

N° d'ordre :

# THESE

*Présentée à*

**L'UNIVERSITE des SCIENCES et TECHNOLOGIE de LILLE  
(LILLE 1)**

*Pour l'obtention du grade de*

**DOCTEUR en ELECTRONIQUE**

Par

**Sébastien BAZZOLI**

**Caractérisation et Simulation de la Susceptibilité des Circuits  
Intégrés face aux Risques d'Inductions engendrées par des  
Micro-ondes de Forte Puissance.**

Soutenue le 27 octobre 2005

Membres du jury :

<i>Rapporteurs :</i>	<b>Alain REINEIX</b> <b>Etienne SICARD</b>	Directeur de Recherche CNRS Professeur à l'INSA de Toulouse
<i>Examineurs :</i>	<b>Michel CAUTERMAN</b> <b>Jean CHILO</b>	Professeur à l'ENIB Professeur à l'Université de Grenoble
<i>Invités :</i>	<b>Jacques BAUDET</b> <b>Patrick HOFFMANN</b>	Ingénieur ISEN, HDR Ingénieur au CEG (DGA)
<i>Directeur de Thèse :</i>	<b>Bernard DEMOULIN</b>	Professeur à l'Université de Lille 1



# **REMERCIEMENTS**

Ces travaux, financés par la Délégation Générale pour l'Armement (DGA), ont été réalisés au laboratoire TELICE en collaboration et avec l'appui d'un nombre important de personnes ; aussi, je tiens à remercier chaleureusement :

Mon directeur de thèse, Monsieur Bernard DEMOULIN, pour m'avoir guidé efficacement au cours de mes recherches de par sa disponibilité, sa pédagogie et la qualité de ses conseils.

Patrick HOFFMANN, Ingénieur au CEG de Gramat, pour la collaboration très enrichissante que nous avons établie grâce à ses compétences, son dynamisme et à sa sympathie.

Messieurs Alain REINEIX et Etienne SICARD pour m'avoir fait l'honneur d'être rapporteurs de cette thèse.

Messieurs Michel CAUTERMAN et Alain CHILO pour avoir accepté d'assister à ma soutenance de thèse en qualité d'examineurs.

Monsieur Jacques BAUDET, Ingénieur ISEN, pour m'avoir fait partager ses connaissances dans le domaine des composants.

Messieurs Lamine KONE et Rédha KASSI respectivement Ingénieur d'étude et Assistant Ingénieur pour m'avoir guidé lors des campagnes expérimentales et pour avoir mis à ma disposition le matériel nécessaire à leur réalisation.

Pierre LALY, Technicien au laboratoire, pour le temps qu'il a consacré sans délais à la réalisation des cartes de test. Je remercie également le personnel de l'atelier de mécanique et le service de reprographie pour leur aide efficace.

Monsieur Pascal DELEMOTTE pour m'avoir permis d'accéder aux outils numériques.

A l'ensemble du personnel permanent et les autres étudiants du Laboratoire pour leur accueil et la bonne humeur qu'ils ont contribué à maintenir au quotidien.

Enfin, je remercie tous mes proches pour leur soutien au cours de toutes ces années d'études.



# Table de matières

## INTRODUCTION

## CHAPITRE I

<b>I. LES MICRO-ONDES DE FORTES PUISSANCES .....</b>	<b>7</b>
I.1. CARACTERISTIQUES .....	7
I.2. MENACE .....	8
<b>II. PROPAGATION DES MFP ET PENETRATION DANS LES BOITIERS .....</b>	<b>10</b>
II.1. PROPAGATION DES ONDES .....	10
II.1.a. Pertes atmosphériques .....	10
II.1.b. Propagation à proximité de reliefs .....	11
II.1.c. Influence des conditions climatiques.....	13
II.1.d. Impact sur le comportement des MFP .....	13
II.2. PENETRATION DE L'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE DANS LES BOITIERS .....	14
II.2.a. Couplage sur les câbles .....	14
II.2.b. Pénétration par les ouvertures.....	14
II.2.c. Etablissement d'ondes stationnaires.....	15
<b>III. COUPLAGE SUR LES LIGNES.....</b>	<b>17</b>
III.1. ONDE PLANE .....	17
III.2. ANTENNES FILAIRES .....	18
III.3. LIGNE DE TRANSMISSION.....	19
III.4. COUPLAGE .....	22
<b>IV. LES RESONANCES ET ANTIRESONANCES .....</b>	<b>26</b>
IV.1. PHENOMENES DE REFLEXIONS SUCCESSIVES .....	26
IV.2. CALCUL ANALYTIQUE DE L'ONDE RESULTANTE.....	29
IV.2.a. Cas des lignes sans pertes.....	30
IV.2.b. Cas d'une ligne avec pertes .....	32
IV.2.c. Cas d'une ligne connectée sur des charges dissipatives.....	32
IV.2.d. Cas d'une ligne connectée sur charges complexes .....	33
<b>V. INFLUENCE DES COMPOSANTS SUR LA PERTURBATION .....</b>	<b>35</b>
V.1. EFFETS DES BOITIERS.....	35
V.2. NON LINEARITES .....	37
V.3. IMPEDANCE INTERNE DES COMPOSANTS .....	38
V.4. MODELE IBIS.....	38

---

**CHAPITRE II**

<b>I. LES MOYENS DE TEST .....</b>	<b>43</b>
I.1. L'ILLUMINATION .....	43
<i>I.1.a. Les Cellules TEM .....</i>	<i>44</i>
<i>I.1.b. Les Chambres anéchoïques.....</i>	<i>46</i>
<i>I.1.c. Les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM).....</i>	<i>47</i>
I.2. INJECTION .....	49
I.3. CONTRAINTES METROLOGIQUES .....	50
<b>II. PRINCIPE DU BANC DE TEST PAR DIAPHONIE .....</b>	<b>51</b>
II.1. CONFIGURATION DU CIRCUIT .....	51
II.2. COMPARAISON DES DISPOSITIFS UTILISES .....	53
II.3. DETERMINATION DES PARAMETRES PRIMAIRES DE PLUSIEURS LIGNES COUPLEES .....	55
<i>II.3.a. Mesure de <math>L_{ii}</math>.....</i>	<i>56</i>
<i>II.3.b. Mesure de <math>C_{ii}</math>.....</i>	<i>57</i>
<i>II.3.c. Mesure de <math>L_{ij}</math>.....</i>	<i>58</i>
<i>II.3.d. Mesure de <math>C_{ij}</math>.....</i>	<i>59</i>
<i>II.3.e. Mesure de <math>R_i</math>.....</i>	<i>60</i>
<i>II.3.f. Paramètres secondaires.....</i>	<i>61</i>
<i>II.3.g. Calcul des paramètres linéiques par des outils numériques.....</i>	<i>62</i>
II.4. ANALYSE THEORIQUE .....	62
<i>II.4.a. Ligne perturbatrice .....</i>	<i>62</i>
<i>II.4.b. Ligne perturbée.....</i>	<i>65</i>
<b>III. COMPARAISON ENTRE LA DIAPHONIE ET UNE ILLUMINATION RASANTE.....</b>	<b>76</b>
III.1. DISPOSITIF DE PERTURBATION PAR DIAPHONIE.....	76
III.2. PERTURBATION SOUS ONDE RASANTE .....	77
III.3. COMPARAISON DES MESURES .....	81
<b>IV. SYNTHÈSE.....</b>	<b>82</b>

---

**CHAPITRE III**

<b>I. ETUDE SUR LES DIODES SOUMISES A DES PERTURBATIONS HF .....</b>	<b>85</b>
I.1. PRESENTATION DU COMPORTEMENT INTRINSEQUE D'UNE JONCTION PN .....	85
I.1.a. Jonction PN à l'équilibre thermodynamique.....	85
I.1.b. Jonction PN polarisée.....	86
I.1.c. Caractéristique U/I.....	88
I.1.d. Comportement dynamique.....	89
I.2. MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DU COMPORTEMENT HF DES DIODES .....	91
I.2.a. Perturbation par injection.....	91
I.2.b. Perturbation induite par couplage.....	96
<b>II. ANALYSE APPROFONDIE DU COMPORTEMENT D'UNE LIGNE CHARGEE PAR UNE DIODE</b>	<b>102</b>
.....	
II.1. ANALYSE DES PHENOMENES DE PROPAGATION A L'ORIGINE DES RESONANCES .....	102
II.2. ANALYSE DES RESONANCES DE LA LIGNE SUR CHARGE NON LINEAIRE .....	107
II.2.a. Analyse spectrale .....	111
II.3. IMPACT DE LA CHARGE D'EXTREMITE OPPOSEE A LA DIODE .....	114
<b>III. MESURE DE SUSCEPTIBILITE SUR UN INVERSEUR LOGIQUE BASSE FREQUENCE.....</b>	<b>116</b>
III.1. MESURE DES TENSIONS PERTURBATRICES PRELEVEES EN ENTREE DU CIRCUIT .....	117
III.1.a. Evolution de la tension d'entrée avec la fréquence .....	117
III.1.b. Observations dans le domaine temporel.....	118
III.2. CRITERES D'EVALUATION ET MESURE DE LA SUSCEPTIBILITE DE L'INVERSEUR 7404N.....	119
III.3. TEST DE SUSCEPTIBILITE AVEC OPPOSITION D'UNE CHARGE HAUTE IMPEDANCE .....	125
III.4. TEST DE SUSCEPTIBILITE AVEC OPPOSITION D'UN AUTRE COMPOSANT .....	127
III.5. MISE EN EVIDENCE DES COUPLAGES PARASITES .....	130
<b>IV. MESURES SUR UN CIRCUIT INTEGRE EVOLUE.....</b>	<b>133</b>
IV.1. MESURE DES PHENOMENES INDUITS EN ENTREE DU CIRCUIT PROGRAMMABLE ( $Z_0=CC$ ) .....	134
IV.2. TEST DE SUSCEPTIBILITE SOUS CHARGE OPPOSEE EN COURT-CIRCUIT ( $Z_0=CC$ ) .....	137
IV.3. TEST DE SUSCEPTIBILITE AVEC OPPOSITION D'UNE RESISTANCE DE $1k\Omega$ ( $Z_0=1k\Omega$ ) .....	139
IV.4. TEST DE SUSCEPTIBILITE AVEC OPPOSITION D'UN AUTRE COMPOSANT .....	145

## CHAPITRE IV

<b>I. UTILISATION DU MODELE IBIS POUR LA MODELISATION DES ENTREES-SORTIES.....</b>	<b>149</b>
I.1. CONSTITUTION ELEMENTAIRE DU MODELE PROPOSE.....	150
<i>I.1.a. Modélisation du boîtier</i> .....	151
<i>I.1.b. Modélisation des diodes de protection</i> .....	156
I.2. CRITERES DE DYSFONCTIONNEMENT.....	157
<b>II. APPORT DES LOGICIELS USUELS POUR L'AIDE A LA SIMULATION .....</b>	<b>158</b>
II.1. SIMULATIONS PRATIQUEES SOUS MATLAB® .....	158
<i>II.1.a. Modélisation du couplage</i> .....	158
<i>II.1.b. Prise en compte des désadaptations et de la propagation</i> .....	160
<i>II.1.c. Modélisation du dispositif de diaphonie de 30cm connecté à une diode</i> .....	165
II.2. SIMULATION AVEC PSpice®.....	169
II.3. SIMULATION AVEC ADS©.....	175
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>181</b>
<b>ANNEXE.....</b>	<b>183</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>193</b>



## **INTRODUCTION**

Face à l'accroissement important des équipements électroniques tant dans les applications civiles que militaires, une nouvelle génération d'armes dites électromagnétiques a vu le jour ces dernières décennies avec pour cible stratégique le matériel électronique [In.-1].

Le concept de ce type d'arme a été découvert presque par hasard lors de tirs d'essais nucléaires ayant occasionnés de fortes perturbations électriques. Plusieurs autres incidents survenus à proximité de radars émettant de fortes puissances ont par la suite confirmé la faisabilité de telles armes.

Les premières études ont porté sur les Impulsions ElectroMagnétiques (IEM) existant sous forme naturelle comme la foudre ou générées artificiellement comme les IEM d'origine nucléaire haute altitude (IEMN-HA).

Dans les années 80, le développement de sources micro-ondes de plus en plus puissantes a contribué à l'émergence d'un autre type de perturbations électromagnétiques appelées Micro-ondes de Fortes Puissance (MFP). Ces armes consistent à focaliser une énergie électromagnétique vers une cible identifiée au moyen d'un dispositif transportable sur une zone de combat.

L'objectif initial des MFP est de compromettre la mission d'un équipement en détruisant les composants électroniques qui le constituent. Cette détérioration intervient au niveau microélectronique suite à une forte énergie couplée sur le système ou plus précisément sur les pistes des circuits imprimés. Cependant, pour arriver à ces conséquences les sources utilisées doivent être de plusieurs GW, il est donc apparu difficile de réaliser de telles armes alliant puissance et mobilité.

Un nouvel axe de recherche a donc été créé pour l'étude des dysfonctionnements par les MFP. En effet, il est possible de compromettre la mission d'un équipement aussi efficacement en le perturbant qu'en le détruisant. L'avantage de cette méthode est qu'elle nécessite des puissances moins importantes, rendant ainsi l'arme plus mobile.

Cette thèse se place dans ce contexte de perturbation par les MFP et fait partie d'un large projet destiné à élaborer un modèle de susceptibilité des systèmes électroniques. Ces études sont réalisées tant dans l'optique de se protéger contre les MFP que dans le but de concevoir des armes efficaces.

Face aux caractéristiques inhabituelles des perturbations générées par les MFP, les connaissances actuelles sur les mécanismes de couplage sont insuffisantes pour expliquer les dysfonctionnements observés lors d'essais. Nous ciblons plus particulièrement les phénomènes non linéaires induits par les composants connectés aux extrémités des pistes de circuits imprimés.

En effet, la majorité des études rencontrées dans la littérature traitent principalement de la perturbation des composants par des signaux de faible amplitude ou de fréquence entrant dans leur bande passante [In-2] [In-3] [In-4]. Or dans le cas des MFP, ces conditions ne sont absolument pas remplies puisque les amplitudes induites sont suffisamment importantes pour faire entrer les composants et notamment leurs diodes de protections contre les décharges électrostatiques dans leur caractéristique non linéaire. De plus les fréquences émises étant de l'ordre du GHz, elles se situent bien au-delà de la limite fonctionnelle des composants classiques et sont en plus susceptibles de générer des résonances sur les pistes des circuits imprimés.

Le but de cette thèse est donc dans un premier temps d'observer et de comprendre le comportement des lignes de transmissions lorsqu'elles sont chargées par des composants non linéaires (plus spécialement des diodes), on considèrera en particulier les cas où la ligne perturbée entre en résonance. Dans un deuxième temps, nous effectuons des mesures de susceptibilité sur des composants logiques simples et nous tentons d'expliquer les résultats obtenus au moyen des observations précédentes. Enfin, nous proposons une étude préliminaire sur la modélisation des composants dans l'optique de déterminer numériquement leur sensibilité face aux MFP couplées sur les pistes.

Ainsi, cette thèse est organisée suivant quatre chapitres :

Le premier est un rappel des caractéristiques des MFP et des phénomènes de propagation des perturbations depuis la source jusqu'au circuit intégré. On décrit entre autre la propagation des ondes dans l'atmosphère, leur pénétration dans les boîtiers et le couplage sur les pistes.

Le deuxième chapitre décrit tout d'abord les méthodes et les dispositifs couramment utilisés pour perturber expérimentalement un système électronique. Nous décrivons ensuite une technique alternative utilisant le couplage par diaphonie entre deux pistes adjacentes, aux vues des contraintes inhérentes à la génération de perturbations de fortes puissances cette méthode nous est apparue mieux adaptée aux mesures que nous souhaitons réaliser.

Le chapitre III décrit les expérimentations réalisées, elles sont organisées suivant la complexité croissante des composants testés. Ainsi, le premier paragraphe présente une étude sur le fonctionnement des diodes face à des signaux HF, dans la deuxième partie on observe leur impact sur le comportement d'une ligne autour de ses résonances. Le troisième paragraphe présente une étude de susceptibilité sur un inverseur logique classique connecté à une ligne perturbée, ces expérimentations sont ensuite réitérées dans le quatrième paragraphe sur un composant plus complexe.

Le dernier chapitre est une étude préliminaire sur la modélisation des composants connectés à une ligne perturbée, on y présente des simulations réalisées avec différents outils avant de conclure sur la faisabilité d'une modélisation dédiée à la prédiction des dysfonctionnements.



# **Chapitre I**

<p><b>Exposition des Composants Electroniques aux Micro-ondes de Fortes Puissances (MFP)</b></p>
--

**Résumé :** *Ce premier chapitre décrit les différentes phases constituant l'agression d'un équipement électronique par des Micro-ondes de Fortes Puissances. La description des différentes phases est organisée par ordre chronologique en commençant par la génération des perturbations jusqu'à leur pénétration à l'intérieur des composants. Cette présentation a pour objectif de donner une vision globale des phénomènes mis en jeu et d'introduire les études réalisées dans la thèse.*

**Sommaire :**

<b>I. LES MICRO-ONDES DE FORTES PUISSANCES .....</b>	<b>7</b>
<b>II. PROPAGATION DES MFP ET PENETRATION DANS LES BOITIERS .....</b>	<b>10</b>
<b>III. COUPLAGE SUR LES LIGNES.....</b>	<b>17</b>
<b>IV. LES RESONANCES ET ANTIRESONANCES .....</b>	<b>26</b>
<b>V. INFLUENCE DES COMPOSANTS SUR LA PERTURBATION .....</b>	<b>35</b>

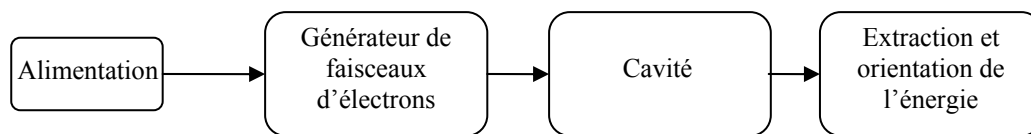


## **I. Les Micro-ondes de Fortes Puissances**

Les MFP sont des ondes électromagnétiques aux caractéristiques atypiques nécessitant des moyens spécifiques pour les générer [I-1]. Ce paragraphe présente les ordres de grandeur des puissances émises par les MFP ainsi que la menace qu'elles représentent pour les équipements électroniques [I-2].

### **I.1. Caractéristiques**

Les sources micro-ondes de fortes puissances s'appuient sur un même principe, schématisé sur la Figure 1. A partir d'une alimentation haute tension, on génère un faisceau d'électrons ayant une forte énergie cinétique. Celui-ci est ensuite introduit dans une cavité résonante qui modifie brutalement la vitesse des électrons et convertit ainsi leur énergie cinétique en énergie magnétique dont la fréquence est déterminée par les dimensions de la cavité. Cette énergie est ensuite extraite de la cavité et dirigée vers la cible au moyen d'une antenne adaptée à l'émission de fortes puissances.



**Figure 1 : Principe d'une source MFP**

Ce dispositif est capable de générer des fréquences jusqu'à une centaine de GHz, mais les pertes lors de la propagation en espace libre augmentant avec la fréquence, les MFP sont donc générées à quelques GHz.

Ces sources sont dites de fortes puissances quand la puissance crête de sortie est supérieure à 100MW, elle peut tout de même atteindre plusieurs GW. Le rendement de tels dispositifs étant de l'ordre de 10 à 20%, la puissance d'alimentation nécessaire doit donc être très importante.

L'onde de sortie ne peut être générée à de telles puissances que sur de courtes durées. Elle est donc émise sous forme de trains d'ondes ayant une porteuse mono fréquence. Ces sources sont donc dites « bande étroite » et peuvent atteindre des taux de répétition de l'ordre du kHz. Ce paramètre est important puisqu'il peut influencer sur la vulnérabilité des systèmes. La forme des signaux est schématisée sur la Figure 2.

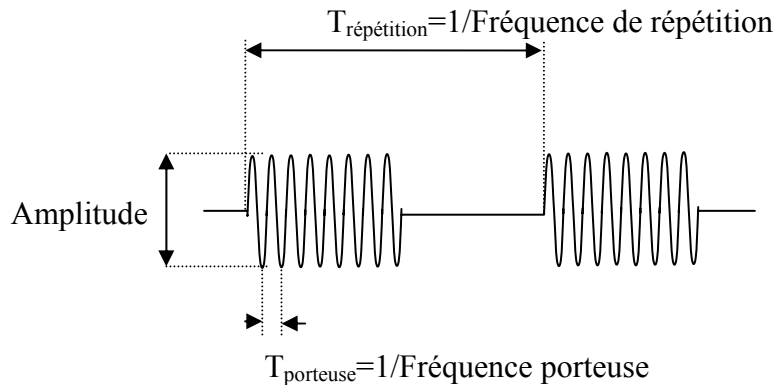


Figure 2 : Allure temporelle des MFP

Les trains d'ondes peuvent également être modulés en amplitude afin de transporter une fréquence plus basse donc plus proche des fréquences de fonctionnement.

Il existe une autre catégorie de sources dites « ultra large bande » (ULB) [I-3] [I-4] qui, contrairement aux MFP, balayent un large spectre fréquentiel dans le but d'accroître la probabilité de perturbation des systèmes dans leur bande de fonctionnement. Pour cela, on génère une impulsion ultra rapide dont la largeur à mi-hauteur peut être de quelques dizaines de picosecondes. En contre partie de cette large gamme de fréquence, la densité spectrale de puissance est moindre que pour les MFP, la perturbation induite est par conséquent moins importante.

### 1.2. Menace

En supposant une source MFP de 10GW ( $P_{source}$ ) qui émet par une antenne ayant un gain de 30dB ( $G_{antenne}=1000$ ) ; la densité de puissance  $dP$  produite à une distance  $D$  de 1km est de  $400\text{kW/m}^2$  ( $dP = \frac{1}{2} \frac{P_{source} \cdot G_{antenne}}{4\pi D^2}$ ) soit un champ électrique  $E$  de 12kV/m ( $E = \sqrt{dP \cdot 120\pi}$ ).

Ces niveaux sont donc très importants puisqu'à titre comparatif les applications courantes comme le GSM ou la FM dépassent rarement 1V/m.

Ces perturbations vont illuminer les équipements et pénétrer jusqu'aux systèmes électroniques de deux façons. La première est le couplage direct (Front Door) qui intervient sur les entrées dédiées à la réception des champs électromagnétiques de types antennes ou capteurs. Ce mode de pénétration est très efficace si la fréquence de la perturbation se situe dans le spectre de



fonctionnement. Les courants ainsi induits peuvent être de plusieurs dizaines d'ampères et sont conduits jusqu'au cœur du système.

Le second cas de couplage est dit indirect (Back Door), il s'effectue par couplage sur les circuits imprimés après pénétration de l'onde dans la structure. Le rayonnement de l'onde à l'intérieur des systèmes s'effectue au travers des ouvertures dont on ne peut s'affranchir. Une fois l'onde à l'intérieur de la structure, les pistes des circuits imprimés ainsi que les parties métalliques des composants vont jouer le rôle d'antennes réceptrices. Les longueurs de ces conducteurs sont du même ordre de grandeur que les longueurs d'ondes des MFP, le couplage peut donc être très efficace. Les tensions et les courants ainsi induits arrivent aux entrées-sorties des composants et génèrent des dysfonctionnements. Cette thèse a pour objectif de comprendre ces phénomènes.

Pour une perturbation par couplage Back Door, les MFP sont privilégiées pour leur puissance afin de compenser l'atténuation importante subie par l'onde lors de la pénétration dans les infrastructures. De plus, le caractère mono fréquence n'est pas pénalisant car sur l'ensemble d'un système électronique la dispersion des dimensions des pistes est telle que la probabilité de coupler efficacement est élevée. Il est également possible que des résonances apparaissent sur les pistes, dans ce cas les dysfonctionnements peuvent survenir pour un champ incident de quelques centaines de V/m. La pertinence des défauts générés dépend essentiellement de la fonction réalisée par l'équipement, ils peuvent se manifester uniquement lors de l'application de la perturbation, ou agir avec un temps de latence, voire nécessiter la réinitialisation du système. Ces critères sont importants car ils sont indicatifs de l'efficacité d'une perturbation. En effet, une perturbation transitoire peut s'avérer moins critique si le système cible est dans une phase d'attente que si il est en train de gérer un évènement complexe. A l'inverse, un dysfonctionnement de plusieurs secondes ou entraînant la mise en erreur du système aura une forte probabilité de faire échouer la mission de l'équipement.

Il est donc nécessaire d'analyser de façon objective l'impact des perturbations afin de rendre les systèmes moins vulnérables ou au contraire rechercher des armes plus pénétrantes.

## **II. Propagation des MFP et pénétration dans les boîtiers**

L'onde électromagnétique émise par une arme électromagnétique se propage vers la cible à une vitesse proche de celle de la lumière. Cette propriété constituant l'avantage majeur du vecteur électromagnétique. Au cours de la propagation, l'onde subit des transformations avant de se coupler sur l'équipement. Elle va notamment se propager en espace libre puis pénétrer à l'intérieur des boîtiers suivant différents moyens. Ce paragraphe décrit ces phénomènes et les transformations qu'ils induisent sur l'onde et donc sur l'efficacité de la perturbation.

### **II.1. Propagation des ondes**

Depuis la source vers la cible réceptrice, l'onde électromagnétique se propage dans l'atmosphère ou/et l'espace, en altitude ou près du sol. Ces milieux ont des propriétés très variables qui génèrent des phénomènes influant la propagation des ondes. Les pertes atmosphériques, le relief et les conditions climatiques en sont les principaux [I-5].

#### ***II.1.a. Pertes atmosphériques***

Lors de leur passage dans les différentes couches de l'atmosphère, les ondes électromagnétiques interagissent avec les principaux composants de l'air, notamment les molécules d'azote et d'oxygène, la vapeur d'eau et autres gaz rares et poussières. Ce phénomène induit une atténuation sur le trajet de l'onde. La Figure 3 montre l'atténuation atmosphériques (en dB/km) subie par une onde harmonique en fonction de sa fréquence.

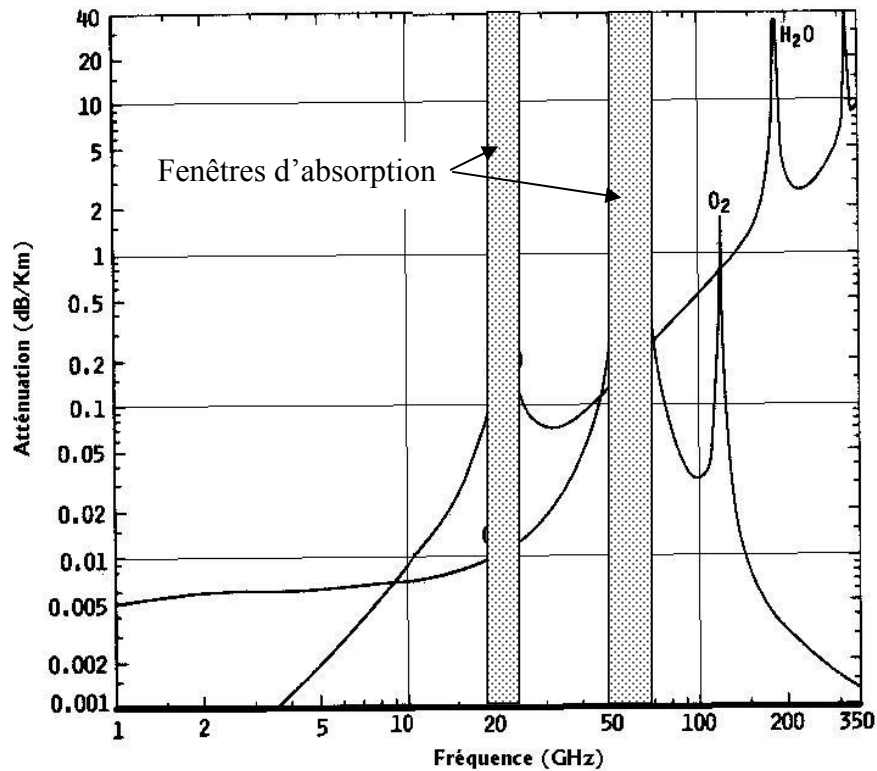


Figure 3 : Pertes atmosphériques dues aux molécules d'eau et d'oxygène [I-5]

Quand la fréquence de l'onde s'accorde sur la résonance propre des molécules, l'absorption d'énergie est optimale et il en résulte une atténuation importante de l'onde.

Les pics d'atténuations observés sur la Figure 3 indiquent les fréquences de résonances de l'eau (H<sub>2</sub>O) et de l'oxygène (O<sub>2</sub>). On parle alors de fenêtres d'absorption.

Au-delà de 100GHz, les pertes engendrées par l'ensemble des composantes de l'air et notamment l'oxygène, deviennent importantes et les transmissions électromagnétiques ont un faible rendement. Il est donc important lors de l'utilisation des micro-ondes d'éviter ces fréquences afin de limiter les pertes.

### II.1.b. Propagation à proximité de reliefs

La transition observée entre certains milieux de propriétés physiques différentes engendre sur la propagation des ondes différents phénomènes contribuant à en atténuer l'amplitude, à en disperser l'énergie, voire à changer la direction de propagation. Ces facteurs entrent dans les problématiques de réfraction, de réflexion et de diffraction schématisées sur les Figures 4 et 5.

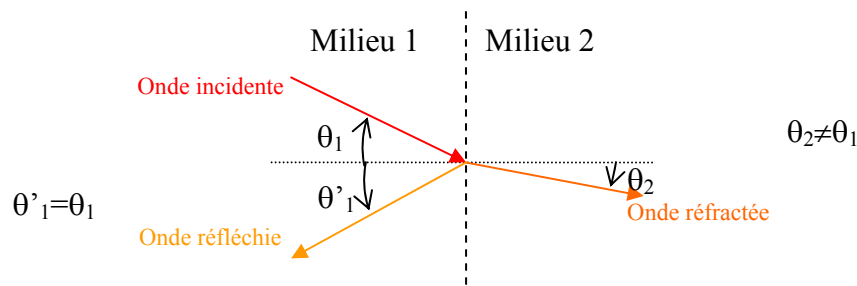


Figure 4 : Réflexion et Réfraction

Ces phénomènes apparaissent par exemple lors de la transition atmosphère/espace, entre deux masses d'air de densités différentes ou encore lors des interférences avec les hydrométéores. La diffraction est particulièrement ressentie lorsque l'onde parvient sur un gros obstacle tel une montagne ou un immeuble. L'onde est alors dispersée sur un large angle solide mais avec une densité de puissance plus faible (cf. Figure 5). La puissance transportée dans la direction de propagation initiale est alors plus ou moins réduite d'amplitude.

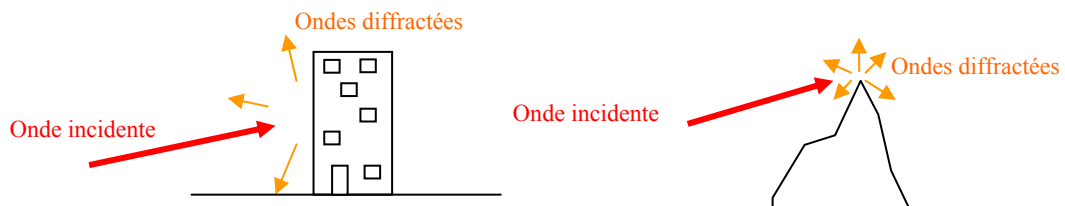


Figure 5 : Diffraction

Ces phénomènes très pénalisant pour les transmissions réalisées en visibilité optique, étaient utilisés autrefois pour faciliter les transmissions hertziennes entre des points masqués par l'horizon géographique.

La Figure 6 illustre, la manifestation de ces phénomènes lors de transmissions sol  $\leftrightarrow$  sol ou sol  $\leftrightarrow$  espace

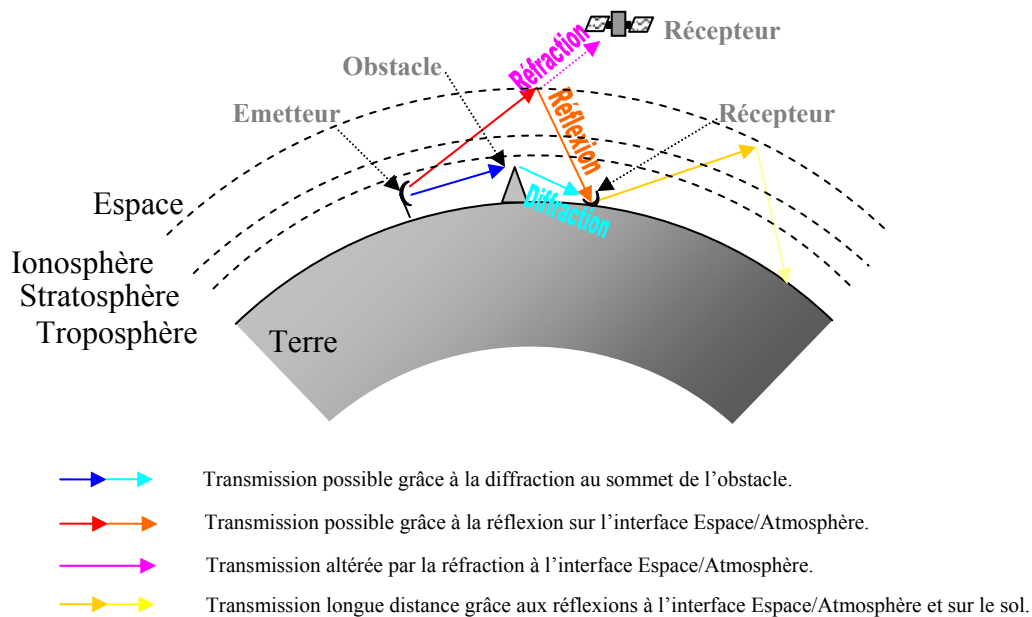


Figure 6 : Propagation des ondes

### II.1.c. Influence des conditions climatiques

Les hydrométéores, c'est à dire les gouttes de pluies, les cristaux de neige ou de grêle, constituent également des obstacles favorables à la diffraction ou à l'atténuation des ondes électromagnétiques ( $\approx 1\text{dB/km}$  à  $10\text{GHz}$ ,  $>10\text{dB/km}$  au-delà de  $100\text{GHz}$ ).

### II.1.d. Impact sur le comportement des MFP

Ces phénomènes physiques que nous venons de relater ont donc pour effet de réduire l'efficacité des faisceaux micro-ondes. La recherche des meilleures conditions d'agression va donc exiger quelques dispositions stratégiques nécessitant une visée optique directe des armes sur les cibles.

Aux phénomènes précédents s'ajoutent parfois des mécanismes non linéaires rencontrés lors de l'émission de champs électromagnétiques dépassant l'amplitude de  $1\text{MV/m}$ . Cette intensité provoque une ionisation de l'air dont l'effet immédiat est une absorption supplémentaire très importante. Il faut préciser que l'ionisation évolue avec la pression atmosphérique et la présence d'hydrométéores ou de résidus de combustion.

## **II.2. Pénétration de l'énergie électromagnétique dans les boîtiers d'un système**

Lors de l'interférence de l'onde avec la cible, plusieurs phénomènes de couplage vont contribuer au transfert énergétique de l'onde jusqu'aux composants électroniques victimes de l'agression. Ces phénomènes comportent l'interaction avec les câbles et la pénétration des champs au travers des ouvertures rencontrées sur les obstacles métalliques. Suivant les propriétés physiques et géométriques de ces contributions, l'énergie électromagnétique induite dans les boîtiers contenant les composants vulnérables peut être atténuée ou parfois accentuée [I-6].

### **II.2.a. Couplage sur les câbles**

Un équipement électronique est alimenté ou relié avec d'autres systèmes via des câbles (cf. Figure 7). Les câbles les plus exposés sont généralement blindés, mais face à des MFP la moindre discontinuité dans la protection ou un blindage insuffisant peuvent donner lieu à un couplage et induire une perturbation. Celle-ci va ensuite se propager jusqu'aux entrées des systèmes électroniques et altérer leur fonctionnement.

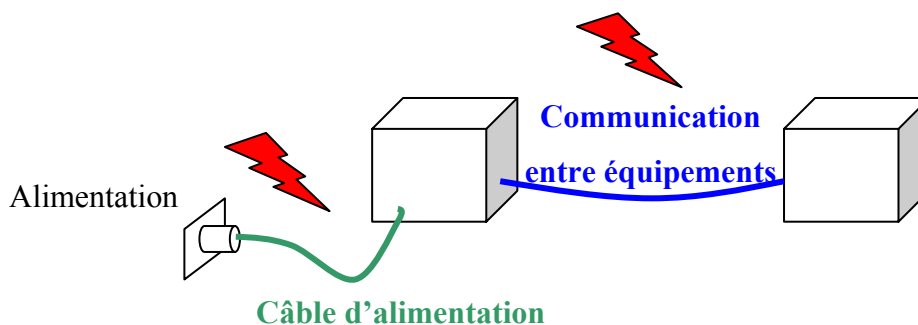


Figure 7 : Couplage sur les câbles

L'intensité du couplage est liée au rapport entre la dimension  $L$  des câbles et la longueur d'onde  $\lambda$  de la perturbation, elle est maximale pour  $\frac{L}{\lambda} > 1$  [I-7]. De plus lorsque des résonances apparaissent, les tensions ou/et courants induits sur ces structures filaires peuvent atteindre des amplitudes prohibitives.

### **II.2.b. Pénétration par les ouvertures**

Les équipements électroniques sont généralement conditionnés dans des boîtiers métalliques offrant une bonne protection contre les perturbations. Cependant, les voies de pénétration

privilegiée de ces ondes sont les ouvertures fonctionnelles comme les lecteurs de disques, l'aération, les joints,...

On trouve donc différentes géométries schématisées sur la Figure 8.

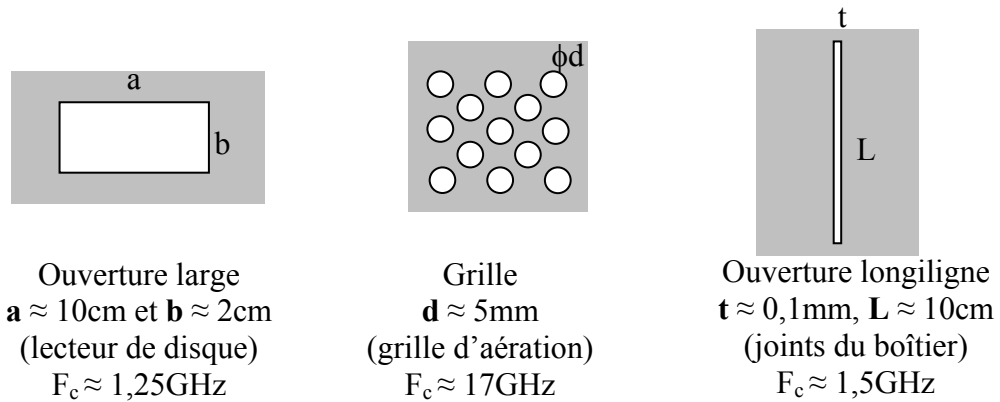


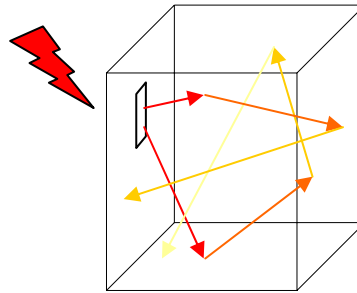
Figure 8 : Ouvertures

La pénétration des ondes au travers des ouvertures dépend de leur géométrie et du rapport liant leurs dimensions à la longueur d'onde. S'il s'agit d'ouvertures très petites par rapport à la longueur d'onde, l'atténuation augmente. A l'inverse, si les ouvertures sont grandes par rapport à la longueur d'onde, l'atténuation diminue. La fréquence de transition  $F_c$  entre ces deux comportements (communément appelée fréquence de coupure) correspond approximativement à une longueur d'onde égale au périmètre de l'ouverture [I-8].

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

### II.2.c. Etablissement d'ondes stationnaires

Dès que les ondes résiduelles pénètrent dans l'équipement (cf. Figure 9), le boîtier peut se comporter comme une cavité susceptible de résonner sur des fréquences élevées dépendant de ses dimensions.



**Figure 9 : Phénomène de brassage**

Il se produit alors un régime d'ondes stationnaires bornées par les parois métalliques qui imposent à leur surface un champ électrique tangentiel et un champ magnétique perpendiculaire nuls ou de très faible amplitude.

Pour des longueurs d'onde du même ordre de grandeur que les dimensions de l'équipement, la distribution du champ est hétérogène. Une fréquence plus élevée que les premiers modes de résonance de la cavité introduit un champ dont les fluctuations spatiales se densifient. Ce mode de fonctionnement entraîne un accroissement du champ à l'intérieur du boîtier qui peut, sous certaines conditions exceptionnelles, devenir supérieur au champ extérieur.

L'amplitude des résonances est alors fixée par le coefficient de qualité de la cavité. Ce dernier est déterminé par les pertes dans le volume et sur les parois ; moins il y a de pertes, plus le facteur de qualité est grand, plus le champ résultant est important. Cet environnement complexe peut être modélisé par différents outils numériques ou analytiques notamment s'il s'agit d'une cavité vide ou contenant des objets peu volumineux et de forme géométrique simple [I-9].

Cependant, des cartes électroniques sont généralement disposées dans ce milieu électromagnétique. Les matériaux constituant les cartes et les composants absorbent une partie des ondes, faisant ainsi baisser le coefficient de qualité. De plus les parties métalliques des circuits imprimés modifient les conditions aux limites du volume et les résonances sont différentes de celles existants dans une cavité vide.

L'étude de l'environnement interne à l'équipement sort du cadre de la thèse. Cependant, il peut être montré qu'un champ d'onde stationnaire quelconque peut être assimilé à l'interférence d'un grand nombre d'ondes planes provenant sous des incidences aléatoires [I-10]. En conséquence, et sous réserve que le phénomène établi obéisse à un comportement linéaire, la connaissance de la réponse de l'équipement soumis à une seule onde plane peut convenir pour une étude ultérieure plus complexe. C'est la raison pour laquelle notre thèse s'est limitée à cette hypothèse d'illumination électromagnétique.



### III. Couplage sur les lignes

Les propriétés des ondes planes seront tout d'abord rappelées, puis nous regarderons les principaux mécanismes qui accompagnent le couplage de ces ondes sur des structures filaires [I-11]. Une part importante de ce paragraphe est ensuite consacrée au couplage de l'onde plane sur des lignes de transmission [I-17] [I-12]. Ce troisième aspect sera particulièrement développé dans la mesure où il constitue la préoccupation principale de notre thèse.

#### III.1. Onde plane

Les ondes électromagnétiques portent les contributions conjointes d'un champ électrique  $\vec{E}$ , d'un champ magnétique  $\vec{H}$  et d'un vecteur de propagation  $\vec{k}$  définissant le sens et la direction de propagation. Nous supposons que l'onde est observée à une distance  $D$  suffisante de la source et supérieure à la longueur d'onde pour atteindre une dispersion significative permettant de confondre localement les champs avec une onde plane (cf. Figure 10).

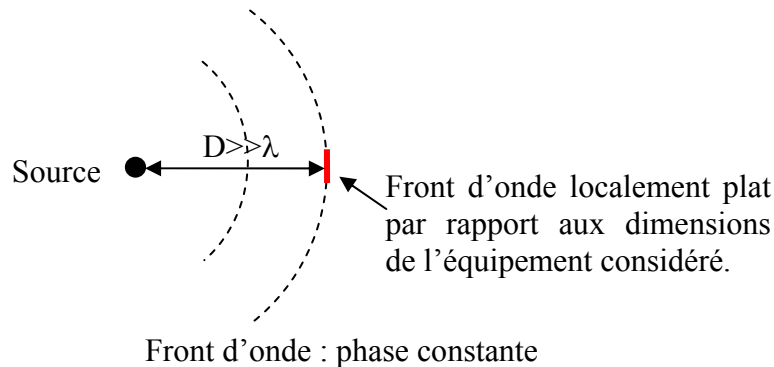


Figure 10 : dispersion

Cette hypothèse suppose donc que les vecteurs champ électrique et magnétique deviennent localement invariants dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation que nous pouvons associer à la relation vectorielle suivante :

$$\vec{k} = \vec{E} \wedge \vec{H} \quad \text{[ I-1 ]}$$

Champ électrique, champ magnétique et direction de propagation forment alors un tétraèdre.

A ces premiers paramètres s'ajoute l'angle d'incidence  $\Omega$  qu'on repère conformément au système cartésien  $oxyz$  de la Figure 11, puis l'angle de polarisation  $\eta$  déterminé par rapport aux vecteurs unitaires  $\vec{u}$  et  $\vec{v}$  portés en cartouche de cette figure.

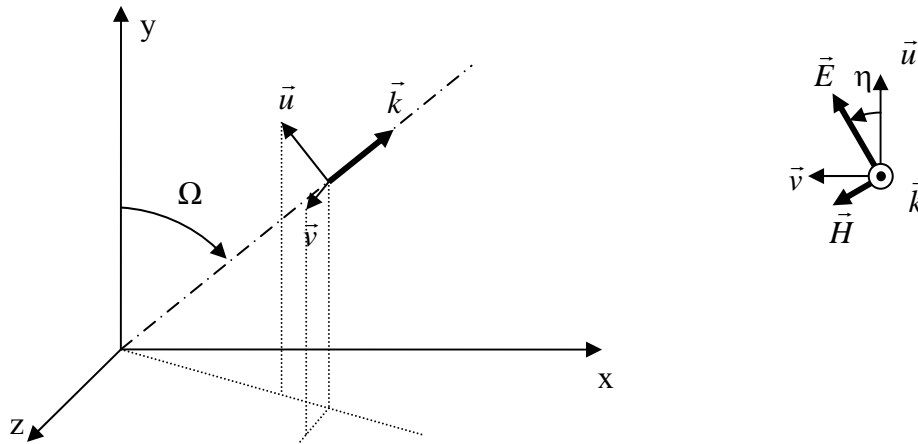


Figure 11 : Onde plane

La polarisation d'une onde est initialement imposée par l'antenne émettrice, cette polarisation peut être fixe ou en mouvement (polarisation elliptique). Dans ce dernier cas, l'orientation des champs électrique et magnétique varie au cours du temps en effectuant des révolutions autour de la direction de propagation.

Cependant la polarisation vue par une cible n'est pas systématiquement celle fixée par la source. En effet, au cours de la propagation, les obstacles rencontrés par l'onde peuvent modifier ce paramètre.

### III.2. Antennes filaires

Les antennes fonctionnelles utilisées pour émettre ou recevoir les ondes électromagnétiques sont réalisées par des conducteurs placés de façon à obtenir un couplage le plus efficace possible avec l'onde. La structure de base est l'antenne monopôle, elle est constituée d'un conducteur filiforme placé parallèlement au champ électrique et perpendiculaire à un plan de masse.

Le second type d'antenne filaire est le dipôle symétrique, constitué de deux éléments filaires placés sur le même axe et dépourvus de plan de référence à proximité.

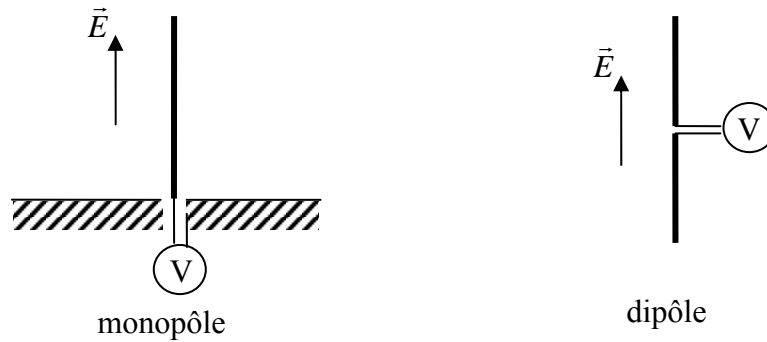


Figure 12 : Antennes filaires

Pour cette catégorie de récepteurs, les couplages électromagnétiques ont pour origine la diffraction par les fils d'or fins; le champ électrique parallèle au conducteur génère une f.e.m. disponible à la base de monopôle ou dans la partie médiane du dipôle symétrique.

### III.3. Ligne de transmission

Une ligne de transmission comporte un (ou plusieurs) conducteur(s) situé(s) à proximité d'un plan de masse ou de tout autre conducteur de référence. La dimension  $L$  du conducteur est dans ce cas très grande en comparaison de la distance  $h$  qui le sépare de la référence de potentiel. Il s'agit généralement de lignes uniformes considérant que  $h$  est invariant quelle que soit la position occupée par un observateur le long de la ligne. La Figure 13 illustre ces deux types de ligne.



Figure 13 : Ligne de transmission

Sur le plan purement phénoménologique, ces lignes obéissent à l'approximation de la propagation TEM, à savoir que l'énergie électromagnétique transportée entre le conducteur et la référence est uniquement dirigée longitudinalement. En d'autres termes, l'énergie libérée perpendiculairement aux conducteurs est d'amplitude négligeable. Les théories montrent que l'hypothèse TEM est satisfaisante à condition que l'espacement  $h$  du conducteur et de sa référence de potentiel reste très inférieur à la longueur d'onde. La Figure 14 indique un repère  $oz$  parallèle au conducteur et prenant son origine sur l'extrémité gauche de la ligne. Le courant  $I(z)$  et la tension  $V(z)$  définis avec les conventions d'orientation de cette figure

prennent une amplitude qui peut dépendre de la position  $z$  d'un observateur situé sur ce repère. Lorsque la ligne ainsi constituée est soumise à une excitation harmonique, nous verrons que  $I(z)$  et  $V(z)$  s'expriment à l'aide de fonctions complexes dont l'amplitude et la phase peuvent évoluer en fonction des conditions imposées par les impédances connectées aux extrémités de cette ligne. De plus, on associe à  $I(z)$  et  $V(z)$  des ondes dont la vitesse de propagation  $v$  peut être inférieure à la célérité  $c$  des ondes dans le vide. Cette propagation se manifeste lorsque la ligne est contenue dans un milieu diélectrique homogène ou qu'elle comporte une gaine diélectrique. Il faut préciser que  $v$  se situe généralement à des valeurs comprises entre  $0,5.c$  et  $0,8.c$ , ce qui permet de définir une longueur d'onde guidée par le rapport  $\lambda = \frac{v}{f}$ , l'hypothèse d'une onde TEM est satisfaite lorsque  $h \leq \frac{\lambda}{10}$ .

La ligne de transmission constituant l'outil théorique de notre thèse, nous allons en rappeler brièvement le formalisme mathématique en prenant pour base une section infinitésimale  $dz$  de ligne représentée avec les conventions de la Figure 14.

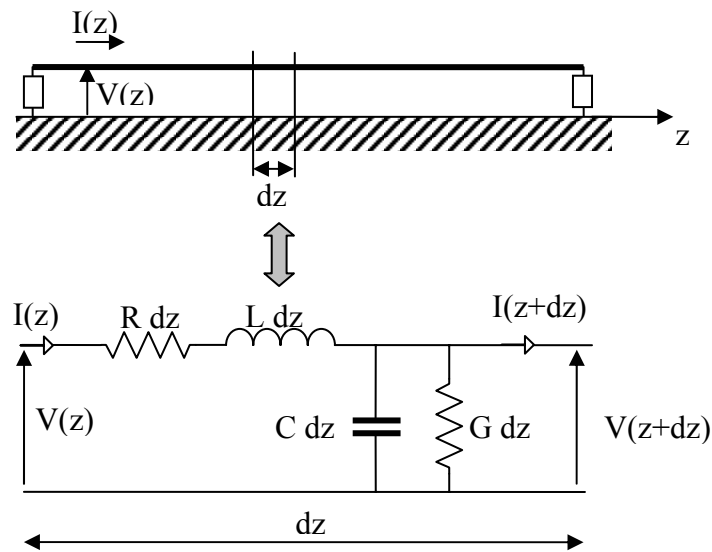


Figure 14 : Modélisation d'une section infinitésimale de ligne de transmission

Dans lesquelles :

**R** représente la résistance linéique de la ligne due aux pertes ohmiques dans les conducteurs ( $\Omega.m^{-1}$ )

**L** l'inductance linéique ( $H.m^{-1}$ )

**C** la capacité linéique ( $F.m^{-1}$ )

**G** la conductance linéique de la ligne due aux pertes éventuelles engendrées dans le diélectrique entre les deux conducteurs ( $\Omega^{-1}.m^{-1}$ )

Nous rassemblons ces paramètres dans une impédance linéique série  $Z$  et une admittance linéique parallèle  $Y$  exprimées dans le domaine harmonique sous la forme :

$$\begin{cases} Z = R + jL\omega \\ Y = G + jC\omega \end{cases} \quad \text{[ I-2 ]}$$

Courant et tension sont reliés par un système de deux équations aux dérivées partielles encore appelées « équations des télégraphistes » :

$$\begin{cases} \frac{\partial V(z)}{\partial z} + Z.I(z) = 0 \\ \frac{\partial I(z)}{\partial z} + Y.V(z) = 0 \end{cases} \quad \text{[ I-3 ]}$$

Ces équations différentielles ont pour solutions générales des expressions dans lesquelles figurent des constantes **A** et **B** dépendant des conditions aux limites (charges) :

$$\begin{cases} V(z) = A.e^{-\gamma \cdot z} + B.e^{\gamma \cdot z} \\ I(z) = \frac{V(z)}{Z_c} = \frac{A.e^{-\gamma \cdot z} + B.e^{\gamma \cdot z}}{Z_c} \end{cases} \quad \text{[ I-4 ]}$$

Avec :  $\gamma$  la constante de propagation définie par :

$$\gamma = \sqrt{ZY} = \alpha + j\beta \quad \text{[ I-5 ]}$$

$\alpha$  la constante d'atténuation (nepers.m<sup>-1</sup>)

$\beta$  la constante de phase (radians.m<sup>-1</sup>)

$Z_c$  l'impédance caractéristique de la ligne en  $\Omega$  exprimée par le rapport :

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \quad \text{[ I-6 ]}$$

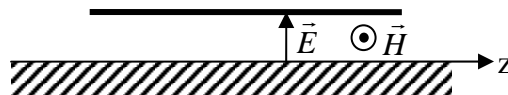
Les constantes **A** et **B** sont donc fonctions des sources et des impédances connectées sur la ligne. Dans la situation étudiée, les sources proviennent de mécanismes d'inductions

provoqués par une onde électromagnétique parvenant sur la ligne, ce mécanisme de couplage diffère de celui opérant sur des antennes filaires.

Le champ incident induit une onde diffractée sur le conducteur volumineux constituant la référence de potentiel. S'il s'agit d'un plan de grande dimension par rapport à la longueur d'onde on peut raisonner comme en optique, à savoir qu'il s'agit d'une réflexion idéale. L'onde réfléchie se combine à l'onde incidente pour donner une onde résultante. Le conducteur constituant la ligne étant situé très près du plan, il est donc soumis à un phénomène d'induction dont la nature physique va dépendre de l'orientation des champs électriques et magnétiques résultants.

D'un point de vue physique, il est facile de montrer que deux types de couplages peuvent se manifester séparément ou conjointement. L'un a pour origine le champ magnétique résultant parallèle au plan et perpendiculaire au conducteur, c'est le couplage magnétique. Le second est issu du champ électrique normal au plan conducteur, c'est le couplage électrique (cf. Figure 15). Suivant la polarisation de l'onde incidente, nous allons montrer que peuvent alors surgir un couplage électrique, un couplage magnétique ou un couplage hybride. Dans ce troisième cas, couplages électrique et magnétique agissent avec une intensité voisine.

Lorsque la référence des potentiels est composée d'un conducteur filiforme, le champ résultant se compose d'un champ incident et d'un champ diffracté analogue au champ produit près d'une antenne réceptrice.



**Figure 15 : Composantes du champ à l'origine des couplages**

### **III.4. Couplage**

Le couplage est électrique pour une onde parvenant sous incidence rasante par rapport au plan, avec une direction de propagation perpendiculaire au conducteur et avec une polarisation telle que le vecteur champ électrique soit normal au plan.

La Figure 16 illustre ce scénario rapporté à une piste déposée sur le substrat diélectrique d'un circuit imprimé au dessus d'un plan de masse.

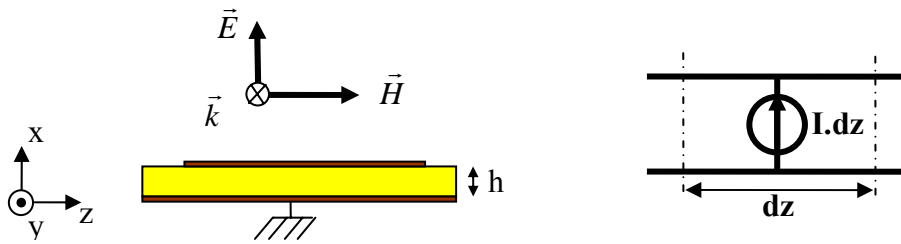


Figure 16 : Couplage électrique

Le mécanisme de couplage peut se résumer ainsi : la composante  $E_x$  du champ électrique entre le conducteur et le plan de masse induit en surface de ceux-ci une accumulation de charges positives sur l'un et négatives sur l'autre. Ce phénomène se modélise sur un élément infinitésimal par un générateur de courant entre les deux conducteurs d'intensité  $I.dz$  avec  $I$  calculable avec l'équation [ I-7 ] à partir du champ résultant  $E_x$  et de la capacité linéique  $C$  :

$$I = -j\omega C \int_0^h E_x . dx$$

[ I-7 ]

Le couplage magnétique pur se produit lorsqu'une onde incidente parvient sur ce même circuit avec une direction de propagation normale au plan de référence et une polarisation telle que le champ magnétique soit perpendiculaire à la ligne et le champ électrique parallèle.

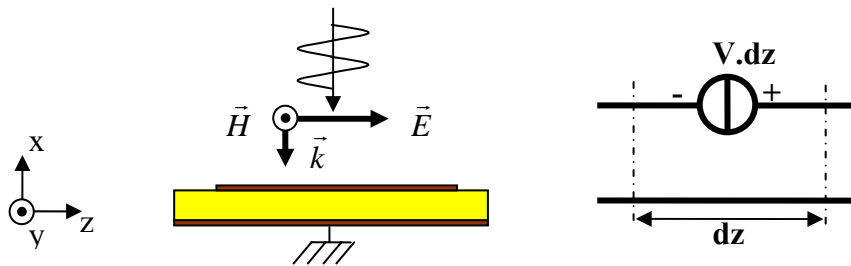


Figure 17 : Couplage magnétique

Le mécanisme de ce couplage est le suivant, le champ magnétique  $H_y$  génère un flux entre le conducteur et le plan de masse, ce flux donne naissance à une force électromotrice modélisée par une source de tension  $V.dz$  en série sur la ligne (cf. Figure 17) et calculable à partir du champ résultant par l'équation [ I-8 ] ( $\mu_0=4\pi.e^{-7}H/m$ ) :

$$V = j\omega\mu_0 \int_0^h H_y . dx$$

[ I-8 ]

Dans la plupart des autres cas, ces deux types de couplage surviennent simultanément. Ainsi, le modèle général est la combinaison comme sur la Figure 18 des deux modèles précédents (modèle de TAYLOR) [I-13].

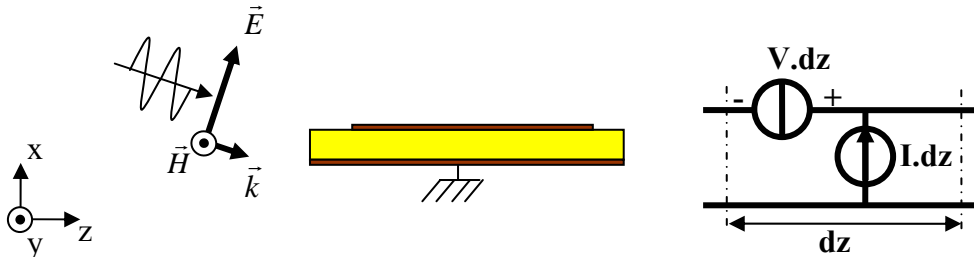


Figure 18 : Couplage Hybride

Il existe une incidence particulière définie par une onde incidente se propageant suivant l'axe  $z$  avec un champ électrique parallèle à l'axe  $x$  et un champ magnétique parallèle à l'axe  $y$ . Dans cette configuration de champ, les couplages électrique et magnétique interviennent en proportions égales. Cette composition optimale donne le couplage hybride.

Les couplages s'effectuant sur toute la longueur d'une piste, les signaux induits en chaque point de la ligne vont se propager dans les deux sens jusqu'aux composants d'extrémité où ils vont s'ajouter aux signaux fonctionnels déjà présents.

Pour prendre en compte les phénomènes de couplage, on introduit le modèle de Taylor représenté Figure 18 au modèle de ligne de transmission représenté Figure 14, ainsi, on ajoute au système [I-3] des termes sources tenant compte des modes de couplage.

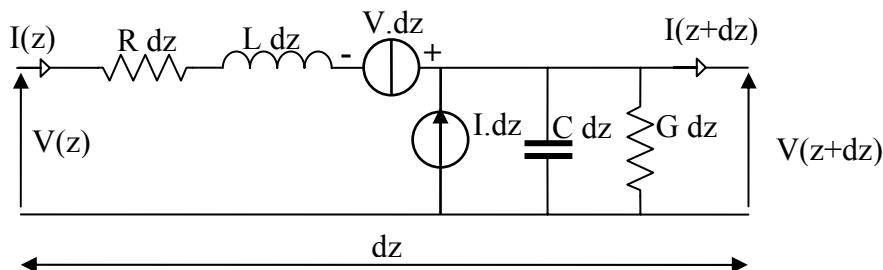


Figure 19 : Modélisation d'une section infinitésimale de ligne de transmission avec couplage



Le système des équations des télégraphistes [I-3] signalé plus haut est alors réécrit afin de prendre en considération le couplage de l'onde résultante.

$$\begin{cases} \frac{\partial V(z)}{\partial z} + Z.I(z) = V = j\omega\mu_0 \int_0^h H_y dx \\ \frac{\partial I(z)}{\partial z} + Y.V(z) = I = -j\omega C \int_0^h E_x dx \end{cases} \quad \text{[ I-9 ]}$$

Comme pour le système I-3, les solutions font apparaître une onde progressive et une onde rétrograde. Sous certaines circonstances, les phénomènes de propagation peuvent donner lieu à des résonances et antirésonances dont nous allons examiner les propriétés.

## **IV. Les Résonances et antirésonances**

Les résonances et antirésonances résultent des mécanismes d'interférence d'ondes qui se traduisent soit par des maxima d'amplitude ou des zéros. Les premiers s'avèrent particulièrement nuisibles pour les systèmes électroniques soumis aux agressions MFP. Pour décrire ces phénomènes nous proposons une approche basée sur la construction d'ondes progressives évoluant dans des directions de propagation alternativement opposées.

### **IV.1. Phénomènes de réflexions successives**

Considérons la ligne illustrée Figure 20 de longueur L chargée par deux impédances linéaires ( $Z_0$  à l'abscisse  $z=0$  et  $Z_L$  à l'abscisse  $z=L$ ). Pour  $t < 0$  le courant et la tension sur la ligne sont nuls. A  $t=0$  on suppose une tension couplée sur la ligne qui se propage dans le sens des  $z$  croissants (onde progressive). Le mode de couplage n'est pas précisé dans cet exemple.

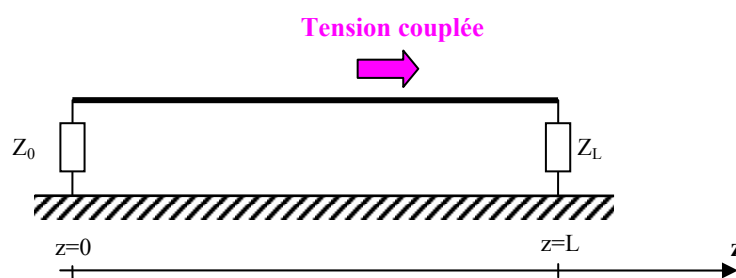


Figure 20 : Réflexion sur les charges

La tension couplée sur la ligne est nommée  $V_{incidente}$ , l'amplitude du courant de l'onde progressive associée à cette tension est déterminée par l'impédance caractéristique  $Z_c$  de la ligne, soit :

$$I_{incident} = \frac{V_{incidente}}{Z_c}$$

[ I-10 ]

Lorsque cette tension parvient sur la charge  $Z_L$  située en extrémité, la loi d'Ohm impose le lien entre tension sur la charge et courant ( $V_{charge}$  et  $I_{charge}$ ) soit :

$$I_{charge} = \frac{V_{charge}}{Z_L}$$

[ I-11 ]

Quand  $Z_c=Z_L$ , le tension  $V_{charge}$  prend la valeur de  $V_{incidente}$  et  $I_{charge}=I_{incident}$ , toute l'énergie est alors dissipée dans la charge, la ligne est adaptée.

Quand  $Z_c \neq Z_L$  l'impédance vue par l'onde change et toute l'énergie incidente ne peut être absorbée par la charge. Une partie de cette énergie est donc dissipée dans la charge. L'énergie excédentaire est réfléchi sur la ligne sous la forme d'une onde propagée en sens rétrograde (onde rétrograde). Elle est identifiée par la tension et le courant réfléchis notés respectivement  $V_{réfléchi}$  et  $I_{réfléchi}$ .

Cette onde réfléchi va alors se propager sur la ligne jusqu'à rencontrer la charge située à l'extrémité opposée de la ligne où elle deviendra à nouveau progressive et subira le même phénomène.

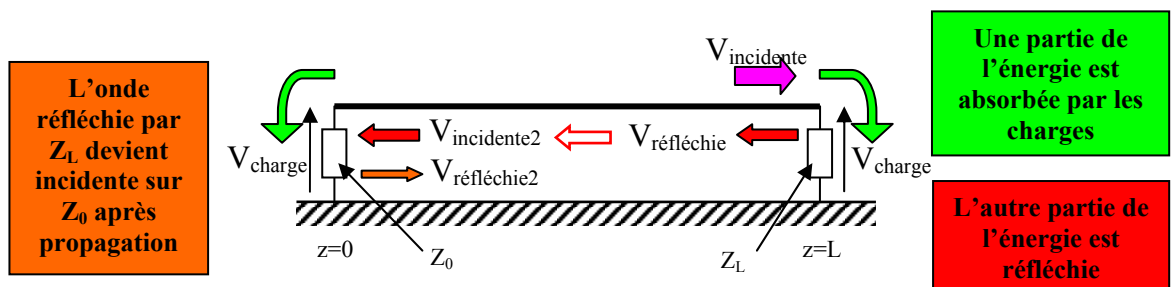


Figure 21 : Phénomène de réflexion

Le lien entre l'onde incidente et l'onde réfléchi est déterminé par le coefficient de réflexion  $\rho$  qu'on exprime par l'équation [ I-12 ]. On rappelle que ce raisonnement n'est valable que pour des charges linéaires.

$$\rho = \frac{V_{réfléchi}}{V_{incidente}} = \frac{Z_{charge} - Z_c}{Z_{charge} + Z_c} \quad (-1 \leq \rho \leq 1)$$

[ I-12 ]

$Z_c$  : Impédance caractéristique de la ligne

$Z_{charge}$  : Impédance de charge

Dans ces conditions, en tout point de la ligne, les ondes se superposent algébriquement quel que soit leur sens de propagation, ainsi la tension résultante aux bornes de la charge s'exprime par l'équation [ I-13 ]:

$$V_{charge} = V_{incidente} + V_{réfléchi}$$

[ I-13 ]

ou encore

$$V_{charge} = V_{incidente} (1 + \rho) \quad [I-14]$$

L'orientation attribuée au courant fait qu'il se produit une inversion de signe du rapport entre le courant réfléchi et le courant incident ( $\rho_I$ ).

$$\rho_I = \frac{I_{réfléchi}}{I_{incident}} = -\rho \quad [I-15]$$

Le courant résultant qui traverse la charge s'exprime alors :

$$I_{charge} = I_{incident} + I_{réfléchi} \quad [I-16]$$

ou encore

$$I_{charge} = I_{incident} (1 - \rho) \quad [I-17]$$

Le raisonnement précédent peut ensuite s'étendre à la superposition d'un nombre infini d'ondes incidentes (progressives et rétrogrades) comme l'illustre la Figure 22.

