportant qu'un seul conducteur central.
- La possibilité de prévoir par le calcul la première fréquence d'auto-résonance (SRF1) est un élément déterminant pour la conception de la sonde.

Nous avons évidemment choisi la deuxième méthode décrite dans [LIBB46] pour calculer les fonctions de transfert des sondes de champ magnétique présentées dans ce qui suit.

V.4.2. Calcul de la fonction de transfert d'une sonde de champ magnétique symétrique et blindée

V.4.2.1. Etablissement d'un schéma électrique équivalent

Le schéma de la sonde de champ magnétique symétrique et blindée réalisée est représentée sur la figure V.6, elle est constituée d'un câble coaxial semi rigide (Z_c = 50Ω, Φ_{ext} = 2,2mm) qui permet d'obtenir l'effet de blindage recherché. Comme mentionné ci-dessus, une coupure (EG) est pratiquée dans le blindage afin d'éviter la formation d'une spire en court-circuit. Comme nous l'avons également annoncé ci-dessus, le principe de la méthode d'analyse proposée par [LIBB46] consiste à tout d'abord remarquer qu'aux fréquences élevées visées, tout se passe comme si le champ magnétique H induisait une Force Electromotrice uniquement sur l'enveloppe extérieure du blindage. Sachant que la boucle de surface S ne comporte qu'une seule spire et que le champ H est sinusoïdal, nous avons montré dans le §V.2 que la Force Electromotrice induite est de la forme :

$$EMF = \mu_0 S \omega H_m cos\omega t \tag{V.3}$$

Et que sa valeur efficace est :

$$EMF_{(RMS)} = \frac{\mu_0 S \omega H_m}{\sqrt{2}} \tag{V.4}$$

Avec : S = surface moyenne de la boucle =>

$$S = \pi \frac{\emptyset_m^2}{4} \quad \text{avec : } \emptyset_m = \frac{\emptyset_{ext} + \emptyset_{int}}{2} \tag{V.6}$$

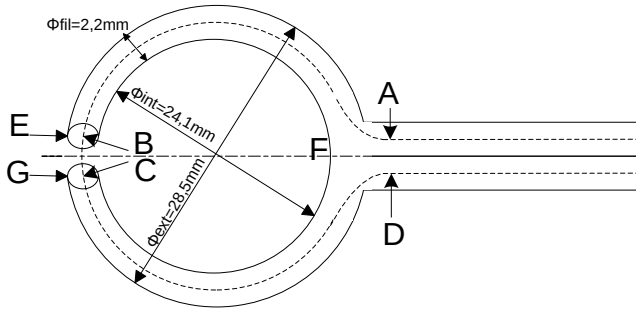


Figure V.6: Sonde de champ magnétique symétrique et blindée

Cette Force Electromotrice produit aux bornes de la coupure une tension dont la valeur dépend des impédances de source et de charge. Par conséquent, pour calculer la tension de sortie d'une telle sonde, il faut au préalable établir le schéma électrique équivalent vu depuis les bornes de la coupure (points E et G sur les figures V.6 et V.7).

Ce schéma équivalent est représenté à droite sur la figure V.7, on peut le subdiviser en deux sous- circuits situés de part et d'autre de la coupure (points E et G) :

- 1°. Le circuit de charge de la sonde, situé à droite de la coupure.
- 2°. Un circuit représentant le générateur équivalent à la sonde, situé à gauche de la coupure.

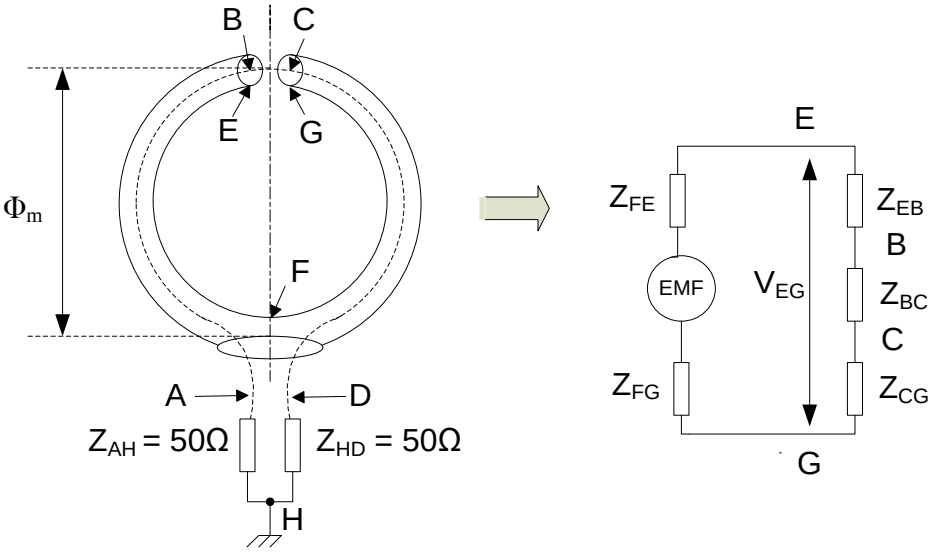


Figure V.7: Schéma électrique équivalent vu depuis les bornes de la coupure dans le blindage (points E et G)

Cette subdivision en deux sous-circuits permet de réduire la difficulté de calcul de la fonction de transfert complète de la sonde, en la divisant en trois opérations :

- 1°. Détermination de la charge équivalente de sortie de la sonde
- 2°. Détermination du générateur équivalent à la sonde
- 3°. Etablissement de la fonction de transfert complète de la sonde à partir des résultats des deux premières opérations.

Ces trois opérations sont présentées successivement dans les § suivants :

V.4.2.2. Détermination de la charge équivalente de sortie de la sonde

Sur le schéma équivalent situé à droite dans la figure V.7, la charge est constituée de trois impédances connectées en série:

- L'impédance Z_{BC} qui représente la réactance de la self inductance du conducteur central compris entre les deux bords de la coupure pratiquée dans le blindage. Sachant que la largeur de la coupure est inférieure à 1 mm, il en résulte que l'impédance inductive Z_{BC} est très faible et peut être négligée.
- Les impédances Z_{EB} et Z_{CG} sont les impédances d'entrée des lignes coaxiales symétriques dont les sorties sont chargées respectivement par les impédances Z_{AH} et Z_{HD}. Dans ce qui suit, nous allons considérer que ces deux lignes sont adaptées, par conséquent, sachant que l'impédance caractéristique du câble coaxial semi rigide est : $Z_c = 50\Omega$, on en déduit : $Z_{EB} = Z_{CG} = Z_{AH} = Z_{HD} = Z_c = 50\Omega$.

En définitive, l'impédance de charge ramenée aux bornes de coupure (point E et G) est :

$$Z_L = 2Z_c = 100\Omega \qquad (V.7)$$

V.4.2.3. Détermination du générateur équivalent à la sonde et de ses fonctions de transfert

Le générateur équivalent à la sonde (circuit situé à gauche de la coupure sur la figure V.7) peut être modélisé selon trois approches qui se distinguent par la précision du modèle obtenu. Par ordre de précision croissante, ces trois approches sont les suivantes :

- 1°. Modélisation de l'impédance de source par éléments localisés : Cette méthode consiste à modéliser les impédances de source Z_{FE} et Z_{FG} par l'impédance localisée équivalente à la boucle que constitue le blindage de la sonde. Cette boucle étant

constituée par un conducteur de forte section (voir figure V.6), on sait d'après [KRAU50] que sa résistance de pertes et de rayonnement peut être négligée, ce qui fait qu'en définitive les impédances de source Z_{FE} et Z_{FG} peuvent être modélisées uniquement par la self inductance de la boucle. Bien que la valeur de cette self inductance puisse être calculée précisément (voir expression A12.7 rappelée dans l'annexe 12), cette méthode basée sur une modélisation par éléments localisés n'est pas assez précise pour des fréquences élevées proches de SRF1. (en particulier, cette méthode ne permet de prévoir par le calcul la première fréquence d'auto-résonance (SRF1 de la sonde). C'est en raison de ces inconvénients que nous avons éliminé cette approche.

- 2°. Modélisation de l'impédance de source par éléments répartis: Cette méthode, proposée par [LIBB46] consiste à modéliser les impédances de source Z_{FE} et Z_{FG} par une ligne bifilaire en court-circuit équivalente à la boucle que constitue le blindage de la sonde. Pour obtenir cette équivalence, [LIBB46] a mis au point une méthode (rappelée dans l'annexe 12) permettant de transformer une antenne boucle en une ligne bifilaire court-circuitée ayant une impédance caractéristique (Z_{00}) constante. Nous avons constaté que cette technique de modélisation simple sur le plan conceptuel, présentait paradoxalement l'inconvénient d'aboutir à une expression plus complexe, comportant un terme d'erreur qui altérait la précision aux hautes fréquences. C'est pour remédier à cette limitation que nous avons été amenés à proposer une 3° méthode présentée ci-dessous.
- 3°. Modélisation de la source par éléments répartis: Cette méthode, consiste à modéliser la source située situé à gauche de la coupure sur la figure V.7 par un générateur de tension (EMF) relié aux points E et G par une ligne de transmission bifilaire (er non comme proposé dans la 2° méthode par la mise en série d'un générateur de tension et d'une ligne en court-circuit). Cette modélisation étant plus proche de la réalité physique elle conduit à des expressions plus précises et plus simples que celles obtenues par [LIBB46], c'est la raison pour laquelle, nous présenterons et appliquerons uniquement cette 3° méthode dans ce qui suit :

Comme nous l'avons annoncé ci-dessus, cette 3° méthode est basée sur la possibilité démontrée par [LIBB46] (et rappelée dans l'annexe 12) de transformer une antenne boucle en une ligne de transmission bifilaire d'impédance caractéristique (Z_{00}) constante.

D'après les résultats obtenus dans l'annexe 12, l'antenne boucle représentée sur la figure V.6 est équivalente à une ligne de transmission bifilaire ayant les caractéristiques principales suivantes :

- Impédance caractéristique : $Z_{00} = 297{,}3\Omega$.
- Longueur égale au demi-périmètre (p/2) de la boucle, soit : $l = \frac{p}{2} = 41{,}4mm$
- Vitesse de propagation des ondes (v) égale à celle de la lumière => $v = c = 2.10^8 m/s$
- Constante de propagation de phase :

$$\beta_{00} = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi f}{c} \qquad \text{(V.8)}$$

Soit, à f = 433,92MHz : $\beta_{00} = 9{,}09m^{-1}$

La connaissance des caractéristiques de cette ligne équivalente permet de transformer le schéma de la figure V.7 constitué uniquement d'éléments électriques localisés en un nouveau schéma équivalent représenté figure V.8 entièrement constitué d'éléments répartis.

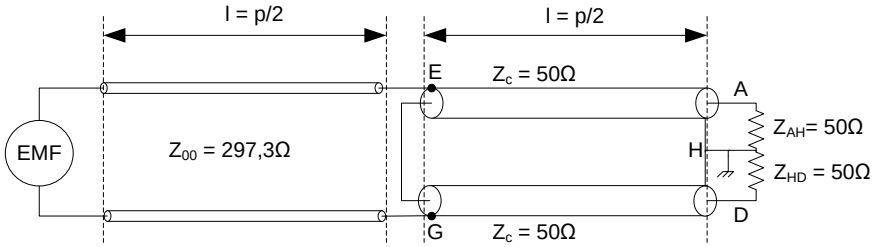


Figure V.8: Schéma équivalent en éléments répartis, vu depuis les bornes de la coupure dans le blindage (points E et G)

Comme nous l'avons montré dans le § V.4.2.2, les deux lignes coaxiales d'impédance caractéristique $Z_c = 50\Omega$, sont adaptées et par conséquent ramènent aux bornes de la coupure (points E et G) une impédance de charge : $Z_L = 2Z_c = 100\Omega$. En tenant compte de cette particularité, on peut transformer le schéma équivalent représenté figure V.8 en un schéma plus simple représenté sur la figure V.9B. Comme on peut le constater, ce dernier schéma est très classique : Il s'agit d'une simple ligne dont l'entrée est alimentée par un générateur de tension et dont la sortie est chargée par une résistance : $Z_L = 100\Omega$.

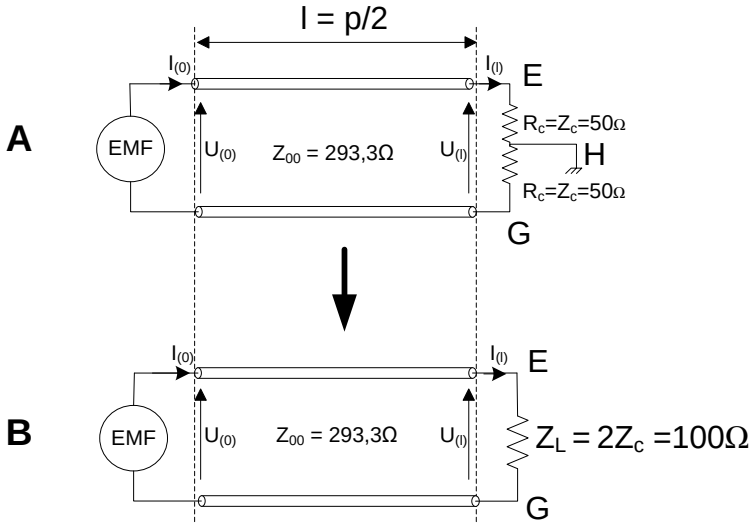


Figure V.9: Schéma équivalent simplifié en éléments répartis, vu depuis les bornes de la coupure dans le blindage (points E et G)

Comme nous l'avons déjà signalé au §V.4.2.3, la ligne est constituée par un conducteur de forte section (voir figure V.6), qui présente des pertes négligeables, par conséquent, on peut légitimement appliquer le système d'équations propre à une ligne sans pertes en régime sinusoïdal.
Ce système d'équations est très classique, il est plus connu dans la littérature sous le nom : ¨d'équations des radiotélégraphistes¨ qui, d'après [RIGA46] s'écrivent (en tenant compte des notations employées dans la figure V.9):

$$U_{(x)} = U_{(l)}.\cos\beta_{00}(l-x) + jZ_{00}.I_{(l)}.\sin\beta_{00}(l-x) \quad (V.9)$$

$$I_{(x)} = I_{(l)}.\cos\beta_{00}(l-x) + j\frac{U_{(l)}}{Z_{00}}.\sin\beta_{00}(l-x) \quad (V.10)$$

Pour établir la fonction de transfert de la sonde, il faut dans un premier temps calculer à l'aide des équations (V.9) et (V.10) la tension et le courant à l'entrée de la ligne (x = 0) en fonction de la tension et du courant à la sortie de la ligne (x = l). On obtient :

$$U_{(0)} = U_{(l)}.\cos\beta_{00}l + jZ_{00}.I_{(l)}.\sin\beta_{00}l \quad (V.11)$$

$$I_{(0)} = I_{(l)}.\cos\beta_{00}l + \mathrm{j}\frac{U_{(l)}}{Z_{00}}.\sin\beta_{00}l \quad (V.12)$$

Puis dans une deuxième temps, porter dans le système d'équations (V.11) & (V.12) les conditions aux limites imposées à l'entrée et à la sortie de la ligne. D'après la figure V.9B, ces conditions aux limites s'écrivent :

$$U_{(0)} = EMF \quad (V.13)$$

$$U_{(l)} = Z_L.I_{(l)} \quad (V.14)$$

En remplaçant on obtient :

$$EMF = Z_L.I_{(l)}.\cos\beta_{00}l + \mathrm{j}Z_{00}.I_{(l)}.\sin\beta_{00}l \quad (V.15)$$

$$I_{(0)} = I_{(l)}.\cos\beta_{00}l + \mathrm{j}\frac{Z_L}{Z_{00}}I_{(l)}.\sin\beta_{00}l \quad (V.16)$$

De l'équation (V.15), on peut tirer :
Le courant de sortie en fonction de la tension d'entrée :

$$I_{(l)} = \frac{EMF}{Z_L.\cos\beta_{00}l + \mathrm{j}Z_{00}.\sin\ \beta_{00}l} \quad (V.17)$$

Qui permet de calculer la fonction de transfert en tension de la sonde :

$$U_{(l)} = Z_l.I_{(l)} = \frac{Z_L.EMF}{Z_L.\cos\beta_{00}l + \mathrm{j}Z_{00}.\sin\beta_{00}l} \quad (V.18)$$

En remplaçant EMF par son expression (V.4) et sachant que $Z_L = 2Z_C$ et que la longueur de la ligne (l) est égale au demi périmètre (p/2) de la boucle ($l = \frac{p}{2} = 41{,}4mm$), la fonction de transfert en tension de la sonde de champ magnétique symétrique et blindée s'écrit:

$$U_{(l)(RMS)} = \frac{\mu_0 S\omega H_m}{\sqrt{2}}\frac{1}{\cos\beta_{00}\frac{p}{2} + \mathrm{j}\frac{Z_{00}}{2Z_C}.\sin\beta_{00}\frac{p}{2}} \quad (V.19)$$

Sachant que les instruments de mesure RF (analyseurs de spectre, etc..) affichent les résultats sous forme de puissances, il est par conséquent nécessaire d'établir également la fonction de transfert en puissance de la sonde :
D'après la figure V.9B, la puissance totale produite par la sonde sur la charge (qui représente l'impédance d'entrée de l'instrument de mesure RF) est :

$$P_{out(Sym)} = \frac{U^2_{(l)(RMS)}}{R_L} = \frac{U^2_{(l)(RMS)}}{2Z_C}$$

En remplaçant $U_{(l)}$ par son expression (V.19), on obtient finalement la fonction de transfert en puissance de la sonde de champ magnétique symétrique et blindée :

$$P_{out(Sym)} = \frac{\mu_0^2 S^2\omega^2 H_m^2}{4Z_C}\frac{1}{cos^2\beta_{00}\frac{p}{2} + \left(\frac{Z_{00}}{2Z_C}\right)^2 sin^2\beta_{00}\frac{p}{2}} \quad (V.20)$$

Qui inversement permet de déterminer l'amplitude (H_m) du champ magnétique à partir de la puissance mesurée par la relation :

$$H_m = \frac{2\sqrt{Z_C.P_{OUT}}}{\mu_0 S\omega}.\sqrt{cos^2\beta_{00}\frac{p}{2} + \left(\frac{Z_{00}}{2Z_C}\right)^2 sin^2\beta_{00}\frac{p}{2}} \quad (V.21)$$

Le problème est que la puissance est délivrée sur une charge symétrique 2 x 50Ω (voir figure V.9A), or comme nous l'avons déjà annoncé au §V.3.1, l'étage d'entrée des instruments de mesure RF (analyseurs de spectre) n'est pas différentiel : Leurs entrées sont toujours de type ¨single ended¨ et présentent une impédance de 50Ω.
Par conséquent, pour pouvoir mesurer la puissance donnée par l'expression (V.20), il reste encore à résoudre un double problème :

- Assurer la transition différentiel → non différentiel (¨single ended¨).
- Réaliser l'adaptation d'impédance : 2 x 50Ω → 50Ω.

Les solutions envisageables pour résoudre ce double problème sont présentées dans le § suivant.

V.4.2. Problème de la transformation différentiel / ¨single ended¨ et de l'adaptation d'impédance d'une sonde de champ magnétique symétrique

L'objectif de ce § est de montrer que la résolution du double problème annoncé dans le précédent § ne peut se faire qu'au prix d'inconvénients et de limitations qui nous ont finalement amenés à renoncer au développement complet d'une sonde symétrique.
Dans les grandes lignes ces inconvénients et limitations proviennent du fait qu'il est impossible avec un seul élément de résoudre le double problème :

- 1°. Transition différentiel → non différentiel (¨single ended¨).
- 2°. Adaptation d'impédance : 2 x 50Ω → 50Ω.

Si l'on considère par exemple le transformateur de type : ¨BALUN¨ (BALanced to UNbalanced transformer) qui est l'élément incontournable pour résoudre le 1° problème, on sait qu'il ne pourra pas à lui seul assurer simultanément l'adaptation d'impédance dans un rapport de 2. En effet, comme nous l'avons précédemment montré (voir § III.7.6.5.2, équation III.65), aux fréquences envisagées dans le projet TEMPILL (403MHz / 434MHz) les bobinages des transformateurs se comportent comme des lignes de transmission et en conséquence un fonctionnement correct à de telles fréquences ne peut être obtenu que si les enroulements couplés ont tous un même nombre de spires, ce qui fait que les seuls rapports de transformation réalisables sont :

- Pour les tensions et courants : n = 1, 2, etc …
- Et pour les impédances : n^2 = 1, 4, etc…

Par conséquent, le rapport de transformation d'impédance : n^2 = 2 nécessaire pour adapter la sonde symétrique est impossible à obtenir avec un ¨BALUN¨ fonctionnant correctement aux fréquences envisagées. La seule solution envisageable pour satisfaire cette 2° contrainte est d'associer le¨BALUN¨ avec un circuit d'adaptation d'impédance complémentaire.
A titre d'exemples, les circuits représentés sur les figures V.10 et V.11 montrent deux associations permettant de résoudre le double problème. La différence entre les deux versions se situe au niveau de l'adaptation d'impédance complémentaire qui est dissipative dans le cas de la figure V.10 et non dissipative dans le cas de la figure V.11. Par contre le point commun à ces deux versions est que le ¨BALUN¨ employé est le modèle le plus simple qui présente naturellement un rapport de transformation d'impédance : n^2 = 4 [RUTH59].
L'avantage de ce type de ¨BALUN¨ est qu'il maintient un rapport de transformation constant sur une large bande de fréquences, ses principaux inconvénients dans le cadre de l'application proviennent du courant magnétisant nécessaire pour son fonctionnement, qui : modifie l'impédance ramenée, ajoute des pertes et crée un champ magnétique susceptible de perturber le champ à mesurer.
Si l'on considère la version ¨dissipative¨ représentée figure V.10, on peut constater que le circuit d'adaptation d'impédance complémentaire est très simple, puisqu'il se résume à la connexion en parallèle sur l'entrée de l'instrument de mesure d'une résistance de 50Ω, le problème c'est qu'en procédant ainsi, le rendement énergétique de la sonde est divisé par 2.

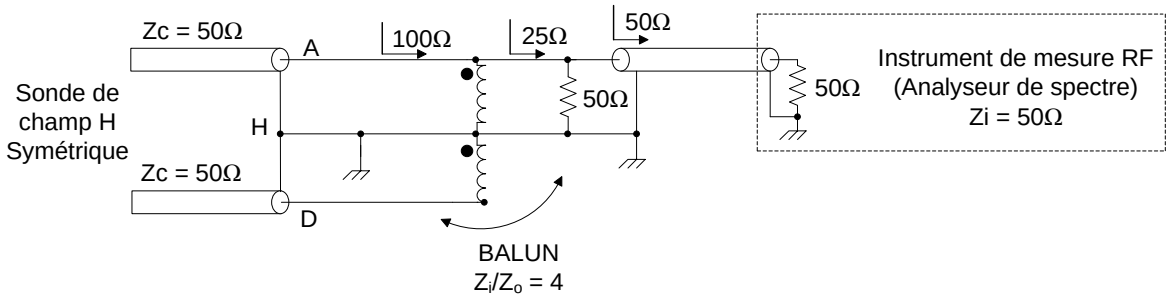


Figure V.10: Adaptation d'une sonde magnétique symétrique par transformateur ¨BALUN¨ et adaptation d'impédance complémentaire par résistance parallèle

Pour remédier à ce problème de chute de rendement énergétique, la solution consiste à recourir à un réseau d'adaptation non dissipatif. Dans l'exemple représenté sur la figure V.11 ce réseau est un adaptateur très classique à ligne quart d'onde.

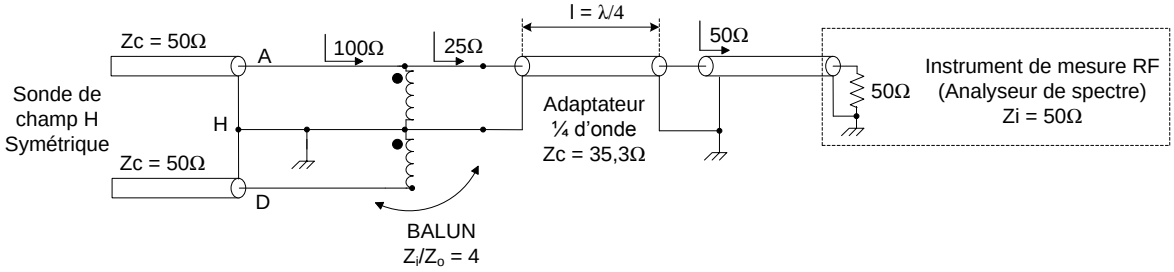


Figure V.11: Adaptation d'une sonde magnétique symétrique par transformateur ¨BALUN¨ et adaptation d'impédance complémentaire non dissipative par ligne λ/4

Dans le cas de la sonde de champ magnétique associée au transformateur ¨BALUN¨, ce réseau λ/4 doit effectuer la transformation : 25Ω / 50Ω. Par conséquent, d'après les propriétés bien connues de l'adaptateur quart d'onde [RIGA46],[VALE66], l'impédance caractéristique de la ligne λ/4 doit avoir la valeur:

$$Z_{C(\lambda/4)} = \sqrt{R_{in}.R_{out}} = \sqrt{25\Omega x 50\Omega} = 35{,}3\Omega \qquad \text{(V.22)}$$

L'insertion de cette ligne quart d'onde permet d'obtenir une solution non dissipative (si l'on ne tient pas compte des pertes dans le ¨BALUN¨ et dans les lignes), mais par contre les problèmes suivants se rajoutent :

- L'adaptation qui était large bande dans le cas précédent (représenté sur la figure V.10) devient sélective en raison du fait que l'adaptation par ligne λ/4 n'est assurée que pour une seule fréquence.
- La réalisation d'une ligne d'impédance caractéristique : $Z_{C(\lambda/4)} = 35{,}3\Omega$ pose des problèmes technologiques : En effet, il n'existe pas dans le commerce de lignes coaxiales d'impédance caractéristique : $Z_C = 35{,}3\Omega$, ce qui oblige :
    - Soit à faire fabriquer spécialement une telle ligne: ce qui se traduirait par un coût prohibitif.
    - Soit recourir aux technologies de lignes de type ¨stripline¨ ou ¨microstrip¨, mais on sait que de telles lignes ne sont pas complètement blindées, ce qui fait que leur usage aggraverait le problème de perturbation électromagnétique signalé précédemment pour le transformateur ¨BALUN¨.

En définitive, ces deux exemples montrent bien que le ¨conditionnement¨ du signal produit par une sonde de champ magnétique symétrique nécessite de rajouter des éléments qui posent des problèmes de conception, créent des perturbations et réduisent très sensiblement les performances initiales de la sonde.

V.4.3. Conclusion de l'étude d'une sonde de champ magnétique symétrique et blindée

Les deux exemples présentés dans le précédent § ne sont pas les seules solutions envisagées pour traiter le problème du ¨conditionnement¨ du signal produit par une sonde de champ magnétique symétrique. C'est ainsi que nous avons également considéré des variantes axées sur le remplacement du transformateur ¨BALUN¨ par un symétriseur à ligne λ/2), mais à chaque fois nos investigations nous ont amenés à la même conclusion négative.
Par conséquent, la solution de la sonde de champ magnétique symétrique et blindée n'a pas été retenue pour le projet TEMPILL, c'est la raison pour laquelle nous avons orienté nos travaux vers l'étude de la version asymétrique présentée dans le § suivant.
Cependant, il est important de signaler que les résultats obtenus dans les § précédents auront une double utilité pour l'étude qui suit :

- Certains résultats pourront être repris ce qui allégera d'autant les calculs.
- Les performances obtenues pour la sonde de champ magnétique symétrique et blindée seule (c'est-à-dire sans tenir compte des défauts des circuits de ¨conditionnement¨) constitueront une référence pour juger les performances de la version asymétrique.

V.5 Etude d'une sonde de champ magnétique asymétrique et blindée

V.5.1. Calcul de la fonction de transfert d'une sonde de champ magnétique asymétrique et blindée

V.5.1.1. Etablissement d'un schéma électrique équivalent

Le schéma de la sonde de champ magnétique asymétrique et blindée réalisée est représenté sur la figure V.12, elle est constituée d'un câble coaxial semi rigide ($Z_c = 50\Omega$, $\Phi_{ext} = 2{,}2mm$) qui permet d'obtenir l'effet de blindage recherché. Si l'on compare son schéma à ceux de la version symétrique (voir figures V.6 & V.7), on peut constater que la seule différence se situe au niveau de la sortie de la demi spire inférieure qui est court-circuitée dans la version asymétrique. Ce court circuit est réalisé en soudant le conducteur central et l'extrémité du blindage de cette sortie sur le blindage de la demi-spire supérieure. Avec cette modification, la sortie devient unique, ce qui est le but recherché pour supprimer le problème du conditionnement des signaux de sortie d'une sonde symétrique, constaté dans le § V.4.2. Comme dans le cas de la sonde symétrique, une coupure (EG) est pratiquée dans le blindage afin d'éviter la formation d'une spire en court-circuit. Nous appliquerons également pour étudier la sonde asymétrique le principe de la méthode d'analyse proposée par [LIBB46] , qui, comme nous l'avons rappelé dans le §V.4 consiste à tout d'abord remarquer qu'aux fréquences élevées visées, tout se passe comme si le champ magnétique H induisait une Force Electromotrice uniquement sur l'enveloppe extérieure du blindage. Sachant que la boucle de surface S ne comporte qu'une seule spire et que le champ H est sinusoïdal, nous avons montré dans le §V.4.2.1 que la Force Electromotrice induite est de la forme :

$$EMF = \mu_0 S\omega H_m cos\omega t \tag{V.5}$$

Et que sa valeur efficace est :

$$EMF_{(RMS)} = \frac{\mu_0 S\omega H_m}{\sqrt{2}} \tag{V.6}$$

Avec : S = surface moyenne de la boucle =>

$$S = \pi \frac{\emptyset_m^2}{4} \quad \text{avec : } \emptyset_m = \frac{\emptyset_{ext}+\emptyset_{int}}{2} \tag{V.7}$$

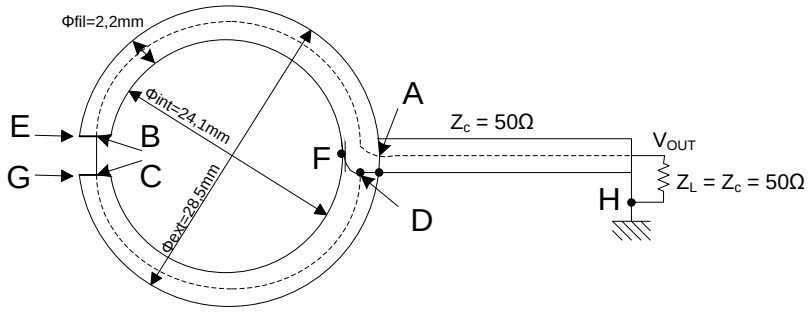


Figure V.12: Sonde de champ magnétique asymétrique et blindée

Cette Force Electromotrice produit aux bornes de la coupure (EG) une tension dont la valeur dépend des impédances de source et de charge. Par conséquent, pour calculer la tension de sortie d'une telle sonde, il faut au préalable établir le schéma électrique équivalent vu depuis les bornes de la coupure (points E et G sur les figures V.12 et V.13).
Ce schéma équivalent est représenté à droite sur la figure V.13, on peut le subdiviser en deux sous- circuits situés de part et d'autre de la coupure (points E et G) :

- 1°. Le circuit de charge de la sonde, situé à droite de la coupure.
- 2°. Un circuit représentant le générateur équivalent à la sonde, situé à gauche de la coupure.

