

**UNIVERSITÉ DE LIMOGES**  
ÉCOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé  
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2009

Thèse N° 5-2009

**Thèse**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES**

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

présentée et soutenue par

**Emmanuel Dupouy**

le 27 février 2009

**Etude et réalisation d'un oscillateur  
bande X, contrôlé en tension , à varactor  
MEMS, pour application spatiale**

Thèse dirigée par Jean-Christophe NALLATAMBY et Michel PRIGENT

**JURY :**

<b>Raymond QUÉRÉ</b>	Professeur, Université de Limoges	Président
<b>Laurent LARGER</b>	Professeur, Université de Franche-Comté	Rapporteur
<b>Joaquin PORTILLA</b>	Professeur, Universidad del Pais Vasco	Rapporteur
<b>Pierre BLONDY</b>	Professeur, Université de Limoges	Examinateur
<b>Christophe LAPORTE</b>	Ingénieur, CNES, Toulouse	Examinateur
<b>Yves MANCUSO</b>	Ingénieur, THALES Systèmes Aéroportés, Élancourt	Examinateur
<b>Jean-Christophe NALLATAMBY</b>	Maître de Conférence, Université de Limoges	Examinateur
<b>Michel PRIGENT</b>	Professeur, Université de Limoges	Examinateur



## *Remerciements*

Ce travail a été réalisé dans le laboratoire XLIM, Unité Mixte de Recherche n°6172 du Centre National de la Recherche Scientifique, au sein de l'équipe C2S2 : "Composants Circuits Signaux et Systèmes hautes fréquences" sur le site de l'IUT GEII de Brive. Je remercie Monsieur le Professeur P.Y. GUILLON, Directeur de XLIM de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur R. QUÉRÉ de m'avoir accueilli dans son équipe et de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'adresse également mes plus sincères remerciements à Monsieur J.C. NALLATAMBY, Maître de conférences à l'université de Limoges, et Monsieur M. PRIGENT, Professeur à l'université de Limoges qui m'ont encadré durant ces années de thèse. Je tiens à les remercier pour leur aide, leurs conseils et leur disponibilité qui n'ont jamais fait défaut. J'associe également à ces remerciements Monsieur le Professeur J. OBREGON, qui a su me faire bénéficier de ses conseils aux moments opportuns.

Je remercie Monsieur C. LAPORTE, Ingénieur au CNES (Toulouse), qui m'a donné sa confiance, apporté ses conseils et son soutien jusqu'à la fin de celle-ci. Je le remercie également pour avoir accepté d'examiner ce mémoire et participer à ce jury.

Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur L. LARGER de l'université de Franche-Comté et Monsieur le Professeur J. PORTILLA de l'Universidad del Pais Vasco, qui ont accepté la responsabilité de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

Je témoigne ma reconnaissance à Monsieur P. BLONDY, Professeur à l'université de Limoges, et Monsieur Y. MANCUSO, Ingénieur à Thales Systèmes Aéroportés (Élancourt), d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et de participer à ce jury.

Mes remerciements vont également à Mademoiselle H. BREUZARD, Secrétaire de l'équipe C2S2 à Brive, pour sa disponibilité, sa gentillesse et son aide précieuse. J'associe

à mes remerciements Madame M.-C. LEROUGE, Secrétaire de l'équipe C2S2 à Limoges.

Je remercie évidemment tous les thésards et ex-thésards de Brive pour ces bons moments qu'on a pu passer ensemble.