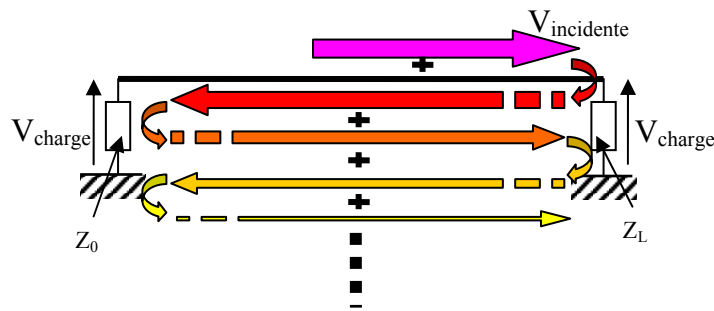


Figure 22 : Réflexions multiples

S'il s'agit de signaux harmoniques, le déphasage introduit lors de la propagation peut engendrer des oppositions de phase, auquel cas la tension résultante est inférieure à la tension incidente, c'est l'antirésonance. Si les phases sont constructives, les ondes s'ajoutent pour former une tension résultante d'amplitude plus importante que  $V_{incidente}$ . Ce dernier cas peut engendrer une résonance génératrice de surtensions sur une ligne fortement désadaptée.

Ces résonances sont d'autant plus importantes que les charges sont désadaptées car plus la différence entre l'impédance caractéristique de la ligne et les charges est grande, plus l'onde réfléchie est grande et plus la tension résultante augmente au fil des réflexions.

Dans l'hypothèse présentée dans ce paragraphe, l'onde incidente correspond à la tension progressive sur la ligne avant l'apparition des réflexions, cette dernière peut donc être assimilée à l'onde résultante sur la ligne lorsque la charge  $Z_L$  est adaptée.

Or cette hypothèse n'est pas réaliste. En effet lorsqu'une onde électromagnétique se couple sur une ligne, elle induit simultanément une onde progressive et une onde rétrograde (cf. Figure 23).

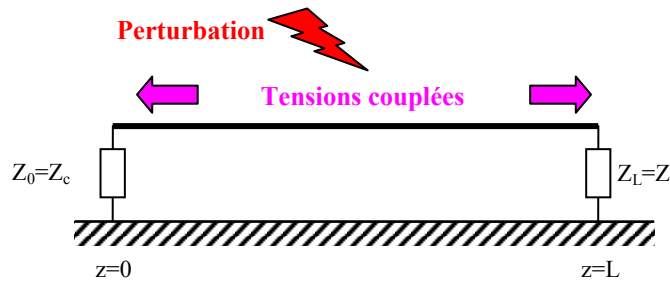


Figure 23 : Modélisation couplage

On peut donc généraliser l'approche précédente à un cas concret en appliquant le même raisonnement sur la charge  $Z_0$ . Les termes sources sont alors les tensions incidentes sur les deux extrémités avant l'apparition des réflexions c'est à dire les tensions résultantes sur les charges adaptées.

#### IV.2. Calcul analytique de l'onde résultante

Considérons conformément à la Figure 20, un couplage extérieur donnant une onde sinusoïdale progressive établie depuis suffisamment longtemps pour que les amplitudes du courant et de la tension sur la ligne soient stabilisées.

La tension résultante aux bornes de la charge  $Z_L$  peut alors s'écrire comme la somme infinie [1-18] des ondes progressives et rétrogrades en  $z=L$ . Ce calcul est illustré Figure 23 :

$$\begin{aligned}
 V_L &= V_{\text{incidente}} \\
 &+ V_{\text{incidente}} \cdot \rho_L \\
 &+ (V_{\text{incidente}} \cdot \rho_L) \cdot \rho_0 \cdot e^{-2\gamma L} \\
 &+ (V_{\text{incidente}} \cdot \rho_L \cdot \rho_0 \cdot e^{-2\gamma L}) \cdot \rho_L \\
 &+ (V_{\text{incidente}} \cdot \rho_L^2 \cdot \rho_0 \cdot e^{-2\gamma L}) \cdot \rho_0 \cdot e^{-2\gamma L} \\
 &+ \dots
 \end{aligned}$$

[ I-18 ]

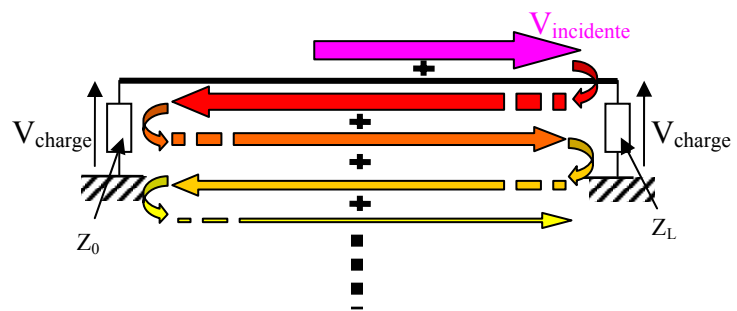


Figure 24 : Calcul analytique

Les termes  $e^{-2\gamma L}$  introduisent les retards et les pertes subies par les ondes ayant parcouru deux longueurs de ligne. Dans l'exemple, cette distance correspond à une longueur dans le sens rétrograde et une longueur dans le sens progressif après réflexion.

$V_L$  peut alors s'écrire sous la forme d'une suite géométrique dont la convergence donne l'expression [ I-19 ]:

$$\bar{V}_L = \frac{V_{\text{incidente}}}{1 - (\bar{\rho}_0 \bar{\rho}_L e^{-2\gamma L})} (1 + \bar{\rho}_L) \bar{V}_L = \frac{V_{\text{incidente}}}{1 - (\bar{\rho}_0 \bar{\rho}_L e^{-2\gamma L})} (1 - \bar{\rho}_L)$$

[ I-19 ]

Avec :  $\bar{\rho}_0 = \rho_0 \cdot e^{j\varphi_0}$  la forme complexe du coefficient de réflexion sur  $Z_0$

$\bar{\rho}_L = \rho_L \cdot e^{j\varphi_L}$  la forme complexe du coefficient de réflexion sur  $Z_L$

$\gamma = \alpha + j\beta$  la constante de propagation de la ligne

$\alpha$  la constante d'atténuation

$\beta$  la constante de phase (rad.m<sup>-1</sup>)

L la longueur de la ligne (m)

#### IV.2.a. Cas des lignes sans pertes

Si on considère une ligne non dissipative et des charges donnant une réflexion maximale, il est alors possible de faire les simplifications suivantes :

- $\alpha = 0$
- Les phénomènes engendrés par les charges sont assimilables à des courts-circuits ( $\bar{\rho}_{0,L} = -1$ ) ou des circuits ouverts ( $\bar{\rho}_{0,L} = 1$ )

L'apparition d'une résonance se caractérise alors par une singularité attribuant au dénominateur de [ I-19 ] la valeur zéro, soit la condition :

$$\bar{\rho}_0 \bar{\rho}_L e^{-2\gamma L} = 1$$

[ I-20 ]

De plus, le numérateur est maximum pour  $\bar{\rho}_L = 1$ .

Sachant que  $\alpha=0$ , la constante de propagation se simplifie et devient.

$$\gamma = j\beta = j \frac{\omega}{v} = j \frac{2\pi}{\lambda}$$

$\omega$  : pulsation du signal (rd/s)

$v$  : vitesse de propagation de l'onde TEM (m/s)

La condition [ I-20 ] s'exprime alors  $\bar{\rho}_0 e^{-2\gamma L} = 1$ , satisfaite pour des valeurs spécifiques de la longueur d'onde telles que :

$$2\beta L = 4\pi \frac{L}{\lambda} = (2n+1)\pi \text{ si } \bar{\rho}_0 = -1 \text{ avec } (n \text{ entier } \geq 0)$$

et  $2\beta L = 4\pi \frac{L}{\lambda} = 2n\pi \text{ si } \bar{\rho}_0 = 1 \text{ avec } (n \text{ entier } \geq 1)$

A partir de ces solutions, on peut alors définir les fréquences de résonance en fonction du coefficient de réflexion  $\bar{\rho}_0$  auquel on peut attribuer les valeurs extrémales 1 ou -1.

si  $\bar{\rho}_0 = -1$ ,  $\lambda = \frac{4L}{2n+1} \Rightarrow F_1^n = \frac{v}{\lambda} = (2n+1) \frac{v}{4L}$  (n entier  $\geq 0$ ),

n=0 donne  $F = \frac{v}{4L}$  ou  $L = \frac{\lambda}{4}$ , la ligne se trouve en résonance quart d'onde encore appelée résonance fondamentale. Cette configuration est illustrée sur la Figure 25 où la fréquence de résonance fondamentale de la ligne est calculée à 16,6MHz.

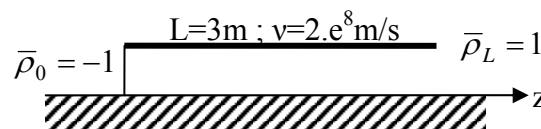


Figure 25 : Exemple de ligne susceptible de résonner en quart d'onde

si  $\bar{\rho}_0 = 1$ ,  $\lambda = \frac{4L}{2n} \Rightarrow F_2^n = \frac{v}{\lambda} = 2n \frac{v}{4L}$  (n entier  $\geq 1$ ),

n=1 donne  $F = \frac{v}{2L}$  ou  $L = \frac{\lambda}{2}$ , il s'agit de la résonance demi onde car la longueur de la ligne correspond à la moitié de la longueur d'onde. L'exemple de la Figure 26 représente une ligne susceptible de résonner en demi onde à 33,3MHz

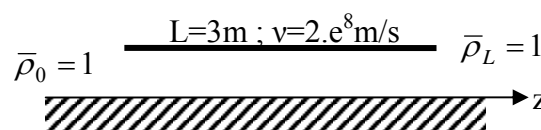


Figure 26 : Exemple de ligne susceptible de résonner en demi d'onde

Lorsque  $\bar{\rho}_0 = -1$ , l'expression  $F_1^n$  donne les fréquences de résonance et  $F_2^n$  correspond à un dénominateur maximum, ce qui implique une tension  $V_L$  minimum, ce sont les antirésonances.

Quand  $\bar{\rho}_0 = 1$ ,  $F_2^n$  correspond aux fréquences de résonance et  $F_1^n$  aux antirésonances.

Aux fréquences de résonances, un dénominateur nul implique une amplitude  $V_L$  mathématiquement infinie ce qui n'est pas physiquement possible en raison des pertes. Ces pertes correspondent aux dissipations d'énergie dans le conducteur, au rayonnement propre de la ligne, phénomènes auxquels s'ajoute l'énergie dissipée dans les charges lorsqu'elles s'éloignent du court-circuit ou du circuit ouvert.

#### ***IV.2.b. Cas d'une ligne avec pertes***

Dans cette partie, on prend en compte les pertes de la ligne, en maintenant l'hypothèse de charges non dissipatives considérées comme sans pertes. La constante de propagation prend alors la forme générale :  $\gamma = \alpha + j\beta$

Dans l'équation [ I-19 ], nous supposons que ces pertes modifient principalement le module du dénominateur mais pas la phase. Les fréquences de résonance restent donc inchangées mais l'amplitude de  $V_L$  à ces fréquences (expression [ I-21 ]) dépend désormais de la constante d'atténuation de la ligne :

$$V_L = \frac{2V_{\text{incidente}}}{1 - e^{-2\alpha L}}$$

[ I-21 ]

Cette formule n'est valable que pour des charges parfaites et sans pertes c'est-à-dire des courts-circuits ou des circuits ouverts, ce qui est rarement le cas dans les systèmes.

#### ***IV.2.c. Cas d'une ligne connectée sur des charges dissipatives***

Les charges réelles sont les résistances, elles interviennent dans le calcul en changeant le module du coefficient de réflexion. Ainsi, elles réduisent l'amplitude des résonances. En revanche, la phase de l'équation [ I-19 ] n'est pas modifiée et les fréquences de résonance restent alors inchangées. Cependant  $\rho_0$  et  $\rho_L$  ne sont plus égaux à 1 ou -1, la condition permettant de choisir la solution en fonction des charges est donc émise sur le produit  $\rho_0\rho_L$  que l'on pose positif ou négatif.



si  $\rho_0\rho_L < 0$  alors  $F_1^n = (2n + 1) \frac{v}{4L}$  (n entier  $\geq 0$ )

si  $\rho_0\rho_L > 0$  alors  $F_2^n = 2n \frac{v}{4L}$  (n entier  $\geq 1$ ),

d'où l'expression de  $V_L$  pour les fréquences de résonance :

$$V_L = \frac{V_{\text{incidente}}}{1 - (\rho_0\rho_L e^{-2\alpha L})} (1 + \rho_L)$$

[ I-22 ]

De la même manière que précédemment, quand une des solutions donne les fréquences de résonance, l'autre détermine les antirésonances. Si  $\rho_0\rho_L = 0$ , au moins une des charges est adaptée donc elle ne réfléchit aucun signal, il n'y a pas de résonances possibles.

#### IV.2.d. Cas d'une ligne connectée sur charges complexes

Avec des charges dont l'impédance possède une partie imaginaire (réactances telles que capacités, inductances,...) les coefficients de réflexion deviennent complexes et peuvent se mettre sous la forme suivante :

$$\bar{\rho}_L = \rho_L \cdot e^{j\varphi_L} \text{ et } \bar{\rho}_0 = \rho_0 \cdot e^{j\varphi_0}$$

L'équation [ I-19 ] devient :

$$\bar{V}_L = \frac{V_{\text{incidente}}}{1 - (\rho_0\rho_L e^{-2\gamma L + j(\varphi_0 + \varphi_L)})} (1 + \rho_L \cdot e^{j\varphi_L}) = \frac{V_{\text{incidente}}}{1 - (\rho_0\rho_L e^{-2\alpha L} e^{j(-2\beta L + \varphi_0 + \varphi_L)})} (1 + \rho_L \cdot e^{j\varphi_L})$$

[ I-23 ]

On rappelle :  $\bar{\gamma} = \alpha + j\beta$  la constante de propagation de la ligne

$\alpha$  la constante d'atténuation

$\beta$  la constante de phase (rad.m<sup>-1</sup>)

L la longueur de la ligne (m)

La condition de résonances est toujours un dénominateur minimum, la condition fréquentielle permettant d'obtenir ce minimum devient  $2\beta L - \varphi_0 - \varphi_L = (2n + 1)\pi$ .

L'expression des fréquences de résonance est donc modifiée :

$$F_1^n = \frac{v}{4L} \left[ (2n + 1) + \frac{\varphi_0 + \varphi_L}{\pi} \right] \quad (\text{n entier } \geq 0)$$

On constate que la phase des charges modifie les fréquences de résonance. Celles-ci augmentent lorsque la réactance est positive (charge inductive), et diminuent si elle est négative (charge capacitive).

Ainsi, la nature des charges connectées à une ligne peut modifier notablement son comportement. Or sur un circuit imprimé, les lignes sont connectées à des composants ayant des impédances variables. Ceux-ci vont donc avoir une forte influence sur le comportement des pistes et donc sur les caractéristiques des perturbations qui s'y seront couplées.

Cette thèse mettant en avant l'hypothèse que les composants et les lignes sont indissociables dans l'étude de la susceptibilité, nos recherches seront donc focalisées sur le comportement des lignes chargées par des composants et perturbées à des fréquences susceptibles d'entraîner des résonances. Dans cette configuration, des études de susceptibilité sur les composants seront également réalisées.

## **V. Influence des composants sur la perturbation**

Le paragraphe précédent a montré que les charges aux extrémités des lignes influent notablement sur les caractéristiques des perturbations induites. Ces charges sont constituées par des composants plus ou moins complexes pouvant répondre de façon très diverse à l'action des MFP.

A des fréquences de quelques GHz, il apparaît des phénomènes parasites qui peuvent fortement modifier l'impact des perturbations sur le fonctionnement du système. Parmi les principaux, on note les effets parasites du boîtier et l'impédance équivalente des entrées/sorties. De plus, l'amplitude importante des perturbations peut engendrer des phénomènes non linéaires principalement dus aux diodes de protection. L'ensemble de ces phénomènes peut être partiellement simulé à l'aide du modèle IBIS (I/O Buffer Information Specification) dont la fonction est de reproduire le comportement électronique des entrées/sorties sans nécessiter la connaissance de la structure interne du composant.

### **V.1. Effets des boîtiers**

La partie active des composants (puce) est constituée d'éléments métalliques et semi-conducteurs de dimensions élémentaires généralement inférieures au micron, situés sur un substrat de 350 à 500 $\mu$ m d'épaisseur et de 1 à 500mm<sup>2</sup> de surface. Les liaisons électriques entre la puce et les pistes du circuit imprimé sont réalisées par le boîtier constitué de broches métalliques et de fils (bonding).

Les bondings sont bien souvent composés de fils d'or, choisis pour tolérer une importante densité de courant et permettre la jonction sur le semi-conducteur en minimisant les perturbations. Les broches disposées sur la périphérie peuvent atteindre quelques dixièmes de millimètres de large et quelques millimètres de long. L'ensemble est contenu dans un moule en résine constituant le boîtier. La Figure 27 donne une vue schématique de la constitution du composant.

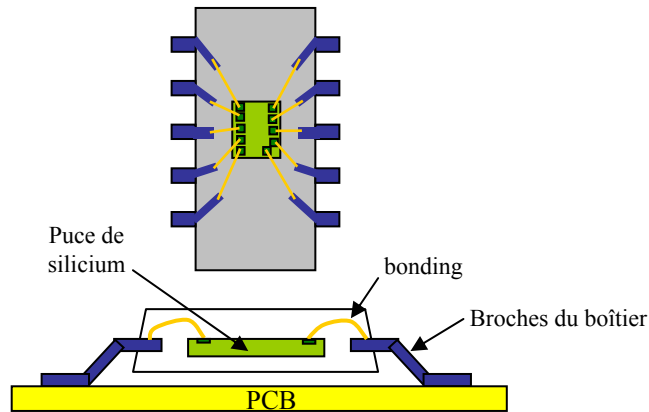


Figure 27 : Schéma d'un boîtier SOI-10

Cette structure est généralement sans grande influence sur les signaux fonctionnels jusqu'à 100MHz ; toutefois, soumis à des fréquences de plusieurs GHz, les broches et les bondings introduisent des impédances parasites significatives et parfois des risques de résonance. Les fabricants de composants (les fondeurs) caractérisent les boîtiers et proposent des schémas équivalents dans lesquels figurent les éléments parasites incontournables. Un exemple montrant le réseau vu entre une broche et la masse d'un boîtier SOI-16 est illustré Figure 28 (composant semblable au SOI-10 de la Figure 27 mais comportant 16 broches).

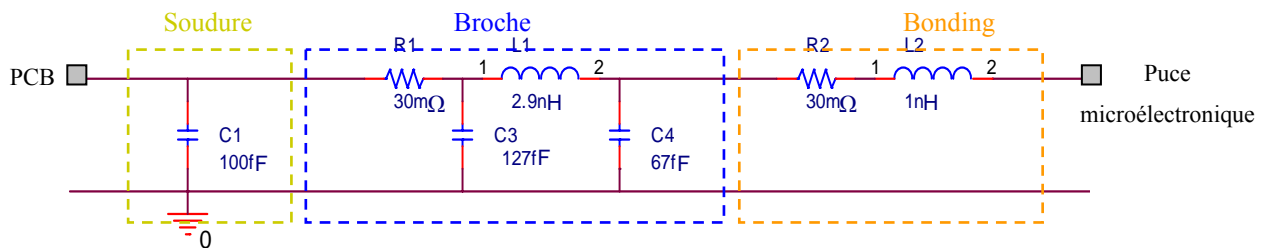


Figure 28 : Modèle élaboré par les fondeurs pour un boîtier SOI-16

Pour des raisons de confidentialité, les fondeurs diffusent rarement le modèle rigoureux, mais plus souvent une représentation simplifiée à l'image du schéma de la Figure 29 tiré pour ce même composant de la banque de données IBIS.

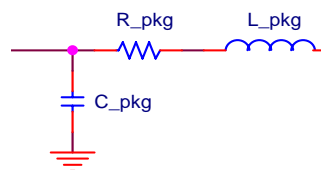


Figure 29 : Modèle IBIS du boîtier

Les valeurs des éléments  $C_{pkg}$ ,  $R_{pkg}$  et  $L_{pkg}$  (l'abréviation « pkg » est utilisé pour l'anglais « package » signifiant boîtier) sont spécifiées dans les bases de données IBIS et pour chaque type de composant réuni dans la banque. Elles donnent une représentation relativement fidèle de la réalité comme nous le démontrerons dans le chapitre IV.

Ainsi, la capacité  $C_{pkg}$  est la contribution des effets capacitifs entre la broche et le plan de référence généralement placé sous le composant, elle est de l'ordre du pF. La résistance  $R_{pkg}$  est introduite par les pertes joules dans la broche et le bonding, elle se situe à quelques 10mΩ. Enfin, la géométrie filiforme des broches et du bonding introduit un comportement inductif modélisé par une inductance  $L_{pkg}$  de quelques nH.

### V.2. Non linéarités

Les composants électroniques usuels doivent supporter les chocs électriques produits par les décharges électrostatiques. Ces protections sont intégrées à la puce de silicium et placées systématiquement aux entrées/sorties. Elles sont généralement constituées de plusieurs diodes connectées entre les lignes de données et la masse (GND clamp), ainsi qu'entre les lignes de données et l'alimentation (VCC clamp), voire dans certains cas entre l'alimentation et la masse (cf. Figure 30).

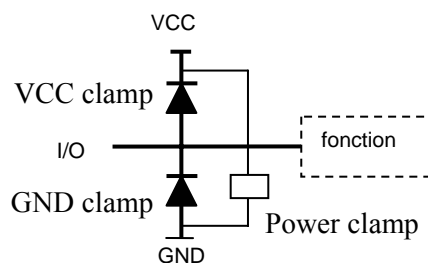


Figure 30 : Protection ESD

La diode *VCC clamp* entre en conduction quand la tension appliquée sur l'entrée/sortie dépasse VCC, il en résulte un écrêtage des perturbations dont l'amplitude dépasse VCC. De même, la diode *GND clamp* entre en conduction lorsque la tension sur l'entrée/sortie devient inférieure à GND, les perturbations d'amplitude inférieure à la référence GND sont également écrêtées. Enfin, la protection placée entre VCC et la référence GND permet de limiter les éventuelles perturbations conduites via l'alimentation ou le plan de référence.

Ces protections sont donc sans effet sur les signaux fonctionnels mais limitent l'amplitude d'éventuelles perturbations.

Dans le modèle IBIS seules les deux premières diodes sont prises en compte par une table de correspondance liant la tension sur l'entrée/sortie et le courant dans la diode considérée. Cette modélisation est assez représentative du comportement réel rencontré dans la bande passante nominale des diodes mais ne tient pas compte de leur comportement à des fréquences extérieures à ce domaine. De plus, les caractéristiques intrinsèques de ces protections ne sont pas dévoilées, leur limite fréquentielle de fonctionnement est donc inconnue.

Cependant, leur faible inertie face aux surtensions rapides dues aux décharges électrostatiques laisse supposer que leur temps de réponse est très petit (quelques nanosecondes), en conséquence, nous pensons qu'elles conservent leur fonction d'écrêtage jusqu'à plusieurs centaines de MHz.

Dans l'hypothèse de l'apparition d'une perturbation dont le spectre entre dans la bande passante des diodes, la conduction des diodes se manifeste de façon transitoire, leur comportement suit alors une loi non linéaire dont la contribution a pour effet de modifier temporairement la charge vue en extrémité de ligne. Ces phénomènes compliquent alors toute tentative de prédiction de l'amplitude des parasites induits. Leur compréhension appartient aux principaux objectifs défendus dans la thèse.

### **V.3. Impédance interne des composants**

A l'échelle microélectronique, la structure de l'étage d'entrée comporte une zone de plusieurs dizaines de microns de côté permettant de raccorder le bonding. Cette plage d'accueil est ensuite reliée aux fonctions électroniques généralement constituées de transistors. L'ensemble de cette structure a un comportement principalement capacitif qu'il est possible de modéliser par une capacité de quelques pF mise en parallèle entre l'entrée/sortie et la référence. La valeur de cette capacité équivalente figure dans les données physiques des composants et dans la banque IBIS sous la notation C\_comp (« comp » pour l'anglais « component »).

### **V.4. Modèle IBIS**

Le modèle IBIS complet va donc comprendre : le circuit équivalent au boîtier, les diodes de protection et la capacité équivalente assimilée au contact avec la puce microélectronique. La Figure 31 montre la topologie adoptée dans ce modèle.

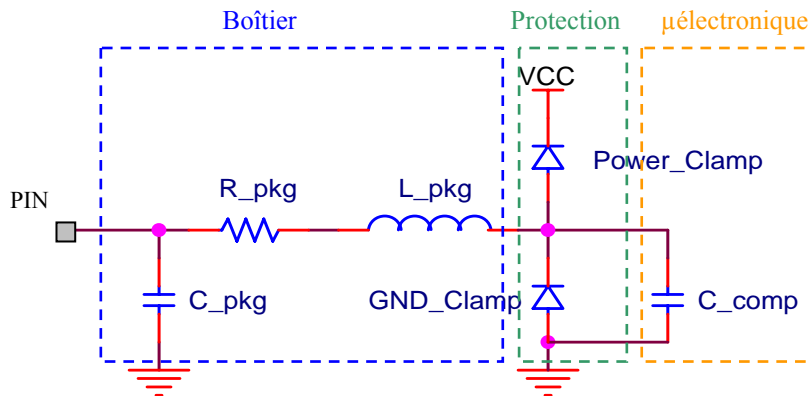


Figure 31 : Modèle IBIS

Cette représentation des composants intégrés constitue aujourd’hui un standard dont l’efficacité a été prouvée sur un champ relativement étendu de simulations telles que l’analyse fonctionnel des systèmes électroniques.

Cependant, face aux agressions MFP dont la fréquence peut dépasser largement la bande nominale des composants, la composition des circuits de référence adoptée par IBIS est peut-être incomplète. Un autre objectif de la thèse consiste alors à confronter ce modèle aux perturbations couvrant de très hautes fréquences supérieures à plusieurs centaines de MHz en vue de corriger éventuellement le circuit présenté Figure 31.





## **Chapitre II**

<p><b>Méthodes de perturbation des composants simulant une MFP</b></p>
--

**Résumé :** *Ce chapitre présente tout d'abord un descriptif des moyens métrologiques couramment utilisés en CEM. Leurs propriétés et leurs limites de fonctionnement face aux contraintes imposées par notre étude, une méthode alternative utilisant le couplage par diaphonie entre deux lignes parallèles est donc proposée. La deuxième partie de ce chapitre en décrit la mise en oeuvre ainsi qu'une approche théorique des phénomènes physiques rencontrés. Le dernier paragraphe compare la perturbation obtenue par diaphonie à une illumination par onde plane.*

**Sommaire :**

<b>I. LES MOYENS DE TEST .....</b>	<b>43</b>
<b>II. PRINCIPE DU BANC DE TEST PAR DIAPHONIE .....</b>	<b>51</b>
<b>III. COMPARAISON ENTRE LA DIAPHONIE ET UNE ILLUMINATION RASANTE .....</b>	<b>76</b>
<b>IV. SYNTHÈSE .....</b>	<b>82</b>



Terminologie :

L'immunité est l'aptitude d'un équipement à ne pas être perturbé lorsqu'il est soumis à une contrainte électromagnétique d'amplitude définie.

La sensibilité, ou susceptibilité, est la recherche du niveau de contrainte qui provoque la perturbation de l'équipement. La thèse se place dans le second contexte.

## **I. Les moyens de test**

Afin de mesurer la sensibilité d'un équipement électronique face aux MFP, il est nécessaire de le soumettre à une perturbation et de détecter un éventuel dysfonctionnement.

Deux méthodes sont couramment envisagées pour générer une perturbation sur un système électronique : l'illumination et l'injection. Elles sont décrites respectivement dans le premier et le deuxième paragraphe.

Cependant, les non linéarités introduites par les MFP imposent des contraintes métrologiques qui seront discutées dans le dernier paragraphe.

### **I.1. L'illumination**

L'illumination consiste à reproduire un champ électromagnétique haute fréquence au moyen de diverses méthodes. On peut adopter les propriétés d'une cellule TEM [II-1] dans laquelle une source de signaux connectée à une extrémité provoque une onde transverse se propageant parallèlement à l'axe de la cellule. Un objet placé dans ce champ subit une illumination assimilable à une onde plane.

Ces dispositifs ne fonctionnent correctement qu'en dessous d'une fréquence maximale déterminée par les dimensions transversales de la cellule. Ainsi, une cellule TEM (Transverse ElectroMagnétique) dont les dimensions transversales forment une surface rectangulaire de 1,2m x 0,6m, possède une fréquence maximale aux environs de 100 MHz. L'accroissement de cette limite fréquentielle nécessite donc une réduction des dimensions transversales.

Aux fréquences dépassant la centaine de MHz on peut aussi utiliser le champ trouvé à proximité d'une antenne installée dans un milieu confiné constitué par une chambre blindée. Cet équipement est indispensable pour soustraire l'environnement immédiat aux risques de pollutions provoqués par le rayonnement de l'antenne.

Deux configurations internes de ces chambres sont alors possibles. Il peut s'agir de salles anéchoïques aux parois recouvertes de matériaux absorbant les ondes. Cette propriété confère

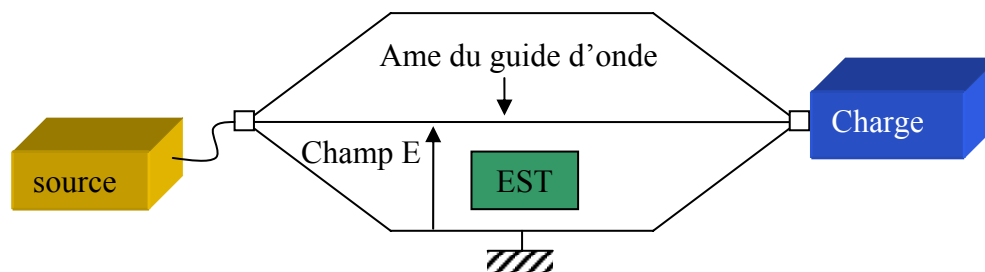
alors au milieu des conditions proches de la propagation des ondes électromagnétiques en espace libre. Un objet situé à une distance suffisante de l'antenne pour en capter le champ lointain est alors soumis à une illumination assimilable à une onde plane.

Dans d'autres cas, on exploite les propriétés réfléchissantes des parois métalliques de la chambre blindée afin de réaliser une cavité électromagnétique surdimensionnée par rapport à la longueur d'onde. Avec cette seconde configuration, il peut être supposé qu'un objet placé dans cette chambre aux propriétés réverbérantes reçoit un grand ensemble d'ondes planes dont les incidences et polarisations se trouvent distribuées aléatoirement.

Nous allons procéder à une description plus détaillée de ces trois procédés d'illumination.

### ***1.1.a. Les Cellules TEM***

La cellule TEM (Transverse ElectroMagnétique) est appelée ainsi car elle est assimilable à un guide coaxial propageant une onde TEM suivant l'axe de la cellule. L'équipement sous test (EST) placé dans ce champ (cf. Figure 1) subit alors une illumination assimilable à une onde plane. Ce dispositif peut également être utilisé pour des tests normatifs en émission sur des circuits électroniques [II-2] [II-3].



**Figure 1 : Cellule TEM**

Le champ généré peut être de plusieurs kV/m, la limite maximale étant généralement fixée par la source ou la charge. Cet équipement est donc adapté à des tests nécessitant une onde plane de forte puissance et basse fréquence.

Le champ incident se propage de la source vers la charge, il n'y a pas de réflexion si la charge est adaptée à l'impédance caractéristique de la cellule.

La fréquence maximale est fixée par l'apparition des modes d'ordre supérieur déterminés par les dimensions transversales de la cellule.

Basées sur le même principe, les cellules GTEM (Giga Transverse ElectroMagnétic) ont une structure pyramidale. Les dimensions transversales augmentent linéairement depuis l'extrémité connectée à la source jusqu'à l'extrémité opposée fermée par une paroi métallique recouverte de matériaux absorbants (cf. Figure 2).

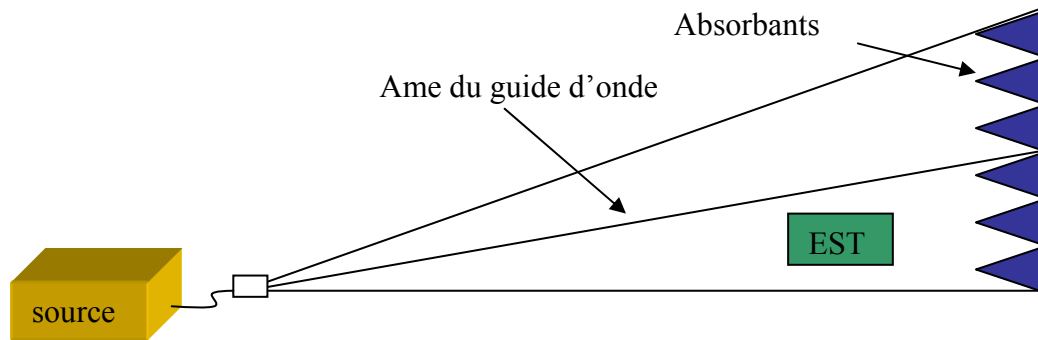


Figure 2 : Cellule GTEM

Il se crée alors une onde électromagnétique se propageant suivant l'axe de la cellule.

Pour les cellules GTEM, la fréquence maximale est en principe indépendante des dimensions transversales de la cellule, ainsi, la limite de fonctionnement est de plusieurs GHz. Toutefois, l'expérience montre que des ondes stationnaires transversales peuvent prendre naissance et soumettre l'équipement à des artefacts d'illumination.

Pour explorer les trois polarisations actives de champ, des essais successifs doivent être réalisés en modifiant la position de l'EST. Ces manipulations ont pour conséquences une perte de temps importante et une reproductibilité peu satisfaisante des résultats.

Pour palier ces inconvénients, un nouveau moyen de mesure a été élaboré ces cinq dernières années par l'Institut National de Recherche sur les Transports et leur Sécurité (INRETS) : la cellule TEM 3D [II-4]. Elle consiste à générer un champ électromagnétique pouvant être caractérisé suivant 3 axes différents à l'aide de trois paires de septas (cf. Figure 3).

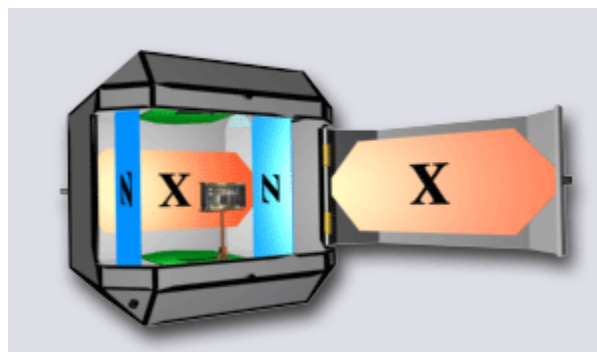


Figure 3 : Cellule TEM 3D

Ce dispositif fait encore l'objet de travaux de recherche, ses propriétés permettent en théorie d'effectuer des tests d'immunité et de susceptibilité sous une polarisation quasi isotrope jusqu'à des fréquences de plusieurs centaines de MHz.

### I.1.b. Les Chambres anéchoïques

Les parois des chambres anéchoïques ont la propriété de ne pas réfléchir les ondes électromagnétiques. Pour cela, des matériaux chargés de carbone ou composés de ferrites sont placés sur ces parois (cf. Figure 4). Les plus utilisés, car plus économiques et plus légers, sont des composites conditionnés sous forme de mousse pyramidale optimisant la dissipation des ondes sous forme de chaleur. Ces contraintes énergétiques limitent toutefois l'amplitude de la densité de puissance incidente à quelques  $\text{kW/m}^2$  pour éviter la combustion des matériaux.

On estime que dans le cadre des expériences envisagées dans notre thèse, cette puissance limite ne sera pas atteinte.

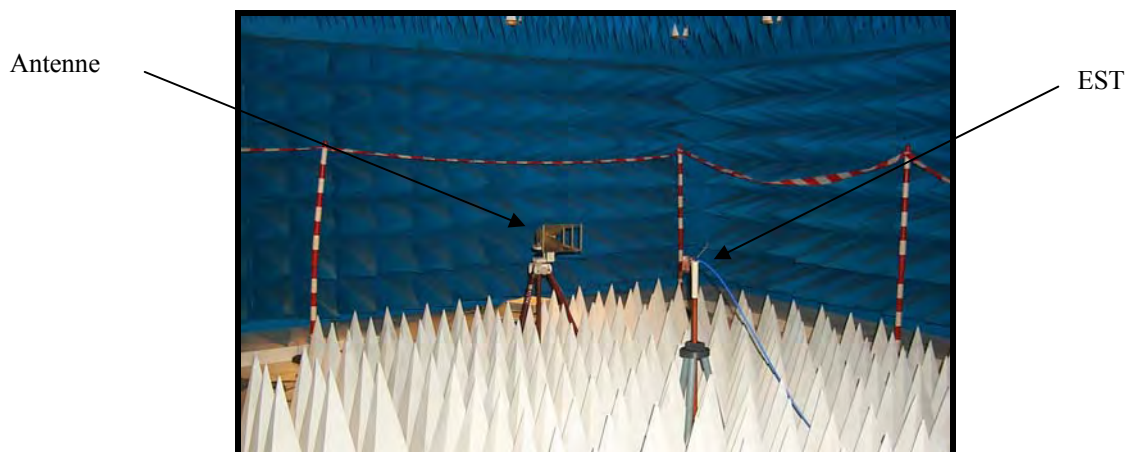
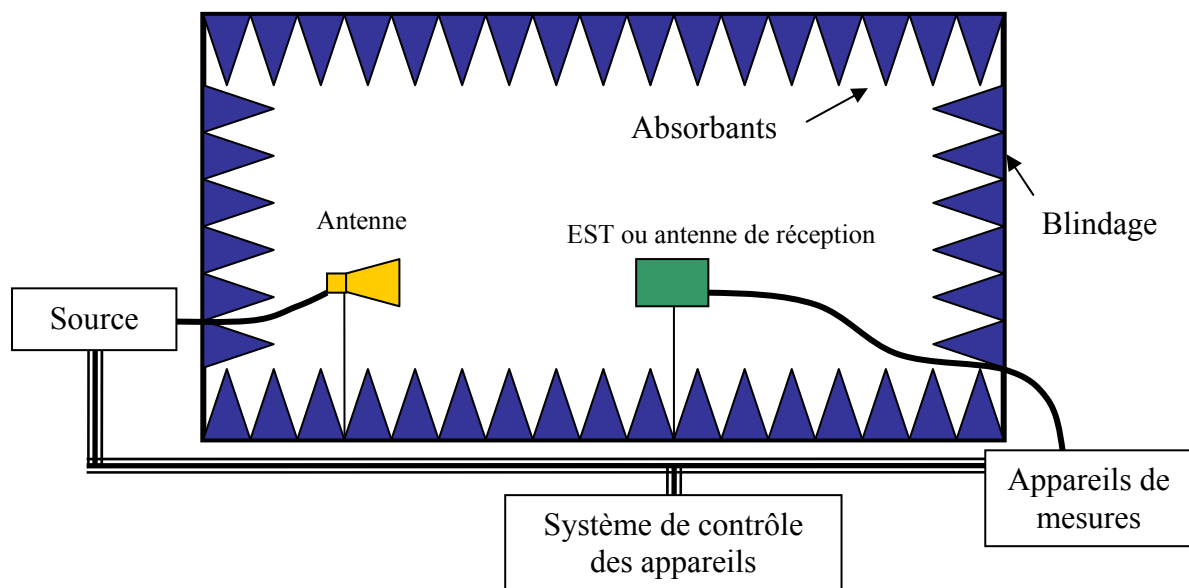


Figure 4 : Chambre anéchoïque

Sous ces conditions, le champ est produit par une antenne connectée à un générateur placé généralement à l'extérieur de la chambre. Le champ illuminant le système sous test peut être estimé par calcul ou mesuré par un capteur ou une antenne réceptrice substituée à l'EST. Cette évaluation permet de calibrer la source afin d'obtenir un champ électrique incident d'amplitude invariante avec la fréquence.

Une autre approche consiste à fixer la fréquence et accroître l'amplitude de la source d'émission jusqu'à observer une anomalie dans le fonctionnement de l'équipement sous test. Dans ce cas, l'évaluation du champ permet d'estimer le seuil de sensibilité (ou de susceptibilité) de certaines fonctions électroniques.

Les chambres anéchoïques sont également utilisées pour réaliser des tests d'émissions. Ils consistent à mesurer à l'aide d'une antenne réceptrice, le spectre du champ émis par un équipement en fonctionnement. De telles mesures seraient bien entendu réalisables en espace libre mais elles risqueraient d'être très perturbées par les ondes électromagnétiques ambiantes telles la radio FM, les téléphones cellulaires, les radars et de nombreuses autres applications.

L'obligation de modifier l'incidence du champ incident ainsi que sa polarisation pour couvrir le cas pire d'illumination, a pour effet d'alourdir la procédure de test.

### ***1.1.c. Les chambres réverbérantes à brassage de modes (CRBM)***

On rappelle que les CRBM sont des chambres blindées assimilables à des cavités électromagnétiques surdimensionnées par rapport aux longueurs d'ondes. Ces dispositifs fonctionnent suivant des modes de résonances dont les fréquences sont déterminées par les dimensions de la chambre. Plus le mode de résonance excité est élevé plus les fluctuations spatiales du champ sont rapprochées. De plus, il peut être montré que l'insertion d'objets métalliques, a pour effet de décaler ces fréquences de résonances et d'attribuer à la distribution du champ un comportement imprévisible centré sur une amplitude moyenne.

Ces fluctuations d'amplitude obéissent à des lois de distribution statistique connues. Par l'intermédiaire d'un dispositif de brassage de mode, il est donc possible de redistribuer le champ de telle manière que l'amplitude devienne statistiquement homogène dans un volume fictif déterminé par la fréquence de fonctionnement. En général, il s'agit d'un parallélépipède dont les faces se situent à une distance des parois métalliques de la chambre au moins

supérieure au quart de la longueur d'onde. L'écart type de l'amplitude moyenne du champ, fixe le critère d'homogénéité.

Pour atteindre ce comportement statistique, on réalise un brassage de modes au moyen de deux procédés. Le premier est le brassage électronique : il consiste à faire varier la fréquence d'excitation autour d'une fréquence centrale de manière à exciter les modes de résonance aléatoirement. Le second brassage est mécanique, on place à l'intérieur de la chambre un objet comportant des pales métalliques mues par un moteur. Pour chacune de ses positions angulaires, le brasseur modifie les conditions aux limites de la cavité, modifiant ainsi les modes de fonctionnement et le champ incident sur l'EST. La moyenne des champs incidents obtenus sur une rotation du brasseur permet d'évaluer le volume utile dans lequel le champ est statistiquement homogène (cf. Figure 5).

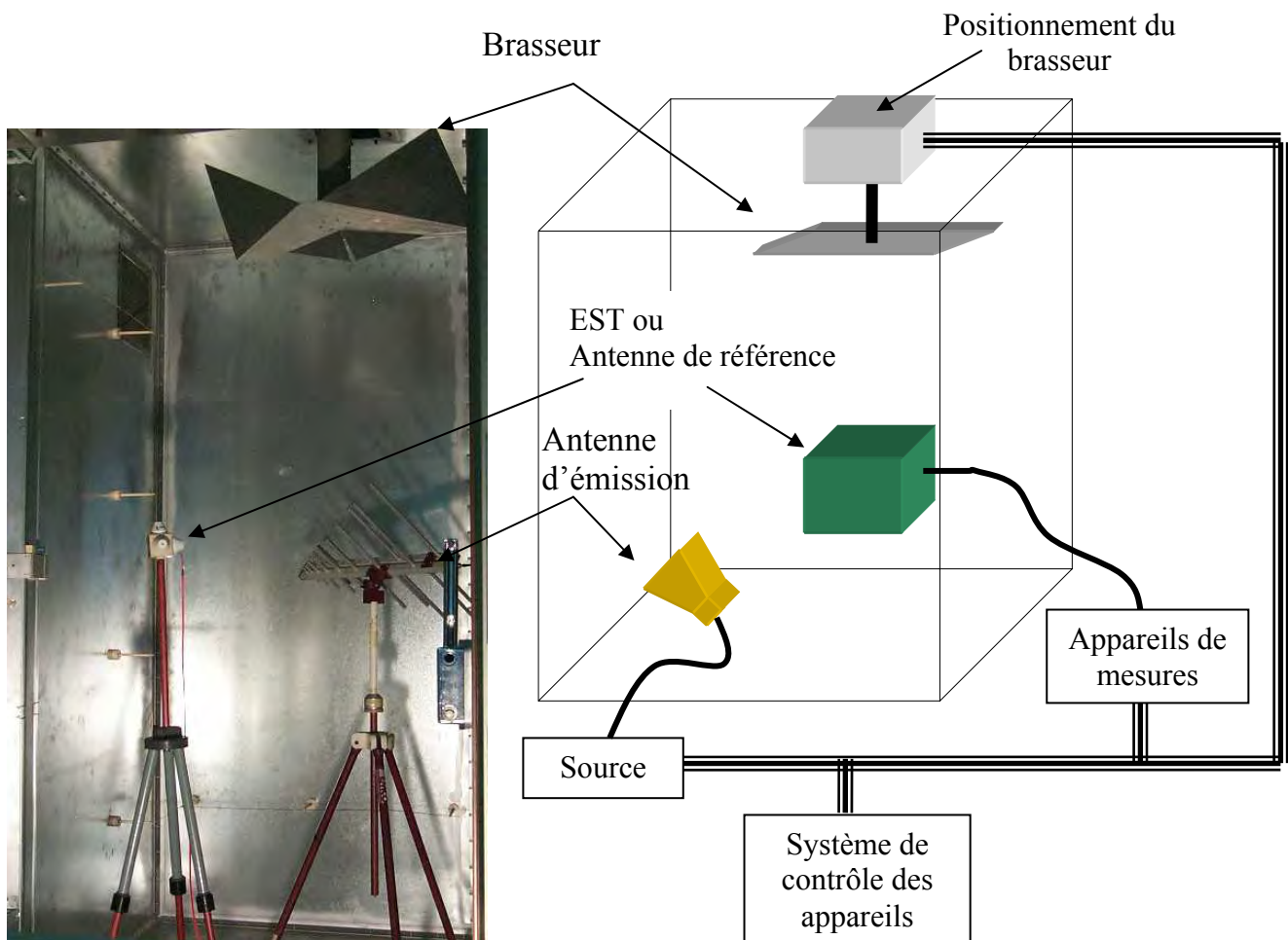


Figure 5 : Chambre réverbérante à brassage de modes



Grâce au coefficient de qualité élevé rencontré lors des résonances, le champ électrique peut atteindre plusieurs kV/m sous des apports de puissance inférieurs à une dizaine de Watts. Des tests en champs d'émissions forts sont donc envisageables. De plus, l'ambiance engendrée par les ondes stationnaires, procure à la perturbation un comportement électromagnétique isotrope évitant la recherche des orientations ou polarisations vulnérables.

Des mesures d'étalonnage sont nécessaires avant les manipulations afin de connaître les caractéristiques de la perturbation générée.

Des études sont actuellement en cours pour comprendre et modéliser le comportement des CRBM en présence d'objets métalliques ou absorbants.

### I.2. Injection

L'injection consiste à introduire une perturbation sur un équipement en y connectant électriquement une source de tension ou de courant.

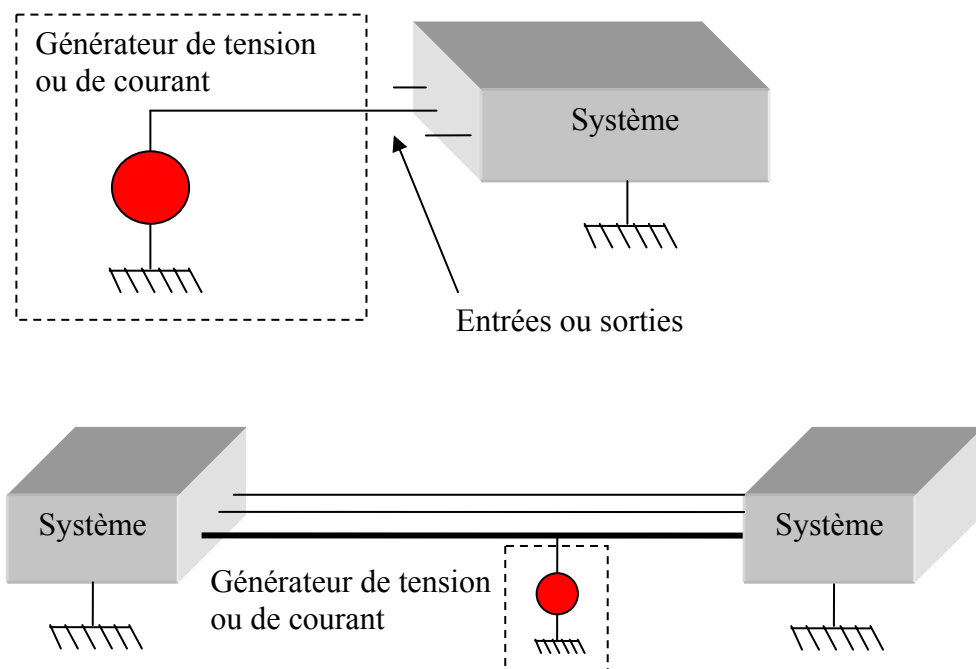


Figure 6 : Méthode de perturbation par injection

Cette méthode a pour principal avantage de cibler la perturbation sur une entrée, une sortie ou l'alimentation d'un système. La sensibilité de chaque fonction peut alors être testée indépendamment, il est donc plus facile de localiser les éléments sensibles d'un équipement.

Le contact électrique entre la source et le système, permet un transfert de puissance plus important que le couplage par illumination. Cependant, l'impédance interne des générateurs a pour effet de modifier la structure du circuit d'en altérer le comportement. De nombreuses précautions métrologiques sont nécessaires et l'exploitation des résultats doit tenir compte de ces contributions parasites.

### **1.3. Contraintes métrologiques**

On rappelle que les MFP vont induire des puissances importantes sur les circuits, responsables des phénomènes non linéaires discutés dans cette thèse.

En conséquence, les mesures en illumination nécessitent des générateurs très puissants et des protocoles d'essais assez complexes.

En effet, il faut extraire les informations de sortie des circuits vulnérables au moyen de liaisons qui doivent demeurer insensibles au champ ambiant de forte amplitude. Cela nécessite l'usage de procédés à fibre optique et bien entendu des sources puissantes si on réalise l'expérience en chambre anéchoïque. La cellule TEM ou la CRBM évitent le recours aux sources puissantes mais demandent les mêmes précautions de sortie des signaux.

Ces raisons nous ont donc poussé à rechercher un compromis entre les avantages procurés par l'injection directe et l'illumination. L'usage d'un couplage par diaphonie éliminant tout risque de contact avec le générateur semblait le plus approprié. De plus, le champ étant confiné dans le voisinage immédiat de la ligne perturbée, ce dispositif semblait à priori mieux configuré pour extraire les données de sortie sans risque majeur d'auto perturbation.

## **II. Principe du banc de test par diaphonie**

Le principe de la diaphonie utilise le couplage électromagnétique uniformément distribué le long de deux lignes de propagation parallèles et très proches. Une ligne connectée à la source HF et sur une impédance de charge constitue alors le dispositif émetteur. La seconde ligne, passive, connectée sur le circuit sous test, forme l'élément récepteur.

Par ce procédé on peut réaliser un couplage entre la puissance de la source et la puissance sur les lignes de manière à induire sur le circuit une tension ou un courant suffisant pour engendrer un dysfonctionnement.

Cette méthode permet l'observation des signaux induits dans le domaine temporel sans nécessiter des technologies de capteurs sophistiquées.

Le premier paragraphe décrit la mise en œuvre de ce type de dispositif, le paragraphe suivant décrit ceux utilisés au cours de la thèse et compare leurs comportements. Enfin, le troisième paragraphe montre le lien entre le couplage par diaphonie et une illumination sous incidence rasante.

### **II.1. Configuration du circuit**

Le circuit de couplage par diaphonie utilisé dans le cadre de cette thèse est constitué de deux lignes très proches, leur conditionnement peut être différent suivant les paramètres de couplage et la longueur des lignes.

Pour des longueurs supérieures à 30cm un câble bifilaire blindé est plus pratique à utiliser qu'un circuit imprimé car l'encombrement est moindre et la réalisation plus simple. De plus, il offre l'avantage de fournir un environnement homogène autour des conducteurs (cf. Figure 7). Enfin, le blindage permet de diminuer le rayonnement du dispositif sur son environnement proche.

Pour des longueurs inférieures à 30cm, les liaisons aux extrémités d'un câble introduisent des phénomènes parasites qui ne sont plus négligeables devant la longueur de la ligne. Pour limiter ces phénomènes, le dispositif est réalisé sur une carte de circuit imprimé, ce qui permet de placer la piste réceptrice dans des configurations semblables à celles rencontrées sur les cartes électroniques. De plus les lignes peuvent être dessinées très proches l'une de l'autre pour obtenir un couplage le plus efficace possible (cf. Figure 8).

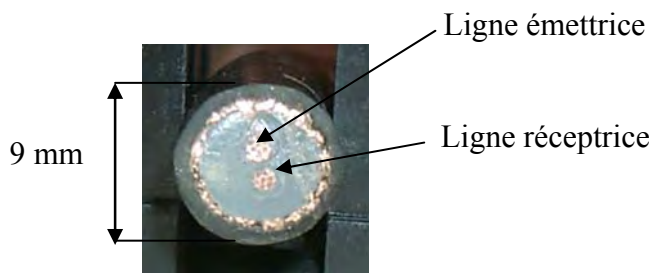


Figure 7 : Câble bifilaire blindé

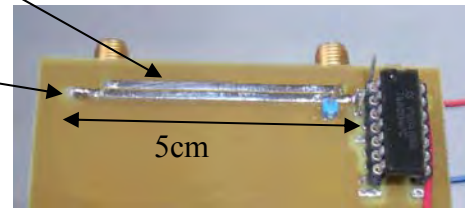


Figure 8 : Pistes de circuit imprimé couplées

L'une des lignes est connectée à un générateur HF et à une charge adaptée, il s'agit de la ligne 1 appelée ligne émettrice ou encore ligne perturbatrice. En effet, cette ligne va induire par couplages capacitif et inductif avec la deuxième ligne, une tension et un courant qui viennent se superposer aux signaux fonctionnels déjà présents. Cette ligne 1 est adaptée afin d'empêcher l'apparition de résonances et ainsi obtenir une perturbation d'amplitude invariante sur toute la gamme de fréquence utilisée.

La ligne 2 ou ligne réceptrice ou encore ligne perturbée, est connectée au composant sous test. Les deux extrémités peuvent être indifféremment associées à des composants (entrée ou sortie) ou à des charges résistives ou réactives. La perturbation induite par la première ligne étant superposée aux signaux fonctionnels, il peut en résulter une altération des données transmises et par voie de conséquence un dysfonctionnement capable de générer des erreurs en sortie du composant.

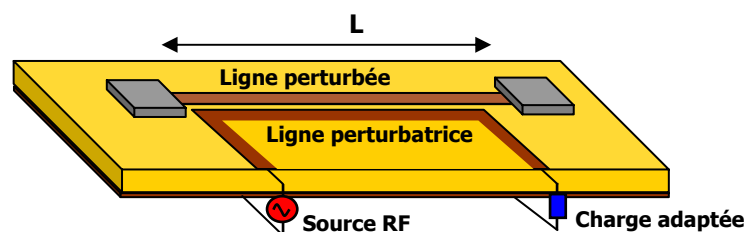


Figure 9 : Schéma d'un banc de perturbation par diaphonie

La longueur des lignes peut être choisie en fonction des phénomènes physiques étudiés, avec des lignes de dimensions très inférieures à la longueur d'onde, on satisfait les hypothèses quasi statiques. A l'inverse, une longueur de ligne du même ordre de grandeur fera apparaître les phénomènes de propagation responsables des résonances.

Dans notre étude, nous privilégions le deuxième cas de figure car les MFP présentent des longueurs d'ondes de quelques centimètres, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que les pistes sur lesquelles elles vont se coupler. Cependant à de telles fréquences (>GHz), de nombreux phénomènes parasites qu'il est présentement difficile d'appréhender, compliqueraient l'interprétation des mesures.

Dans ce but, on propose d'agir sur la dimension des lignes afin de réaliser les mesures préliminaires à des fréquences basses où la résonance fondamentale ne sera pas perturbée par les éléments parasites dont nous venons de parler. Ainsi, avec un câble de 3m la première résonance est abaissée à 16MHz, par la suite, la longueur du dispositif est diminuée de façon à augmenter les fréquences de résonances et la gamme de fréquence observée.

## **II.2. Comparaison des dispositifs utilisés**

Plusieurs dispositifs ont donc été conçus au cours de la thèse ; le premier a été réalisé avec un câble bifilaire blindé d'une longueur de 3m ( $\epsilon_r \approx 2,8$ ) faisant apparaître une première résonance à 16MHz selon le calcul théorique du premier paragraphe. La gamme fréquentielle explorée avec ce câble est comprise entre 1MHz et 100MHz.

Le deuxième dispositif a été conçu sur une carte de circuit imprimé ( $\epsilon_r \approx 3,8$ ), les pistes dessinées ont une longueur de 30cm donnant une résonance quart d'onde théorique de 128MHz, ce qui permet de réaliser des mesures entre 10MHz et 1GHz.

D'autres dispositifs de dimensions plus réduites encore ont été réalisés afin d'augmenter les fréquences de résonance. Ainsi, deux pistes couplées d'une longueur de 20cm ont permis d'accroître la fréquence théorique de résonance quart d'onde à 190MHz, puis, deux pistes de 5cm l'on porté vers 750MHz.

Pour des raisons d'homogénéité, les essais sont pratiqués en s'efforçant de conserver la même configuration, à savoir que la ligne perturbatrice est connectée au générateur CW et à une charge proche de l'impédance caractéristique, la puissance injectée est de 0dBm. La ligne perturbée est court-circuitée à l'extrémité la plus proche de la source, soit en  $z=0$  et en circuit ouvert à l'extrémité opposée (cf. Figure 10). Cette configuration favorise l'apparition de la résonance quart d'onde qui est la singularité la plus basse en fréquence. On réalise alors une mesure fréquentielle de la tension induite sur l'extrémité ouverte de la ligne 2. Pour ce faire, une sonde haute impédance est placée en extrémité de la piste afin de la connecter à un analyseur de spectre donnant la tension mesurée en fonction de la fréquence de la perturbation.

La sonde utilisée est de marque Tektronix, elle présente une capacité d'entrée de 1pF et une impédance de  $1M\Omega$ , sa bande passante est de 1,5GHz donc très au dessus de notre domaine d'observation.

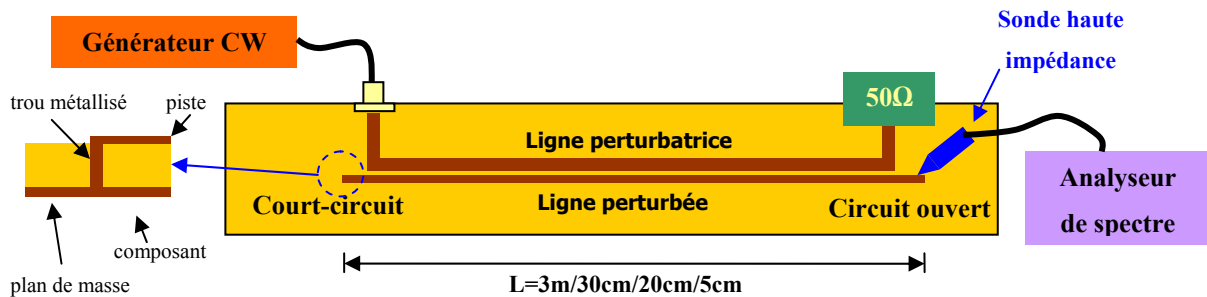


Figure 10 : Circuit de test en résonance quart d'onde

Quatre caractéristiques tension/fréquence extraites des bancs de mesure décrits plus haut ont été rassemblées Figure 11. On constate que les amplitudes crêtes apparaissant lors des résonances fondamentales sont pratiquement similaires alors que les longueurs de couplage varient dans des facteurs 10, 15 et 60.

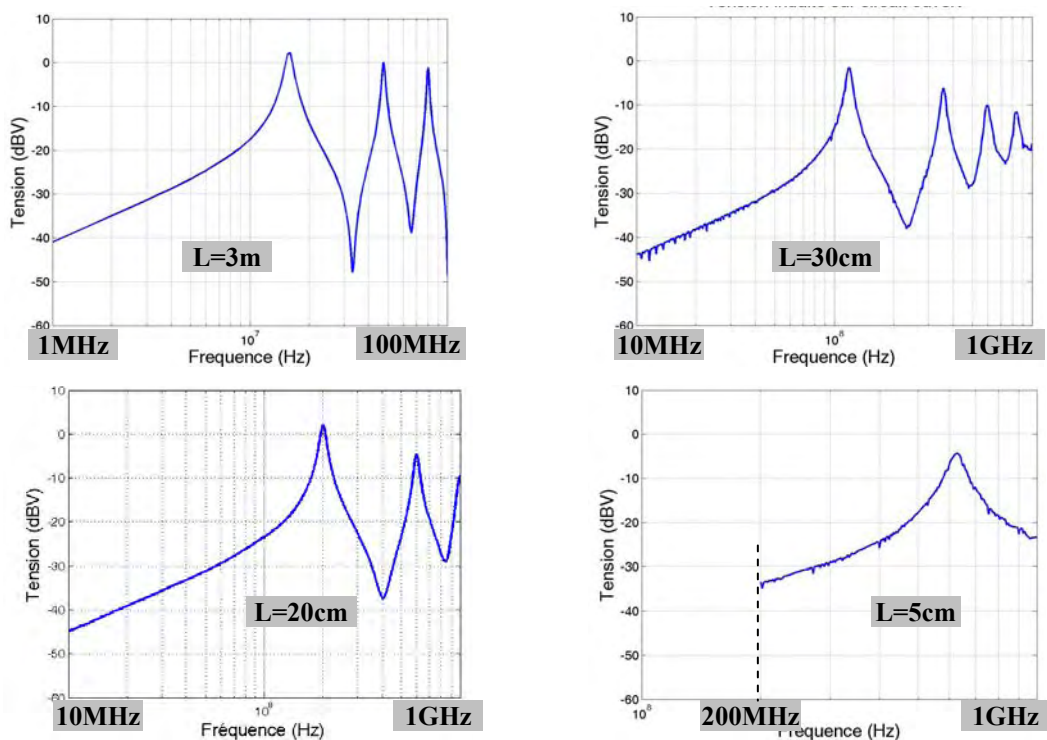


Figure 11 : Mesures comparatives des tensions induites en sortie des lignes perturbées de différentes longueurs

De plus, dès qu'on franchit la résonance quart d'onde, la piste devient surdimensionnée par rapport à la longueur d'onde. Des résonances d'ordre supérieur apparaissent, leur amplitude

demeure toutefois inférieure à celle obtenue lors de la résonance fondamentale. Ce comportement s'explique par l'accroissement des pertes avec la fréquence. Celles-ci comportent la dissipation d'énergie dans les conducteurs composant les lignes et la référence métallique, le rayonnement propre des lignes lorsqu'il s'agit de systèmes à pistes couplées, et surtout la dissipation engendrée sur la ligne émettrice par le couplage rétroactif exercé par la ligne réceptrice entrant en résonance. Nous reviendrons plus loin sur ce phénomène majeur.

Les propriétés des lignes peuvent être définies au moyen de paramètres linéiques, ceux-ci seront calculés analytiquement ou numériquement en faisant intervenir certaines approximations. Il est également possible de les mesurer au moyen d'un analyseur de réseau ou d'un pont RLC en prenant soin d'éviter les erreurs introduites par la propagation. Ces deux méthodes expérimentales ont été utilisées au cours de notre thèse, le paragraphe suivant décrit leur mise en œuvre.

### **II.3. Détermination des paramètres primaires de plusieurs lignes couplées**

Les paramètres primaires de  $n$  lignes couplées au dessus d'un plan de référence se présentent sous la forme de deux matrices inductance et capacité  $L$  et  $C$  de dimension  $n \times n$ .

$$L = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{21} & \cdots & L_{n1} \\ L_{12} & L_{22} & \cdots & L_{n2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ L_{1n} & L_{2n} & \cdots & L_{nn} \end{bmatrix} \text{ (H/m)} \quad C = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{21} & \cdots & C_{n1} \\ C_{12} & C_{22} & \cdots & C_{n2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{1n} & C_{2n} & \cdots & C_{nn} \end{bmatrix} \text{ (F/m)}$$

Les coefficients extra diagonaux  $L_{ij}$  et  $C_{ij}$  sont respectivement l'inductance et la capacité de couplage d'un conducteur  $i$  sur un autre conducteur  $j$ . Les coefficients diagonaux  $L_{ii}$  et  $C_{ii}$  représentent les paramètres linéiques des lignes couplées. Cette construction est décrite dans l'annexe 1 présentant quelques éléments sur la théorie des lignes couplées.

Pour mesurer ces paramètres, on suppose les pertes  $R$  et  $G$  négligeables. Une méthode sera cependant proposée pour quantifier la résistance linéique d'une ligne, les pertes diélectriques étant habituellement très faibles, la conductance linéique ne sera pas considérée.

Pour mesurer un des paramètres linéiques, le câble est configuré de façon à le rendre prépondérant devant les autres couplages. La mesure est ici réalisée au moyen d'un analyseur de réseaux préalablement calibré de façon à prendre en compte les parasites introduits par les connexions. Il est également possible d'utiliser un pont RLC, le principe reste proche du précédent à la différence que les coefficients mesurés apparaissent directement sous forme de capacité, d'inductance ou de résistance qu'il suffit de diviser par la longueur du dispositif pour trouver les paramètres linéiques. Les deux méthodes sont présentées ici.

Avec un analyseur de réseaux, un seul port est utilisé (pour la mesure de L et C) afin d'évaluer l'impédance vue entre l'entrée de l'appareil et la référence commune au système de ligne couplée. Le pont RLC ne possède que deux entrées, l'impédance est mesurée entre les deux.

Les mesures sont toutes réalisées à une fréquence  $F_{mes}$  inférieure à la première résonance de façon à avoir un rapport  $L/\lambda$  inférieur à 0.1, cette précaution permet de rendre les phénomènes de propagation négligeables.