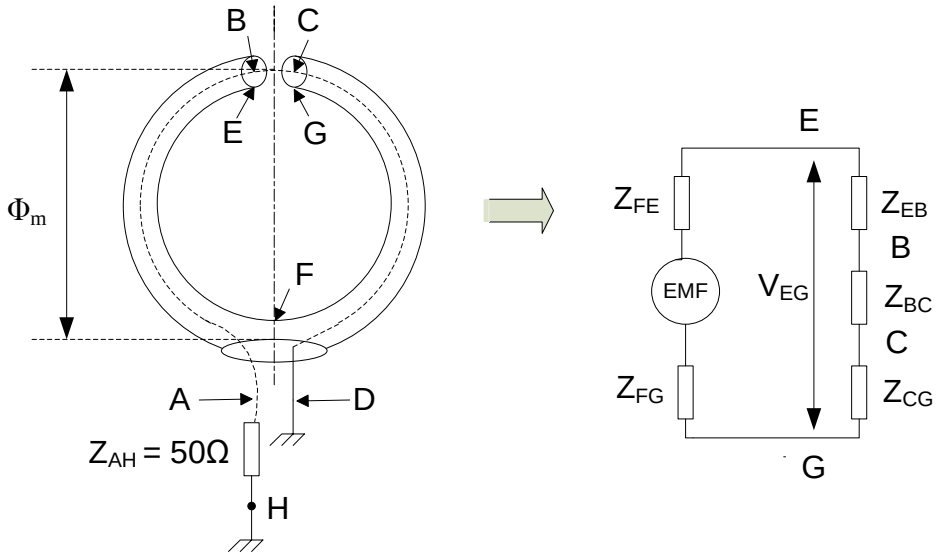


Figure V.13: Schéma électrique équivalent vu depuis les bornes de la coupure dans le blindage (points E et G)

Comme dans le cas de la sonde symétrique, cette subdivision en deux sous-circuits permet de réduire la difficulté de calcul de la fonction de transfert complète de la sonde, en la divisant en trois opérations :

- 1°. La détermination de la charge équivalente de sortie de la sonde
- 2°. La détermination du générateur équivalent à la sonde
- 3°. L'établissement de la fonction de transfert complète de la sonde à partir des résultats des deux premières opérations.

Ces trois opérations sont présentés successivement dans les § suivants :

V.5.1.2. Détermination de la charge équivalente de sortie de la sonde

Sur le schéma de droite de la figure V.13, la charge est constituée de trois impédances connectées en série:

- L'impédance Z_{BC} qui représente la réactance de la self inductance du conducteur central compris entre les deux bords de la coupure pratiquée dans le blindage. Sachant que la largeur de la coupure est inférieure à 1 mm, il en résulte que l'impédance inductive Z_{BC} est très faibles et peut être négligée.
- L'impédance Z_{EB} est l'impédance d'entrée de la ligne coaxiale BA dont la sortie est directement connectée sur l'entrée d'un instrument de mesure RF (analyseur de spectre). Sachant d'une part que l'impédance d'entrée d'un tel instrument est de 50Ω et sachant d'autre part que l'impédance caractéristique du câble coaxial semi rigide qui constitue la ligne BA est : $Z_C = 50\Omega$, il en résulte que la ligne BA est parfaitement adaptée. Son impédance d'entrée est donc : $Z_{EB} = Z_C = 50\Omega$.
- L'impédance Z_{CG} est l'impédance d'entrée de la ligne CD dont l'extrémité D est court- circuitée. Z_{CG} représente donc l'impédance d'entrée d'un ¨stub¨ en court-circuit dont l'expression est donnée par la relation classique [RIGA46], [VALE66]:

$$Z_{CG} = jZ_C tg\beta l = jZ_C tg\beta \frac{p}{2} \qquad \text{(V.23)}$$

Avec :

- $Z_C = 50\Omega$ = Impédance caractéristique de la ligne coaxiale.
- $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{v}$ = Constante de propagation de phase sur la ligne coaxiale. Sachant que cette ligne est un câble coaxial semi rigide isolé par un diélectrique type PTFE de permittivité relative : $\epsilon_r = 2{,}2$, la vitesse de propagation des ondes sur le ¨stub¨ est : $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} = 2{,}022.10^8 m/s$, d'où, la valeur numérique de la constante de propagation de phase à la fréquence de 433,92MHz est : $\beta = 13{,}48 m^{-1}$.
- $l = \frac{p}{2} = \pi \frac{\emptyset_m}{2} = 41{,}4mm$ = longueur du ¨stub¨ = ½ demi périmètre de la boucle

On dispose de tous les éléments pour finalement déterminer l'impédance de charge ramenée aux bornes de coupure (point E et G):

$$Z_L = Z_{EB} + Z_{CG} = Z_C + jZ_C tg\beta \frac{p}{2} = Z_C \left(1 + jtg\beta \frac{p}{2}\right) \qquad \text{(V.24)}$$

V.5.1.3. Détermination du générateur équivalent à la sonde et de ses fonctions de transfert

Comme on peut le constater en comparant les figures V.7 et V.13, le générateur équivalent à la sonde asymétrique est rigoureusement identique à celui de la sonde symétrique (circuits situés à gauche de la coupure sur les figures V.7 et V.13). Par conséquent on peut déterminer le générateur équivalent à la sonde asymétrique en appliquant directement les résultats obtenus dans § V.4.2.3 pour la sonde symétrique :

Nous avons donc effectué une modélisation de la source par éléments répartis en transformant le blindage de l'antenne boucle en une ligne de transmission bifilaire d'impédance caractéristique (Z_{00}) constante. Cette technique de transformation rappelée dans l'annexe 12, a permis de remplacer le blindage de l'antenne boucle représentée sur les figures V.12 et V.13 par une ligne de transmission bifilaire ayant les caractéristiques principales suivantes :

- Impédance caractéristique : $Z_{00} = 297{,}3\Omega$.
- Longueur égale au demi-périmètre (p/2) de la boucle, soit : $l = \frac{p}{2} = 41{,}4mm$
- Vitesse de propagation des ondes (v) égale à celle de la lumière => $v = c = 2.10^8 m/s$
- Constante de propagation de phase :

$$\beta_{00} = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi f}{c} \qquad \text{(V.8)}$$

Soit, à f = 433,92MHz : $\beta_{00} = 9{,}09 m^{-1}$

La connaissance des caractéristiques de cette ligne équivalente permet de transformer le schéma de la figure V.13 constitué uniquement d'éléments électriques localisés en un nouveau schéma équivalent représenté figure V.14 entièrement constitué d'éléments répartis.

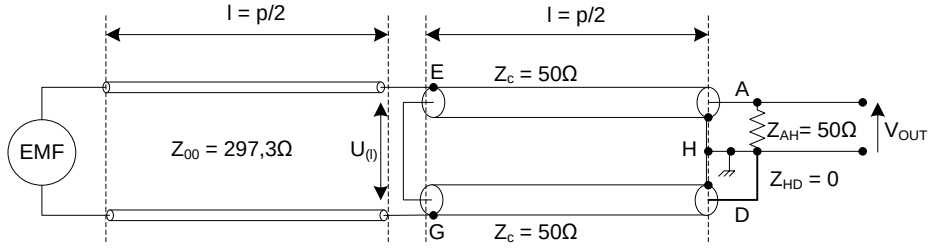


Figure V.14: Schéma équivalent en éléments répartis, vu depuis les bornes de la coupure dans le blindage (points E et G)

Le générateur équivalent à la sonde asymétrique étant rigoureusement identique à celui de la sonde symétrique, l'expression de la tension $U_{(l)}$ générée aux bornes de la coupure (points E et G dans le schéma de la figure (V.14) est donc identique à la relation (V.18) démontrée dans le § V.4.2.3, soit :

$$U_{(l)} = Z_l . I_{(l)} = \frac{Z_L . EMF}{Z_L . \cos \beta_{00} l + jZ_{00} . \sin \beta_{00} l} \qquad (V.18)$$

En remplaçant dans cette relation :

- EMF par son expression (V.4) : $EMF_{(RMS)} = \frac{\mu_0 S \omega H_m}{\sqrt{2}}$
- L'impédance de charge Z_L par son expression (V.24) établie au § V.5.2.2 :

$$Z_L = Z_C \left(1 + jtg\beta \frac{p}{2}\right) \qquad (V.24)$$

- Et sachant que la longueur de la ligne (l) est égale au demi périmètre (p/2) de la boucle ($l = \frac{p}{2} = 41{,}4mm$).

On obtient la valeur efficace de $U_{(l)}$:

$$U_{(l)(RMS)} = \frac{\mu_0 S \omega H_m}{\sqrt{2}} . \frac{\left(1 + jtg\beta \frac{p}{2}\right)}{\cos \beta_{00} \frac{p}{2} + j \left(\text{tg}\, \beta \frac{p}{2} . \cos \beta_{00} \frac{p}{2} + \frac{Z_{00}}{Z_C} \sin \beta_{00} \frac{p}{2}\right)} \qquad (V.25)$$

Mais contrairement à la sonde symétrique, cette tension $U_{(l)(RMS)}$ générée aux bornes de la coupure n'est pas intégralement transmise à l'instrument de mesure. En effet, comme on peut le constater sur la figure V.14, seule une fraction de la tension $U_{(l)\,(RMS)}$ est transmise sur la sortie V_{OUT} en raison de la présence du ¨stub¨ en court-circuit qui forme avec la sortie un diviseur de tension. La tension de sortie s'écrit donc :

$$V_{OUT(RMS)} = U_{(l)(RMS)} \frac{Z_C}{Z_C + jZ_C tg\beta \frac{p}{2}} = \frac{U_{(l)(RMS)}}{1 + jtg\beta \frac{p}{2}} \qquad (V.26)$$

En remplaçant $U_{(l)(RMS)}$ par son expression (V.25), on obtient la fonction de transfert en tension de la sonde de champ magnétique asymétrique et blindée:

$$V_{OUT(RMS)} = \frac{\mu_0 S \omega H_m}{\sqrt{2}} . \frac{1}{\cos \beta_{00} \frac{p}{2} \left[1 + j \left(tg\beta \frac{p}{2} + \frac{Z_{00}}{Z_C} tg \beta_{00} \frac{p}{2}\right)\right]} \qquad (V.27)$$

Comme nous l'avons préalablement signalé pour la sonde symétrique (voir §V.4.2.3), les instruments de mesure RF (analyseurs de spectre, etc..) affichent les résultats sous forme de puissances, il est par conséquent nécessaire d'établir également la fonction de transfert en puissance de la sonde :

D'après la figure V.14, la puissance produite par la sonde sur la charge (qui représente l'impédance d'entrée de l'instrument de mesure RF) est :

$$P_{out(ASym)} = \frac{V^2_{(OUT)(RMS)}}{R_L} = \frac{V^2_{(OUT)(RMS)}}{Z_C} \quad (V.28)$$

En remplaçant V_{OUT} par son expression (V.27), on obtient finalement la fonction de transfert en puissance de la sonde de champ magnétique asymétrique et blindée :

$$P_{out(ASym)} = \frac{\mu_0^2 S^2 \omega^2 H_m^2}{2Z_C} \cdot \frac{1}{cos^2 \beta_{00} \frac{p}{2} \left[1 + \left(tg\beta \frac{p}{2} + \frac{Z_{00}}{Z_C} tg\, \beta_{00} \frac{p}{2}\right)^2\right]} \quad (V.29)$$

Qui inversement permet de déterminer l'amplitude (H_m) du champ magnétique à partir de la puissance mesurée par la relation :

$$H_m = \frac{\sqrt{2Z_C . P_{OUT}}}{\mu_0 S \omega} . cos\beta_{00} \frac{p}{2} \sqrt{1 + \left(tg\beta \frac{p}{2} + \frac{Z_{00}}{Z_C} tg\beta_{00} \frac{p}{2}\right)^2} \quad (V.30)$$

A ce stade de l'étude on dispose des fonctions de transfert en puissance des versions symétriques et asymétriques. On dispose donc des deux informations indispensables pour évaluer quantitativement l'impact de la dissymétrie sur le gain de conversion d'une sonde de champ magnétique. Cette évaluation est présentée dans le § suivant.

V.6 Evaluation des performances d'une sonde de champ magnétique asymétrique et blindée par comparaison avec une version symétrique de référence

Pour évaluer quantitativement l'impact de la dissymétrie sur le gain de conversion de sonde de champ magnétique, il suffit d'effectuer le rapport des gains de conversion de sondes symétriques et asymétriques ayant des caractéristiques géométriques rigoureusement identiques (c'est précisément le cas des fonctions de transfert établies pour les versions symétriques et asymétriques respectivement dans les § V.4 & V.5).

Sachant en outre que nous désirions vérifier ce rapport expérimentalement avec des instruments de mesure RF standards dont l'affichage s'effectue sous forme de puissances : Pour éviter des calculs de conversions ultérieurs nous avons donc préféré effectuer le rapport des fonctions de transfert en puissance, données respectivement (pour les versions symétriques et asymétriques) par les expressions (V.20) et (V.29).

En effectuant ce rapport et après simplifications on obtient :

$$\frac{P_{out(ASym)}}{P_{out(Sym)}} = 2. \frac{1 + \left(\frac{Z_{00}}{2Z_C}\right)^2 tg^2 \beta_{00} \frac{p}{2}}{1 + \left(tg\beta \frac{p}{2} + \frac{Z_{00}}{Z_C} tg\beta_{00} \frac{p}{2}\right)^2} \quad (V.31)$$

Pour chiffrer l'impact de la dissymétrie nous avons effectué une application numérique en reprenant les caractéristiques communes aux deux versions de sondes, qui ont déjà été établies dans les précédents paragraphes (V.4 & V.5), soit:

- $Z_{00} = 297{,}3\Omega$: Impédance caractéristique de la ligne bifilaire équivalente.
- $Z_c = 50\Omega$: Impédance caractéristique du câble coaxial semi rigide
- $l = \frac{p}{2} = 41{,}4mm$: Longueur du demi-périmètre (p/2) de la boucle.
- $\beta_{00} = 9{,}09m^{-1}$: Constante de propagation de phase sur la ligne bifilaire équivalente (à la fréquence de 433,92MHz).
- $\beta = 13{,}48m^{-1}$: Constante de propagation de phase sur le câble coaxial semi rigide (à la fréquence de 433,92MHz).

En portant ces valeurs dans l'équation (V.31), on obtient :

$$\frac{P_{out(ASym)}}{P_{out(Sym)}} \approx 0{,}205 \quad \text{(V.32)}$$

Soit en décibels :

$$10log\left(\frac{P_{out(ASym)}}{P_{out(Sym)}}\right) \approx -6{,}5dB \quad \text{(V.33)}$$

Ce résultat montre donc que pour un même champ magnétique appliqué, une sonde asymétrique produit une puissance de sortie inférieure de -6,5dB à celle que produirait une sonde symétrique prise pour référence.

Dès la connaissance de ce résultat et malgré qu'une perte de sensibilité de -6,5dB puisse au premier abord paraitre non négligeable, nous avons pris la décision de sélectionner la version asymétrique au détriment de la version symétrique prise pour référence et ce pour les raisons suivantes :

- Une perte de sensibilité de -6,5dB est très acceptable pour le projet TEMPILL, car des mesures préliminaires effectuées avec des prototypes de sondes asymétriques et symétriques ont montré que les niveaux de puissance recueillis se situaient dans le pire des cas à une vingtaine de décibels au dessus du plancher de bruit de nos analyseurs de spectre.
- La chute de -6,5dB a été calculée par rapport à la puissance que produirait une sonde symétrique seule prise pour référence. Or, nous avons montré dans le § V.4.2 que dans la réalité une sonde symétrique ne peut fonctionner seule, puisqu'il faut obligatoirement lui adjoindre deux éléments : un ¨BALUN¨ et un réseau d'adaptation qui constituent chacun une source de pertes supplémentaire. Ce qui fait que dans la réalité, l'écart de sensibilité avec une sonde symétrique ¨complète¨ est plus faible que 6,5dB.
- Une sonde asymétrique est directement compatible avec l'impédance d'entrée de 50Ω de l'instrumentation RF, alors qu'une sonde symétrique nécessite de rajouter des éléments qui réduisent très sensiblement les performances initiales, créent des perturbations et nécessitent des réglages.

Toutes ces raisons ont en particulier justifié que la suite de ce chapitre soit uniquement consacrée à la solution ¨optimale¨ pour l'application TEMPILL que constitue la sonde de champ magnétique asymétrique et blindée.

V.7 Conception d'un système de test et de calibration d'une sonde de champ magnétique : application à la caractérisation de la version asymétrique

V.7.1 Introduction, objectif

A l'instar des classiques sondes pour oscilloscope qui disposent d'un système de test et de calibration intégré dans chaque oscilloscope, l'objectif de ce § est de fournir à l'utilisateur d'une sonde de champ magnétique une procédure de test et de calibration similaire (en termes de simplicité et de reproductibilité) lui permettant également de s'assurer du bon fonctionnement de la sonde. Le principe du système de test à réaliser consiste donc à générer au centre de la sonde à calibrer un champ magnétique connu, puis à mesurer la puissance générée avec de l'instrumentation RF standard. La description de ce système de test est présentée dans le § suivant.

V.7.2 Conception d'un système de test et de calibration d'une sonde de champ magnétique asymétrique

V.7.2.1 Présentation générale du système de test

Comme annoncé en introduction, l'objectif principal du système de test à réaliser est de générer au centre de la sonde à calibrer un champ magnétique connu, puis à mesurer la puissance produite en sortie de la sonde, mais il était également souhaité que cet objectif soit atteint au moyen d'un montage simple et reproductible ne nécessitant la mise en œuvre que d'un seul instrument de mesure RF standard: Il s'agit donc d'un ¨Vector Network Analyzer¨, qui est le seul instrument RF qui permette à la fois de générer et de mesurer précisément des puissances.

Le schéma général d'un système répondant à tous ces critères, est représenté sur la figure V.15, afin d'en faciliter la compréhension, nous avons scindé la présentation de sa conception en trois parties :

- Conception du générateur de champ magnétique
- Conception d'un montage de test compatible avec un ¨Vector Network Analyzer¨.
- Calcul du paramètre S_{21} permettant de tester et calibrer une sonde de champ magnétique asymétrique

Ces trois parties sont présentées dans ce qui suit :

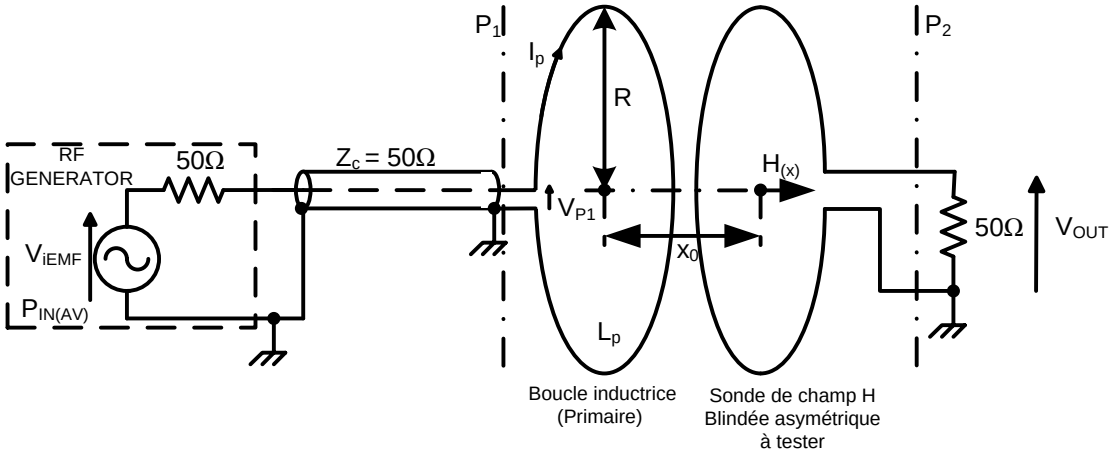


Figure V.15: Schéma général du système de test d'une sonde de champ magnétique

V.7.2.2 Conception du générateur de champ magnétique

Dans le schéma représenté figure V.15, un champ magnétique connu est produit au centre de la sonde à calibrer par la circulation d'un courant primaire (I_p) dans une boucle inductrice.

D'après la relation rappelée dans le chapitre II, cette boucle de rayon R produit au centre de la sonde à tester un champ d'expression

$$|H_{x0}| = \frac{n_p I_p}{2} . \frac{R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \qquad \text{(II.1)}$$

Sachant que la boucle représentée figure V.15 ne comprend qu'une spire, l'expression du champ produit devient :

$$|H_{x0}| = \frac{|I_p|}{2} . \frac{R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \qquad \text{(V.34)}$$

Dans cette relation, les paramètres géométriques ont été fixés de la manière suivante :

1°) Le rayon R de la boucle inductrice a été choisi identique au rayon moyen de la sonde à mesurer.

2°) La distance x_0 séparant les plans parallèles de la boucle inductrice et de la sonde à tester est la distance minimale à partir de laquelle on peut considérer que l'impédance mesurée dans le plan P_1 dépende uniquement de la self inductance de la boucle inductrice. L'intérêt d'un tel choix est qu'il n'est plus nécessaire de déterminer la mutuelle inductance ce qui supprime une variable et le risque d'erreur associé.

Remarque :

La distance x_0 a été déterminée expérimentalement en mesurant le paramètre de réflexion S_{11} dans le plan P_1 pour des valeurs croissantes de la distance x. Dans ces conditions, la distance minimale x_0 est atteinte dès que la variation du paramètre S_{11} n'est plus mesurable. A cette distance, le paramètre S_{11} dépend uniquement de la self inductance de la boucle inductrice, qui par la même occasion peut être mesurée.

En procédant ainsi, nous avons déterminé une distance minimale x_0 = 2,5cm et une self inductance de la boucle inductrice : L_p = 117nH.

La mutuelle inductance étant négligeable, on peut alors calculer plus simplement le courant I_p circulant dans boucle inductrice.

D'après le schéma électrique équivalent dans le plan P_1 représenté sur la figure V.16, le courant I_p s'écrit :

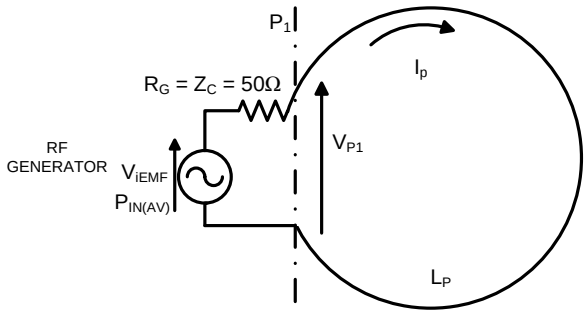


Figure V.16: Schéma électrique équivalent dans le plan P_1 du générateur de champ magnétique

$$I_p = \frac{V_{iEMF}}{Z_C + jL_p\omega} \tag{V.35}$$

Soit en module :

$$|I_p| = \frac{V_{iEMF}}{\sqrt{Z_C^2 + (L_p\omega)^2}} \tag{V.36}$$

Le problème qui subsiste est que par convention, tous les générateurs RF sont programmés avec leur puissance disponible ($P_{IN(AV)}$ = ¨Available Power¨) et non avec leur Force Electromotrice à vide (V_{iEMF}).

Par conséquent, il reste à établir la relation entre la puissance disponible et la Force Electromotrice à vide.

Par définition, on sait que la puissance disponible (¨Available Power¨) d'une source est la puissance maximale que peut générer cette source sur une charge. On sait aussi que cette puissance maximale est obtenue lorsque l'impédance de charge est le complexe conjugué de l'impédance interne du générateur, ce qui s'écrit dans le cas général :

$Z_L = Z_G^*$

Dans le cas particulier du schéma représenté figure V.16 cette expression devient :

$Z_L = R_G = Z_C = 50\Omega$

⇨ On en déduit le schéma représenté figure V.17, permettant de calculer la Force Electromotrice à vide (V_{iEMF}) en fonction de la puissance disponible (¨Available Power¨) :

D'après le schéma représenté figure V.17, la tension de sortie du générateur adapté est :

$$V_{P1} = \frac{V_{iEMF}}{2} \tag{V.37}$$

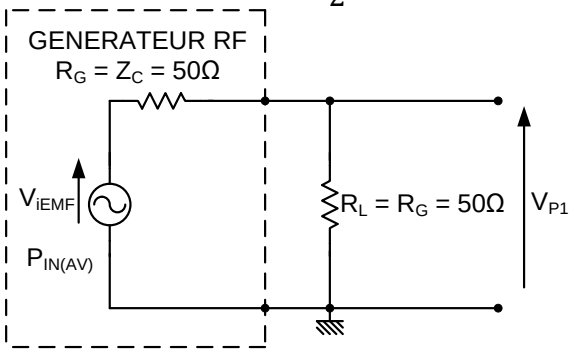


Figure V.17 : Schéma électrique du générateur RF adapté en puissance

D'où la puissance disponible générée sur la charge de sortie s'écrit :

$$P_{IN(AV)} = \frac{V_{iEMF(RMS)}^2}{4Z_C} = \frac{V_{iEMF}^2}{8Z_C} \tag{V.38}$$

Cette expression permet d'établir la relation entre l'amplitude de la Force Electromotrice à vide (V_{iEMF}) et la puissance disponible (¨Available Power¨) :

$$V_{iEMF} = 2\sqrt{2P_{IN(AV)}.Z_C} \tag{V.39}$$

En portant cette relation dans l'expression du courant I_p (V.36) on obtient:

$$|I_p| = \frac{2\sqrt{2P_{IN(AV)}.Z_C}}{\sqrt{Z_C^2+(L_p\omega)^2}} \tag{V.40}$$

Il suffit ensuite de porter cette dernière expression dans (V.34) pour finalement obtenir le champ magnétique produit par la puissance disponible du générateur RF :

$$|H_{x0}| = \frac{\sqrt{2P_{IN(AV)}.Z_C}}{\sqrt{Z_C^2+(L_p\omega)^2}} \cdot \frac{R^2}{(R^2+x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{V.41}$$

V.7.2.3 Conception d'un montage de test compatible avec un ¨Vector Network Analyzer¨.

Comme on peut le constater sur le schéma général de la figure V.15, le test de la fonction de transfert d'une sonde de champ magnétique constitue en fait une mesure en transmission. Par conséquent, pour que le montage de la figure V.15 puisse être caractérisé directement avec un ¨Vector Network Analyzer¨, il est souhaitable qu'il respecte la définition et les conditions de mesure du paramètre de transmission S_{21}.

D'après [HP68] la définition du paramètre de transmission S_{21} est :

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \ @\ a_2 = 0 \Rightarrow Z_L = Z_c = 50\Omega$$

Exprimé en fonction des puissances, le paramètre de transmission S_{21} permet de définir le ¨gain transducique¨ (ou ¨Transducer Gain¨) :

$$|S_{21}|^2 = \frac{Puissance_fournie_à_la_charge_de_sortie}{Puissance_disponible_du_générateur_d'entrée} \ @: Z_L = Z_c = 50\Omega$$

Qui s'écrit dans le cas du montage représenté figure 6.15 :

$$|S_{21}|^2 = \frac{b_2^2}{a_1^2} = \frac{P_{out(ASym)}}{P_{IN(AV)}} \ @\ a_2 = 0 \Rightarrow Z_L = Z_c = 50\Omega \tag{V.42}$$

Comme on peut le constater sur la relation (V.42) le gain en puissance du montage représenté figure V.15 est simplement défini par $|S_{21}|^2$ que si et seulement si sa sortie est chargée par : $Z_L = Z_C = 50\Omega$.
Dans le cas contraire, si $Z_L \neq Z_C$ l'expression du gain en puissance devient plus complexe, d'après [HP68] il est de la forme :

$$G_T = \frac{|S_{21}|^2(1-|\Gamma_L|^2)}{|1-S_{22}\Gamma_L|^2} \qquad \text{(V.43)}$$

L'examen de cette expression montre clairement que le calcul du gain en puissance nécessite de mesurer en supplément le paramètre S_{22} ainsi que le coefficient de réflexion charge (Γ_L) ce qui évidemment multiplie les sources d'erreurs et la complexité du calcul. Par conséquent il est évident que l'on a tout intérêt à satisfaire la condition : $Z_L = Z_C = 50\Omega$ de façon à pouvoir utiliser la relation simple (V.42).
C'est précisément la précaution qui a été prise dans le schéma représenté figure V.15 puisque comme nous l'avons montré dans le §V.5.1.3, la fonction de transfert de la sonde blindée asymétrique (V.29) a été établie pour une charge de sortie : $Z_L = Z_C = 50\Omega$, qui, dans le cas du montage de la figure V.15 est constituée par l'impédance d'entrée du port 2 du ¨Vector Network Analyzer¨. Par conséquent le test de la fonction de transfert de la sonde blindée asymétrique peut être effectué avec le montage de la figure V.15 par une simple mesure du paramètre S_{21}.
Afin de pouvoir vérifier la conformité se la fonction de transfert théorique avec la mesure, il reste à établir l'expression du paramètre S_{21} en fonction des éléments du montage de la figure V.15, ce calcul est présenté dans le § suivant.