# Table des matières

---

<b>Table des figures</b>	<b>10</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>12</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>14</b>
<b>Chapitre 1 : Oscillateurs : généralités</b>	<b>17</b>
1.1 Introduction	18
1.2 Formalisme des oscillateurs	20
1.2.1 Représentation sous forme de résistance négative	20
1.2.2 Représentation sous forme de système bouclé [4]	24
1.3 Le bruit de phase dans les oscillateurs	25
1.3.1 Définition du bruit de phase	26
1.3.2 Prévoir le bruit de phase	27
1.4 Outils de simulation	28
1.4.1 Détermination des conditions d'oscillation et stabilité linéaire	29
1.4.1.1 Analyse de l'impédance AC	29
1.4.1.2 Analyse avec l'outil OscTest	31
1.4.1.3 Analyse de stabilité linéaire par identification des pôles et zéros instables	32
1.4.1.4 Analyse en boucle ouverte linéaire	33
1.4.2 Simulation non-linéaire : régime établi et stabilité	34
1.4.2.1 Analyse transitoire	34
1.4.2.2 Détermination du régime établi par la simulation HB	35
1.4.2.3 Analyse des pôles instables de la réponse de l'oscillateur en régime établi	37
1.4.2.4 Détermination de la fonction de transfert en boucle ouverte non linéaire	37
1.4.3 Simulation du bruit de phase	38
1.4.3.1 Méthode quasi-statique	39
1.4.3.2 Méthode paramétrique ou matrices de conversion	39
1.5 Conclusion	44
<b>Chapitre 2 : Modélisation non linéaire et en bruit basse fréquence d'un transistor bipolaire à hétérojonction SiGe</b>	<b>45</b>
2.1 Introduction	46
2.2 Modélisation non linéaire	47
2.2.1 Principe de fonctionnement du transistor bipolaire	47
2.2.1.1 Transistor bipolaire à homojonction	47
2.2.1.2 Facteurs de mérite	49
2.2.1.2.1 Efficacité d'injection ou rendement d'émetteur	49
2.2.1.2.2 Facteur de transport	50
2.2.1.2.3 Gain en courant statique	50
2.2.1.2.4 Fréquence de transition	50
2.2.1.2.5 Fréquence maximale d'oscillation	51
2.2.1.3 Transistor bipolaire à hétérojonction	51

2.2.2	Moyens de mesure . . . . .	53
2.2.3	Modélisation convective . . . . .	56
2.2.3.1	Effet fondamental du transistor . . . . .	56
2.2.3.2	Courants de recombinaison . . . . .	57
2.2.3.3	Effets de forte injection . . . . .	58
2.2.3.3.1	Les résistances d'accès . . . . .	58
2.2.3.3.2	L'effet Kirk . . . . .	59
2.2.3.3.3	Les effets thermiques . . . . .	61
2.2.4	Modélisation réactive . . . . .	64
2.2.4.1	Éléments parasites du boîtier . . . . .	64
2.2.4.2	Capacités de jonction . . . . .	65
2.2.4.3	Capacités de diffusion . . . . .	67
2.2.4.4	Capacité Kirk . . . . .	68
2.2.5	Modèle grand signal global . . . . .	69
2.3	Modélisation du bruit basse fréquence . . . . .	71
2.3.1	Moyens de mesures du bruit BF . . . . .	71
2.3.2	Origines du bruit . . . . .	71
2.3.2.1	Le bruit thermique . . . . .	72
2.3.2.2	Le bruit de grenaille ou bruit shot . . . . .	72
2.3.2.3	Le bruit de génération-recombinaison . . . . .	73
2.3.2.4	Le bruit de scintillation ou bruit en $1/f$ ou encore bruit Flicker . . . . .	73
2.3.3	Modèle de bruit BF . . . . .	73
2.3.4	Extraction du modèle . . . . .	77
2.4	Conclusion . . . . .	85