### II.3.a. Mesure de $L_{ii}$

Pour mesurer un paramètre  $L_{ii}$ , on connecte la ligne i à l'entrée de l'analyseur et on court-circuite l'autre extrémité de façon à supprimer la contribution de  $C_{ii}$ . Les autres lignes sont laissées en circuit ouvert à leurs deux extrémités (cf. Figure 12).

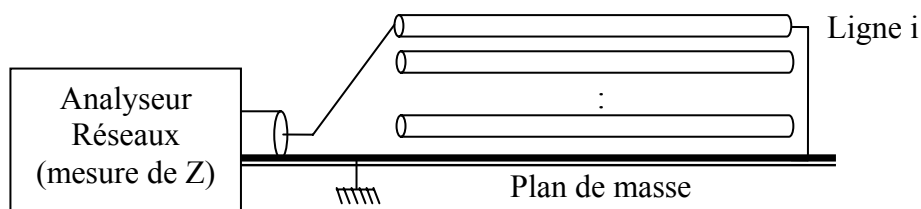


Figure 12 : Synoptique du banc de mesure des paramètres  $L_{ii}$

On mesure avec l'analyseur de réseaux l'impédance entre la ligne 1 et la masse. L'allure observée en fonction de la fréquence doit être celle d'une réactance (+20dB/décade) dont on évalue le module  $|Z_{mes}|$  à une fréquence  $F_{mes}$ . On déduit l'inductance  $L_{ii}$  à partir de ces mesures par la relation [ II-1 ].

$$L_{ii} = \frac{|Z_{mes}|}{2\pi F_{mes}} \cdot \frac{1}{L} \quad (\text{H.m}^{-1})$$

[ II-1 ]



L est la longueur de la ligne par laquelle on divise l'inductance mesurée afin d'obtenir un paramètre réduit à l'unité de longueur.

Avec un pont RLC, la mesure affichée par l'appareil est l'inductance totale de la ligne. On la divise également par la longueur L pour obtenir le coefficient  $L_{ii}$  en H/m.

### II.3.b. Mesure de $C_{ii}$

Pour mesurer un paramètre  $C_{ii}$ , on connecte une des extrémités de la ligne i sur le port de l'analyseur et on laisse l'autre extrémité de la ligne i ouverte de façon à privilégier la contribution de  $C_{ii}$  devant celle de  $L_{ii}$ . Les autres conducteurs sont reliés à la référence comme illustré sur la Figure 13.

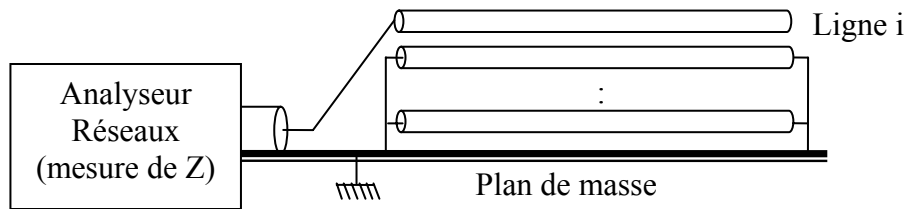


Figure 13 : Synoptique du banc de mesure des paramètres  $C_{ii}$

On mesure à l'analyseur de réseaux l'impédance entre la ligne 1 et la masse. L'allure observée doit être celle d'une capacité (-20dB/décade) dont on mesure le module ( $|Z_{mes}|$ ) à la fréquence  $F_{mes}$ .

La capacité  $C_{ii}$  est calculée à partir de ces mesures par la relation [ II-2 ].

$$C_{ii} = \frac{1}{|Z_{mes}| \cdot 2\pi F_{mes}} \cdot \frac{1}{L} \quad (\text{F.m}^{-1})$$

[ II-2 ]

Le pont RLC donne la capacité totale du conducteur qu'il faut ensuite diviser par la longueur L pour obtenir la valeur linéique.

Cependant, les capacités  $C_{ii}$  obtenues par cette méthode ne peuvent être assimilées à la capacité linéique  $C_i$  des conducteurs i. En effet, comme expliqué en annexe et illustré Figure 14, les coefficients  $C_{ii}$  mesurés sont le résultat des contributions de la capacité  $C_i$  et de la capacité  $C_{ij}$  formée avec les autres conducteurs mis à la masse.

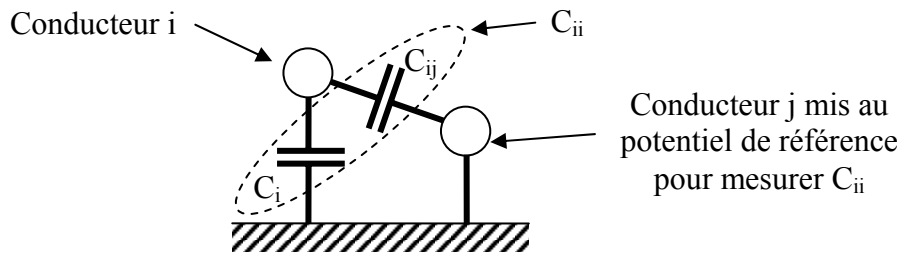


Figure 14 : Principe de mesure du coefficient  $C_{ii}$  avec deux conducteurs

Il faut également noter que le coefficient  $C_{ij}$  apparaissant dans la matrice capacité est négatif, cette convention provient des propriétés du produit des matrices  $L$  et  $C$  comme expliqué en annexe. En tenant compte de cette notation, la capacité linéique réelle d'une ligne pour un système à 2 lignes couplées s'écrit donc  $C_i = C_{ii} + C_{ij}$ , elle est plus faible que le coefficient  $C_{ii}$  mesuré.

### II.3.c. Mesure de $L_{ij}$

Pour mesurer l'inductance mutuelle  $L_{ij}$  entre un conducteur  $i$  et un conducteur  $j$ , on les connecte tous les deux à l'entrée de l'analyseur et on court-circuite leurs extrémités opposées à la référence (cf. Figure 15). Les autres conducteurs sont en circuit ouvert à leurs deux extrémités afin de minimiser les effets des inductances mutuelles des autres conducteurs sur les lignes  $i$  et  $j$ .

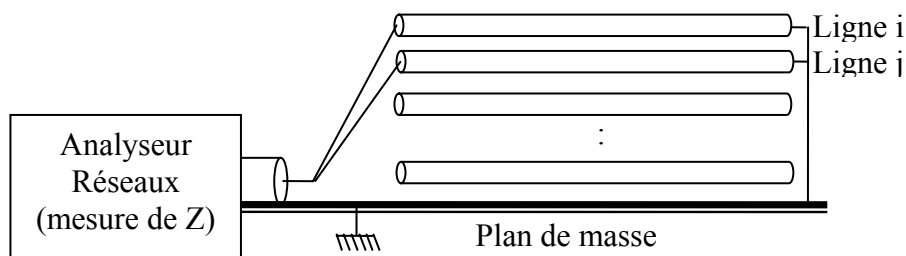


Figure 15 : Synoptique du banc de mesure des paramètres  $L_{ij}$

On mesure de la même façon que pour  $L_{ii}$ , le module de l'impédance obtenue ( $|Z_{mes}|$ ).

L'impédance mesurée est convertie en inductance mesurée que l'on note  $L_{mes}$  avec l'équation [ II-3 ] :

$$L_{mes} = \frac{|Z_{mes}|}{2\pi F_{mes}} \cdot \frac{1}{L} \quad (\text{H.m}^{-1})$$

[ II-3 ]

Avec le pont RLC, la mesure de  $L_{mes}$  se fait de la même façon que pour  $L_{ii}$ .

Cependant, cette valeur  $L_{mes}$  ne correspond pas à l'inductance mutuelle.

L'hypothèse quasi-statique utilisée pour cette étude permet de calculer l'inductance mutuelle  $L_{ij}$  à partir des mesures précédentes par la relation suivante :

$$L_{ij} = \frac{4L_{mes} - L_{ii} - L_{jj}}{2}$$

[ II-4 ]

Le principe de réciprocité implique la symétrie de la matrice inductance [L].

### II.3.d. Mesure de $C_{ij}$

Pour mesurer  $C_{ij}$  on connecte l'analyseur de réseaux de la même manière que précédemment mais les extrémités opposées des lignes sont laissées en circuit ouvert.

Les autres conducteurs sont reliés à la masse à leurs deux extrémités comme représenté Figure 16.

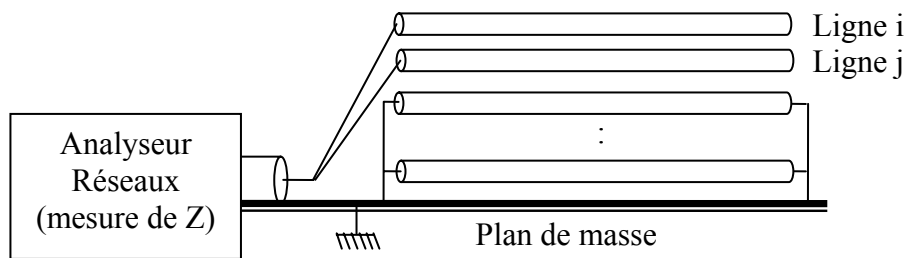


Figure 16 : Synoptique du banc de mesure des paramètres  $C_{ij}$

L'impédance mesurée est convertie en capacité mesurée que l'on note  $C_{mes}$  avec l'équation [ II-5 ]:

$$C_{mes} = \frac{1}{|Z_{mes}| \cdot 2\pi F_{mes}} \cdot \frac{1}{L}$$

[ II-5 ]

Comme pour  $C_{ii}$ , le pont RLC affiche la capacité totale qu'il faut diviser par la longueur L.

Cette capacité mesurée permet de calculer la capacité mutuelle  $C_{ij}$  à partir des mesures précédentes par la relation suivante :

$$C_{ij} = \frac{C_{mes} - C_{ii} - C_{jj}}{2}$$

[ II-6 ]

Ce paramètre est négatif et les paramètres  $C_{ij}$  et  $C_{ji}$  sont identiques.

### II.3.e. Mesure de $R_i$

Pour mesurer la résistance linéique  $R_i$  d'une ligne, l'utilisation d'un pont RLC est plus simple. Cependant nous présenterons également une méthode utilisant les deux ports d'un analyseur de réseaux.

Chacune des extrémités du conducteur est connectée à un port de l'appareil utilisé, les deux références des ports sont reliées au plan de masse. Les autres lignes peuvent être indifféremment en circuit ouvert comme sur la Figure 17 ou en court circuit mais une solution plus rationnelle consiste à les adapter.

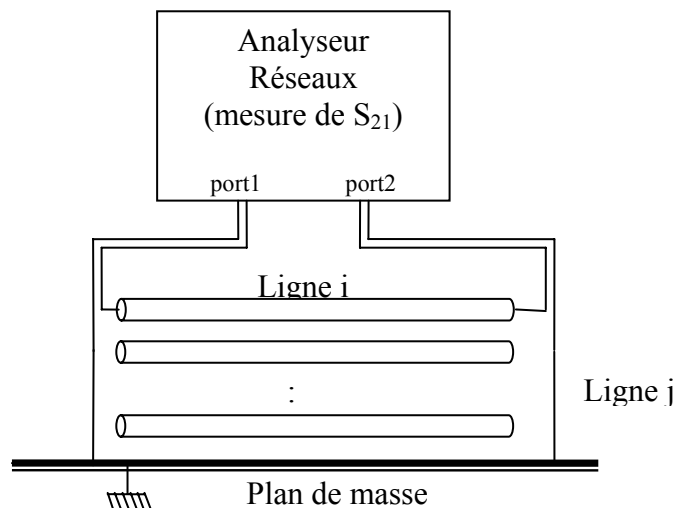


Figure 17 : Schéma d'un banc de mesure des pertes linéiques d'une ligne

L'analyseur de réseaux est configuré pour mesurer le coefficient de transmission d'une ligne. Celui-ci est exprimé par une donnée variant entre 0 et 1, cet intervalle de variation est représentatif des pertes introduites dans la ligne. Dans les calculs, cette donnée est noté  $A(F)$  car elle dépend de la fréquence, elle est généralement exprimée en dB, ce n'est autre que la paramètre  $S_{21}$  familier des utilisateurs d'analyseurs de réseaux.

De plus, l'atténuation d'une ligne est contenue dans le rapport des amplitudes mis sous la forme  $e^{-\alpha L}$  dans laquelle  $\alpha$  représente les pertes linéiques fonctions de  $R$  et  $G$ , et  $L$  la longueur de la ligne.

Si on considère G comme très petite (pertes diélectriques négligeables) et  $L\omega \gg R$ , on parvient à la relation approchée  $\alpha = \frac{R}{2Z_c}$  avec  $Z_c$  l'impédance caractéristique de la ligne.

A partir de la mesure de  $A(F)$ , il est alors possible de déduire la valeur de R en fonction de la fréquence en faisant intervenir la formule [ II-7 ]:

$$R(F) = -\frac{2Z_c}{L} \ln(A(F)) \quad \text{[ II-7 ]}$$

La mesure pratiquée au pont RLC, permet après compensation du facteur dimension L d'extraire directement  $R(F)$  à partir de la composante réelle de l'impédance affichée par l'appareil.

La variation de R en fonction de la fréquence est cependant connue et peut se mettre sous la forme suivante :

$$R(F) = K\sqrt{F} \quad \text{[ II-8 ]}$$

Le coefficient K est alors une constante qu'il est possible de déterminer à partir d'une mesure de  $A_{mes}$  à une fréquence  $F_{mes}$  connue :

$$K = \frac{2Z_c \ln(A_{mes})}{L \cdot \sqrt{F_{mes}}} \quad \text{[ II-9 ]}$$

La mesure de ce paramètre reste cependant difficile à réaliser sur des petites longueurs car l'atténuation est faible donc sujette à beaucoup d'erreurs. La précision des mesures sera donc meilleure sur des lignes longues où les parasites introduits par les connectiques seront négligeables devant les paramètres mesurés.

De plus, la précision dépend également des appareils utilisés, il est donc difficile de conclure sur l'efficacité des deux méthodes présentées.

### **II.3.f. Paramètres secondaires**

A partir des paramètres primaires, il est possible de calculer l'impédance caractéristique  $Z_c$  d'une ligne et la vitesse de propagation  $v$  des ondes guidées. Ces paramètres secondaires se calculent au moyen des formules déduites de la théorie présente en annexe, soit :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_{ii}}{C_i}} \quad \Omega$$

[ II-10 ]

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_{ii}C_i}} \quad \text{m.s}^{-1}$$

[ II-11 ]

Dans la suite de l'étude on note  $Z_{c1}$  et  $v_1$  les paramètres secondaires de la ligne 1,  $Z_{c2}$  et  $v_2$  ceux de la ligne 2.

### ***II.3.g. Calcul des paramètres linéiques par des outils numériques***

Certains logiciels comme CRIPTE® ou ADS® permettent de calculer les paramètres primaires ou secondaires à partir de la structure géométrique des lignes et des propriétés électriques des matériaux. Cette méthode permet de s'affranchir des erreurs de mesures décrites précédemment, mais d'autres erreurs peuvent survenir à cause des approximations introduites par le maillage des surfaces ou des volumes et celles inévitablement amenées par des hypothèses de calculs assimilant les matériaux à des structures parfaitement homogènes ou le plan de masse idéalement infini.

## **II.4. Analyse théorique**

La mise en œuvre de couplages, basés sur les propriétés de la diaphonie, demande préalablement un effort d'interprétation théorique afin de déceler les éventuelles erreurs introduites par le banc de mesure. Pour cela, nous nous intéresserons aux comportements de la ligne émettrice et de la ligne réceptrice connectées toutes deux sur des résistances les plus proches possible de leur impédance caractéristique.

### ***II.4.a. Ligne perturbatrice***

La ligne perturbatrice est chargée par une impédance  $Z_{L1}$  choisie la plus proche possible de l'impédance caractéristique  $Z_{c1}$  parmi les valeurs normalisées. On obtient ainsi une perturbation sur la ligne 1, constituée d'une onde progressive dont l'amplitude, fixée par la source RF, est quasi constante quelle que soit la fréquence.

La puissance délivrée par un générateur est généralement donnée en dBm, elle est définie par une force électromotrice (f.e.m.) interne que l'on note  $E_g$  placée en série avec une impédance

interne  $Z_g$  qui est habituellement de  $50\Omega$ . La puissance réglée en dBm correspond à la puissance délivrée sur une charge adaptée de  $50\Omega$  connectée en sortie. Sur le circuit utilisé, la charge est constituée de la ligne 1 comme illustré sur la Figure 18.

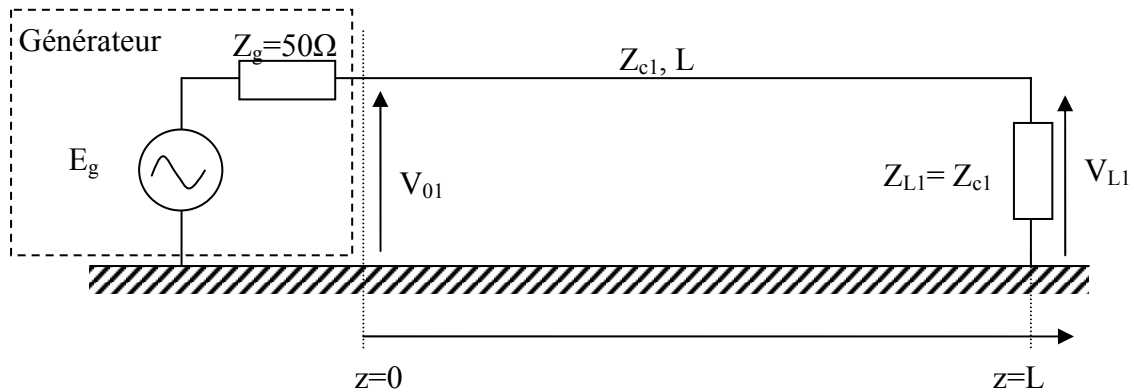


Figure 18 : Configuration de la ligne perturbatrice

Dans le cas où la ligne 1 présente une impédance caractéristique de  $50\Omega$  et qu'elle est adaptée, la puissance de l'onde se propageant sur cette ligne correspond à celle affichée sur la source RF. Mais dans le cas où l'impédance caractéristique de la ligne n'est pas  $50\Omega$ , la puissance disponible à la sortie du générateur est en partie réfléchiée vers la source du fait de la désadaptation entre l'impédance interne du synthétiseur et l'impédance caractéristique de la ligne. La puissance se propageant sur la ligne n'est donc plus celle réglée sur le générateur. Le calcul suivant permet de trouver l'amplitude efficace de la tension propagée en fonction de la puissance réglée et des paramètres du circuit. On suppose toujours que la ligne est adaptée en  $z=L$ .

On considère que le générateur, lorsqu'il est adapté, délivre à sa sortie une tension efficace sinusoïdale que l'on écrit sous la forme  $V_{01} = V_1 e^{j\omega t}$ , la f.e.m. s'écrit également sous la forme

$$E_g = V_g e^{j\omega t}.$$

Pour chaque puissance en dBm (noté  $P_{\log}$ ) réglée sur le générateur, il est possible de calculer la tension efficace  $V_g$  correspondante en supposant  $Z_{c1}=50\Omega$ .

1-Puissance délivrée en dBm en fonction de  $V_1$  : 
$$P_{\log} = 10 \cdot \log \left( \frac{V_1^2}{50} \cdot 10^3 \right) \text{ (dBm)}$$

[ II-12 ]

$$2\text{-Tension } V_1 \text{ en fonction de } V_g: V_1 = V_g \frac{50}{Z_g + 50} \quad (\text{Volts})$$

[ II-13 ]

$$3\text{-On en déduit } V_g \text{ en fonction de } P_{\log}: V_g = \frac{50 + Z_g}{50} \cdot \sqrt{\left( 50 \cdot 10^{\frac{P_{\log}}{10}} \cdot 10^{-3} \right)} \quad (\text{Volts})$$

[ II-14 ]

La tension efficace  $V_1$  présente sur la ligne perturbatrice peut alors être calculée par la relation [ II-15 ], et la puissance  $P_1$  (en dBm) correspondante avec la relation [ II-16 ].

$$V_1 = V_g \frac{Z_{c1}}{Z_g + Z_{c1}} = \frac{50 + Z_g}{50} \cdot \sqrt{\left( 50 \cdot 10^{\frac{P_{\log}}{10}} \cdot 10^{-3} \right)} \cdot \frac{Z_{c1}}{Z_g + Z_{c1}} \quad (\text{V})$$

[ II-15 ]

$$P_1 = 10 \cdot \log \left( \frac{V_1^2}{Z_{c1}} \cdot 10^3 \right) \quad (\text{dBm})$$

[ II-16 ]

Voici pour exemple sur la Figure 19, la puissance mesurée à l'extrémité de la ligne 1 lorsque la puissance du générateur est réglée sur 0dBm. Le dispositif utilisé est un câble bifilaire de 3m dont l'impédance caractéristique est de  $70\Omega$  que l'on adapte avec une résistance normalisée de  $75\Omega$ . La ligne perturbée est adaptée à ses deux extrémités afin de réduire le couplage rétroactif dû aux résonances.

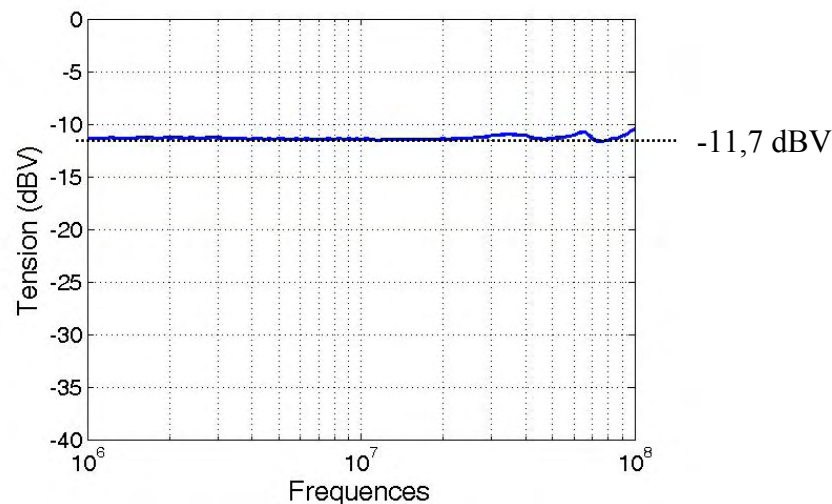


Figure 19 : Tension  $V_{L1}$  sur ligne perturbatrice



La relation [ II-15 ] permet de calculer une tension  $V_1=260\text{mV}$  soit  $-11,7\text{dBV}$ .

La tension mesurée est  $V_1=-11,2\text{dBV}$  donc très proche de la valeur calculée, la différence est probablement due aux pertes sur la ligne ainsi qu'aux imperfections de la sonde utilisée. De plus, de faibles fluctuations sont visibles au-delà de  $20\text{MHz}$ , elles sont induites par les réflexions engendrées par la légère désadaptation due à la charge de  $75\Omega$ .

#### II.4.b. Ligne perturbée

Les mesures précédentes montrent qu'on peut considérer les couplages engendrés par la ligne 1 comme pratiquement invariant jusqu'à une fréquence de  $100\text{MHz}$ . Cette bande spectrale est donc suffisante pour observer les premières résonances apparaissant dès le quart d'onde estimé à  $16\text{MHz}$ .

Cette perturbation est ensuite couplée sur toute la longueur de la deuxième ligne, les effets du couplage peuvent être localement rapportés sur un élément infinitésimal comme illustré Figure 20. Ce circuit équivalent est constitué d'une source de courant  $dI$  en parallèle entre la ligne et la masse permettant de modéliser le couplage électrique, et d'une source de tension  $dE$  en série sur la ligne traduisant le couplage magnétique.

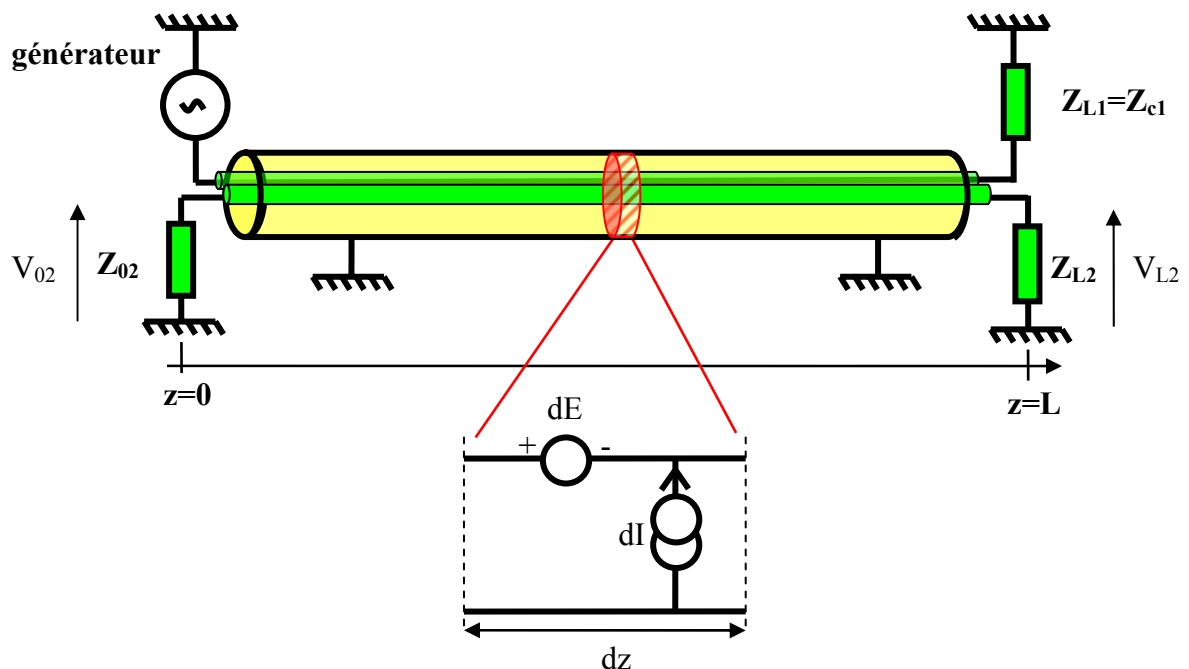


Figure 20 : Modélisation du couplage

Ces sources élémentaires sont respectivement reliées à la tension et au courant engagés sur la ligne 1 ainsi qu'à l'abscisse  $z$  considérée. Elles sont également fonction des coefficients de couplage mutuels  $C_{12}$  et  $L_{12}$  entre les deux lignes.

En supposant une excitation harmonique établie et la charge  $Z_{L1}$  de la ligne émettrice très proche de l'impédance caractéristique, courant et tension sur cette ligne prennent la forme d'une onde progressive, soit :

$$I_{01}(z) = I_1 e^{j\omega t} e^{-\gamma_1 z} \quad [ II-17 ]$$

$$V_{01}(z) = V_1 e^{j\omega t} e^{-\gamma_1 z} \quad [ II-18 ]$$

Les sources équivalentes au couplage peuvent alors s'écrire :

$$dE(z) = jL_{12} \omega I_{01}(z) dz \quad [ II-19 ]$$

$$dI(z) = jC_{12} \omega V_{01}(z) dz \quad [ II-20 ]$$

Ces couplages distribués sur toute la ligne induisent en chaque point, une tension et un courant qui vont se propager sous forme d'ondes progressives et rétrogrades.

Pour cela, regardons sur la Figure 21 une longueur  $dz$  de ligne réceptrice et les tronçons situés successivement à gauche et à droite. Cette ligne étant adaptée aux deux extrémités, l'entrée de chaque tronçon rapporte une impédance strictement égale à l'impédance caractéristique  $Z_{c2}$ .

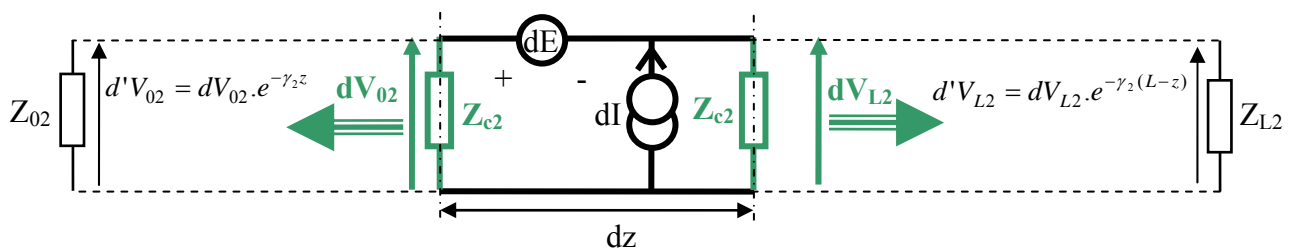


Figure 21 : Modèle de couplage chargé

Il est alors possible de déterminer sur un élément  $dz$ , les tensions progressives  $dV_{L2}$  et rétrogrades  $dV_{02}$  induites par le couplage.

$$dV_{02}(z) = \frac{dE(z)}{2} + \frac{Z_{c2} dI(z)}{2} \quad [ II-21 ]$$

$$dV_{L2}(z) = -\frac{dE(z)}{2} + \frac{Z_{c2}dI(z)}{2}$$

[ II-22 ]

En supposant que la ligne 2 est adaptée à ses deux extrémités ( $Z_{02}=Z_{c2}$  et  $Z_{L2}=Z_{C2}$ ), les deux ondes calculées précédemment se propagent jusqu'aux deux extrémités où elles sont entièrement absorbées par les charges adaptées. L'onde rétrograde a alors subi un déphasage qui s'écrit  $e^{-\gamma_2 z}$ , elle induit aux bornes de  $Z_{02}$  une tension  $d'V_{02} = dV_{02}.e^{-\gamma_2 z}$ . L'onde progressive subit elle un déphasage égal à  $e^{-\gamma_2(L-z)}$  et induit une tension aux bornes de  $Z_{L2}$  que l'on note  $d'V_{L2} = dV_{L2}.e^{-\gamma_2(L-z)}$ . Ces deux tensions peuvent alors être intégrées sur toute la longueur de la ligne afin de calculer les tensions  $V'_{02}$  et  $V'_{L2}$  induites par le couplage total perçu aux deux extrémités.

$$V'_{02} = \int_0^L dV_{02}(z).dz = \frac{j\omega V_1(L_{12}/Z_{c1} + C_{12}Z_{c2})}{2(\gamma_2 + \gamma_1)} (1 - e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)L}) e^{j\omega t}$$

[ II-23 ]

$$V'_{L2} = \int_0^L dV_{L2}(z).dz = \frac{j\omega V_1(L_{12}/Z_{c1} - C_{12}Z_{c2})}{2(\gamma_2 - \gamma_1)} e^{-\gamma_2 L} (1 - e^{-(\gamma_1 - \gamma_2)L}) e^{j\omega t}$$

[ II-24 ]

avec :  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  les constantes de propagation respectives des lignes 1 et 2.

Les deux constantes de propagation  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  étant très proches, l'expression [ II-24 ] peut être simplifiée en effectuant le développement limité au premier ordre de  $e^{-(\gamma_1 - \gamma_2)L}$ . On obtient alors la forme simplifiée de la tension  $V'_{L2}$  ([ II-25 ])

$$V'_{L2} = \frac{j\omega V_1(L_{12}/Z_{c1} - C_{12}Z_{c2})}{2} e^{-\gamma_2 L} L.e^{j\omega t}$$

[ II-25 ]

Ces tensions sont respectivement appelées télédiaphonie pour  $V'_{L2}$  et paradiaphonie pour  $V'_{02}$ .

Les expressions obtenues montrent que tensions de paradiaphonie et télédiaphonie varient avec la fréquence suivant des processus où se mélangent lois d'induction et phénomènes de propagation. Afin de mieux identifier ces mécanismes, une simulation numérique a été

pratiquée en prenant pour base géométrique un câble bifilaire de trois mètres et deux pistes imprimées de 30cm situées près d'un plan de masse. La Figure 22 comporte les courbes des tensions de paradiaphonie et télédiaphonie calculées à partir des paramètres primaires et secondaires déduits de mesures. Ces paramètres sont les suivants :

Pour le câble bifilaire :

$$C = \begin{bmatrix} 79,5 & -26,5 \\ -26,5 & 80,4 \end{bmatrix} pF.m^{-1} \quad L = \begin{bmatrix} 392 & 125,7 \\ 125,7 & 390 \end{bmatrix} nH.m^{-1}$$

$$Z_{c1}=70,2 \Omega ; v_1=2,18.10^8 \text{ ms}^{-1} ; Z_{c2}=69,6 \Omega ; v_2=2,17.10^8 \text{ ms}^{-1}$$

Pour les pistes imprimées :

$$C = \begin{bmatrix} 143,4 & -23,4 \\ -23,4 & 144,5 \end{bmatrix} pF.m^{-1} \quad L = \begin{bmatrix} 292,3 & 74,8 \\ 74,8 & 290 \end{bmatrix} nH.m^{-1}$$

$$Z_{c1}=49,3 \Omega ; v_1=1,68.10^8 \text{ ms}^{-1} ; Z_{c2}=48,9 \Omega ; v_2=1,68.10^8 \text{ ms}^{-1}$$

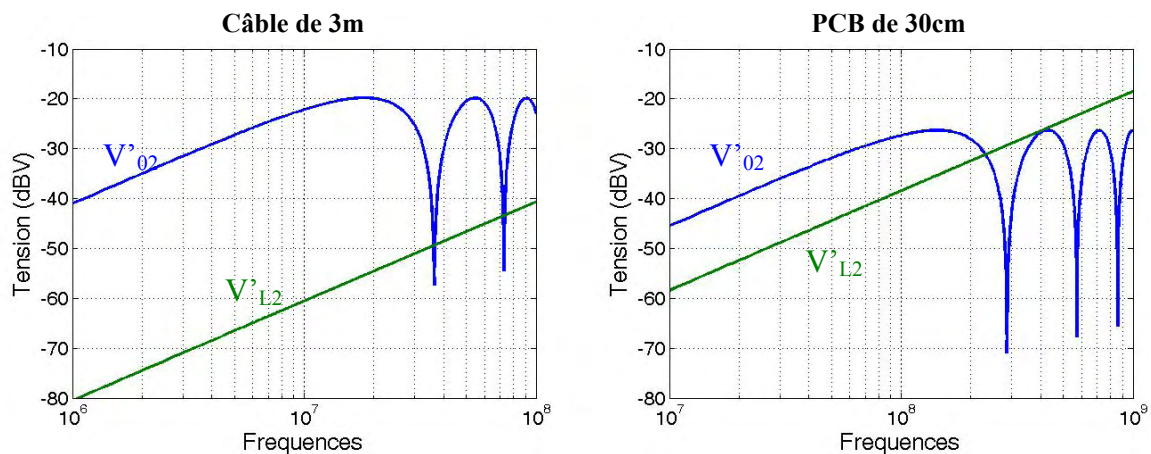


Figure 22 : Calcul de V'02 et V'L2

A l'examen de ces courbes, le domaine de variation peut être partagé en deux zones bien distinctes. Le domaine basses fréquences correspond à un accroissement monotone et proportionnel à la fréquence. L'usage des relations [ II-23 ] et [ II-24 ] indique que cette situation correspond aux longueurs d'ondes grandes devant la dimension des lignes, la loi d'induction est alors seule perceptible. Le domaine hautes fréquences, caractérisé par l'apparition alternée de maxima et de minima dans l'allure de V'02, introduit les phénomènes d'interférence entre l'onde inductrice et l'onde induite. Les maxima correspondent alors à des actions constructives de ces ondes et les zéros à des combinaisons destructrices de l'ensemble des ondes. Comme on le verra plus loin, ces maxima sont tout à fait étrangers aux résonances

enregistrées sur une ligne réceptrice fortement désadaptée. Leur position ainsi que leur amplitude peuvent être évaluées facilement par l'étude de la fonction [ II-23 ] :

L'alternance des maxima et des minima dans l'expression de la tension  $V'_{02}$  est régie par le terme  $(1 - e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)L})$ , lorsque celui-ci est maximum  $V'_{02}$  devient maximum, quand il est nul l'expression [ II-23 ] passe par un minimum.

On rappelle que la constante de propagation  $\gamma$  peut s'écrire  $\gamma = \alpha + j\beta$  (cf. chapitre I)

Le maximum apparaît lorsque  $e^{-j(\beta_1 + \beta_2)L} = -1$ , cette condition est satisfaite quand le terme de phase satisfait la condition  $(\beta_1 + \beta_2)L = (2n + 1)\pi$  ( $n$  entier  $\geq 0$ ).

En faisant l'approximation que  $\beta_1 \approx \beta_2 \approx \beta$ , cette singularité peut s'écrire  $2\beta L = (2n + 1)\pi$ .

Les solutions de cette équation permettent alors de déterminer les fréquences où apparaissent les maxima, la forme générale s'écrit  $F = (2n + 1) \frac{v}{4L}$  avec  $v$  la vitesse de propagation sur la ligne réceptrice et  $L$  sa longueur. On peut remarquer que ces fréquences sont multiples de la résonance quart d'onde.

L'amplitude de ces maxima peut alors être évaluée par l'expression simplifiée de la fonction [ II-23 ]:

$$|V'_{02}| = \frac{\omega V_1 (L_{12} / Z_{c1} + C_{12} Z_{c2})}{|\gamma_2 + \gamma_1|} (1 + e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)L})$$

[ II-26 ]

Les fréquences où apparaissent les minima peuvent être déterminées par le même raisonnement que précédemment en résolvant la condition  $e^{-j(\beta_1 + \beta_2)L} = 1$ . Les solutions se mettent alors sous la forme générale suivante :  $F = n \frac{v}{2L}$  ( $n$  entier  $> 0$ ).

L'amplitude de ces minima peut être calculée par l'expression suivante issue de la simplification de la fonction [ II-23 ]:

$$|V'_{02}| = \frac{\omega V_1 (L_{12} / Z_{c1} + C_{12} Z_{c2})}{|\gamma_2 + \gamma_1|} (1 - e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)L})$$

[ II-27 ]

Dans l'expression de [ II-24 ], le terme  $(1 - e^{-(\gamma_1 - \gamma_2)L})$  tend à procurer le même type de fluctuation à la tension  $V'_{L2}$ . Cependant, du fait que les constantes de propagations  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  ont des valeurs très proches, les singularités apparaissent à des fréquences très supérieures à notre

domaine d'étude. La simplification qui permet d'obtenir l'expression [ II-25 ] est donc justifiée, la tension  $V'_{L2}$  évolue proportionnellement à la fréquence.

Un retour sur les comportements observés aux fréquences basses montre que la tension de télédiaphonie prend une amplitude très inférieure à la paradiaphonie. Le calcul illustré Figure 22 montre qu'elle est située 40dB sous cette dernière, cet écart passe à 13dB pour la piste imprimée. Ce déséquilibre s'explique par le comportement singulier des paramètres primaires. En effet, la théorie montre que pour deux lignes situées dans un milieu rigoureusement homogène, le produit des matrices inductance et capacité est strictement diagonal. Il en résulte une tension de télédiaphonie strictement nulle ! L'hétérogénéité du milieu diélectrique interne au câble apporte une contribution qui explique l'écart de 40dB observé sur les courbes théoriques. Pour la piste imprimée, l'hétérogénéité est évidemment plus forte à cause de la transition air/substrat, cette situation réduit l'écart à 13dB.

La Figure 23 rassemble les mesures pratiquées sur chacune des éprouvettes décrites précédemment. Les lignes perturbées ont donc été chargées à chacune de leurs extrémités par des résistances proches de leur impédance caractéristique soit  $75\Omega$  pour le câble et  $51\Omega$  pour le PCB.

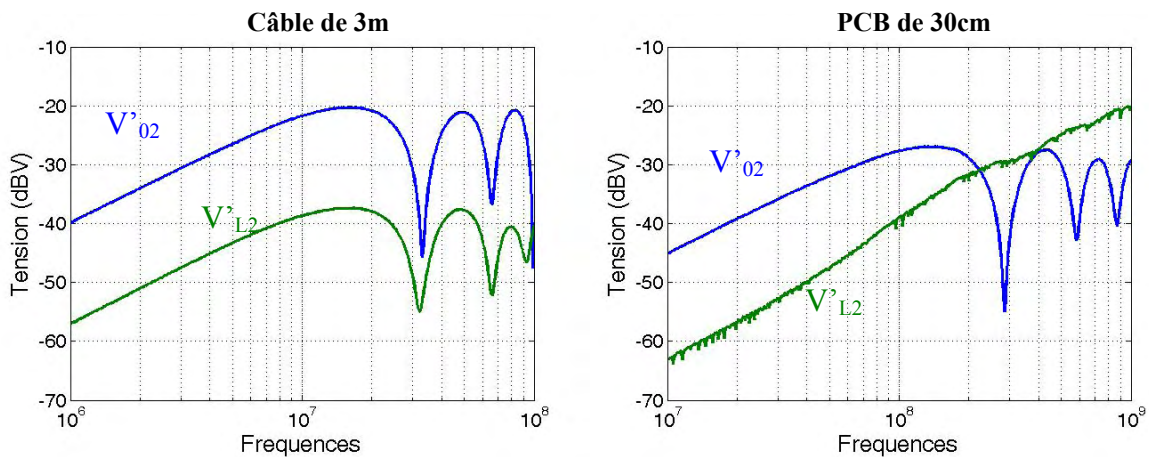


Figure 23 : Mesure de  $V'_{02}$  et  $V'_{L2}$

La tension de paradiaphonie mesurée sur le câble montre une excellente concordance avec la théorie, on observe toutefois un faible décalage de la position des maxima et des minima d'amplitude. Cette petite discordance peut être attribuée aux capacités parasites introduites par les résistances ainsi qu'aux imprécisions de mesures des paramètres linéiques.

En revanche, la tension de télédiaphonie mesurée, si elle s'accorde bien avec la théorie en basse fréquence, celle-ci montre de très fortes discordances en hautes fréquences. On observe des fluctuations d'amplitude homothétiques de celles trouvées en paradiaphonie mais situées 20dB en dessous. Ce phénomène a probablement pour cause une faible réflexion de l'onde de paradiaphonie sur la charge  $Z_{02}$ . En effet, le calcul prévoit une impédance caractéristique de  $70\Omega$ , alors que les résistances au standard disponibles pour constituer le banc de mesure sont de  $75\Omega$ , soit un coefficient de réflexion de 0,034. Ainsi, l'onde électromagnétique rétrograde subit une réflexion accompagnée d'une atténuation de 0,034, cette onde reçue sur la charge  $Z_{L2}$  peut donc dépasser l'amplitude de la télédiaphonie. Nous pensons donc que le comportement observé sur la tension de télédiaphonie du câble de 3m lors des mesures est probablement introduit par ce phénomène.

La mesure pratiquée sur les pistes parallèles montre en contrepartie une tension de télédiaphonie exempte de fluctuations et bien plus conforme à la théorie. Cet accord provient d'une meilleure adaptation puisqu'il y a cette fois concordance entre l'impédance caractéristique de  $50\Omega$  des lignes et les charges au standard de  $51\Omega$ .

Considérons maintenant une ligne réceptrice connectée sur des charges manifestement désadaptées ; dans ce cas, les tensions incidentes subissent des cycles de réflexions successives qu'on peut décrire ainsi : quand les tensions  $V'_{02}$  et  $V'_{L2}$  calculées précédemment parviennent respectivement aux bornes des charges  $Z_{02}$  et  $Z_{L2}$ , elles donnent naissance à deux ondes réfléchies (selon la charge) dirigées en sens inverse. Après propagation le long de la ligne, ces ondes réfléchies subissent une nouvelle réflexion et le phénomène s'auto-entretient. En additionnant l'ensemble des ondes incidentes et réfléchies sur chaque extrémité, on parvient aux expressions [ II-28 ] et [ II-30 ] des tensions résultantes  $V_{02}$  et  $V_{L2}$  perçues à chaque extrémité de la ligne perturbée.

Le calcul est donc similaire au développement présenté dans le chapitre I. Ici le perfectionnement consiste à prendre en compte la contribution de deux ondes incidentes  $V'_{02}$  et  $V'_{L2}$ .

La tension résultante en paradiaphonie peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned}
 V_{02} = & V'_{02} (1 + \rho_{02}) + V'_{02} \rho_{02} \rho_{L2} e^{-2\gamma_2 L} (1 + \rho_{02}) + V'_{02} \rho_{02}^2 \rho_{L2}^2 e^{-4\gamma_2 L} (1 + \rho_{02}) + \dots \\
 & + V'_{L2} \rho_{L2} e^{-\gamma_2 L} (1 + \rho_{02}) + V'_{L2} \rho_{02} \rho_{L2}^2 e^{-3\gamma_2 L} (1 + \rho_{02}) + V'_{L2} \rho_{02}^2 \rho_{L2}^3 e^{-5\gamma_2 L} (1 + \rho_{02}) + \dots
 \end{aligned}$$

[ II-28 ]

avec :  $\rho_{02}$  le coefficient de réflexion sur  $Z_{02}$

$\rho_{L2}$  le coefficient de réflexion sur  $Z_{L2}$

Cette relation forme deux suites géométriques. Sachant que les coefficients de réflexion sont en valeurs absolues inférieures à l'unité, ces séries convergent. On peut donc réduire l'expression [ II-28 ] à la forme analytique suivante :

$$V_{02} = \frac{(V'_{02} + V'_{L2} \rho_{L2} e^{-\gamma_2 L})}{1 - (\rho_{02} \rho_{L2} e^{-2\gamma_2 L})} (1 + \rho_{02})$$

[ II-29 ]

Un calcul analogue permet de déduire la tension de télédiaphonie :

$$V_{L2} = V'_{L2} (1 + \rho_{L2}) + V'_{L2} \rho_{02} \rho_{L2} e^{-2\gamma_2 L} (1 + \rho_{L2}) + V'_{L2} \rho_{02}^2 \rho_{L2}^2 e^{-4\gamma_2 L} (1 + \rho_{L2}) + \dots \\ + V'_{02} \rho_{02} e^{-\gamma_2 L} (1 + \rho_{L2}) + V'_{02} \rho_{L2} \rho_{02}^2 e^{-3\gamma_2 L} (1 + \rho_{L2}) + V'_{02} \rho_{L2}^2 \rho_{02}^3 e^{-5\gamma_2 L} (1 + \rho_{L2}) + \dots$$

[ II-30 ]

$$V_{L2} = \frac{(V'_{L2} + V'_{02} \rho_{02} e^{-\gamma_2 L})}{1 - (\rho_{02} \rho_{L2} e^{-2\gamma_2 L})} (1 + \rho_{L2})$$

[ II-31 ]

Ces deux formes sont donc directement exploitables pour pratiquer une simulation théorique des phénomènes.

Cependant, ce calcul est tributaire de plusieurs hypothèses. La première suppose que la ligne perturbatrice est parfaitement adaptée sur l'extrémité opposée au générateur. De plus, on néglige la rétroaction de la ligne 2 sur la ligne 1, cette approximation peut introduire une erreur significative lorsque la ligne 2 entre en résonance et que son facteur de qualité est très élevé. L'exemple suivant révèle bien ce comportement lorsque l'extrémité en  $z=0$  de la ligne perturbée est court-circuitée et l'extrémité opposée en  $z=L$  en circuit ouvert. Sous cette configuration l'amplitude finie des résonances ne peut provenir que de la rétroaction.

La Figure 24 montre une comparaison entre la tension  $V_{L2}$  mesurée sur le dispositif de 3m et la même tension calculée avec la formule [ II-29 ]. La puissance fournie par le générateur est de 0dBm.



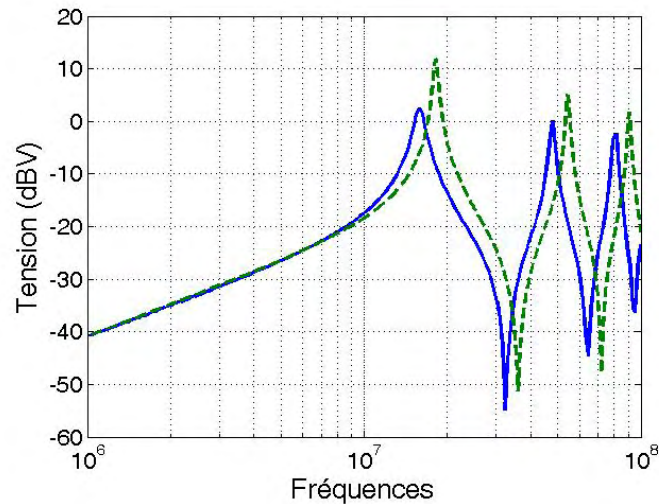


Figure 24 : Tension de sortie  $V_{L2}$  calculée (courbe discontinue) et mesurée (courbe continue) sur le câble bifilaire en résonance quart d'onde

Ces courbes montrent un léger décalage des fréquences de résonance. Un accord plus satisfaisant de la position de ces fréquences singulières a été obtenu en entrant dans les formules [ II-29 ] et [ II-31 ] des constantes de propagation dans lesquelles la vitesse de propagation étaient directement mesurée au lieu d'être déduite de la formule  $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ .

Ainsi, la courbe théorique de la Figure 25 a été corrigée en prenant les valeurs mesurées soit  $v_1 \approx v_2 \approx 1,99 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$  au lieu des valeurs déduites de la relation précédente soit  $v_1 \approx 2,18 \cdot 10^8$  et  $v_2 \approx 2,17 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ .

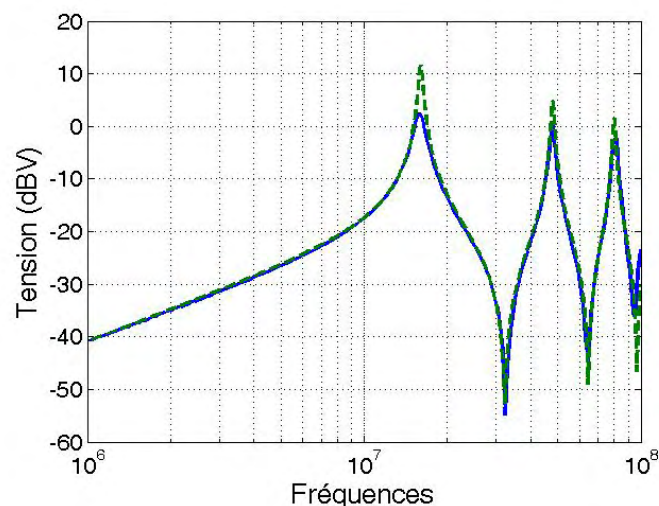


Figure 25 : Tension de sortie  $V_{L2}$  mesurée (courbe continue) et calculée avec les vitesses de propagation corrigées (courbe discontinue)

La seconde discordance apparaît sur l'amplitude des résonances. La courbe théorique ne faisant intervenir que les dissipations d'énergie dans les conducteurs se situe à la résonance fondamentale 13dB au dessus de la mesure. Nous avons attribué cet écart à la rétroaction de la ligne réceptrice sur la ligne émettrice dont la contribution a pour conséquence d'appeler plus de puissance sur la ligne et donc de faire chuter localement à la résonance la tension injecté sur cette ligne.

Pour nous en convaincre, une mesure de cette tension a été réalisée en fonction de la fréquence et portée sur la Figure 26. Cette mesure révèle parfaitement une chute ponctuelle proche de 13dB lorsque la fréquence coïncide avec la résonance fondamentale.

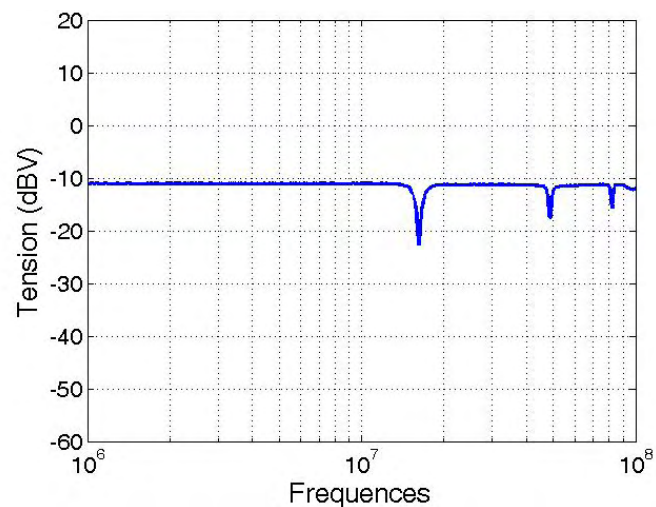


Figure 26 : Tension sur la ligne émettrice avec rétro-émission

Pour compenser ce phénomène, la tension émettrice introduite dans le calcul a été pondérée par la mesure précédente, le résultat donne un accord tout à fait satisfaisant présenté Figure 27.

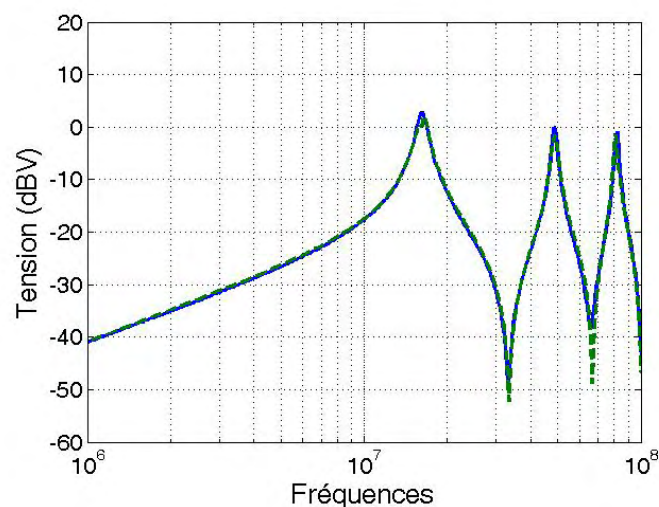


Figure 27 : tension de sortie  $V_{L2}$  mesurée (courbe continue) et calculée avec corrections (courbe discontinue)

Les deux tracés sont similaires à la première résonance mais une différence subsiste aux résonances supérieures à cause des phénomènes de pertes mal estimés. En effet, les charges de la ligne perturbée étant sans pertes, l'amplitude des résonances est uniquement déterminée par les pertes de la ligne. Or la mesure de ces pertes est réalisée avec une incertitude qui peut modifier sensiblement l'amplitude des résonances calculées ci-dessus.

Le calcul qui vient d'être présenté repose sur une hypothèse simplificatrice négligeant la rétroaction, nous sommes conscient qu'elle introduit une erreur lors de la mise en place des résonances. Toutefois, nous verrons par la suite que cette simplicité facilite les tâches d'interprétations physiques dont nous devinons l'intérêt pour comprendre les phénomènes qui interviennent à des fréquences bien plus grandes que celles considérées dans ce choix d'expérience.

### **III. Comparaison entre la diaphonie et une illumination rasante**

Le dispositif de perturbation par diaphonie a été choisi pour réaliser l'ensemble de nos mesures car il est apparu plus facile à mettre en œuvre qu'un test en illumination.

Dans le paragraphe 3 du chapitre I, il est montré que le couplage entre une onde électromagnétique et une piste est maximum lorsque la perturbation est sous incidence rasante comme illustré Figure 29. Cette configuration de champ est donc très similaire d'une perturbation par diaphonie, c'est cette hypothèse que nous allons tenter de vérifier en procédant à des mesures comparatives pratiquées sous illumination rasante et en diaphonie. Cette partie permettra également de bien mettre en évidence le gain apporté par la diaphonie sur les niveaux d'agression.

#### **III.1. Dispositif de perturbation par diaphonie**

Le dispositif de couplage utilisé pour ces mesures est constitué de deux pistes de circuit imprimé d'une longueur de 20cm placées au dessus d'un plan de masse. Le substrat utilisé est de l'époxy d'épaisseur 0,73mm, sa permittivité relative est de 4,4.

La première piste (la piste émettrice) a une impédance caractéristique proche de  $50\Omega$ , ce qui correspond à une largeur de 1,5mm. Elle est adaptée à l'aide d'une résistance de  $50\Omega$ .

Afin que la deuxième piste (ligne perturbée) ait des propriétés proches de celles rencontrées sur des cartes électroniques classiques, elle a été dessinée avec une largeur de 0.5mm soit une impédance caractéristique proche de  $80\Omega$ . L'extrémité en  $z=0$  a été chargée successivement par une résistance de  $1k\Omega$  et un court-circuit. L'extrémité opposée est chargée par une impédance de  $1k\Omega$ , la grandeur mesurée est la tension aux bornes de cette résistance. Ce choix est motivé par le fait que l'impédance d'entrée des composants est généralement élevée, nous l'assimilons ici à une résistance de  $1k\Omega$ . Les résistances utilisées sont des Composants Montés en Surface (CMS) soudés du côté du plan de masse et reliés à la piste par un trou métallisé (cf. Figure 28). Il a été vérifié que leur comportement restait indépendant de la fréquence sur toute la bande d'analyse.

La gamme de fréquence explorée est située entre 1MHz et 1GHz, la puissance injectée sur la ligne émettrice est fixée à 0dBm.

La mesure est réalisée au moyen d'une sonde de tension haute impédance connectée à un analyseur de spectre.

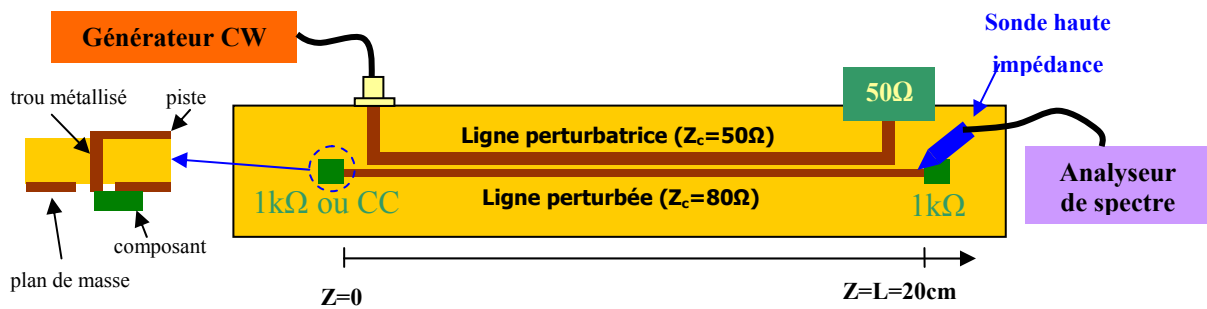


Figure 28 : Schéma du dispositif de mesure en diaphonie

L'ensemble est piloté par un PC pour contrôler simultanément la fréquence du générateur et de l'analyseur de spectre. La fréquence est incrémentée sur l'intervalle de variation défini plus haut. La puissance en sortie du générateur est constante durant toute l'exploitation.

### III.2. Perturbation sous onde rasante

Le circuit adopté pour ces tests sous illumination est très proche du précédent mais ne comporte qu'une seule piste. La perturbation est constituée d'une onde plane se propageant dans la direction longitudinale  $oz$ , le champ électrique est perpendiculaire au plan de masse et le champ magnétique est contenu dans le plan du substrat et perpendiculaire à la piste (cf. Figure 29). Cette incidence rasante, procure un couplage hybride optimal.

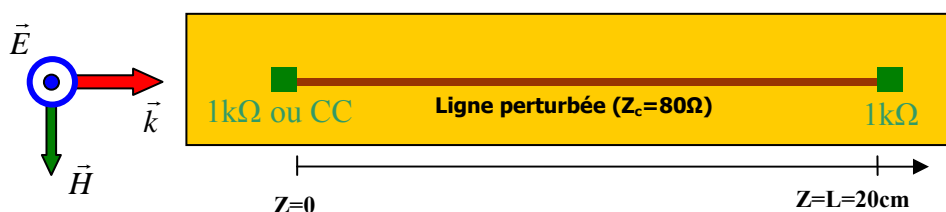


Figure 29 : Dispositif de mesure sous illumination rasante

Compte tenu de la bande de fréquence explorée comprise entre 1MHz et 1GHz, les possibilités d'émission disponibles au laboratoire nous obligent à recourir à deux procédés. Ainsi, pour les fréquences inférieures à 100MHz le champ sera produit par une cellule TEM schématisée Figure 30.

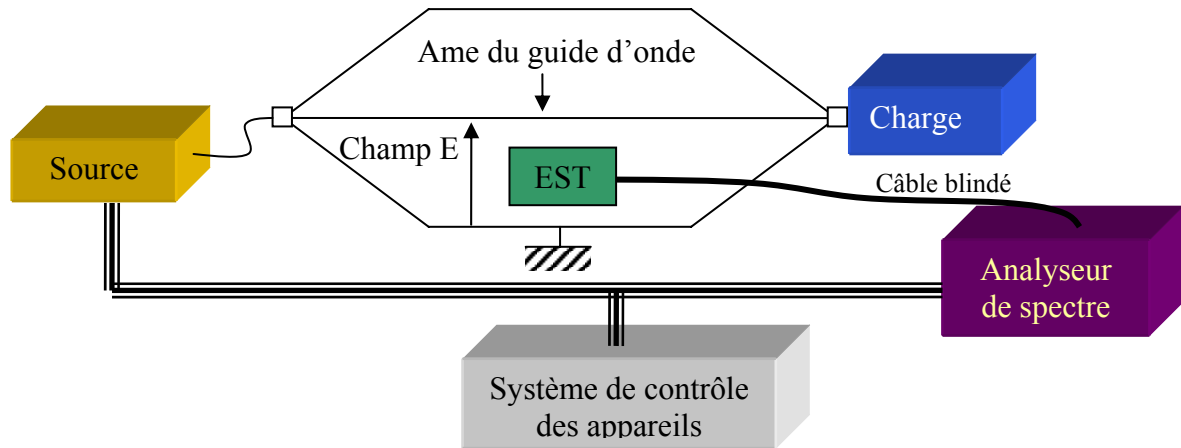


Figure 30 : Schéma du système de mesure en cellule TEM

Au-delà de 100MHz, la cellule devient surdimensionnée, on procède alors à une illumination directe par antenne large bande de type bi-log (biconique + log-périodique) placée à l'intérieur d'une chambre anéchoïque. Les Figure 30 et 31 nous montrent respectivement le synoptique de l'installation avec la cellule TEM, puis la mise en place de l'antenne et de l'éprouvette dans la chambre anéchoïque. Il faut préciser que la distance entre l'antenne d'émission et l'objet est voisine de 3m. En revanche, il peut être admis qu'au-dessus de 100MHz le champ perçu par l'éprouvette est proche d'un champ lointain. Pour réduire les réflexions parasites engendrées sur le plan du sol, des absorbants ont été interposés comme le montre les pyramides blanches de la Figure 31.

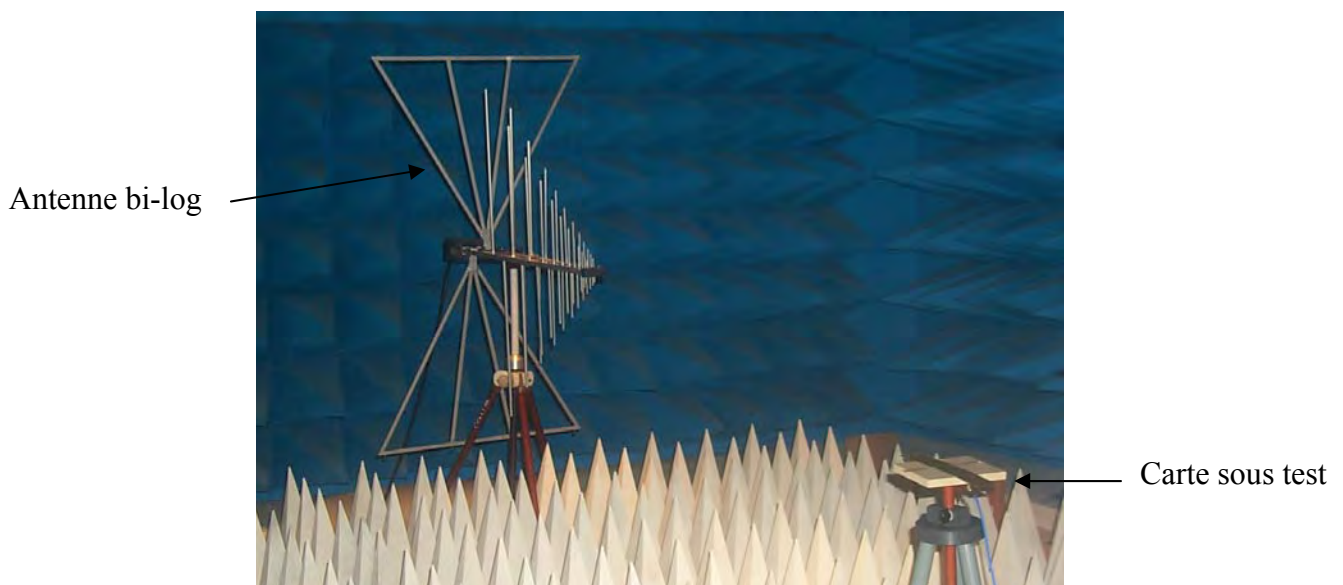


Figure 31 : Mesure en chambre anéchoïque

L'étalonnage s'effectue pour les deux méthodes au moyen d'un capteur de champ électrique substitué à l'EST et connecté à un récepteur via une fibre optique. Le niveau requis pour réaliser les mesures est de 10V/m, il est maintenu invariant sur toute la gamme de fréquence avec une tolérance relative située autour de 10%. L'application de cette consigne demande une puissance voisine de 1W.

Dans la cellule TEM, l'éprouvette est placée à environ 5cm au dessus du plan de masse. Dans la chambre anéchoïque, le dispositif perturbé est installé 1m au dessus du sol au moyen d'un support en PVC.

Les charges aux extrémités de la ligne perturbée et la tension mesurée sont les mêmes que précédemment. Afin de soustraire la sonde de tension haute impédance des couplages avec le champ ambiant, la tension induite en sortie de l'éprouvette est transmise vers un analyseur de spectre via un câble blindé d'impédance caractéristique 50Ω. Un adaptateur dont la structure sera décrite plus loin, assure la jonction entre la charge de 1kΩ connectée en sortie des pistes et l'entrée du câble comme indiqué Figure 32.

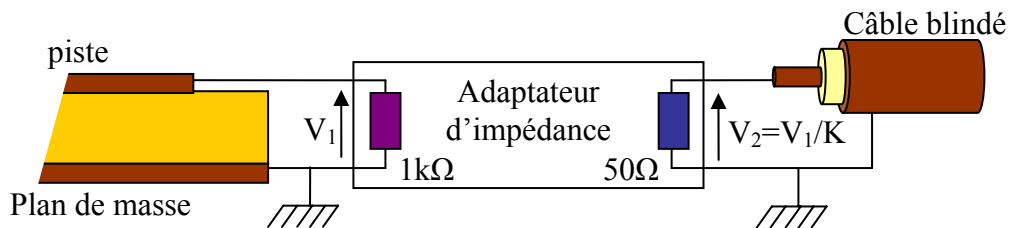


Figure 32 : Principe de l'adaptateur d'impédance

Cette disposition permet d'installer l'analyseur à l'extérieur de la chambre et de soustraire ainsi les mesures aux artefacts dus aux inductions indésirables ; la Figure 33 montre le synoptique de l'installation en chambre anéchoïque.