V.7.2.4. Calcul du paramètre S_{21} permettant de tester et calibrer une sonde de champ magnétique asymétrique

La sonde blindée asymétrique ayant été caractérisée par sa fonction de transfert en puissance (V.29), il est donc plus immédiat de calculer le paramètre S_{21} au moyen du ¨gain transducique¨:

$$|S_{21}|^2 = \frac{b_2^2}{a_1^2} = \frac{P_{out(ASym)}}{P_{IN(AV)}} \;@\; a_2 = 0 \Rightarrow Z_L = Z_c = 50\Omega \qquad \text{(V.42)}$$

Dans cette expression, la puissance de sortie de la sonde $P_{out(ASym)}$ est donnée par la fonction de transfert en puissance déterminée dans le §V.5.1.3 :

$$P_{out(ASym)} = \frac{\mu_0^2 S^2 \omega^2 H_m^2}{2Z_C} . \frac{1}{cos^2\beta_{00}\frac{p}{2}\left[1+\left(tg\beta\frac{p}{2}+\frac{Z_{00}}{Z_C}tg\beta_{00}\frac{p}{2}\right)^2\right]} \qquad \text{(V.29)}$$

Dans cette expression, H_m représente l'amplitude du champ magnétique appliqué au centre de la sonde. Or, dans le cas du montage de test représenté figure V.15 ce champ magnétique est égal au champ $H_{(x0)}$ produit par la boucle inductrice. Par conséquent, on peut écrire d'après la relation (V.41) :

$$H_m = |H_{x0}| = \frac{\sqrt{2P_{IN(AV)}.Z_C}}{\sqrt{Z_C^2+\left(L_p\omega\right)^2}} . \frac{R^2}{(R^2+x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \qquad \text{(V.44)}$$

En portant cette expression du champ magnétique dans celle de la puissance de sortie de la sonde (V.29), on obtient :

$$P_{out(ASym)} = P_{IN(AV)}.\frac{\mu_0^2 S^2 \omega^2}{Z_C^2+\left(L_p\omega\right)^2}.\frac{R^4}{(R^2+x_0^2)^3} . \frac{1}{cos^2\beta_{00}\frac{p}{2}\left[1+\left(tg\beta\frac{p}{2}+\frac{Z_{00}}{Z_C}tg\beta_{00}\frac{p}{2}\right)^2\right]} \qquad \text{(V.45)}$$

Cette expression permet de déterminer directement le gain transducique qui d'après (V.42) s'écrit :

$$|S_{21}|^2 = \frac{P_{out(ASym)}}{P_{IN(AV)}} = \frac{\mu_0^2 S^2 \omega^2}{Z_C^2 + (L_p\omega)^2} \cdot \frac{R^4}{(R^2 + x_0^2)^3} \cdot \frac{1}{cos^2\beta_{00}\frac{p}{2}\left[1 + \left(tg\beta\frac{p}{2} + \frac{Z_{00}}{Z_C}tg\beta_{00}\frac{p}{2}\right)^2\right]} \quad \text{(V.46)}$$

Ce gain permet de finalement obtenir l'expression du module du paramètre S_{21} :

$$|S_{21}| = \frac{\mu_0 S\omega}{\sqrt{Z_C^2 + (L_p\omega)^2}} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{cos\beta_{00}\frac{p}{2}\sqrt{1 + \left(tg\beta\frac{p}{2} + \frac{Z_{00}}{Z_C}tg\beta_{00}\frac{p}{2}\right)^2}} \quad \text{(V.47)}$$

Application numérique :

Afin d'effectuer une comparaison entre les résultats théoriques que nous venons d'établir et les résultats de mesure présentés dans le paragraphe suivant, nous avons effectué une application numérique de l'expression (V.47) avec la sonde de champ magnétique blindée asymétrique (dont les caractéristiques géométriques sont précisées sur la figure V.12) en supposant que cette dernière était caractérisée avec le système de test représenté figure V.15:
D'après les caractéristiques établies dans les précédents paragraphes l'application numérique a été effectuée avec les valeurs suivantes :

- $Z_{00} = 297{,}3\Omega$: Impédance caractéristique de la ligne bifilaire équivalente.
- $Z_c = 50\Omega$: Impédance caractéristique du câble coaxial semi rigide
- $l = \frac{p}{2} = 41{,}4mm$: Longueur du demi-périmètre (p/2) de la boucle.
- $\beta_{00} = 9{,}09m^{-1}$: Constante de propagation de phase sur la ligne bifilaire équivalente (à la fréquence de 433,92MHz).
- $\beta = 13{,}48m^{-1}$: Constante de propagation de phase sur le câble coaxial semi rigide (à la fréquence de 433,92MHz).
- $R = 1{,}32cm$: Rayon de la boucle inductrice.
- $S = \pi R^2 = 5{,}474.10^{-4}m^2$: Surface de la boucle inductrice.
- $x_0 = 2{,}5cm$: Distance séparant les plans parallèles de la boucle inductrice et de la sonde à tester.

En portant ces valeurs dans l'expression (V.47) on obtient :

$$|S_{21}| = 1{,}595.10^{-2} \quad \text{(V.48)}$$

Soit en dB :

$$|S_{21}|_{dB} = 20log|S_{21}| = -35{,}9dB \quad \text{(V.49)}$$

V.8 Résultats expérimentaux

V.8.1 Avant propos, caractéristiques de la sonde testée

Les résultats expérimentaux présentés ci-dessous concernent uniquement la sonde de champ magnétique blindée asymétrique dont les caractéristiques géométriques sont précisées sur la figure V.12. Conformément aux indications données dans le §V.5.1.1, cette sonde a été réalisée avec du câble coaxial semi rigide ($Z_c = 50\Omega$, $\Phi_{ext} = 2{,}2mm$). En outre, afin d'assurer la compatibilité avec le ¨User Cal Kit¨, ref. Aquakit (voir caractéristiques détaillées dans l'annexe 5), la longueur du câble coaxial de sortie est de 25cm et son extrémité est équipée d'un connecteur coaxial de type SMA mâle.

V.8.2. Test et calibration de la sonde de champ magnétique asymétrique par mesure du paramètre S_{21}

La fonction de transfert de la sonde de champ magnétique blindée asymétrique a été testée en mesurant le paramètre S_{21} selon la procédure décrite précédemment dans le § V.7.

Le ¨Vector Network Analyzer¨ utilisé pour effectuer cette mesure est le modèle PNA Series : N3382A, fabriqué par la société Agilent. Préalablement à chaque mesure une calibration de type ¨Full 2 ports¨ a été réalisée avec le ¨User cal kit¨ ref : ¨Aquakit (dont les caractéristiques sont détaillées dans l'annexe 5).
En procédant ainsi, nous avons mesuré à la fréquence de 433,92MHz, un module du paramètre S_{21} de valeur :
$|S_{21}|_{dB} = -32{,}7dB$
En comparant ce résultat de mesure à la valeur théorique de -35,9dB précédemment calculée au § V.7.2.4, on peut constater que le modèle théorique est validé par l'expérimentation à 3dB près, ce qui compte tenu des tolérances de fabrication, des imprécisions de mesure et des contraintes de l'application constitue un résultat acceptable.

V.8.3. Etude expérimentale de la sensibilité de la sonde à l'orientation du câble de liaison

Afin d'évaluer quantitativement l'efficacité du blindage de la sonde de champ magnétique blindée asymétrique, nous avons effectué une mesure comparative en soumettant cette sonde au même test que celui appliqué aux sondes de champ électrique et magnétique non blindées (dites ¨basiques¨) présentées dans le §V.2. Pour que ces mesures comparatives soit significatives, nous avons particulièrement veillé à ce que le protocole et les conditions de test soient identiques pour les trois sondes.
C'est ainsi qu'en application de ce protocole, nous avons tout d'abord soumis la sonde asymétrique blindée à un champ électromagnétique de fréquence 433,92MHz identique à celui employé dans le §V.2, puis nous avons mesuré au moyen d'un analyseur de spectre (Ref : Agilent E4443A, 3Hz→6GHz) la puissance reçue en fonction de l'orientation du câble de liaison (en se limitant à 4 directions espacées de 90°).

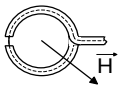
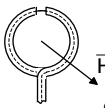
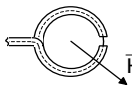
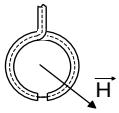
Orientation du câble de liaison	 0°	 -90°	 180°	 +90°
Pout mesurée R_L =50Ω (dBm)	-64	-64	-67	-67

Figure V.18 : Variations de la puissance de sortie de la sonde de champ magnétique blindée asymétrique (représentée figure V.12) en fonction de l'orientation du câble coaxial de liaison

Les résultats de ces tests rassemblés dans la figure V.18 permettent de constater que quelle que soit l'orientation du câble, la variation maximum de la puissance produite par la sonde blindée est de seulement 3dB, alors que dans les mêmes conditions, les sondes de champ électrique et magnétique non blindées (dites ¨basiques¨) accusent un écart de 12dB (voir figures V.4 & V.5).
Par conséquent la sonde blindée asymétrique réduit l'influence du câble de liaison de 9dB, ce qui prouve l'efficacité de son blindage.
Considérant que dans le cas du projet TEMPILL, une fluctuation maximale de 3dB de la puissance mesurée était acceptable, le choix de la sonde de champ magnétique blindée asymétrique s'est en définitive imposé pour la suite de l'étude.

V.9 Conclusion

Le travail présenté dans ce chapitre a permis de démontrer que la sonde de champ magnétique blindée asymétrique constitue une sonde de champ proche ¨optimale¨ pour les besoins du projet ¨TEMPILL¨. Ce type de sonde constitue en effet un compromis acceptable pour toutes les contraintes imposées dans une application telle que le projet ¨TEMPILL¨ :

- Une puissance de sortie inférieure de seulement -6,5dB par rapport à celle que produirait une sonde symétrique parfaite prise pour référence.
- Une variation maximum de la puissance de sortie de seulement 3dB selon l'orientation du câble de liaison.
- Une compatibilité directe avec l'impédance d'entrée de 50Ω de l'instrumentation RF standard (analyseur de spectre, ¨Vector Network Analyzer¨)
- Une constitution simple ne nécessitant l'adjonction d'aucun réseau de symétrisation ou d'adaptation.
- Des dimensions facilement modifiables, pouvant être choisies inférieures à un quadrillage de 5cm x 5cm (employé dans le projet TEMPILL pour repérer les coordonnées d'un point à la surface d'un cylindre d'eau salée de 1m x Φ0,3m).
- Une réponse en fréquence non sélective éliminant la nécessité de réglages d'accord.
- Une absence totale de réglages.
- Une fonction de transfert théorique vérifiable à 3dB près par un procédé de test et de calibration simple et reproductible ne nécessitant que la mise en œuvre d'un ¨Vector Network Analyzer¨ standard.

Le niveau de ces performances ayant été jugé acceptable pour les besoins du projet ¨TEMPILL¨, la sonde de champ magnétique blindée asymétrique a été finalement sélectionnée dans la suite du projet pour valider expérimentalement les résultats de simulation obtenus avec le logiciel de simulation électromagnétique Ansoft HFSS.

Conclusion Générale

Les travaux de recherche menés dans cette thèse constituent une contribution à l'étude d'un système de biotélémesure intracorporelle par gélule ingérable.

. Ce travail à été réalisé dans le cadre d'une convention CIFRE entre NXP Semiconductors France, l'ENSEIRB-MATMECA, et le Laboratoire IMS.

Les résultats présentés dans ce mémoire concernent des points suivants :

- L'amélioration des méthodes de conception et de caractérisation du système de démarrage sans contact des gélules : Nous avons effectué une étude théorique et expérimentale visant à optimiser le système de démarrage existant, les résultats de cette étude ont tout d'abord permis grâce à un redimensionnement optimisé d'éliminer tous les problèmes d'échecs de démarrage qui affectaient le système initial. Cette étude théorique nous a ensuite conduits à proposer une méthode de conception originale basée sur une modélisation du canal de transmission sans fil avec les paramètres S_{ij}. Nous avons montré que cette technique constituait une alternative plus précise, plus simple et plus rapide à mettre en œuvre que la modélisation physique initialement employée. Cette méthode présente également l'avantage de fournir un fichier de paramètres S_{ij} directement compatible avec les logiciels de simulation à moteur fréquentiel standards, ce qui permet après simulation, d'établir des modèles du canal de transmission plus proches de la réalité qu'un modèle théorique. En outre, cette méthode associant une mesure de paramètres S_{ij} et une simulation permet d'obtenir des modèles tout aussi précis pour des placements relatifs quelconques entre le système de démarrage et la gélule à mettre sous tension : modèles qui seraient très difficiles voire impossibles à obtenir théoriquement.

- La conception d'un système de télé alimentation des gélules par induction magnétique : Ce travail de conception a permis de démontrer la possibilité de remplacer les piles initialement prévues pour alimenter les gélules par un système de transmission sans fil d'énergie et d'informations par induction magnétique. Ce résultat a pu être obtenu en concevant successivement deux versions de systèmes de télé alimentation :
- Une première version de laboratoire basée sur un accord automatique par self inductance saturable a démontré la faisabilité d'une télé alimentation de gélule ingérable pour les portées exigées pour l'application de télémesure, c'est-à-dire pour des portées allant jusqu'à 15cm. Cette version a en particulier été utilisée pour tester sans fil de liaison des ensembles : émetteurs RF / antennes miniatures.
- Une deuxième version destinée à être portée par le patient, dans laquelle la self inductance saturable jugée trop lourde et trop encombrante a été remplacée par une solution originale d'accord automatique par capacité commutée synchrone. La réalisation de cette solution nous a également amené à concevoir plusieurs fonctions électroniques originales :
    - Un interrupteur bidirectionnel à MOSFETs dont la commande isolée synchrone a été obtenue au moyen d'une transmission en modulation FSK ou PSK.
    - Un asservissement rapide de l'amplitude de la tension captée aux bornes du condensateur d'accord basé sur un étage à gain variable par multiplieur analogique.
    - Deux versions de détecteurs de crête double alternance rapides hybrides à échantillonneur bloqueur synchrone, toutes deux caractérisées par un temps d'établissement minimum d'une demi période, indépendant du sens de variation de l'amplitude du signal et ce, pour des variations d'amplitude pouvant atteindre un rapport de 1 à 20.

- L'amélioration des méthodes de mesure d'impédances d'antennes miniatures au moyen des paramètres S_{ij}, par l'élimination des erreurs dues aux câbles de mesure : Pour s'affranchir de ce type d'erreur et également pour étendre les plages d'impédances mesurables, nous avons proposé des procédures spécifiques de caractérisation basées sur des techniques de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel (ou en transmission). Nous avons montré que la procédure à

mettre en œuvre pour caractériser une antenne donnée différait selon la valeur de son coefficient de qualité : C'est ainsi que dans le cas d'antennes présentant un faible coefficient de qualité ($Q < 10$), il suffit d'effectuer une seule opération de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel, alors que, dans le cas inverse d'antennes à coefficient de qualité élevé, cette première opération doit être complétée par une mesure de la partie réelle de l'antenne. Cette dernière opération consistant à tout d'abord annuler la partie imaginaire par résonance puis à déterminer la partie réelle restante par une technique de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel (ou en transmission).

- La conception et la caractérisation d'une sonde de champ magnétique destinée à valider les résultats obtenus avec les logiciels de simulation électromagnétique standards : Sachant que la principale limitation d'une sonde de champ proche est sa sensibilité à l'orientation du câble de liaison, nous avons démontré qu'une sonde de champ magnétique blindée asymétrique constituait une solution optimale pour cartographier le champ produit par les diverses antennes miniatures intégrées dans les gélules. En outre, afin de permettre aux utilisateurs de vérifier la fonction de transfert de la sonde avant chaque utilisation, nous avons proposé un procédé de test et de calibration simple et reproductible ne nécessitant que la mise en œuvre d'un ¨Vector Network Analyzer¨ standard.

Perspectives

Les travaux effectués dans cette thèse permettent d'envisager les perspectives suivantes :

- L'extension de la technique de modélisation du canal de transmission sans fil avec les paramètres S_{ij} à d'autre moyens physiques de transmission, tels que par exemple des systèmes de transmission par ondes ultrasonores.
- Le recours à un système d'accord automatique par capacité commutée synchrone dans des applications pour lesquelles un accord automatique par self inductance saturable est impossible soit en raison de son poids et de son encombrement (c'est typiquement le cas des équipements aérospatiaux), soit en raison de l'incompatibilité IRM (Imagerie par Résonance Magnétique) du circuit magnétique de la self inductance saturable : c'est par exemple le cas des systèmes de traitement de tumeurs cancéreuses par ultrasons focalisés. Dans ce dernier cas en effet les systèmes d'accord automatique des transducteurs piézoélectriques doivent être placés à proximité de l'aimant de l'IRM. Par conséquent, seuls des accords par variation de capacité peuvent être employés. Le problème est qu'actuellement cette variation de capacité est incrémentale puique obtenue au moyen d'un réseau de condensateurs en échelle commutés selon un code binaire. Un accord automatique par capacité commutée synchrone, pourrait constituer une solution à ce problème, puisque, comme nous l'avons montré dans cette thèse, cette technique permet d'obtenir une variation continue de capacité. Cependant, les fréquences utilisées pour les traitements de tumeurs cancéreuses par ultrasons focalisés étant de l'ordre de 1,5MHz, il resterait à prouver que le niveau de performances que nous avons obtenu à 125kHz puisse se maintenir jusquà 1,5MHz, voire au-delà. Pour maintenir ce niveau de performances aux plus hautes fréquences, il sera certainement nécessaire de remplacer le système de commande analogique en éléments discrets par un ASIC mixte majoritairement numérique.
- L'extension des techniques de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel (ou en transmission) à des applications autres que la mesure d'antennes miniatures, comme par exemple la caractérisation des entrées et sorties différentielles qui sont fréquemment employées dans les circuits intégrés haute fréquence tels que les MMICs (Monolithic Microwave Integrated Circuits).
- La conception d'une sonde de champ électrique présentant une faible sensibilité à l'orientation du câble de liaison et dont la fonction de transfert puisse être testée au moyen d'une simple mesure de paramètres S_{ij}.

ANNEXES

Annexe 1: Calcul de la variation relative de la pulsation de résonance : $\Delta\omega/\omega_0$ d'un circuit résonnant en fonction de la précision relative du condensateur d'accord.

Ce calcul est indépendant du type d'alimentation du circuit résonnant, en effet, comme on peut le constater sur la figure A1.1 que le circuit résonnant soit alimenté par un générateur de tension connecté en série (A) ou par générateur de courant connecté en parallèle (B), dans les deux cas, l'Impédance équivalente vue depuis le condensateur d'accord (C) est identique

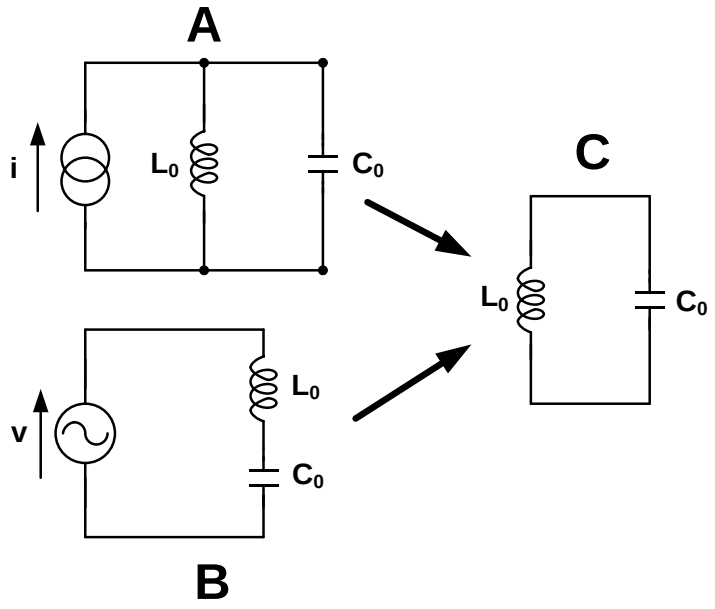


Figure A1.1 :
A : Circuit résonnant parallèle alimenté par un générateur de courant
B : Circuit résonnant série alimenté par un générateur de tension
C : Impédance équivalente vue depuis le condensateur d'accord

Par conséquent, dans tous les cas, la pulsation de résonance est donnée par l'expression:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$$

Dans le cas idéal où les éléments L_0 et C_0 ne sont pas affectés par des tolérances de fabrication, la pulsation de résonance ω_0 est une constante. Mais si l'on considère que la capacité d'accord est affectée par une tolérance de fabrication telle que :

$$C = C_0 + \Delta C$$

Dans ces conditions, la pulsation de résonance subit une variation et son expression devient :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_0(C_0 + \Delta C)}} = \frac{1}{\sqrt{L_0 C}} \qquad \text{(A1.1)}$$

Sachant que la tolérance de fabrication des condensateurs est relativement faible (précision relative : $\frac{\Delta C}{C} \leq 10\%$), on peut alors directement exprimer la variation de la pulsation de résonance $\Delta\omega$ en fonction de la tolérance de fabrication du condensateur en calculant la dérivée partielle : $\frac{\partial\omega}{\partial C}$, soit :

$$\frac{\partial\omega}{\partial C} = -\frac{1}{2\sqrt{L_0}} C^{-\frac{3}{2}} \qquad \text{(A1.2)}$$

En écrivant cette expression sous la forme :

$$\frac{\partial\omega}{\partial C} = -\frac{1}{2C\sqrt{L_0 C}} \qquad \text{(A1.3)}$$

On fait apparaitre le terme : $\frac{1}{\sqrt{L_0 C}} = \omega$

Qui après remplacement dans (A1.3) permet finalement d'obtenir l'expression plus simple :

$$\frac{\partial \omega}{\partial C} = -\frac{\omega}{2C} \qquad \text{(A1.4)}$$

Que l'on peut transformer pour finalement trouver la relation entre la variation relative de la pulsation et la tolérance de fabrication du condensateur :

$$\frac{\partial \omega}{\omega} = -\frac{1}{2}\frac{\partial C}{C} \qquad \text{(A1.5)}$$

Qui peut aussi écrire sous la forme :

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = -\frac{1}{2}\frac{\Delta C}{C} \qquad \text{(A1.6)}$$

Annexe 2: Calcul de la variation de la tension de sortie du secondaire accordé en fonction de la variation relative de la pulsation de résonance.

Le schéma équivalent série du secondaire représenté sur la figure A.2.1 montre que, à l'exception du générateur d'entrée, ce circuit secondaire est équivalent à un simple circuit résonnant série. Par conséquent le calcul présenté ci-dessous est relativement classique.

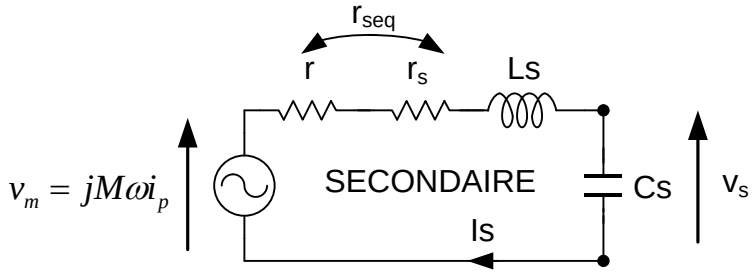


Figure A.2.1: Schéma équivalent série du secondaire du système de transmission d'énergie

Pour déterminer la variation de la tension de sortie du secondaire accordé en fonction de la variation relative de la pulsation de résonance il faut au préalable établir les expressions du courant secondaire et de la tension de sortie :
D'après la figure A.2.1, le courant secondaire s'écrit:

$$i_{s(\omega)} = \frac{v_m}{z} = \frac{jM\omega i_p}{r_{seq} + jL_s\omega + \frac{1}{jC_s\omega}} \tag{A2.1}$$

On en déduit l'expression complète de la tension de sortie :

$$v_{s(\omega)} = \frac{i_s}{jC_S\omega} = \frac{Mi_p}{C_s}\frac{1}{r_{seq} + jL_s\omega + \frac{1}{jC_s\omega}} \tag{A2.2}$$

Que l'on peut mettre sous la forme classique:

$$v_{s(\omega)} = \frac{M}{C_s}\frac{i_p}{r_{seq}}\frac{1}{1 + j\left(\frac{L_s\omega}{r_{seq}} - \frac{1}{r_{seq}C_s\omega}\right)} \tag{A2.3}$$

En posant ω_0 la pulsation de résonance et en faisant apparaitre la variable :$x = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{f}{f_0}$ dans l'expression (A2-3), on obtient :

$$v_{s(\omega)} = \frac{M}{C_s}\frac{i_p}{r_{seq}}\frac{1}{1 + j\left(\frac{L_s\omega_0}{r_{seq}}\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{1}{r_{seq}C_s\omega_0}\frac{\omega_0}{\omega}\right)}$$

Soit :

$$v_{s(\omega)} = \frac{M}{C_s}\frac{i_p}{r_{seq}}\frac{1}{1 + jQ_{SL}\left(x - \frac{1}{x}\right)} \tag{A2.4}$$

Sachant que l'objectif de ce calcul est d'exprimer la tension de sortie en fonction de la variation relative de la fréquence, il reste donc à faire apparaitre dans l'expression (A.2.4) la variation relative de pulsation ou de fréquence, encore appelée ¨dissonance¨, définie par :

$$\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{f - f_0}{f_0} = x - 1$$

On obtient ainsi :

$$v_{s(\omega)} = \frac{M}{C_s}\frac{i_p}{r_{seq}}\frac{1}{1 + jQ_{SL}\left(1 + \delta - \frac{1}{1+\delta}\right)} \tag{A2.5}$$

Sachant que nous limiterons l'étude qui suit à des fréquences très proches de f_0, cela signifie que:

$$\delta \ll 1$$

Nous pouvons alors faire l'approximation classique:

$$v_{s(\omega)} \approx \frac{M}{C_s}\frac{i_p}{r_{seq}}\frac{1}{1+j2Q_{SL}\delta} = \frac{M}{C_S Z_{eq}} \quad \text{(A2.6)}$$

Avec :$Z_{eq} = r_{seq}(1 + j2Q_{SL}\delta)$

Afin d'évaluer les effets d'une variation de la fréquence de résonance sur la tension recueillie au secondaire, la méthode la plus simple consiste à calculer le rapport entre la variation relative de la tension de sortie à la résonance et la tension de sortie hors résonance : $\frac{v_{s(\omega_0)}}{v_{s(\omega)}}$

Pour effectuer ce rapport, il reste encore à calculer la tension de sortie pour la pulsation de résonance. Il suffit pour cela de porter : δ = 0 dans l'expression (A.2.6), on obtient:

$$v_{s(\omega_0)} = \frac{M}{C_s}\frac{i_p}{r_{seq}} \quad \text{(A2.7)}$$

Le rapport $\frac{v_{s(\omega_0)}}{v_{s(\omega)}}$ s'écrit

$$\frac{v_{s(\omega_0)}}{v_{s(\omega)}} = \frac{\frac{M}{C_s}\frac{I_p}{r_{seq}}}{\frac{M}{C_s}\frac{I_p}{r_{seq}}\frac{1}{1+j2Q_s\delta}}$$

Après simplification on obtient finalement la variation relative de la tension de sortie du secondaire accordé en fonction de la variation relative de la pulsation de résonance :

$$\frac{v_{s(\omega_0)}}{v_{s(\omega)}} = 1 + j2Q_{sL}\delta \quad \text{(A2.8)}$$

Pour effectuer les applications numériques il est utile de déduire de (A2-8) la variation relative de l'amplitude de la tension de sortie du secondaire accordé en fonction de la variation relative de la pulsation de résonance :

$$\left|\frac{V_{s(\omega_0)}}{V_{s(\omega)}}\right| = \sqrt{1 + 4Q_{sL}^2\delta^2} \quad \text{(A2.9)}$$

Annexe 3:Caractéristiques du ¨User Cal Kit¨: Ref . SiiSMA pour calibration type ¨One port¨ (Mesure paramètre S11 sur connecteur coaxial SMA)

A.3.1.Caractéristiques physiques du ¨User Cal Kit¨, ref. SiiSMA :

Standards SOLT : ¨Short¨, ¨Open¨, ¨Load¨ réalisés avec connecteurs coaxiaux de type SMA femelle à platine carrée, ref : Radiall R125 510 001 (voir photographie sur figure A3.1)

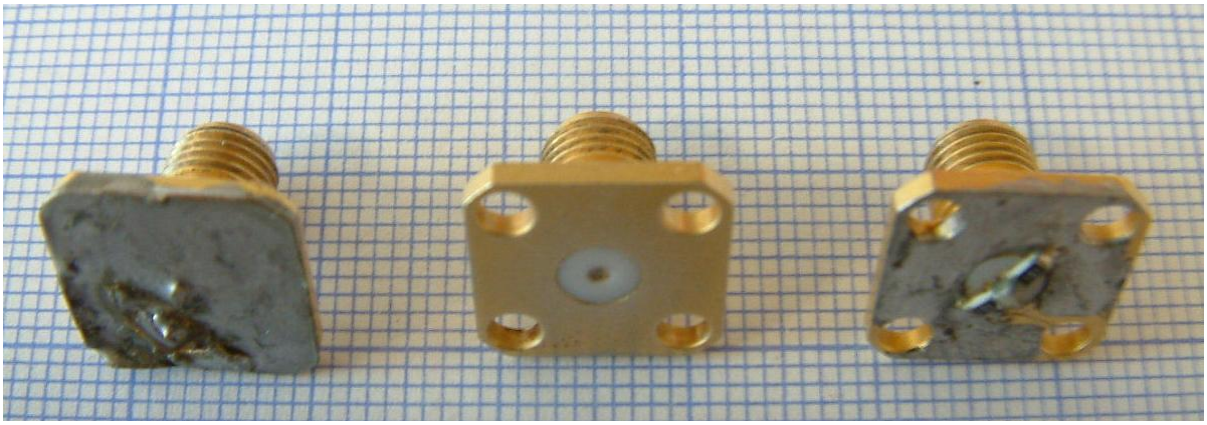


Figure A31 : Photographie des 3 standards SOLT du User Cal Kit: SiiSMA, avec de gauche à droite : Standard ¨Short¨, Standard ¨Open¨, Standard ¨Load¨ (50Ω)

A.3.2.Standard Definitions User Cal Kit SiiSMA:

Plan de calibration = Plan de mesure = plan du court circuit

⇨ Offset delay = 0 (voir tableau A.3.1)

Valeurs des coefficients: C_0, C_1, C_2, C_3 du polynôme : $\mathbf{C_F = C_0 + C_1.F + C_2.F^2 + C_3F^3}$ qui caractérise la ¨fringing capacitance¨ (C_F) du Standard ¨Open¨ : (voir tableau A.3.1)

SiiSMA_PNA.ckm

Standard Definitions | Class Assignments | Cal Kit Properties

	Standard Type	C0/L0 Term Z	C1/L1	C2/L2	C3/L3	Load Type	Offset Delay	Offset Z0	Offset Loss	Min Freq	Max Freq	Medium	Standard Label
#1	Short	0	0	0	0		0	50	0,7	0	999	Coax	Short
#2	Open	26,92	-635,1	-594,9	43,16		0	50	0,7	0	999	Coax	Open
#3	Load					Fixed	0	50	0,7	0	999	Coax	Broadband
#4	Thru/Line						0	50	0,7	0	999	Coax	Thru
#5													
#6													
#7													
#8													

Tableau A.3.1 : Caractéristiques et coefficients définissant les 3 standards SOLT du User Cal Kit: SiiSMA, (¨Short¨, ¨Open¨, ¨Load¨ 50Ω)

Annexe 4:Caractéristiques du ¨User Cal Kit¨: Ref . SijSTRIP pour calibration type ¨Full two ports¨ (Mesure paramètres Sij sur microstrip lines 50Ω)

A.4.1. Caractéristiques physiques du ¨User Cal Kit¨, ref. SijSTRIP:

(Voir photographie sur figure A4.1)

- Standards SOLT : ¨Short¨, ¨Open¨, ¨Load¨, ¨Thru¨, placés à l'extrémité de microstrip lines d'impédance caractéristique : $Z_c = 50\Omega$ et de longueur : l = 14mm.
- Caractéristiques PCB (Printed Circuit Board) :
  - Diélectrique : epoxy glass (verre epoxy): εr = 4,4; épaisseur : 1,524 < h < 1,574mm;
  - Métallisation cuivre, épaisseur; t = 35µm
  - Type : FR4 (Er=4.4) 0.060 inch, 0.5 oz copper;
- Transitions: câble coaxial / microstrip lines réalisées avec connecteurs coaxiaux de type SMA femelle ¨board edge¨.