## **Chapitre 3 : Conception d'oscillateurs hybrides à faible bruit de phase . . . . . 86**

3.1	Introduction . . . . .	87
3.2	Etat de l'art des oscillateurs à faible bruit de phase . . . . .	87
3.3	Modélisation des composants CMS . . . . .	92
3.3.1	Modélisation des résistances . . . . .	93
3.3.2	Modélisation des capacités . . . . .	97
3.4	Conception de l'oscillateur . . . . .	99
3.4.1	Conception du résonateur . . . . .	100
3.4.1.1	Conception d'un premier résonateur à fréquence fixe . . .	100
3.4.1.2	Conception du résonateur adapté à l'utilisation des varactors MEMS . . . . .	103
3.4.2	Conception de la partie active . . . . .	106
3.4.3	Utilisation des simulations électriques et électromagnétiques . . .	111
3.4.4	Conception du circuit de polarisation . . . . .	114
3.4.4.1	Polarisation idéale . . . . .	114
3.4.4.2	Polarisation : isolation par lignes quart d'onde . . . . .	115
3.4.4.3	Polarisation finale . . . . .	115
3.4.4.4	Validation des polarisations par simulation électromagnétique et mesure . . . . .	116
3.4.5	Optimisation de l'oscillateur en terme de bruit de phase . . . . .	117

3.4.6	Résultats obtenus . . . . .	120
3.4.6.1	Résistance négative . . . . .	120
3.4.6.2	Premier oscillateur à fréquence fixe . . . . .	122
3.4.6.3	Second oscillateur à fréquence fixe . . . . .	124
3.5	Réalisation du résonateur à varactor MEMS . . . . .	126
3.6	Résultats obtenus sur le VCO . . . . .	132
3.7	Conclusion . . . . .	136
<b>Conclusion Générale . . . . .</b>		<b>138</b>
<b>Annexes . . . . .</b>		<b>148</b>
A.1	Comparaison des paramètres [S] mesurés et simulés pour le BFP740F . . .	148
A.2	Comparaison de mesures, simulations électriques et simulations électromagnétiques sur des motifs de test élémentaires . . . . .	153
A.3	Comparaison de mesures, simulations électriques et simulations électromagnétiques sur les circuits de polarisation . . . . .	157

## Table des figures

1.1	Oscillateur de Hertz . . . . .	18
1.2	Schéma de principe d'oscillateurs à (a) résistance et (b) à conductance négative . . . . .	20
1.3	Schéma électrique, impédances et admittances d'un oscillateur à résonance série à la fréquence de 5GHz . . . . .	22
1.4	Schéma électrique, impédances et admittances d'un oscillateur à résonance parallèle à la fréquence de 5GHz . . . . .	23
1.5	Schéma de principe de la représentation d'un oscillateur en système bouclé linéaire . . . . .	24
1.6	Spectre de l'oscillateur bruité . . . . .	26
1.7	Contributions au bruit de phase . . . . .	27
1.8	Exemple d'oscillateur à fréquence fixe . . . . .	29
1.9	Analyse de l'impédance d'entrée d'une résistance négative et du résonateur associé . . . . .	30
1.10	Impédance d'entrée d'une résistance négative et du résonateur associé . . . . .	30
1.11	Schéma bloc du module OscTest . . . . .	31
1.12	Simulation de type OscTest pour différentes impédances d'accès . . . . .	32
1.13	Identification des pôles instables par STAN . . . . .	33
1.14	Schéma d'implémentation du calcul de la FTBO et résultat sur l'oscillateur à 5 GHz . . . . .	34
1.15	Schéma du module OscPort . . . . .	35
1.16	Détermination du régime établi grâce à des simulations successives de FTBO . . . . .	36
1.17	Identification des pôles instables de la réponse de l'oscillateur en régime établi . . . . .	37
1.18	Implémentation de la FTBO non linéaire et résultat sur l'oscillateur à 5 GHz . . . . .	38
1.19	Cycle de charge de la diode . . . . .	40
1.20	Transconductance de la diode dans le domaine temporel et fréquentiel . . . . .	41
1.21	Exemple de conversion d'un petit signal . . . . .	42
2.1	Réseau de sortie du TBH SiGe :C BFP740F . . . . .	47
2.2	Diagramme de bande d'un transistor bipolaire en (a) régime bloqué (b) régime direct . . . . .	48
2.3	Synthèse des courants dans un transistor bipolaire en régime direct . . . . .	49
2.4	Diagrammes de bande d'énergie avec densités de porteurs associées à une homojonction et une hétérojonction . . . . .	51
2.5	Différents type de profil de concentration du Germanium dans la base . . . . .	52
2.6	Exemple de profil de dopage au Bore de la base avec et sans Carbone [26] . . . . .	53
2.7	Banc de mesures statiques . . . . .	53
2.8	Principe des mesures impulsionnelles de paramètres $[S]$ . . . . .	54
2.9	Organisation du banc de mesure en impulsion . . . . .	55
2.10	Modèle de Gummel et Poon du transistor bipolaire . . . . .	56
2.11	Comparaison mesure - modèle idéal sur (a) les courbes de Gummel (b) le gain en courant . . . . .	57
2.12	Modèle de Gummel et Poon incluant les courants de recombinaison . . . . .	57
2.13	Comparaison mesure - modèle avec courants de recombinaison sur (a) les courbes de Gummel (b) le gain en courant . . . . .	58
2.14	Mise en évidence des résistances d'accès de la zone active aux contacts métalliques en surface . . . . .	59