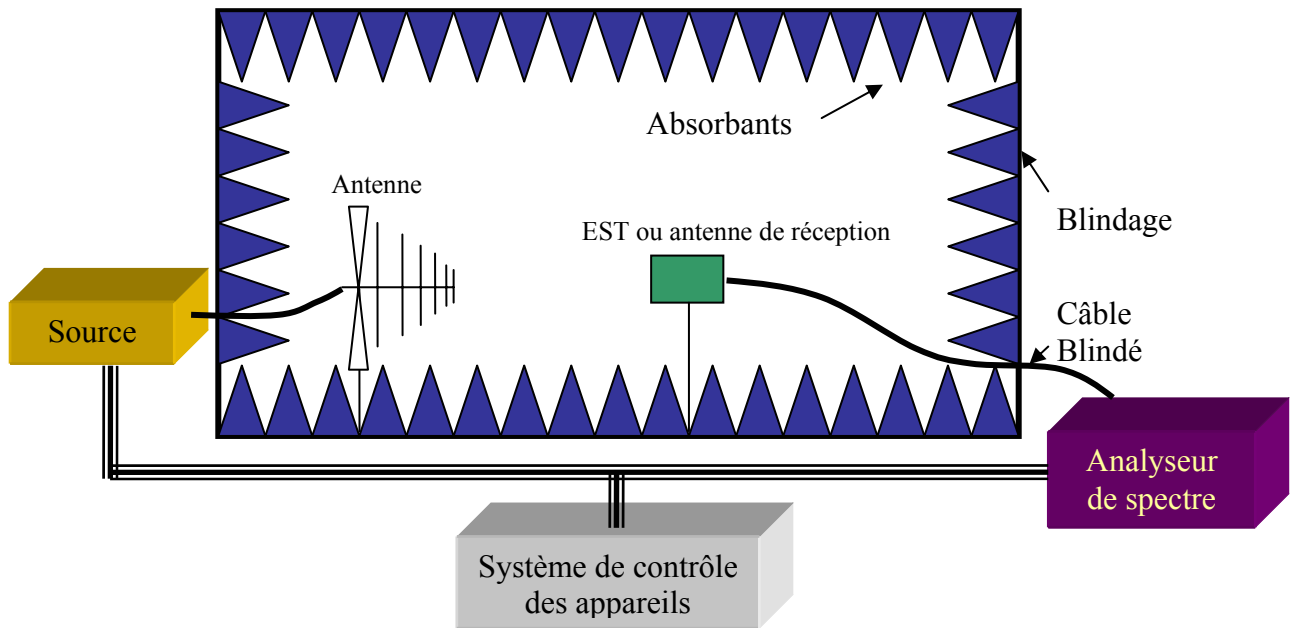


Figure 33 : Schéma du système de mesure en chambre anéchoïque

Il faut préciser que les conditions favorisant le couplage hybride sont alors obtenues en positionnant l'antenne d'émission sous polarisation verticale et en maintenant le plan de masse de l'éprouvette parallèle au plan du sol et orienté suivant la direction de propagation de l'onde.

La Figure 34 montre le détail de l'adaptation constituée de trois résistances formant un pont diviseur de potentiel structuré en T. Sous ces conditions, la charge de 50Ω présentée par l'entrée de l'analyseur de spectre reçoit une tension  $V_2$  environ cent fois plus faible que la tension  $V_1$  induite sur la charge de 1kΩ imposée sur l'extrémité de la piste. On estime que le niveau est suffisant pour ne pas engager le rapport signal sur bruit de l'analyseur de spectre. On remarque que l'adaptateur accroît sensiblement l'impédance de charge de l'éprouvette puisqu'elle se situe à 1024Ω. Cette variation sera confondue avec les erreurs de mesures. De plus, le facteur de correction précis introduit par l'adaptateur est tel que  $V_2 = \frac{V_1}{83}$ , soit une atténuation de 38dB, corrigée sur les mesures présentées ci-dessous.

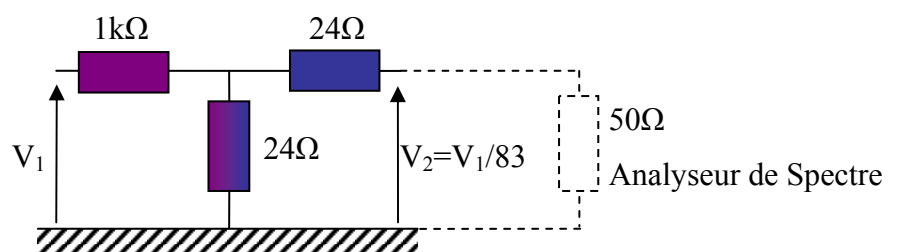
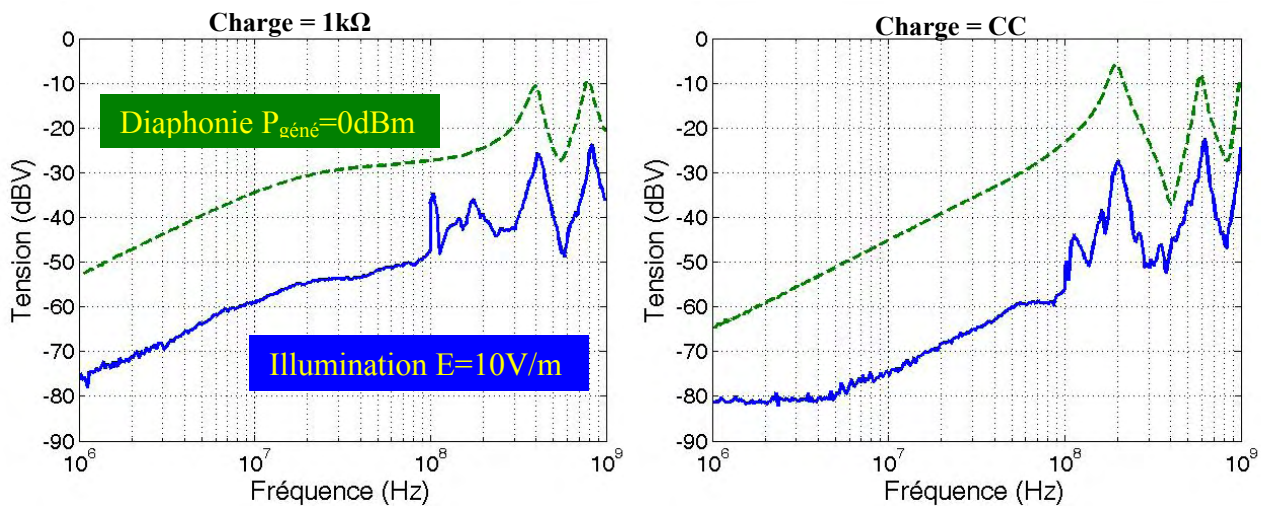


Figure 34 : Structure d'adaptation en T



### III.3. Comparaison des mesures

Deux configurations ont donc été testées : la première avec une résistance de  $1k\Omega$  connectée à l'extrémité opposée au point de mesure, la deuxième avec un court-circuit. Chacune de ces deux configurations a été soumise aux deux types de perturbations (diaphonie et illumination). Les courbes portées sur la Figure 35 montrent entre 1MHz et 1GHz l'évolution des tensions induites en fonction de la fréquence pour ces deux conditions de charge. Les tracés en pointillés correspondent aux tests pratiqués sous diaphonie, en trait continu l'illumination réalisée successivement en cellule TEM jusqu'à 100MHz et en C.A. entre 100MHz et 1GHz. L'échelle verticale est identique pour les deux caractéristiques étudiées et exprimées en dBV (habituellement on utilise le  $dB\mu V$ ).



**Figure 35 : Comparaison des tensions induites en diaphonie (courbes discontinues) et en illumination rasante (courbes continues).**

Les courbes présentent des allures similaires indiquant des phénoménologies de couplage pratiquement identiques.

Dans la configuration utilisant le court-circuit, la tension induite en basse fréquence est plus faible que lorsque la ligne réceptrice est chargée par  $1k\Omega$ . Ce comportement est dû au court-circuit qui insensibilise la ligne au couplage électrique. On constate ainsi qu'en dessous de 10MHz, la tension prélevée est pratiquement confondue avec le bruit de fond de l'appareil de mesure. Ce phénomène se manifeste par le plancher observé à  $-80dBV$  sur la courbe discontinue.

Inversement, aux fréquences élevées, la vigueur des résonances provoquées sur la charge avec un court-circuit indique que les conditions sont favorables à l'induction des tensions

d'amplitudes maximales. Ce phénomène est bien perceptible lors du test en diaphonie puisqu'on observe un dépassement de 5dB de l'amplitude procurée par la première résonance sur le quart d'onde. Les erreurs de mesures produites sous les tests en illumination atténuent pratiquement cet écart.

Nous pensons que ces erreurs proviennent probablement des couplages électromagnétiques indésirables sur le câble coaxial reliant l'éprouvette à l'analyseur de spectre localisé à l'extérieur de la chambre.

#### **IV. Synthèse**

On constate donc un comportement similaire des deux méthodes, cependant, d'un point de vue métrologique la diaphonie présente certains avantages :

Premièrement, si on en juge par la dispersion des courbes, on constate que la précision des mesures en diaphonie est meilleure qu'en illumination. Ces résultats expérimentaux montrent donc que le couplage par diaphonie tel qu'il est pratiqué dans notre thèse, offre des bonnes conditions de reproductibilité puisque moins influencé par la contribution du câble de prélèvement du signal.

D'autre part, l'amplitude crête relevée en diaphonie se situe presque 20dB au-dessus des tensions maximales recueillies sous le test en illumination. Cela pour des puissances engagées largement inférieures à celles exigées par l'émission d'une onde électromagnétique.

En effet, un raisonnement intuitif indique que pour produire un dysfonctionnement de circuit intégré, il faut induire une tension de 1,5V. Par extrapolation de ces résultats expérimentaux, on peut donc estimer que pour atteindre cette amplitude sur la résonance quart d'onde identifiée précédemment, il faut engager une puissance de 7,9mW sur la ligne émettrice du dispositif en diaphonie, alors que l'émission en chambre anéchoïque nécessite un champ électrique de 300V/m. A trois mètres de distance de l'antenne et pour la fréquence considérée de 200MHz, la puissance demandée à la source HF devrait atteindre 1kW.

Toutes ces considérations prouvent donc qu'un test mené sous diaphonie est tout à fait représentatif des conditions rencontrées sous illumination électromagnétique. De plus, la possibilité de soumettre le composant à des contraintes d'amplitudes fortes milite favorablement pour cette méthode de substitution.

## **Chapitre III**

<p><b>Mesure de susceptibilité sur des composants connectés à une ligne perturbée par diaphonie</b></p>
---

**Résumé :** Ce chapitre décrit les mesures de susceptibilités réalisées et les résultats obtenus au cours de la thèse. Plusieurs composants de complexité croissante ont été utilisés, à commencer par une diode puis un composant logique simple et enfin un composant programmable récent. Le premier paragraphe rappelle le fonctionnement d'une jonction PN face à une perturbation HF, le deuxième présente le comportement d'une ligne chargée par une diode. Le troisième paragraphe traite de la susceptibilité d'un inverseur classique et décrit les phénomènes parasites rencontrés. Le dernier paragraphe présente les essais réalisés sur un composant programmable récent et propose des critères de dysfonctionnement liés à la perturbation.

**Sommaire :**

<b>I. ETUDE SUR LES DIODES SOUMISES A DES PERTURBATIONS HF .....</b>	<b>85</b>
<b>II. ANALYSE APPROFONDIE DU COMPORTEMENT D'UNE LIGNE CHARGEE PAR UNE DIODE .....</b>	<b>102</b>
<b>III. MESURE DE SUSCEPTIBILITE SUR UN INVERSEUR LOGIQUE BASSE FREQUENCE.....</b>	<b>116</b>
<b>IV. MESURES SUR UN CIRCUIT INTEGRE EVOLUE .....</b>	<b>133</b>



## **I. Etude sur les diodes soumises à des perturbations HF**

Les fonctions électroniques que nous utilisons quotidiennement sont en majorité réalisées par des structures microélectroniques à base de silicium. Leur comportement a pour origine les phénomènes microscopiques se produisant entre deux structures cristallines de silicium modifiées appelées dopages ; les plus courants sont les dopages N et P.

Lorsque ces deux types de semi-conducteur sont mis en contact, ils forment une jonction PN, cette structure constitue les diodes que l'on trouve sous différents conditionnements. Le premier paragraphe décrit le fonctionnement intrinsèque des diodes, le deuxième paragraphe présente des mesures qui permettent de comprendre leur comportement face aux hautes fréquences.

### **I.1. Présentation du comportement intrinsèque d'une jonction PN**

Cette approche théorique a pour objectif de rappeler le fonctionnement intrinsèque d'une jonction PN, pour cela nous décrivons tout d'abord la structure physique d'une diode à l'équilibre thermodynamique [III-1] [III-2] puis les phénomènes induits par une polarisation et un signal HF.

#### ***I.1.a. Jonction PN à l'équilibre thermodynamique***

Pour former une jonction PN, deux volumes de silicium dopés respectivement N et P sont collés l'un à l'autre formant ainsi une jonction dite métallurgique. Il existe ainsi un déséquilibre entre les porteurs N (les électrons) et P (les trous) de chaque côté de la jonction ce qui entraîne une diffusion au travers de l'interface, les porteurs se recombinent alors avec les impuretés du substrat opposé et les ionisent.

La différence de charge ainsi créée de part et d'autre de la jonction donne naissance à un champ électrique E de rétention, la diffusion cesse quand ce dernier est suffisant pour s'opposer au déplacement des porteurs. Le volume dans lequel les impuretés ont été ionisées est alors appelé Zone de Charge Espace (ZCE) schématisée au centre de la Figure 1, le reste des substrats reste électriquement neutre.

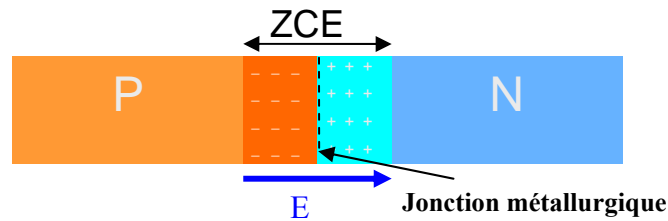


Figure 1 : Schématisation de la ZCE

Du fait de la recombinaison des électrons libres, la ZCE ne possède presque plus de porteurs, ce qui en fait une zone très peu conductrice. En dehors de ce volume, on retrouve les deux dopages à leur état quasi neutre possédant une conductivité importante.

Cette structure peut donc s'apparenter à un condensateur. En effet, une capacité est constituée de deux armatures conductrices (comparables aux dopages N et P) séparées par un diélectrique isolant (assimilable à la ZCE). Pour une diode, cette distribution volumique est caractérisée par la capacité de jonction  $C_{j0}$ . Cette capacité est généralement de l'ordre du pF pour les diodes discrètes mais de l'ordre du fF pour les diodes de jonction pouvant fonctionner à hautes fréquences.

### ***1.1.b. Jonction PN polarisée***

La polarisation d'une jonction PN consiste à imposer une différence de potentiel entre les substrats N et P. On distingue alors deux types de polarisation : directe et inverse suivant le signe de la polarisation.

On parle de polarisation directe lorsque le potentiel du côté P est supérieur à celui du côté N comme illustré Figure 2. Le générateur de tension a pour effet d'injecter des trous du côté P et des électrons du côté N. Dans cette configuration, les porteurs injectés de chaque côté de la jonction sont majoritaires et se déplacent sans difficultés depuis le contact vers la ZCE.

Lorsque ces porteurs majoritaires abordent la ZCE certains d'entre eux se lient avec les atomes ionisés qui redeviennent neutres. Ce phénomène tend à diminuer la largeur de la ZCE, ainsi que le champ de rétention.

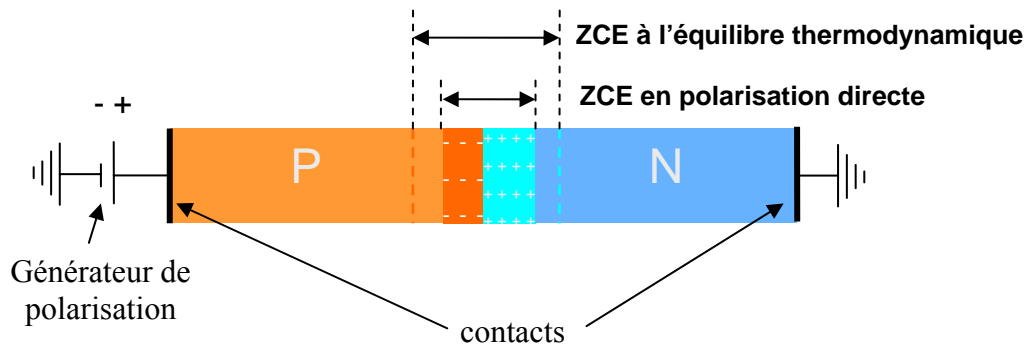


Figure 2 : Schéma d'une jonction polarisée en directe

Plus la différence de potentiel est grande, plus la ZCE diminue. Ainsi, lorsque la polarisation devient suffisante pour compenser le champ de rétention, les porteurs peuvent passer au travers de la ZCE, la jonction est alors passante. La polarisation minimum permettant cette propagation des porteurs est appelée communément tension de seuil.

D'autre part, le rétrécissement de la ZCE diminue la zone peu conductrice et augmente la capacité de jonction.

En polarisation inverse, le potentiel est plus faible du côté P que du côté N. Il y a dans ce cas injection de porteurs minoritaires de chaque côté (injection de trous côté N et d'électrons côté P).

Ces porteurs, bien que minoritaires, arrivent aux abords de la ZCE et ionisent d'avantage d'impuretés. Il en résulte un élargissement de la ZCE schématisé Figure 3 et donc une augmentation du champ de rétention, les porteurs injectés ne traversent donc pas la jonction, il ne subsiste qu'un infime courant indépendant de la polarisation ; la diode est bloquée.

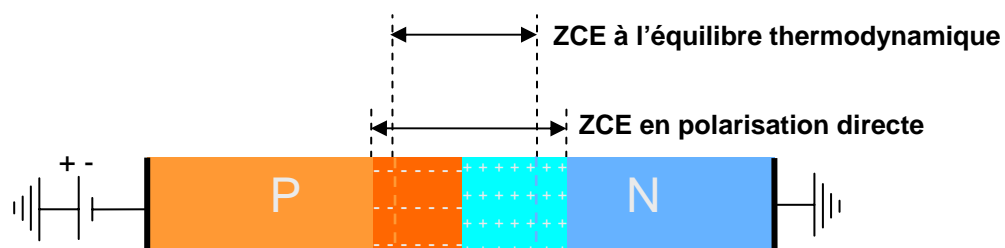


Figure 3 : Schéma d'une jonction polarisée en inverse

La ZCE augmentant, la zone faiblement conductrice s'élargit et la capacité de la jonction se trouve ainsi diminuée.

Si la polarisation inverse est trop importante, il peut apparaître un phénomène de claquage soit par effet Zener soit par le phénomène d'avalanche :

L'effet Zener survient quand un électron appartenant au dopage P n'a pas suffisamment d'énergie pour être libre dans ce dernier mais que cette énergie est suffisante pour qu'il le soit dans le substrat N, il passe alors directement du dopage P au N générant un courant inverse.

L'avalanche est la conséquence d'une vitesse élevée des électrons, ils entrent en collision avec d'autres électrons qui à leur tour vont transmettre leur énergie à d'autres et ainsi de suite.

Les électrons étant injectés du côté P, le courant ainsi créé est inverse.

### ***1.1.c. Caractéristique U/I***

Le fonctionnement de la diode peut être exprimé sous forme analytique par la relation [ I-1 ] entre la tension  $V_d$  à ses bornes et le courant  $I_d$  qui la traverse.

$$I_d = I_{ds} \left( e^{\frac{V_d}{V_t}} - 1 \right) \quad [ I-1 ]$$

avec :  $I_{ds}$  : Courant inverse idéal,

$$V_t = \lambda \frac{kT}{q} :$$

K : Constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  J/°K),

T : Température (°K),

q : Charge de l'électron ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  C),

$\lambda$  : Coefficient d'émission, fonction de la jonction.

Les paramètres de la diode  $I_{ds}$  et  $\lambda$  peuvent être déterminés expérimentalement en réalisant deux mesures du couple courant/tension notées respectivement ( $V_1, I_1$ ) et ( $V_2, I_2$ ).

On en déduit deux relations entre les courants et les tensions telles que  $I_1 = A \cdot I_2$  et  $V_1 = V_2 + \Delta V$ .

On peut alors calculer  $V_t$  par la formule [ I-2 ] puis  $\lambda$  avec l'expression [ I-3 ]:

$$V_t = \frac{\Delta V}{\ln A} \quad [ I-2 ]$$

$$\lambda = \frac{V_t}{\left( \frac{KT}{q} \right)} = \frac{V_t}{26 \cdot 10^{-3}} \quad [ I-3 ]$$



On en déduit le courant inverse  $I_{ds}$  :

$$I_{ds} = \frac{I_1}{\left( e^{\frac{V_1}{V_t}} - 1 \right)}$$

[ I-4 ]

Bien que la caractéristique soit continue, l'expression [ I-1 ] fait apparaître deux types de comportement bien distincts suivant que la tension est supérieure ou inférieure au seuil. La Figure 4 schématise la caractéristique courant tension d'une diode : en rouge la diode est bloquée et le phénomène de claquage apparaît à la tension  $V_c$ , en noir la polarisation directe entraîne la conduction lorsque  $V_d$  devient supérieure à la tension de seuil. Dans ce deuxième cas, le courant direct est limité par la résistance des substrats ou le cas échéant par une résistance placée en série avec la diode.

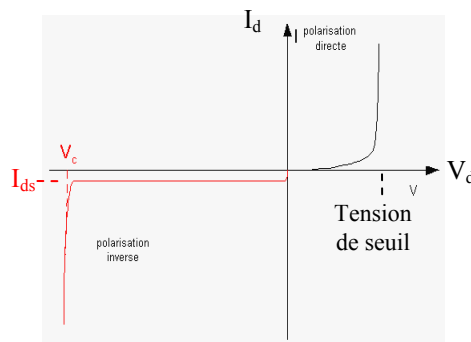


Figure 4 : Caractéristique courant tension d'une diode

Cette caractéristique peut s'appliquer à des signaux périodiques dont la fréquence appartient à la bande passante de la diode, au-delà, l'alternance des polarisations entraîne des phénomènes parasites modifiant cette caractéristique.

### ***1.1.d. Comportement dynamique***

Quand la diode est excitée par un signal alternatif, elle passe successivement d'une polarisation à une autre. De ce fait, la ZCE subit des variations de largeur et de charge dont la durée conditionne la rapidité de réponse de la diode.

#### ➤ Transition bloquée passante :

Lorsque la diode est bloquée, la ZCE est élargie du fait des impuretés supplémentaires ionisées par la polarisation inverse, toute diffusion de porteurs d'un côté à l'autre est

impossible. Quand la polarisation change, les porteurs injectés de chaque côté sont des porteurs majoritaires, ils reprennent alors presque instantanément leur place autour des impuretés préalablement ionisées par la polarisation inverse. La ZCE diminue alors rapidement et la diode devient passante. La Figure 5 représente la variation de charge dans la ZCE au moment du changement de polarisation.

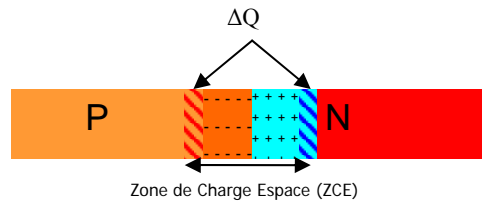


Figure 5 : Variation de la ZCE

Ce processus s'effectue suivant une constante de temps proche du produit  $R \cdot C_{j0}$  avec  $R$  la résistance du circuit en série avec la diode. Cette constante de temps est de quelques dizaines de picosecondes. On peut donc considérer que la transition bloquée passante est rapide (cf. Figure 6).

➤ Transition passante bloquée

Quand la diode est passante, les électrons injectés par l'électrode coté N traversent le substrat puis la ZCE et se recombinent dans le substrat P où ils sont minoritaires. Le phénomène analogue se produit pour les porteurs P.

A l'instant où la diode change de polarisation, il n'y a plus de diffusion au travers de la ZCE mais il reste dans chaque substrat des porteurs minoritaires qui ne se sont pas encore recombinés.

Pendant la période où ceux-ci vont finir de se recombiner, la tension aux bornes de la diode va très peu varier comme dans une capacité et ce n'est qu'une fois qu'ils seront éliminés, que le courant dans la diode va diminuer et que la diode deviendra bloquée. Ce processus fait donc apparaître un retard transitoire appelé temps de recouvrement  $t_{rr}$  (cf. Figure 6) pouvant atteindre plusieurs nanosecondes.

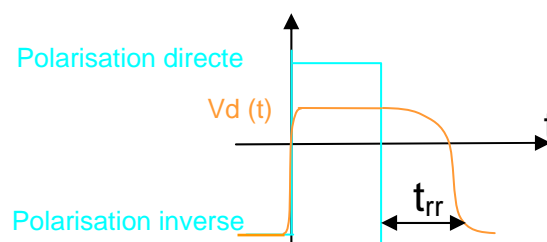


Figure 6 : Transitions d'états de la diode

On peut en déduire que le temps de recombinaison des porteurs minoritaires dans le silicium dopé est l'un des paramètres caractéristiques de la rapidité d'une jonction PN et plus particulièrement d'une diode.

Il apparaît également que plus la polarisation directe est importante, plus les porteurs minoritaires sont denses, ce qui accroît le temps de recombinaison. Le comportement de la diode s'approche intuitivement d'une capacité.

Cependant, le courant dans un condensateur est créé par le déplacement des électrons sur les armatures. Dans une diode, il est dû à un transfert d'énergie cinétique entre les porteurs, ce mouvement de proche en proche est appelé courant de diffusion. Ce dernier étant plus lent, on peut supposer que le courant dans une diode ne peut pas s'établir aussi rapidement que dans une capacité à cause du temps de diffusion. Nous avançons alors l'hypothèse qu'une diode pourrait se comporter comme un circuit ouvert face à des fréquences très élevées.

Ces hypothèses sont étayées par des mesures présentées dans le paragraphe suivant.

### **I.2. Mise en évidence expérimentale du comportement HF des diodes**

Les hypothèses précédentes laissent supposer qu'une diode a un comportement capacitif pour des fréquences justes au-dessus de sa bande passante et qu'elle peut être assimilée à un circuit ouvert à très hautes fréquences. Les expérimentations présentées dans cette partie ont pour but de mettre en évidence ces phénomènes.

Pour réaliser ces mesures, nous devons générer aux bornes d'une diode, une perturbation haute fréquence superposée à une polarisation continue. La réalisation d'un tel dispositif est soumise à de nombreuses contraintes matérielles car les générateurs HF et les alimentations continues ne peuvent être connectées en série sous peine de fortes perturbations voire de destruction. Deux types de dispositifs ont été réalisés, utilisant successivement une perturbation par injection et par couplage en diaphonie.

#### ***I.2.a. Perturbation par injection***

Cette méthode est basée sur les travaux de C.E. Larson [III-3], elle consiste à évaluer le comportement non linéaire d'une diode perturbée par un signal RF à partir de la caractéristique courant continue/tension continue.

En effet, on rappelle que lorsqu'un signal harmonique est redressé par une diode, celui-ci voit croître sa composante continue initialement nulle. Ainsi pour un même courant de

polarisation, plus l'amplitude de la perturbation est grande, plus la tension moyenne  $V_{dc}$  aux bornes de la diode croît. En observant la forme de la caractéristique  $I_{dc}=F(V_{dc})$  on peut ainsi évaluer l'importance du redressement et par conséquent le comportement non linéaire de la diode.

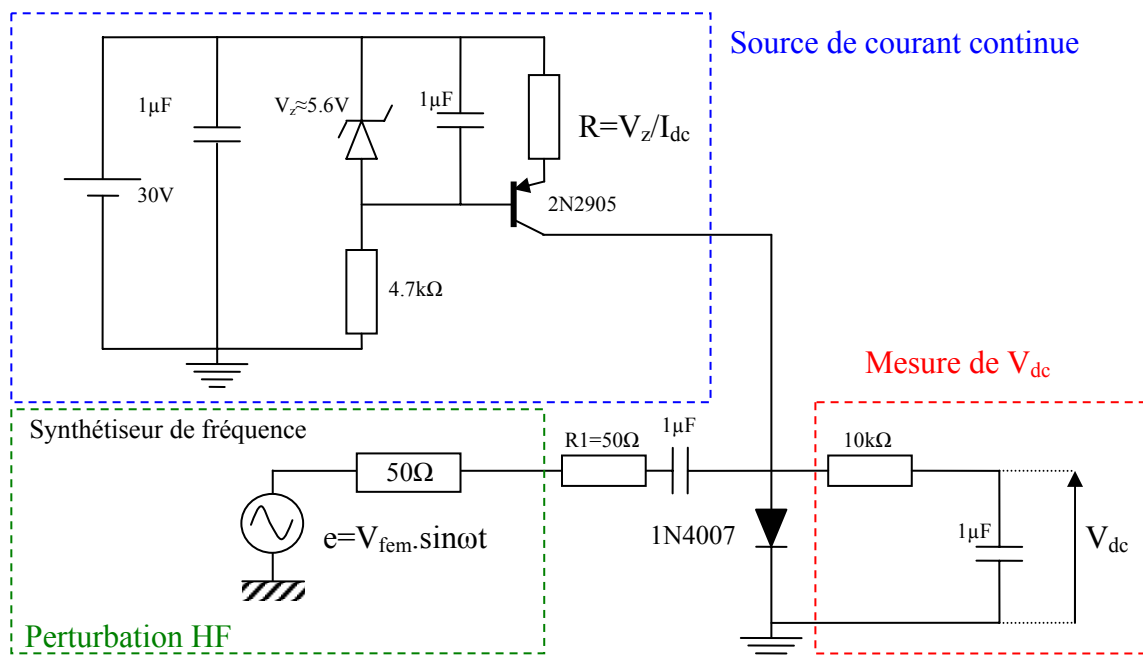
Le composant testé est une diode basse fréquence classique de type 1N4007, sa bande passante est de quelques kHz.

Le dispositif a été réalisé au moyen d'un générateur de courant continu pour polariser la diode et d'une source HF disposée en parallèle comme illustré sur la Figure 7 pour générer la perturbation. Ils sont isolés par un condensateur de découplage de  $1\mu F$  en série avec une résistance de protection de  $50\Omega$ .

Le courant de polarisation  $I_{dc}$  est déterminé par la valeur de la résistance  $R$ , en le faisant évoluer entre 0 et 50mA on a ainsi tracé la caractéristique souhaitée.

L'amplitude de la perturbation est caractérisée par l'amplitude crête  $V_{fem}$  de la force électromotrice interne au synthétiseur de fréquence. Par la suite on notera  $R_i$  l'impédance interne du générateur ajoutée à la résistance  $R_1$  de  $50\Omega$ , dans cet exemple  $R_i=100\Omega$ .

La tension continue aux bornes de la diode est extraite par un filtre passe bas dont la fréquence de coupure est de 15Hz, puis mesurée avec un voltmètre.



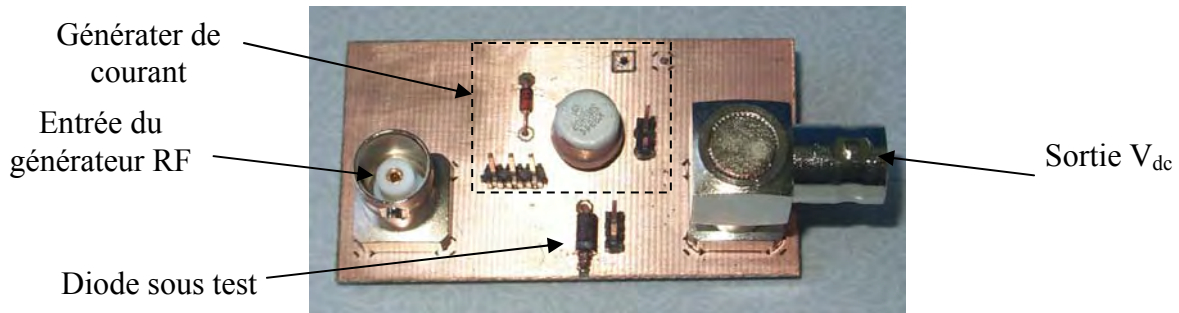


Figure 7 : Dispositif de perturbation par injection

La Figure 8 superpose les caractéristiques obtenues pour des perturbations de 100kHz dont l'amplitude crête  $V_{fem}$  s'échelonne entre 78mV et 7,78V. Pour les perturbations de faible amplitude, la caractéristique mesurée est semblable à l'allure théorique statique, en revanche, lorsque le niveau de la perturbation augmente, la caractéristique s'éloigne de la précédente.

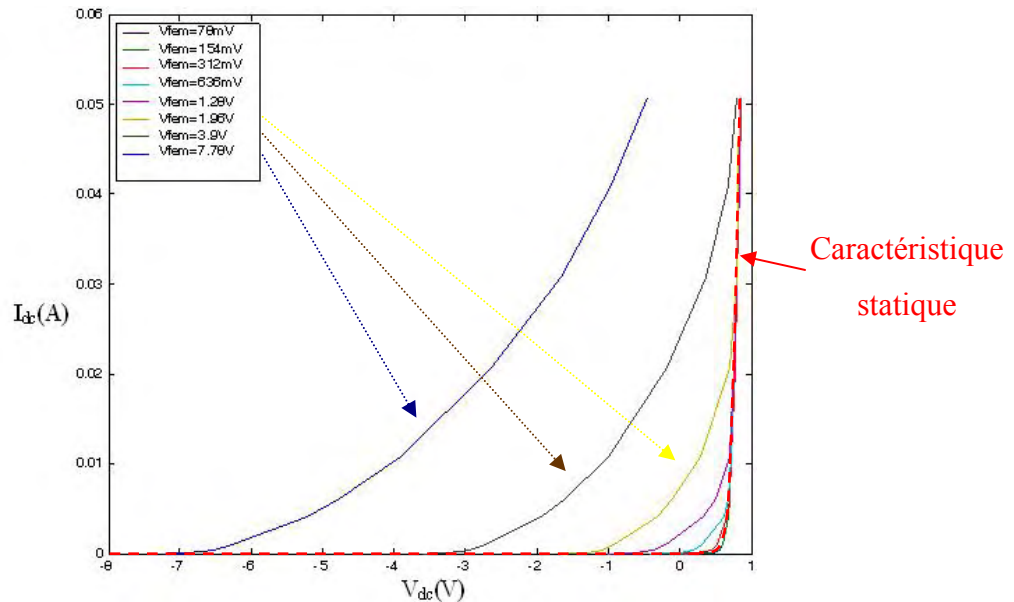


Figure 8 : Caractéristique courant/tension continue de la diode soumise à une perturbation HF de fréquence 100kHz et d'amplitude variable

Ce comportement est conforme à ce qui était attendu puisqu'on constate pour un même courant de polarisation ( $I_{dc}$ ) que la valeur moyenne de la tension ( $V_{dc}$ ) s'éloigne de la valeur statique lorsque l'amplitude de la perturbation augmente.

L'importance de la déformation de ces courbes peut être définie par les points où la caractéristique mesurée avec perturbation s'écarte de la mesure réalisée en statique. Ces points, respectivement notés A et B sur le schéma de la Figure 9, peuvent être évalués analytiquement à partir des paramètres de la perturbation et de la diode.

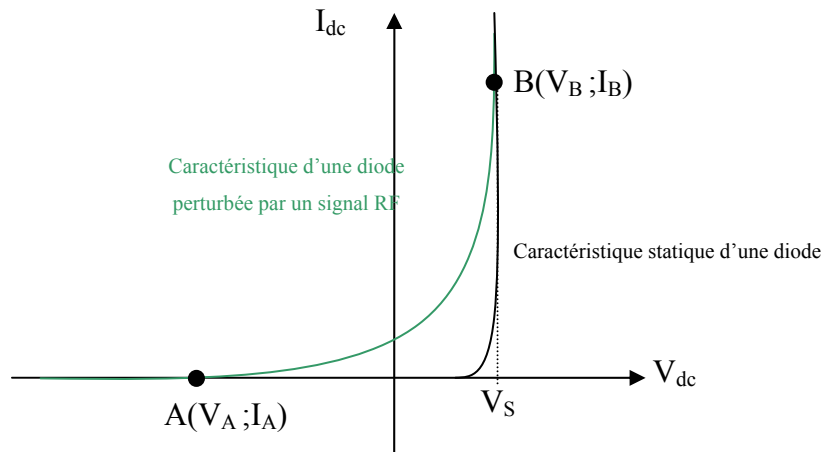


Figure 9 : Points d'Inflexion sur les caractéristiques des diodes perturbées

Le circuit de la Figure 7 utilisé pour perturber la diode est schématisé Figure 10, on retrouve le générateur de courant qui polarise le composant sous  $I_G$  et la source sinusoïdale  $e$  connectée à la diode via une capacité de découplage et la résistance  $R_i$  (qui intègre la résistance extérieure  $R_l$  de  $50\Omega$  de la Figure 7). On notera la tension de seuil de la diode  $V_S$ .

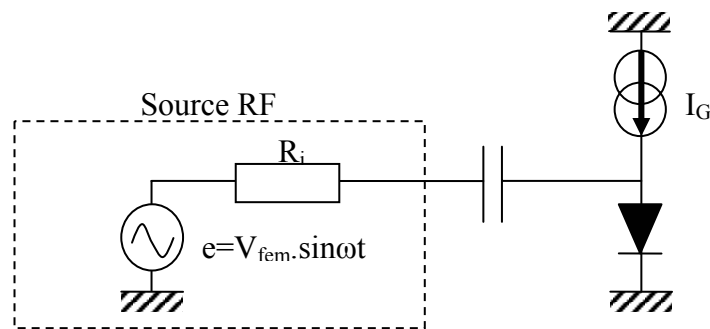


Figure 10 : Schéma de perturbation de la diode

Le point A se situe dans la zone de la caractéristique où la diode est bloquée, c'est-à-dire quand  $I_G \approx 0$ . On observe alors deux cas de figure :

- Tant que  $V_{fem} < V_S$ , la diode est en permanence bloquée, la caractéristique mesurée est alors identique à la caractéristique statique.
- Lorsque  $V_{fem} > V_S$ , la diode devient passante et se présente comme un court-circuit tout en limitant la tension à  $V_S$ . Un courant a ainsi tendance à apparaître lors des alternances positives mais il ne peut être compensé par un courant inverse du fait de la conduction unidirectionnelle de la diode. Il se crée alors une composante continue aux bornes du condensateur qui décale la perturbation autour d'une nouvelle valeur moyenne  $V_A = V_S - V_{fem}$  afin que le courant moyen passant dans le condensateur reste nul.

Le point B est à l'inverse dans la zone de la caractéristique où la diode est passante, c'est-à-dire pour  $V_{DC}=V_S$ . Dans ce cas, la diode se comporte comme un court-circuit, par ailleurs, face aux fréquences que nous considérons, le condensateur peut être assimilé à une impédance très faible. Ces deux approximations permettent de représenter sur la Figure 11 le schéma dynamique équivalent vu par le générateur.

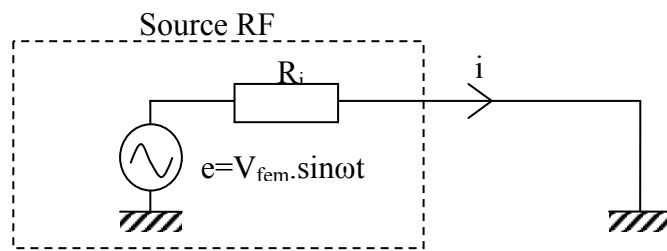


Figure 11 : Schéma dynamique équivalent lorsque la diode est passante

Le courant issu de la source peut alors s'écrire  $i = \frac{V_{fem}}{R_i} \cdot \sin \omega t$ .

Lors des alternances positives,  $i$  vient s'ajouter au courant de polarisation  $I_G$  et s'écoule dans la diode, sa caractéristique reste quasiment inchangée.

Sur les alternances négatives, le courant  $i$  se retranche à  $I_G$  et entraîne le blocage de la diode lorsqu'il devient (en valeur absolue) supérieur à  $I_G$ . Sous cette condition que l'on note

$I_B = \frac{V_{fem}}{R_i}$ , la tension moyenne relevée aux bornes de la diode quitte la caractéristique

statique car il n'y a plus de courant pour la diode.

A.N. (cf. Figure 8) :  $V_{fem} \approx 2V, R_i = 100\Omega$  et  $V_s = 0,7$  implique  $V_A \approx 1,4V$  et  $I_B \approx 20mA$ .

On peut enfin noter que la pente de la droite reliant les points A et B vaut  $1/R_i$

Cette méthode permet de retrouver les différents points particuliers observés sur les courbes.

D'autre part, ce comportement reste inchangé tant que la fréquence de la perturbation se situe dans la bande passante de la diode, mais au-delà, toute modification du comportement non linéaire altèrera la forme des caractéristiques.

Nous utilisons cette propriété pour estimer les dérives face à des perturbations HF. Pour cela, nous réglons l'amplitude de la perturbation à  $V_{fem} = 15V$  et nous mesurons la caractéristique courant/tension continu pour différentes fréquences comprises entre 10kHz et 20MHz (Figure 12).

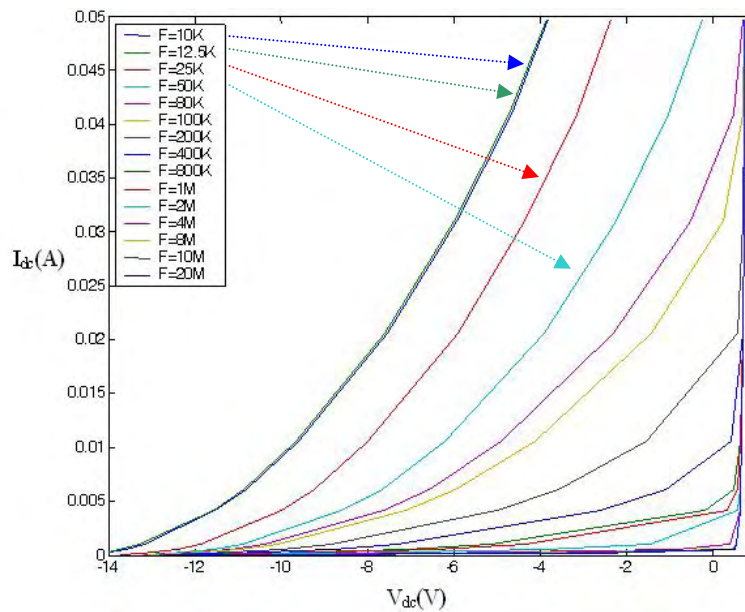


Figure 12 : Caractéristique courant/tension continue de la diode soumise à une perturbation HF d'amplitude  $V_{fem}=15V$  et de fréquence variable

On peut distinguer que les deux premières courbes correspondant à 10kHz et 12,5kHz sont superposées, en revanche celle mesurée à 25kHz est différente. On peut ainsi supposer que l'effet redresseur de la diode pour une grande amplitude de tension est modifié au-delà de 12,5kHz. Passé cette fréquence, les caractéristiques mesurées en présence de la perturbation tendent à rejoindre la caractéristique statique, cette déformation est d'autant plus prononcée que la fréquence augmente. Au-delà de 4MHz les mesures sont corrélées avec la caractéristique statique, on peut donc supposer que la diode perd son comportement non linéaire.

Il ne nous est cependant pas possible de déterminer si la diode se comporte alors comme un circuit ouvert ou comme un court-circuit. Le deuxième dispositif utilisé permet de lever le doute.

### ***1.2.b. Perturbation induite par couplage***

L'objectif de ces expérimentations est d'induire une perturbation aux bornes d'une diode par couplage afin de s'affranchir des contraintes matérielles imposées par l'injection. Pour cela, nous utilisons le phénomène de diaphonie existant entre deux lignes de propagation très proches, comme présenté dans le chapitre II.

Deux types de diode ont été testés : une technologie classique dont la bande passante est de quelques dizaines de MHz (ref. 1N4148, fab. Philips, boîtier SOD27), et une diode schottky



de bande passante plus grande allant à quelques centaines de MHz (ref. BAT15, fab. Infineon, boîtier SOT143). Leurs tensions de seuil sont respectivement de 0,7V et 0,3V.

Les fréquences explorées sont choisies pour que les résonances engendrées par la perturbation induite entrent partiellement dans la bande passante des diodes, de plus, les résonances permettent d'atteindre une amplitude suffisante pour amener les diodes dans leur comportement non linéaire. Les mesures ont tout d'abord été réalisées avec les lignes couplées de 3m pour répartir les résonances entre 10MHz et 100MHz.

Comme illustré sur la Figure 13, la ligne émettrice adaptée en extrémité est alimentée par un générateur. La ligne perturbée est court-circuitée du côté du générateur, et connectée à une diode ou laissée en circuit ouvert sur l'extrémité opposée. La réalisation de ce banc de mesure a nécessité l'utilisation d'un câble bifilaire, à chaque extrémité nous avons placé une carte imprimée afin d'effectuer le lien électrique entre les lignes et les composants ainsi que l'interface avec les appareils de mesure.

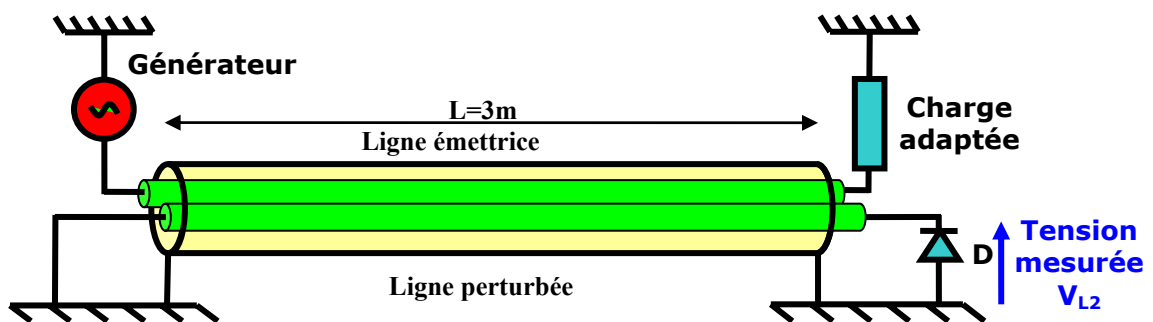


Figure 13 : Dispositif de perturbation d'un diode par couplage en diaphonie

Les tensions ont été mesurées sur l'extrémité droite de la ligne réceptrice avec une sonde haute impédance connectée à un analyseur de spectre. Par ce protocole, lorsqu'on fixe la fréquence du signal sinusoïdal appliqué sur la ligne émettrice, la tension  $V_{L2}$  sur la ligne réceptrice lue sur l'échelle verticale de l'analyseur de spectre correspond à l'amplitude efficace de la raie fondamentale du signal induit.

On abaisse tout d'abord la puissance injectée sur la ligne émettrice à -20dBm pour situer la tension induite au-dessous du fonctionnement non linéaire de la diode. Sous cette condition, la Figure 14 regroupe les tensions prélevées avec les trois configurations suivantes : circuit ouvert, diode classique 1N4148 et diode schottky BAT15. Les fréquences explorées vont de 1MHz à 100MHz, l'échelle verticale est exprimée en dBV.

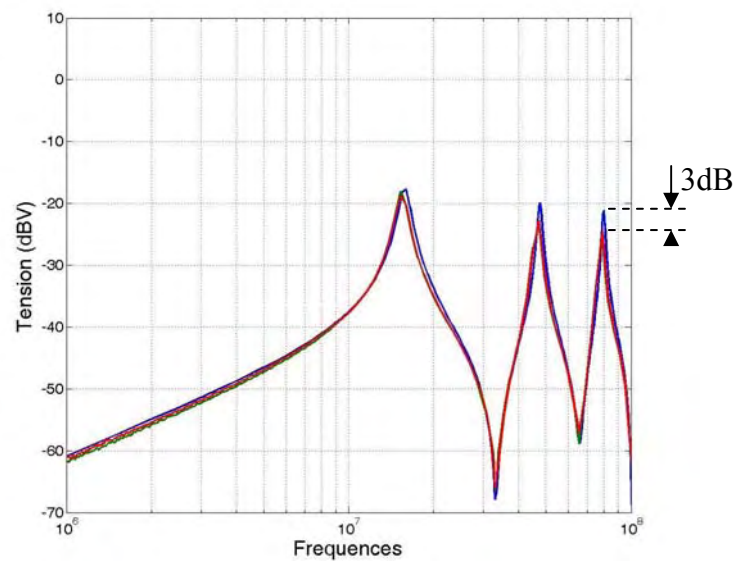


Figure 14 : Tension  $V_{L2}$  sur circuit ouvert (courbe bleue), sur diode classique (courbe verte) et sur diode schottky (courbe rouge) sous une puissance injectée de -20dBm.

La parfaite cohérence des courbes montre que les diodes se comportent comme un circuit ouvert sur toute la gamme de fréquence concernée. Ce comportement s'explique par le fait que la tension induite aux bornes des diodes est inférieure au seuil de redressement et qu'elles sont de ce fait constamment bloquées. Sur la résonance la plus élevée visible vers 80MHz, on observe toutefois une chute d'amplitude de 3dB que nous pensons due à la capacité de la diode.

La Figure 15 donne les courbes obtenues sous ces trois mêmes configurations lorsque la puissance d'émission est portée à 0dBm. L'accroissement de 20dB des tensions induites permet lors des fréquences de résonance d'engager le seuil de conduction des diodes, les phénomènes non linéaires deviennent alors significatifs et engendrent une saturation d'amplitude particulièrement visible sur la première résonance située à 15MHz, puis rappelée sur les résonances supérieures à 45MHz et 80MHz.

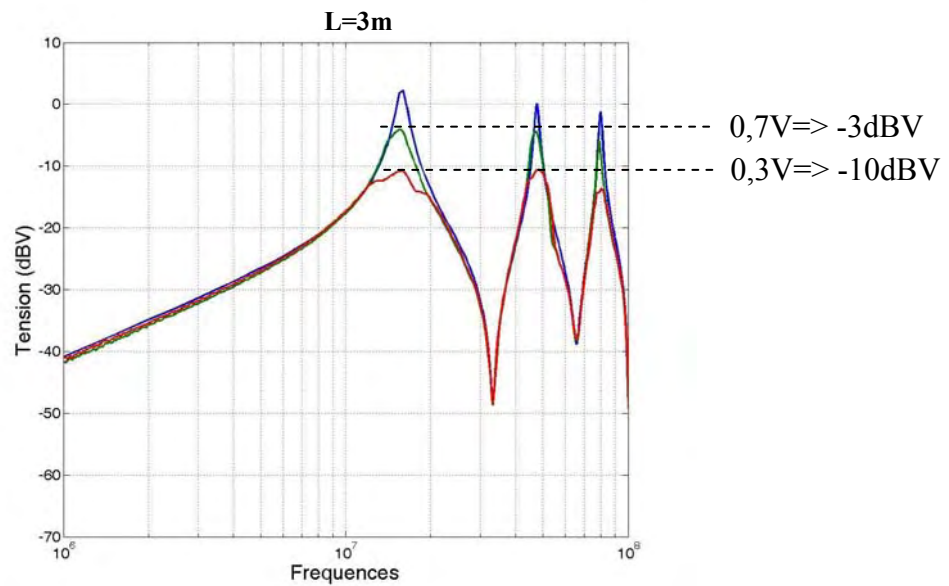


Figure 15 : Tension  $V_{L2}$  sur circuit ouvert (courbe bleue), sur diode classique (courbe verte) et sur diode schottky (courbe rouge) sous une puissance injectée de 0dBm.

L'amplitude crête atteinte lors de ces évènements est pratiquement confondue avec la tension de seuil des composants. Comme nous aurons l'occasion de le démontrer au cours du paragraphe II-2 de ce chapitre, cette saturation provient de la combinaison des phénomènes de propagation et des conceptions non linéaires du composant. En effet, la conduction provoque un redressement qui atténue les alternances négatives et qui par conséquent devrait abaisser l'amplitude efficace de 6dB lors des maximums, soit une tension théorique située approximativement à -3dBV. Or, avec la diode Schottky on constate une amplitude maximale de -10dBV à la résonance fondamentale, soit une valeur située 7dB au dessous de la valeur théorique que l'on vient d'évaluer. Cet écart est la conséquence des phénomènes de propagation.

La troisième résonance observée à 80MHz sur chacune des diodes montre une tension de saturation atténuée de 3dB par rapport à l'amplitude enregistrée sur la résonance quart d'onde. Nous pensons que ce phénomène est probablement provoqué par un effet de filtrage engendré par la capacité parasite du composant.

Afin d'étendre la gamme de fréquence explorée avec ce procédé, nous avons réalisé un banc de couplage par diaphonie au moyen de pistes parallèles d'une longueur de 30cm afin de situer la résonance fondamentale autour de 130MHz. Comme précédemment, la puissance sur la ligne émettrice est maintenue à 0dBm.

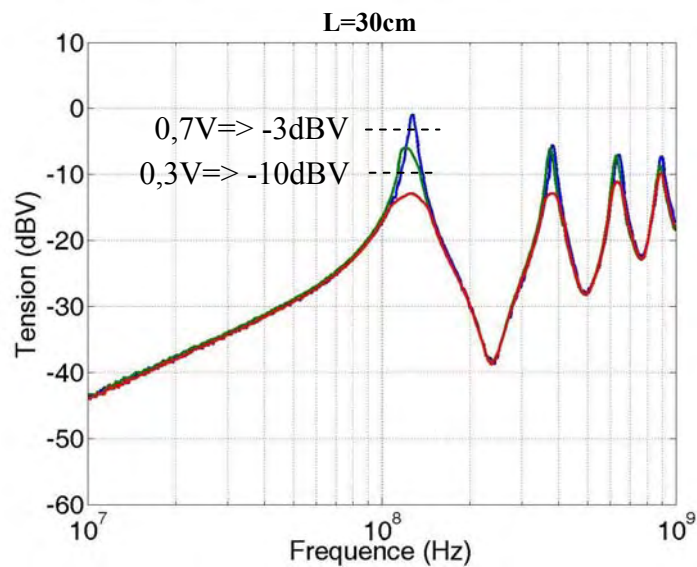


Figure 16 : Tension  $V_{L2}$  sur circuit ouvert (courbe bleue), sur diode classique (courbe verte) et sur diode schottky (courbe rouge) sous une puissance injectée de 0dBm.

La confrontation des courbes avec la signature obtenue sur extrémité ouverte montre qu'en présence des diodes une chute de 3dB a été conservée, par contre, aux résonances d'ordres plus élevés observées vers 1GHz, la tension crête mesurée sur les diodes converge vers la référence déterminée en extrémité ouverte. Cela signifie que la diode semble rejoindre le comportement d'un circuit ouvert. Ce comportement a probablement pour cause la période trop petite du signal en comparaison du temps de transit des porteurs minoritaires de la jonction du composant.

Ces phénomènes ont été confirmés par d'autres mesures pratiquées sur la diode 1N4148 en échelonnant la puissance sur la ligne émettrice entre 0dBm et 15dBm. Le réseau constitué des quatre courbes présentées Figure 17 montre bien que le comportement de la diode change entre la deuxième et la troisième résonance et qu'il y a bien homothétie des amplitudes crêtes lors de l'apparition des résonances d'ordres élevés. En effet, dès l'apparition de la résonance fondamentale localisée vers une centaine de MHz, les courbes convergent vers une amplitude maximale remarquablement corrélée à la tension de seuil de 0,7V imposée par la diode. Par contre, sur les résonances d'ordre supérieur, ce phénomène de conduction semble s'estomper au bénéfice d'un comportement proche d'un circuit ouvert comme en atteste parfaitement les maxima enregistrés sur la quatrième résonance située vers 900MHz. A cet endroit, nous retrouvons des amplitudes proportionnelles à l'intensité de la perturbation, la diode est hors

bande, son comportement vis-à-vis des perturbations harmoniques est donc profondément modifié.

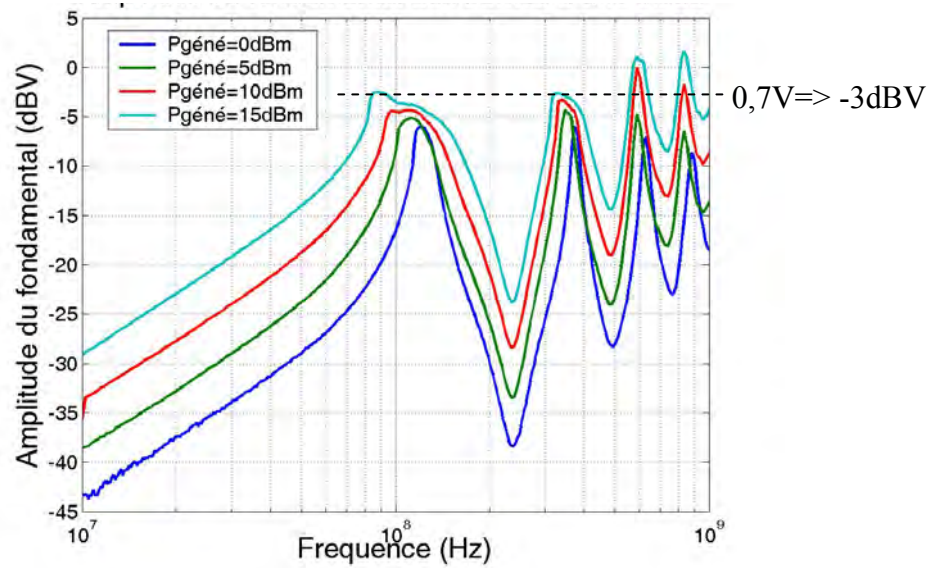


Figure 17 : Comportement HF de la diode 1N4148 pour 4 puissances différentes

Sachant que la plupart des circuits intégrés possèdent des diodes de protection contre les décharges électrostatiques, nous comprenons que leur contribution occupe une position stratégique dans l'évaluation des phénomènes perturbateurs. Notamment, lors de l'apparition de résonances sur les pistes de circuits imprimés illuminées par un champ de très haute fréquence provenant d'une arme micro-onde.

## **II. Analyse approfondie du comportement d'une ligne chargée par une diode**

Comme nous venons de l'évoquer, les pistes connectées aux composants ont une probabilité élevée d'entrer en résonance face à des perturbations de type MFP, les diodes de protection implantées sur les circuits vont donc introduire des phénomènes non linéaires qui risquent de jouer un rôle majeur dans la susceptibilité des composants.

L'analyse des résonances est faite usuellement dans le domaine fréquentiel, cette approche convient tout à fait lorsque les charges aux extrémités des lignes sont linéaires puisqu'on peut adopter les notions de coefficient de réflexion de la théorie des lignes. Dès que les non linéarités entrent en jeu, ces concepts sont difficilement applicables, aussi, nous proposons d'aborder cette question par une analyse purement temporelle des phénomènes de propagation. Le but est de montrer que les mécanismes de résonances influencent fortement le comportement des circuits.

### **II.1. Analyse des phénomènes de propagation à l'origine des résonances**

Une résonance est le fonctionnement singulier d'une ligne de propagation, elle est la conséquence des réflexions aux extrémités générant de multiples ondes à compositions constructives.

Pour expliquer ce phénomène analytiquement, nous considérons la ligne réceptrice de longueur  $L$  et d'impédance caractéristique  $Z_c=50\Omega$  sur laquelle se propage une onde sinusoïdale progressive (cf Figure 18).

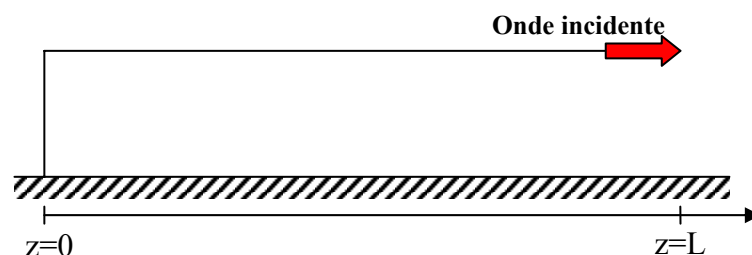


Figure 18 : Configuration d'une ligne favorable à la résonance quart d'onde

Dans un premier temps nous étudions le cas de la résonance quart d'onde, celle-ci apparaît lorsque les deux extrémités sont respectivement chargées par des impédances de valeurs situées très au dessous et très au dessus de  $Z_c$ . A ces conditions s'ajoute le fait que la longueur

d'onde ( $\lambda=v/f$ ) doit être telle que  $\lambda=4L$  (cf. chapitre I), le temps de propagation sur la ligne est alors égal au quart de la période du signal. Dans notre exemple, les charges sont considérées sans pertes, donc assimilables à un court-circuit sur l'extrémité de gauche et à un circuit ouvert en sortie de la ligne située à droite.

Nous faisons une analyse chronologique du déplacement du front d'onde depuis son origine en  $t=0$ , la Figure 19 illustre la proposition suivante :

A  $t=0$  l'onde incidente parvient en  $z=L$  sur le circuit ouvert où elle est totalement réfléchi, elle donne naissance à la première onde réfléchi.

A l'instant rigoureusement égal au quart de la période du signal sinusoïdal, soit  $t=T/4$ , cette onde parvient sur le court-circuit où elle subit une seconde réflexion. La nature de la charge impose alors une inversion de polarité de la tension.

A l'instant strictement égal à la demi période, cette seconde réflexion parvient à l'extrémité ouverte de la ligne où elle subit une troisième réflexion, mais conserve sa polarité. Son synchronisme rigoureux avec l'onde incidente initiale provoque une interférence constructive des deux ondes. Une récurrence constructive s'entretient alors au rythme de ces réflexions successives. Ainsi, si on fait abstraction des pertes de la ligne, l'onde de tension résultante perçue à l'extrémité ouverte suit une amplitude dont l'enveloppe évolue proportionnellement à la variable temps comme illustré Figure 20.

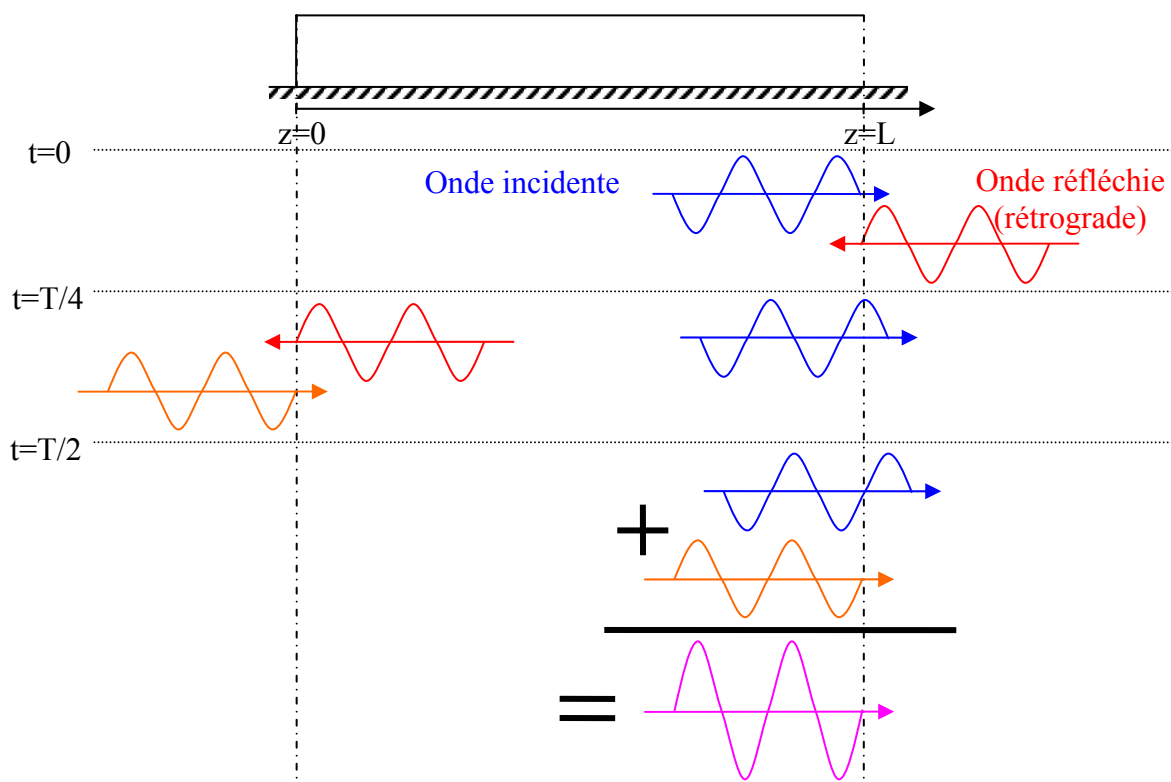


Figure 19 : Schématisation des interférences constructives donnant naissance à la résonance quart d'onde

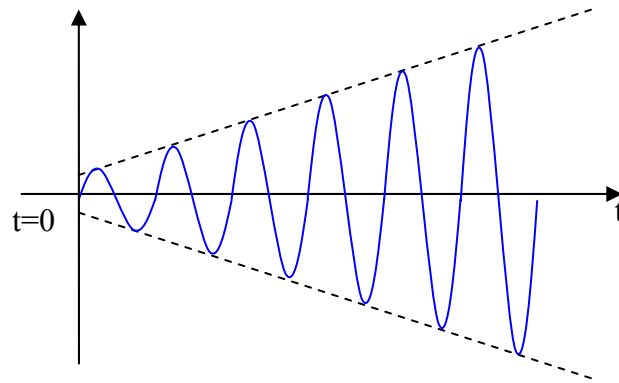


Figure 20 : Evolution de la tension en sortie d'une ligne sans pertes en résonance quart d'onde

Les dissipations d'énergie dues à diverses causes telles que la résistance des conducteurs, le rayonnement propre de la ligne ou son couplage avec la ligne émettrice lorsqu'il y a diaphonie, vont contribuer à l'atténuation des ondes réfléchies avec un facteur d'autant plus grand que l'ordre des réflexions est élevé. Ce comportement a été mis en évidence expérimentalement sur le dispositif de perturbation en diaphonie composé des pistes de 30cm dont la configuration est rappelée Figure 21. La Figure 22 représente la phase transitoire de la tension en sortie de la ligne perturbée, cette tension est prélevée au moyen d'une sonde haute impédance et visualisée sur un oscilloscope numérique.

Le signal perturbateur injecté sur la ligne émettrice est composé de trains récurrents de signaux sinusoïdaux dont la fréquence porteuse correspond à la résonance quart d'onde de la ligne réceptrice soit  $F=133\text{MHz}$ . La durée des trains est fixée à une valeur très supérieure à la constante de temps présumée de l'enveloppe du signal induit résultant, soit une durée de 500ns et une fréquence de récurrence de 1MHz. Sous ces conditions de réglage, on observe très clairement sur la Figure 22 que l'onde résultante sur l'extrémité ouverte prend son amplitude permanente de 4V crête/crête 100ns après l'apparition du front d'onde.