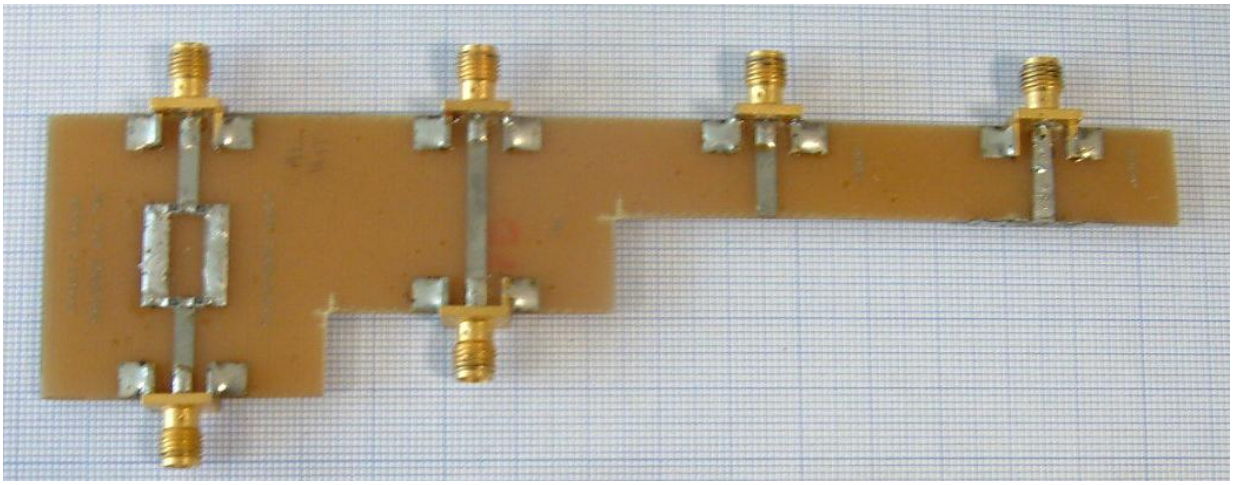


Figure A.4.1 : Photographie des 4 standards SOLT du User Cal Kit: SiiSMA, avec de gauche à droite : Standard ¨Load¨ (50Ω), Standard ¨Thru¨, Standard ¨Open¨, Standard ¨Short¨.

A.4.2. Standard Definitions User Cal Kit SiiSTRIP:

Plan de calibration = Plan de mesure = plan du court circuit

⇨ Offset delay = 0 (voir tableau A.4.1)

Valeurs des coefficients: C_0, C_1, C_2, C_3 du polynôme : $\mathbf{C_F = C_0 + C_1.F + C_2.F^2 + C_3F^3}$ qui caractérise la ¨fringing capacitance¨ (C_F) du Standard ¨Open¨ : (voir procédure ci-dessous et tableau A.4.1)

A.4.3. Procédure de calcul des coefficients: C_0, C_1, C_2, C_3.

D'après procédure de conception d'un kit de calibration type SOLT ¨User Cal Kit¨ préconisée par HP / [HP88]

1° opération :

Détermination du ¨Port Extension¨ nécessaire pour translater le plan de mesure dans le plan du standard ¨Open¨ :

Technique employée : Mesure du la phase de : Arg[S11 – 180°] du standard ¨Short¨ placé dans le même plan que le standard ¨Open¨ et réglage du ¨Port Extension¨ jusqu'à obtenir une phase minimale.

Résultat obtenu :

Phase minimale obtenue avec : ¨Port Extension¨ = 125pS

Figure A4.2 : Phase minimale de : Arg[S11 – 180°] du standard ¨Short¨ obtenu avec :¨Port Extension¨ = 125pS

2° opération :

Mesure du paramètre S11 du standard ¨Open¨ avec : ¨Port Extension¨ = 125pS (figure A.4.3)

- ⇨ Détermination de la ¨fringing capacitance¨ (C_F) du Standard ¨Open¨ en fonction de la fréquence : $C_F = f(f)$.

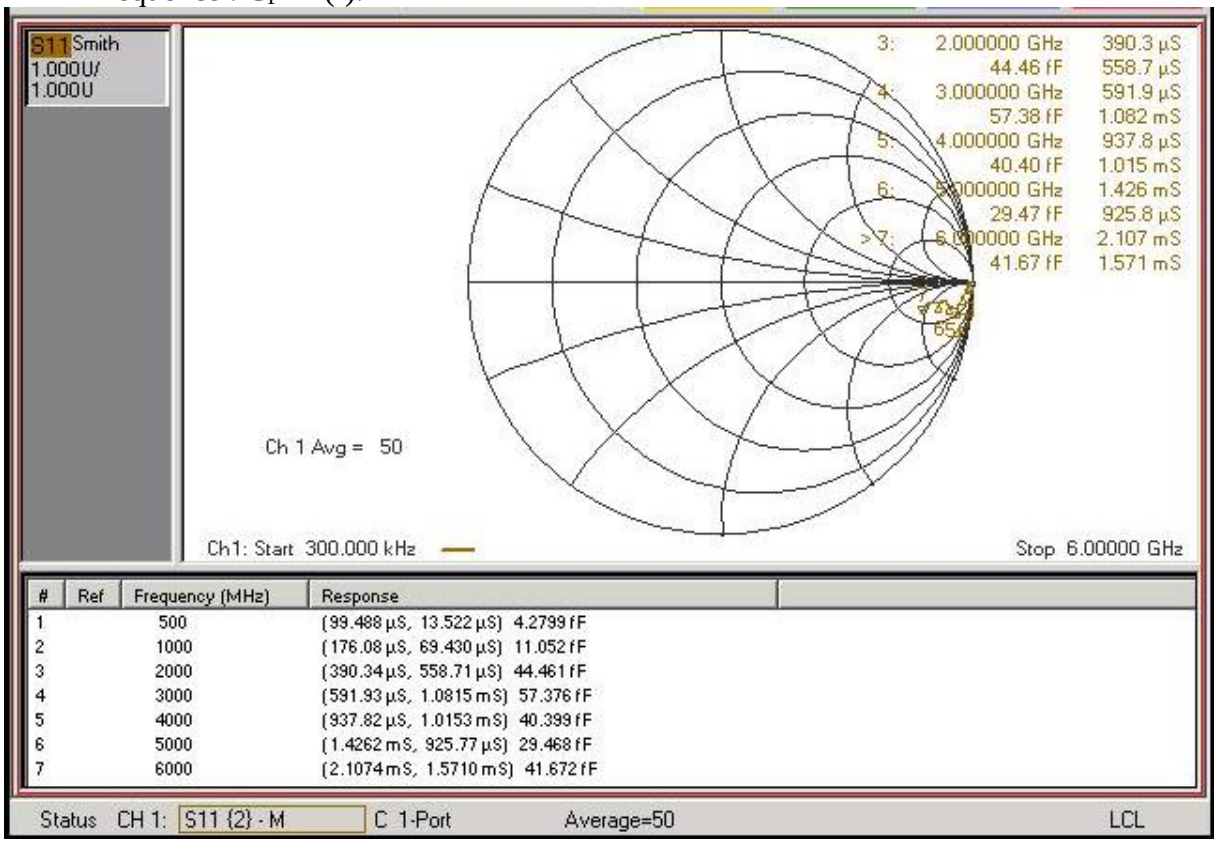


Figure A.4.3 : Paramètre S11 du standard ¨Open¨ avec : ¨Port Extension¨ = 125pS.

Les marqueurs 1 à 7 indiquent la ¨fringing capacitance¨ (C_F) du Standard ¨Open¨ en fonction de la fréquence : $C_F = f(f)$.

3° opération :

Calcul des coefficients: C_0, C_1, C_2, C_3 à partir de la courbe $C_F = f(f)$ avec l'aide du logiciel REGRESSI :

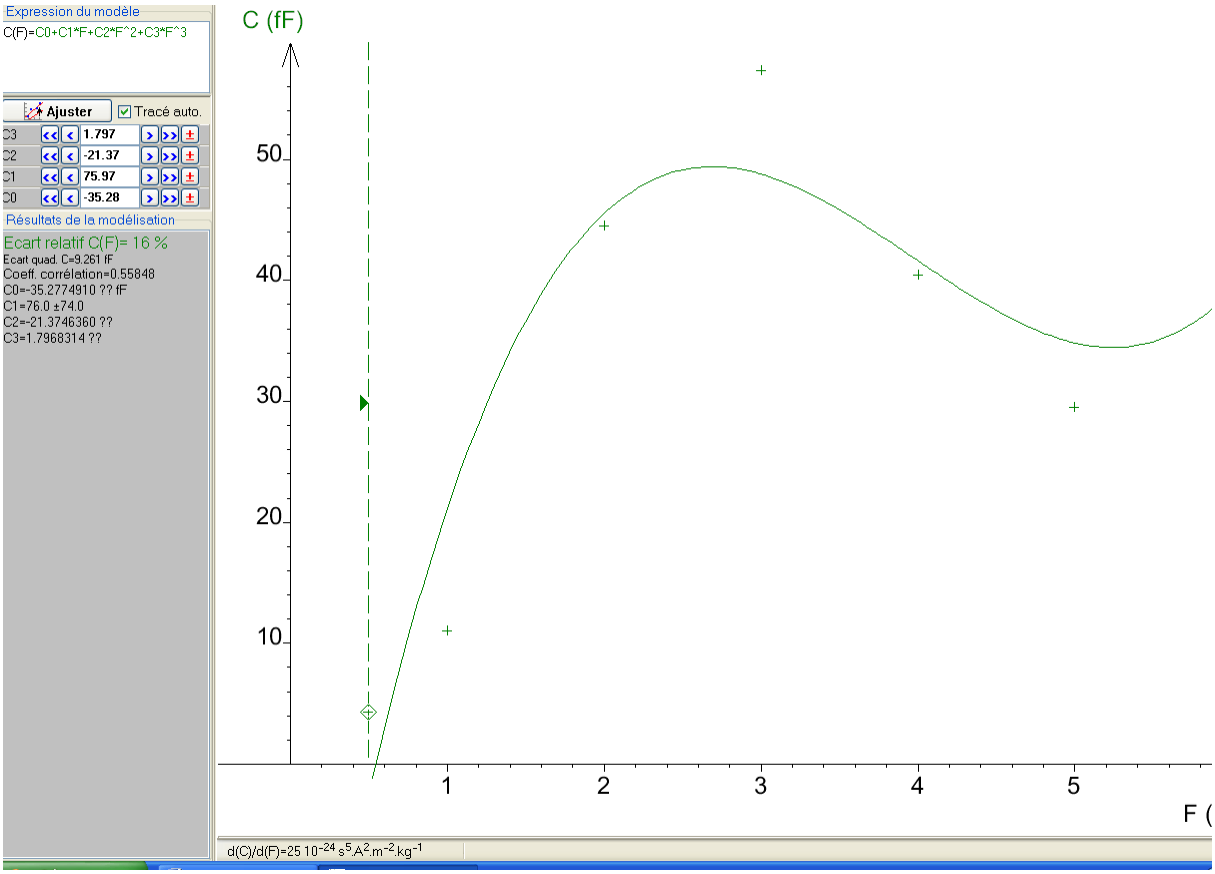


Figure A4.4 : Valeurs des coefficients: C_0, C_1, C_2, C_3 affichés après calcul par logiciel REGRESSI

4° opération :

Etablissement du tableau A.4.1 rassemblant dans un format imposé par les ¨Vector Network Analyzers¨ HP / Agilent , les ¨ Standard Definitions du ¨User Cal Kit¨: SijSTRIP.

SijSTRIP.ckm

Standard Definitions | Class Assignments | Cal Kit Properties

	Standard Type	C0/L0 Term Z	C1/L1	C2/L2	C3/L3	Load Type	Offset Delay	Offset Z0	Offset Loss	Min Freq	Max Freq	Medium	Standard Label
#1	Short	0	0	0	0		0	50	0,7	0	999	Coax	Short
#2	Open	-35,28	75,97	-21,37	1,797		0	50	0,7	0	999	Coax	Open
#3	Load					Fixed	0	50	0,7	0	999	Coax	Broadband
#4	Thru/Line						0	50	0,7	0	999	Coax	Thru
#5													
#6													
#7													
#8													

Tableau A.4.1 : Caractéristiques et coefficients définissant les 4 standards SOLT du ¨User Cal Kit¨: SijSTRIP, (¨Short¨, ¨Open¨, ¨Load¨ 50Ω, ¨Thru¨)

Annexe 5: Caractéristiques du ¨User Cal Kit¨: Ref . Aquakit pour calibration types ¨One port¨ & ¨Full two ports¨ (Mesure paramètres S11 et Sij dans l'air et dans l'eau, à l'extrémité de câbles semi rigides 50Ω)

A.5.1.Caractéristiques physiques du ¨User Cal Kit¨, ref. Aquakit :

Standards SOLT : ¨Short¨, ¨Open¨, ¨Load¨ placés à l'extrémité de câbles coaxiaux semi-rigides d'impédance caractéristique : Zc = 50Ω et de longueur : l = 25cm, dont les entrées sont équipées de connecteurs coaxiaux de type SMA mâle (voir photographie sur figure A5.1)

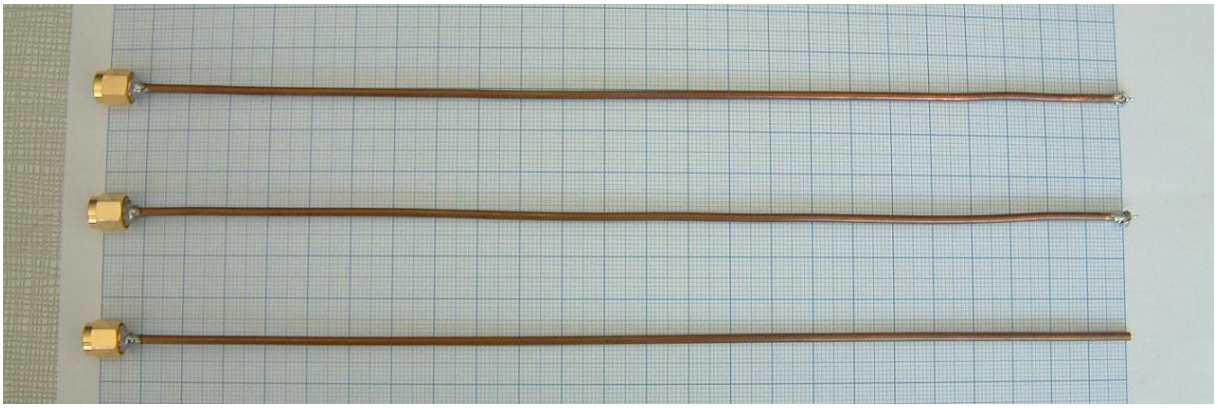


Figure A5.1 : Photographie des 3 standards SOLT du User Cal Kit: Aquakit, avec de haut en bas : Standard ¨Load¨ (50Ω), Standard ¨Short¨, Standard ¨Open¨.

A.5.2.Standard Definitions ¨User Cal Kit¨ Aquakit:

Plan de calibration = Plan de mesure = plan du court circuit
Offset delay = 0 (voir tableau A.5.1)Valeurs des coefficients: C_0, C_1, C_2, C_3 du polynôme : $\mathbf{C_F = C_0 + C_1.F + C_2.F^2 + C_3F^3}$ qui caractérise la ¨fringing capacitance¨ (C_F) du Standard ¨Open¨ : (voir tableau A.5.1)

Remarque :
La géométrie des Standards SOLT : ¨Short¨, ¨Open¨, ¨Load¨ placés à l'extrémité de câbles coaxiaux semi-rigides est quasiment identique à celle des standards du ¨cal kit¨ APC 7mm (Amphenol Precision Connector 7mm) d'HP / Agilent. Par conséquent, les caractéristiques et coefficients qui définissent le ¨User Cal Kit¨ Aquakit sont identiques à celles du kit de calibration APC7 : Agilent 85031B. (Voir tableau A.5.1)

Agilent_85031B.ckm

Standard Definitions | Class Assignments | Cal Kit Properties

	Standard Type	C0/L0 Term Z	C1/L1	C2/L2	C3/L3	Load Type	Offset Delay	Offset Z0	Offset Loss	Min Freq	Max Freq	Medium	Standard Label
#1	Short						0	50	0,7	0	999	Coax	Short
#2	Open	92,85	0	7,2	4,3		0	50	0,7	0	999	Coax	Open
#3	Load					Fixed	0	50	0,7	0	999	Coax	Broadband
#4	Thru/Line						0	50	0,7	0	999	Coax	Thru
#5													
#6													
#7													
#8													

Tableau A.5.1 : Caractéristiques et coefficients définissant les 4 standards SOLT du User Cal Kit: Aqua kit, (¨Short¨, ¨Open¨, ¨Load¨ 50Ω, ¨Thru¨)

Annexe 6:Calcul de l'impédance d'entrée d'une antenne connectée en différentiel à l'extrémité de deux câbles en fonction des paramètres S_{ij} mesurés

A.6.1. Présentation générale de la procédure de calcul

L'objectif de ce calcul est de déterminer les expressions des 3 admittances Y_D, Y_{C1} et Y_{C2} représentées sur la figure A6.1 (Dans ce schéma, Y_D représente l'admittance d'entrée de l'antenne seule, c'est-à-dire non perturbée par les courants de retour traversant les admittances de mode commun Y_{C1} et Y_{C2} connectées aux blindages des câbles coaxiaux). Pour calculer les 3 inconnues que représentent Y_D, Y_{C1} et Y_{C2}, il faut au préalable trouver au minimum 3 équations. Cette condition préalable est automatiquement satisfaite sur la figure A6.1. en insérant l'antenne à mesurer entre les 2 ports d'un ¨Vector Network Analyzer¨ ¨standard¨. En procédant ainsi, les 4 paramètres S_{ij} mesurés en une seule opération par le ¨Vector Network Analyzer¨ permettent d'écrire 4 équations. On dispose alors d'un système de 4 équations à 3 inconnues qu'il devient possible de résoudre.

Par conséquent la procédure de calcul des 3 admittances Y_D, Y_{C1} et Y_{C2} en fonction des 4 paramètres S_{ij} mesurés se décompose en deux opérations principales :

- 1° opération : Etablissement des expressions des 4 paramètres S_{ij} mesurés
- 2° opération : Calcul des 3 admittances Y_D, Y_{C1} et Y_{C2} en résolvant le système de 4 équations à 3 inconnues.

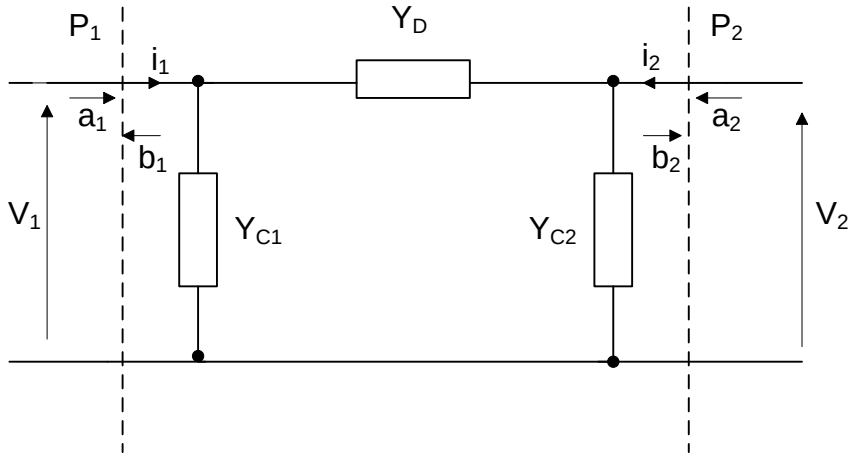


Figure A6.1 : Schéma général du montage de mesure différentiel de l'impédance d'entrée d'une antenne

Afin de pouvoir exprimer les admittances en fonction des paramètres S_{ij} mesurés dans les plans d'accès P_1 et P_2 du quadripôle, nous avons représenté conjointement sur la figure A6.1 :

- Les tensions v_1, v_2 et les courants i_1, i_2 appliqués dans les plans P_1 et P_2.
- Les ondes incidentes a_1, a_2 sur les plans P_1 et P_2.
- Les ondes réfléchies b_1, b_2 sur les plans P_1 et P_2.

A.6.2. 1° opération : Etablissement des expressions des 4 paramètres S_{ij} mesurés

A6.2.1. Calcul des paramètres S_{21} et S_{12}

D'après [HP88] les paramètres S_{21} et S_{12} sont donnés par les expressions:

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \ @\ a_2 = 0 \Rightarrow Z_L = Z_c = 50\Omega \qquad \text{(A6.1)}$$

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \ @\ a_1 = 0 \Rightarrow Z_i = Z_c = 50\Omega \qquad \text{(A6.2)}$$

Les montages de mesure correspondants sont représentés sur les figures A6.2 et A6.3. Dans le cas particulier du schéma de mesure différentiel représenté figure A6.1 et en employant les

admittances ou les impédances réduites, ces montages se réduisent aux formes plus simples représentées sur les figures A6.2 et A6.3:
Ces paramètres sont définis par rapport aux ondes incidentes a_1, a_2 et réfléchies b_1, b_2, par conséquent, pour pouvoir les exprimer en fonction des impédances ou admittances du quadripôle, il faut au préalable disposer des expressions des ondes incidentes a_1, a_2 et réfléchies b_1, b_2 en fonction des tensions v_1, v_2 et les courants i_1, i_2 appliqués dans les plans P_1 et P_2. (Voir figure A6.1)
Ces expressions sont très classiques, elles ont été établies par Kurokawa [KURO65] et Hewlett Packard [HP68], elles sont de la forme :

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \qquad \text{(A6.3)}$$

$$b_1 = \frac{V_1 - Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \qquad \text{(A6.4)}$$

$$a_2 = \frac{V_2 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \qquad \text{(A6.5)}$$

$$b_2 = \frac{V_2 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \qquad \text{(A6.6)}$$

Connaissant ces expressions il est ensuite possible de calculer les paramètres: S_{21} (Forward transmission coefficient) et S_{12} (Reverse transmission coefficient).
Les figures A6.2 et A6.3 montrent que les circuits de mesure de ces deux paramètres sont identiques à une permutation d'indice près. Par conséquent, pour calculer ces deux paramètres, il suffit de calculer l'un d'entre eux (par exemple S_{21}) et de déduire le second par une simple permutation d'indices =>

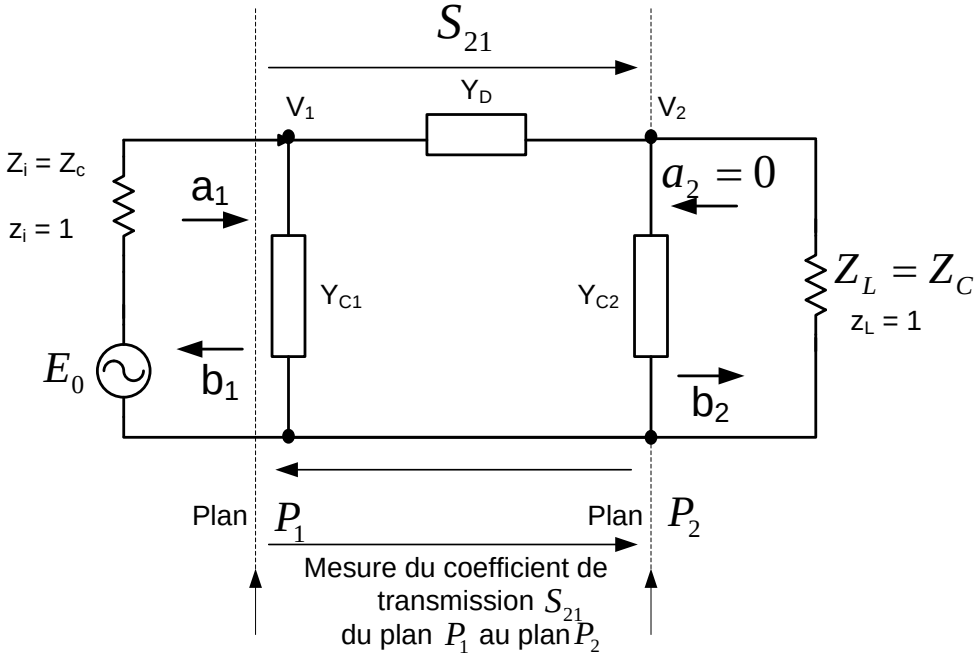


Figure A6.2: Montage de mesure du paramètre S_{21} du quadripôle modélisé avec des admittances ou des impédances réduites

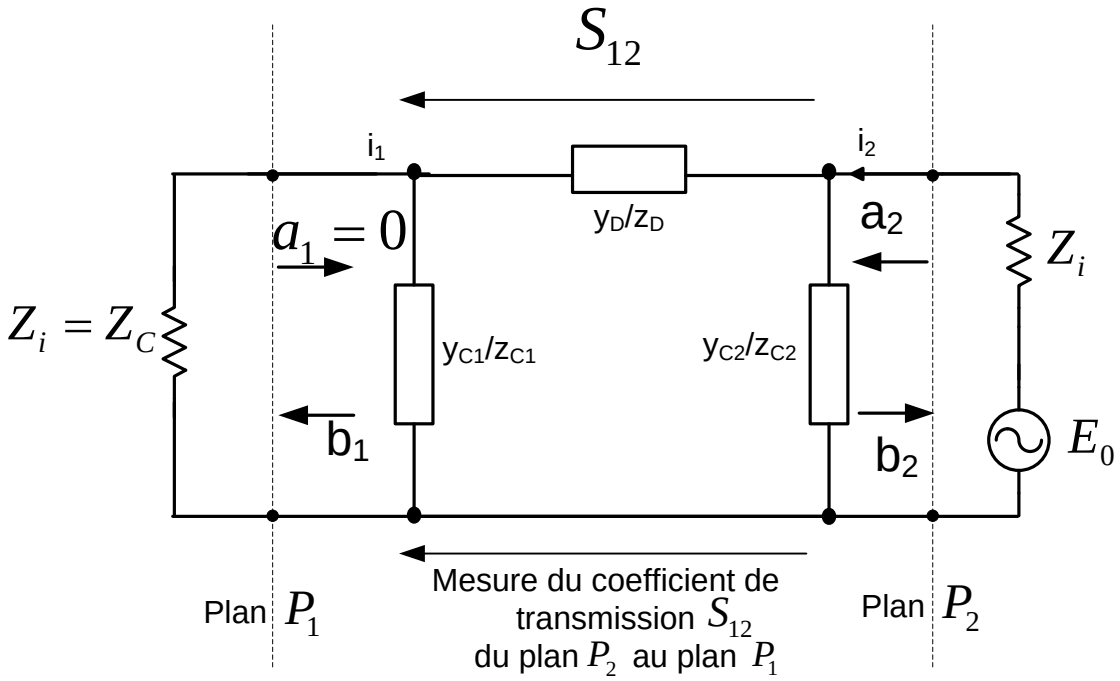


Figure A6.3: Montage de mesure du paramètre S_{12} du quadripôle modélisé avec des admittances ou des impédances réduites

Calcul du paramètre S_{21}:

En additionnant les expressions des ondes incidentes et réfléchies sur le port 1 (A6.3) et (A6.4) on obtient :

$$a_1 + b_1 = \frac{V_1}{\sqrt{Z_c}} \tag{A6.7}$$

En procédant de même pour le port 2 (équations (A6.5) et (A6.6)), il vient :

$$a_2 + b_2 = \frac{V_2}{\sqrt{Z_c}} \tag{A6.8}$$

Or, d'après (A6.1) : $S_{21} = \frac{b_2}{a_1}$ @ $a_2 = 0$

En portant la condition $a_2 = 0$ dans (A6.8), il vient :

$$b_2 = \frac{V_2}{\sqrt{Z_c}} \tag{A6.9}$$

A partir de (A6.7), on tire

$$a_1 = \frac{V_1}{\sqrt{Z_c}} - b_1$$

En divisant (A6.9) par (A6.7), on obtient

$$\frac{b_2}{(a_1 + b_1)} = \frac{V_2}{V_1}$$

Soit

$$b_2 = (a_1 + b_1).\frac{V_2}{V_1} = a_1\left(1 + \frac{b_1}{a_1}\right)\frac{V_2}{V_1} \tag{A6.10}$$

L'expression (A6.10) permet alors de calculer S_{21} :

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \left(1 + \frac{b_1}{a_1}\right)\left(\frac{V_2}{V_1}\right) \tag{A6.11}$$

Or, d'après [HP68], la définition du paramètre S_{11} est:

$$\frac{b_1}{a_1}@\ a_2 = 0 = \ S_{11} \ => \ S_{21} = (1 + S_{11})\left(\frac{V_2}{V_1}\right) \tag{A6.12}$$

Il reste à déterminer $\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$.