2.15	(a) Droite de saturation sur le réseau de sortie du BFP740F (b) Réseau d'entrée . . . . .	59
2.16	Prise en compte de l'effet Kirk (a) Réseau de sortie du BFP740F (b) Réseau d'entrée . . . . .	60
2.17	Variation du courant $I_B$ fonction de $V_{BE}$ paramétrée par la température de la jonction . . . . .	61
2.18	Circuit thermique . . . . .	62
2.19	Impédance d'entrée BF du BFP740F pour une condition de charge non isothermique . . . . .	63
2.20	Comparaisons des mesures avec les simulations du modèle convectif complet	63
2.21	Modèle des éléments parasites du boîtier du BFP740F . . . . .	65
2.22	Création de la zone de charge d'espace et distribution des charges . . . . .	66
2.23	Capacités et charges de jonction . . . . .	66
2.24	Charges de diffusion en régime direct . . . . .	67
2.25	Extraction de la charge de diffusion, à $V_{CE}=1,5$ V . . . . .	68
2.26	Extraction de la charge Kirk . . . . .	69
2.27	Modèle grand signal hors éléments parasites du boîtier . . . . .	69
2.28	Comparaison des paramètres $[S]$ du BFP740F pour un point de polarisation $[V_{CE} = 3V ; I_C = 9mA]$ . . . . .	70
2.29	Banc de mesures basse fréquence . . . . .	71
2.30	Transistor bruyant et son modèle avec des sources corrélées extrinsèques de court-circuit aux accès . . . . .	74
2.31	Représentation de toutes les sources de bruit présentes dans le transistor .	74
2.32	Modélisation du bruit dans le transistor . . . . .	75
2.33	Exemple de mesure de bruit du BFP740F . . . . .	76
2.34	Mesure de la densité spectrale de bruit en tension à l'entrée du transistor pour $R_{in} = 50\% \cdot Z_e$ . . . . .	79
2.35	Mesure de la densité spectrale de bruit en tension à la sortie du transistor pour $R_{in} = 50\% \cdot Z_e$ . . . . .	79
2.36	Mesure de la partie réelle de la corrélation entre densité spectrale de bruit en tension en entrée et en sortie du transistor pour $R_{in} = 50\% \cdot Z_e$ . . . . .	79
2.37	Schéma d'extraction des sources de bruit internes à partir des mesures . . .	80
2.38	Extraction de la densité spectrale de bruit en courant de la source associée à la diode de conduction . . . . .	82
2.39	Extraction de la densité spectrale de bruit en courant de la source associée à la diode de fuite . . . . .	82
2.40	Extraction de la cohérence entre source associée à la diode de conduction et source associée aux diodes de fuite . . . . .	82
2.41	Extraction des paramètres des sources de bruit BF pour trois fréquences .	84
3.1	Photographies des varactors MEMS utilisés par (a)[46], (b)[48], (c)[49] . .	88
3.2	Plan de mesure des composants CMS . . . . .	93
3.3	Modèle équivalent d'une résistance CMS incluant l'effet des plots de soudure	94
3.4	Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de $24 \Omega$ . . . .	94
3.5	Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de $47 \Omega$ . . . .	95
3.6	Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de $130 \Omega$ . . .	96
3.7	Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de $200 \Omega$ . . .	97
3.8	Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de $100 \text{ k}\Omega$ . .	97