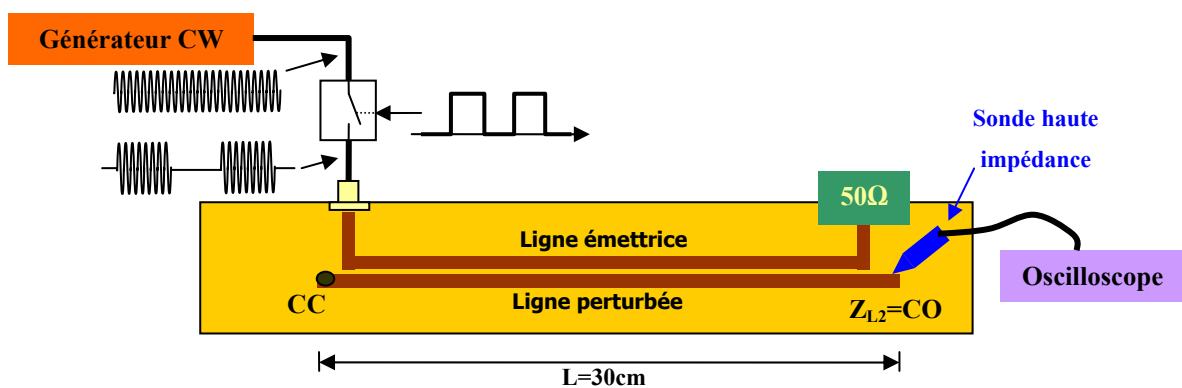
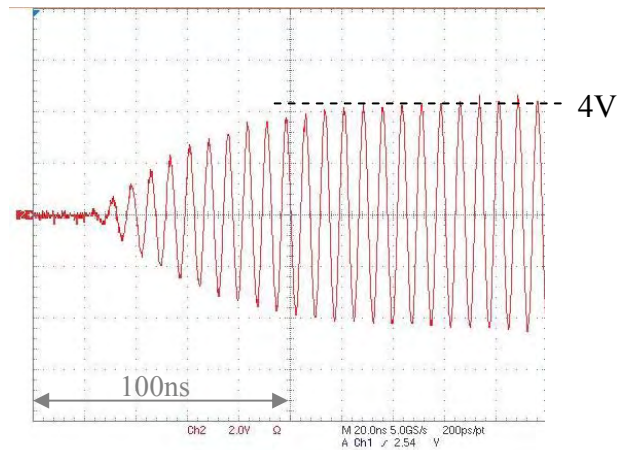


Figure 21 : Dispositif de mesure du régime transitoire sur une ligne de 30cm en résonance quart d'onde





**Figure 22 : Phase transitoire de la tension en sortie d'une ligne en résonance quart d'onde**

Nous pensons que sous cette configuration expérimentale, la cause majeure des dissipations d'énergie provient du couplage de la ligne réceptrice vers la ligne émettrice, ce phénomène ayant été décrit dans le paragraphe II du chapitre II.

Dans le cas où les charges aux extrémités de la ligne réceptrice entraînent une dissipation d'énergie plus importante que le couplage, l'atténuation des résonances est alors imposée par ces résistances. D'autre part, leur position relative par rapport à l'impédance caractéristique va déterminer le mode fondamental de résonance soit quart d'onde, soit demi-onde.

Ces comportements ont été observés avec le dispositif de diaphonie de 30cm schématisé Figure 23, l'extrémité gauche de la ligne perturbée est successivement connectée sur des résistances dont la valeur évolue entre le court-circuit et le circuit ouvert, l'extrémité opposée est maintenue en permanence ouverte afin de mesurer la tension induite par une sonde de tension haute impédance reliée à un analyseur de spectre. L'évolution de la tension rapportée par le réseau de courbes de la Figure 24 illustre bien le glissement et l'amortissement de la résonance fondamentale. Il faut préciser que la perturbation injectée sur la ligne émettrice provient d'une source harmonique couvrant la bande 10MHz-1GHz sous une puissance de 0dBm.

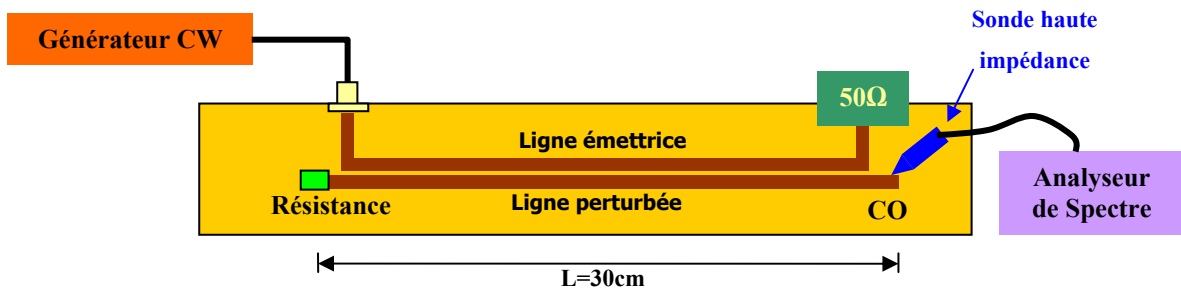


Figure 23 : Dispositif de mesure du comportement de la ligne réceptrice chargée par une résistance

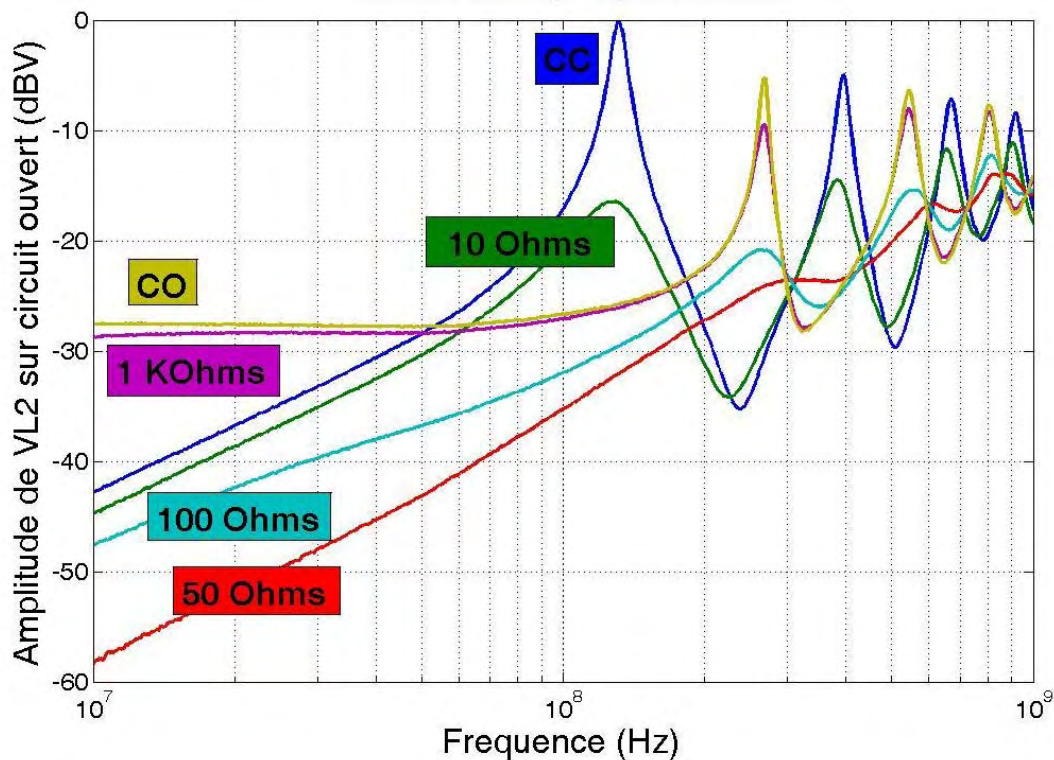


Figure 24 : Impact des charges résistives sur le comportement de la ligne

Les courbes font donc bien apparaître les deux situations extrêmes : soit des extrémités dissymétriques très éloignées de l'impédance caractéristique représentées par le court-circuit et le circuit ouvert, ce cas favorise la résonance fondamentale en quart d'onde étudiée plus haut, ou des extrémités symétriques ouvertes donnant une résonance demi onde. Entre ces deux situations, l'atténuation engendrée par les résistances diminue singulièrement l'amplitude crête. Sachant que l'impédance caractéristique de la ligne réceptrice est proche de  $50\Omega$ , on remarque que l'association  $10\Omega$ /circuit ouvert atténue l'amplitude crête dans un rapport de 16dB par rapport au pire cas court-circuit/circuit ouvert. En revanche, l'association  $1k\Omega$ /circuit ouvert n'atténue que de quelques dB l'amplitude crête trouvée en configuration

symétrique ouverte. Sous ces conditions de charge, la dissipation d'énergie est majoritairement engendrée par le couplage rétroactif sur la ligne émettrice.

## II.2. Analyse des résonances de la ligne sur charge non linéaire

Compte tenu de la variation d'impédance des diodes avec la polarité et le niveau de tension (ou de courant) appliqués sur le composant, il était très difficile de transposer des raisonnements établis dans le domaine harmonique pur. En conséquence, les expériences pratiquées dans le paragraphe précédent ont été renouvelées en substituant au circuit ouvert la diode connectée conformément à la convention décrite par la Figure 25. Il s'agit d'une diode schottky dont la tension de seuil est estimée à 0,3V.

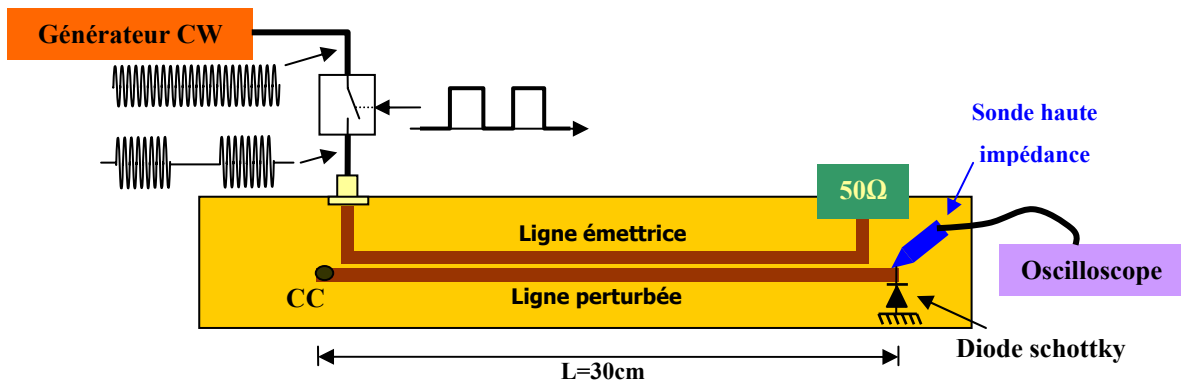


Figure 25 : Dispositif de mesure du régime transitoire sur une ligne connectée à une diode

Pour une onde sinusoïdale accordée sur la résonance quart d'onde de la ligne réceptrice soit  $F=133\text{MHz}$ , le signal de la Figure 26 correspond à la tension transitoire prélevée sur le composant juste après l'arrivée du front d'onde.

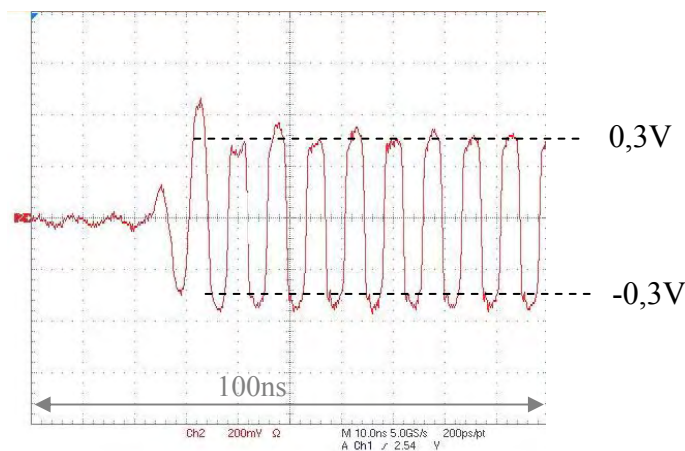


Figure 26 : Allure temporelle de la tension aux bornes d'une diode connectée à une ligne en résonance quart d'onde

L'enveloppe des amplitudes maximale et minimale offre une signature qui diffère notablement du résultat obtenu Figure 22 sous circuit ouvert. En effet, la chronologie du transitoire est réduite à quelques périodes de l'onde soit à peine 30ns, contre 100ns en circuit ouvert. Cette réduction du temps de transition est due à l'excursion d'amplitude de la tension limitée à l'intervalle  $-0,3V/+0,3V$  contre  $-4V/+4V$  dans le cas précédent. Cet abaissement important de l'amplitude induite lors de la résonance aura des conséquences sur la susceptibilité du circuit. Nous allons tenter d'apporter une interprétation physique de ce phénomène en nous inspirant des raisonnements adoptés au paragraphe précédent.

Du point de vue des phénomènes transitoires, le front d'onde parvenant sur la diode est illustré par la flèche indiquée Figure 27. N'oublions pas que lors de la résonance il y a parfaite coïncidence entre le temps de propagation sur la ligne et le quart de la période du signal perturbateur.

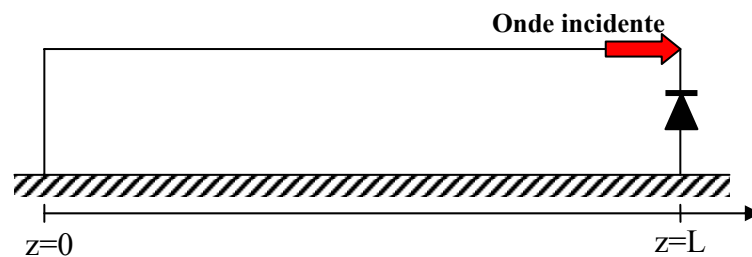


Figure 27 : Etude théorique des phénomènes de propagation sur une ligne chargée par une diode

Avant que le front d'onde parvienne sur la diode et pour un observateur situé en un point quelconque de la ligne, nous pouvons adopter le circuit équivalent de la Figure 28. Cela signifie qu'à gauche de l'observateur figure un générateur de Thévenin dont l'impédance interne est définie par l'impédance caractéristique de la ligne. A droite de l'observateur figure l'impédance de charge de la ligne non encore parcourue totalement par le front d'onde, soit une impédance strictement égale à l'impédance caractéristique de cette ligne. Si on estime que le front d'onde porte la tension  $V_{inc}$ , la f.e.m. qu'il faut attribuer à la source de Thévenin est donc  $2.V_{inc}$ .

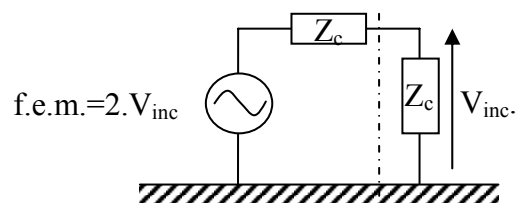


Figure 28 : Modélisation d'une onde incidente sur une charge adaptée

Lorsque l'observateur se situe à l'extrémité droite de la ligne, il convient donc de transposer le schéma précédent en substituant la diode à l'impédance d'entrée de la ligne comme indiqué Figure 29.

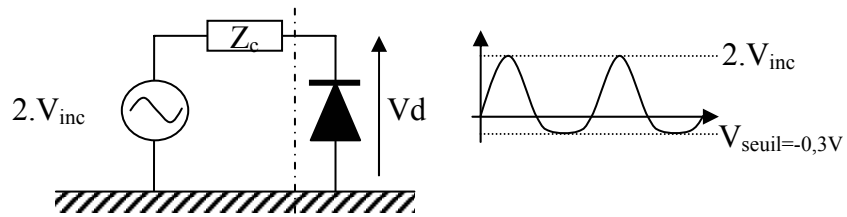


Figure 29 : Modélisation d'une onde incidente sur une diode

On rappelle que telle qu'elle est disposée sur la Figure 29, la diode devient passante lorsque la tension  $V_d$  devient inférieure à la tension de seuil  $V_{seuil}$ , soit  $-0,3V$  s'il s'agit de la diode Schottky utilisée précédemment. Son fonctionnement peut donc être approximé par deux types de comportement suivant que la f.e.m. équivalente à l'onde est supérieure ou inférieure à  $V_{seuil}$ . Ainsi, tant que le f.e.m. est supérieure à  $-0,3V$  le courant traversant la diode est nul, elle se comporte comme un circuit ouvert et la tension  $V_d$  est égale à  $2.V_{inc}$ . Quand cette dernière devient inférieure à  $-0,3V$ , il apparaît un courant direct dans la diode qui empêche la tension  $V_d$  de diminuer davantage, elle est donc maintenue à la tension  $V_{seuil}$ .

De ce fait, comme illustré sur la Figure 29, la tension aux bornes de la diode prend la forme d'un signal redressé dont l'amplitude crête maximale est  $2.V_{inc}$  et la tension minimale  $V_{seuil}$  soit  $-0.3V$  pour la diode Schottky.

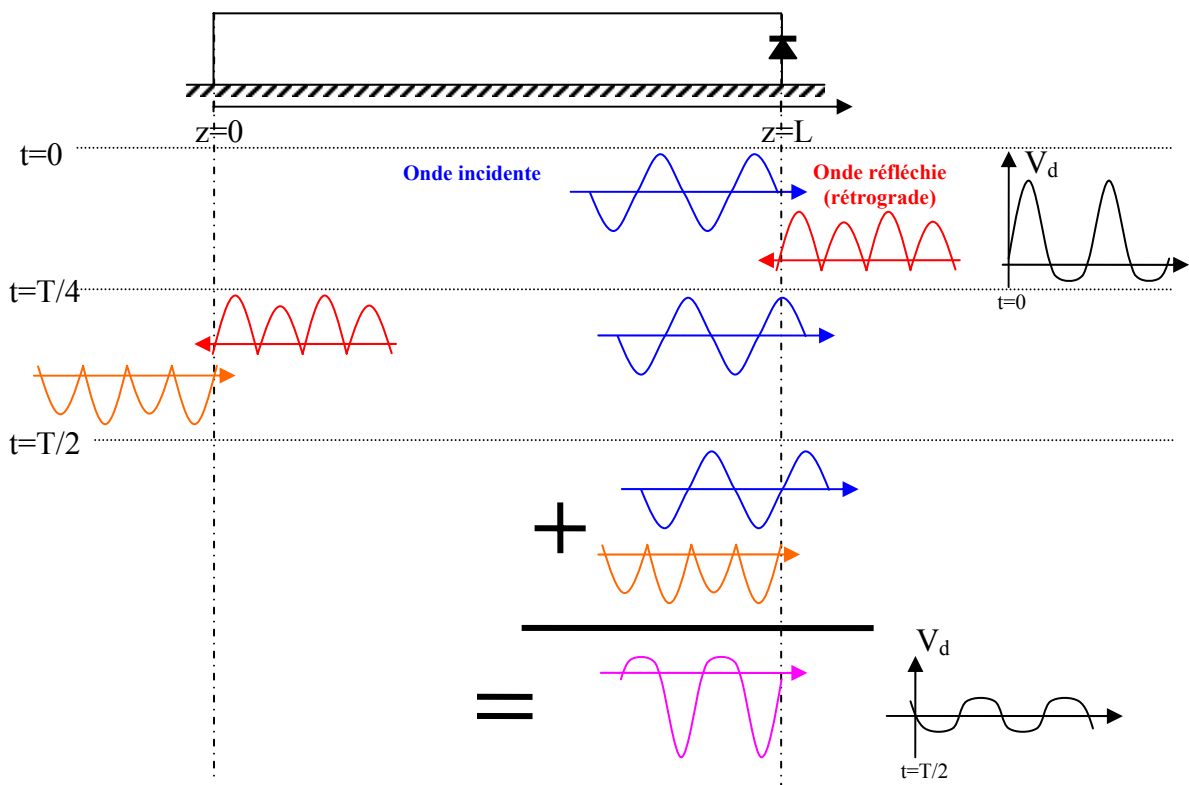
Cette tension étant différente de la tension incidente, il se crée une onde réfléchie correspondant exactement à la différence entre la tension  $V_d$  présente sur la diode et la tension  $V_{inc}$ . D'un point de vue phénoménologique, lorsque la diode est bloquée elle se comporte comme un circuit ouvert donc l'onde réfléchie a la même amplitude et la même polarité que l'onde incidente. Quand la diode est passante, elle se comporte comme un court-circuit et l'onde réfléchie est égale à l'onde incidente avec une polarité inversée à laquelle on soustrait la tension de seuil de la diode. Le signal résultant réfléchi par la diode est donc constitué d'arches positives illustrées en rouge sur la Figure 30 dont l'amplitude est alternativement  $V_{inc}$  et  $V_{inc}-V_{seuil}$ .

A l'instant strictement égal au quart de la période de la perturbation, cette tension parvient sur le court-circuit où elle est totalement réfléchie avec une polarité inversée, cette seconde onde réfléchie se propage à nouveau vers la diode.

A l'instant strictement égal à la demi période, l'onde précédente parvient sur la diode, elle se superpose à l'onde incidente initiale avec un déphasage d'une demi période par rapport à

l'origine  $t=0$ . La somme de ces deux ondes donne naissance à une nouvelle tension incidente dont la valeur crête est égale au seuil de la diode et la valeur minimale égale à  $-2 \cdot V_{inc}$ . L'effet redresseur de la diode expliqué précédemment opère de nouveau sur cette tension résultante et limite alors les alternances négatives à la tension de seuil. En conséquence, le signal  $V_d$  prend une allure proche d'un signal carré d'amplitude  $V_{seuil}$ .

Ce raisonnement explique la signature relevée sur la Figure 26, en d'autres termes la présence de la diode contribue à générer des interférences destructrices qui limitent naturellement l'amplitude des inductions.



Nous en concluons que la contribution des non linéarités ne permet pas d'assimiler l'entrée d'un composant à un circuit ouvert. Pour appuyer cet argument, nous avons légèrement descendu la fréquence de la source en passant à 120MHz soit 13MHz au-dessous de la résonance quart d'onde. La Figure 31 représente le signal prélevé sur la diode sous le même niveau de puissance d'émission que précédemment, cette seconde expérience montre que l'amplitude de la tension induite résultante s'est sensiblement accrue puisqu'elle passe de 300mV à 500mV, la forme du signal est également influencée par le changement de

fréquence. Ce comportement est tout à fait logique puisqu'il n'y a plus rigoureux synchronisme lors de la composition des ondes réfléchies.

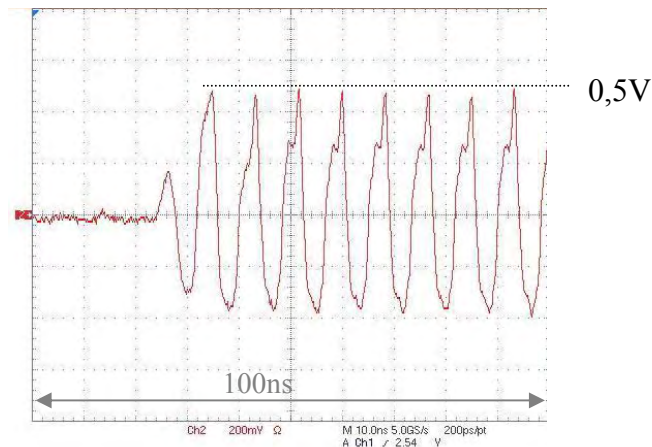


Figure 31 : Allure temporelle de la tension aux bornes d'une diode connectée à une ligne de 30cm sous une perturbation à 120MHz

Les faits expérimentaux observés dans le domaine temporel nous incitent maintenant à reprendre ces expériences en procédant à une analyse spectrale des signaux recueillis.

### II.2.a. Analyse spectrale

Contrairement aux expériences précédentes, nous allons procéder à une analyse harmonique des signaux prélevés sur la diode. Le but est de tenter d'établir un lien entre la distorsion du signal imposée par la non linéarité et les phénomènes de propagation sur la ligne assimilable à une fonction de filtrage. La configuration du banc de mesure par diaphonie est rappelée Figure 32, le signal sur la diode est prélevé au moyen d'une sonde haute impédance dont le signal de sortie atténué est transposé sur l'impédance de charge de 50Ω imposée par la voie d'entrée de l'analyseur de spectre.

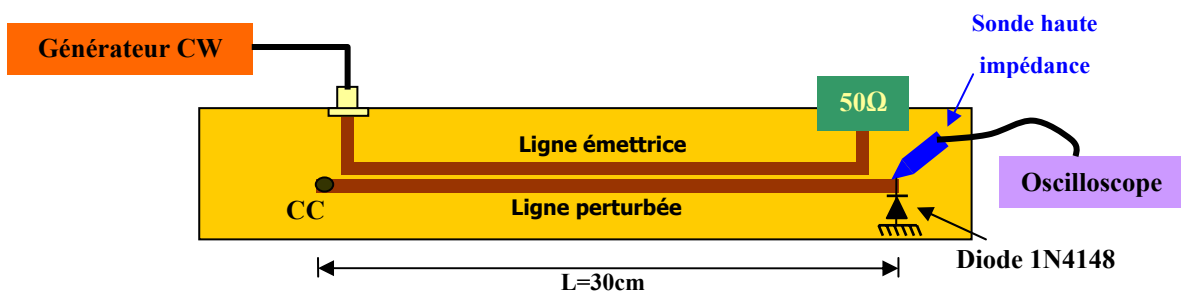


Figure 32 : Dispositif de perturbation par diaphonie d'une ligne de 30cm chargée par une diode.



Nous choisissons deux configurations de signal illustrées Figure 33, la première correspond à une source désaccordée par rapport à la résonance quart d'onde de la ligne réceptrice, soit une fréquence de 110MHz. La seconde est accordée sur cette résonance soit 133MHz. Comme nous l'avons évoqué précédemment, le signal de sortie recueilli à l'accord quart d'onde prend la forme d'une onde carrée délimitée par la tension de seuil du composant expérimenté soit +/- 0,7V pour la diode 1N4148.

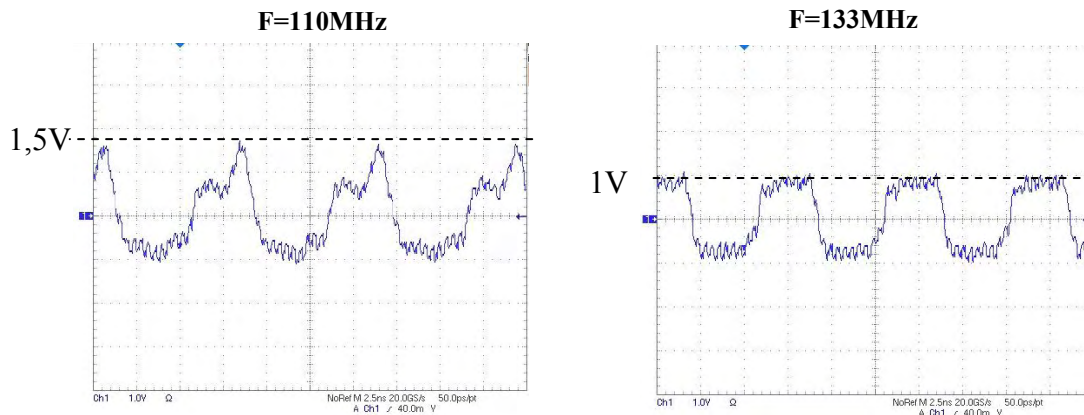


Figure 33 : Mesures temporelles aux bornes de la diode polarisée à 0V

La Figure 34 comporte le spectre correspondant à ces signaux, la fenêtre d'observation fréquentielle va de 10MHz à 1GHz en échelle linéaire. L'échelle verticale graduée en dBm indique la puissance recueillie sur l'analyseur de spectre, pour convertir ces données en dBV réellement mesurés par la sonde connectée sur la diode, il faut retrancher 13dB.

Sur ces diagrammes a été superposée la courbe enveloppe calculée par interpolation de l'amplitude des N raies relevées sur la bande d'analyse. Cette courbe portée en pointillés indique qu'elle est étroitement liée à la fréquence du signal sinusoïdal source. En effet, nous voyons lors de l'accord que le rapport des raies minimales entrelacées avec les raies maximales est beaucoup plus grand qu'en dehors de l'accord, ce spectre s'approche de la décomposition en série de Fourier d'un signal carré. A titre de comparaison, sous l'accord quart d'onde le rapport entre le fondamental et l'harmonique deux est proche de 30dB, à 110MHz ce rapport chute à 15dB.



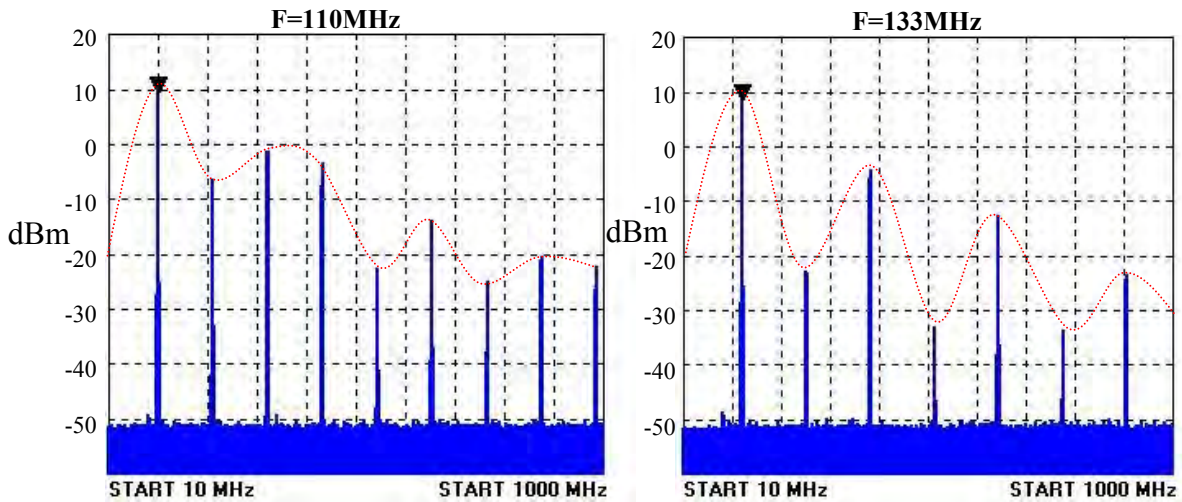


Figure 34 : Mesure de puissance en fonction de la fréquence

Pour illustrer ce point, nous avons porté sous chaque spectre la tension recueillie sur l'extrémité ouverte lorsque la fréquence du signal sinusoïdal source évolue entre 1MHz et 1GHz. Ces courbes rassemblées dans la Figure 35 montrent lors de l'accord qu'il se produit une coïncidence quasi parfaite entre les maxima de la tension recueillie et la position des raies d'ordre impair restituées par l'expérience pratiquée sur la diode. Bien entendu, entre ces raies impaires s'entrelacent les raies paires qui coïncident avec les antirésonances de la ligne en circuit ouvert.

Lorsque l'on passe sous l'accord à 110MHz, on observe un glissement des raies par rapport à ces phénomènes de résonance et d'antirésonance de la ligne. Cette expérience prouve donc qu'il existe un lien très fort entre la distorsion spectrale imposée au signal sinusoïdal par les non linéarités du composant et l'effet de filtrage exercé par la ligne court-circuité à une de ses extrémités.

On remarque sur le spectre obtenu lors de l'accord qu'un glissement apparaît entre la position des raies impaires et les résonances d'ordre élevé, ce phénomène est probablement introduit par la contribution de la capacité parasite du composant

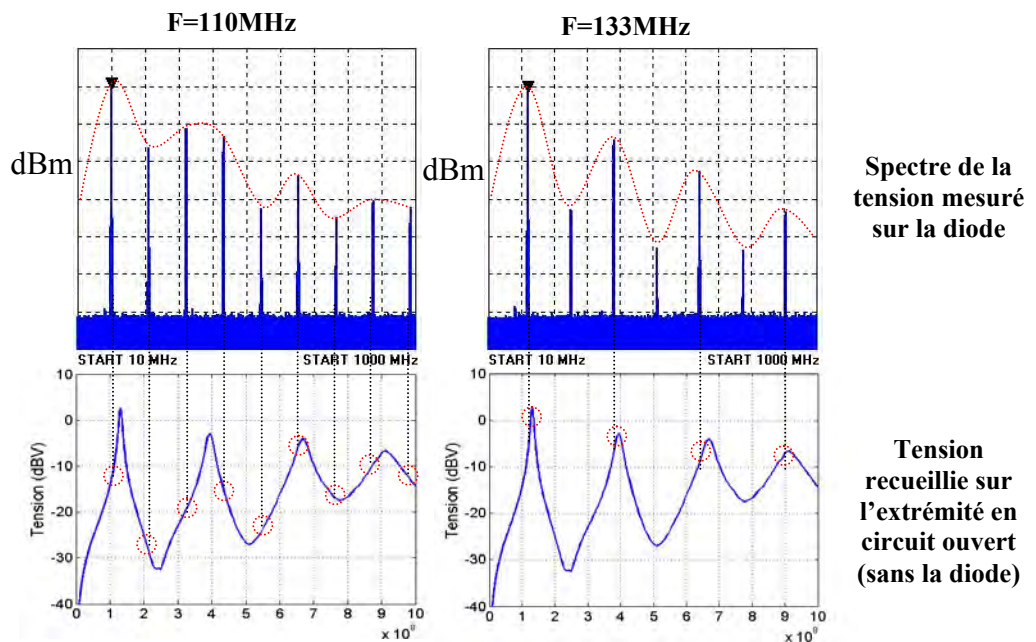


Figure 35 : Pondération des harmoniques par les résonances de la ligne

Nous allons montrer lors du prochain sous paragraphe que la modification des conditions de charge de l'extrémité de la ligne opposée à la diode modifie profondément la nature des signaux induits sur le composant.

### II.3. Impact de la charge d'extrémité opposée à la diode

Les conditions de l'expérience présentée Figure 25 ont été réutilisées en substituant au court-circuit un circuit ouvert. La source HF n'est plus modulée, mais maintenue à une amplitude constante afin de se situer en régime établi. Sous ces conditions, nous avons relevé la tension à l'aide de la sonde haute impédance connectée à l'oscilloscope. Les signaux portés sur la Figure 36 montrent successivement l'allure de la tension induite lorsque l'extrémité de sortie située à droite est ouverte, puis, connectée à la diode.

La fréquence de la source connectée sur la ligne émettrice est ajustée pour coïncider avec la résonance fondamentale de la ligne réceptrice située pour ce cas de figure à la demi-onde, soit une fréquence de 250MHz.

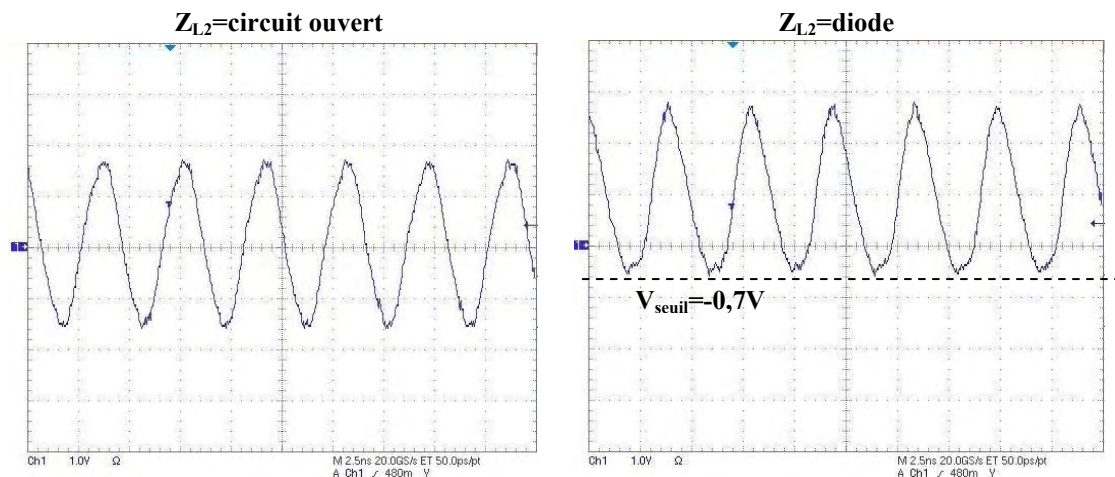


Figure 36 : Mesures temporelles aux bornes de la diode 1N4148 non polarisée, à  $F=250\text{MHz}$

Nous voyons que l'entrée en conduction de la diode introduit un effet redresseur générant une tension moyenne qui décale le signal observé sur l'échelle verticale. Ainsi, l'amplitude minimale est déterminée par la tension de seuil, soit  $-0,7\text{V}$  pour le composant 1N4148 expérimenté. Les maxima se confondent pratiquement avec l'amplitude double de la tension induite avec le circuit ouvert. Bien entendu, la présence de cette tension continue a pour conséquence de polariser la diode en inverse et d'éliminer presque totalement le courant demandé à la ligne réceptrice. Bien sûr, la connexion d'une charge non nulle à l'extrémité opposée de la diode aura pour effet de réduire cette tension moyenne et d'introduire un courant moyen dont la contribution aura un certain impact sur le comportement de la susceptibilité des circuits intégrés analysés dans le prochain paragraphe.

L'étude des diodes a montré que les non linéarités peuvent modifier considérablement le comportement de la ligne perturbée et par la même occasion les propriétés de la perturbation induite. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que la plupart des circuits intégrés sont dotés de diodes de protection sur les entrées/sorties qui seront probablement à l'origine des phénomènes observés sur la diode individuelle.

Dans ce but, l'extrémité de la ligne réceptrice sera connectée sur l'entrée de composants logiques en vue de comparer la forme des signaux avec ceux recueillis sur les diodes. Puis, cette analyse sera étendue à l'étude de la susceptibilité observée en corrélant le signal d'entrée au signal de sortie perturbé.

### III. Mesure de susceptibilité sur un inverseur logique basse fréquence

Pour commencer nos investigations nous nous sommes limités à un circuit logique élémentaire de type inverseur en technologie TTL et référencé 7404N, ce circuit est conditionné dans un boîtier DIP de 14 broches. Ce composant intègre six inverseurs possédant chacun une entrée et une sortie dont le schéma très simple facilite la mise en œuvre expérimentale.

La cadence maximale des signaux logiques tolérés par ce composant se situe vers une dizaine de MHz, pour cette raison, nous avons adopté le banc de test par diaphonie composé de deux lignes d'une dimension de trois mètres. En effet, cette disposition permet d'entrer la résonance quart d'onde dans la bande passante du circuit. La Figure 37-a montre le synoptique du banc ainsi que la configuration des circuits imprimés connectés aux extrémités du câble et accueillant le circuit intégré sous test. Afin d'analyser le comportement du circuit perturbé hors bande, il a été intégré de la même manière à un second dispositif constitué de deux pistes couplées d'une dimension de 30cm. La Figure 37-b montre cette disposition.

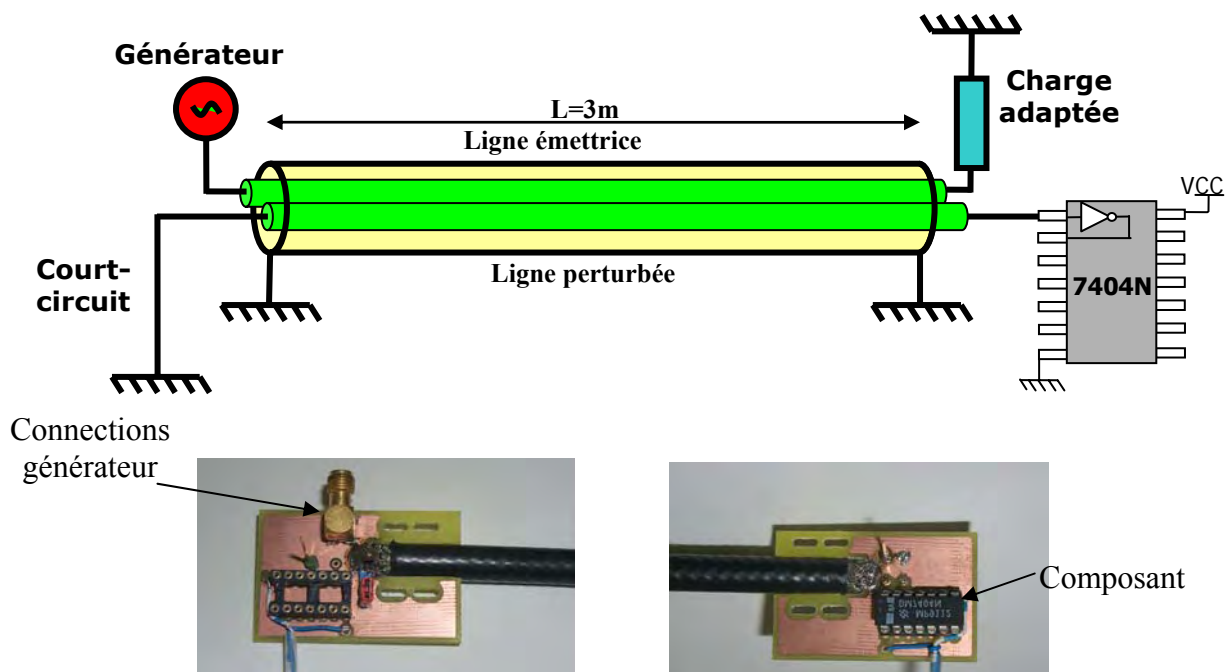


Figure 34-a : Dispositifs de 3m utilisés pour perturber un inverseur

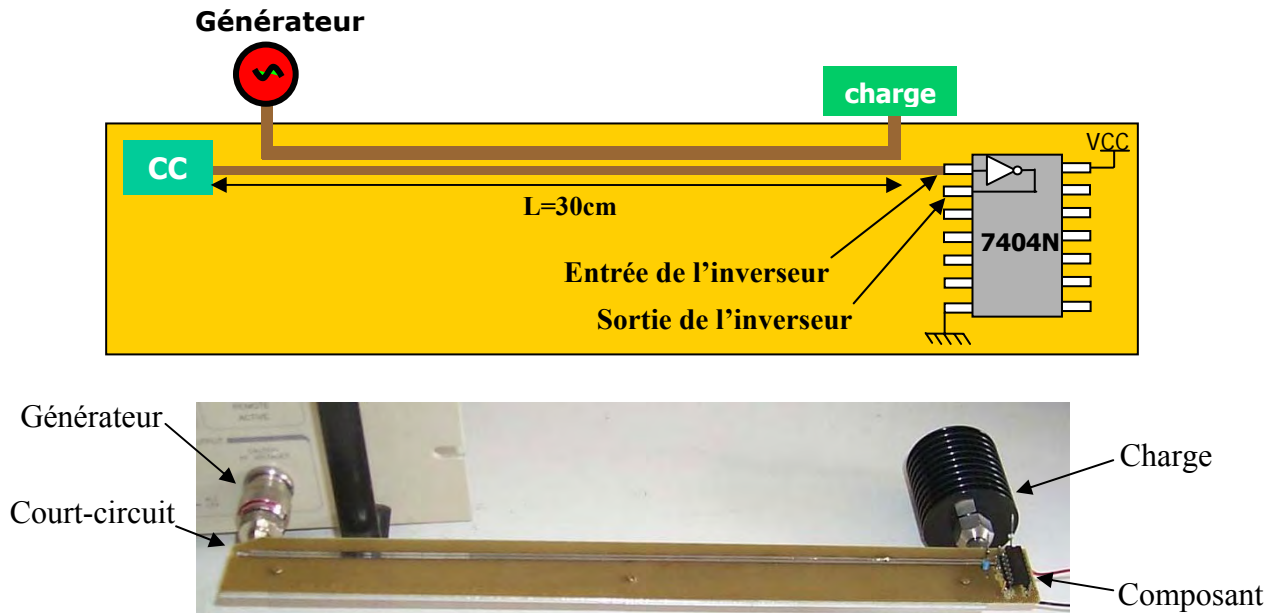


Figure 37-b : Dispositifs de 30cm utilisés pour perturber un inverseur

Afin de nous conformer aux phénomènes identifiés sous la résonance manifeste quart d'onde de la ligne réceptrice, l'extrémité de cette ligne opposée au circuit sous test sera court-circuitée. La suite du paragraphe est structurée en trois parties où nous regardons successivement la nature des signaux prélevés en entrée du composant, ensuite, nous développons un protocole de mesure de la susceptibilité, puis, nous analysons certains artefacts introduits par le procédé de mesure.

### III.1. Mesure des tensions perturbatrices prélevées en entrée du circuit

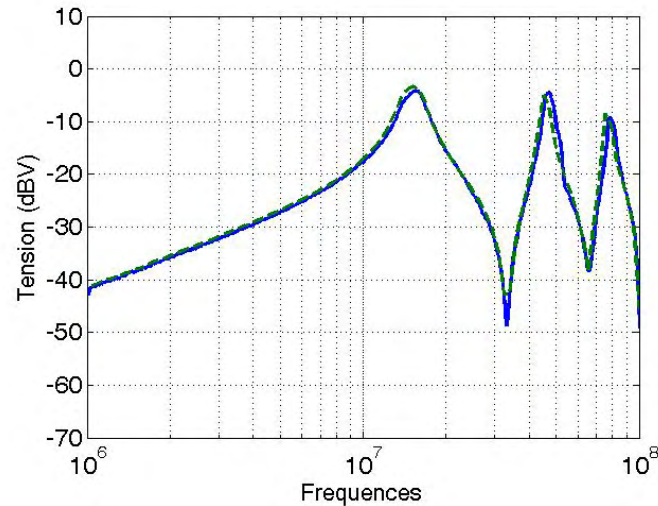
L'évaluation des signaux recueillis en entrée du composant sera réalisée avec le banc de diaphonie constitué des lignes couplées de trois mètres. Les signaux seront successivement observés en balayant la fréquence de la source, puis en mesurant les amplitudes à l'aide d'un analyseur de spectre. Dans un deuxième temps, le signal sera prélevé dans le domaine temporel, la fréquence étant ajustée sur la résonance quart d'onde de la ligne réceptrice.

#### *III.1.a. Evolution de la tension d'entrée avec la fréquence*

La tension en entrée du composant est prélevée au moyen d'une sonde haute impédance connectée à un analyseur de spectre. La puissance injectée sur la ligne émettrice est fixée à 0dBm, cette puissance est suffisante pour exciter les non linéarités des diodes de protection.

Un balayage en fréquence est ensuite réalisé entre 1MHz et 100MHz de manière à relever l'amplitude efficace de la tension affichée par l'analyseur de spectre.

La courbe continue de la Figure 38 représente la caractéristique trouvée en entrée de l'inverseur, cette courbe est comparée à l'évolution de la tension mesurée sur la diode 1N4148 (courbe discontinue).



**Figure 38 : Comparaison de la tension en entrée d'un inverseur (courbe discontinue) et aux bornes d'une diode (courbe continue) connectés à une ligne réceptrice de 3m**

L'émergence des résonances et la parfaite superposition des deux courbes indiquent que l'entrée de l'inverseur est bien assimilable à une diode lorsque la fréquence de la perturbation évolue entre 1MHz et 100MHz. En conséquence, nous pensons que les conclusions établies dans le second paragraphe de ce chapitre sont tout à fait transposables au cas de l'inverseur 7404N.

### **III.1.b. Observations dans le domaine temporel**

Les comportements observés dans le domaine fréquentiel sont remarquablement bien confirmés par les signaux portés sur la Figure 39. Dans cet exemple, la fréquence de la source est accordée sur la résonance quart d'onde de la ligne située à 15,6MHz, pour une puissance d'émission proche de 0dBm. La distribution d'une tension de forme carrée dont l'amplitude crête/crête concorde avec la tension de seuil des diodes corrobore parfaitement les hypothèses établies sur le comportement physique de la voie d'entrée du circuit. Ce résultat expérimental prouve également que la tension d'amplitude maximale induite sur le circuit en régime non linéaire n'est pas forcément obtenue sous la résonance quart d'onde.



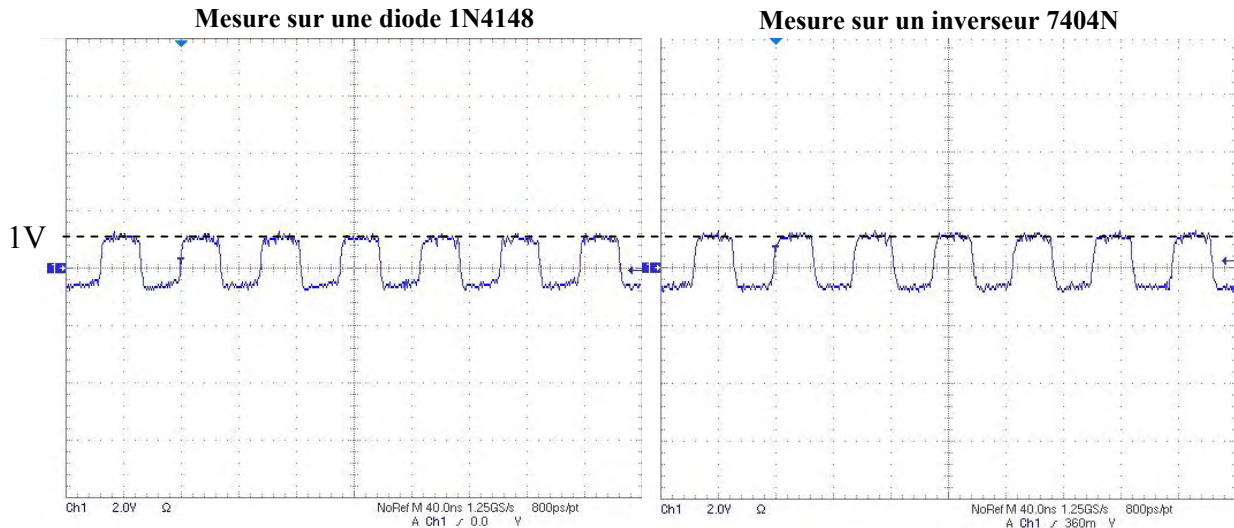


Figure 39 : Mesures temporelles sur une diode et en entrée d'un inverseur connectés à une ligne couplée de 3m

### III.2. Critères d'évaluation et mesure de la susceptibilité de l'inverseur 7404N

La susceptibilité d'un circuit constitue une notion très subjective. En effet, ce vocabulaire directement traduit du terme anglophone « susceptibility » peut signifier la sensibilité d'un élément qui, sous l'action d'une perturbation électromagnétique possédant certaines caractéristiques (Amplitude, Fréquence, taux de répétition,...), entraîne une modification du comportement initial de l'élément. Cette modification peut aller du dysfonctionnement jusqu'à la destruction.

La destruction concernera en priorité la zone du composant située au plus près du point de pénétration de la perturbation du parasite. Nous pensons aux diodes de protection dont la surcharge en énergie peut engendrer par cascade une détérioration des fonctions électroniques du circuit intégré en aval. Cet aspect ne sera pas abordé dans le cadre de notre thèse, nous nous intéressons uniquement au dysfonctionnement que nous pensons se produire à des seuils perturbateurs bien plus faibles que la destruction évoquée plus haut.

Le dysfonctionnement va donc se caractériser par une observation en sortie du composant révélant une anomalie de fonctionnement du circuit. S'agissant d'un composant logique, cette anomalie peut prendre la forme d'une variation fugitive de tension dont l'excursion maximum peut atteindre le seuil de l'état logique haut ou bas défini par les paramètres techniques du circuit. La susceptibilité consiste donc à relier l'apparition de ce défaut au seuil perturbateur

appliqué sur le composant. En respectant les hypothèses précédentes, ce seuil perturbateur va concerner le parasite introduit sur l'entrée du circuit. Pour le caractériser, divers choix sont possibles suivant qu'on mesure une tension, un courant voire une puissance.

L'insertion de sondes risquant de modifier le comportement apparent du circuit sous test, nous avons procédé autrement. Le seuil de susceptibilité sera déterminé par la puissance injectée sur la ligne émettrice. Le protocole s'établit ainsi, pour une fréquence choisie dans l'intervalle de variation, on élève la puissance d'émission jusqu'à observer en sortie du circuit l'anomalie déterminant le dysfonctionnement. Le schéma illustré Figure 40 montre le dispositif de perturbation par diaphonie utilisant le banc composé du câble bifilaire blindé de trois mètres. Sur cette figure ont été portés les signaux prélevés en sortie du composant par l'oscilloscope. Dans la situation non perturbée la tension de sortie est à l'état logique haut correspondant à une amplitude nominale de 5V indiquée par l'oscillogramme porté à gauche de la figure. Dans la situation perturbée figurant à droite, l'apparition de la perturbation en sortie se manifeste par des impulsions synchrones du signal harmonique perturbateur. Dès que l'amplitude crête de ces impulsions parvient au seuil minimum  $V_{IHmin}$  garantissant le niveau haut pour un circuit équivalent placé en aval, on estime que le composant est à la limite du changement d'état logique. Cette condition va donc déterminer le seuil de puissance d'émission correspondant à ce critère de dysfonctionnement.

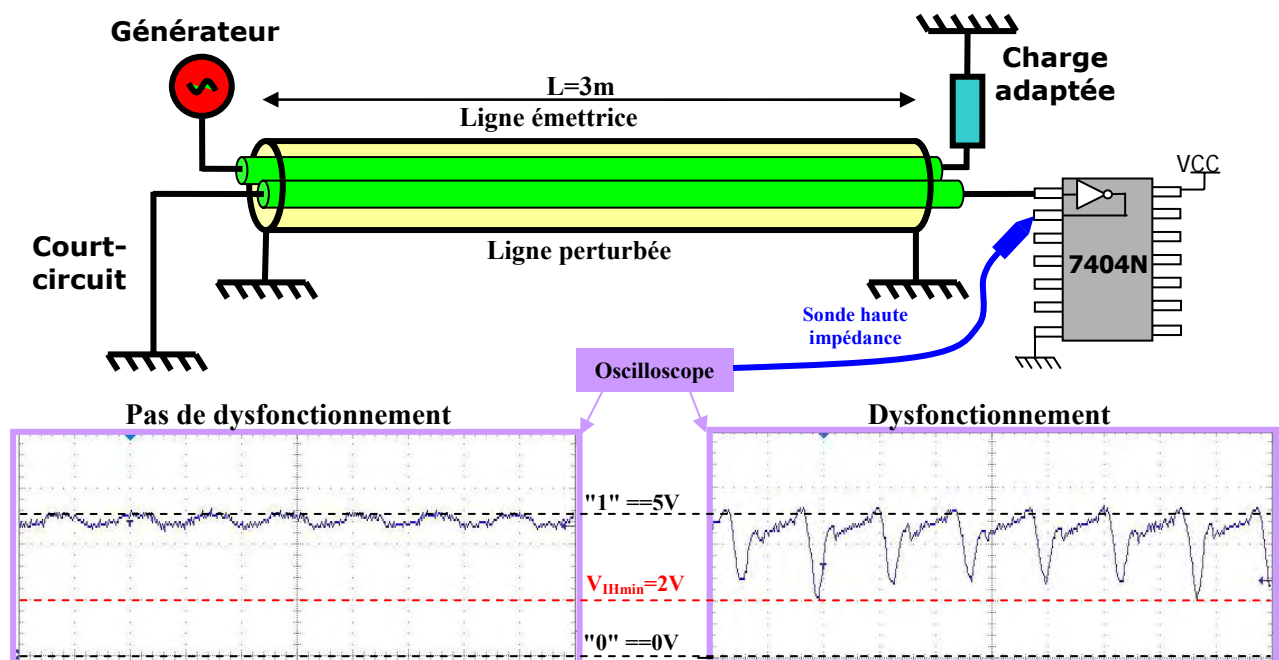


Figure 40 : Synoptique d'un test de susceptibilité en sortie du composant avec et sans dysfonctionnement



La caractéristique continue donnée Figure 41 correspond effectivement à l'évolution de la puissance minimale d'émission faisant apparaître le critère de dysfonctionnement dans une bande de fréquence comprise entre 10MHz et 100MHz. Il faut préciser que le circuit sous test correspond à l'inverseur de technologie TTL portant la référence 7404N. L'excursion maximale de cette courbe est déterminée par la puissance dissipée dans la charge adaptée placée en sortie de la ligne émettrice, soit 35dBm pour la présente expérience.

Afin de mieux positionner ces phénomènes, nous avons superposé à la courbe précédente la réponse de la ligne réceptrice sous faible niveau. Cette courbe tracée en pointillés permet de localiser la résonance quart d'onde de cette ligne voisine de 16MHz. En effet, lorsque surgit le pic de tension en circuit ouvert, la susceptibilité est proche de 25dBm, alors que de part et d'autre de cette fréquence de 16MHz on observe le seuil de sensibilité descendu à un chiffre proche de 15dBm.

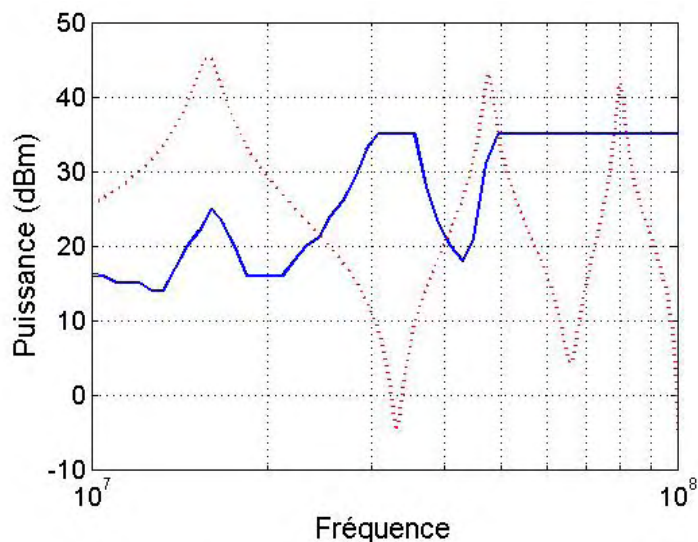


Figure 41 : Susceptibilité d'un inverseur 7404N connecté à une ligne de 3m

Pour appuyer cet argument, nous avons mesuré la tension en entrée du composant lorsqu'une puissance maintenue constante avec la fréquence est appliquée sur la ligne émettrice. L'amplitude injectée est de 10dBm, ce choix est justifié pour avoir la certitude d'entrer en fonctionnement non linéaire lors du passage près des résonances. Il faut préciser que cette expérience n'introduit pas nécessairement un dysfonctionnement.

La courbe continue portée sur la Figure 42 montre l'amplitude crête mesurée en entrée du composant, puis, celle en pointillés la tension induite en l'absence du circuit. L'ondulation observée au voisinage de la résonance quart d'onde démontre que la saturation de la tension a forcément un impact fort sur le seuil de sensibilité.

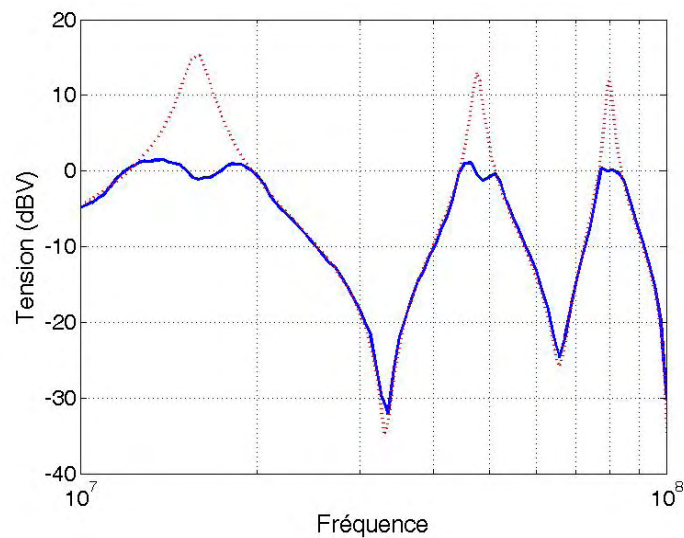


Figure 42 : Tension crête de la perturbation en entrée du composant pour un puissance de 10dBm

Les essais de susceptibilité ont été réitérés pour établir un lien entre l'apparition du dysfonctionnement et la forme de la tension présente en entrée du circuit. La Figure 43 montre le banc de test où la tension est prélevée au moyen d'une sonde à grande impédance. La fréquence est accordée sur la résonance quart d'onde de la ligne réceptrice soit 16MHz. L'oscillogramme situé à gauche montre la tension sans dysfonctionnement sous une puissance d'émission de 10dBm, à droite la tension prélevée lors du dysfonctionnement.

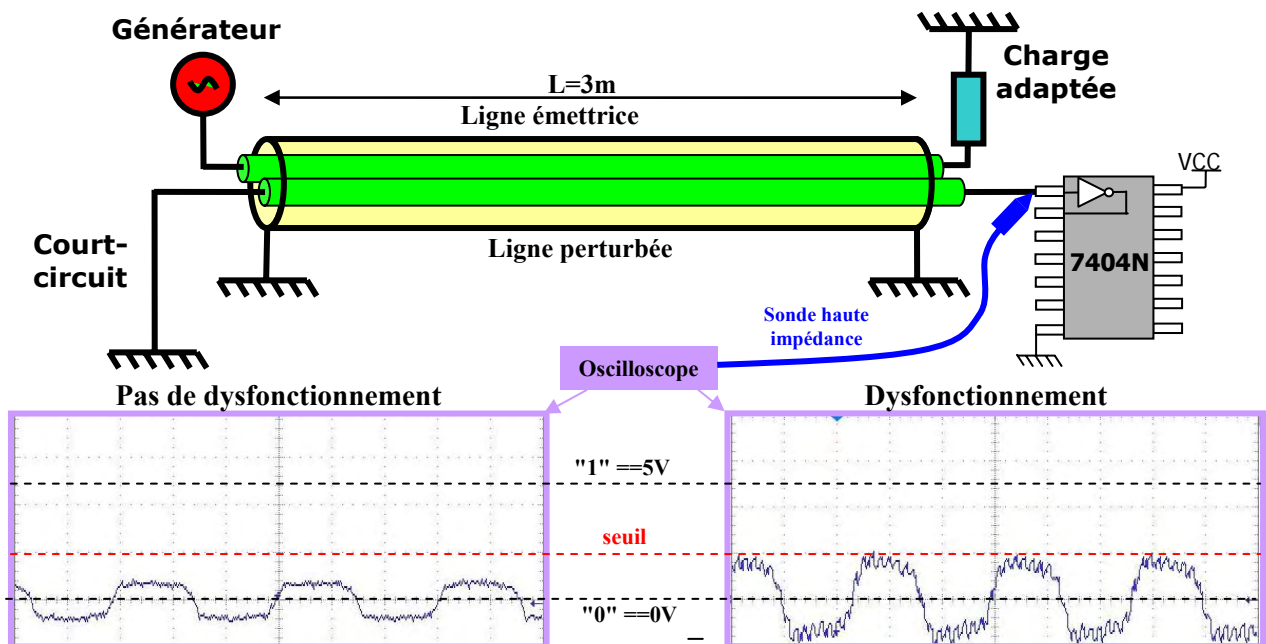


Figure 43 : Synoptique d'un test de susceptibilité en entrée du composant avec et sans dysfonctionnement

Nous retrouvons un signal de forme carrée tout à fait semblable aux données recueillies lors des tests sur diode. L'amplitude maximale du signal est alors à relier avec les paramètres techniques du composant situant le niveau logique haut minimum  $V_{IHmin}$  et le niveau logique bas maximum  $V_{ILmax}$  reproduit sur le diagramme de la Figure 44. Pour le circuit 7404N les données fabricant indiquent  $V_{ILmax}=0,8V$  et  $V_{IHmin}=2V$ , soit une zone d'indétermination d'état de 1,2V.

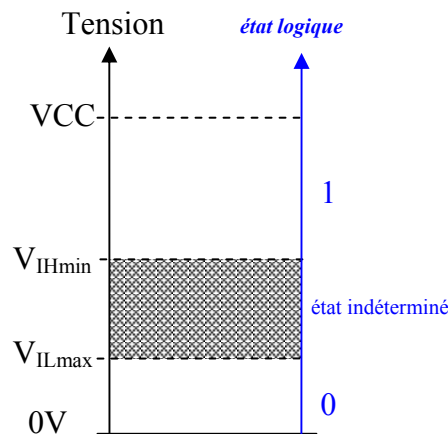
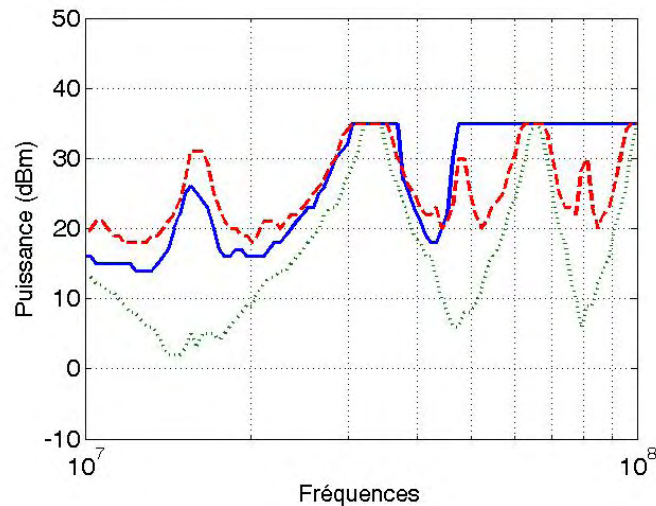


Figure 44 : Caractérisation des niveaux logiques

Nous avons alors tracé les courbes de susceptibilité en nous efforçant d'ajuster la puissance d'émission pour qu'à chaque fréquence explorée, la tension crête en entrée du composant corresponde à  $V_{ILmax}$  puis à  $V_{IHmin}$ . La première caractéristique est donnée par la courbe en pointillés, la seconde par la courbe en traits discontinus de la Figure 45. Cette expérience montre que l'indétermination d'état introduit une incertitude importante dans l'évaluation du seuil de susceptibilité adoptant ce critère, en effet, l'écart atteint 20dB à la résonance quart d'onde ! La courbe continue montre la susceptibilité réelle mesurée sur le composant, elle semble se rapprocher du critère  $V_{IHmin}$ .



**Figure 45 : Susceptibilité d'un inverseur 7404N mesurée en entrée en prenant  $V_{IHmin}$  et  $V_{ILmax}$  comme tensions de seuil (trait discontinu et pointillés), comparée à la susceptibilité mesurée en sortie (courbe continue)**

Une alternative à la consultation des données fabricant consiste à établir le seuil de sensibilité en extrapolant la tension de seuil mesurée lors d'un essai en statique.

Le composant sous test, évalué par l'application d'une tension continue en entrée, révèle un passage de la sortie haut vers bas pour une tension d'entrée de 1,5V. Ce résultat a été comparé à la moyenne des seuils trouvés sur les données techniques soit :

$$V_{seuil} = \frac{V_{IH\ min} - V_{IL\ max}}{2}$$

[ III-1 ]

Ce critère donne un seuil de 1,4V donc très proche de l'expérience pratiquée en statique. Nous avons donc réutilisé ce critère pour déterminer la caractéristique de susceptibilité en vue de la comparer à la courbe obtenue avec l'observable de sortie.

La Figure 46 porte ce résultat, la première caractéristique est représentée en trait discontinu, la seconde en trait plein.

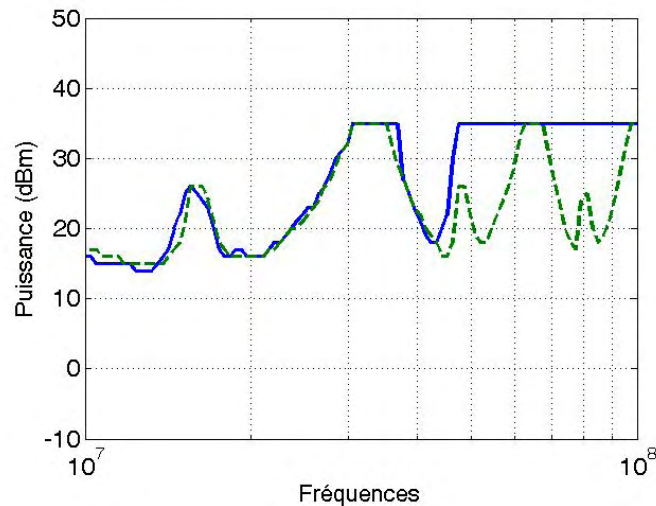


Figure 46 : Susceptibilité d'un inverseur 7404N mesurée en entrée en prenant 1,4V comme tension de seuil (courbe discontinue), comparée à la susceptibilité mesurée en sortie (courbe continue)

L'accord des deux courbes est tout à fait satisfaisant tant que la fréquence du perturbateur n'excède pas 45MHz.