D'après le schéma représenté figure A6.2, ce terme d'atténuation s'écrit :

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = \frac{\frac{z_{c_2}}{z_{c_2}+1}}{z_d + \frac{z_{c_2}}{z_{c_2}+1}} = \frac{z_{c_2}}{z_{d(z_{c_2}+1)+z_{c_2}}} \tag{A6.13}$$

En portant (A6.13) dans l'expression (A6.12) de S_{21}, on obtient finalement :

$$S_{21} = (1 + S_{11})\frac{z_{c_2}}{z_d\left(z_{c_2} + 1\right) + z_{c_2}} \tag{A6.14}$$

Calcul du paramètre S_{12}:

Comme nous l'avons démontré au début de ce paragraphe, l'expression de S_{12} peut se déduire de celle de S_{21} (A6.14) par permutation d'indices =>

$$=> S_{12} = (1 + S_{22})\frac{z_{c_1}}{z_d\left(z_{c_1} + 1\right) + z_{c_1}} \tag{A6.15}$$

A6.2.2. Calcul des paramètres S_{11} et S_{22}

D'après [HP68], les paramètres S_{11} et S_{22} sont donnés par les expressions:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}@\ a_2 = 0 \Rightarrow Z_L = Z_C = 50\Omega \tag{A6.16}$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2}@\ a_1 = 0 \Rightarrow Z_i = Z_C = 50\Omega \tag{A6.17}$$

Les montages de mesure correspondants (dans le cas particulier du schéma de mesure différentiel représenté figure A8.1) se réduisent aux schémas représentés sur les figures A6.4 et A6.5:

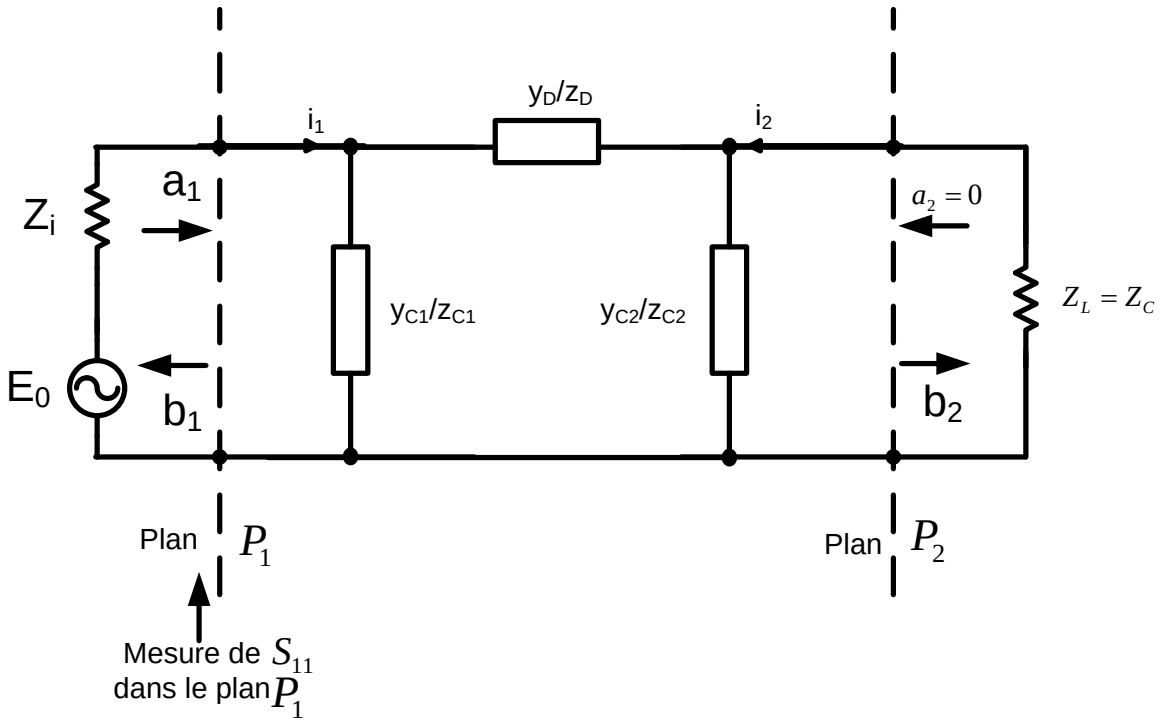


Figure A6.4: Montage de mesure du paramètre S_{11} du quadripôle modélisé avec des admittances ou des impédances réduites

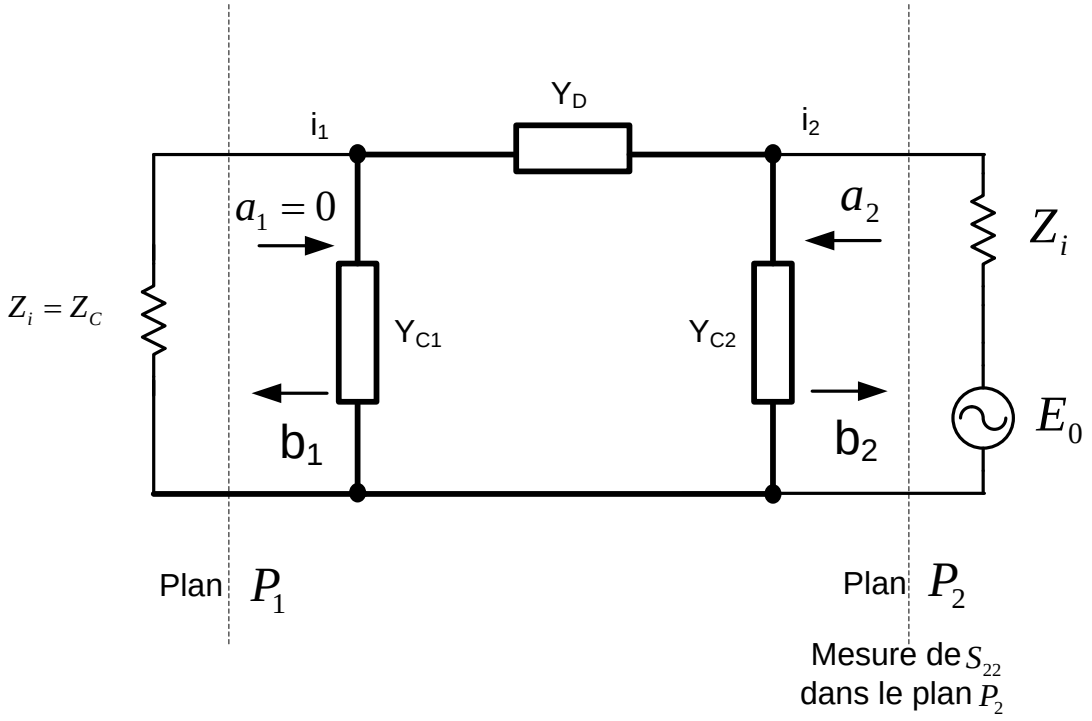


Figure A6.5: Montage de mesure du paramètre S_{22} du quadripôle modélisé avec des admittances ou des impédances réduites

Les figures A6.4 et A6.5 montrent également que les circuits de mesure de ces deux paramètres sont identiques à une permutation d'indice près. Par conséquent, pour calculer ces deux paramètres, il suffit donc de calculer l'un d'entre eux (par exemple S_{11}) et de déduire le second par une simple permutation d'indices.

Calcul du paramètre S_{11}:

D'après l'expression (A6.16), le paramètre S11 représente le coefficient de réflexion à l'entrée du quadripôle à mesurer lorsque ce dernier est adapté sur sa sortie, c'est-à-dire chargé par 50Ω. Par conséquent en se référant à la figure A6.4, on peut exprimer S11 en fonction de

l'impédance d'entrée réduite (z_{iq}) ou de l'admittance d'entrée réduite (y_{iq}) du quadripôle par les relations :

$$S_{11} = \frac{z_{iq} - z_c}{z_{iq} + z_c} = \frac{y_c - y_{iq}}{y_{iq} + y_c} \text{ @ } a_2 = 0 \Rightarrow Z_L = Z_C = 50\Omega \Rightarrow z_L = z_C \quad \text{(A6.18)}$$
$$= 1$$

D'après la figure A6.4, l'admittance d'entrée réduite du quadripôle s'écrit :

$$y_{iq} = y_{c1} + \frac{1}{z_d + \frac{1}{1+y_{c2}}}$$

Soit :

$$y_{iq} = y_{c1} + \frac{y_d(1 + y_{c2})}{(1 + y_{c2}) + y_d} \quad \text{(A6.19)}$$

En portant (A6.19) dans l'expression de S11 (A6.18), il vient :

$$S_{11} = \frac{y_c - y_{iq}}{y_{iq} + y_c} = \frac{1 - y_{c1} - \frac{y_d(1+y_{c2})}{(1+y_{c2})+y_d}}{1 + y_{c1} + \frac{y_d(1+y_{c2})}{(1+y_{c2})+y_d}}$$

Après simplifications on obtient finalement :

$$S_{11} = \frac{1 - y_{c1} + y_{c2} - y_{c1}\,y_{c2} - y_d\,y_{c1} - y_d\,y_{c2}}{(1 + y_{c1})((1 + y_{c2}) + y_d) + y_d(1 + y_{c2})} \quad \text{(A6.20)}$$

Calcul du paramètre S_{22}:

Comme nous l'avons démontré au début de ce paragraphe, l'expression de S_{22} peut se déduire de celle de S_{11} (A6.20) par permutation d'indices =>

$$S_{22} = \frac{1 - y_{c2} + y_{c1} - y_{c2}\,y_{c1} - y_d\,y_{c2} - y_d\,y_{c1}}{(1 + y_{c2})((1 + y_{c1}) + y_d) + y_d(1 + y_{c1})} \quad \text{(A6.21)}$$

A6.3. 2° opération : Calcul des admittances y_D, y_{C1} et y_{C2}

Les admittances y_D, y_{C1} et y_{C2} peuvent maintenant être calculées en résolvant le système de 4 équations formé par les expressions de S11, S22, S21, S12 que nous venons d'établir dans les § précédents.

La résolution de ce système est présentée ci-dessous :

1°. Calcul de l'admittance y_{C2} à partir de l'expression de S_{21} (A6.14) :

$$S_{21} = (1 + S_{11})\frac{z_{c_2}}{z_{d(z_{c_2}+1)+z_{c_2}}} \quad \text{(A6.14)}$$

Cette expression permet de tirer z_{C2} :

$$z_{c_2} = (z_d(z_{c_2} + 1) + z_{c_2})\frac{S_{21}}{1 + S_{11}}$$
$$\Rightarrow \quad z_{c_2}\left(1 - z_d\frac{S_{21}}{1 + S_{11}} - \frac{S_{21}}{1 + S_{11}}\right) = z_d\frac{S_{21}}{1 + S_{11}}$$

Après simplifications on obtient finalement les expressions de z_{C2} et y_{C2}:

$$z_{c_2} = \frac{z_d S_{21}}{1 + S_{11} - z_d S_{21} - S_{21}} \quad \text{(A6.22)}$$

$$y_{c2} = y_d\left(\frac{1 + S_{11} - S_{21}}{S_{21}}\right) - 1 \quad \text{(A6.23)}$$

2°. Calcul de l'admittance y_{C1} à partir de l'expression de S_{12} (A6.15) :

$$S_{12} = (1 + S_{22})\frac{z_{c_1}}{z_{d(z_{c_1}+1)+z_{c_1}}} \quad \text{(A6.24)}$$

Sachant que l'expression de S_{12} a été déduite de celle de S_{21} (A6.14) par permutation d'indices => pour calculer z_{C1} et y_{C1} à partir de l'expression de S_{12} il suffit donc de permuter

les indices des termes qui composent les expressions précédemment calculées de z_{C2} (A6.22) et y_{C2} (A6.23). On obtient ainsi :

$$z_{c_1} = \frac{z_d S_{12}}{1 + S_{22} - z_d S_{12} - S_{12}} \quad \text{(A6.25)}$$

$$y_{c1} = y_d \left(\frac{1 + S_{22} - S_{12}}{S_{12}}\right) - 1 \quad \text{(A6.26)}$$

3°. Calcul de l'admittance différentielle y_d:

Sachant que l'on dispose de 4 équations pour 3 inconnues, pour déterminer la 3e inconnue yd , on peut porter y_{C1} et y_{C2}, soit dans S_{11} (A6.20) soit dans S_{22} (A6.21)

Si l'on choisit S_{11}:

$$S_{11} = \frac{1 - y_{c1} + y_{c2} - y_{c1}\, y_{c2} - y_d(\, y_{c1} + \, y_{c2})}{(1 + y_{c1})(1 + y_{c2} + y_d) + y_d(1 + \, y_{c2})} \quad \text{(A6.27)}$$

Avec

$$y_{c2} = y_d \left(\frac{1 + S_{11} - S_{21}}{S_{21}}\right) - 1 \quad \text{(A6.28)}$$

$$y_{c1} = y_d \left(\frac{1 + S_{22} - S_{12}}{S_{12}}\right) - 1 \quad \text{(A6.29)}$$

Le calcul direct de S_{11} donnerait une expression trop lourde à manipuler, aussi avons-nous préféré procéder en plusieurs étapes en posant tout d'abord : $S_{11} = \frac{N}{D}$, puis en calculant les différents termes qui composent le numérateur (N) et le dénominateur (D) de S_{11} :

- Calcul du numérateur (N) de S_{11} :

Calcul du terme : $1 - y_{c1} + y_{c2}$

En portant les expressions de y_{C1} (A6.29) et y_{C2} (A6.28) on obtient :

$$1 - y_{c1} + y_{c2} = 1 + \, y_d \left(\frac{1 + S_{11}}{S_{21}} - 1\right) + \, 1 - \, y_d \left(\frac{1 + S_{22}}{S_{12}} - 1\right) - 1$$

Soit :

$$1 - y_{c1} + y_{c2} = 1 + \, y_d \left(\frac{1 + S_{11}}{S_{21}} - \frac{1 + S_{22}}{S_{12}}\right) \quad \text{(A6.30)}$$

Calcul du terme : $y_{c1}\, y_{c2}$

$$y_{c1}\, y_{c2} = \left(y_d \left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right) - \, 1\right)\left(\left(\, y_d \left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right) - \, 1\right)\right. \Rightarrow$$

$$y_{c1}\, y_{c2} = y_d^2 \left(\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right)\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\right) - y_d \left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right) - y_d \left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right) + 1 \quad \text{(A6.31)}$$

Calcul du terme : $y_d(\, y_{c1} + \, y_{c2})$

$$y_d(\, y_{c1} + \, y_{c2}) = \, y_d(y_d \left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right) - \, 1 + y_d \left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right) - \, 1)$$

Soit:

$$y_d(\, y_{c1} + \, y_{c2}) = \, {y_d}^2 [\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right) + \left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)] - \, 2y_d \quad \text{(A6.32)}$$

En additionnant ces 3 termes on obtient l'expression du numérateur N :

$$N = \, 1 + \, y_d \left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}} - \frac{1+S_{22}}{S_{12}}\right) - \, y_d^2 \left(\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right)\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\right) + y_d \left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right) + y_d \left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right) - 1 - {y_d}^2 \left[\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right) + \left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\right] + \, 2y_d \quad \text{(A6.33)}$$

Simplification des termes du numérateur en y_d:

$$y_d \left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}} - \frac{1+S_{22}}{S_{12}} + \frac{1+S_{22}}{S_{12}} - 1 + \frac{1+S_{11}}{S_{21}} - 1 + 2\right) = 2y_D \left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right) \quad \text{(A6.34)}$$

Simplification des termes du numérateur en y_d^2 :

(A6.35)

$$-{y_d}^2[\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right)\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)+\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right)+\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)]$$
$$=-{y_d}^2\left(\frac{(1+S_{22})(1+S_{11})-S_{21}(1+S_{22})-S_{12}(1+S_{11})+S_{21}S_{12}}{S_{12}S_{21}}\right.$$
$$\left.+\frac{(1+S_{22})S_{21}-S_{21}S_{12}+S_{12}(1+S_{11})-S_{21}S_{12}}{S_{12}S_{21}}\right)$$

Soit après simplifications :

$$-{y_d}^2\left(\frac{(1+S_{22})(1+S_{11})}{S_{12}S_{21}}-1\right) \quad \text{(A6.36)}$$

En ré écrivant l'expression du numérateur avec les termes simplifiés (A6.34) et (A6.35), on obtient finalement :

$$N=2y_d\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)-{y_d}^2\left(\frac{(1+S_{22})(1+S_{11})}{S_{12}S_{21}}-1\right) \quad \text{(A6.37)}$$

- Calcul du dénominateur (D) de S_{11} :

Calcul du terme $(1+y_{c1})$

$$(1+y_{c1})=1+y_d\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right)-1=y_d\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{12}}\right) \quad \text{(A6.38)}$$

Calcul du terme $(1+y_{c2})$

$$(1+y_{c2})=1+y_d\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)-1=y_d\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right) \quad \text{(A6.39)}$$

Calcul du terme $(1+y_{c2}+y_d)$

$$(1+y_{c2}+y_d)=1+y_d\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)-1+y_d=y_d\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right) \quad \text{(A6.40)}$$

Calcul du produit : $(1+y_{c1})(1+y_{c2}+y_d)$

$$(1+y_{c1})(1+y_{c2}+y_d)=y_d\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)y_d\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)$$

Soit :

$$(1+y_{c1})(1+y_{c2}+y_d)={y_d}^2\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right) \quad \text{(A6.41)}$$

En portant (A6.39) et (A6.41) dans l'expression du dénominateur de S_{11} (A6.20), on obtient :

$$D=(1+y_{c1})(1+y_{c2}+y_d)+y_d(1+y_{c2})$$

$$D={y_d}^2\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)+{y_d}^2\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)$$

$$D={y_d}^2[\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)+\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)] \quad \text{(A6.42)}$$

On peut maintenant établir l'expression complète de S_{11} :

$$S_{11}=\frac{N}{D}=\frac{2y_d\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)-{y_d}^2\left(\frac{(1+S_{22})(1+S_{11})}{S_{12}S_{21}}-1\right)}{{y_d}^2[\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)+\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)]} \quad \text{(A6.43)}$$

Qui après simplification par y_d s'écrit:

$$S_{11}=\frac{N}{D}=\frac{2\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)-y_D\left(\frac{(1+S_{22})(1+S_{11})}{S_{12}S_{21}}-1\right)}{y_d[\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)+\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)]} \quad \text{(A6.44)}$$

L'admittance différentielle y_d peut être tirée de l'expression de S_{11} (A6.44) en effectuant le produit en croix :

$$y_d\, S_{11}\left[\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{21}}\right)\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)+\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\right]=-y_d\left[\frac{(1+S_{22})(1+S_{11})}{S_{12}S_{21}}-1\right]+2\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)$$

$$y_d\left\{S_{11}\left[\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{21}}\right)\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)+\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\right]+\left[\frac{(1+S_{22})(1+S_{11})}{S_{12}S_{21}}-1\right]\right\}=2\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)$$

On obtient ainsi l'expression de l'admittance différentielle y_d :

$$y_d=\frac{2\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)}{\left\{S_{11}\left[\left(\frac{1+S_{22}-S_{12}}{S_{21}}\right)\left(\frac{1+S_{11}}{S_{21}}\right)+\left(\frac{1+S_{11}-S_{21}}{S_{21}}\right)\right]+\left[\frac{(1+S_{22})(1+S_{11})}{S_{12}S_{21}}-1\right]\right\}}$$

Que l'on peut réduire sous la forme:

$$y_d=\frac{2S_{12}(1+S_{11})}{\{S_{11}[(1+S_{22}-S_{12})(1+S_{11})+S_{12}(1+S_{11}-S_{21})]+[(1+S_{22})(1+S_{11})-S_{12}S_{21}]\}} \quad \text{(A6.45)}$$

Le développement du dénominateur (D) de y_d conduirait à une expression trop lourde à manipuler aussi avons-nous préféré procéder en plusieurs étapes en calculant tout d'abord le terme du dénominateur:

$$\begin{aligned}&(1+S_{22}-S_{12})(1+S_{11})+S_{12}(1+S_{11}-S_{21})\\&=(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{12}(1+S_{11})+S_{12}(1+S_{11})-S_{12}S_{21}\\&=(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{12}S_{21}\end{aligned} \quad \text{(A6.46)}$$

En portant ce terme simplifié dans le dénominateur D de y_d, on obtient:

$$D=S_{11}[(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{12}S_{21}]+[(1+S_{22})(1+S_{11})-S_{12}S_{21}]$$

Soit encore enmettant en facteur :$(1+S_{11})$

$$D=(1+S_{11})[(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{12}S_{21} \quad \text{(A6.47)}$$

D'où

$$y_d=\frac{2S_{12}(1+S_{11})}{(1+S_{11})[(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{12}S_{21}]}$$

En simplifiant par $(1+S_{11})$ on obtient les expressions finales :

- De l'admittance différentielle réduite y_d :

$$y_d=\frac{2S_{12}}{[(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{12}S_{21}]} \quad \text{(A6.48)}$$

- De l'impédance différentielle réduite z_d :

$$z_d=\frac{1}{y_d}=\frac{(1+S_{11})(1+S_{22})}{2S_{12}}-\frac{S_{21}}{2} \quad \text{(A6.49)}$$

Connaissant l'admittance différentielle réduite y_d , on peut établir les expressions finales des admittances réduites de mode commun y_{C1} et y_{C2} :

- En portant (A6.48) dans l'expression (A6.26) de l'admittance réduite de mode commun y_{C1}, on obtient :

$$y_{C1}=2\frac{1+S_{22}-S_{12}}{(1+S_{22})(1+S_{11})-S_{21}S_{12}}-1 \quad \text{(A6.50)}$$

- En portant (A6.48) dans l'expression (A6.23) de l'admittance réduite de mode commun y_{C2}, on obtient :

$$y_{C2}=2\frac{S_{12}}{S_{21}}\frac{1+S_{11}-S_{21}}{(1+S_{22})(1+S_{11})-S_{21}S_{12}}-1 \quad \text{(A6.51)}$$

A6.4. Calcul sous Matlab de l'admittance et de l'impédance différentielle en fonction des paramètres Sij mesurés

Nous avons codé sous MATLAB le calcul des expressions de l'admittance différentielle réduite y_d et de l'impédance différentielle Z_d données respectivement par les relations :

$$y_d = \frac{2S_{12}}{[(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{12}S_{21}]} \qquad \text{(A6.48)} \qquad \text{(A6.52)}$$

$$Z_d = \frac{50\Omega}{y_d} \qquad \text{(A6.52)} \qquad \text{(A6.53)}$$

Ce code de calcul est reproduit ci-dessous, il présente l'avantage d'accepter comme variables d'entrée des paramètres S_{ij} enregistrés dans le format standard ¨Touchstone¨. Il s'agit d'un format que l'on peut considérer actuellement comme un standard puisqu'il est adopté par l'ensemble des fabricants de ¨Vector Network Analyzers¨ et de fournisseurs de logiciels de simulation.

En ce qui nous concerne, les mesures de paramètres Sij ont été effectuées avec un ¨Vector Network Analyzer¨ ref : N3382A fabriqué par la société Agilent. Cet instrument enregistre les mesures de paramètres Sij dans un fichier au format standard ¨Touchstone¨ de type ¨**Trace**¨ caractérisé par les extensions : **[*.s2p]** ou **[*.s1p]** selon que la mesure concerne deux ou un seul port. L'avantage des fichiers de type : **Trace [*.s2p]** ou **[*.s1p]** est qu'ils sont directement compatibles avec les logiciels de simulation Ansoft.

Dans le fichier au format standard ¨Touchstone¨ les paramètres Sij peuvent être représentés en coordonnées cartésiennes (a+jb) dans l'ordre : Partie réelle, partie imaginaire. Ceci se traduit dans le code source détaillé ci-dessous par le codage des paramètres Sij selon la syntaxe : ¨resij,imsij¨.

Codes sources sous MATLAB du calcul de l'admittance et de l'impédance différentielle en fonction des paramètres Sij mesurés :

Impédance différentielle :

```
function [ zd,yd ] = calcul_yd( res11,ims11,res21,ims21,res12,ims12,res22,ims22 )
%calcul complexe de Yd
s11=complex(res11,ims11);
s12=complex(res12,ims12);
s21=complex(res21,ims21);
s22=complex(res22,ims22);
yd=2*s12/((1+s22)*(1+s11)-s21*s12);
zd=50/yd;
end
```

Pour lancer le code de calcul ¨Impédance différentielle¨ sous MATLAB, il faut au préalable ouvrir le logiciel MATLAB et choisir comme répertoire courant celui où l'on a sauvegardé les fichiers (.m).

Il suffit ensuite d'aller sur la page d'écriture de MATLAB et d'appeler la fonction ¨calcul_yd(…)¨ avec les paramètres adaptés. Comme on peut le voir dans les codes source, calcul_yd (…) prend huit paramètres en entrée qui sont les parties réelles et imaginaires des paramètres Sij. Il faut nécessairement écrire les paramètres d'entrée dans l'ordre dans lequel

Annexe 7: Calcul de la précision de mesure de la partie réelle d'une antenne boucle en fonction de la tolérance du coefficient de qualité du condensateur d'accord.

A.7.1. Accord série

La figure A7.1 représente le montage de mesure de la partie réelle d'une antenne boucle dont la partie imaginaire est annulée par un condensateur d'accord (C) connecté en série.

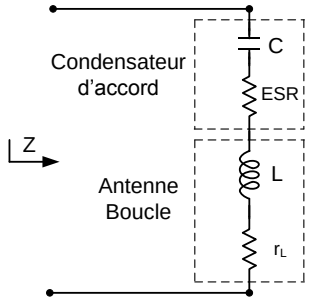


Figure A7.1 : Montage de mesure de la partie réelle d'une antenne boucle dont la partie imaginaire est annulée par un condensateur d'accord série

Dans ce schéma :

- r_L représente la résistance série de pertes et de rayonnement de l'antenne boucle.
- L est la self inductance l'antenne boucle.
- ESR (Equivalent Serie Resistance) est la résistance série équivalente du condensateur d'accord.
- $r_{s(eq)}$ est la résistance série équivalente de l'ensemble du circuit accordé.

S'agissant d'un circuit résonnant série, on peut définir les coefficients de qualité qui caractérisent les éléments de ce circuit par les expressions classiques :

- Pour l'antenne boucle :

$$Q_L = \frac{X}{r} = \frac{L.\omega_0}{r_L} \tag{A7.1}$$

- Pour le condensateur d'accord :

$$Q_C = \frac{X}{r} = \frac{1}{ESR.C.\omega_0} \tag{A7.2}$$

D'après la figure A7.1, l'impédance d'entrée du circuit mesurable par un ¨Vector Network Analyzer¨ est (à la pulsation de résonance ω_0) :

$$Z = r_L + ESR = r_{s(eq)} \tag{A7.3}$$

De cette équation on déduit la partie réelle de l'antenne boucle :

$$r_L = r_{s(eq)} - ESR \tag{A7.4}$$

Pour calculer la précision relative de mesure de la partie réelle de l'antenne boucle (r_L) en fonction des variations de l'ESR du condensateur (dues à la tolérance sur son coefficient de qualité Q_C), la méthode la plus rapide consiste à :

- Prendre le logarithme des deux membres de l'équation (A7.4) :

$$lnr_L = ln\left(r_{s(eq)} - ESR\right) \tag{A7.5}$$

- Puis calculer la dérivée des deux membres de l'équation (A7.5) ainsi obtenue :

$$\frac{dr_L}{r_L} = \frac{dESR}{r_{s(eq)} - ESR} \tag{A7.6}$$

S'agissant d'une incertitude, on peut faire abstraction du signe pour écrire plus simplement:

$$\frac{\Delta r_L}{r_L} = \frac{\Delta ESR}{r_{s(eq)} - ESR} \tag{A7.7}$$

Les fabricants de condensateurs spécifient uniquement les variations relatives du coefficient de qualité des condensateurs: $\frac{\Delta Q_C}{Q_C}$, il est par conséquent nécessaire d'exprimer le terme ΔESR figurant dans la relation (A7.7) en fonction de $\frac{\Delta Q_C}{Q_C}$. Pour obtenir cette expression, la méthode consiste tout d'abord à établir, la relation entre l'ESR et le coefficient de qualité du condensateur, puis à effectuer une dérivation :

- La relation entre l'ESR et le coefficient de qualité du condensateur est tirée de l'équation (A7.2), soit :

$$ESR = \frac{1}{Q_C . C . \omega_0} \tag{A7.8}$$

- La dérivation de l'expression (A7.8) s'effectue comme précédemment en prenant le logarithme des deux membres de l'équation (A7.8), soit :

$$ln(ESR) = -lnQ_C - ln(C\omega_0) \tag{A7.9}$$

Le terme $C\omega_0$ étant constant, on obtient après dérivation

$$\frac{dESR}{ESR} = -\frac{dQ_C}{Q_C} \tag{A7.10}$$

S'agissant d'une incertitude, on peut faire abstraction du signe pour écrire:

$$\Delta ESR = ESR \frac{\Delta Q_C}{Q_C} \tag{A7.11}$$

En portant cette expression dans l'équation (A7.7), on obtient finalement :

$$\frac{\Delta r_L}{r_L} = \pm \frac{ESR . \frac{\Delta Q_C}{Q_C}}{r_{s(eq)} - ESR} \tag{A7.12}$$

A.7.2. Accord parallèle

La figure A7.2 représente le montage de mesure de la partie réelle d'une antenne boucle dont la partie imaginaire est annulée par un condensateur d'accord série (C) connecté en parallèle.

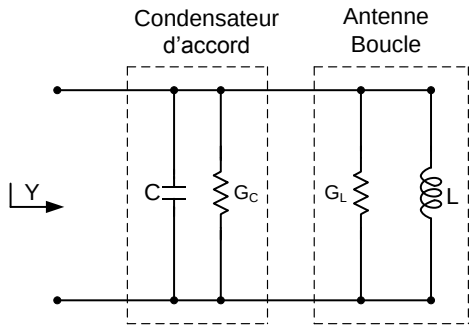


Figure A7.2 : Montage de mesure de la partie réelle d'une antenne boucle dont la partie imaginaire est annulée par un condensateur d'accord parallèle

Dans ce schéma :

- G_L représente la conductance parallèle de boucle. D'après [VALE66], la conductance G_L est liée à la résistance série de l'antenne boucle par : $G_L = \frac{1}{Q_L^2 r_L}$
- L est la self inductance l'antenne boucle.
- G_c est la conductance parallèle équivalente du condensateur d'accord. D'après [VALE66], la conductance G_c est liée à la résistance série équivalente (ESR) du condensateur par : $G_C = \frac{1}{Q_C^2 ESR}$
- $G_{(eq)} = G_L + G_C$ est la conductance parallèle équivalente de l'ensemble du circuit accordé.