Au-dessus de 45MHz, on constate sur la courbe bleue que la puissance de la source est insuffisante pour engendrer un dysfonctionnement, malgré ça, la mesure réalisée avec le critère établi pour la tension d'entrée affiche des seuils de sensibilité inférieurs à la puissance maximale disponible. Nous pensons que la discordance provient du fonctionnement hors bande du circuit. Les variations de tension en entrée sont trop rapides pour transmettre des changements fugitifs d'états logiques. A ce phénomène s'ajoute également l'hystérésis provoquée par le déséquilibre des seuils permettant le passage haut/bas ou vice-versa.

Nous avons également souhaité déterminer l'influence d'une charge non nulle substituée au court-circuit à gauche de la ligne. Comme nous allons le montrer dans les sous paragraphes suivants, cette charge opposée au composant influe fortement sur le comportement de la ligne et par conséquent sur la caractéristique de susceptibilité du dispositif.

### **III.3. Test de susceptibilité avec opposition d'une charge haute impédance**

Le test de susceptibilité présenté ici est réalisé avec le dispositif illustré Figure 47. Ce dernier est similaire au précédent à l'exception du court-circuit placé en entrée de ligne qui est remplacé par une résistance de 1k $\Omega$ . Le dysfonctionnement du composant est détecté en sortie de l'inverseur suivant les conditions utilisées précédemment à savoir une tension minimale de sortie inférieure à  $V_{IHmin}=2V$ .

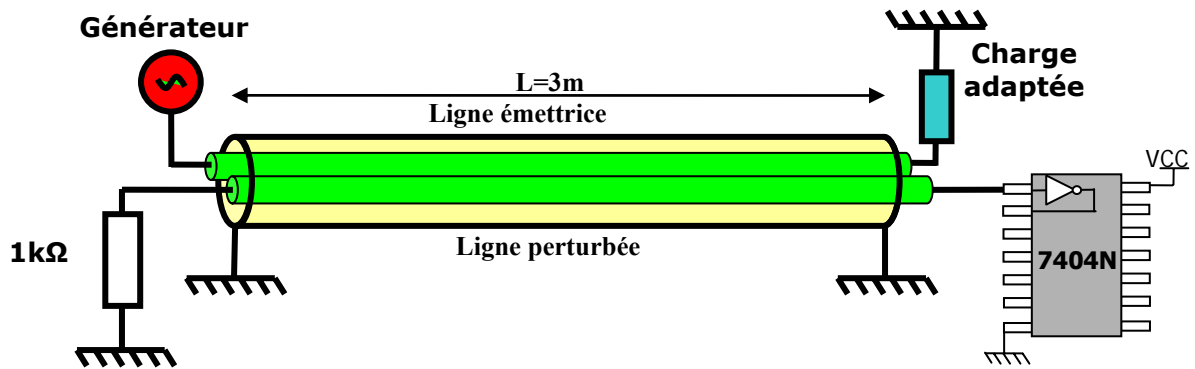


Figure 47 : Synoptique d'un test de susceptibilité avec opposition d'un circuit ouvert

La Figure 48 représente en trait continu la courbe de susceptibilité obtenue entre 10MHz et 100MHz, elle est associée à l'allure de la tension mesurée en entrée du composant sous faible niveau.

On constate tout d'abord sur le tracé en pointillés que la perturbation induite en entrée du composant évolue différemment par rapport à la configuration précédente, le premier maximum apparaît autour de 32MHz soit à la résonance demi onde. Cette constatation est tout à fait logique aux vues des charges d'impédance voisine présentes aux deux extrémités.

Si on s'intéresse maintenant à la caractéristique de susceptibilité, on constate que le niveau de sensibilité minimum se situe autour de 13dBm sur une large gamme fréquentielle allant de 10MHz à 30MHz. D'autre part, on remarque que la puissance maximale disponible sur la ligne émettrice (35dBm) n'est pas atteinte lors de ce test, ce qui signifie que le composant est entré en dysfonctionnement sur toute la gamme de fréquence explorée. Ce comportement est donc très différent de celui observé précédemment en opposant un court-circuit, il sera expliqué plus en détail dans la suite de ce chapitre.

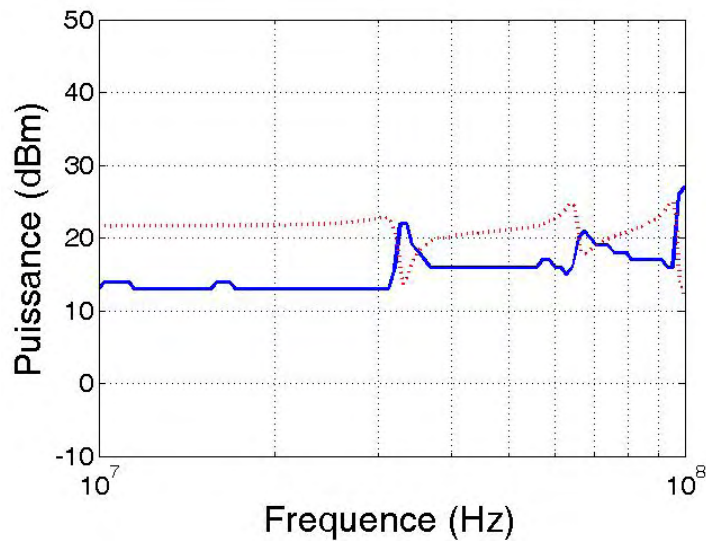


Figure 48 : Susceptibilité de l'inverseur 7404N sous charge opposée de 1kΩ (courbe continue)

Ainsi, le composant connecté à la ligne est plus sensible si cette dernière est chargée en haute impédance que si elle est court-circuitée sur son extrémité opposée.

Cette observation est donc forte de conséquences sur la prédiction de la susceptibilité d'un équipement électronique car comme nous allons le constater dans le sous paragraphe suivant, la charge opposée est généralement constituée de la sortie d'un composant dont l'impédance peut changer suivant l'état logique imposé.

#### **III.4. Test de susceptibilité avec opposition d'un autre composant**

Dans ce paragraphe nous présentons les tests de susceptibilités réalisées en sortie du composant représenté à droite de la ligne réceptrice sur la Figure 49. L'extrémité opposée est connectée à la sortie d'un autre composant identique dont l'état logique sera successivement mis à 0 puis à 1. Par ces mesures nous souhaitons montrer que la modification de la structure interne de l'étage de sortie du composant placé en amont d'une piste influence la susceptibilité du dispositif complet. En effet, nous pensons que l'impédance ramenée par la sortie du composant 7404 se rapproche d'un court-circuit pour un état bas et d'une haute impédance pour un niveau logique haut. Si tel est le cas, les mesures précédentes ont montré que la susceptibilité du composant de droite sera fortement modifiée par cette dissymétrie de charge.

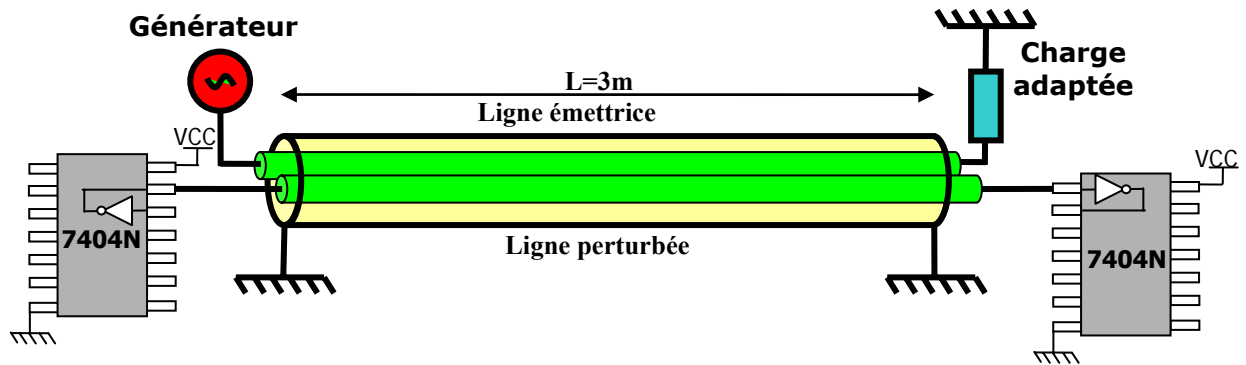


Figure 49 : Synoptique d'un test de susceptibilité avec opposition d'un circuit ouvert

En adoptant le même protocole que précédemment, nous mesurons la susceptibilité de ce dispositif avec successivement un état bas et un état haut imposé sur la ligne réceptrice par le composant de gauche. Bien entendu le critère de dysfonctionnement est adapté à l'état logique de sortie. Nous avons ainsi obtenu les deux relevés représentés Figure 50 et 48 sur lesquels figurent les caractéristiques de susceptibilité en trait continu et l'allure de la tension induite en entrée du composant de droite sous faible niveau en pointillés.

On constate dans le premier cas un comportement à la première résonance similaire à celui représenté Figure 41 sous charge opposée en court-circuit, on remarque toutefois que le seuil de sensibilité minimum obtenu avec le deuxième composant se situe 10dB au dessus de celui mesuré avec le court-circuit. D'autre part, aux résonances d'ordre supérieur, nous observons une baisse de la sensibilité qui n'apparaît pas sur la Figure 41. Ces phénomènes sont provoqués par la résistance de sortie du composant qui est certes de faible valeur, mais qui reste supérieure de plusieurs ohms au court-circuit. Cette différence suffit à induire une composante continue sur la ligne et à générer un dysfonctionnement. Ce comportement sera expliqué plus en détail dans la suite du chapitre.



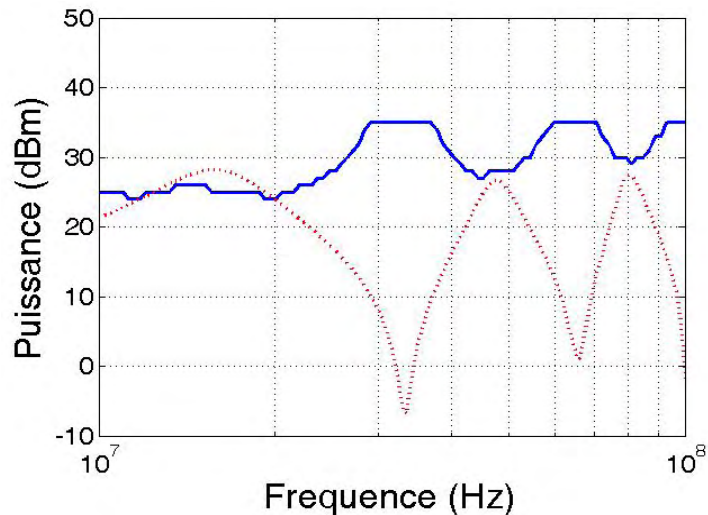


Figure 50 : Susceptibilité d'un inverseur 7404N polarisé à l'état bas par un autre inverseur (courbe continue)

La similitude entre les courbes en pointillés des Figure 48 et 48 montre que l'impédance de sortie du composant de gauche se rapproche d'une haute impédance lorsque le buffer est à l'état haut. Cependant, les courbes de susceptibilité de ces deux figures ne peuvent être comparées car dans le premier cas la résistance de  $1k\Omega$  est reliée à la masse alors qu'avec la sortie du circuit à l'état haut nous pensons qu'une résistance connectée à l'alimentation VCC contribue au phénomène.

En revanche, ces deux configurations laissent supposer qu'une entrée polarisée par une résistance de pull-down sera, en basse fréquence, plus sensible d'environ 10dB qu'une entrée connectée à une résistance de pull-up.

Si nous comparons désormais les minima des courbes continues portées sur les Figure 50 et 48, nous observons que l'état logique bas imposé sur la ligne est plus sensible que l'état haut.

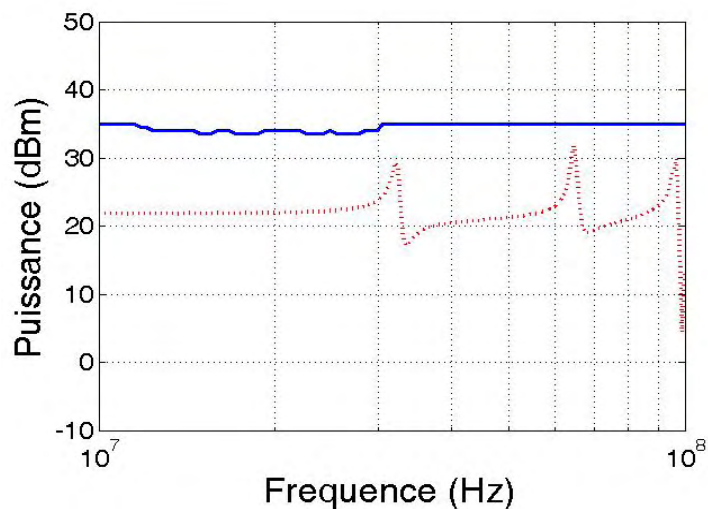


Figure 51 : Susceptibilité d'un inverseur 7404N polarisé à l'état haut par un autre inverseur (courbe continue)

Ces résultats confirment donc ce que nous supposions, à savoir que la sensibilité d'un dispositif constitué d'une ligne reliant deux composants est fortement influencée par l'état logique imposé par le circuit placé en amont.

Nous avons également tenté de déterminer la susceptibilité de l'inverseur 7404N en procédant par couplage par diaphonie sur des pistes parallèles d'une dimension de 30cm. Ce dernier permettant d'explorer des fréquences plus élevées que précédemment puisque la résonance quart d'onde se situe vers 120MHz.

Dans le prochain sous paragraphe, à ces fréquences élevées ces expériences ont été perturbées par des couplages parasites introduits par la proximité des points d'entrée et de sortie du circuit.

### III.5. Mise en évidence des couplages parasites

L'accroissement de la fréquence expose donc les signaux prélevés en sortie à un risque de couplage. Sous ces conditions de mesures, il devenait pratiquement impossible de dissocier les signaux fugitifs de dysfonctionnement des signaux indésirables induits par le couplage entrée sortie.

Pour mettre en évidence ces phénomènes parasites nous avons adopté la topologie décrite sur la Figure 52. L'extrémité de la piste réceptrice aboutit sur la sortie d'un inverseur, la sonde de tension sera suivant ce protocole connectée en ce point, puis, sur la broche située à proximité immédiate. Bien entendu, pour éviter tout risque de couplage direct à travers le composant, on choisit l'entrée de l'élément voisin.

Afin de réduire le couplage exercé entre la piste réceptrice et la sonde placée sur les broches, nous avons pris la précaution d'installer un plan de masse sous le substrat pour prélever les tensions par deux vias traversant ce plan de masse comme indiqué Figure 52.

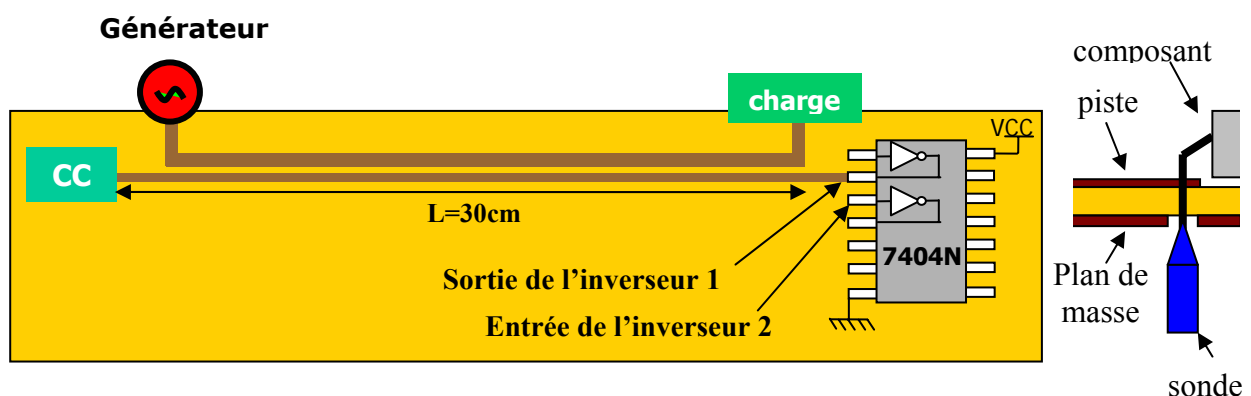


Figure 52 : Dispositif pour mesurer le couplage entre deux broches d'un boîtier DIP

Pour des fréquences situées entre 10MHz et 1GHz on maintient la puissance en entrée de la ligne émettrice à la valeur de 0dBm. On trace l'évolution de la tension recueillie en extrémité de la ligne réceptrice connectée sur la sortie du premier inverseur, c'est la courbe en trait continu de la Figure 53. Cette mesure est réitérée en déplaçant la sonde sur l'entrée du second inverseur, le tracé obtenu donne la courbe en trait discontinu. L'écart enregistré entre ces caractéristiques est de 20dB à la fréquence de 10MHz, 10dB à 100MHz puis il se réduit à quelques dB dès que la fréquence franchit 200MHz.

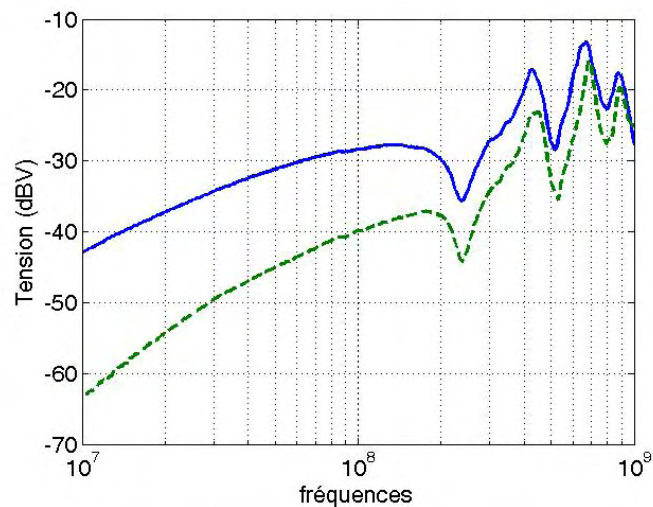


Figure 53 : Comparaison de la tension en entrée et en sortie d'un inverseur

Cette expérience apporte donc la preuve qu'à une fréquence supérieure à 100MHz, les tensions induites par le couplage parasite entre broches risquent de supplanter les observables de dysfonctionnement. Ce type de perturbation est en plus favorisé par le fait que des signaux parasites peuvent transiter via les rails d'alimentation communs à l'ensemble des éléments du composant.

La participation du couplage parasite est parfaitement mise en évidence sur la caractéristique de susceptibilité tracée Figure 54. Ces mesures réalisées sur l'inverseur 7404N ont été biaisées par la présence des tensions indésirables captées par la sonde connectée sur la broche de sortie du composant sous test.

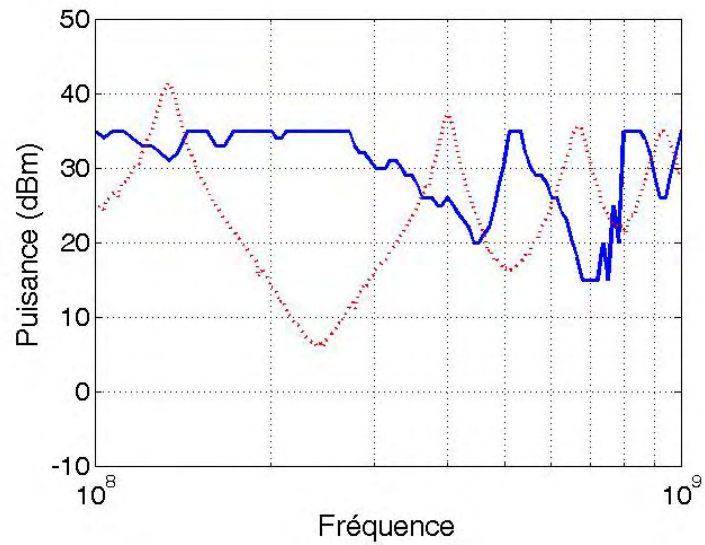


Figure 54 : Test de susceptibilité sur l'inverseur 7404N en haute fréquence (trait continu)

#### **IV. Mesures sur un circuit intégré évolué**

Diverses raisons ont incité à la réalisation de tests sur un circuit intégré évolué. Plusieurs objectifs étaient recherchés : disposer d'entrées/sorties éloignées pour limiter l'intensité des couplages parasites exposés précédemment, conserver la fonction logique inverseur afin d'appliquer un protocole de test similaire au 7404N, puis, travailler sur un composant de technologie récente.

Notre choix s'est donc porté sur un circuit programmable (CPLD) de marque Xilinx sous la référence XC9536 conditionné dans un boîtier PLCC de 44 broches. Ce dernier était disponible au laboratoire et son utilisation maîtrisée par d'autres membres de l'équipe.

Ce CPLD répond aux exigences énoncées plus haut, puisque les entrées/sorties peuvent être placées arbitrairement autour du boîtier et qu'il est possible de le programmer avec beaucoup de souplesse. Ainsi, lors de sa configuration en tant qu'inverseur, l'entrée perturbée et la sortie ont été positionnées de part et d'autre du boîtier comme illustré sur la Figure 55.

De plus, ce composant de technologie CMOS appartient à une génération sortie en 2003. Bien qu'il puisse être alimenté indifféremment sous 3,3V ou 5V, nous choisissons la tension la plus élevée afin de rester cohérent avec les expériences précédentes. Enfin, sa fréquence maximale de fonctionnement estimée à 100MHz apporte un gain appréciable en rapidité.

Dans cette étude il est connecté à une piste réceptrice de 20cm de long perturbée par diaphonie suivant un protocole similaire au précédent. La gamme de fréquence explorée entre dans la bande 10MHz-1GHz sous une résonance quart d'onde localisée à 190MHz. La largeur de la ligne réceptrice est fixée à 0,5mm pour s'approcher des caractéristiques des circuits imprimés usuels ; cette donnée géométrique permet d'attribuer à la ligne une impédance caractéristique de 80Ω. La ligne émettrice est configurée pour une impédance caractéristique de 50Ω adaptée à la source HF. Le schéma de ce dispositif est présenté Figure 55 suivie Figure 56 de la photo du banc réalisé.

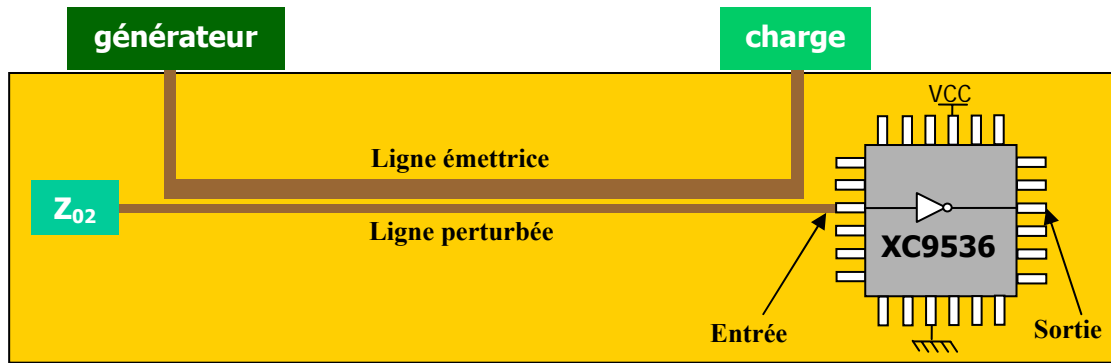


Figure 55 : Schéma du dispositif de perturbation par diaphonie d'un composant programmable

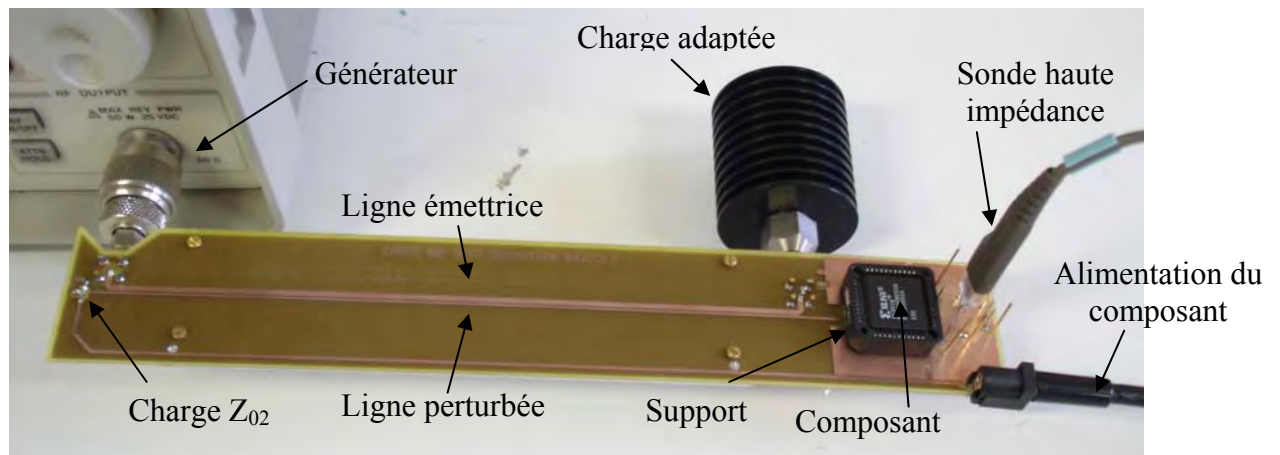


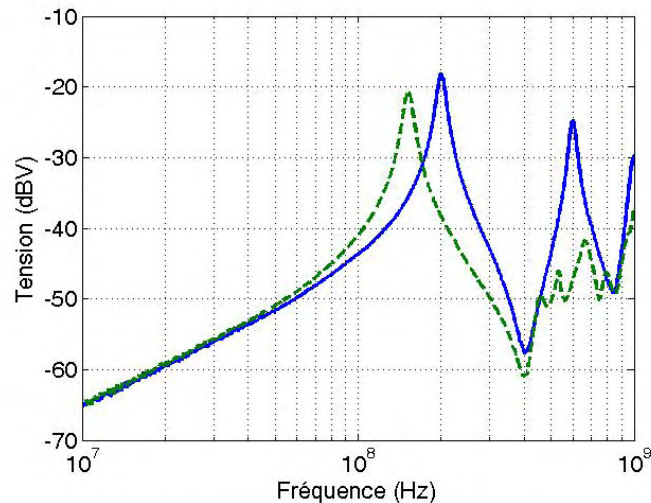
Figure 56 : Photo du dispositif de perturbation par diaphonie d'un composant programmable

Le circuit est connecté sur l'extrémité droite de la ligne réceptrice au moyen d'un support approprié. A l'extrémité opposée de cette ligne se trouve une impédance  $Z_{02}$  dont on peut par la suite faire évoluer la valeur. Les expériences décrites dans le prochain sous paragraphe concernent tout d'abord l'estimation des phénomènes induits à l'entrée du circuit, ensuite nous procédons à une évaluation de la susceptibilité du circuit programmable lorsque  $Z_{02}$  correspond à un court-circuit afin d'établir une confrontation homogène avec les mesures pratiquées sur l'inverseur 7404N. Puis, nous nous intéresserons à la susceptibilité lorsqu'on attribue à  $Z_{02}$  une valeur proche de  $1k\Omega$ . Pour conclure, nous remplacerons cette charge par la sortie d'un autre composant de même type.

#### **IV.1. Mesure des phénomènes induits en entrée du circuit programmable ( $Z_{02}=CC$ )**

Pour entreprendre l'analyse des comportements non linéaires engendrés en entrée du circuit, nous avons procédé à des mesures sous signaux harmoniques appliqués à la ligne émettrice. Ces essais effectués entre 10MHz et 1GHz seront tout d'abord effectués sous un faible niveau

d'émission limité à -20dBm. Sous ces conditions, nous avons la garantie que le circuit n'entre pas en fonctionnement non linéaire. Ce protocole facilitera nos investigations dans la recherche des effets parasites introduits par un boîtier plus volumineux. Les courbes rassemblées Figure 57 montrent l'évolution de la tension induite avec et sans le circuit. La courbe continue est donc déterminée en installant la sonde de tension haute impédance sur la borne d'entrée du support sans circuit. Cette courbe est à comparer avec la caractéristique portée en trait discontinu représentant la tension obtenue en présence du circuit.



**Figure 57 : Mesure fréquentielle de la tension en entrée du composant (trait discontinu) et sur circuit ouvert (trait continu) pour une puissance de -20dBm.**

Cette confrontation montre qu'aux fréquences inférieures à 70MHz, il se produit une parfaite concordance des tensions induites mesurées. Nous en concluons que dans cette bande les capacités ou inductances perturbent très peu la mesure.

En revanche, dès que la fréquence dépasse 70MHz, des divergences apparaissent. Notre attention porte tout d'abord sur le glissement de la résonance quart d'onde. En absence du circuit elle se situe à 200MHz, alors que la contribution du composant la porte vers 150MHz. Il est fort probable que ce décalage vers les fréquences basses prenne son origine dans la contribution des capacités parasites évaluées à 10pF dans la fiche fabricant et dans des phénomènes de propagation additionnels introduits sur les liaisons galvaniques reliant le cœur du circuit à sa périphérie.

Si on examine maintenant la seconde résonance localisée à 700MHz, la participation du composant accentue encore plus la divergence puisque cette résonance semble se mêler à d'autres phénomènes que nous avons présentement des difficultés à identifier. En effet, nous observons sur cette seconde résonance une atténuation de la tension induite proche de 15dB.



La puissance d'émission est ensuite portée à 0dBm afin d'entrer dans la zone non linéaire du circuit. Les courbes de la Figure 58 comportent comme précédemment, en trait continu la caractéristique de la tension induite sans le circuit, puis, en trait discontinu, l'évolution de cette tension lorsqu'on a installé le composant.

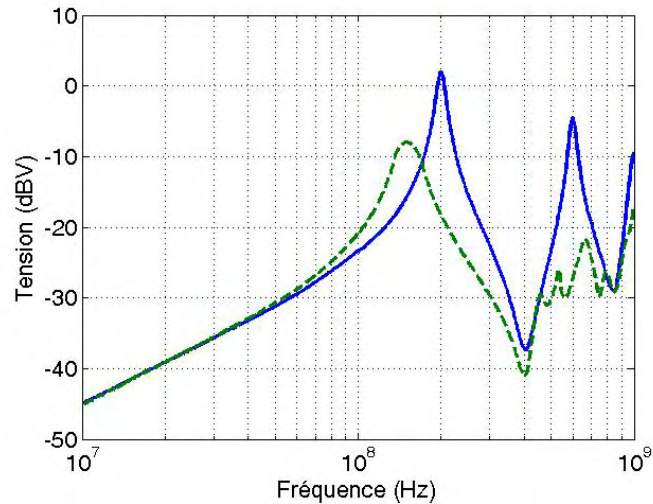


Figure 58 : Mesure fréquentielle de la tension en entrée du composant (trait discontinu) et sur circuit ouvert (trait continu) pour une puissance de 0dBm.

Par rapport aux caractéristiques recueillies sous faible niveau, l'accroissement de puissance semble surtout influencer l'amplitude de la résonance fondamentale. En effet, sous le niveau d'émission de -20dBm les courbes culminent pratiquement à la même amplitude proche de -20dBV alors que le passage à 0dBm porte le maximum à 0dBV sans composant et seulement -8dBV avec le circuit installé. La conversion de cette tension en échelle linéaire donne alors une amplitude proche de 0,4V qui semble correspondre à la tension de seuil des diodes de protection intégrées aux voies d'entrée du circuit. Cette interprétation est tout à fait bien confirmée par les oscillogrammes relevés sous l'émission à 20dBm aux fréquences de 75MHz et 150MHz respectivement situées en dessous et sur l'accord quart d'onde de la ligne réceptrice chargée par le circuit.

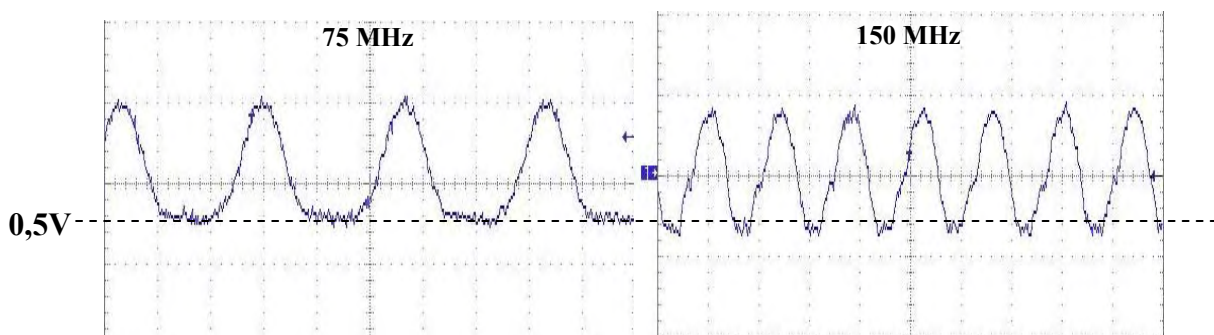


Figure 59 : Mesure temporelle de la tension en entrée du composant programmable à 75MHz et 150MHz



Ainsi, la similitude des comportements observés sur la diode, sur l'entrée de l'inverseur logique 7404N et maintenant sur l'entrée du circuit programmable XC9536 laissent penser que ces phénomènes se retrouvent sur la plupart des composants intégrés. Bien entendu, il faudra attendre des campagnes de mesure intensives pour valider cette conclusion provisoire !

#### IV.2. Test de susceptibilité sous charge opposée en court-circuit ( $Z_{02}=CC$ )

Les tests de susceptibilité présentés maintenant sont réalisés avec le dispositif illustré sur la Figure 60, la charge  $Z_{02}$  a été remplacée par un court-circuit. Cette configuration se rapproche donc fortement de celle adoptée pour le circuit 7404N.

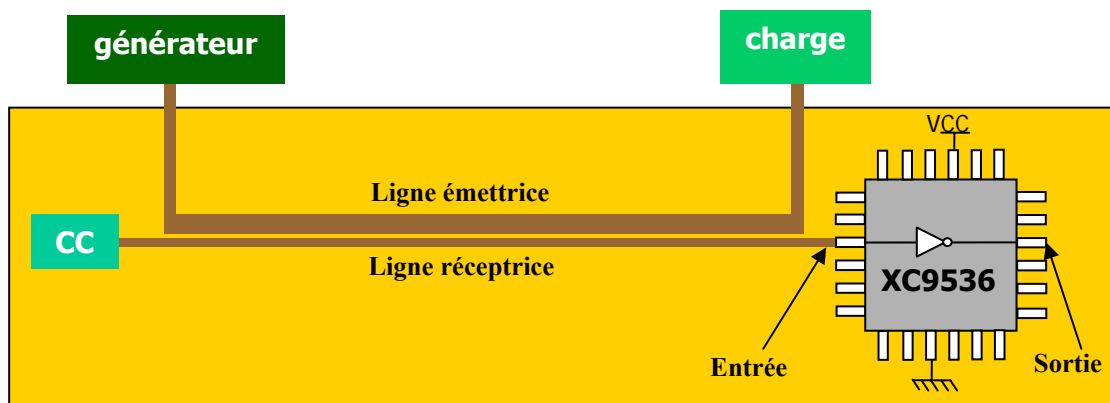


Figure 60 : Première configuration du dispositif de perturbation en diaphonie du composant programmable

La notice technique du circuit annonçant des seuils logiques comparables à l'inverseur 7404N, soit  $V_{IHmin}=2V$  et  $V_{ILmax}=0,8V$ , nous avons adopté le même critère de dysfonctionnement, à savoir qu'il est reconnu lorsque la tension de sortie du circuit normalement portée à l'état haut de 5V tombe au-dessous de  $V_{IHmin}$ . Le test est réalisé entre 100MHz et 1GHz, ce choix a été déterminé par le fait que nous voulions explorer des fréquences situées en limite de bande passante du circuit (100MHz) puis manifestement hors bande (1GHz).

Sur la Figure 61 a été reportée la caractéristique de susceptibilité (trait continu) à laquelle se superpose la courbe de tension induite sur l'entrée du composant sous faible niveau de perturbation (pointillés). La comparaison avec la caractéristique de la Figure 41 montre une similitude lorsque la fréquence s'accorde sur la résonance quart d'onde de la ligne réceptrice. La susceptibilité n'y est pas maximale, d'autre part dès que la fréquence d'émission dépasse 300MHz, la susceptibilité diminue fortement pour atteindre la puissance d'émission maximale

de 40dBm limitée par la capacité dissipative de la charge connectée en bout de ligne émettrice.

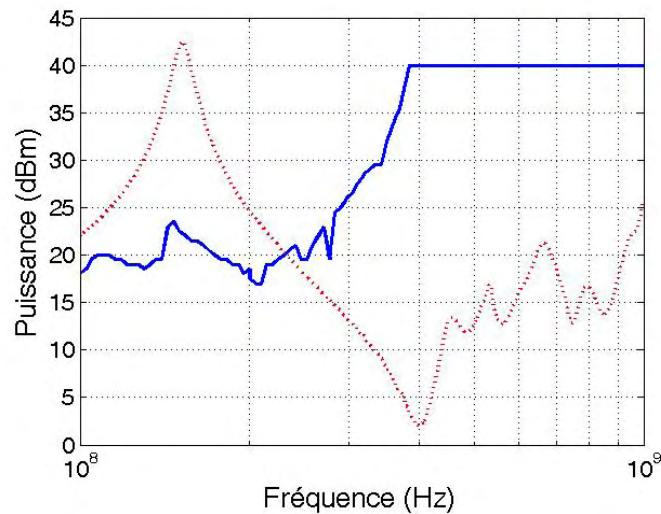


Figure 61 : Susceptibilité du CPLD avec  $Z_{02}=CC$

Cette expérience démontre donc que le circuit programmable possède un comportement phénoménologique assez proche de l'inverseur 7404N mais transposé pratiquement d'une décade vers les fréquences élevées.

La chute de susceptibilité observée au-dessus de 400MHz peut s'expliquer par le comportement interne du circuit mais également par une atténuation de la tension induite due à un effet de filtrage. On peut associer à ce filtre passe-bas le circuit équivalent donné Figure 62. S'agissant d'un composant de technologie CMOS, nous pouvons raisonner ainsi : entre la frontière physique du circuit et la substance active du substrat, peuvent prendre place une impédance réalisée par les connexions et une seconde impédance interne au substrat. Nous pensons que ces paramètres comportent principalement une composante réelle. A cela s'ajoute une capacité  $C_{IN}$  interne qui dérive l'énergie transmise sur les diodes de protection.

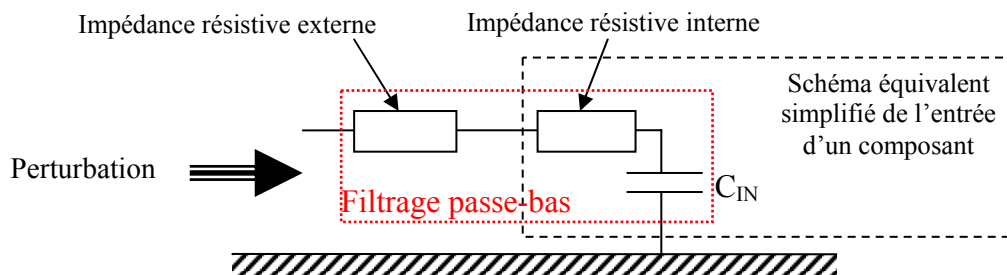
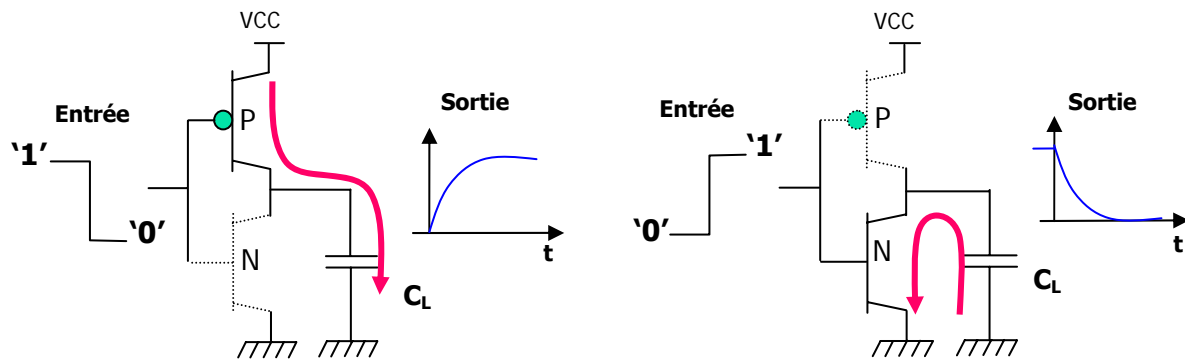


Figure 62 : Hypothèse de filtrage par  $C_{IN}$

S'agissant du premier phénomène relaté, l'inertie naturelle du composant au changement d'état logique peut s'expliquer en regardant l'illustration portée Figure 63. Nous admettons que le circuit situé juste en aval des diodes de protection est une structure d'inverseur composée de deux transistors complémentaires à canaux N et P agissant comme des commutateurs. Cette structure applique, soit le niveau haut soit le niveau bas sur l'élément situé en aval que nous assimilons pour simplifier à une capacité de charge  $C_L$ .



D'après ces descriptifs, le schéma situé à gauche de la Figure 63 indique la fonction réalisée lors de l'application en entrée d'une transition logique haut vers bas. Ce phénomène s'accompagne de la conduction du transistor P et du blocage du transistor N. La capacité  $C_L$  va donc se charger avec une constante de temps tributaire de ce paramètre mais également de la résistance offerte par la sortie des transistors lors de leur conduction. Sachant que la capacité peut se situer sur un ordre de grandeur proche de quelques fF et que les résistances drain-source des transistors peuvent atteindre quelques  $k\Omega$ , la constante de temps du circuit peut alors se situer au voisinage de la nanoseconde. Cet effet serait plus sensible aux fréquences couvertes par notre expérience à savoir la chute de susceptibilité observée entre 400MHz et 1GHz alors que le filtrage décrit plus haut intéresserait plutôt des fréquences approchant ou dépassant le GHz. Bien entendu la transition Bas-Haut appliquée en entrée provoque une inertie complémentaire expliquée par le schéma situé à droite de la Figure 63.

#### **IV.3. Test de susceptibilité avec opposition d'une résistance de $1k\Omega$ ( $Z_{02}=1k\Omega$ )**

Jusqu'à présent nous avons fait abstraction des contributions éventuelles des mécanismes de redressement. Nous avons montré au cours du paragraphe II que l'apposition d'un court-circuit sur l'extrémité de la ligne réceptrice opposée à l'emplacement du composant avait pour conséquence d'éliminer la tension moyenne, c'est-à-dire la composante continue des signaux.

En pratique, l'extrémité opposée de la ligne peut être connectée sur la sortie d'un composant situé à l'amont de notre circuit. Cette impédance étant à priori éloignée d'un court-circuit, nous pouvons imaginer qu'elle influence notablement la susceptibilité. Nous ferons donc l'hypothèse première qu'il s'agit d'une résistance linéaire à laquelle nous attribuons une valeur proche de  $1k\Omega$ .

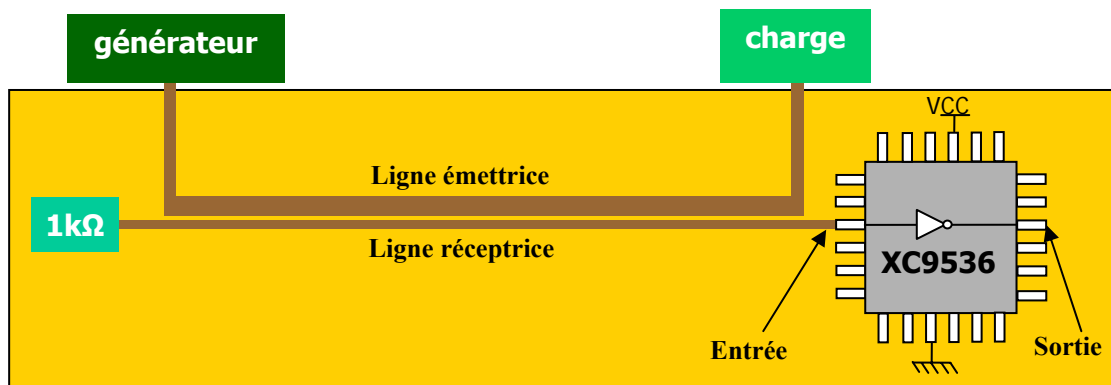


Figure 64 : Dispositif de perturbation en diaphonie du composant programmable avec opposition d'une résistance de  $1k\Omega$ .

Conformément aux résultats publiés dans la Figure 24, nous voyons que sous ces conditions de charge l'amplitude induite sur l'extrémité ouverte de la ligne réceptrice culmine à la résonance demi-onde. Cette courbe a été portée en pointillés sur la Figure 65 afin de constituer la référence. L'évaluation de la susceptibilité a ensuite été pratiquée avec le protocole décrit précédemment, c'est la courbe portée en trait continu.

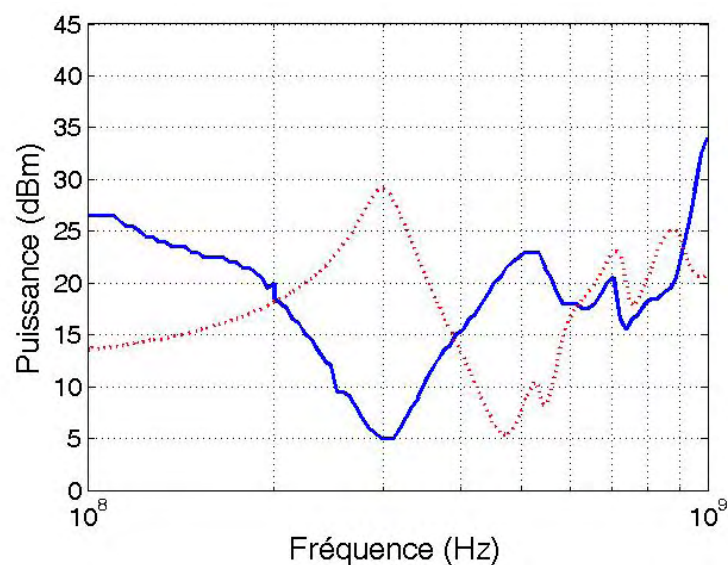


Figure 65 : Susceptibilité du CPLD avec  $Z_{02}=1k\Omega$  (trait continu)

Comparativement à la caractéristique de la Figure 61 avec le court-circuit connecté en opposition, on se rend compte que la résistance de  $1k\Omega$  abaisse fortement le seuil. En effet, avec la terminaison sur court-circuit et sur la résonance quart d'onde il faut une émission proche de 20dBm pour atteindre le dysfonctionnement, alors que chargée sur  $1k\Omega$ , la ligne réceptrice donne à la résonance demi-onde localisée à 300MHz un seuil de susceptibilité de 5dBm, soit un écart voisin de 15dB !

De plus, nous constatons qu'au-dessus de la fréquence de 400MHz, le circuit reste sensible puisqu'il faut dépasser 1GHz pour parvenir à la limite maximale d'émission.

La présence de la résistance a donc profondément modifié l'action de la tension induite, l'hypothèse que nous privilégions pour expliquer ce changement de comportement s'appuie sur la contribution de la composante continue laissée par le redressement.

En effet, la mesure de la tension présente en entrée du circuit sous test lors de l'apparition d'un dysfonctionnement révèle un signal sinusoïdal soutenu par une composante continue. Ces phénomènes étaient déjà observés dans le paragraphe II-3 lors de l'analyse comportementale des diodes. Cette tension continue peut donc contribuer à modifier le seuil de sensibilité du circuit et par voie de conséquence sa susceptibilité. De plus, lorsque la perturbation est hors bande, cette composante persiste et peut elle-même engendrer un changement permanent de l'état logique observé en sortie. Pour appuyer ces arguments nous avons procédé à des mesures complémentaires illustrées sur le synoptique de la Figure 66.

Au moyen de deux sondes hautes impédances connectées sur l'entrée et la sortie du circuit, on enregistre les paramètres de la tension d'entrée lors de la détection du dysfonctionnement en sortie. Ces paramètres comportent l'amplitude maximale de la tension induite ( $V_{max}$ ), l'amplitude minimale ( $V_{min}$ ) et l'amplitude moyenne ( $V_{moy}$ ) calculée par le processeur interne de l'oscilloscope numérique.

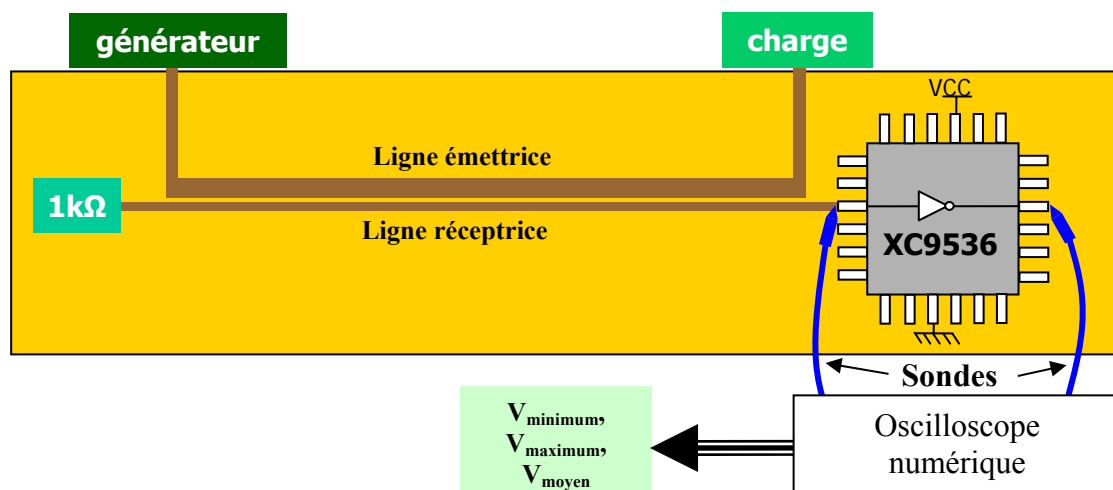


Figure 66 : Mesure des caractéristiques de la perturbation en entrée du composant

Les courbes rassemblées sur la Figure 67 montrent leurs évolutions sur la bande de fréquence explorée soit 100MHz-1GHz. Au regard de ces courbes nous avons fait figurer la caractéristique de susceptibilité déterminée précédemment.

Un examen rapide de ces résultats indique qu'aux fréquences inférieures à 500MHz, l'allure des paramètres de la tension induite reste globalement monotone. Ce fait confirme donc que la susceptibilité maximale détectée à la fréquence de 300MHz est provoquée par la résonance demi-onde de la ligne réceptrice.

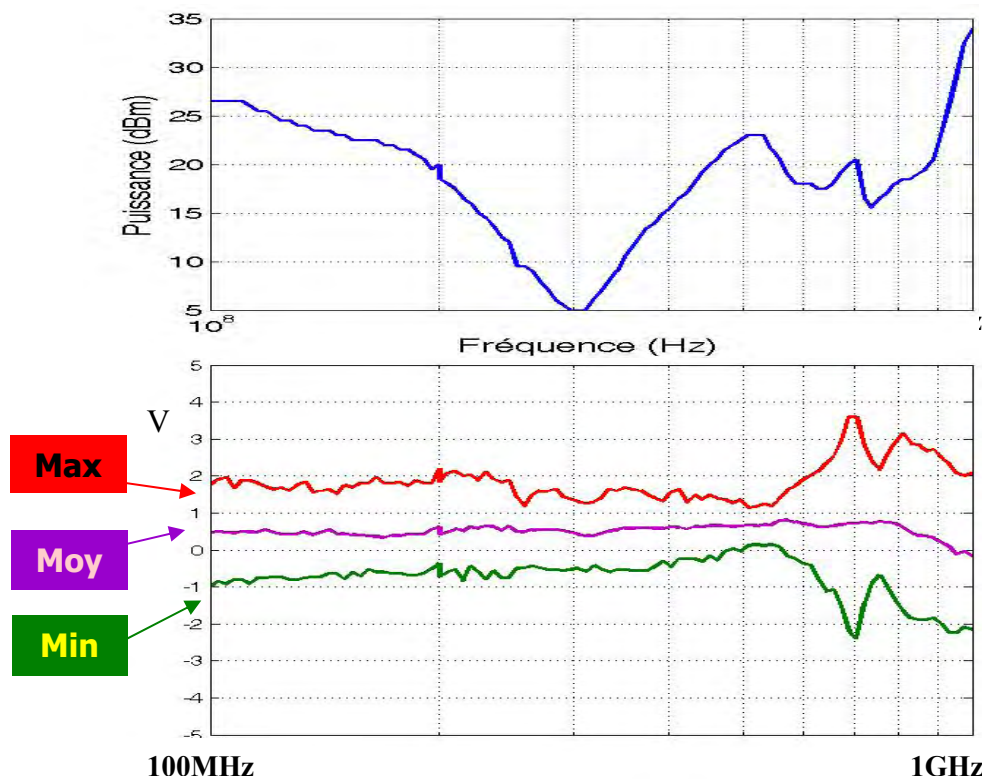


Figure 67 : Caractéristique de la perturbation au moment du dysfonctionnement

Si nous regardons maintenant plus attentivement le comportement des signaux prélevés en entrée et en sortie du circuit, nous pouvons déceler trois phénomènes étroitement liés à la bande passante du composant ainsi qu'à l'émergence de la composante continue présente en entrée. La Figure 68 reprend les paramètres de la tension d'entrée sur lesquels ont été sélectionnées trois fréquences correspondant à la transition de trois comportements physiques. Au regard de ces trois fréquences respectivement localisées à 200MHz, 500MHz et 700MHz nous faisons figurer les oscillogrammes montrant l'allure des signaux capturés en entrée et en sortie du circuit lors de l'apparition du dysfonctionnement.



Ainsi, jusqu'à la fréquence de 200MHz, on observe un synchronisme entre la tension résultante induite en entrée et les changements fugitifs de l'état logique observés en sortie. Nous retrouvons les phénomènes identifiés précédemment, à savoir que le passage du seuil situé à l'amplitude  $V_{IHmin}=2V$  constitue la frontière stimulant le dysfonctionnement.

Au-dessus de 200MHz, et plus précisément à la fréquence de 500MHz, la détection du dysfonctionnement est précédée d'un fonctionnement instable reproduit sous la forme d'un signal récurrent dont la période semble proche du tiers de la période de la perturbation. Nous pensons que ce phénomène provient de relaxations internes au circuit contrôlant le changement d'état sur une récurrence multiple de la période du signal excitateur. Dès que l'amplitude de l'émission dépasse le seuil où apparaît ce phénomène, on assiste alors à un changement permanent de l'état logique en sortie. Bien sur, le phénomène est réversible puisque le circuit retrouve son état initial dès qu'on cesse l'application de cette dose d'émission. Vers 700MHz, ce comportement est manifeste, l'oscillogramme porté sur la Figure 68 montre l'état logique porté au niveau bas de manière permanente.

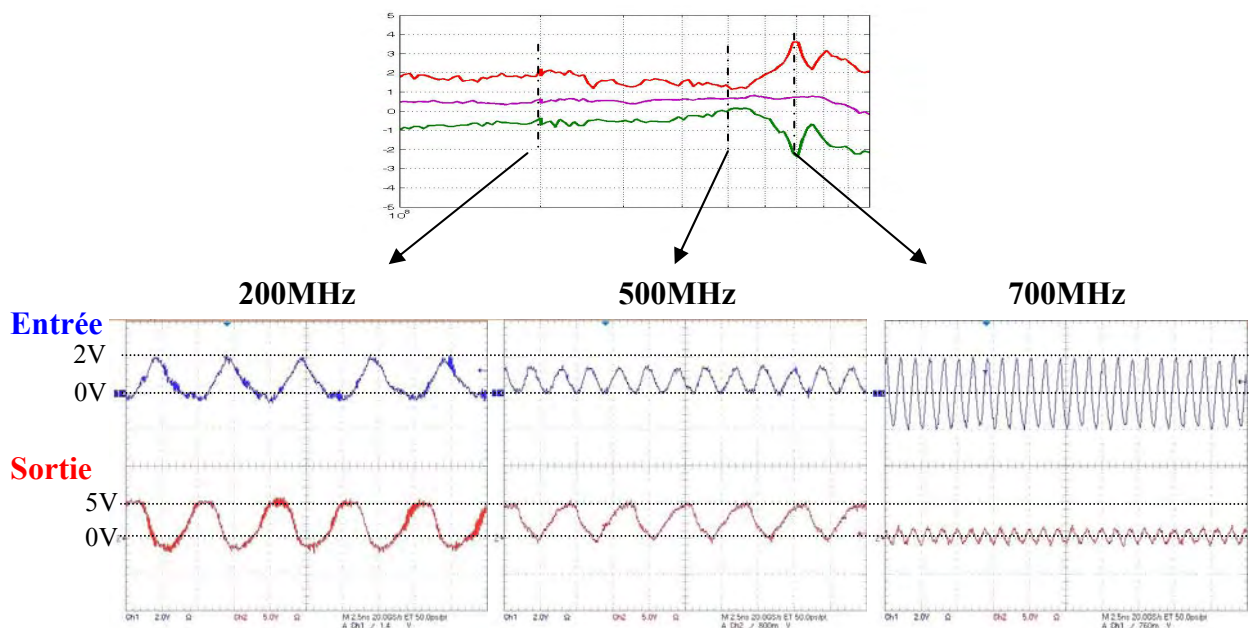


Figure 68 : allure temporelle de la tension d'entrée et de sortie du composant au moment du dysfonctionnement.

Ainsi, il semble que bien au-dessus de la fréquence nominale estimée à 100MHz, des phénomènes perturbateurs peuvent engendrer des dysfonctionnements. L'interprétation physique du comportement observé au dessus de 500MHz n'est toutefois pas très simple. En effet, un retour sur la Figure 67 montre que l'allure des paramètres de la tension induite avec la fréquence cesse d'être monotone, jusqu'à 800MHz l'amplitude crête s'accroît, l'amplitude

minimale pénètre fortement les valeurs négatives. Elles parviennent respectivement à 3,5V et -2V.

En revanche, la valeur moyenne de ces tensions est maintenue à 500mV. Nous pensons que lorsque le composant est en fonctionnement hors bande, l'injection de cette amplitude moyenne a pour effet de produire des instabilités pouvant engendrer un changement d'état. Il est présentement prématuré d'anticiper sur ce phénomène sans connaître précisément la structure interne du circuit. Cependant, on peut toujours imaginer que la présence de cette tension modifie la valeur des capacités internes au composant. Ces paramètres, totalement transparents dans la bande de fonctionnement, pourraient, aux fréquences très élevées, engendrer des dissymétries dans le composant et par voie de conséquence agir sur les seuils de sensibilité. Cette hypothèse mériterait une analyse topologique de la structure interne du circuit.

Pour connaître l'impact de la tension moyenne, nous avons tenté de la relier à la caractéristique de susceptibilité. En effet, la courbe de la Figure 67 montre que cette amplitude moyenne est pratiquement invariante jusqu'à 800MHz et qu'elle se situe à 500mV. Nous avons donc réitéré le test de susceptibilité en observant uniquement cette amplitude moyenne. Le critère de dysfonctionnement retenu pour cette configuration est donné par le franchissement du seuil de 500mV de la valeur moyenne du signal d'entrée calculée par l'oscilloscope. La caractéristique obtenue reproduite sur la courbe en trait discontinu de la Figure 69 se superpose très bien à la courbe en trait continu tirée de l'observation du dysfonctionnement en sortie.

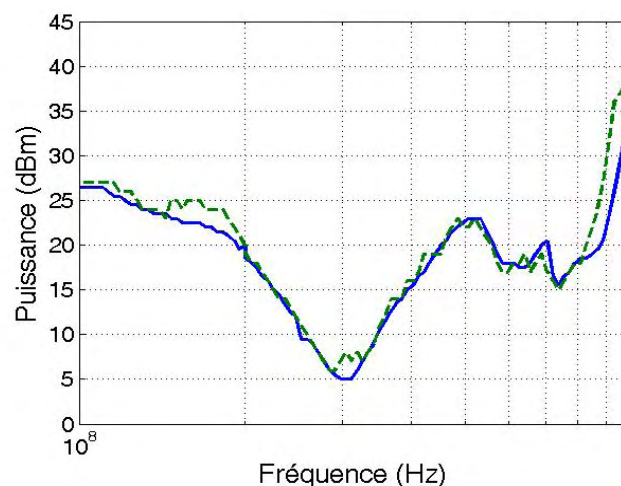


Figure 69 : Susceptibilité du CPLD évalué à partir de la valeur moyenne de la perturbation

Cette donnée expérimentale semble donc démontrer qu'il existe un lien fort entre la tension moyenne et le dysfonctionnement.



#### IV.4. Test de susceptibilité avec opposition d'un autre composant

Dans le paragraphe III-4 de ce chapitre nous avons montré que l'impédance de sortie d'un composant pouvait changer suivant l'état logique imposé et de ce fait influencer la susceptibilité du composant connecté en aval via une piste. Dans ce sous paragraphe nous réalisons la même démonstration avec le dispositif représenté Figure 70 reprenant une piste réceptrice connectée simultanément à l'entrée et à la sortie d'un composant programmable XC9536.

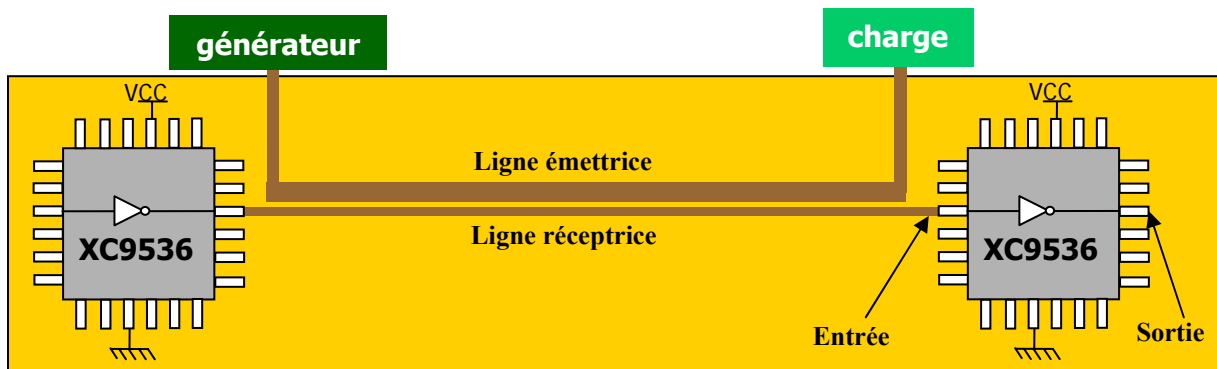


Figure 70 : Dispositif de perturbation d'une ligne connectée à deux composants programmables

La susceptibilité du composant disposé à droite est mesurée sur sa sortie suivant le même protocole que précédemment. Deux mesures ont ainsi été réalisées en fixant successivement la sortie du composant de gauche dans un état logique bas puis haut. Les courbes obtenues sont représentées sur les Figure 71 et 69, en pointillés nous retrouvons la tension mesurée en entrée du circuit de droite sous faible niveau et en trait continu la susceptibilité du dispositif relevée en sortie du composant situé en aval. Les premières montrent comme pour le composant 7404N que l'impédance de sortie du composant de gauche est assimilable à une basse impédance lorsqu'elle est dans un état bas et à une haute impédance lorsqu'elle est dans un état haut.

Du point de vue de la susceptibilité, on remarque que la sensibilité minimale est de 20dBm avec l'état bas et de 35dBm avec l'état haut, soit une atténuation de 15 dB.

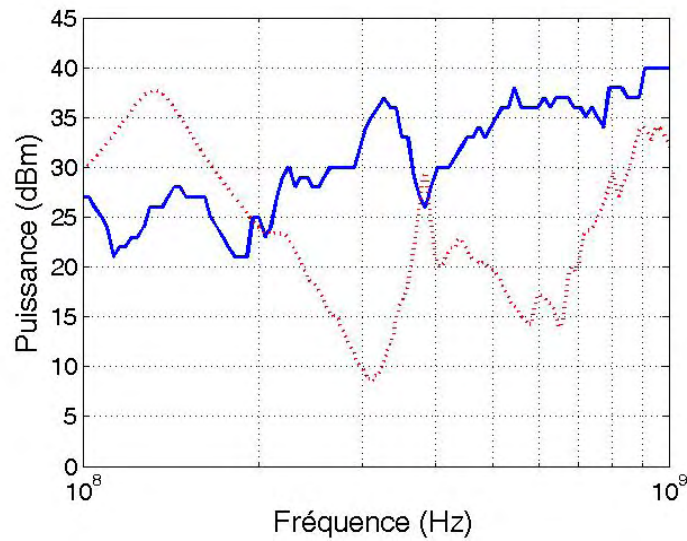


Figure 71 : Susceptibilité du CPLD polarisé par la sortie d'un autre composant à l'état bas

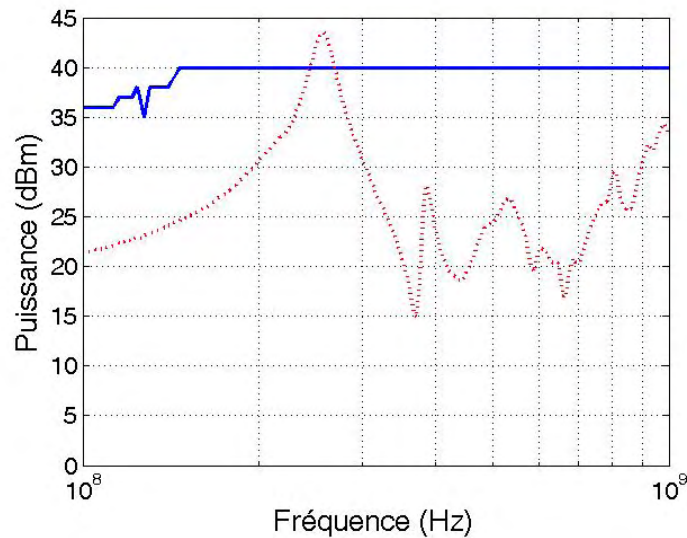


Figure 72 : Susceptibilité du CPLD polarisé par la sortie d'un autre composant à l'état haut

Ces résultats viennent donc démontrer une fois de plus que la susceptibilité d'un composant connecté à une ligne est fortement influencée par la charge opposée. D'autre part, dans le cas où cette charge placée en amont est un autre composant, nous venons de mettre en évidence que l'impédance ramenée par ce dernier n'est pas figée car elle peut dépendre de l'état logique imposé. Nous pouvons ainsi imaginer que la susceptibilité d'un système peut être modifiée suivant la phase de fonctionnement dans lequel il se trouve, et que les entrées-sorties sensibles peuvent être différentes d'une configuration à une autre.

## **Chapitre IV**

<p><b>Etude d'un modèle de composant représentatif de sa susceptibilité</b></p>
---

**Résumé :** *Cette thèse s'inscrit dans un vaste projet ayant pour objectif de modéliser les systèmes électroniques soumis à des MFP afin d'en prédire numériquement la susceptibilité. Ce chapitre aborde cette question en recherchant, sur la base des résultats des chapitres précédents, des moyens pouvant mettre en place un modèle tenant compte des phénomènes non linéaires. En particulier, nous examinons les modèles disponibles dans la base IBIS largement utilisée par les concepteurs d'équipements électroniques. Puis, nous procédons à une analyse prospective prenant pour outil de référence les logiciels disponibles dans l'environnement de notre laboratoire. Cette confrontation permettra alors d'établir des règles quant au bon usage de la simulation théorique de tous ces phénomènes.*

**Sommaire :**

<b>I. UTILISATION DU MODELE IBIS POUR LA MODELISATION DES ENTREES-SORTIES.....</b>	<b>149</b>
<b>II. APPORT DES LOGICIELS USUELS POUR L'AIDE A LA SIMULATION .....</b>	<b>158</b>



La modélisation prédictive est un outil de plus en plus utilisé pour simuler le comportement des équipements, comparativement aux mesures elle semble plus attractive économiquement. En effet, ces dernières utilisées à l'échelle du test des équipements nécessitent souvent l'occupation des chambres anéchoïques ou réverbérantes, exigeant des investissements importants pour réaliser des tests sous champ fort avec le risque d'endommager les systèmes sous test. A contrario, les outils de calculs actuels permettent d'itérer sur de nombreuses configurations physiques en des temps limités à quelques heures de calcul.

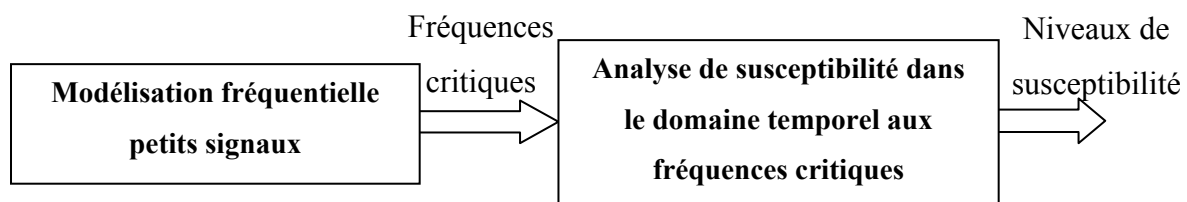
Le point clé des simulations est le choix des modèles et méthodes numériques, ces critères dont on devine l'impact économique et fonctionnel dépendent de la topologie des systèmes simulés. Ainsi, pour connaître le champ dans l'infrastructure métallique d'un équipement on aura recours à des méthodes d'éléments finis ou à des méthodes intégrales. Inversement, pour évaluer les tensions induites aux extrémités des câbles, voire aux extrémités des pistes imprimées, on adoptera les théories des lignes couplées. C'est donc la recherche de ce type de compromis qui sera primordiale dans l'efficacité d'une simulation. Les prochains paragraphes seront consacrés à certaines de ces comparaisons.

## **I. Utilisation du modèle IBIS pour la modélisation des entrées-sorties**

Qu'il s'agisse des applications militaires ou civiles, l'utilisateur désireux de prévoir l'amplitude des perturbations parvenant en entrée d'un circuit électronique est confronté à l'évaluation d'impédances.

Très souvent, dans la pratique actuelle, on estime que les circuits intégrés adoptent le comportement de charges passives, auxquelles il faut forcément attribuer une valeur qui n'est pas toujours très représentative de la réalité [II-3][IV-1]. En effet, nous avons examiné dans le chapitre précédent le rôle important joué par les diodes de protection introduites sur les voies d'entrée des circuits. Au-dessous des tensions de seuil de ces diodes il a été montré par la mesure que le circuit s'apparente à une haute impédance certes perturbée aux fréquences élevées par les diverses capacités parasites intrinsèques au composant. En revanche dès que les tensions induites franchissent ce seuil, le caractère non linéaire bouleverse complètement le comportement du circuit. Le besoin industriel va donc s'exprimer au niveau de cette transition comportementale, c'est-à-dire estimer un risque bas niveau permettant de repérer les résonances, puis, faire jouer les phénomènes non linéaires pour identifier l'amplitude caractérisant le seuil de susceptibilité du circuit et ses conséquences sur la fonctionnalité de

l'équipement. Cet enchaînement suggère donc une modélisation en deux étapes, l'une pratiquée sous le seuil non linéaire adopterait des approches classiques en prenant un raisonnement établi dans le domaine fréquentiel, ainsi que des concepts d'impédances petits signaux. Cette étape accomplie on relèverait les fréquences de résonances afin d'étudier plus finement le comportement du circuit autour de ces fréquences critiques. L'adoption d'un raisonnement utilisant le domaine temporel semble donc la voie ouverte pour traiter cette seconde étape dans laquelle on chercherait à prévoir le seuil de dysfonctionnement du circuit. Ici interviendraient les critères de non linéarités combinés aux données techniques définissant les seuils de sensibilité du circuit concerné par la perturbation.



**Figure 1 : Méthode de modélisation proposée**

Cette démarche suscite alors l'intérêt de bien choisir l'analyse théorique temporelle de ces phénomènes, c'est à cette tâche que sont consacrés les prochains sous paragraphes.

### **I.1. Constitution élémentaire du modèle proposé**

Afin de limiter la complexité des simulations, un composant ne peut être modélisé trop en détail sous peine qu'il soit trop exigeant en terme de donnée d'entrée et de temps de calcul, il faut cependant que le comportement obtenu soit représentatif du fonctionnement réel dans la plage de fréquence souhaitée.

Nous avons donc opté pour une modélisation à l'échelle des entrées-sorties dont le détail le plus fin est le premier étage microélectronique. La structure obtenue est constituée comme sur la Figure 2 pour prendre en compte :

- Les éléments parasites du boîtier, à savoir : la capacité formée par la broche du composant et le plan de masse ( $C_{pkg}$ ), les pertes ohmiques dans la broche ( $R_{pkg}$ ) et l'inductance distribuée introduite par le bounding ( $L_{pkg}$ )
- Les protections contre les ESD représentées sous forme de deux diodes, elles sont caractérisées par un tableau de correspondance entre la tension d'entrée et le courant qui les traverse.
- La capacité équivalent aux fonctions intégrées dans le composant ( $C_{comp}$ )

Ce modèle existe déjà sous l'appellation IBIS [IV-2] [IV-3], il est accessible pour une grande majorité de composants via une base de donnée importante alimentée par les fabricants. L'usage de ce modèle facilite la simulation du comportement fonctionnel des composants avec les logiciels de circuits usuels (PSpice), les données implicites introduites dans cette base ignorent donc le fonctionnement hors bande. L'analyse entreprise a donc pour but de cerner la validité de ce modèle dans la bande de fréquence concernée par l'exploration expérimentale du chapitre précédent.

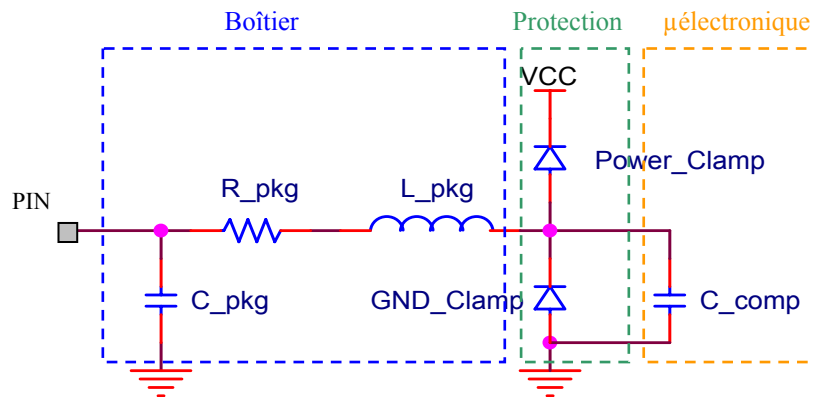


Figure 2 : Modèle IBIS

Nous allons donc successivement regarder la modélisation du boîtier associée à la fonction microélectronique, la modélisation des diodes de protection et pour conclure nous aboutirons aux critères de dysfonctionnement.

### 1.1.a. Modélisation du boîtier

Le boîtier est modélisé par un assemblage d'inductances, capacités et résistances représentatives des connexions reliant la frontière physique des circuits à la partie active du composant. Il s'agit d'un filtre chargé par les diodes de protection elles-mêmes chargées par la capacité du composant. Nous procédons par la suite à des mesures et simulations sur un boîtier CMS de type SO-8 (ref : MAX 4309) afin de valider la structure adoptée Figure 2.

La méthode la plus rationnelle pour évaluer la fonction de transfert reliant la broche du composant au contact du bonding sur la puce de silicium, consisterait à prélever les tensions sur les ports 1 et 2 comme illustré Figure 3.

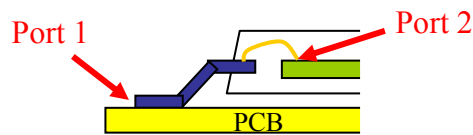


Figure 3 : Mesure de fonction de transfert d'une I/O

Cette pratique nécessite une invasion du circuit à l'aide d'attaques chimiques et l'usage d'une métrologie qui étaient hors de portée de notre équipe, nous avons donc procédé autrement. Le composant MAX 4309 offrait une symétrie permettant d'accéder à deux broches d'alimentation localisées de part et d'autre de sa frontière physique, la Figure 4 précise cette disposition. Il devenait donc possible d'atteindre les extrémités des filtres intégrant l'effet du boîtier, puis, en adoptant l'hypothèse d'une répartition symétrique rigoureuse nous pouvons évaluer chaque élément contenu dans le schéma de la Figure 2.

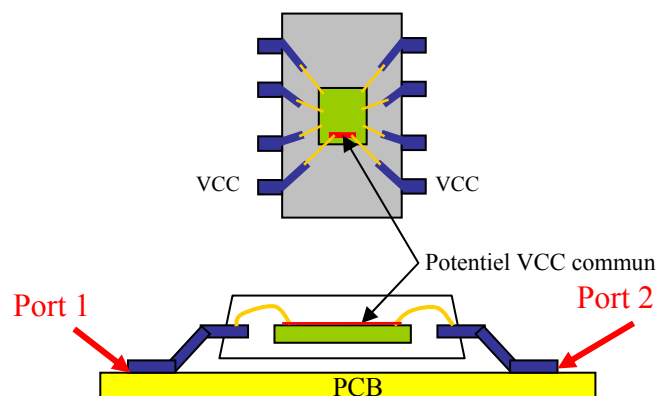


Figure 4 : Mesure entre deux broches GND boîtier SO-8

La résistance a été déterminée très facilement en procédant à une mesure à l'ohmmètre. Cette estimation a donné une valeur de  $25\Omega$  avec l'hypothèse préalable qu'elle était indépendante de la fréquence, elle représente la résistance série VCC-VCC constituée des résistances  $R_{pkg}$  et de la résistance entre les deux broches au niveau circuit intégré. L'évaluation des autres éléments nécessitait l'usage de hautes fréquences par l'insertion des ports 1 et 2 de l'analyseur de réseaux sur les deux broches en question comme indiqué Figure 5. Le paramètre extrait de ces mesures était donc constitué par le coefficient de transmission  $S_{21}$ .



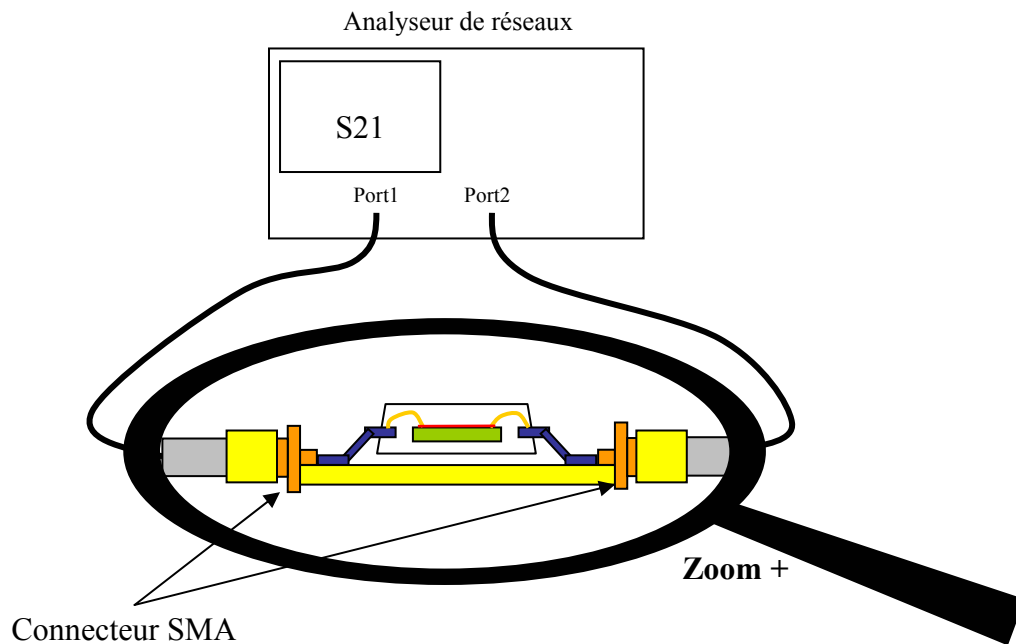


Figure 5 : Banc de mesure de la fonction de transfert entre deux broches Vcc d'un boîtier So-8

La courbe tracée Figure 6 donne les variations de ce coefficient pour des fréquences allant de 10MHz à 6GHz. Comme le laissait pressentir l'intuition physique, cette fonction correspond bien à un filtre passe bas dont la fréquence de coupure se situe entre 2GHz et 3GHz.

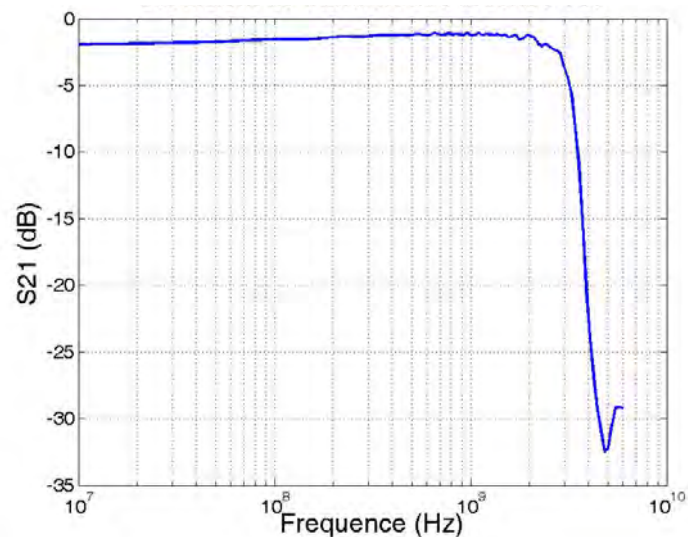


Figure 6 : Paramètre  $S_{21}$  mesuré entre deux broches VCC d'un composant MAX4309

Cette caractéristique demeure toutefois insuffisante pour déduire les paramètres inductance et capacité inconnus dans le schéma de la Figure 2. Nous avons donc reconstitué le circuit tel

qu'il se présente dans la configuration adoptée lors du test à l'analyseur de réseaux. Le schéma de la Figure 7 montre cette disposition sur laquelle apparaissent de part et d'autre des filtres disposés en cascade, la source et la charge équivalentes aux deux voies de l'analyseur.

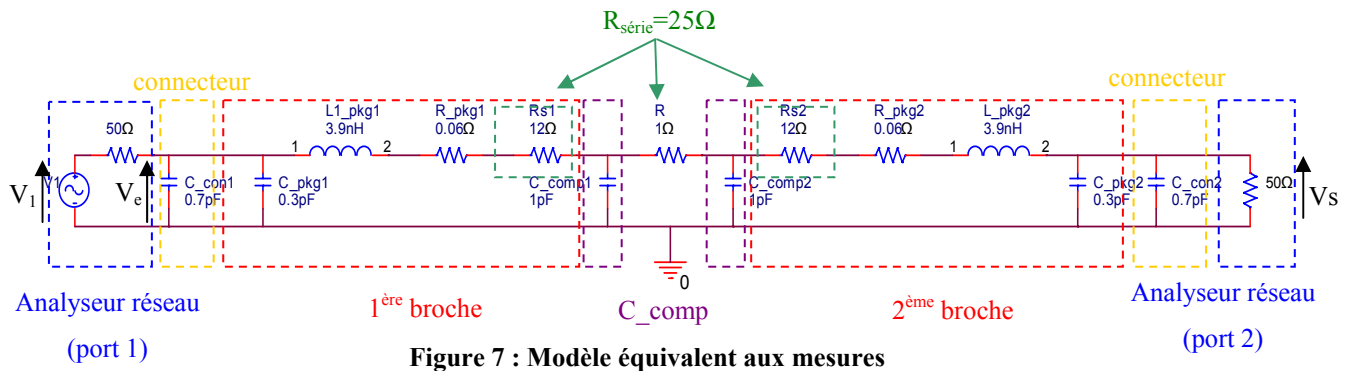


Figure 7 : Modèle équivalent aux mesures

Le coefficient  $S_{21}$  de ce schéma a donc été calculée en adoptant la résistance de  $25\Omega$  identifiée précédemment et représentée par l'adjonction série de  $2 \times 12\Omega + 1\Omega$ . Cette dernière résistance de  $1\Omega$  représente la liaison microélectronique entre les VCC au niveau de la puce. Quand aux valeurs assignées aux inductances et capacités, nous avons sélectionné les paramètres proposés dans la banque IBIS se rapportant à ce composant.

Le calcul du paramètre  $S_{21}$  est réalisé à partir du rapport entre la tension de sortie  $V_s$  est la tension incidente  $V_i$  en entrée du circuit. Cette dernière correspond à la tension que l'on mesurerait sur le port 2 en remplaçant le composant par un fil (cf. Figure 8). Du fait des deux impédances de  $50\Omega$  équivalentes aux deux ports, cette tension incidente peut s'écrire  $V_i = \frac{V_1}{2}$  avec  $V_1$  la tension délivrée par le générateur interne de l'analyseur de réseaux.

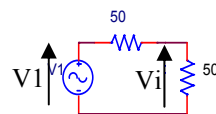


Figure 8 : Calcul de la tension incidente sur le circuit

Il est important de préciser que la tension  $V_i$  que nous venons de calculer ne correspond pas à la tension  $V_e$  mesurée en entrée du circuit qui correspond elle à la somme des tensions incidente et réfléchie sur le circuit.

L'expression permettant de calculer le paramètre  $S_{21}$  peut alors s'écrire  $S_{21} = 20 \cdot \log\left(2 \frac{V_s}{V_1}\right)$ .

Courbes simulée et mesurée sont superposées sur la Figure 9.

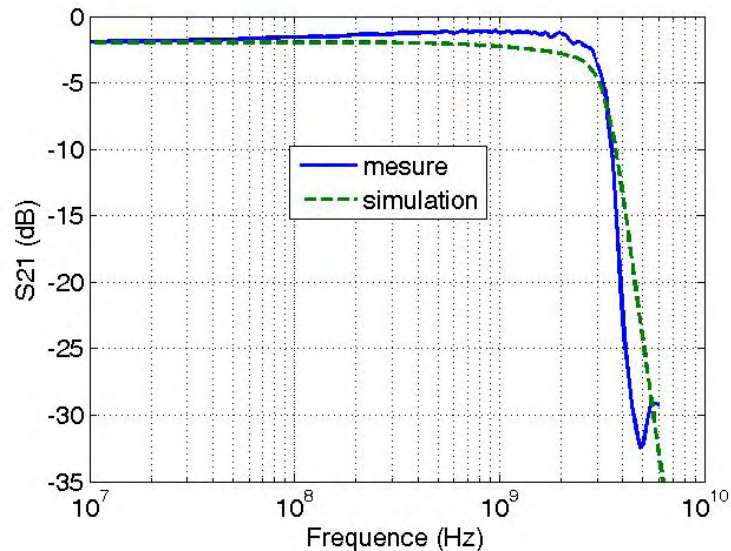


Figure 9 : Fonctions de transfert mesurée et calculée

Cette expérience prouve que les données contenues dans le modèle IBIS semblent représentatives du comportement du boîtier. Cependant, au-dessus du GHz, il n'est pas impossible que des paramètres passifs non mentionnés dans le schéma de la Figure 6 interviennent. Seule une étude spécifique à ce domaine de fréquence permettrait de répondre. Les éléments du schéma du boîtier identifiés et évalués, nous proposons maintenant de modéliser le comportement d'une seule broche chargée par la contribution de la matrice active du matériau semi-conducteur. Nous adoptons le schéma de la Figure 10 dans lequel figure en sortie du filtre boîtier la capacité intrinsèque au composant. Bien entendu, cette analyse est pratiquée sous des niveaux suffisamment bas pour les situer au-dessous du seuil de conduction des diodes de protection. A l'aide des données portées sur ce schéma, la simulation de la fonction de transfert ( $V_s/V_e$ ) a été entreprise et reproduite Figure 11.

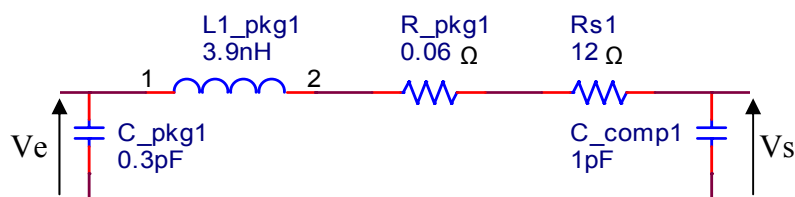


Figure 10 : Modèle d'une broche Vcc d'un boîtier SO-8

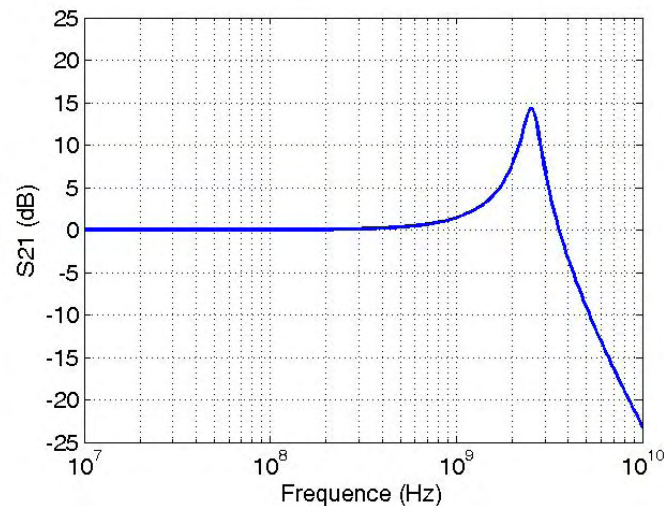


Figure 11 : Fonction de transfert d'une broche Vcc d'un boîtier SO-8

Cette simulation montre donc que le boîtier influence assez fortement le transit des perturbations dont la fréquence excède 1GHz. Celles-ci peuvent être rehaussées par la contribution des résonances ou au contraire très atténuées dès qu'on s'éloigne de la coupure exercée par le boîtier. Bien sûr, les paramètres inductance, capacité et résistance caractérisant ces phénomènes sont tributaires du type de boîtier, suivant qu'il s'agisse de CMS, BGA, PLCC, DIP,... il faut s'attendre à des excursions très importantes de fréquence de coupure ou de résonance pouvant s'étendre de 10MHz à une dizaine de GHz. Néanmoins nous pensons que les données disponibles dans les bases IBIS sont très représentatives de cette réalité physique.

### ***1.1.b. Modélisation des diodes de protection***

Le modèle IBIS fournit la caractéristique statique des diodes de protections, mais les paramètres dynamiques tels que la bande passante ou la capacité dynamique ne sont pas mentionnés. Ces données sont toutefois primordiales pour l'étude de susceptibilité car le comportement des diodes influence notablement la forme des signaux et par voie de conséquence la sensibilité. Les recherches bibliographiques sur les protections contre les ESD n'ont pas permis d'acquérir plus de données sur leurs caractéristiques dynamiques généralement tenues confidentielles par les fabricants. Cependant, nous savons que les tests normatifs appliqués aux composants en vue de connaître leur immunité aux décharges électrostatiques indiquent que ces diodes acceptent des signaux transitoires d'une durée proche de la nanoseconde et qu'elles peuvent absorber des tensions d'amplitude proche du kV

[IV-4] [IV-5]. Ces considérations qualitatives permettent donc d'attribuer aux diodes de protection une fréquence de coupure voisine du GHz et des capacités de jonction proches du pF. Ces hypothèses semblent vérifiées sur le composant programmable testé dans le chapitre III car les non linéarités s'estompent au-dessus de 800MHz.

Nous pensons que pour les besoins spécifiques à la CEM, une étude menée en partenariat avec des fabricants de composants permettrait d'extraire certaines données pertinentes sur le rôle imparti aux diodes de protection.

### **I.2. Critères de dysfonctionnement**

Le modèle présenté précédemment peut être indifféremment utilisé dans le domaine temporel ou fréquentiel. L'analyse temporelle semble préférable car elle permet d'afficher la chronologie des événements qui amènent au dysfonctionnement.

Lors des études de susceptibilité présentées dans le chapitre III, nous avons observé que la forme des signaux en entrée d'un composant est modifiée par les non linéarités, nous avons également mis en évidence que ces distorsions influent notablement sur la sensibilité. Il a été constaté plus précisément que l'entrée d'un composant est sensible à la tension crête d'une perturbation située dans sa bande passante ou à sa valeur moyenne si le signal se situe hors bande.

C'est donc sur ce protocole que nous envisageons d'entreprendre dans le prochain paragraphe la simulation des phénomènes observés dans les précédentes parties de la thèse. En particulier, nous nous intéresserons aux apports amenés par les logiciels usuels de traitement de circuit ou de traitement mathématique.

## **II. Apport des logiciels usuels pour l'aide à la simulation**

Parmi les logiciels disponibles au laboratoire figuraient PSpice®, Matlab® et ADS© (Advance Design System). Afin de rechercher les critères validant l'usage de ces outils à la problématique de la thèse, nous procéderons à quelques simulations comparatives mettant en relief leurs potentialités respectives.

La détermination des critères de choix s'effectue principalement sur la précision requise dans la présentation des résultats et sur la convivialité.

### **II.1. Simulations pratiquées sous Matlab®**

Matlab (version 7 (R14)) permet une transcription mathématique des calculs des tensions propagées sur une ligne perturbée en déterminant des incréments de temps.

La mise en œuvre du calcul nécessite deux étapes : on évalue tout d'abord le couplage exercé par la ligne émettrice sur la ligne réceptrice, puis on recherche les réflexions successives installées sur la ligne réceptrice en vue de calculer la tension résultante qu'on relie ensuite au critère de dysfonctionnement.

#### ***II.1.a. Modélisation du couplage***

La modélisation du couplage suppose la ligne réceptrice adaptée, sous ces hypothèses on parvient à des expressions analytiques simples des tensions induites. C'est à ce niveau que vont intervenir les paramètres de couplage, c'est-à-dire l'incidence et la polarisation de l'onde s'il s'agit d'un couplage par champ ou les inductances et capacités de couplage s'il s'agit de diaphonie.

Dans l'application envisagée ici nous procédons autrement, les tensions recueillies sur la ligne réceptrice adaptée sont mesurées puis introduites par le protocole suivant. En fonction de la fréquence on mesure l'amplitude des tensions de paradiaphonie et de télédiaphonie capturées aux deux extrêmes de la ligne ainsi que leur retard relatif. Ces données amplitude et déphasage sont nécessaires en vue de produire des séquences sinusoïdales. Comme indiqué plus loin, la Figure 12 nous renseigne sur la localisation de ces tensions et sur les conditions de charge de la ligne réceptrice adoptée lors des mesures.

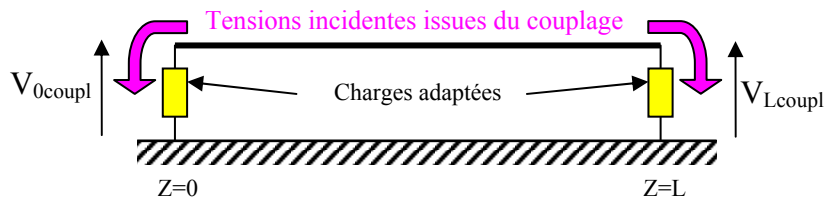


Figure 12 : Illustration des tensions induites par le couplage

Pour faciliter le dialogue, et le paramétrage du logiciel, il sera fait usage de l'outil additionnel Simulink. Ce procédé offre l'avantage d'inscrire les fonctions réalisées au moyen de graphiques synoptiques comme illustré Figure 13. Nous voyons apparaître l'enchaînement de trois fonctions, la première intitulée générateur délivre une fonction sinusoïdale, la seconde permet de modifier l'amplitude du signal en fonction de la fréquence, la troisième agit sur la phase. A chaque échantillon temporel vont donc s'associer toutes ces données d'amplitude et de phase contenues dans un tableau pour extraire les deux signaux sinusoïdaux induits aux deux extrémités de la ligne adaptée. La Figure 14 montre l'inscription de ces fonctions dans les boîtes de dialogue Simulink.

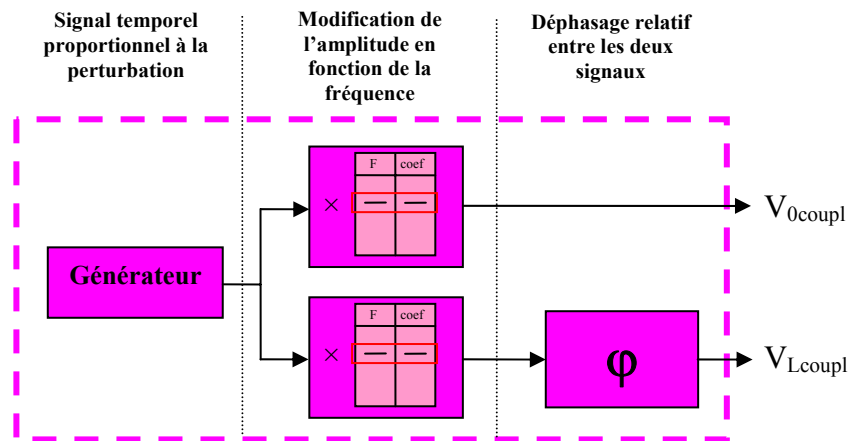


Figure 13 : Principe pour générer  $V_{0coupl}$  et  $V_{Lcoupl}$

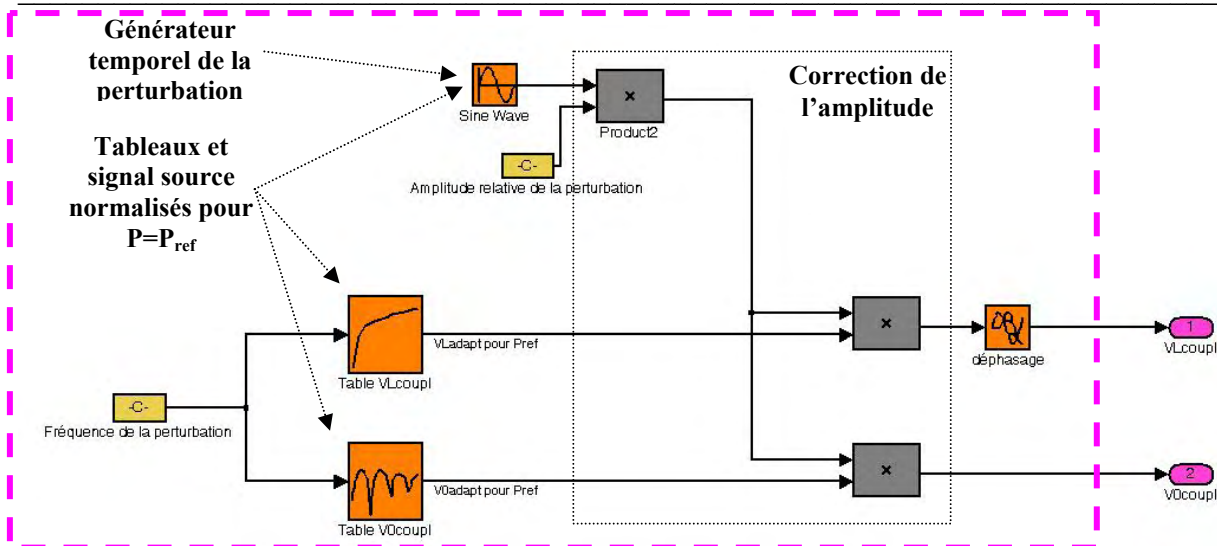


Figure 14 : Schéma sous Simulink®

### II.1.b. Prise en compte des désadaptations et de la propagation

Lorsque les charges connectées aux extrémités ne sont pas adaptées, les tensions incidentes précédemment calculées sont toujours présentes mais sont en partie réfléchies par la charge. Il apparaît alors des tensions qui se propagent en sens inverse et qui se superposent aux tensions couplées précédemment calculées.

Dans ce cas, la tension incidente sur une des charges n'est plus uniquement constituée de l'onde couplée, mais également des ondes réfléchies sur l'extrémité opposée. Le schéma de la Figure 15 montre que la tension résultante sur la charge située en  $z=L$  est la superposition de l'onde couplée  $V_{Lcoupl}$  et de l'onde  $V_{0prop}$  issues des réflexions sur la charge placée en  $z=0$ . On peut alors définir l'onde incidente totale telle que  $V_{Linc}=V_{Lcoupl}+V_{0prop}$ .

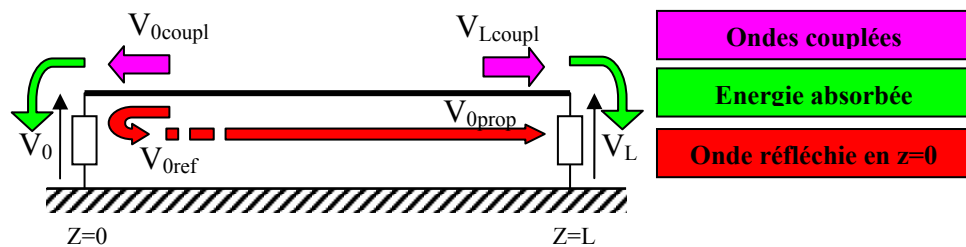


Figure 15 : Prise en compte de la propagation

Le calcul temporel développé avec Simulink® utilise ce raisonnement en modélisant la propagation des ondes dans chacun des deux sens et leur réflexion sur chaque extrémité.

La superposition entre l'onde couplée et l'onde propagée est matérialisée par une somme algébrique entre les deux signaux temporels.



Le phénomène de propagation est modélisé par un retard  $\tau$  calculé en fonction de la vitesse de propagation sur la ligne et de sa longueur. L'atténuation due aux pertes est introduite par un coefficient multiplicateur fonction de la fréquence initialement quantifié par des mesures.

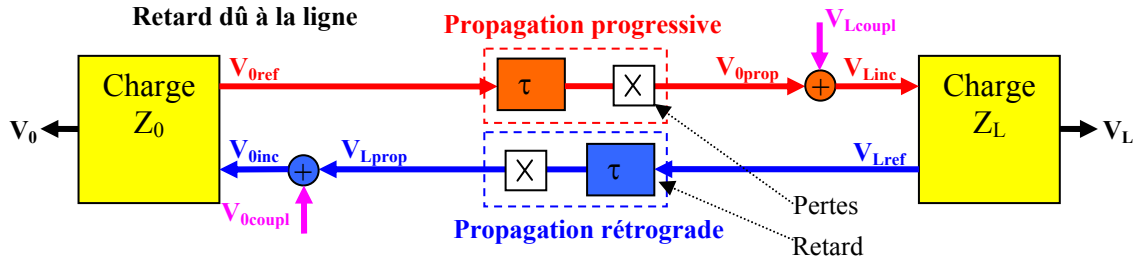


Figure 16 : Schéma bloc du calcul

Les éléments modélisant les charges ont pour rôle de calculer pour chaque pas temporel, les tensions réfléchies et les tensions résultantes sur chaque extrémité. Ces modèles ont des structures différentes suivant que la charge est réelle, complexe ou non linéaire.

➤ Charges réelles :

Pour des impédances réelles, les coefficients de réflexion  $\rho_0$  et  $\rho_L$  se calculent avec les formules issues de la théorie des lignes et restent invariants tout au long du parcours de l'onde.

$$\rho_0 = \frac{Z_0 - Z_c}{Z_0 + Z_c} \quad \rho_L = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} \quad [ \text{II-1} ]$$

Ces coefficients permettent d'évaluer les tensions réfléchies  $V_{0ref}$  et  $V_{Lref}$  issues respectivement de la réflexion des tensions incidentes  $V_{0inc}$  et  $V_{Linc}$  sur les charges  $Z_0$  et  $Z_L$ .

$$V_{0ref} = V_{0inc} \times \rho_0 \quad V_{Lref} = V_{Linc} \times \rho_L \quad [ \text{II-2} ]$$

On peut alors déduire les tensions résultantes  $V_0$  et  $V_L$  en sommant les tensions incidentes et réfléchies.

$$V_0 = V_{0inc} + V_{0ref} = V_{0inc} (1 + \rho_0) \quad [ \text{II-3} ]$$

$$V_L = V_{Linc} + V_{Lref} = V_{Linc} (1 + \rho_L) \quad [ \text{II-4} ]$$

La Figure 17 montre le schéma bloc du calcul modélisant une charge réelle. Les paramètres de configuration sont l'impédance caractéristique de la ligne et l'impédance de la charge, ils permettent de calculer le coefficient de réflexion suivant la formule [ II-1 ]. La donnée d'entrée est la tension incidente  $V_{inc}$ , à chaque pas temporel elle est multipliée au coefficient de réflexion précédent pour donner la tension réfléchie  $V_{ref}$  conformément à la formule [ II-2 ]. La tension résultante  $V_{ch}$  est ensuite calculée en additionnant  $V_{inc}$  et  $V_{ref}$ .

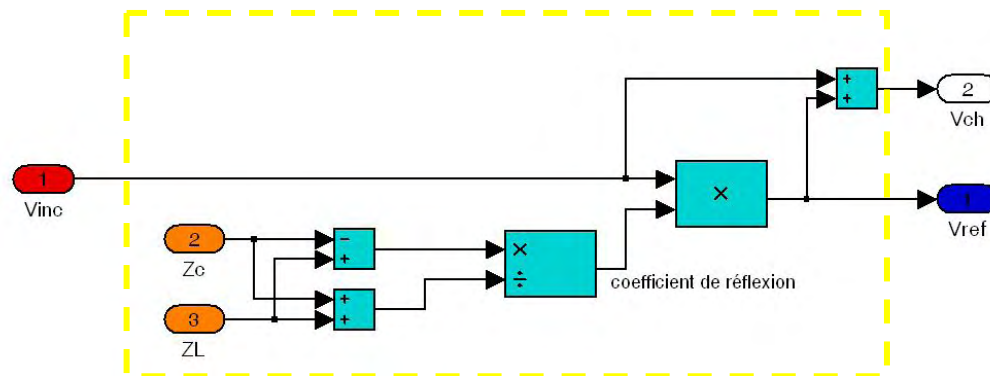


Figure 17 : Schéma bloc d'une charge réelle

Les signaux d'entrée et de sortie sont donc présentés comme des variables échantillonnées dans le temps,  $V_{ch}$  donne directement l'allure de la tension aux bornes de la charge

➤ Charges complexes ou non linéaires :

Lorsque la charge connectée en bout de ligne n'est plus réelle, le coefficient de réflexion tel qu'il est calculé précédemment n'est plus utilisable. En effet, suivant que la charge se trouve être un composant non linéaire ou une réactance, la tension induite sur le composant dépend de l'amplitude de la tension incidente ou de sa dérivée. Pour évaluer l'onde réfléchie par de telles charges, il est donc nécessaire de réévaluer le coefficient de réflexion à chaque pas temporel.

Pour cela, nous réduisons l'onde incidente à un modèle de Thévenin similaire au cas présenté dans le paragraphe II du chapitre II ; la f.e.m. correspond alors à la tension qu'il y aurait en bout de ligne sur un circuit ouvert ( $2.V_{inc}$ ), la résistance interne est strictement égale à l'impédance caractéristique  $Z_c$  de la ligne comme illustré Figure 18.

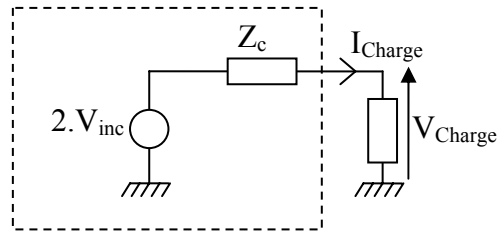


Figure 18 : Modèle de Thévenin équivalent à une onde incidente

Ce modèle est chargé par le composant connecté à l'extrémité de la ligne. Ce dernier est caractérisé par la relation liant la tension  $V_{charge}$  à ses bornes et le courant  $I_{charge}$  le traversant, sous forme d'une fonction  $F$  telle que  $I_{charge}=F(V_{charge})$ .

Dans le cas d'une capacité de valeur  $C$ , cette relation peut s'écrire  $I_{charge} = C \frac{dV_{charge}}{dt}$

Dans le cas d'une diode, cette expression est issue de la fonction caractéristique présentée dans le paragraphe I du chapitre précédent, soit  $I_{charge} = I_{ds} (e^{\frac{V_{charge}}{V_t}} - 1)$

En utilisant les lois élémentaires de l'électricité, on trouve aisément l'équation liant  $V_{charge}$  et  $V_{inc}$ . Ce calcul est simplifié en ne considérant que la partie réelle de  $Z_c$ .

$$2V_{inc} = V_{charge} + Z_c \times I_{charge} \quad [ II-5 ]$$

On en déduit une équation différentielle que l'on peut résoudre avec les outils numériques disponibles dans le logiciel.

$$2V_{inc} - V_{charge} - Z_c \times F(V_{charge}) = 0 \quad [ II-6 ]$$

La résolution numérique de cette équation permet d'obtenir la tension  $V_{charge}$  et d'en déduire la tension réfléchie par la formule suivante issue de la théorie des lignes :

$$V_{ref} = V_{charge} - V_{inc} \quad [ II-7 ]$$

La Figure 19 représente le schéma bloc permettant de calculer les tensions réfléchies et résultantes sur une diode pour chaque pas temporel.

Dans cet exemple, on note  $V_{charge}=V_d$  et  $I_{charge}=I_d$ . Les données nécessaires au calcul sont l'impédance caractéristique  $Z_c$  que l'on affecte à  $R_s$  et les paramètres de la diode  $I_{ds}$  et  $V_t$  utilisés pour définir la fonction  $I_d=F(V_d)$ .

Dans un premier temps, on résout l'équation [ II-6 ] au moyen de la fonction « Solve », ce qui permet d'obtenir la tension  $V_d$ . La tension réfléchie est ensuite calculée en faisant la différence entre les tensions résultante et incidente.

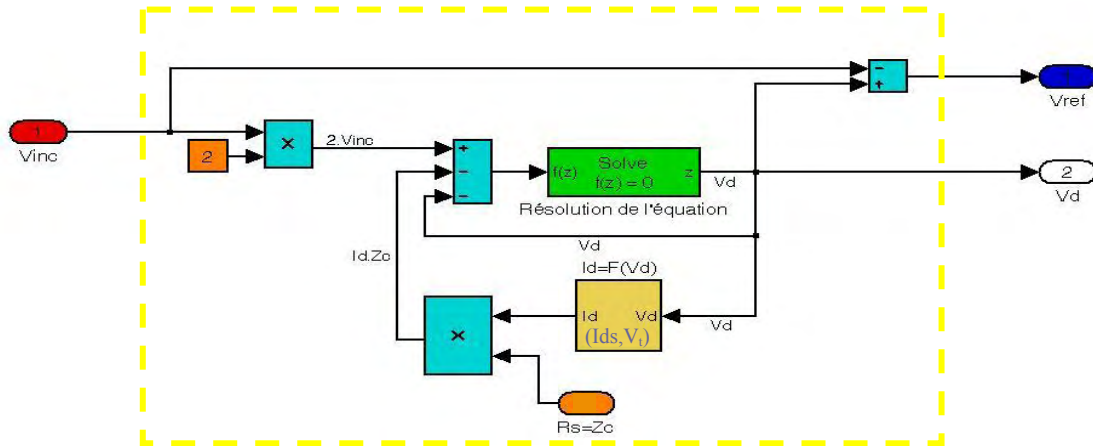


Figure 19 : Schéma bloc d'une diode

La Figure 20 représente le schéma bloc d'une capacité où là encore on remarque que la donnée d'entrée est la tension  $V_{inc}$  et le résultat du calcul donne pour chaque pas temporel les tensions réfléchie et résultante. Les paramètres nécessaires au calcul sont  $Z_c$  que l'on affecte à  $R_s$  et la capacité  $C$ .

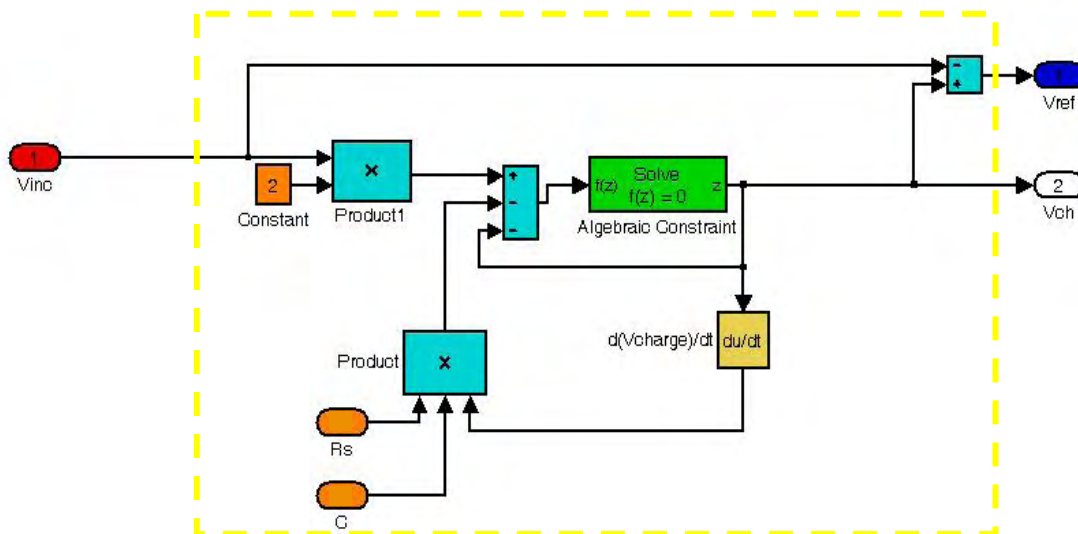


Figure 20 : Schéma bloc d'une capacité

Pour des charges complexes ou constituées de plusieurs composants, la méthode est strictement identique, seule la fonction liant  $I_{\text{charge}}$  et  $V_{\text{charge}}$  diffère : elle peut si nécessaire faire intervenir des dérivées temporelles comme c'est le cas pour la capacité. Dans tous les cas, une étude analytique est nécessaire pour réévaluer la fonction [ II-6 ] car elle est la base de la modélisation.

### II.1.c. Modélisation du dispositif de diaphonie de 30cm connecté à une diode

Dans cet exemple, on souhaite calculer la forme temporelle des signaux aux extrémités d'une ligne de 30cm perturbée par diaphonie avec une sinusoïde. Le schéma du montage est représenté Figure 21, on y retrouve les charges aux deux extrémités de la ligne réceptrice, soit  $Z_0$  qui sera remplacée par un court-circuit et  $Z_L$  qui prendra tout d'abord les propriétés d'une charge réelle haute impédance puis celles d'une diode. La ligne émettrice est alimentée par une source HF et adaptée sur l'extrémité opposée.

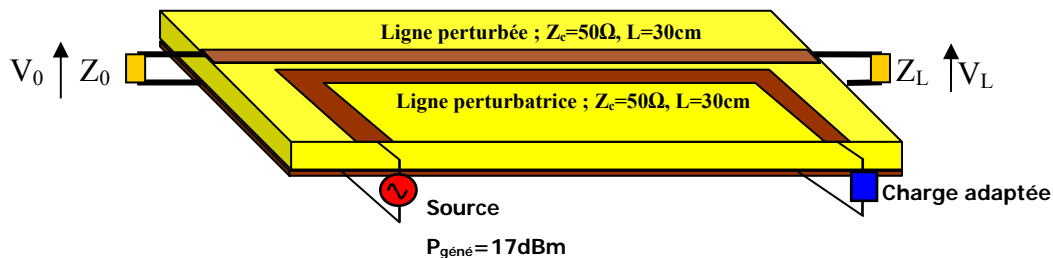


Figure 21 : Dispositif de diaphonie modélisé

La première étape configurant le calcul consiste à déterminer les deux tableaux reconstituant les tensions couplées  $V_{0\text{coupl}}$  et  $V_{L\text{coupl}}$  en fonction de la fréquence. Nous avons donc mesuré entre 10MHz et 1GHz les tensions induites sur les deux extrémités de la ligne adaptée, la puissance sur la ligne émettrice est de 0dBm. La Figure 22 représente les courbes obtenues et les deux tableaux correspondants.

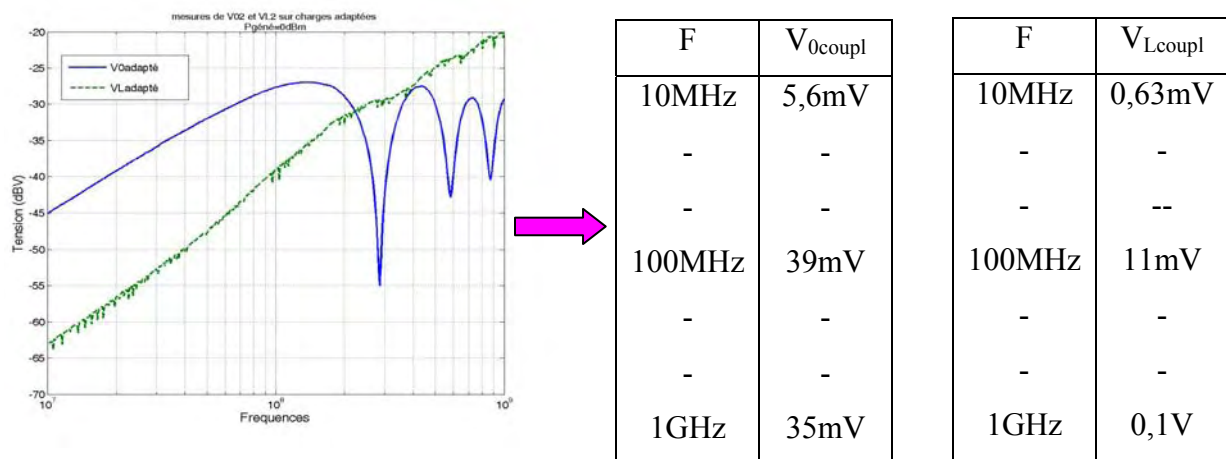


Figure 22 : Mesure des tensions couplées

Sachant que la consigne appliquée à la source est invariante et strictement égale à 0dBm, les amplitudes contenues dans ces tableaux seraient pondérées par le rapport puissance souhaitée/puissance de consigne.

Ainsi, lorsqu'on souhaite simuler une puissance de 17dBm sur le générateur, les amplitudes des tensions couplées sont donc multipliées par 7,18.

Le retard entre les deux tensions couplées par diaphonie est égal au temps de propagation sur la ligne perturbée, soit environ 1ns.

Il est désormais possible de générer notre perturbation avec le bloc de la Figure 14 que nous avons réglé avec les paramètres que nous venons de décrire, il faut maintenant configurer le reste du modèle en renseignant les paramètres secondaires de la ligne perturbée, les pertes sur cette dernière, et les valeurs des charges.

On mesure ainsi une impédance caractéristique proche de 50Ω et une vitesse de propagation de  $1,54 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ . Le coefficient multiplicateur représentatif des pertes est fonction de la fréquence, cette dépendance est introduite dans le modèle grâce aux formules décrites dans le paragraphe II.3 du chapitre II, aux fréquences que nous observons il est proche de 0,97.

Dans un premier temps, nous considérons des charges réelles telles que  $Z_0=0$  (court-circuit) et  $Z_L=1\text{M}\Omega$  (haute impédance) et nous observons la tension  $V_L$ .

Les figures 22 et 23 montrent une comparaison entre les mesures et les simulations réalisées à 120MHz et à la résonance située à 133MHz, la puissance sur la ligne émettrice est de 17dbm.

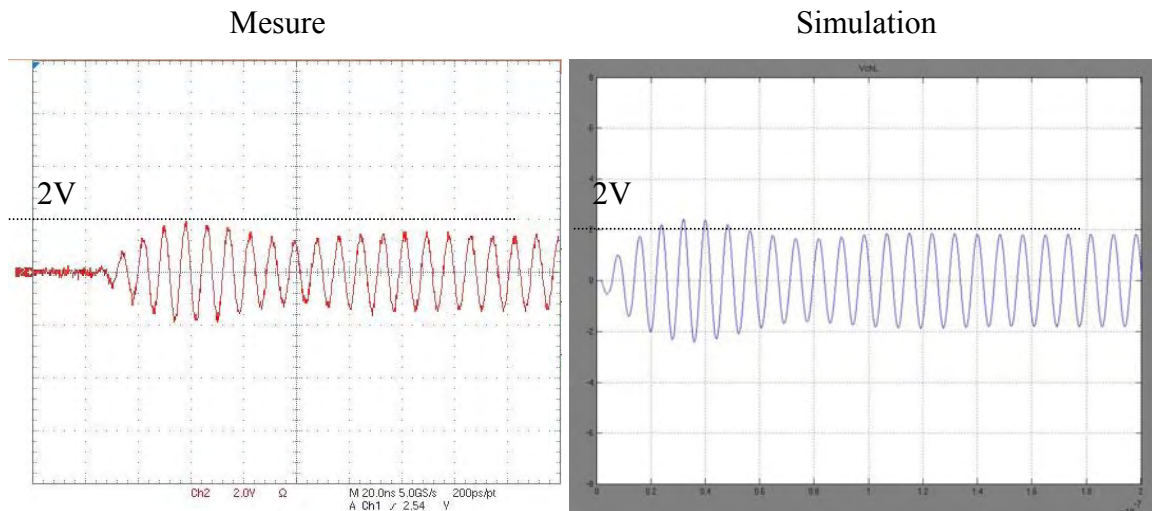


Figure 23 : Comparaison entre la mesure et le calcul de la tension de sortie sur la ligne réceptrice en circuit ouvert pour une perturbation de 17dBm à 120MHz sur la ligne émettrice.

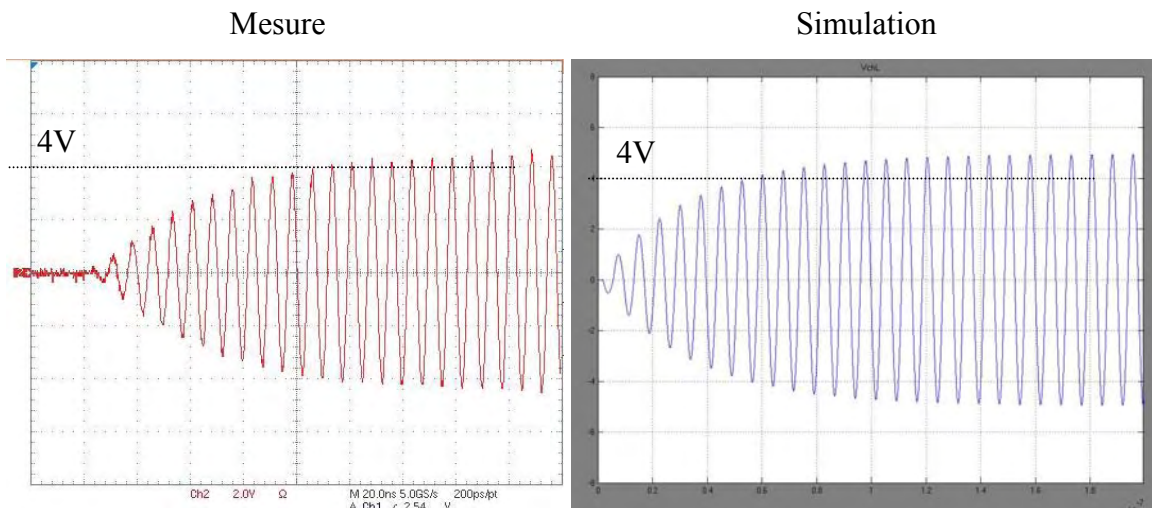


Figure 24 : Comparaison entre la mesure et le calcul de la tension de sortie de la ligne réceptrice en circuit ouvert, à la résonance quart d'onde pour une puissance injectée de 17dbm

Nous observons que l'allure et l'amplitude des simulations sont similaires aux mesures, ce qui nous permet d'affirmer que le modèle proposé est suffisamment précis pour prédire le comportement d'une ligne perturbée chargée par des composants réels.

Dans la suite de l'étude, la charge  $Z_L$  est remplacée par une diode Schottky dont la tension de seuil est 0,3V. Les Figures 24 et 25 comparent mesures et simulations dans des conditions de perturbations identiques aux précédentes :



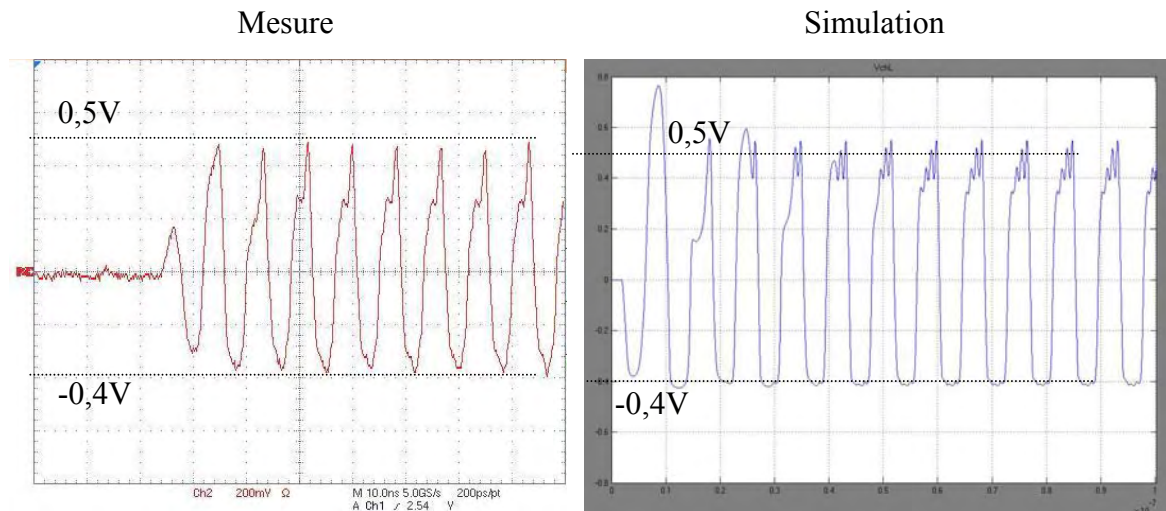


Figure 25 : Comparaison entre la mesure et le calcul de la tension de sortie sur la ligne réceptrice chargée par une diode pour une perturbation de 17dBm à 120MHz sur la ligne émettrice.

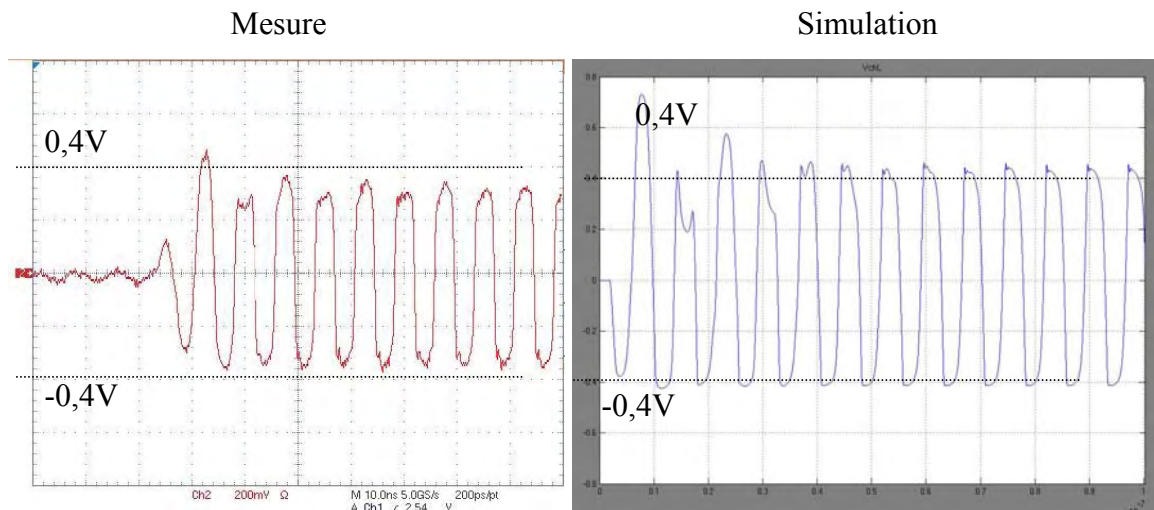


Figure 26 : Comparaison entre la mesure et le calcul de la tension de sortie sur la ligne réceptrice chargée par une diode à la résonance quart d'onde pour une puissance injectée de 17dbm

On remarque là aussi que la modélisation de la diode permet d'obtenir des résultats très satisfaisants tant sur l'amplitude que sur la forme de la tension. Seule une légère surestimation de la tension subsiste, elle est vraisemblablement due aux erreurs faites sur l'estimation des pertes linéiques de la ligne.

Cependant, l'exemple présenté ici ne considère qu'un seul composant dont nous connaissons le comportement, or le schéma équivalent d'une entrée de composant tel que nous l'avons décrit dans le premier paragraphe fait intervenir le circuit équivalent au boîtier, les deux diodes de protection et la capacité interne du composant soit au total six composants. Sa modélisation et les simulations que nous ne présenterons pas se sont révélés complexes et



introduisent des instabilités dans le calcul. Il est donc difficile d'envisager utiliser cette méthode pour modéliser avec précision le comportement d'une ligne chargée par un composant.

En revanche, le modèle analytique utilisé pour calculer la perturbation induite sur la ligne réceptrice permet de considérer n'importe quel type de couplage en caractérisant les deux tensions couplées  $V_{0\text{coupl}}$  et  $V_{L\text{coupl}}$  qu'il induit. Modifier le mode de couplage ou l'incidence d'une perturbation revient donc à calculer ou à mesurer les tableaux correspondant à ces deux tensions. D'autre part, la méthode globale se prête parfaitement à des configurations simples car elle est représentative des phénomènes physiques et permet de visualiser l'évolution temporelle de la tension en quelques dizaines secondes.

## **II.2. Simulation avec PSpice®**

L'outil PSpice du logiciel Cadence (Capture CIS 9.2.3) est dédié à la simulation fonctionnelle des systèmes électroniques. A ce titre il possède des bibliothèques de composants permettant de modéliser les fonctions numériques ou analogiques des circuits. Ces modèles sont partiellement constitués des données IBIS décrites dans le premier paragraphe, il est alors possible de réutiliser cette base de donnée afin d'obtenir un gain de temps significatif dans l'élaboration d'un modèle.

Compte tenu du fonctionnement hors bande des circuits tel qu'il est abordé dans notre thèse, il n'est pas certain que ces modèles demeurent fiables. Afin de lever ce doute, nous avons comparé mesures et simulations réalisées sur une diode de type 1N4007 excitée par une source harmonique assimilable à un générateur de Thévenin illustré Figure 27. Ce choix de la diode concorde tout à fait bien avec l'orientation de notre thèse comme cela a été évoqué dans le chapitre III. Nous avons volontairement utilisé un composant dont la bande passante est limitée à quelques dizaines de kHz afin de s'affranchir des phénomènes parasites introduits par le boîtier. La fréquence du signal est initialement réglée à 10kHz afin d'entrer dans la bande passant de la diode, elle est ensuite portée à 50MHz pour observé le comportement bien au-delà de la fréquence maximale de fonctionnement.

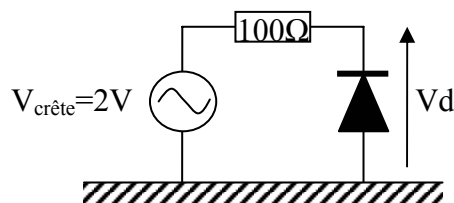
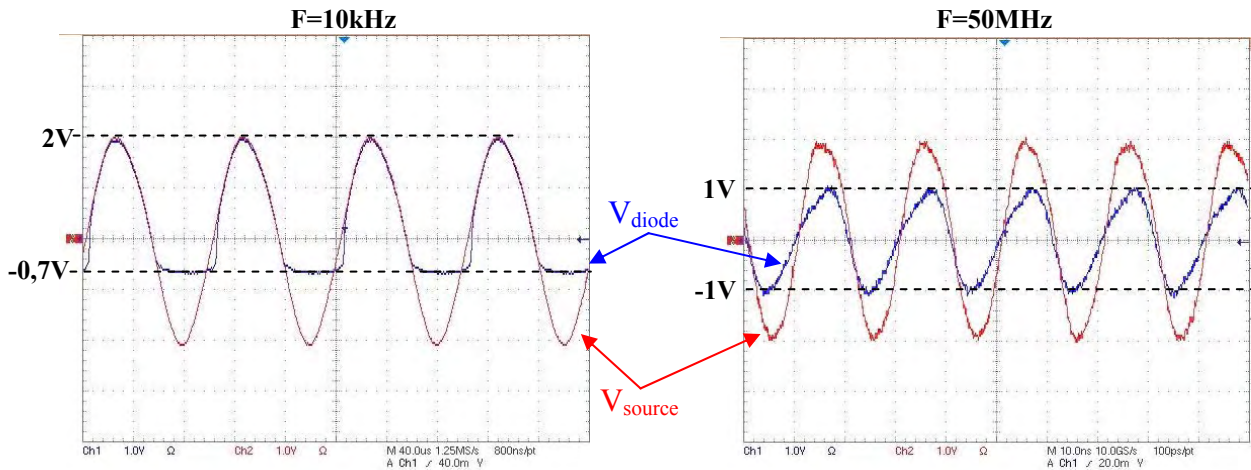


Figure 27 : Excitation d'une diode par un générateur de Thévenin

La Figure 28 représente la tension délivrée par la source d'excitation et la tension mesurée aux bornes de la diode par une sonde haute impédance connectée à l'oscilloscope. Le relevé de gauche représente les signaux capturés à 10kHz, celui de droite à 50MHz.

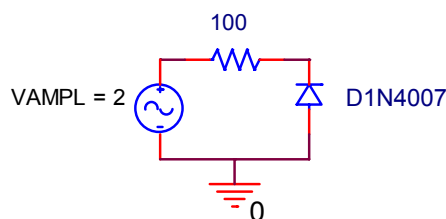


**Figure 28 : Tension mesurée aux bornes d'une diode 1N4007 ( $V_{diode}$ ) excitée par un générateur sinusoïdal ( $V_{source}$ ) à 10kHz et 50MHz**

Ces résultats montrent qu'à 10kHz, la tension trouvée sur la diode correspond tout à fait bien au signal redressé simple alternance. On déduit aisément du graphique une tension de seuil de 0,7V.