S'agissant d'un circuit résonnant parallèle, on peut définir les coefficients de qualité qui caractérisent les éléments ainsi que l'ensemble de ce circuit par les expressions classiques :

- Pour l'antenne boucle :

$$Q_L = \frac{B}{G} = \frac{1}{G_L L.\omega_0} \quad \text{(A7.13)}$$

- Pour le condensateur d'accord :

$$Q_C = \frac{B}{G} = \frac{C.\omega_0}{G_C} \quad \text{(A7.14)}$$

D'après la figure A7.2, l'admittance d'entrée du circuit mesurable par un ¨Vector Network Analyzer¨ est (à la pulsation de résonance ω_0) :

$$Y = G_L + G_C = G_{(eq)} \quad \text{(A7.15)}$$

De cette équation on déduit de la partie réelle de l'antenne boucle :

$$G_L = G_{(eq)} - G_C \quad \text{(A7.16)}$$

Pour calculer la précision relative de mesure de la partie réelle de l'antenne boucle (G_L) en fonction des variations de la conductance du condensateur (dues à la tolérance sur son coefficient de qualité Q_C), la méthode la plus rapide consiste à :

- Prendre le logarithme des deux membres de l'équation (A7.16) :

$$lnG_L = ln\left(G_{(eq)} - G_C\right) \quad \text{(A7.17)}$$

- Puis calculer la dérivée des deux membres de l'équation (A7.17) ainsi obtenue :

$$\frac{dG_L}{G_L} = \frac{dG_C}{G_{(eq)} - G_C} \quad \text{(A7.18)}$$

S'agissant d'une incertitude, on peut faire abstraction du signe pour écrire plus simplement:

$$\frac{\Delta G_L}{G_L} = \frac{\Delta G_C}{G_{(eq)} - G_C} \quad \text{(A7.19)}$$

Les fabricants de condensateurs spécifient uniquement les variations relatives du coefficient de qualité des condensateurs: $\frac{\Delta Q_C}{Q_C}$, il est par conséquent nécessaire d'exprimer le terme ΔG_C figurant dans la relation (A7.19) en fonction de $\frac{\Delta Q_C}{Q_C}$. Pour obtenir cette expression, la méthode consiste comme précédemment à tout d'abord établir, la relation entre G_C et le coefficient de qualité du condensateur, puis à effectuer une dérivation :

- La relation entre G_C et le coefficient de qualité du condensateur est tirée de l'équation (A7.14), soit :

$$G_C = \frac{C.\omega_0}{Q_C} \quad \text{(A7.20)}$$

- La dérivation de l'expression (A7.20) s'effectue comme précédemment en prenant le logarithme des deux membres de l'équation (A7.20), soit :

$$lnG_C = -lnQ_C + ln(C\omega_0) \quad \text{(A7.21)}$$

Le terme $C\omega_0$ étant constant, on obtient après dérivation

$$\frac{dG_C}{G_C} = -\frac{dQ_C}{Q_C} \quad \text{(A7.22)}$$

S'agissant d'une incertitude, on peut faire abstraction du signe pour écrire:

$$\Delta G_C = G_C \frac{\Delta Q_C}{Q_C} \quad \text{(A7.23)}$$

En portant cette expression dans l'équation (A7.19), on obtient finalement :

$$\frac{\Delta G_L}{G_L} = \pm \frac{G_C.\frac{\Delta Q_C}{Q_C}}{G_{(eq)} - G_C} \quad \text{(A7.24)}$$

Annexe 8: Calcul du coefficient de réflexion S_{11} en coordonnées polaires en fonction de l'impédance ou de l'admittance réduite d'entrée d'un dipôle

A8.1. Expression du coefficient de réflexion S_{11} en coordonnées polaires en fonction de l'impédance réduite d'un dipôle

D'après [HP68], l'expression du paramètre S_{11} en fonction de l'impédance d'entrée d'un quadripôle est:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{Z_{iq} - Z_c}{Z_{iq} + Z_c} \quad @: a_2 = 0 \implies Z_L = Z_c = 0 \tag{A8.1}$$

Dans le cas d'un simple dipôle cette expression s'écrit plus simplement :

$$S_{11} = \frac{Z_i - Z_c}{Z_i + Z_c} \tag{A8.2}$$

Soit, en fonction de l'impédance réduite : $z = \frac{Z_i}{Z_c}$:

$$S_{11} = \frac{z - 1}{z + 1} \tag{A8.3}$$

En remplaçant z par: z = r + jx dans la relation (A8.3), on obtient :

$$S_{11} = \frac{r - 1 + jx}{r + 1 + jx} \tag{A8.4}$$

La relation (A8.4) permet finalement d'établir l'expression du coefficient de réflexion S_{11} en coordonnées polaires en fonction de l'impédance réduite d'un dipôle :

-Module : $|S_{11}| = \frac{\sqrt{(r-1)^2+x^2}}{\sqrt{(r+1)^2+x^2}}$ (A8.5)

-Argument: $Arg[S_{11}] = \text{Arctan}\left(\frac{x}{r-1}\right) - \text{Arctan}\left(\frac{x}{r+1}\right)$ (A8.6)

A8.2. Expression du coefficient de réflexion S_{11} en coordonnées polaires en fonction de l'admittance réduite d'un dipôle

L'expression du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de l'admittance réduite d'un dipôle s'obtient en portant : $z = \frac{1}{y}$ dans la relation (A8.3), soit :

$$S_{11} = \frac{1-y}{1+y} \tag{A8.7}$$

En remplaçant y par: y = g + jb dans la relation (A8.7), on obtient :

$$S_{11} = \frac{1-g-jb}{1+g+jb} \tag{A8.8}$$

La relation (A8.8) permet finalement d'établir l'expression du coefficient de réflexion S_{11} en coordonnées polaires en fonction de l'admittance réduite d'un dipôle :

-Module : $|S_{11}| = \frac{\sqrt{(1-g)^2+b^2}}{\sqrt{(1+g)^2+b^2}}$ (A8.9)

-Argument: $Arg[S_{11}] = -\text{Arctan}\left(\frac{b}{1-g}\right) - \text{Arctan}\left(\frac{b}{1+g}\right)$ (A8.10)

Annexe 9: Calcul des valeurs limites d'impédances réelles mesurables avec une précision donnée au moyen du paramètre de réflexion S11.

L'objectif est de quantifier l'incidence des incertitudes de mesure des paramètres de réflexion (S_{11} ou S_{22}) sur la précision avec laquelle sont mesurées les impédances réelles (résistances pures). Les incertitudes de mesure des paramètres de réflexion (S_{11} ou S_{22}) étant spécifiées par le constructeur du ¨Vector Network Analyzer¨ (HP / Agilent) sous forme d'une incertitude absolue, ou ¨uncertainty¨ : ΔS_{11} (voir figure IV.4), par conséquent, pour quantifier l'incidence de cette ¨uncertainty¨ sur la précision de mesure d'une résistance, il est nécessaire de calculer au préalable la dérivée :

$$\frac{dz}{dS_{11}} = \frac{dr}{dS_{11}} \tag{A9.1}$$

Avec calculer cette dérivée, il faut remplacer z ou r par leurs expressions en fonction de S_{11}: Ces expressions sont très classiques, d'après [HP68], elles sont de la forme:

- Dans le cas général d'une impédance réduite complexe :

$$z = \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} \tag{A9.2}$$

Avec S_{11} = nombre complexe.

- Dans le cas particulier d'une résistance pure:

$$r = \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} \tag{A9.3}$$

Avec S_{11} = nombre réel.

En remplaçant dans la dérivée (A9.1), r par son expression (A9.3), il vient :

$$\frac{dr}{dS_{11}} = \frac{d}{dS_{11}}\left(\frac{1+S_{11}}{1-S_{11}}\right) = \frac{2}{(1-S_{11})^2} \tag{A9.4}$$

Cette dérivée permet de calculer la précision relative de la résistance $\left(\frac{dr}{r}\right)$ en fonction de l'incertitude absolue, ou ¨uncertainty¨ : $\pm\Delta|S_{11}| = d\,S_{11}$, soit :

$$\frac{dr}{r} = \frac{2dS_{11}}{(1-S_{11})^2}.\frac{1}{r} \tag{A9.5}$$

En remplaçant r par son expression (A9.3), on obtient :

$$\frac{dr}{r} = \frac{2dS_{11}}{(1-S_{11})^2}.\frac{1-S_{11}}{1+S_{11}} \tag{A9.6}$$

Soit après simplification :

$$\frac{dr}{r} = \frac{2dS_{11}}{1-S_{11}^2} \tag{A9.7}$$

De cette relation, on tire l'expression des deux valeurs limites du paramètre de réflexion S_{11} qui permettent de mesurer une résistance réduite (r) avec une précision relative $\left(\frac{dr}{r}\right)$ imposée :

$$S_{11} = \pm\sqrt{1-2\frac{dS_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}} \tag{A9.8}$$

En remplaçant d S_{11} par l'incertitude absolue, ou ¨uncertainty¨ : $\pm\Delta|S_{11}| = d\,S_{11}$, on obtient :

$$S_{11} = \pm\sqrt{1\pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}} \tag{A9.9}$$

La connaissance des valeurs limites du paramètre de réflexion S_{11} permet de déterminer les valeurs extrêmes des résistances réduites (r) mesurables avec une précision relative $\left(\frac{dr}{r}\right)$ imposée en portant l'expression (A9.9) dans celle de la résistance réduite (A9.3), on obtient ainsi la forme générale:

$$r = \frac{1 \pm \sqrt{1 \pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}}{1 \mp \sqrt{1 \pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}} \qquad \text{(A9.10)}$$

Cette forme générale montre que selon les signes des différents termes, il existe 4 valeurs limites de résistances mesurables avec une précision relative $\left(\frac{dr}{r}\right)$ imposée. Pour déterminer ces 4 valeurs il est préférable de considérer séparément les 4 combinaisons possibles des signes des différents termes de (A9.10):

1. Si $S_{11} > 0$, d'après l'expression (A9.9), S_{11} s'écrit:

$$S_{11} = + \sqrt{1 \pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}$$

En portant cette expression dans celle de la résistance réduite (A9.3), on obtient deux résistances réduites ayant des valeurs absolues maximales :

$$r_{max} = \frac{1 + \sqrt{1 \pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}}{1 - \sqrt{1 \pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}} \qquad \text{(A9.11)}$$

Et dont le signe est déterminé par celui de l'incertitude absolue, ou ¨uncertainty¨ : $\Delta|S_{11}|$, on obtient ainsi :

1.1. Si $\Delta|S_{11}| > 0$, d'après les expressions (A9.8) et (A9.11), S_{11} s'écrit:

$$S_{11} = + \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}$$

En portant cette expression dans celle de la résistance réduite (A9.3), on obtient une résistance réduite positive maximale:

$$r_{Pmax} = \frac{1 + \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}}{1 - \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}}$$

Qui finalement permet d'établir l'expression de la résistance physique positive maximale:

$$R_{Pmax} = Z_C \frac{1 + \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 - \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \qquad \text{(A9.12)}$$

1.2. Si $\Delta|S_{11}| < 0$, d'après les expressions (A9.8) et (A9.11), S_{11} s'écrit:

$$S_{11} = + \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}$$

En portant cette expression dans celle de la résistance réduite (A9.3), on obtient une résistance réduite négative maximale:

$$r_{Nmax} = \frac{1 + \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}}{1 - \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}} \tag{A9.13}$$

Qui finalement permet d'établir l'expression de la résistance physique négative maximale:

$$R_{Nmax} = Z_C \frac{1 + \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 - \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \tag{A9.14}$$

2. Si $S_{11} < 0$, d'après l'expression (A9.9), S_{11} s'écrit:

$$S_{11} = - \sqrt{1 \pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}} \tag{A9.15}$$

En portant cette expression dans celle de la résistance réduite (A9.3), on obtient deux résistances réduites ayant des valeurs absolues minimales :

$$r_{min} = \frac{1 - \sqrt{1 \pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}}{1 + \sqrt{1 \pm 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}} \tag{A9.16}$$

Et dont le signe est déterminé par celui de l'incertitude absolue, ou ¨uncertainty¨ : $\Delta|S_{11}|$, on obtient ainsi :

2.1. Si $\Delta|S_{11}| > 0$, d'après les expressions (A9.8) et (A9.19), S_{11} s'écrit:

$$S_{11} = - \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}} \tag{A9.17}$$

En portant cette expression dans celle de la résistance réduite (A9.3), on obtient une résistance réduite positive minimale:

$$r_{Pmin} = \frac{1 - \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}}{1 + \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}} \tag{A9.18}$$

Qui finalement permet d'établir l'expression de la résistance physique positive minimale:

$$R_{Pmin} = Z_C \frac{1 - \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 + \sqrt{1 - 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \tag{A9.19}$$

2.2. Si $\Delta|S_{11}| < 0$, d'après les expressions (A9.8) et (A9.19), S_{11} s'écrit:

$$S_{11} = -\sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}} \tag{A9.20}$$

En portant cette expression dans celle de la résistance réduite (A9.3), on obtient une résistance réduite négative minimale:

$$r_{Nmin} = \frac{1 - \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}}{1 + \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\left(\frac{dr}{r}\right)}}} \tag{A9.21}$$

Qui finalement permet d'établir l'expression de la résistance physique négative minimale:

$$R_{Nmin} = Z_C \frac{1 - \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}}{1 + \sqrt{1 + 2\frac{\Delta S_{11}}{\frac{dr}{r}}}} \tag{A9.22}$$

Annexe 10: Détermination d'une impédance ou d'une admittance par insertion shunt entre les 2 plans de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle

A10.1 : Etablissement de l'expression d'une admittance shunt en fonction des paramètres S_{ij} d'un quadripôle

Pour établir l'expression de l'admittance shunt Y représentée sur la figure A10.1 en fonction des paramètres S_{ij} du quadripôle, il faut au préalable déterminer les expressions des 4 paramètres S_{ij} qui modélisent ce quadripôle.

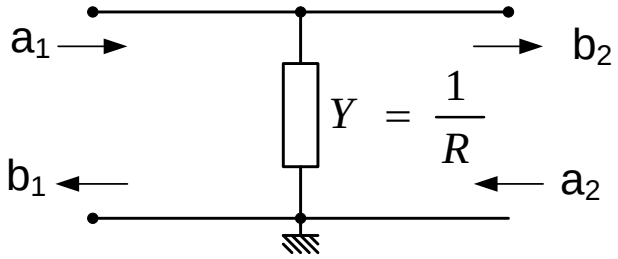


Figure A10.1. Schéma électrique du réseau : Admittance shunt.

Cependant, avant de débuter le calcul, il est intéressant de rechercher si le réseau admittance shunt ne présente pas des caractéristiques particulières qui pourraient entraîner des simplifications. D'après la pré-étude qualitative effectuée dans le § IV.6.1, ce réseau est symétrique et réciproque.

En conséquence, d'après [VALE66] : $S_{12} = S_{21}$ et $S_{11} = S_{22}$.

Pour déterminer les 4 paramètres S_{ij}, il suffit donc d'en calculer 2 : choisissons par exemple de calculer les paramètres S_{11} et S_{21}.

Nous commençons tout d'abord par normaliser l'admittance shunt : $y = \frac{Y}{Y_0}$. Puis, nous appliquons le principe de la mesure des paramètres S en insérant le réseau ¨admittance shunt :y¨ dans un système de 2 lignes d'admittance caractéristique réduite : $y = \frac{Y_0}{Y_0} = 1$, adapté en sortie, c'est-à-dire chargé par l'admittance terminale : $y = 1$. Nous obtenons alors le circuit représenté sur la figure A10.2.

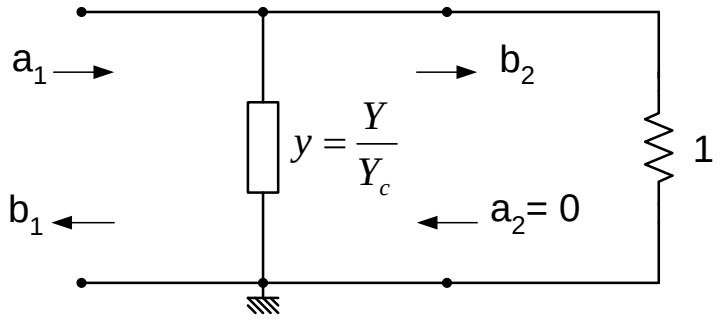


Figure A10.2. Schéma électrique du circuit de mesure des paramètres S du réseau : Admittance shunt.

- Calcul de S_{11} :

D'après [HP68] :

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{Z_{iq} - Z_c}{Z_{iq} + Z_c} \qquad @ : a_2 = 0 \Rightarrow \qquad Z_L = Z_c = 50\Omega$$

En posant $Y_{iq} = \frac{1}{Z_{iq}}$ et $Y_c = \frac{1}{Z_c}$, S_{11} devient:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{Y_c - Y_{iq}}{Y_c + Y_{iq}} \qquad @: a_2 = 0 \Rightarrow \qquad Y_L = Y_c = \frac{1}{50\Omega} \tag{A10.1}$$

L'équation (A10.1) permet de calculer le S_{11} du circuit représenté sur la figure A10.2 :

$$S_{11} = \frac{1-(1+y)}{1+(1+y)} = \frac{-y}{y+2} \tag{A10.2}$$

- Calcul de S_{21} :

D'après [HP68] :

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \qquad @: a_2 = 0 \Rightarrow \qquad Z_L = Z_c = 50\Omega \tag{A10.3}$$

En posant : $Y_c = \frac{1}{Z_c}$, l'équation (A10.3) devient:

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \qquad @: a_2 = 0 \Rightarrow \qquad Y_L = Y_c = \frac{1}{50\Omega} \tag{A10.4}$$

Pour calculer S_{21} il faut repartir des équations démontrées par [HP68] et [KURO65] qui donnent les relations entre courants, tensions et ondes aux bornes d'un quadripôle, puis faire intervenir la particularité du circuit représenté sur la figure A10.2., soit : $V_1 = V_2$.

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \tag{A10.5}$$

$$b_1 = \frac{V_1 - Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \tag{A10.6}$$

$$a_2 = \frac{V_2 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} = \frac{V_1 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \tag{A10.7}$$

$$b_2 = \frac{V_2 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} = \frac{V_1 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \tag{A10.8}$$

En additionnant les équations (A10.5) et (A10.6), on obtient :

$$a_1 + b_1 = \frac{V_1}{\sqrt{Z_c}} \tag{A10.9}$$

En faisant de même pour les équations (A10.7) et (A10.8), il vient :

$$a_2 + b_2 = \frac{V_1}{\sqrt{Z_c}} \tag{A10.10}$$

Soit après identification de (A10.9) et (A10.10) :

$$a_1 + b_1 = a_2 + b_2 \tag{A10.11}$$

Or, d'après (A10.4), pour déterminer S_{21}, il faut, imposer au préalable la condition : $a_2 = 0$
=> l'équation (A10.11) devient :

$$a_1 + b_1 = b_2 \tag{A10.12}$$

On peut calculer l'expression particulière de S_{21} à partir de (A10.12) :

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = 1 + \frac{b_1}{a_1} = 1 + S_{11} \tag{A10.13}$$

En remplaçant S_{11} par son expression (A10.2), on obtient finalement :

$$S_{21} = 1 - \frac{y}{y+2} = \frac{2}{2+y} \tag{A10.14}$$

- Récapitulation : Matrice S complète du réseau admittance shunt.

D'après ce que nous avons vu les 4 paramètres S du réseau admittance shunt sont :

$$S_{11} = S_{22} = \frac{-y}{y+2} \tag{A10.3}$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{2}{2+y} \tag{A10.17}$$

En examinant les expressions de ces 4 paramètres S, on voit qu'en l'absence de contraintes, l'admittance y pourrait à priori être déterminée au choix :

- Soit avec l'un des paramètres de réflexion : $S_{11} = S_{22} = \frac{-y}{y+2}$
- Soit avec l'un des paramètres de transmission : $S_{21} = S_{12} = \frac{2}{2+y}$

Si l'on tient compte que d'une part l'objectif final du mode d'insertion shunt d'une admittance est de mesurer des admittances très élevées et que d'autre part la contrainte prioritaire est d'éviter les problèmes d'indétermination de signe dus à un (ou des) paramètres S proches de 1 ou -1, on voit immédiatement que:

- Les paramètres de réflexion ne conviennent pas puisque :

$$\lim_{y\to\infty} S_{11} = \frac{-y}{y+2} = -1$$

- Seuls les paramètres de transmission conviennent puisque :

$$\lim_{y\to\infty} S_{21} = \frac{2}{2+y} = 0 \Rightarrow$$

La mesure indirecte au moyen du paramètre S_{21} permet ainsi d'éliminer le problème d'indétermination de signe du paramètre S_{11} qui dans les mêmes conditions tendrait vers 1 (voir § IV5).
Pour déterminer la valeur de l'admittance réduite y, il suffit de tirer son expression de la relation (A10.14), on obtient :

$$y = \frac{2}{S_{21}} - 2 = 2\frac{1 - S_{21}}{S_{21}} \tag{A10.15}$$

Si l'on considère uniquement le cas des admittances élevées, sachant que dans ce cas, le paramètre S_{21} tend vers 0 on peut alors simplifier l'expression (A10.15) qui devient :

$$y \approx \frac{2}{S_{21}} \quad \text{(A10.16)}$$

Cette expression approchée montre que la mesure d'admittances élevées est cette fois ci uniquement limitée par les possibilités de mesure de paramètres S_{21} de très faibles valeurs, ce qui permet de repousser considérablement la limite de mesure des admittances élevées. Cette limite haute est en particulier déterminée dans la 2° partie de cette annexe.

A10.2 : Calcul des valeurs limites des admittances ou des impédances mesurables par insertion shunt entre les 2 plans de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle :

L'objectif de cette deuxième partie est de préciser quantitativement le domaine de validité de la technique de mesure par insertion shunt d'une admittance.

D'après la démonstration faite dans la 1° partie de cette annexe, l'admittance shunt réduite s'exprime en fonction du paramètre de transmission S_{21} par la relation :

$$y = 2\frac{1 - S_{21}}{S_{21}} \quad \text{(A10.16)}$$

D'après cette expression, il s'agit donc de déterminer les valeurs limites des admittances mesurables avec une précision donnée en fonction des incertitudes de mesure du paramètre de transmission S_{21}.

Or, les incertitudes de mesure du paramètre de transmission S_{21} ne sont pas données par le constructeur du ¨Vector Network Analyzer¨ (Agilent) sous une forme directement exploitable dans des expressions telles que (A10.15), d'après la figure IV.9, on peut en effet constater qu'elles sont données en dB par le terme d'incertitude :

$$Uncertainty(dB) = 20log_{10}\left(\frac{S_{21} \pm \Delta S_{21}}{S_{21}}\right) \quad \text{(A10.17)}$$

De cette expression (A10.17), on tire l'incertitude relative sur la mesure du paramètre de transmission S_{21} :

$$\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}} = 10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1 \quad \text{(A10.18)}$$

Connaissant l'incertitude relative sur le paramètre S_{21}, il devient possible de déterminer son influence sur la précision avec laquelle on peut calculer l'admittance y avec l'expression A10.15.

Sachant que l'objectif de cette annexe est de déterminer les limites haute et basse des admittances mesurables par cette méthode, on sait que ces deux limites auront des ordres de grandeurs très différents. Par conséquent, il est plus judicieux de traiter séparément ces deux limites extrêmes de façon à justifier des approximations qui permettront de simplifier les calculs :

1°. Calcul de l'admittance maximale (ou de l'impédance minimale) mesurables avec une précision relative donnée :

Comme nous l'avons montré dans la 1° partie de cette annexe, si l'admittance à mesurer tend vers des valeurs élevées, le paramètre S_{21} tend alors vers 0 et dans ce cas, on peut réécrire l'expression (A10.15) sous la forme approchée:

$$y \approx \frac{2}{S_{21}} \quad \text{(A10.16)}$$

Pour calculer la précision relative de mesure de l'admittance réduite y en fonction de l'incertitude de mesure sur la magnitude de S_{21}, la méthode la plus rapide consiste à :

- Prendre le logarithme des deux membres de l'équation (A10.16) :

$$lny \approx ln2 - lnS_{21} \quad \text{(A10.19)}$$

- Puis calculer la dérivée des deux membres de l'équation (A10.17) ainsi obtenue :

$$\frac{dy}{y} \approx -\frac{dS_{21}}{S_{21}} \quad \text{(A10.20)}$$

S'agissant d'une incertitude, on peut faire abstraction du signe pour écrire plus simplement:

$$\frac{\Delta y}{y} \approx \frac{\Delta S_{21}}{S_{21}} \quad \text{(A10.21)}$$

Soit en remplaçant $\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}}$ par son expression (A10.18):

$$\frac{\Delta y}{y} \approx 10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1 \quad \text{(A10.22)}$$

Inversement, l'incertitude de mesure maximale du paramètre S_{21} (spécifiée par le constructeur) s'écrit en fonction du $\frac{\Delta y}{y}$ désiré par l'expression:

$$S_{21}\ uncertainty\ dB\ (\max) \approx 20log_{10}\left(1 + \frac{\Delta y}{y}\right) \quad \text{(A10.23)}$$

Les courbes d'incertitudes fournies par le constructeur permettent ensuite de déterminer la magnitude minimale du paramètre S_{21} ($S_{21\ (min)}$) qu'il est possible de mesurer avec l'incertitude de mesure maximale donnée par l'expression (A10.23):
La connaissance de la magnitude minimale du paramètre S_{21} ($S_{21\ (min)}$) permet finalement de calculer à partir de l'expression (A10.16) l'admittance réduite maximale mesurable (y_{max}) :

$$y_{max} \approx \frac{2}{S_{21(min)}} \quad \text{(A10.24)}$$

Les paramètres S_{21} étant spécifiés en dB dans les courbes d'incertitudes fournies par le constructeur, il est alors plus commode d'écrire l'expression (A10.24) sous la forme :

$$y_{max} \approx 2.10^{-\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \quad \text{(A10.25)}$$

De cette dernière expression on déduit finalement :

- L'admittance physique maximale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Y_{max} \approx 2.Y_C 10^{-\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \quad \text{(A10.26)}$$

- L'impédance physique minimale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Z_{min} = \frac{1}{Y_{max}} \approx \frac{Z_C}{2}.10^{\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \quad \text{(A10.27)}$$

2°. Calcul de l'admittance minimale (ou de l'impédance maximale) mesurables avec une précision relative donnée :

Si l'admittance à mesurer tend vers des valeurs faibles, le paramètre S_{21} tend alors vers 1 et dans ce cas, l'expression de l'admittance réduite (A10.15) peut s'écrire sous la forme approchée :

$$y = 2\frac{1-S_{21}}{S_{21}} \approx 2(1 - S_{21}) \quad \text{(A10.28)}$$

Pour calculer la précision relative de mesure de l'admittance réduite y en fonction de l'incertitude de mesure sur la magnitude de S_{21}, la méthode la plus rapide consiste comme précédemment à :

- Prendre le logarithme des deux membres de l'équation (A10.28) :

$$lny \approx ln2 - ln(1 - S_{21}) \quad \text{(A10.29)}$$

- Puis calculer la dérivée des deux membres de l'équation (A10.29) ainsi obtenue :

$$\frac{dy}{y} \approx -\frac{dS_{21}}{(1-S_{21})} \quad \text{(A10.30)}$$

S'agissant d'une incertitude, on peut faire abstraction du signe pour écrire plus simplement:

$$\frac{\Delta y}{y} \approx \frac{\Delta S_{21}}{(1-S_{21})} \tag{A10.31}$$

De l'expression simplifiée (A10.31) on peut tirer la magnitude maximale (proche de 1) du paramètre S_{21}:

$$S_{21(max)} \approx 1 - \frac{\Delta S_{21}}{\frac{\Delta y}{y}} \tag{A10.32}$$

En portant cette valeur maximale (A10.31) dans la forme approchée de l'admittance réduite (A10.28), on obtient finalement l'expression de l'admittance réduite minimale mesurable (y_{min}) :

$$y_{min} \approx 2\left(1 - S_{21(max)}\right) = 2\,\frac{\Delta S_{21}}{\frac{\Delta y}{y}} \tag{A10.33}$$

La magnitude maximale du paramètre $S_{21\,(max)}$ étant proche de 1, on peut dans ce cas particulier identifier l'incertitude absolue apparaissant dans l'expression (A10.33) à l'incertitude relative $\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}}$ spécifiée par le constructeur, dans ces conditions, l'expression (A10.33) devient :

$$y_{min} \approx 2\,\frac{\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}}}{\frac{\Delta y}{y}} \tag{A10.34}$$

Soit en remplaçant $\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}}$ par son expression (A10.18):

$$y_{min} \approx 2\,\frac{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1}{\frac{\Delta y}{y}} \tag{A10.35}$$

De cette dernière expression on déduit:

- L'admittance physique minimale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Y_{min} \approx 2Y_C\,\frac{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1}{\frac{\Delta y}{y}} \tag{A10.36}$$

- L'impédance physique maximale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Z_{max} = \frac{1}{Y_{min}} \approx \frac{Z_C}{2} \cdot \frac{\frac{\Delta y}{y}}{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1} \tag{A10.37}$$

Annexe 11:Détermination d'une impédance ou d'une admittance par insertion série entre les 2 plans de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle

A11.1 : Etablissement de l'expression d'une impédance série en fonction des paramètres S_{ij} d'un quadripôle

Pour établir l'expression de l'impédance série Z représentée sur la figure A11.1 en fonction des paramètres S_{ij} du quadripôle, il faut au préalable déterminer les expressions des 4 paramètres S_{ij} qui modélisent ce quadripôle.

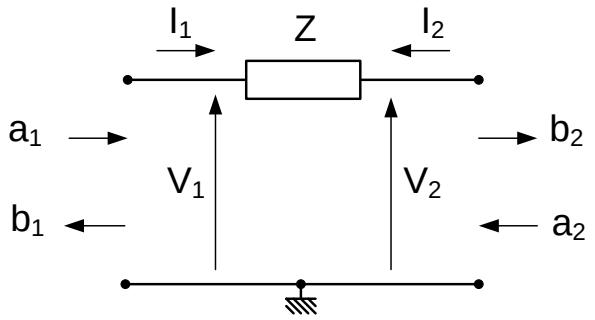


Figure A11.1 : Schéma électrique du réseau : Impédance série.

Cependant, avant de débuter le calcul, il est intéressant de rechercher si le réseau impédance série ne présente pas des caractéristiques particulières qui pourraient entraîner des simplifications. D'après la pré-étude qualitative effectuée dans le § 5.6.1, ce réseau est symétrique et réciproque.

En conséquence, d'après [HP68] : $S_{12} = S_{21}$ et $S_{11} = S_{22}$.