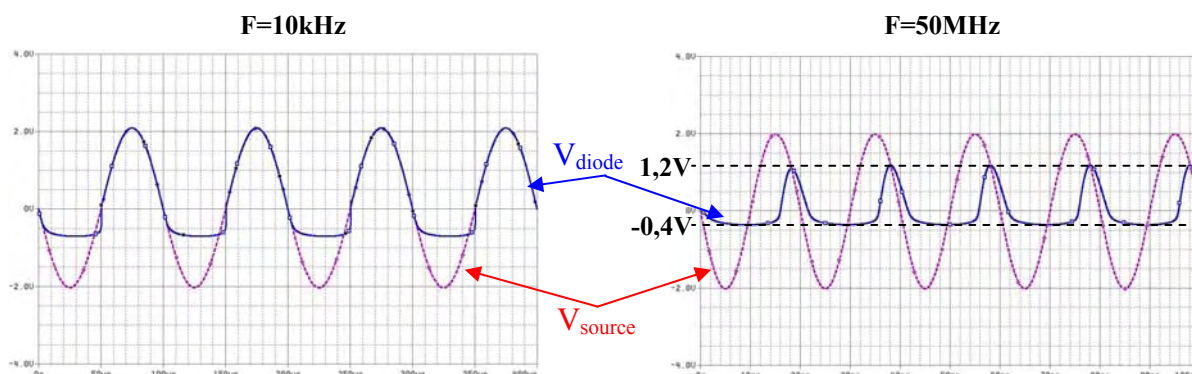
En revanche, pour une fréquence de 50MHz, le redressement perd son efficacité et la forme de la tension s'approche alors d'une sinusoïde d'amplitude 1V. Ce résultat expérimental semble donc tout à fait en accord avec les conclusions du chapitre II, à savoir que face à un signal de fréquence supérieure à sa bande passante, la diode s'éloigne de son comportement usuel.

Le dispositif utilisé pour réaliser les mesures précédentes a été modélisé sous PSpice par la structure de la Figure 29. On retrouve le générateur de Thévenin et la diode 1N4007 que nous avons trouvé dans la bibliothèque ''diode'' du logiciel (cf. annexe 2).



**Figure 29 : Modélisation sous PSpice du dispositif d'excitation d'un diode**

La Figure 30 représente la tension d'excitation et la tension aux bornes de la diode obtenue par simulation à 10kHz et 50MHz.



**Figure 30 : Tension calculée aux bornes d'une diode 1N4007 ( $V_{diode}$ ) excité par un générateur de Thévenin ( $V_{source}$ ) à 10kHz et 50MHz**

Comme nous le supposions, la simulation en basse fréquence donne une allure très similaire à la mesure présentée Figure 28, en revanche, à 50MHz l'amplitude et la forme de la tension  $V_{diode}$  calculée diffère fortement de la mesure. En effet, le calcul donne une tension comprise entre -0,4V et 1,2V alors que celle mesurée se situe entre -1V et 1V, d'autre part, la forme du signal mesuré est proche d'une sinusoïde alors que la tension calculée ressemble au signal redressé obtenu en basse fréquence. Cette dernière remarque laisse donc supposer que le modèle PSpice des diodes doit encore être affiné pour l'étude du comportement hors bande de ce type de composant.

D'autre part, nous avons modélisé le dispositif de perturbation en diaphonie afin de simuler son comportement et reconstituer numériquement les expérimentations. La confrontation aux mesures a révélé de faibles écarts sur la localisation des fréquences de résonance

Les deux lignes couplées sont indépendamment caractérisées par un modèle de ligne de transmission défini dans la librairie du logiciel, ce dernier est renseigné par les paramètres primaires et la longueur de chaque ligne. Le couplage entre les deux conducteurs est ensuite défini par les coefficients  $C_{12}$  et  $L_{12}$ . La Figure 31 représente l'instruction des données traitées par le logiciel pour un câble bifilaire d'une dimension de 3m. Le générateur est assimilé par une source de tension en série avec une résistance représentant son impédance interne, les charges  $R_0$  et  $R_L$  correspondent respectivement aux impédances placées en entrée et en sortie de la ligne réceptrice.

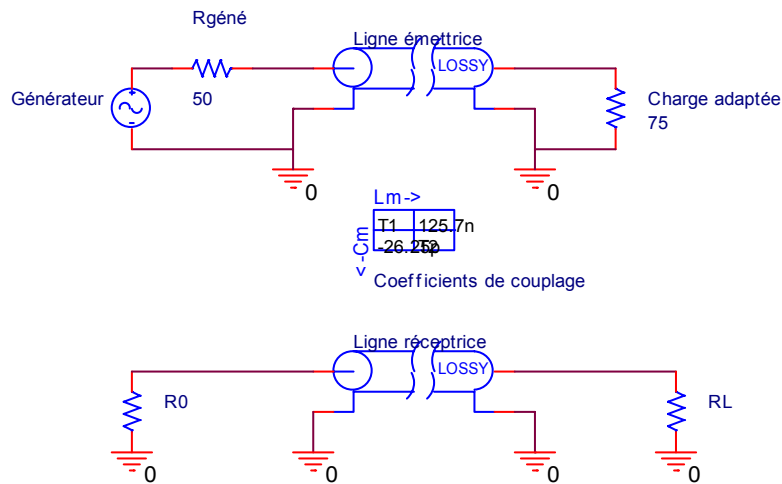


Figure 31 : Modélisation PSpice des lignes couplées

Afin de comparer ce modèle aux mesures, nous l'avons configuré de manière à faire apparaître la résonance quart d'onde, les résistances  $R_0$  et  $R_L$  ont donc été remplacées respectivement par un court-circuit et un circuit ouvert. Les charges étant linéaires, nous avons réalisé une simulation fréquentielle de la tension en sortie de la ligne réceptrice sur la gamme de fréquence 1MHz-100MHz, la courbe obtenue est représentée Figure 32 où elle est superposée à la mesure correspondante.

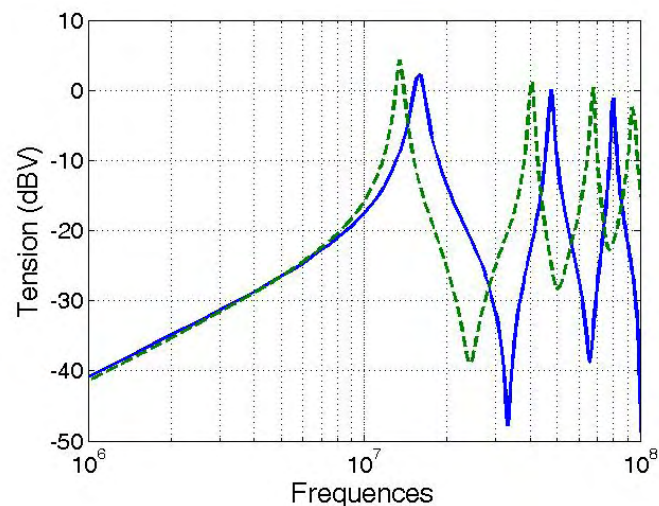


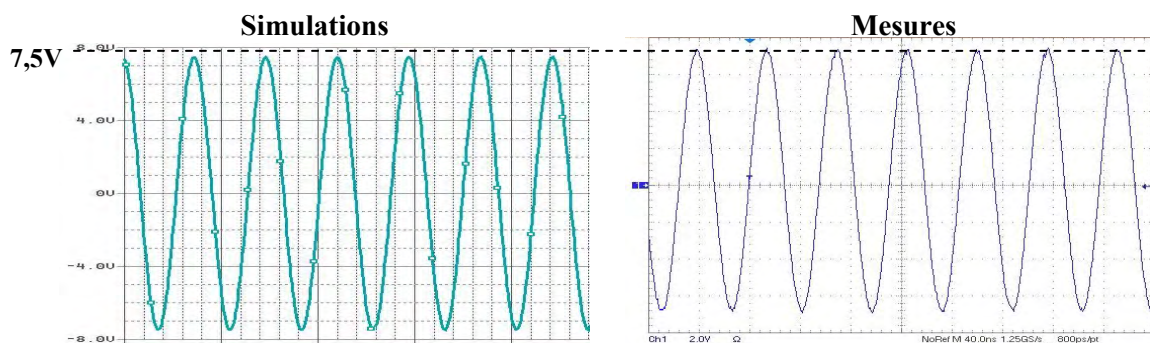
Figure 32 : Comparaison entre simulation (trait discontinu) et mesure (trait continu) de la tension en sortie de la ligne réceptrice

On constate principalement un décalage des fréquences de résonance, cet écart est de 3MHz sur la résonance quart d'onde et atteint 10MHz sur la troisième. Comme nous l'avons

démonstré dans le paragraphe II-4 du chapitre II, cette erreur est causée par une différence entre la vitesse de propagation calculée avec les paramètres primaires et la vitesse réelle.

Dans la suite de l'étude, nous réalisons des simulations temporelles aux fréquences de résonance quart d'onde et demi ondes du modèle, soit 14MHz et 28MHz. Elles sont comparées aux mesures faites sous les mêmes conditions de résonance du dispositif réel, soit 15.6MHz et 31MHz.

La ligne réceptrice est dans un premier temps court-circuitée en entrée et laissée en circuit ouvert en sortie, la fréquence d'excitation est réglée à 14MHz pour les simulations et 16MHz pour les mesures, on se place ainsi aux conditions de résonance quart d'onde. La puissance du signal harmonique présente sur la ligne émettrice est de 13dBm, l'amplitude de la tension induite sur l'extrémité ouverte est ainsi d'environ 7,5V en régime permanent (cf. Figure 33).



**Figure 33 : Mesures et simulations de la tension de sortie d'une ligne en circuit ouvert, perturbée à sa fréquence quart d'onde**

Cette amplitude importante permet dans un deuxième temps d'exciter les non linéarités d'une diode de type 1N4148 que l'on substitue au circuit ouvert, on compare alors Figure 34 les résultats de simulation aux mesures.



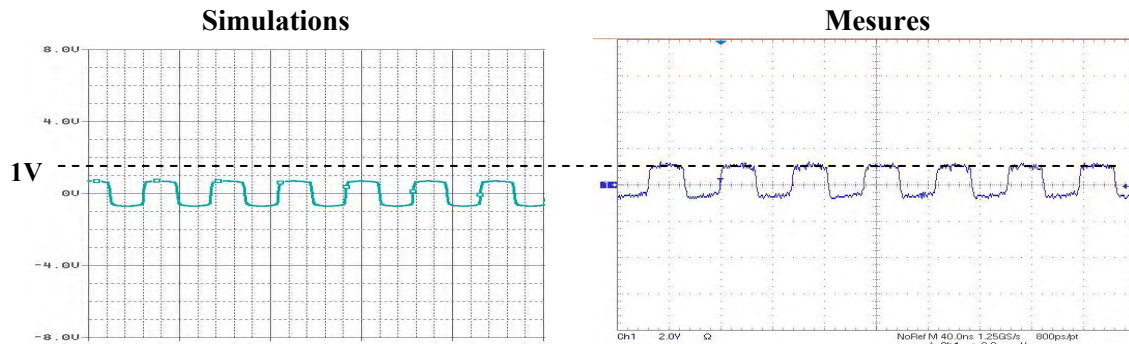


Figure 34 : Mesures et simulations de la tension de sortie d'une ligne connectée à une diode 1N4148, perturbée à sa fréquence quart d'onde

On constate que la forme temporelle de la tension calculée est très proche du résultat expérimental, le modèle de ligne est donc pertinent dans la configuration que nous venons de tester.

Au cours du paragraphe II du chapitre précédent, nous avons observé à la résonance demi onde de la ligne perturbée que la tension induite sur une diode connectée en sortie n'avait pas l'allure d'un signal redressé mais qu'elle présentait une tension d'offset. Nous avons donc vérifié si ce comportement apparaissait également sur les résultats de simulation.

Pour cela nous avons modifié le dispositif précédent en remplaçant la charge  $R_0$  par une résistance de  $1k\Omega$ , la sortie a été successivement laissée en circuit ouvert puis connectée à une diode 1N4148 en respectant le protocole précédent. La source alimentant la ligne émettrice est toujours réglée sur la résonance quart d'onde des lignes réceptrices sous une puissance de 13dBm.

La Figure 35 représente les tensions calculées et mesurées sur l'extrémité ouverte, on constate que l'amplitude atteint 1,2V, et qu'elle est donc suffisante pour faire entrer la diode 1N4148 en conduction lors de la deuxième configuration.

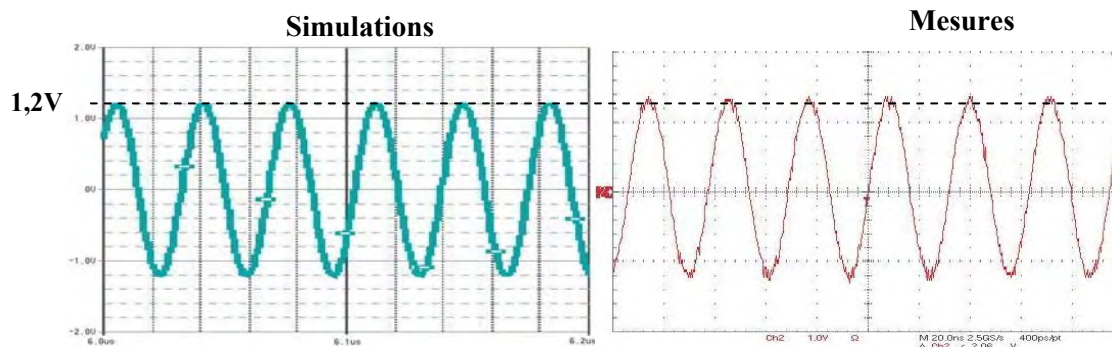
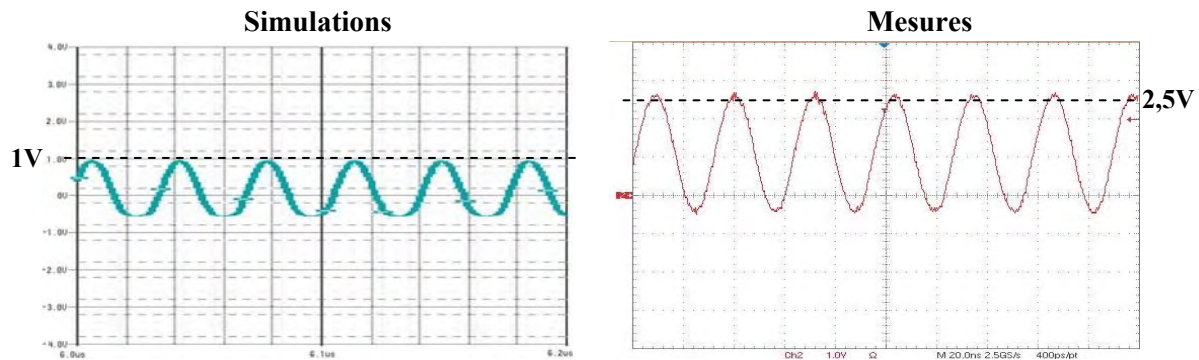


Figure 35 : Mesures et simulations de la tension de sortie d'une ligne en circuit ouvert, perturbée à sa fréquence demi onde

La Figure 36 représente ces tensions mais avec la diode connectée en extrémité de ligne. On constate cette fois une divergence entre les amplitudes crêtes mesurées puis calculées qui s'établissent respectivement à 2,5V et 1V.



**Figure 36 : Mesures et simulations de la tension de sortie d'une ligne en circuit ouvert, perturbée à sa fréquence demi onde**

Cette discordance semble provenir d'un écart enregistré sur les amplitudes moyennes calculées ou mesurées. Cet écart étant entre autre fonction de l'amplitude crête restituée, le modèle PSpice ne retranscrit donc pas rigoureusement les phénomènes non linéaires trouvés lors des mesures. Cela provient probablement de l'influence de la tension continue introduite lors de redressement pratiqué avec une résistance de  $1k\Omega$ .

En conséquence, nous pouvons conclure que ce mode de simulation bien que disposant d'une bibliothèque très riche, ne donne pas une restitution réellement satisfaisante des signaux issus de notre dispositif expérimental.

### **II.3. Simulation avec ADS©**

Le logiciel ADS© (Advance Design System) dédié aux simulations hyperfréquences permet la modélisation de structures complexes intégrant des lignes couplées définies avec grande précision à partir de leurs paramètres géométriques et physiques. Bien entendu, ce modèle accepte comme le précédent des charges non linéaires.

Ces propriétés nous ont donc amené à concentrer notre intérêt sur le dispositif à lignes couplées dont la description géométrique est tout à fait compatible avec les performances de ce logiciel. Pour valider le couplage par diaphonie on s'intéresse tout d'abord à deux pistes de 20cm connectées sur des charges linéaires conformément au protocole d'entrer des données présenté Figure 37

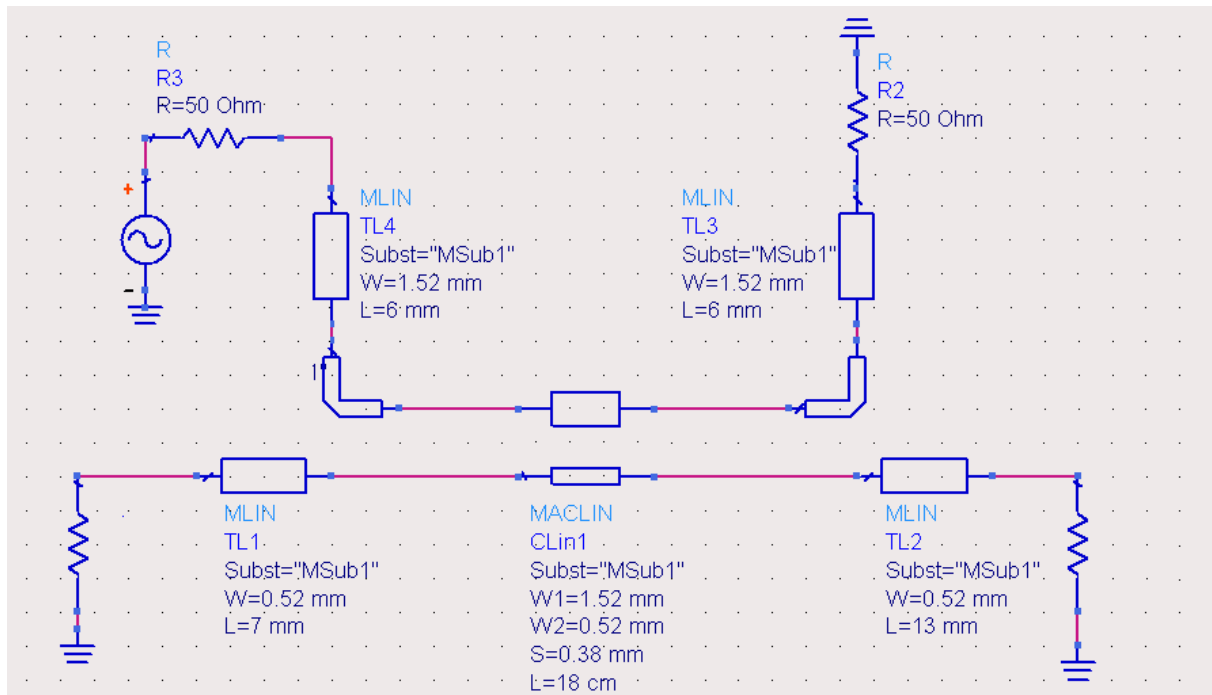


Figure 37 : Modélisation du dispositif de couplage par diaphonie avec le logiciel ADS©

Nous avons comparé sur la Figure 38 les tensions calculées et mesurées sur la sortie ouverte de la ligne réceptrice, l'autre extrémité étant court-circuitée on s'est placé dans une configuration favorisant la résonance quart d'onde. La correspondance des courbes montre la parfaite cohérence du résultat de simulation. On notera que ce modèle de diaphonie fait intervenir le couplage de la ligne réceptrice sur la ligne émettrice, ce qui explique l'exacte reproduction de l'amplitude des résonances.

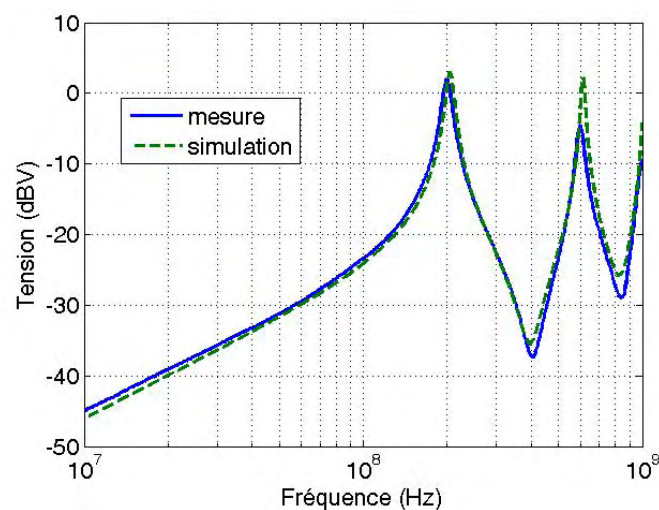
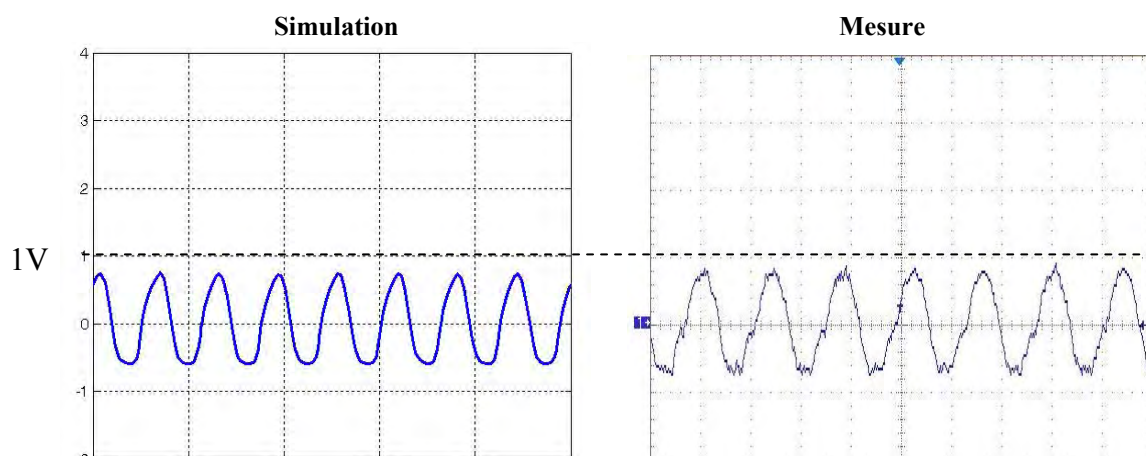


Figure 38 : Comparaison des tensions mesurée



Dans une deuxième confrontation, on connecte le composant programmable sur l'extrémité ouverte. La fréquence est fixée sur la résonance fondamentale du circuit estimée 150MHz. Il faut rappeler que celle-ci diffère de la résonance obtenue Figure 38 avec extrémité ouverte, car la contribution de la capacité d'entrée du circuit évaluée à 10pF abaisse cette résonance à 150MHz. La Figure 39 restitue les signaux mesuré et calculé pour une puissance d'émission de 13dBm. Pour la simulation représentée à gauche, l'entrée du composant programmable a été modélisée par une capacité de 10pF connectée à la masse en parallèle avec une diode de protection possédant un seuil de conduction estimé à 0,3V et un capacité de jonction de l'ordre du picofarad.



**Figure 39 : Simulation et mesure de la tension en entrée du composant à la résonance quart d'onde de la ligne réceptrice**

Cette comparaison entre mesure et simulation a été étendue en substituant au court-circuit opposé au composant, une résistance de 1k $\Omega$ . Cette configuration étant favorable à l'apparition de la résonance demi onde, nous réalisons nos observations à cette fréquence particulière de 300MHz. Nous constatons sur les deux tracés de la Figure 40 l'apparition d'une composante continue qui a pour effet de remonter le minimum de la perturbation harmonique à une valeur proche de zéro. Cette similitude permet de déduire que le comportement simulé se rapproche du phénomène observé expérimentalement. Cependant, l'amplitude crête théorique de la tension induite est sous estimée d'environ 6dB, cette erreur que nous n'avons pas présentement expliqué se retrouve lors des tests de susceptibilité décrits plus loin.

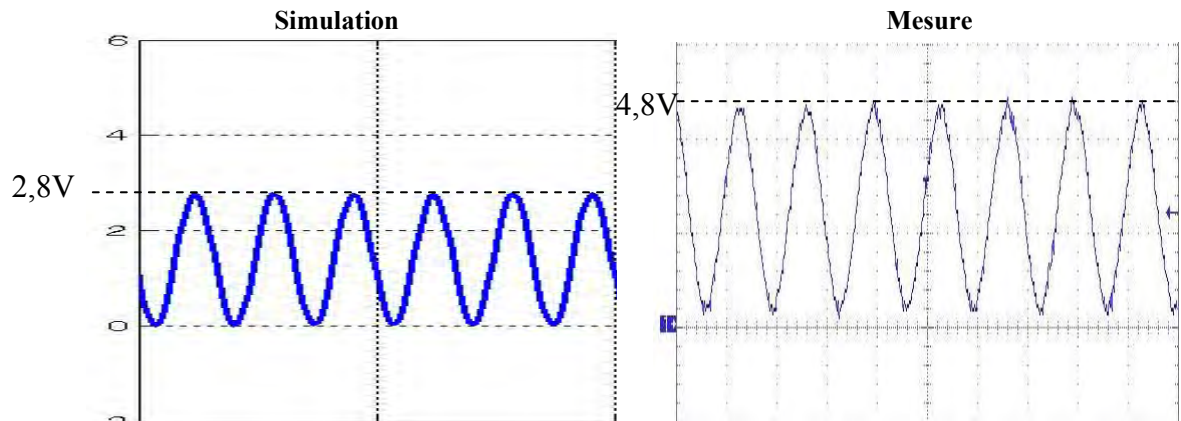


Figure 40 : Simulation et mesure de la tension en entrée du composant à la résonance demi onde de la ligne réceptrice

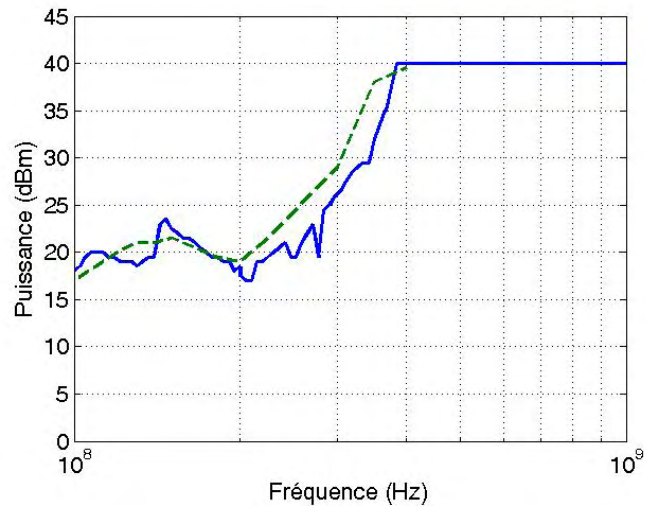
Ainsi le logiciel ADS© permet de modéliser assez correctement le dispositif de perturbation en diaphonie connecté à un composant non linéaire fonctionnant dans sa bande passante. Nous avons, entre autres, montré que la composante continue induite par les diodes de protection pouvait être reproduite.

Dans la dernière partie du chapitre précédent traitant de la susceptibilité d'un circuit logique, nous avons constaté que le composant programmable testé était sensible à la valeur crête d'une perturbation jusqu'à 200MHz, puis, au-delà de cette fréquence nous avons émis l'hypothèse que le composant était d'avantage sensible à la valeur moyenne induite en entrée. Afin de vérifier ces deux hypothèses, nous avons tenté de reproduire numériquement le protocole de mesure utilisé pour évaluer la susceptibilité du composant programmable en respectant ces critères. La structure du modèle est identique à celui utilisé précédemment, c'est-à-dire que le composant est assimilé à une diode composée avec une capacité parallèle. Cette simplification ignore cependant la contribution du boîtier dont on néglige les effets à ces fréquences inférieures à 500MHz.

Dans un premier temps, la charge opposée au composant est un court-circuit, éliminant ainsi la composante continue sur la ligne réceptrice. Nous utiliserons donc la valeur crête de la tension d'entrée comme critère de dysfonctionnement.

Le programme est exécuté pour une fréquence fixe, il optimise alors la puissance injectée sur la ligne émettrice afin que la condition de dysfonctionnement soit remplie, soit une valeur crête de la tension d'entrée égale à  $V_{IHmin}=2V$ . Nous avons réitéré ce protocole pour différentes fréquences comprises entre 100MHz et 500MHz, la courbe obtenue par

extrapolation de ces points de susceptibilité est représentée en trait discontinu sur la Figure 41, elle est confrontée à la courbe de susceptibilité mesurée en sortie du composant.



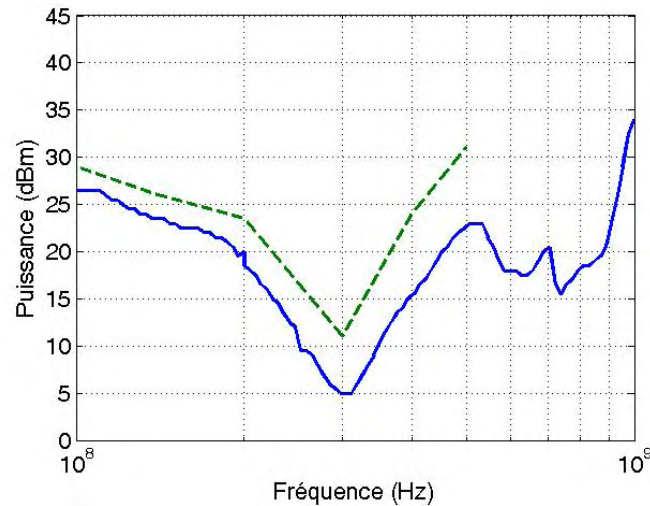
**Figure 41 : Confrontation entre mesure (trait continu) et calcul (trait discontinu) de la susceptibilité du composant programmable connecté à une ligne en court-circuit**

L'allure de la caractéristique de susceptibilité obtenue par simulation est globalement semblable à la mesure. On montre ainsi que cette méthode de modélisation se prête assez bien à la prédiction de la sensibilité d'un composant logique en basse fréquence et ce pour un temps de calcul d'une dizaine de secondes par point. De plus, cette confrontation confirme que l'amplitude crête de la perturbation d'entrée semble être un paramètre pertinent évaluant le critère de dysfonctionnement d'un composant connecté dans le cadre de cette expérience.

Nous remplaçons maintenant le court-circuit opposé au composant par une résistance de 1k $\Omega$ , nous rappelons que cette configuration est favorable à l'émergence de la résonance demi onde et à l'apparition d'une composante continue sur la ligne réceptrice.

Ainsi, nous utilisons cette valeur moyenne afin de définir un critère de dysfonctionnement tel que  $V_{moy}=500mV$ . La valeur numérique de ce seuil a été déterminée suite aux mesures réalisées dans le paragraphe IV du chapitre précédent. Le protocole de la simulation précédente est donc reproduit afin de calculer pour plusieurs fréquences la puissance nécessaire sur la ligne émettrice pour remplir cette condition.

La courbe obtenue par extrapolation des points de mesures est représentée en trait discontinu sur la Figure 42, elle est confrontée à la caractéristique de susceptibilité mesurée en sortie.



**Figure 42 : Confrontation entre mesure (trait continu) et calcul (trait discontinu) de la susceptibilité du composant programmable connecté à une ligne chargée par 1k $\Omega$ .**

L'écart de 3 à 8dB entre les deux tracés montre une discordance qu'on peut relier à celle prélevée lors de l'observation des signaux temporels de la Figure 40. Cependant, la similitude entre l'allure générale des deux courbes montre que les données issues de la modélisation sont assez représentatives du comportement réel.

En conclusion, les logiciels testés sont tous les trois utiles à la compréhension des phénomènes survenant sur des lignes perturbées connectées à des charges non linéaires. Cependant, nos expérimentations s'étant limitées à une structure très simple, nous ne pouvons dire lequel de ces outils serait le mieux adapté pour la modélisation plus complète d'un circuit débouchant sur une analyse de susceptibilité. En revanche, dans le cas de nos expérimentations, il semble que le logiciel ADS offre le meilleur compromis entre finesse des résultats et convivialité.

## **CONCLUSION**

Ce travail de thèse a montré que la réalisation de couplages par diaphonie entre lignes ou entre pistes était assez représentative des inductions rencontrées sous illumination électromagnétique. Cette technique de mesure s'est avérée intéressante pour soumettre des circuits intégrés à des parasites de nature harmonique dont l'amplitude pouvait dépasser plusieurs volts sous un investissement en puissance d'émission limité à quelques watts.

L'objectif principal consistait ensuite à observer le comportement de circuits intégrés lorsque les lignes ou pistes soumises à ces inductions entraient en résonance, ce mode de fonctionnement semblait a priori le plus pénalisant du point de vue de la susceptibilité. Nous avons approfondi l'analyse en regardant le comportement physique du circuit d'entrée des composants intégrés logiques. Il est apparu que les diodes de protection contre les décharges électrostatiques jouent un rôle majeur. En effet, des expériences pratiquées avec une ligne réceptrice connectée à l'une de ses extrémités sur l'entrée d'un composant et court-circuitée à l'autre extrémité ont permis d'étudier finement les phénomènes non linéaires introduits par ces diodes, notamment lors de l'apparition de la résonance quart d'onde de cette ligne. De cette façon, en modifiant la dimension de cet élément récepteur, il devenait possible de bouger la résonance fondamentale de plus d'une décade de fréquence, celle-ci passant suivant le cas d'une dizaine de MHz à plusieurs centaines de MHz. Cette variabilité de la fréquence permettait l'observation de phénomènes parasites introduits par la contribution des capacités venant filtrer le fonctionnement des diodes.

Après cette phase préliminaire, notre travail s'est tourné vers l'analyse des anomalies perçues à la sortie du composant. Suivant la fréquence du signal perturbateur, elles se manifestent par un changement fugitif de l'état logique ou par une modification permanente de ce niveau de tension. Ces critères ont donc permis de réaliser des caractéristiques de sensibilité de composants logiques de technologies variées. Contrairement aux hypothèses intuitives, la susceptibilité maximale n'est pas apparue sous la condition de résonance quart d'onde assimilant l'entrée du composant à une grande impédance. Pour dégrader cette sensibilité, il faut modifier la charge imposée à l'autre extrémité de la ligne réceptrice opposée au composant. Ainsi, en installant une résistance d'une valeur proche du  $k\Omega$ , la sensibilité maximale s'est manifestée sur la résonance demi onde de cette ligne. Sous ces conditions, la puissance requise pour produire le dysfonctionnement était presque 20dB inférieure à celle

demandée avec le court-circuit. Une étude théorique faisant intervenir le mélange des phénomènes non linéaires et des phénomènes de propagation a permis d'expliquer ces comportements.

La recherche de la sensibilité a été ensuite étendue au cas où on substitue à cette charge passive la sortie d'un autre composant logique. Sous cette configuration, il est apparu que l'impédance de sortie dépend de l'état logique de la donnée présente sur le bus reliant les deux circuits. Les perturbations produites par diaphonie ont alors clairement mis en évidence le lien entre cet état et la sensibilité observée lors de la mise en résonance du bus.

Pour conclure ce travail, nous avons entrepris de modéliser les phénomènes observés. Pour nous rapprocher de la réalité industrielle, nous avons adopté des simulateurs du commerce afin de confronter leurs performances respectives. Les paramètres relatifs au fonctionnement non linéaire des circuits et plus spécialement le comportement des diodes de protection étaient extraites des banques de données adjointes aux logiciels. Chaque fois, nous sommes parvenu à une reproduction fidèle des phénomènes observés lors des expériences. Il faut signaler que la réduction de sensibilité trouvée avec l'accroissement de la fréquence a été assez bien reproduite en ajoutant les inductances et capacités parasites dues au boîtier abritant ces circuits.

Quant à la simulation absolue de la sensibilité, les calculs sont tout à fait conformes aux tendances comportementales observées en fonction de la fréquence. Cependant, des écarts de 3 à 8dB sur les seuils de susceptibilité restent à ce jour inexpliqués.

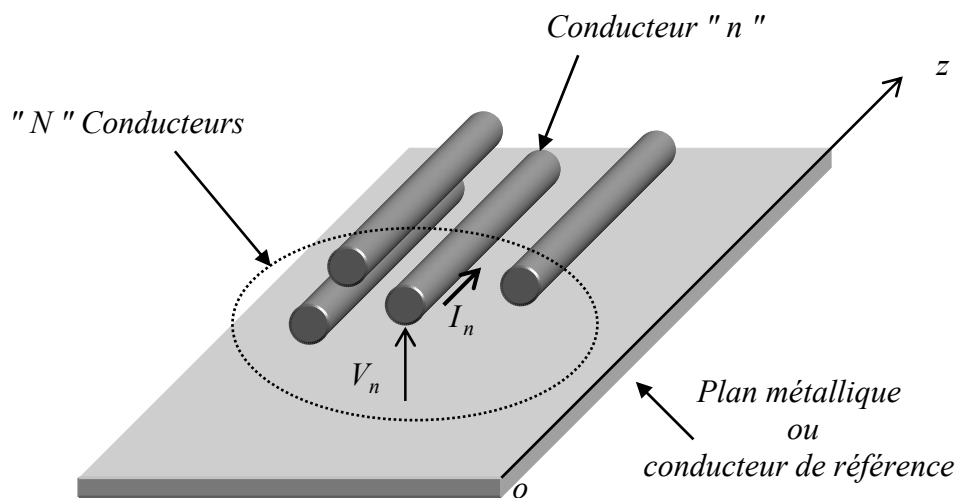
Nous pensons qu'à l'issue de cette thèse, la plupart des phénomènes combinant non linéarités et propagations ont été compris. Il est apparu qu'un circuit ou une association de circuits connectés à une ligne ou à une piste ne peut pas être assimilée à des charges passives pour en évaluer la susceptibilité face à des inductions électromagnétiques. Ce type d'analyse demande impérativement l'intégration des non linéarités, nous pensons que l'approche défendue dans la thèse ouvre probablement la voie à des perfectionnements futurs des simulateurs de lignes exposés aux effets des champs électromagnétiques hautes fréquences.

## ANNEXE 1

### Eléments sur la Théorie des Lignes Couplées

#### A Théorie modale

Considérons un groupe de  $N$  conducteurs situés au-dessus d'un plan métallique de référence, chaque conducteur est repéré avec les conventions d'indice de la Figure (A-1).



**Figure (A-1)**

Sous l'hypothèse d'une excitation en régime harmonique, ces  $N$  lignes de propagation s'assemblent dans un double système d'équations des télégraphistes exprimées sous la forme matricielle suivante:

$$\left. \begin{aligned} \left( -\frac{dV}{dz} \right) &= j\omega(L)(I) \\ \left( -\frac{dI}{dz} \right) &= j\omega(C)(V) \end{aligned} \right\} \quad (A-1)$$

Sous cette présentation figurent  $N$  vecteurs courant et tension ainsi qu'une matrice inductance linéique ( $L$ ) et une matrice capacité linéique ( $C$ ). Par extension du raisonnement adopté pour une ligne composée d'un conducteur unique, l'équation d'onde prend la forme matricielle suivante :

$$\left( \frac{d^2 I}{dz^2} \right) - (\gamma^2)(I) = 0 \quad (A-2)$$

Dans cette expression figure une matrice  $(\gamma^2)$  dont les coefficients traduisent la propagation sur ces  $N$  conducteurs.

La résolution de l'équation (A-2) nécessite de distinguer deux situations physiques suivant que les conducteurs sont contenus dans un milieu diélectrique homogène ou qu'ils sont revêtus de gaines diélectriques formant un espace hétérogène.

### **Conducteurs contenus dans un milieu homogène**

Sous ces conditions, les courants et tensions déterminés sur chaque conducteur se propagent à des vitesses identiques. En conséquence, sur un groupe de  $N$  conducteurs de dimensions longitudinales infinies prennent place  $N$  ondes progressives rapportées à une vitesse identique  $v_0$  strictement égale à la vitesse de propagation des ondes dans le milieu homogène. Un élément quelconque du vecteur  $(I)$  prend donc pour expression générale:

$$I_n(z) = I_{0n} e^{-\gamma z} \quad (A-3)$$

Relations dans lesquelles la constante de propagation prend pour forme:

$$\gamma = j \frac{\omega}{v_0} \quad (A-4)$$

L'équation d'onde matricielle possède donc  $N$  lignes indépendantes attribuant à  $(\gamma^2)$  le statut d'une matrice unité pondérée par  $\gamma^2$ .

$$(\gamma^2) = -\omega^2 (C)(L) \quad \text{avec} \quad (\gamma^2) = (I)\gamma^2 \quad (A-5)$$

En conséquence, le produit des matrices inductance et capacité est représenté par une matrice diagonale dont les coefficients sont tous identiques et strictement égaux à l'inverse du carré de la vitesse de propagation, soit:

$$(C)(L) = (L)(C) = (I) \frac{1}{v_0^2} \quad (A-6)$$

Pour des conducteurs situés dans l'air, ces relations deviennent:

$$(C)(L) = (L)(C) = (I) \mu_0 \varepsilon_0 \quad (A-7)$$

D'autre part, la seconde relation du système d'équations des télégraphistes (A-1) permet d'extraire le vecteur tension en procédant au produit de la dérivée du vecteur courant et de la matrice capacité inverse:

$$(V) = -\frac{1}{j\omega} (C)^{-1} \left( \frac{dI}{dz} \right) \quad (A-8)$$



Compte tenu des hypothèses précédentes, cette relation peut s'exprimer autrement en ne faisant apparaître que la matrice inductance, soit:

$$(V) = \frac{\gamma}{j\omega} (C)^{-1} (I) = \frac{I}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} (L)(I) \quad (A-9)$$

La tension développée entre un conducteur quelconque  $n$  et le plan de masse prend donc pour forme:

$$V_n(z) = V_{0n} e^{-\gamma z} \quad (A-10)$$

En tenant compte de la relation (A-9) établie plus haut, l'amplitude de cette tension est composée de la combinaison linéaire des courants propagés sur l'ensemble des  $N$  conducteurs:

$$V_{0n} = \frac{I}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \sum_{j=1}^N L_{jn} I_{0j} \quad (A-11)$$

Cette démonstration apporte donc bien la preuve que le groupe composé de ces  $N$  conducteurs forme un système de  $N$  lignes couplées. Lorsque les courants sur l'ensemble des  $N - 1$  conducteurs autre que l'élément  $n$  sont nuls, la relation (A-11) se simplifie et prend la forme élémentaire:

$$I_{0j} = 0 \text{ avec } j \neq n \rightarrow V_{0n} = \frac{I}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} L_{nn} I_{0n} \quad (A-12)$$

Cette expression dépouillée de l'interaction avec les autres conducteurs permet d'extraire l'impédance caractéristique du mode propre  $n$ , soit:

$$V_{0n} = Z_{cn} I_{0n} \text{ où } Z_{cn} = \frac{I}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} L_{nn} \quad (A-13)$$

### Conducteurs comprenant une gaine diélectrique

Dans ce cas le produit des matrices inductance et capacité n'est plus diagonal et ces matrices ne respectent plus la propriété de commutativité, soit :

$$(C)(L) \neq (L)(C) \neq (I) \frac{I}{v_0^2} \quad (A-14)$$

La résolution de l'équation d'onde nécessite alors le passage aux solutions propres désignées par la suite au moyen des vecteurs et matrices portés en lettres minuscules, l'équation d'onde dans la base propre s'exprime alors:

$$\left( \frac{d^2 I}{dt^2} \right) - (\gamma^2)(I) = 0 \rightarrow \left( \frac{d^2 i}{dt^2} \right) - (\Gamma^2)(i) = 0 \quad (A-15)$$

Le passage dans la base propre donne une matrice  $(\Gamma^2)$  purement diagonale dont les coefficients découlent de la résolution de l'équation aux valeurs propres, soit:

$$\left| (\gamma^2) - \lambda(I) \right| = 0 \rightarrow (\Gamma^2) = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & \lambda_2 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \lambda_3 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (A-16)$$

Ainsi pour une ligne de dimension infinie, les solutions constituées des courants et tensions exprimés dans la base propre forment un ensemble de  $n$  ondes progressives, dont les vecteurs courant possèdent pour éléments :

$$\text{Mode "n"} \rightarrow \begin{cases} i_n(z) = i_{0n} e^{-\Gamma_n z} \\ v_n(z) = v_{0n} e^{-\Gamma_n z} \end{cases} \quad (A-17)$$

Courants et tensions modaux sont alors reliés par l'impédance caractéristique modale  $z_{cn}$ .

$$v_{0n} = z_{cn} i_{0n} \quad (A-18)$$

La détermination des impédances caractéristiques modales s'obtient par la recherche des matrices  $(T_i)$  et  $(T_v)$  effectuant le passage des bases originales aux bases propres, les indices  $i$  et  $v$  se rapportent respectivement aux courant, puis, aux tensions.

$$\left. \begin{aligned} (i) &= (T_i)(I) \\ (v) &= (T_v)(V) \end{aligned} \right\} \quad (A-19)$$

La seconde équation des télégraphistes exprimée dans la base propre prend pour forme:

$$\left( -\frac{dI}{dz} \right) = j\omega(C)(V) \rightarrow \left( -\frac{di}{dz} \right) = j\omega(c)(v) \quad (A-20)$$

De cette transformation, on montre aisément que la matrice capacité  $(c)$  exprimée dans la base propre devient purement diagonale, soit :

$$(c) = (T_i)(C)(T_v)^{-1} \quad (A-21)$$

L'impédance caractéristique attachée au mode  $n$  s'exprime donc par le rapport liant la constante de propagation du mode considéré et de l'admittance linéique correspondante, soit :

$$z_{cn} = \frac{\Gamma_n}{j c_{nn} \omega} \quad (A-22)$$

Plus généralement, on peut adjoindre au mode  $n$  la vitesse modale  $v_{0n}$  reliée à la constante de propagation par l'expression usuelle:

$$\Gamma_n = j \frac{\omega}{v_{0n}} \quad (A-23)$$

L'extension de ce raisonnement amène à définir des inductance modales  $(l)$  contenue dans l'expression duale de la relation (A-19), soit:

$$(l) = (T_v)(L)(T_i)^{-1} \quad (A-24)$$

Toutes ces propriétés se résument à une relation extrêmement simple entre le produit des matrice inductance et capacité modales et la matrice  $(\Gamma^2)$  :

$$(\Gamma^2) = -\omega^2 (c)(l) = -\omega^2 (T_i)(C)(L)(T_i)^{-1} \quad (A-25)$$

L'impédance caractéristique du mode  $n$  est donc donnée par la racine carrée du rapport de l'inductance et de la capacité linéiques appartenant à ce mode, soit :

$$z_{cn} = \sqrt{\frac{l_{nn}}{c_{nn}}} \quad (A-26)$$

Pour des lignes multifilaires comportant plus de deux conducteurs la recherche des valeurs et vecteurs propres peut s'effectuer à l'aide de méthodes numériques appropriées. Dans le cas particulier d'une ligne bifilaire située à proximité d'une référence de potentiel, la structure des modes propres se dissocie en un mode commun (ou mode homopolaire) et un mode différentiel.

## **B Calcul rigoureux de la diaphonie entre lignes**

Considérons deux lignes couplées par diaphonie comme présentées Figure (A-2), l'indice 1 se rapporte à la ligne émettrice, l'indice 2 à la ligne réceptrice. Avec ces conventions de présentations, la théorie modale attribue aux lignes les systèmes d'équations matricielles (B-1) et (B-2).

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{dV_1}{dz} \cong jL_{11}\omega I_1 + jL_{12}\omega I_2 \\ -\frac{dI_1}{dz} \cong jC_{11}\omega V_1 + jC_{12}\omega V_2 \end{array} \right. \quad (B-1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{dV_2}{dz} = jL_{22}\omega I_2 + jL_{12}\omega I_1 \\ -\frac{dI_2}{dz} = jC_{22}\omega V_2 + jC_{12}\omega V_1 \end{array} \right. \quad (B-2)$$

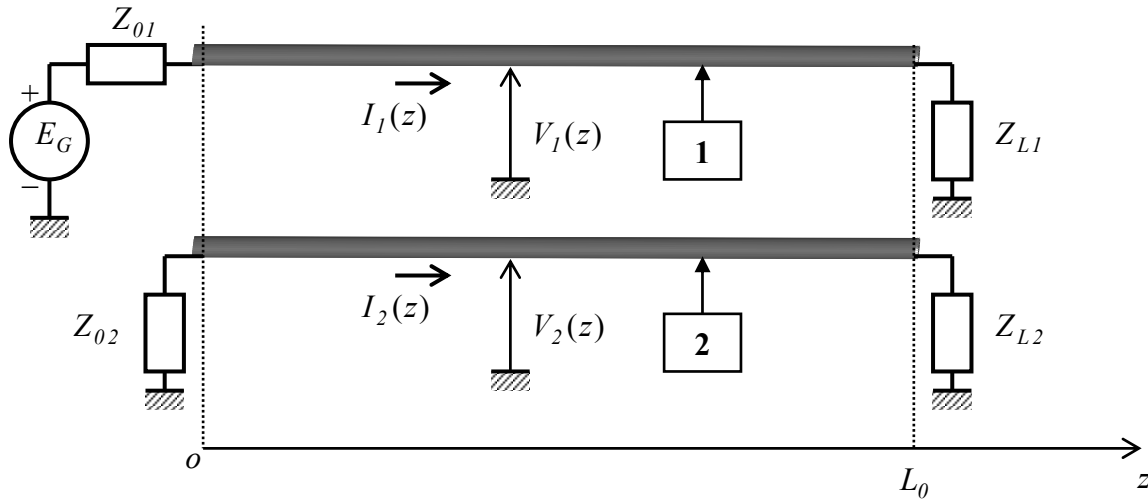


Figure (B-1)

Les courants modaux s'expriment alors sous des formes générales dans lesquelles  $A_1, B_1, A_2, B_2$  représentent pour l'instant des constantes inconnues.

$$\begin{cases} i_1(z) = A_1 e^{-\Gamma_1 z} + B_1 e^{-\Gamma_1 z} \\ i_2(z) = A_2 e^{-\Gamma_2 z} + B_2 e^{-\Gamma_2 z} \end{cases} \quad (B-3)$$

Les tensions modales prennent pour formes :

$$\begin{cases} v_1(z) = \frac{I}{z_{c1}} (A_1 e^{-\Gamma_1 z} - B_1 e^{-\Gamma_1 z}) \\ v_2(z) = \frac{I}{z_{c2}} (A_2 e^{-\Gamma_2 z} - B_2 e^{-\Gamma_2 z}) \end{cases} \quad (B-4)$$

Dans ces relations figurent les coefficients de propagation modaux et les impédances caractéristiques modales évaluées par la méthode de résolution exposée dans le précédent paragraphe. Les relations (A-19) permettent alors de convertir ces fonctions dans la base originale, les vecteurs  $(I)$  et  $(V)$  possèdent alors pour composantes :

$$\begin{pmatrix} I_1(z) \\ I_2(z) \end{pmatrix} = (T_i) \begin{pmatrix} i_1(z) \\ i_2(z) \end{pmatrix} \quad (B-5)$$

$$\begin{pmatrix} V_1(z) \\ V_2(z) \end{pmatrix} = (T_v) \begin{pmatrix} v_1(z) \\ v_2(z) \end{pmatrix} \quad (B-6)$$

La détermination des constantes  $A_1, B_1, A_2, B_2$  s'effectue classiquement par application des conditions aux limites rencontrées aux extrémités des lignes 1 et 2, soit :

$$\begin{cases} E_G - Z_{01} I_1(0) = V_1(0) \\ V_1(L_0) = Z_{L1} I_1(L_0) \end{cases} \quad (B-7)$$

$$\begin{cases} V_2(0) = -Z_{02} I_2(0) \\ V_2(L_0) = Z_{L2} I_2(L_0) \end{cases} \quad (B-8)$$

Cette méthode de résolution analytique rigoureuse intègre le couplage réciproque de la ligne réceptrice vers la ligne émettrice, ces phénomènes jouent principalement en présence de couplages fort et lors des résonances induites sur la ligne réceptrice. Pour alléger le calcul, des approximations négligeant le couplage réciproque vers la ligne émettrice sont généralement entreprises. Ces simplifications ont pour avantage d'établir le raisonnement physique sur l'usage de circuits électriques équivalents à la ligne réceptrice. Cette méthode adoptée dans les chapitres II et III de notre thèse permet d'expliquer avec plus de facilité la contribution des phénomènes de propagation intervenant avec des charges d'extrémités non linéaires. En nous inspirant des systèmes différentiels (B-1) et (B-2), nous énoncerons les principales simplifications et proposerons la construction de circuits équivalents à la ligne réceptrice.

### **C Construction des circuits équivalents à la ligne réceptrice**

Nous ferons l'hypothèse que le courant induit et la tension induite sur la ligne réceptrice 2 sont de trop faible amplitude pour modifier de façon significative, courant et tension sur la ligne émettrice 1. Le système (B-1) prend alors pour forme approchée :

$$\left. \begin{aligned} |L_{12}I_2| \ll |L_{11}I_1| &\rightarrow -\frac{dV_1}{dz} \cong jL_{11}\omega I_1 \\ |C_{12}V_2| \ll |C_{11}V_1| &\rightarrow -\frac{dI_1}{dz} \cong jC_{11}\omega V_1 \end{aligned} \right\} \quad (C-1)$$

Ce système différentiel indépendant de la seconde ligne donne une équation d'onde qu'on peut résoudre par la théorie usuelle des lignes de transmission, soit :

$$\frac{d^2 I_1}{dz^2} - \gamma_1^2 I_1 = 0 \quad (C-2)$$

Les phénomènes d'induction agissant sur la ligne réceptrice sont donc rassemblés dans un second système différentiel dans lequel interviennent les solutions de l'équation d'onde précédente et les coefficients de couplage extra diagonaux de la matrice inductance ( $L$ ) et de la matrice capacité ( $C$ ).

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dV_2}{dz} &= jL_{22}\omega I_2 + jL_{12}\omega I_1 \\ -\frac{dI_2}{dz} &= jC_{22}\omega V_2 + jC_{12}\omega V_1 \end{aligned} \right\} \quad (C-3)$$

Pour faciliter la démonstration, nous admettrons que la ligne émettrice et la ligne réceptrices sont toutes deux adaptées, soit:

$$Z_{L1} = Z_{c1} \quad Z_{02} = Z_{L2} = Z_{c2} \quad (C-4)$$

En supposant qu'il s'agit de longueurs d'ondes très supérieures à la dimension des lignes, courants et tensions deviennent indépendants de la coordonnée longitudinale  $z$ :

$$\lambda \gg L_0 \rightarrow I_1 = \text{Cte} \quad V_1 = \text{Cte} \quad I_2 = \text{Cte} \quad V_2 = \text{Cte} \quad (C-5)$$

Dans ce cas, l'intégration des expressions contenues dans le système (C-3) donne pour résultat:

$$\oint_{L_0} -\frac{dV_2}{dz} \cong V_2(0) - V_2(L_0) = jL_{11}L_0\omega I_1 + E_0 \quad (C-6)$$

$$\oint_{L_0} -\frac{dI_2}{dz} \cong I_2(0) - I_2(L_0) = jC_{11}L_0\omega V_1 + I_0 \quad (C-7)$$

Dans ces relations figurent une source de fem  $E_0$  et une source de courant  $I_0$  équivalentes à l'induction totale produite par la ligne émettrice, soit:

$$E_0 = jL_{12}L_0\omega I_1 \quad (C-8)$$

$$I_0 = jC_{12}L_0\omega V_1 \quad (C-9)$$

Aux relations (C-8) et (C-9) nous pouvons alors associer un circuit équivalent qu'on choisit d'introduire dans la partie médiane de la ligne réceptrice, la Figure (C-1) illustre les éléments composant ce schéma.

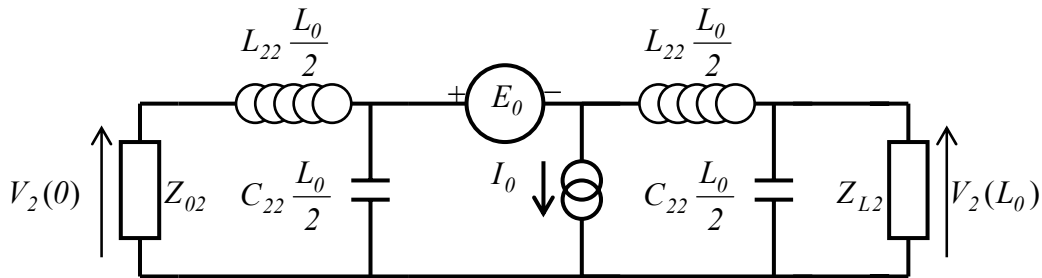


Figure (C-1)

Lorsque la ligne réceptrice est adaptée les inductances et capacités peuvent être éliminées du circuit, dans l'hypothèse contraire on conserve uniquement l'inductance ou la capacité suivant que l'impédance située en extrémité de branche est inférieure ou supérieure à l'impédance caractéristique.

Aux grandes longueurs d'ondes, lorsque la ligne émettrice n'est pas adaptée, une bonne approximation consiste à confondre  $I_1(z)$  et  $V_1(z)$  avec leurs amplitudes moyennes calculées suivant l'axe  $oz$ , soit :

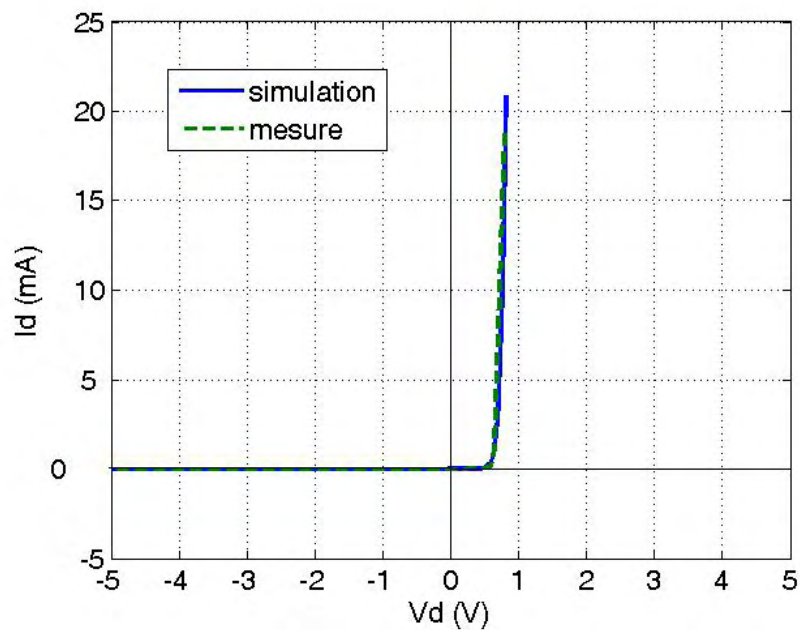
$$\lambda \gg L_0 \rightarrow \begin{cases} I_1 \rightarrow \bar{I}_1 = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} I_1(z) dz \\ V_1 \rightarrow \bar{V}_1 = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} V_1(z) dz \end{cases} \quad (C-10)$$

## ANNEXE 2

### Modèle PSpice de la diode 1N4007

```
.model D1N4007 D(
+ Is=14.11n
+ N=1.984
+ Rs=33.89m
+ Ikf=94.81
+ Xti=3
+ Eg=1.11
+ Cjo=25.89p
+ M=.44
+ Vj=.3245
+ Fc=.5
+ Bv=1500
+ Ibv=10u
+ Tt=5.7u)
```

### Comparaison caractéristiques statiques simulée et mesurée





## Références bibliographiques

### Introduction

**[In.-1] W.A. RADASKY, C.E. BAUM, and M.W. WIK**

*Introduction to the Special Issue on High-Power Electromagnetics (HPEM) and Intentional Electromagnetic Interference*  
IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, August 2004, Vol. 46, N° 3, pp314-321

**[In.-2] R. MARIJON**

*Détermination des Conséquences Fonctionnelles d'une Agression Electromagnétique sur un Système*  
Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VI, Novembre 2004

**[In.-3] O. DRUANT**

*Etude des Amplificateurs Opérationnels Perturbés par des Signaux de Fréquences Très Supérieures à leur Bande Passante*  
Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille, Juin 1998

**[In.-4] C. LARDE**

*Etude Expérimentale de Comportement des Circuits Intégrés Logiques soumis à des Perturbations Electromagnétiques*  
Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille, Décembre 1991

### Chapitre I

**[I-1] F. SABATH, M. BACKSTROM, B. NORDSTROM, D. SERAFIN, A. KAISER, B.A. KERR, and D. NITSCH**

*Overview of Four European High-Power Microwave Narrow-Band Test Facilities*  
IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, August 2004, Vol. 46, N° 3, pp329-334

**[I-2] D.V. GIRI, and F.M. TESCHE**

*Classification of Intentional Electromagnetic environments*  
IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, August 2004, Vol. 46, N° 3, pp322-328

**[I-3] W.D. PRATHER, C.E. BAUM, R.J. TORRES, F. SABATH, and D. NITSCH**

*Survey of Worldwide High Power Wideband Capabilities*  
IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, August 2004, Vol. 46, N° 3, pp335-344

**[I-4] P.D. SMITH and S.R. CLOUDE**

*Ultra-Wideband, Short-Pulse*  
Proceeding of the Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics, 5 conference, held May 30-June 2, 2000, in Edinburgh, Scotland

- [I-5] **M. DESIRANT and J.L. MICHIELS**  
*Electromagnetic Wave Propagation*  
Academic Press, 1960
- [I-6] **K.S.H. LEE**  
*EMP Interaction : Principles, Techniques and Reference Data*  
4th Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Zürich,  
March 10-12, 1981
- [I-7] **F. MARTY**  
*Caractérisation Expérimentale et Probabiliste de Couplage d'une Onde  
Electromagnétique Hyperfréquence à des Circuits*  
Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, Septembre 2001
- [I-8] **J.E. CASPER, RUTT and TREMAIN**  
*Performance of standard aperture shielding techniques at microwave frequencies*  
IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, pp. 218-222
- [I-9] **S. BARANOWSKI, L. KONE and B. DEMOULIN**  
*An Optical Approach to Determine the Statistical Features of the Field Distribution in  
Mode Stirred Reverberation Chamber*  
Proceeding of the Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics, 5 conference, held  
May 30-June 2, 2000, in Edinburgh, Scotland, pp. 555-560
- [I-10] **D.A. HILL**  
*Plane Wave Integral Representation for Fields in Reverberation Chambers*  
IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, August 1998, Vol. 40, N° 3
- [I-11] **S. SILVER**  
*Microwave Antenna Theory and Design*  
McGraw-Hill Book Company Inc., 1949
- [I-12] **M. RIFI**  
*Modélisation du Couplage Electromagnétique Produit par des Champs Transitoires  
sur des Structures Filaires et des Pistes de Circuits Imprimés Connectées à des  
Composants Non-Linéaires*  
Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille, Octobre 1996
- [I-13] **C.D. TAYLOR, R.S. SATTERWHITE and C.W. HARISSON**  
*The Response of a Terminal Two-Wire Transmission Line excited by a Nonuniform  
Electromagnetic Field*  
IEEE Transaction A.P., Vol. AP 13, N°6, November 1986, pp. 987-989

## Chapitre II

- [II-1] **R. HOAD, N.J. CARTER, D. HERKE and S.P. WATKINS**  
*Trends in EM susceptibility of IT equipment*  
IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, 46(3): 390-395, 2004
- [II-2] **J.P. MUCCIOLI, T.M. NORTH and K.P. SLATTERY**  
*Investigation of the Theoretical Basis for Using a 1GHz TEM Cell to Evaluate the Radiated Emissions from ICs*  
IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, USA
- [II-3] **IEC 61967**  
*Integrated Circuits, measurement of electromagnetic emissions, 150 kHz to 1 GHz*  
IEC standard, 2001, [www.iec.ch](http://www.iec.ch)
- [II-4] **V. DENIAU, M. HEDDEBAUT and J. RIOULT**  
*La cellule TEM tridimensionnelle : un nouveau moyen d'essais pour les tests de CEM en basses fréquences*  
Journées scientifiques de CNFRS/URSI, métrologie et capteurs en électromagnétisme, Meudon, 29 et 30 mars 2004

## Chapitre III

- [III-1] **B. BOITTIAUX**  
*Les composants semiconducteurs.*  
Lavoisier - Tec & Doc, 1995
- [III-2] **H. MATHIEU**  
*Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*  
Masson, Paris, 1990
- [III-3] **C.E. LARSON and J.M. ROE**  
*A Modified Ebers-Moll Transistor Model For RF-Interference Analysis*  
IEEE Transaction On EMC, Vol. EMC-21, No. 4, November 1979.

## Chapitre IV

- [IV-1] **M.J. COENEN**  
*EMC workbench: testing methodology, module level testing and standardization*  
Philips Journal Research, 1994, Vol.48, pp. 83,116.
- [IV-2] **J.L. LEVANT, M. RAMDANI, R. PERDRIAUX**  
*ICEM modeling of microcontroller current activity*  
3rd International Workshop on Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits, EMC compo 2002, Toulouse.

**[IV-3] E. LAMOUREUX, E. SICARD, C. HUET**

*Susceptibility model of CMOS inverters*

4rd International Workshop on Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits, EMC compo 2004, Angers.

**[IV-4] S. BABRAL, T.J. MALONEY**

*Basic ESD and I/O Design*

John Wiley and sons, 1998, ISBN 0-471-25359-6.

**[IV-5] A.Z.H. WANG**

*On-Chip ESD protection for integrated circuits*

An IC Design Perspective, Kluwer Academic Publishers, 2002, ISBN 0-7923-7647-1.

**Communications de l'auteur:**

**S. BAZZOLI, B. DEMOULIN, M. CAUTERMAN, P. HOFFMANN**

*Use of Crosstalk Coupling to Measure the Susceptibility of Electronic Components in Wide Frequency range*

EMC Compo 04, 4<sup>th</sup> Int. Workshop on EMC of IC's, Angers, March-April 2004

**S. BAZZOLI, B. DEMOULIN, M. CAUTERMAN, P. HOFFMANN**

*Electromagnetic susceptibility of Ic's Due to HPM Coupling*

EUROEM 2004, Magdeburg, July 2004

**S. BAZZOLI, B. DEMOULIN, M. CAUTERMAN, P. HOFFMANN**

*Mesure de la sensibilité de Circuits Intégrés Connectés à une Ligne Couplée sous la Résonance Quart d'Onde*

4èmes JFMMA, Rabat, Mars 2005

**S. BAZZOLI, B. DEMOULIN, M. CAUTERMAN**

*Schéma Electrique Equivalent aux Chambres Réverbérantes (CRBM)*

4èmes JFMMA, Rabat, Mars 2005

**S. BAZZOLI, B. DEMOULIN, M. CAUTERMAN, P. HOFFMANN**

*Susceptibility of Integrated Circuits Connected to Wiring Systems*

2EMC, IEEE Symposium on embedded EMC, Rouen, September 2005