Pour déterminer les 4 paramètres S_{ij}, il suffit donc d'en calculer 2 : choisissons par exemple de calculer les paramètres S_{11} et S_{21}.

Nous commençons tout d'abord par normaliser impédance série : $z = \frac{Z}{Z_0}$. Puis, nous appliquons le principe de la mesure des paramètres S en insérant le réseau ¨ impédance série : ¨z¨ dans un système de 2 lignes d'impédance caractéristique réduite : $z = \frac{Z_0}{Z_0} = 1$, adapté en sortie, c'est-à-dire chargé par l'impédance terminale : z = 1. Nous obtenons alors le circuit représenté sur la figure A11.2.

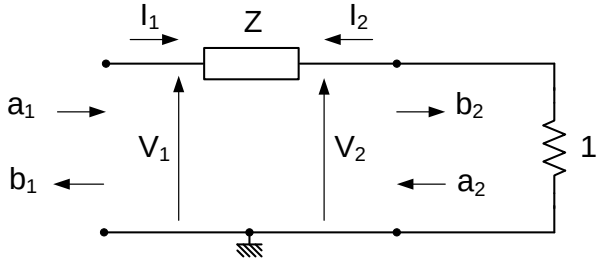


Figure A11.2 : Schéma électrique du circuit de mesure des paramètres S du réseau : Impédance série.

- Calcul de S_{11} :

D'après [HP68] :

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{Z_{iq} - Z_c}{Z_{iq} + Z_c} = \frac{z_{iq} - 1}{z_{iq} + 1} \quad @ : a_2 = 0 \Rightarrow \quad Z_L = Z_c = 50\Omega \qquad \text{(A11.1)}$$

L'équation (A11.1) permet de calculer le S_{11} du circuit représenté sur la figure A11.2 :

$$S_{11} = \frac{(z+1)-1}{(z+1)+1} = \frac{z}{z+2} \tag{A11.2}$$

- Calcul de S_{21} :

D'après [HP68] :

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \quad @ : a_2 = 0 \Rightarrow \quad Z_L = Z_c = 50\Omega \tag{A11.3}$$

Pour calculer S_{21} il faut repartir des équations démontrées par [HP68] et [KURO65] qui donnent les relations entre courants, tensions et ondes aux bornes d'un quadripôle, puis faire intervenir la particularité du circuit représenté sur la figure A11.2, soit : $I_1 = -I_2$.

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \tag{A11.4}$$

$$b_1 = \frac{V_1 - Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \tag{A11.5}$$

$$a_2 = \frac{V_2 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} = \frac{V_1 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \tag{A11.6}$$

$$b_2 = \frac{V_2 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} = \frac{V_1 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \tag{A11.7}$$

En soustrayant les équations (A.11.4) et (A.11.5), on obtient :

$$a_1 - b_1 = \sqrt{Z_C}\, I_1 \tag{A11.8}$$

En faisant de même pour les équations (A11.6) et (A11.7), il vient :

$$a_2 - b_2 = -\sqrt{Z_C}\, I_1 \tag{A11.9}$$

Soit après identification de (A11.8) et (A11.9) :

$$a_1 + a_2 = b_1 + b_2 \tag{A11.10}$$

Or, d'après (A11.3), pour déterminer S_{21} il faut, imposer au préalable la condition : $a_2 = 0$
=> l'équation (A11.10) devient :

$$a_1 = b_1 + b_2 \tag{A11.11}$$

On peut calculer l'expression particulière de S_{21} à partir de (A11.11) :

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = 1 - \frac{b_1}{a_1} = 1 - S_{11} \tag{A11.12}$$

En remplaçant S_{11} par sa valeur calculée en (A11.2), on obtient finalement :

$$S_{21} = 1 - \frac{z}{z+2} \tag{A11.13}$$

- Récapitulation : Matrice S complète du réseau impédance série.

D'après ce que nous avons vu les 4 paramètres S du réseau impédance série sont :

$$S_{11} = \frac{(z+1)-1}{(z+1)+1} = \frac{z}{z+2} \qquad \text{(A11.2)}$$

$$S_{21} = S_{12} = 1 - \frac{z}{z+2} = \frac{2}{z+2} \qquad \text{(A11.13)}$$

En examinant les expressions de ces 4 paramètres S, on voit qu'en l'absence de contraintes, l'impédance z pourrait à priori être déterminée au choix :

- Soit avec l'un des paramètres de réflexion : $S_{11} = S_{22} = \frac{z}{z+2}$
- Soit avec l'un des paramètres de transmission : $S_{21} = S_{12} = \frac{2}{z+2}$

Si l'on tient compte que d'une part l'objectif final du mode d'insertion série d'une impédance est de mesurer des impédances très élevées et que d'autre part la contrainte prioritaire est d'éviter les problèmes d'indétermination de signe dus à un (ou des) paramètres S proches de 1 ou -1, on voit immédiatement que:

- Les paramètres de réflexion ne conviennent pas puisque : $\lim_{z\to\infty} S_{11} = \frac{z}{z+2} = 1$
- Seuls les paramètres de transmission conviennent puisque :

$\lim_{z\to\infty} S_{21} = \frac{2}{z+2} = 0 \Rightarrow$

La mesure indirecte au moyen du paramètre S_{21} permet ainsi d'éliminer le problème d'indétermination de signe du paramètre S_{11} qui dans les mêmes conditions tendrait vers 1 (voir § IV5).

Pour déterminer la valeur de l'impédance réduite z, il suffit de tirer son expression de la relation (A11.13), on obtient :

$$z = \frac{2}{S_{21}} - 2 = 2\frac{1-S_{21}}{S_{21}} \qquad \text{(A11.14)}$$

=> On retrouve une expression identique à celle obtenue dans l'annexe 10 pour l'admittance shunt.

De même, si l'on considère uniquement le cas des impédances élevées, sachant que dans ce cas, le paramètre S_{21} tend vers 0 on peut alors simplifier l'expression (A11.14) qui devient :

$$z \approx \frac{2}{S_{21}} \qquad \text{(A11.15)}$$

Cette expression approchée (identique à celle obtenue dans l'annexe 10 pour l'admittance shunt) montre que la mesure d'impédances élevées est cette fois ci uniquement limitée par les possibilités de mesure de paramètres S_{21} de très faibles valeurs, ce qui permet de repousser considérablement la limite de mesure des impédances élevées. Cette limite haute est en particulier déterminée dans la 2° partie de cette annexe.

A11.2 : Calcul des valeurs limites des admittances ou des impédances mesurables par insertion série entre les 2 plans de mesure des paramètres S_{ij} d'un quadripôle

L'objectif de cette deuxième partie est de préciser quantitativement le domaine de validité de la technique de mesure par insertion série d'une impédance.

D'après la démonstration faite dans la 1° partie de cette annexe, l'impédance série réduite s'exprime en fonction du paramètre de transmission S_{21} par la relation :

$$z = 2\frac{1-S_{21}}{S_{21}} \quad \text{(A11.14)}$$

D'après cette expression, il s'agit donc de déterminer les valeurs limites des impédances mesurables avec une précision donnée en fonction des incertitudes de mesure du paramètre de transmission S_{21}.

Or, les incertitudes de mesure du paramètre de transmission S_{21} ne sont pas données par le constructeur du ¨Vector Network Analyzer¨ (Agilent) sous une forme directement exploitable dans des expressions telles que : (A11.14), d'après la figure IV.9, on peut en effet constater qu'elles sont données en dB par le terme d'incertitude :

$$Uncertainty(dB) = 20log_{10}\left(\frac{S_{21}\pm\Delta S_{21}}{S_{21}}\right) \quad \text{(A11.16)}$$

De cette expression (A11.16), on tire l'incertitude relative sur la mesure du paramètre de transmission S_{21} :

$$\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}} = 10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1 \quad \text{(A11.17)}$$

Connaissant l'incertitude relative sur le paramètre S_{21}, il devient possible de déterminer son influence sur la précision avec laquelle on peut calculer l'impédance z avec l'expression A11.14).

Sachant que l'objectif de cette annexe est de déterminer les limites haute et basse des impédances mesurables par cette méthode, on sait que ces deux limites auront des ordres de grandeurs très différents. Par conséquent, il est plus judicieux de traiter séparément ces deux limites extrêmes de façon à justifier des approximations qui permettront de simplifier les calculs :

1°. Calcul de l'impédance maximale (ou de l'admittance minimale) mesurables avec une précision relative donnée :

Comme nous l'avons montré dans la 1° partie de cette annexe, si l'impédance à mesurer tend vers des valeurs élevées, le paramètre S_{21} tend alors vers 0 et dans ce cas, on peut réécrire l'expression (A11.14) sous la forme approchée:

$$z \approx \frac{2}{S_{21}} \quad \text{(A11.15)}$$

Pour calculer la précision relative de mesure de l'impédance réduite z en fonction de l'incertitude de mesure sur la magnitude de S_{21}, la méthode la plus rapide consiste à :

- Prendre le logarithme des deux membres de l'équation (A11.15) :

$$lnz \approx ln2 - lnS_{21} \quad \text{(A11.18)}$$

- Puis calculer la dérivée des deux membres de l'équation (A11.18) ainsi obtenue :

$$\frac{dz}{z} \approx -\frac{dS_{21}}{S_{21}} \quad \text{(A11.19)}$$

S'agissant d'une incertitude, on peut faire abstraction du signe pour écrire plus simplement:

$$\frac{\Delta z}{z} \approx \frac{\Delta S_{21}}{S_{21}} \quad \text{(A11.20)}$$

Soit en remplaçant $\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}}$ par son expression (A11.17):

$$\frac{\Delta z}{z} \approx 10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1 \quad \text{(A11.21)}$$

Inversement, l'incertitude de mesure maximale du paramètre S_{21} (spécifiée par le constructeur) s'écrit en fonction du $\frac{\Delta z}{z}$ désiré par l'expression:

$$S_{21}\ uncertainty\ dB\ (\max) \approx 20log_{10}\left(1+\frac{\Delta z}{z}\right) \quad \text{(A11.22)}$$

Les courbes d'incertitudes fournies par le constructeur permettent ensuite de déterminer la magnitude minimale du paramètre S_{21} ($S_{21\,(min)}$) qu'il est possible de mesurer avec l'incertitude de mesure maximale donnée par l'expression (A11.22):
La connaissance de la magnitude minimale du paramètre S_{21} ($S_{21\,(min)}$) permet finalement de calculer à partir de l'expression (A11.15) l'impédance réduite maximale mesurable (y_{max}) :

$$z_{max} \approx \frac{2}{S_{21(min)}} \tag{A11.23}$$

Les paramètres S_{21} étant spécifiés en dB dans les courbes d'incertitudes fournies par le constructeur, il est alors plus commode d'écrire l'expression (A11.23) sous la forme :

$$z_{max} \approx 2.10^{-\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \tag{A11.24}$$

De cette dernière expression on déduit finalement :

- L'impédance physique maximale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Z_{max} \approx 2.Z_C 10^{-\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \tag{A11.25}$$

- L'admittance physique minimale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Y_{min} = \frac{1}{Z_{max}} \approx \frac{Y_C}{2}.10^{\frac{S_{21}dB(min)}{20}} \tag{A11.26}$$

2°. Calcul de l'impédance minimale (ou de l'admittance maximale) mesurables avec une précision relative donnée :

Si l'impédance à mesurer tend vers des valeurs faibles, le paramètre S_{21} tend alors vers 1 et dans ce cas, l'expression de l'impédance réduite (A11.14) peut s'écrire sous la forme approchée :

$$z = 2\frac{1-S_{21}}{S_{21}} \approx 2(1-S_{21}) \tag{A11.27}$$

Pour calculer la précision relative de mesure de l'impédance réduite z en fonction de l'incertitude de mesure sur la magnitude de S_{21}, la méthode la plus rapide consiste comme précédemment à :

- Prendre le logarithme des deux membres de l'équation (A11.27) :

$$lnz \approx ln2 - ln(1-S_{21}) \tag{A11.28}$$

- Puis calculer la dérivée des deux membres de l'équation (A11.28) ainsi obtenue :

$$\frac{dz}{z} \approx -\frac{dS_{21}}{(1-S_{21})} \tag{A11.29}$$

S'agissant d'une incertitude, on peut faire abstraction du signe pour écrire plus simplement:

$$\frac{\Delta z}{z} \approx \frac{\Delta S_{21}}{(1-S_{21})} \tag{A11.30}$$

De l'expression simplifiée (A11.30) on peut tirer la magnitude maximale (proche de 1) du paramètre S_{21}:

$$S_{21(max)} \approx 1 - \frac{\Delta S_{21}}{\frac{\Delta z}{z}} \tag{A11.31}$$

En portant cette valeur maximale (A10.31) dans la forme approchée de l'impédance réduite (A11.27), on obtient finalement l'expression de l'impédance réduite minimale mesurable (z_{min}) :

$$z_{min} \approx 2\big(1 - S_{21(max)}\big) = 2\frac{\Delta S_{21}}{\frac{\Delta z}{z}} \tag{A11.32}$$

La magnitude maximale du paramètre $S_{21\,(max)}$ étant proche de 1, on peut dans ce cas particulier identifier l'incertitude absolue apparaissant dans l'expression (A11.32) à l'incertitude relative $\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}}$ spécifiée par le constructeur, dans ces conditions, l'expression (A11.32) devient :

$$z_{min} \approx 2 \frac{\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}}}{\frac{\Delta z}{z}} \quad \text{(A11.33)}$$

Soit en remplaçant $\frac{\Delta S_{21}}{S_{21}}$ par son expression (A11.17):

$$z_{min} \approx 2 \frac{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1}{\frac{\Delta z}{z}} \quad \text{(A11.34)}$$

De cette dernière expression on déduit:

- L'impédance physique minimale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Z_{min} \approx 2Z_C \frac{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1}{\frac{\Delta z}{z}} \quad \text{(A11.35)}$$

- L'admittance physique maximale mesurable avec le paramètre S_{21} :

$$Y_{max} = \frac{1}{Z_{min}} \approx \frac{Y_C}{2} . \frac{\frac{\Delta z}{z}}{10^{\frac{S_{21}uncertainty\ dB}{20}} - 1} \quad \text{(A11.36)}$$

Annexe 12:Transformation d'une antenne boucle en une ligne bifilaire équivalente

A12.1. Présentation de la méthode de transformation

L'objectif de cette transformation est de modéliser l'impédance de la boucle représentée sur la figure A12.1 par des éléments répartis, c'est-à-dire par une ligne d'impédance caractéristique constante. Comme on peut le constater sur figure A12.1 la boucle que constitue le blindage de la sonde peut être considérée comme une ligne symétrique, mais le problème est que l'impédance caractéristique de cette ligne n'est pas uniforme puisque la distance séparant les deux conducteurs varie depuis 0 jusqu'au diamètre de la boucle. Mettre en équation une telle géométrie de ligne étant très complexe, nous avons adopté une méthode approchée proposée par [LIBB46]. Cette méthode consiste à transformer la boucle que constitue le blindage de la sonde en une ligne bifilaire équivalente, d'impédance caractéristique Z_{00} constante, dont l'extrémité est court-circuitée au point F (voir figure A12.1).

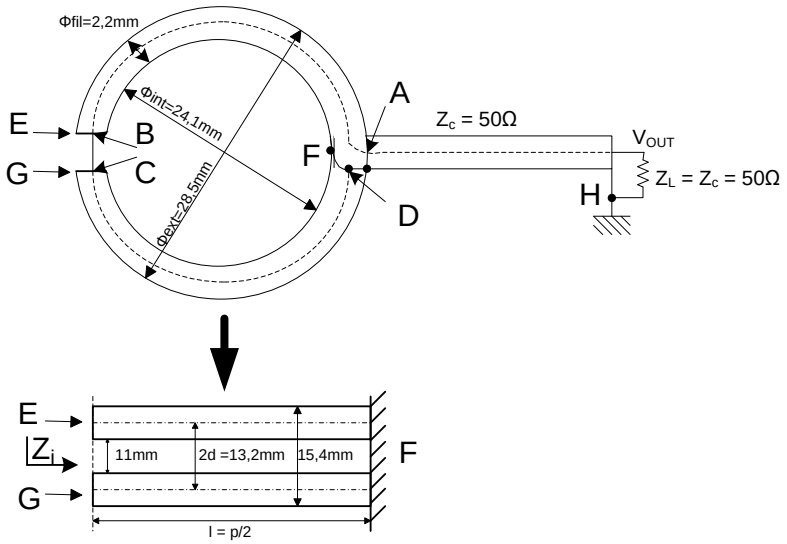


Figure A12.1: Transformation de la boucle d'une sonde de champ magnétique asymétrique et blindée en une ligne bifilaire équivalente

Pour obtenir cette équivalence, les 4 conditions suivantes doivent être satisfaites :

1) La longueur (l) de la ligne de transmission bifilaire doit être égale au demi-périmètre (p/2) de la boucle : $\Rightarrow l = \frac{p}{2} = \frac{\pi\phi_m}{2}$, avec : $\phi_m = \frac{\phi_{ext}+\phi_{int}}{2}$ (A12.1)
2) Le diamètre des conducteurs de la ligne de transmission bifilaire doit être identique à celui du conducteur constituant la boucle. Soit dans le cas de la figure A12.1 : $\phi = \phi_{fil}$.
3) La distance (2d) séparant les deux conducteurs de la ligne de transmission bifilaire doit être telle que les surfaces moyennes de la ligne équivalente soit et de la boucle, soient identiques, ce qui d'après la relation A12.1 s'écrit: $\frac{p}{2}.2d \equiv \frac{\pi\phi_m^2}{4}$, soit :

$$2d = \frac{\pi\phi_m^2}{2p} \quad \text{(A12.2)}$$

4) La ligne de transmission bifilaire doit être parfaitement court-circuitée en son extrémité (point F sur la figure A12.1).

En appliquant ces règles, on obtient la ligne de transmission bifilaire équivalente représentée sur la figure A12.1.

Les conducteurs de cette ligne étant isolés par de l'air, ses caractéristiques électriques principales sont les suivantes :

- Vitesse de propagation des ondes : v = c = 3.10^8m/s
- Impédance caractéristique (z_{00}) : D'après [MEYS06], son expression est :

$$Z_{00} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}.ln\left(\frac{d}{R} + \sqrt{\left(\frac{d}{R}\right)^2 - 1}\right) \quad \text{(A12.3)}$$

Avec:

- R = Rayon du conducteur
- d = demi distance séparant les centres des conducteurs

(Voir vue en coupe de la ligne bifilaire représentée figure A12.2)

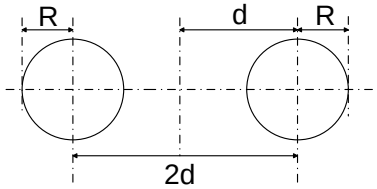


Figure A12.2: Vue en coupe de la ligne bifilaire équivalente

A12.2. Application numérique à la transformation de la sonde de champ magnétique

D'après les caractéristiques géométriques de la sonde de champ magnétique indiquées sur la figure A12.1, on obtient, en appliquant les 4 conditions précédemment établies, les valeurs:

1) Diamètre moyen de la boucle : $\phi_m = \frac{\phi_{ext}+\phi_{int}}{2} = 26{,}4mm$
2) Longueur (l) de la ligne de transmission bifilaire : $l = \frac{p}{2} = \frac{\pi\phi_m}{2} = 41{,}4mm$ (A12.1)
3) Diamètre des conducteurs de la ligne de transmission bifilaire: $\phi = \phi_{fil} = 2{,}2mm.$
4) Distance (2d) séparant les deux conducteurs de la ligne de transmission bifilaire :

$$2d = \frac{\pi\phi_m^2}{2p} = 13{,}2mm \quad \text{(A12.2)}$$

5) Impédance caractéristique de la ligne de transmission bifilaire:

$$Z_{00} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}.ln\left(\frac{d}{R} + \sqrt{\left(\frac{d}{R}\right)^2 - 1}\right) = 297{,}3\Omega \quad \text{(A12.3)}$$

A12.3. Vérification de la transformation par comparaison avec l'impédance de la boucle modélisée par sa self inductance

Cette vérification consiste à comparer la self inductance équivalente de la ligne bifilaire court-circuitée à la self inductance calculée à partir d'un modèle localisé :

D'après [RIGA46], l'impédance d'entrée(Zi) de la ligne bifilaire court- circuitée représentée figure A12.1 est :

$$Z_i = jZ_{00}tg\beta_{00}l = jZ_{00}tg\beta_{00}\frac{p}{2} \quad \text{(A12.4)}$$

Avec :

- Z_{00} = 297,3Ω = Impédance caractéristique de la ligne bifilaire.
- β_{00} = Constante de propagation de phase : $\beta_{00} = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi f}{c}$

Soit, à f = 433,92MHz : $\beta_{00} = 9{,}09m^{-1}$

En identifiant l'expression (A12.4) de l'impédance d'entrée de la ligne bifilaire court-circuitée à celle d'une self inductance localisée équivalente, on obtient :

$$Z_i = jZ_{00}tg\beta_{00}\frac{p}{2} \equiv jL_{eq}\omega \quad \text{(A12.5)}$$

Il suffit alors de tirer L_{eq} de cette équation:

$$L_{eq} = \frac{Z_{00} tg\beta_{00} \frac{p}{2}}{\omega} \quad \text{(A12.6)}$$

En portant dans cette expression les valeurs numériques déterminées ci-dessus, on obtient :
L_{eq} = 43nH
Vérification par comparaison à la self inductance calculée à partir d'un modèle localisé :
Pour effectuer cette comparaison nous avons appliqué l'expression de la self inductance d'une boucle circulaire qui d'après [LIBB46] s'écrit :

$$L = 0{,}01595\phi_m \left[2{,}303\left(log_{10}\frac{8\phi_m}{\phi_{fil}}\right) - 2\right]\mu H \quad \text{(A12.7)}$$

Avec: Φ_m et Φ_{fil} exprimés en inches.
En portant dans cette expression :

- $\phi_m = \frac{26{,}4mm}{25{,}4mm} = 1{,}039''$
- $\phi_{fil} = \frac{2{,}2mm}{25{,}4mm} = 8{,}66.10^{-2}''$

On obtient : L = 42,5nH
Ce résultat confirme avec une excellente précision la valeur de la self inductance équivalente à la ligne bifilaire court- circuitée : L_{eq} = 43nH calculée ci-dessus. Cette confirmation prouve donc la validité de la méthode de la ¨ligne de transmission bifilaire équivalente à une boucle¨ proposée par [LIBB46].

Annexe 13: Etude en haute fréquence du transformateur symétriseur à 2 lignes de rapport de transformation n = 2

La figure A13.1 représente le schéma équivalent d'un transformateur à deux lignes qui selon le point de référence choisi au secondaire peut être considéré soit comme un symétriseur (point de référence situé sur le point milieu), soit comme un transformateur de rapport: $n = \frac{V_s}{V_p} = 2$ (point de référence connecté en V^- par exemple).

Pour étudier le comportement de ce transformateur aux hautes fréquences, il faut tenir compte des phénomènes de propagation dans les bobinages et donc considérer ces derniers comme des lignes de transmission.

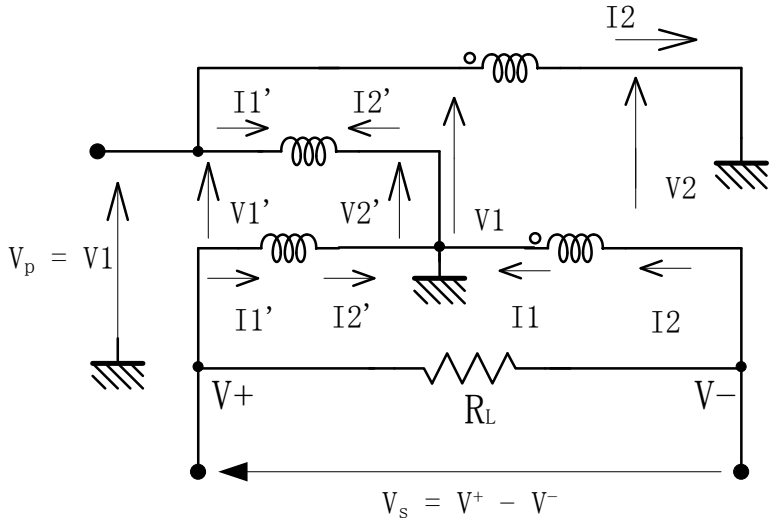


Figure A13.1 : Schéma électrique du transformateur symétriseur à 2 lignes

Si l'on néglige les pertes dans les bobinages, alors, on peut appliquer le système d'équations propre à une ligne sans pertes en régime sinusoïdal.

Ce système d'équations est très classique, il est plus connu dans la littérature sous le nom : ¨d'équations des radiotélégraphistes¨ qui d'après [RIGA46] et [MEYS06] s'écrivent:

$$U_{(x)} = U_{(l)}.\cos\beta(l-x) + jZ_0.I_{(l)}.\sin\beta(l-x) \quad \text{(A13.1)}$$

$$I_{(x)} = I_{(l)}.\cos\beta(l-x) + j\frac{U_{(l)}}{Z_0}.\sin\beta(l-x) \quad \text{(A13.2)}$$

Pour établir la fonction de transfert du transformateur, il faut dans un premier temps calculer à l'aide des équations (A13.1) et (A13.2) la tension et le courant à l'entrée des deux lignes (x = 0) en fonction de la tension et du courant à la sortie des deux lignes (x = l). On obtient :

$$U_{(0)} = U_{(l)}.\cos\beta l + jZ_0.I_{(l)}.\sin\beta l \quad \text{(A13.3)}$$

$$I_{(0)} = I_{(l)}.\cos\beta l + j\frac{U_{(l)}}{Z_0}.\sin\beta l \quad \text{(A13.4)}$$

D'après la figure A13.1, les conditions aux limites imposées aux entrées et sorties des lignes s'écrivent :

$$V_2' = 0 \quad \text{(A13.5)}$$

$$-\mathrm{V}_2 = V^- \tag{A13.6}$$

$$\mathrm{V}^+ = V^- + R_L \cdot I_2 = V^- + R_L \cdot \mathrm{I}_1{}' \tag{A13.7}$$

$$\mathrm{I}_2 = \mathrm{I}_1' = \frac{\mathrm{V}^+ - V^-}{R_L} \tag{A13.8}$$

$$\mathrm{V}^+ = V_1 - \mathrm{V}_1{}' \tag{A13.9}$$

Ces conditions aux limites doivent ensuite être portées successivement dans les deux systèmes d'équations relatifs aux deux lignes qui constituent le transformateur:
1°) Ligne non inverseuse (sortie V^+)
Avec les notations employées dans la figure A13.1), les ¨équations des radiotélégraphistes¨(A13.3) et (A13.4) deviennent:

$$V_1{}' = V_2{}' \cdot \cos\beta l + \mathrm{j} \cdot I_2{}' \cdot Z_0 \cdot \sin\beta l \tag{A13.10}$$

$$\mathrm{I}_1{}' = \mathrm{I}_2{}' \cdot \cos\beta l + \mathrm{j} \cdot \frac{V_2'}{Z_0} \cdot \sin\beta l \tag{A13.11}$$

En portant la condition (A13.5): $\mathrm{V}_2{}' = 0$, dans les équations (A13.10) et (A13.11),on obtient :

$$V_1{}' = \mathrm{j} \cdot I_2{}' \cdot Z_0 \cdot \sin\beta l \tag{A13.12}$$

$$\mathrm{I}_1{}' = \mathrm{I}_2{}' \cdot \cos\beta l \Rightarrow \mathrm{I}_2{}' = \frac{I_1{}'}{\cos\beta l} \tag{A13.13}$$

En portant l'expression de I'$_2$ (A13.13) dans celle de $\mathrm{V}_1{}'$, (A13.12)il vient:

$$V_1{}' = \mathrm{j} \cdot I_1{}' \cdot Z_0 \cdot \frac{\sin\beta l}{\cos\beta l} \tag{A13.14}$$

La connaissance de $\mathrm{V}_1{}'$, permet de calculer la tension sur la sortie non inversée qui d'après (A13.9) s'écrit:
$\mathrm{V}^+ = V_1 - \mathrm{V}_1{}'$
En remplaçant dans (A13.9) $\mathrm{V}_1{}'$, par son expression (A13.14), on trouve :

$$\mathrm{V}^+ = V_1 - \mathrm{j} \cdot I_1{}' \cdot Z_0 \cdot \tan\beta l \tag{A13.15}$$

En tenant compte de la condition (A13.8) : $\mathrm{I}_2 = \mathrm{I}'_1$, la tension sur la sortie non inversée s'écrit finalement :

$$\mathrm{V}^+ = V_1 - \mathrm{j} \cdot I_2 \cdot Z_0 \cdot \tan\beta l \tag{A13.16}$$

2°) Ligne inverseuse (sortie V^-)
Avec les notations employées dans la figure A13.1, les ¨équations des radiotélégraphistes¨ (A13.3) et (A13.4) deviennent :

$$V_1 = V_2 \cdot \cos\beta l + \mathrm{j} \cdot I_2 \cdot Z_0 \cdot \sin\beta l \tag{A13.17}$$

$$I_1 = I_2 \cdot \cos\beta l + \mathrm{j} \cdot \frac{V_2}{Z_0} \cdot \sin\beta l \tag{A13.18}$$

D'après la condition (A13.6): $V^- = -\mathrm{V}_2$
=> V^- peut être calculée en tirant V_2 de l'équation (A13.18), on obtient alors directement:

$$\mathrm{V}^- = -\mathrm{V}_2 = \frac{-\mathrm{V}_1}{\cos\beta\mathrm{l}} + \mathrm{j} \cdot \mathrm{I}_2 \cdot \mathrm{Z}_0 \cdot \tan\beta\mathrm{l} \tag{A13.19}$$

Calcul de la tension secondaire totale (ou différentielle) et du rapport de transformation:
D'après la figure A13.1, la tension secondaire totale s'écrit :

$$\mathrm{V}_\mathrm{s} = \mathrm{V}^+ - \mathrm{V}^- \tag{A13.20}$$

En remplaçant V+ et V- par leurs expressions respectives (A13.16) et (A13.19), on obtient :

$$\mathrm{V}_\mathrm{s} = \mathrm{V}^+ - \mathrm{V}^- = \mathrm{V}_1 + \frac{\mathrm{V}_1}{\cos\beta\mathrm{l}} - 2\mathrm{j} \cdot \mathrm{I}_2 \cdot \mathrm{Z}_0 \cdot \tan\beta\mathrm{l} \tag{A13.21}$$

En portant la condition (A13.8) : $\mathrm{I}_2 = \mathrm{I}_1' = \frac{\mathrm{V}^+ - \mathrm{V}^-}{\mathrm{R_L}}$ dans l'équation (A13.21) on obtient:

$$V_s = V^+ - V^- = V_1 \cdot (1 + \frac{1}{\cos \beta l}) - 2j \cdot \frac{(V^+ - V^-)}{R_L} \cdot Z_0 \cdot \tan \beta l \quad \text{(A13.22)}$$

De cette équation, on tire finalement :

- La tension secondaire totale: $V_s = V^+ - V^-$:

$$V_s = V^+ - V^- = V_1 \frac{(1+\frac{1}{\cos \beta l})}{(1+2j\frac{Z_0}{R_L} \cdot \tan \beta l)} \quad \text{(A13.23)}$$

- Le rapport de transformation :

$$n = \frac{V_s}{V_p} = \frac{(V^+ - V^-)}{V_1} = \frac{\cos \beta l + 1}{\cos \beta l + 2j \cdot \frac{Z_0}{R_L} \cdot \sin \beta l} \quad \text{(A13.24)}$$

Condition à satisfaire pour obtenir un rapport de transformation n = 2 :

Si $\beta l \to 0 + 2k\pi \Rightarrow \lim_{\beta l \to 0+2k\pi} n = \frac{(V^+ - V^-)}{V_1} = \frac{V_s}{V_p} = 2$

Calcul de rapport de symétrie des tensions secondaires:

Il s'agit de calculer le rapport des tensions produites par les deux secondaires : $\frac{V_{s+}}{V_{s-}} = \frac{V^+}{V^-}$

Soit en remplaçant V^+ et V^- par leurs expressions respectives (A13.15) et (A13.19) :

$$\frac{V^+}{V^-} = \frac{V_1 - I_2 \cdot Z_0 \cdot \tan \beta l}{-\frac{V_1}{\cos \beta l} + j \cdot I_2 \cdot Z_0 \cdot \tan \beta l} \quad \text{(A13.25)}$$

Dans cette expression, il faut déterminer I_2 :

D'après la condition (A13.8) : $I_2 = \frac{V^+ - V^-}{R_L}$,

En remplaçant $V^+ - V^-$ par son expression (A13.23), on obtient:

$$I_2 = \frac{V_1}{R_L} \frac{\cos \beta l + 1}{\cos \beta l + 2j \cdot \frac{Z_0}{R_L} \cdot j \cdot \beta l} \quad \text{(A13.26)}$$

En portant cette expression de I_2 : dans l'équation (A13.25), on obtient :

$$\frac{V^+}{V^-} = \frac{V_1 - Z_0 \cdot \tan \beta l \cdot \frac{V_1}{R_L} \frac{\cos \beta l + 1}{\cos \beta l + 2j \cdot \frac{Z_0}{R_L} \cdot j \cdot \beta l}}{-\frac{V_1}{\cos \beta l} + j \cdot Z_0 \cdot \tan \beta l \cdot \frac{V_1}{R_L} \frac{\cos \beta l + 1}{\cos \beta l + 2j \frac{Z_0}{R_L} \cdot j \cdot \beta l}} \quad \text{(A13.27)}$$

Soit après simplifications:

$$\frac{V^+}{V^-} = \frac{\cos \beta l + 2j \cdot \frac{Z_0}{R_L} \cdot j \cdot \beta l - j \frac{Z_0}{R_L} \tan \beta l (\cos \beta l + 1)}{1 + 2j \cdot \frac{Z_0}{R_L} \frac{\sin \beta l}{\cos \beta l} + j \frac{Z_0}{R_L} \cdot \tan \beta l (\cos \beta l + 1)} \quad \text{(A13.28)}$$

Condition à satisfaire pour obtenir deux tensions de sortie symétriques :

Si $\beta l \to 0 + 2k\pi \Longrightarrow \lim_{\beta l \to 0+2k\pi} \frac{V_{s+}}{V_{s-}} = \frac{V^+}{V^-} \approx \frac{1+2j \cdot 0 - j \cdot 0}{1+2j \cdot 0 + j \cdot 0} \approx 1$

Annexe 14: Caractérisation d'une ligne par la mesure du paramètre de réflexion S_{11} d'un ¨stub¨, application à la caractérisation d'une ligne bifilaire torsadée.

A14.1 Introduction

L'étude présentée dans la précédente annexe montre que pour concevoir un transformateur large bande, il est impératif de pouvoir caractériser les lignes employées pour réaliser les bobinages.

D'après la théorie classique des lignes de transmission [RGA46] et [MEYS06], pour caractériser complètement une ligne il suffit de connaitre les 3 paramètres suivants :

- La vitesse de propagation : v.
- L'impédance caractéristique : Zc.
- La constante d'atténuation : α.

Dans la plupart des applications en Electronique, les lignes sont courtes et la constante d'atténuation peut être négligée ($\alpha = 0$). Dans ces conditions, caractériser une ligne revient à déterminer les deux paramètres restants :

- La vitesse de propagation : v.
- L'impédance caractéristique : Zc.

D'après la théorie classique des lignes de transmission [RGA46] et [MEYS06] , ces deux paramètres sont respectivement donnés par les expressions :

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \tag{A14.1}$$

$$Zc = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \tag{A14.2}$$

Par conséquent, caractériser une ligne peut se ramener à mesurer :

- 1°. La capacité linéique C_1.
- 2°. L'inductance linéique L_1.

Mais cette technique de caractérisation ¨classique¨ nécessite d'effectuer deux mesures distinctes ce qui augmente les risques d'erreurs. C'est la raison pour laquelle nous avons préféré utiliser une méthode qui permet de caractériser une ligne en une seule mesure. Cette méthode expérimentale est une exploitation de certaines propriétés de l'impédance d'entrée d'un ¨stub¨, elle consiste à mesurer au moyen du paramètre S_{11} l'impédance d'entrée d'un ¨stub¨ réalisé avec la ligne à caractériser. Théoriquement cette caractérisation peut s'effectuer indifféremment par la mesure soit d'un ¨stub¨ ouvert, soit d'un ¨stub¨ en court-circuit.

Cependant, sachant qu'un ¨stub¨ ouvert est affecté par deux défauts supplémentaires par rapport au ¨stub¨ en court circuit:

- L'effet de bord (que l'on peut modéliser par des ¨fringing capacitances¨) qui affecte la précision des mesures
- Le rayonnement (ou effet d'antenne) qui produit une perte d'énergie supplémentaire entraînant une légère réduction du coefficient de qualité.

Nous avons en conséquence uniquement présenté et appliqué dans ce qui suit la technique de caractérisation par la mesure d'un ¨stub¨ en court-circuit.

A14.2. Caractérisation d'une ligne par la mesure du paramètre S_{11} d'un ¨stub¨ en court-circuit

D'après la théorie classique des lignes [RGA46] et [MEYS06], l'impédance d'entrée d'un ¨stub¨ en court-circuit est donnée par les expressions :

En fonction de la longueur d'onde :

$$Z_{(0)} = jZ_c tg\beta l = jZ_c tg\left(2\pi\frac{l}{\lambda}\right) \quad \text{(A14.3)}$$

En fonction de la fréquence :

$$Z_{(0)} = jZ_c tg\beta l = jZ_c tg\left(2\pi\frac{lf}{v}\right) \quad \text{(A14.4)}$$

En examinant l'équation (A14.4), on peut constater que les 2 inconnues Zc et v sont contenues dans cette même équation : A priori il faudrait donc trouver une deuxième équation pour pouvoir résoudre. (Ce qui nécessiterait d'effectuer une deuxième mesure et dans ce cas, la présente méthode n'apporterait aucune amélioration par rapport à la technique de caractérisation ¨classique¨)
En réalité, on peut déterminer les 2 inconnues Zc et v au moyen de la seule équation (A14.4) en remarquant que l'on peut déterminer v par élimination de Zc en se plaçant :

- En un minimum (nœud) => $Z_{(0)} = 0$
- En un maximum (ventre) => $Z_{(0)} \to \infty$

Dans ces 2 cas, Zc n'intervient plus, seul le terme : $jZ_c tg\left(2\pi\frac{lf}{v}\right)$ intervient pour obtenir soit $Z_{(0)} = 0$, soit $Z_{(0)} \to \infty$ =>
On peut donc déterminer la vitesse de propagation v de deux façons :

- 1°. En écrivant la condition à satisfaire pour obtenir un nœud ($Z_{(0)} = 0$) :

$$Z_{(0)} = jZ_c tg\left(2\pi\frac{l}{\lambda}\right) = 0 \Rightarrow 2\pi\frac{l}{\lambda} = k\pi \Rightarrow l = k\frac{\lambda}{2}$$

$$Z_{(0)} = jZ_c tg\left(2\pi\frac{lf}{v}\right) = 0 \Rightarrow 2\pi\frac{lf_{\lambda/2}}{v} = k\pi \Rightarrow f_{\lambda/2} = k\frac{v}{2l} \Rightarrow si_k = 1 \Rightarrow f_{\lambda/2} = \frac{v}{2l}$$

⇨ On en déduit la première expression de la vitesse de propagation :

$$v = 2lf_{(\lambda/2)} \quad \text{(A14.5)}$$

- 2°. En écrivant la condition à satisfaire pour obtenir un ventre ($Z_{(0)} \to \infty$):

$$Z_{(0)} = jZ_c tg\left(2\pi\frac{l}{\lambda}\right) \to \infty \Rightarrow 2\pi\frac{l}{\lambda} = \frac{\pi}{2} \Rightarrow l = \frac{\lambda}{4}$$

$$Z_{(0)} = jZ_c tg\left(2\pi\frac{lf}{v}\right) \to \infty \Rightarrow 2\pi\frac{lf_{\lambda/4}}{v} = \frac{\pi}{2} \Rightarrow f_{(\lambda/4)} = \frac{v}{4l}$$

⇨ On en déduit la deuxième expression de la vitesse de propagation :

$$v = 4lf_{(\lambda/4)} \quad \text{(A14.6)}$$

Détermination de la deuxième inconnue : Zc
Pour déterminer Zc, au moyen de la seule équation (A14.4), l'idée consiste à exploiter la propriété d'un stub en court-circuit de longueur $l = \lambda/8$ pour lequel, le module de l'impédance d'entrée (imaginaire) est égal à Zc.
En effet, pour que seul le terme Zc intervienne dans l'équation (A14.4), il suffit de faire en sorte que le terme : $tg\left(2\pi\frac{lf}{v}\right) = 1 \Rightarrow$ on obtient alors directement :

$$Z_{(0)} = jZ_c \quad \text{(A14.7)}$$

La condition pour obtenir ce résultat est donc :

$$tg\left(2\pi\frac{lf}{v}\right)=1 \qquad \text{soit:} \qquad 2\pi\frac{lf}{v}=\frac{\pi}{4}\Rightarrow f_{(\lambda/8)}=\frac{v}{8l} \tag{A14.8}$$

Sachant que v est donnée par les deux expressions (A14.5) et (A14.6) :
On obtient deux moyens pour déterminer $f_{(\lambda/8)}$:

$$1°)\ f_{(\lambda/8)}=\frac{v}{8l}=\frac{4lf_{(\lambda/4)}}{8l}=\frac{f_{(\lambda/4)}}{2} \tag{A14.9}$$

$$2°)\ f_{(\lambda/8)}=\frac{v}{8l}=\frac{2lf_{(\lambda/2)}}{8l}=\frac{f_{(\lambda/2)}}{4} \tag{A14.10}$$

Pour minimiser les erreurs de mesures, on peut faire la moyenne des mesures obtenues avec $f_{(\lambda/4)}$ et $f_{(\lambda/2)}$:

$$f_{\lambda/8)}\approx\frac{\frac{f_{(\lambda/4)}}{2}+\frac{f_{(\lambda/2)}}{4}}{2} \tag{A14.11}$$

A cette valeur de $f_{(\lambda/8)}$ on a d'après (A14.7):
$Z_{(0)}=jZ_c$
Par conséquent, on peut déterminer la vitesse de propagation v et l'impédance caractéristique Zc à partir d'une seule mesure, en suivant la procédure suivante:
1°. Mesure de l'impédance d'entrée du ¨stub¨ en court-circuit en fonction de la fréquence (au moyen du paramètre S_{11}).
2°. Lecture sur la courbe du paramètre S_{11} mesuré :

- Soit de la fréquence $f_{(\lambda/2)}$ correspondant à une impédance minimale (nœud) : $Z_{(0)}\approx 0$ pour en déduire la vitesse de propagation par la relation (A14.5).
- Soit de la fréquence $f_{(\lambda/4)}$ correspondant à une impédance maximale (ventre) : $Z_{(0)}\to\infty$ pour en déduire la vitesse de propagation par la relation (A14.6).
- Soit des deux fréquences $f_{(\lambda/2)}$ et $f_{(\lambda/4)}$ et ainsi bénéficier d'un moyen d'inter vérification de la vitesse de propagation.
  Remarque : Si les valeurs de la vitesse de propagation obtenues avec les expressions (A14.5) et (A14.6) diffèrent légèrement, on peut toujours calculer la valeur moyenne :

$$\bar{v}=\frac{2lf_{(\lambda/2)}+4lf_{(\lambda/4)}}{2} \tag{A14.12}$$

3°. Calcul de la fréquence $f_{(\lambda/8)}$ au moyen de l'une des 3 relations :

$$1°)\ f_{(\lambda/8)}=\frac{v}{8l}=\frac{4lf_{(\lambda/4)}}{8l}=\frac{f_{(\lambda/4)}}{2} \tag{A14.9}$$

$$2°)\ f_{(\lambda/8)}=\frac{v}{8l}=\frac{2lf_{(\lambda/2)}}{8l}=\frac{f_{(\lambda/2)}}{4} \tag{A14.10}$$

$$f_{\lambda/8)}\approx\frac{\frac{f_{(\lambda/4)}}{2}+\frac{f_{(\lambda/2)}}{4}}{2} \tag{A14.11}$$

4°. Lecture sur la courbe du paramètre S_{11} mesuré, pour la fréquence $f_{(\lambda/8)}$ de la partie imaginaire de $Z_{(o)}$ pour déterminer Zc par application de la relation (A14.7) :

$$Z_{(0)}=jZ_c \tag{A14.7}$$

A14.3. Application à la caractérisation d'une ligne bifilaire torsadée

A14.3.1. Caractéristiques de la ligne bifilaire torsadée mesurée

- Longueur : l = 22cm.
- Fil thermo-dénudable, Φ (Cu) = 0,17mm, Φ (Cu + isolant) = 0,18mm.
- Fil torsadé @ 3 à 4 twists /cm
- Ligne court-circuitée en son extrémité (¨shorted stub¨):

A14.3.2. Conditions de mesure du paramètre de réflexion S_{11} d'un

¨Vector Network Analyzer¨ : Agilent N3382A.
Réglages : Start frequency : 300kHz. Stop frequency : 1GHz,
Nombre de points de mesure = 1601, Puissance disponible = 0dBm.
Type de calibration : 1 port.
Kit de calibration utilisé : User cal kit: SiiSMA (voir caractéristiques en Annexe 3)

A14.3.3. Résultats de mesure

1°. Mesure de l'impédance d'entrée du ¨stub¨ en court-circuit en fonction de la fréquence : Voir courbe de variation du paramètre S_{11}en fonction de la fréquence représentée sur la figure A14.1.

2°. Lecture sur la courbe du paramètre S_{11} mesuré (voir figure A14.1):

$f_{\lambda/4} \approx 232,6$ MHz (marqueur 2)

$f_{\lambda/2} \approx 414,9$ MHz (marqueur 3)

Calcul de la vitesse de propagation:

$$v \approx 2lf_{\lambda/2)} \approx 2 \times 0,22 \times 414,9.10^6 m/s \approx 1,826.10^8 m/s$$

$$v \approx 4lf_{\lambda/4)} \approx 4 \times 0,22 \times 232,6.10^6 m/s \approx 2,05.10^8 m/s$$

$$\bar{v} = \frac{2lf_{(\lambda/2)} + 4lf_{(\lambda/4)}}{2} \approx 1,94.10^8 m/s$$

3°. Calcul de la fréquence $f_{(\lambda/8)}$:

$$f_{\lambda/8)} \approx \frac{\frac{f_{(\lambda/4)}}{2} + \frac{f_{(\lambda/2)}}{4}}{2} \approx 110,01 MHz$$

4°. Lecture sur la courbe du paramètre S_{11} mesuré (voir figure A14.1) pour la fréquence $f_{(\lambda/8)}$ de la partie imaginaire de $Z_{(o)}$:

Pour la fréquence $f_{(\lambda/8)} \approx 110,01$ MHz (marqueur 4), on lit : jZc = j45,794 Ω

⇨ Zc ≈ 45 Ω

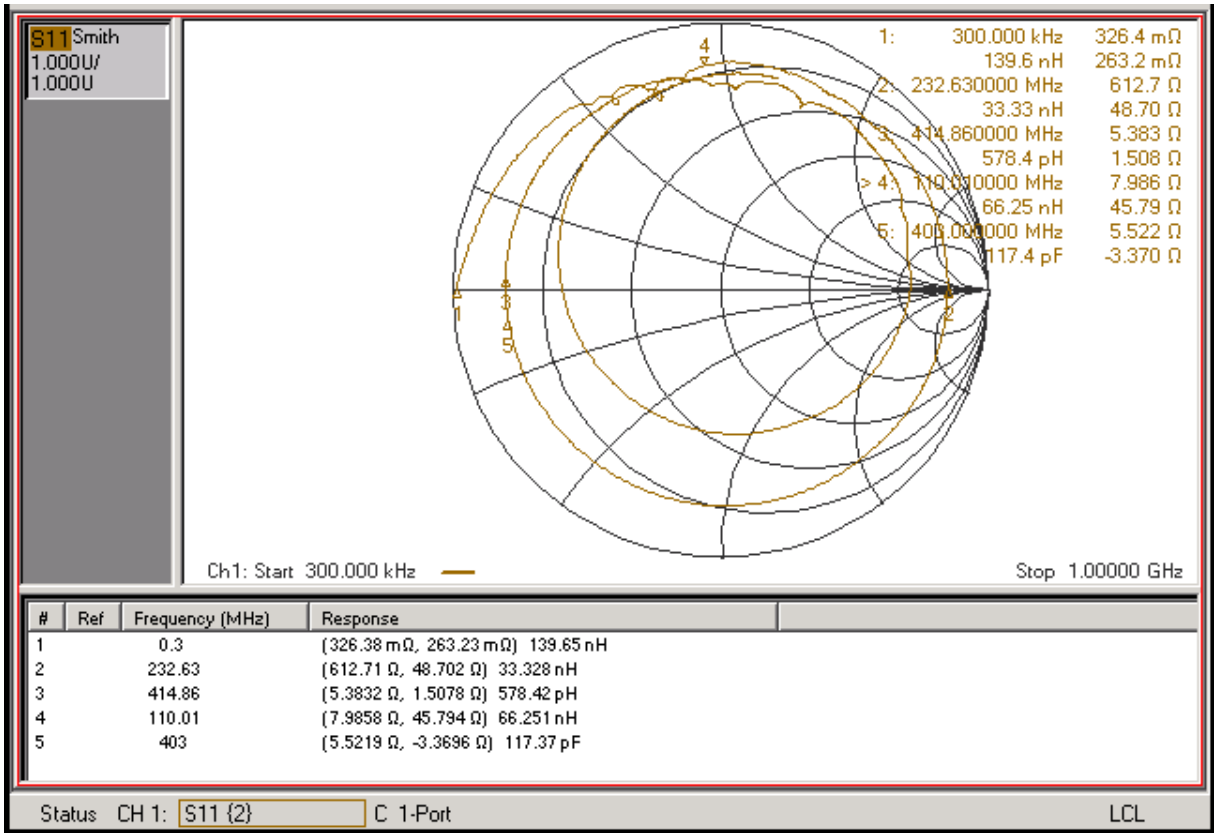


Figure A14.1 : Courbe de variation du paramètre S_{11}en fonction de la fréquence de la ligne court-circuitée en son extrémité (¨shorted stub¨)

REFERENCES

[AD633] Analog Devices: AD633: Low Cost Analog Multiplier, **http://www.analog.com/en/special-linearfunctions/analogmultipliersdividers/ad633/products/product.html**

[BOCK95] D.E. Bockelman, W.R. Eisenstadt: ¨Combined Differential and Common-Mode Scattering Parameters: Theory and Simulation¨, IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, Vol. 43, July 1995, pp. 1530-1539.

[BOON] Boonton: ¨Model 34A Resonant Coaxial-Line¨, Boonton Electronics corp, Parsippany, NJ, 07054, USA.

[BREB98] M.J.M. Brebec, H prépa Electromagnétisme seconde année MP-MP'.1998.

[CLEM85] S. Clemente, B.R. Pelly, B. Smithi: ¨The HEXFET's integral body diode-its characteristics and limitations ¨, AN-934B, International Rectifier, 233 Kansas Street, El Segundo, CA 90245, USA.

[CRENN82] F. Crenner, A. Lambert, J.C. Schang, J.F. Grenier: ¨A telemetric capsule for recording electrical and mechanical activity of the intestine¨, Stanford Univ. ed. 1982, pp. 148-151.

[DAVI56] P. David : ¨Cours de Radioélectricité générale, 3, Livre II, La réception¨, Ecole Nationale Supérieure des télécommunications, Eyrolles Editeur, Paris, 1956, p.155.

[DIRE04] DIRECTIVE 2004/40/EC OF THE EUROPEAN PARLIAMENT AND OF THE COUNCIL of 29 April 2004 on the minimum health and safety requirements regarding the exposure of workers to the risk arising from physical agents (electromagnetic fields) (18th Directive within the meaning of Article 16(1) of Directive 89/391/EEC, Official Journal of the European Union, 24.5.2004, pp. L 184/1-L 184/9.

[ETSI94] ETSI, European Telecommunication Standard I-ETS 300 330: "Radio Equipment and Systems (RES) ; Short Range Devices (SRDs) Technical characteristics and test methods for radio equipment in the frequency range 9kHz to 25 MHz and inductive loop systems in the frequency range 9 kHz to 30 MHz", December 1994.

[FRAN88] S. Franco: ¨Design with operational amplifiers and analog integrated circuits¨, McGraw-Hill, 1988.

[GINZ57] E. L Ginzton: ¨Microwave measurements¨, McGraw-Hill, 1957.

[GONC81] N. Goncharoff: "Faraday's Law of induction", Power Conversion International, November / December 1981, pp. 28-29.

[GEYG54] W.A Geyger: "Magnetic-amplifier Circuits", McGraw-Hill, 1954.

[GROV46] Frederick W. Grover: "Inductance calculations".1946[HP68]: Hewlett Packard: ¨S-Parameters. Circuit analysis and design¨, Application Note 95, September 1968.

[HP88] Hewlett Packard: ¨Specifying calibration standards for the HP 8510 network analyzer¨, Product Note 8510-5A, Février 1, 1988.

[IRF] International rectifier: http://www.irf.com

[KRAU50] J.D. Kraus: "antennas" Mc Graw-Hill Book Company, INC, 1950.

[KURO65] K. Kurokawa: ¨Power Waves and the Scattering Matrix¨, IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, Vol. 13, March 1965, pp. 194-202.

[LIBB46] L.L. Libby "Special Aspects of Balanced Shielded Loops", Proceedings of the I.R.E and Waves and Electrons, September 1946, pp. 641-646.

[MARI88] D. MARINIS-J: The antenna cable as a source of error in EMI measurements. IEEE international symposium of electromagnetic compatibility. P 9-14.

[MEYS06] R. Meys : ¨Lignes de transmission, régimes transitoire et sinusoïdal, applications¨, Technosup, Ellipses, 2006, pp.26-31.

[MIT61] Members of staff of department of Electrical Engineering: "Magnetic circuits and transformers" John Wiley & sons, Mc Graw Hill, INC. 1961.

[NEOSID] : http://www.neosid.de

[RCA185] D.J Blandford : ¨Applications of the RCA-CD4093B COS/MOS Schmitt trigger¨, ICAN-6346, RCA Solid State, Sommerville, NJ, USA.

[RCA285] D.V. DiMassimo, A.R Maslowski : ¨Astable and monostable oscillators RCA COS/MOS Digital integrated circuits¨, ICAN-6466, RCA Solid State, Sommerville, NJ, USA.

[RIGA46] R. Rigal : ¨ Radioélectricité générale¨, Tome 1, Circuits fermés – Rayonnement – Circuits ouverts, Ecole Nationale Supérieure des télécommunications, Eyrolles Editeur, Paris, 1946.

[RODE03] F. Rodes, E. Rodes, O. Chevalerias, E. Garnier, P. Kadionik, K. Jrad : ¨Conception d'une antenne a noyau de ferrite pour la télé alimentation, et la télésurveillance d'implants métalliques orthopédiques intracorporels¨, Journées Scientifiques Francophones, 20-22 Décembre 2003 Tozeur, Tunisie, pp. 136-142.

[ROD104] F. Rodes, E. Garnier, E. De Lussy, O. Chevalerias, F. Burny : ¨ Conception d'un système de transmission d'énergie et d'informations pour implants intracorporels, en conformité avec les normes de télécommunications et de CEM Européennes¨, TAISA 2004 (Traitement Analogique de l'Information, du Signal et ses Applications), 30 Septembre-1ier Octobre 2004, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, pp.13-16.

[ROD204] F. Rodes, E. Garnier, E. De Lussy, O. Chevalerias, F. Burny : ¨Emetteur 125 kHz pour transmission sans fil d'énergie par induction magnétique, à convertisseur push pull et circuit résonnant série avec accord automatique par inductance saturable et PLL¨, TAISA 2004 (Traitement Analogique de l'Information, du Signal et ses Applications), 30 Septembre-1ier Octobre 2004, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, pp.33-36.

[ROD105] F. Rodes, J. Zarrabi, E. Garnier, P. Lourenco de Oliveira, O. Chevalerias, K. Salmi : ¨Conception d'un récepteur à détection synchrone pour systèmes de transmission d'informations et d'énergie, fonctionnant en modulation de charge¨, TAISA 2005 (Traitement Analogique de l'Information, du Signal et ses Applications), 13-14 Octobre 2005, Ecole Polytechnique de Marseille, IMT, pp. 37-40.

[ROD205] F. Rodes, E. Garnier, O. Chevalerias, P. Lourenco de Oliveira: ¨ Characterize balanced devices with a VNA¨. Microwave & RF, Vol. 44, N°.10, October 2005, pp. 60-74, p. 108.

[RODE06] Francis Rodes, Jamal Zarrabi, Eliane Garnier, Olivier Chevalerias : 'Long Term Monitoring of Intracorporeal Implants, Using a Wireless Inductive Powering and Telecommunication System that Comply with European Regulations'26th European Telemetry Conference, Garmisch-Partenkirchen, Germany, May 2-5, 2006, pp. 292-303.

[RUTH59] C.L. Ruthroff "Some Broad-Band Transformers", Proceedings of the I.R.E, August 1959, pp. 1337-1342.

[SALM00] K. SALMI : ¨Etude et réalisation d'un système de télémesures intracorporel bidirectionnel, intégré sur circuit A.S.I.C unique associé à un nombre minimal de composants externes¨, Thèse de doctorat (Electronique) de l'Université Bordeaux I, Novembre 2000, n° d'ordre 2271/Bor1/SCI.

[SAIN76] B. Saint-Jean : "Electrotechnique et machines électriques", Eyrolles, 1976.

[TEMEX] Temex : http://www.temex.com

[TERM43] F.E. Terman : "Radio Engineers' Handbook ". Mc Graw Hill Company, INC. 1943

[THOU56] L. Thourel : ¨Les antennes¨, Dunod Editeur, Paris, 1956, pp.403-409.

[TL071] Texas Instruments: TL071 Low-Noise JFET-Input General-Purpose Operational Amplifier, http://www.ti.com/product/tl071.

[TRAM05] A. Tramoni, C. Tetelin, and J.P. Enguent: ¨Method to simulate contactless system based on s-parameters measurements ¨, EUMW2005, October 2005.

[VALE66] F. Valentin: ¨Circuits de l'électronique et de la radioélectricité, tome 1, circuits passifs¨, Masson & Cie, 1966.

[VEAU40] M. Veaux : ¨Cours de T.S.F¨, Eyrolles Editeur, Paris, 1940, pp.440-443.

[WOOD03] J. Wood, Litz Wire, Technical Information, New England Wire Technologies, November 2003, pp. 2-3, ou : New England Wire Technologies, Product selection guide, pp. 130-131, Internet: www.newenglandwire.com

[YOUN09] M. Younes-Chaouche; F. Rodes ; S. Renard ; M. Hipeau ; F. Ait-Achour, "Conception et caractérisation sans fil d'antennes miniatures pour microsystèmes biomédicaux ingérables", 16° Journées Nationales Microondes, 27-28-29 Mai 2009, Grenoble.

RESUME en français

Cette thèse est une contribution à l'étude d'un système de biotélémesure intracorporelle par gélule ingérable. L'étude concerne plus particulièrement les problèmes de transmission sans fil d'énergie et d'informations entre la gélule ingérable et le système extracorporel de télécommande et de télésurveillance. C'est ainsi que nous avons tout d'abord exposé des méthodes de conception théoriques et de caractérisation expérimentales du système de télécommande sans fil de la mise sous tension des gélules. Une deuxième partie a été dédiée à la conception du système de transmission sans fil d'énergie et d'informations par induction magnétique, elle a débouché sur la réalisation d'un système original d'accord automatique par capacité commutée synchrone. Le problème de la caractérisation d'antennes miniatures a fait l'objet d'une troisième partie dans laquelle nous avons proposé des solutions originales basées sur des techniques de mesure des paramètres S_{ij} en différentiel (ou en transmission). Enfin, nous avons présenté dans une dernière partie la conception et la caractérisation d'une sonde de champ magnétique destinée à valider les résultats de simulation.

Mots clés :
Télé-alimentation à induction magnétique
Mesure S_{IJ} différentiel
Sonde de mesure champ proche

Abstract

This thesis is a contribution to study of intracorporeal measure of ingestible capsule. It concerns more specifically the problems of wireless transmission of energy and information between the capsule and ingestible extracorporeal control and monitoring system. Thus we first set of design methods and theoretical characterization of the experimental system of wireless remote power up capsules. A second part was dedicated to wireless transmission of energy and information design through magnetic induction, it led to the creation of an original system of tuning by synchronous switched capacitor. The problem of miniature antennas characterization has been a third party in which we have proposed innovative solutions based on techniques for measuring parameters Sij in differential (or transmission). Finally, we presented in the last part the design and characterization of a magnetic field probe designed to validate the simulation results.

Keys words

Wireless power supply by magnetic induction
S_{IJ} differential measure
Near-field probe measuring