---

3.9	Capacité multi-couches et son modèle équivalent . . . . .	98
3.10	Comparaison entre la mesure et la simulation du modèle pour une capacité CMS 0603 de 0,2 pF . . . . .	99
3.11	Comparaison entre la mesure et la simulation du modèle pour une capacité CMS 0603 de 0,4 pF . . . . .	99
3.12	(a)Résonateur à lignes couplées terminé en circuit ouvert et son modèle équivalent à 10 GHz, (b) son facteur de qualité (c) et (d) les parties réelle et imaginaire de son impédance d'entrée . . . . .	101
3.13	(a)Résonateur à lignes couplées terminé chargé sur 50 $\Omega$ et son modèle équivalent à 10 GHz, (b) son facteur de qualité (c) et (d) les parties réelle et imaginaire de son impédance d'entrée . . . . .	103
3.14	(a)Résonateur à double lignes couplées terminé chargé sur 50 $\Omega$ et son modèle équivalent à 10 GHz, (b) son facteur de qualité (c) et (d) les parties réelle et imaginaire de son impédance d'entrée . . . . .	104
3.15	Comparaison entre la simulation électromagnétique et la mesure . . . . .	104
3.16	Layout du résonateur destiné à accueillir les varactors MEMS . . . . .	105
3.17	Impédance et admittance d'entrée simulée du résonateur lorsque le varactor est à l'état haut ou à l'état bas . . . . .	105
3.18	Layout du résonateur sans les varactors MEMS . . . . .	105
3.19	Comparaison entre impédance ou admittance d'entrée mesurée et simulée du résonateur sans les varactors MEMS . . . . .	106
3.20	Schéma de l'oscillateur de Clapp . . . . .	107
3.21	Schéma de l'oscillateur réalisé représenté en (a) résistance négative (b) circuit bouclé . . . . .	108
3.22	Étude de stabilité linéaire d'une première conception (a)Impédance d'entrée de la partie active (b)FTBO ADS (c) FTBO XLIM . . . . .	109
3.23	Étude de stabilité linéaire d'une première conception par la méthode d'identification des pôles instables de l'oscillateur . . . . .	109
3.24	Etude de stabilité de la seconde conception (a) FTBO (b) Impédance d'entrée de la partie active . . . . .	110
3.25	Etude de stabilité de la seconde conception par identification des zéros instables . . . . .	111
3.26	Comparaison entre simulation électrique et électromagnétique sur un stub coudé . . . . .	112
3.27	Comparaison entre simulation électrique et électromagnétique sur un stub du circuit de polarisation . . . . .	113
3.28	Schéma de polarisation idéale et analyse de stabilité linéaire en boucle ouverte de l'oscillateur . . . . .	114
3.29	Schéma de polarisation réel et analyse de stabilité linéaire en boucle ouverte de l'oscillateur . . . . .	115
3.30	Schéma de polarisation final et analyse de stabilité linéaire en boucle ouverte de l'oscillateur . . . . .	116
3.31	Impédance d'entrée des circuits de polarisation de la base (a) et du collecteur (b) avec et sans résistance de stabilisation . . . . .	117
3.32	(a) Gain boucle ouverte linéaire, (b) non-linéaire, (c) puissance de sortie, (d) bruit de phase et (e) cycle de charge de la première version . . . . .	118



3.33	(a) Gain boucle ouverte linéaire, (b) non-linéaire, (c) puissance de sortie, (d) bruit de phase et (e) cycle de charge sans charge BF . . . . .	118
3.34	(a) Gain boucle ouverte linéaire, (b) non-linéaire, (c) puissance de sortie, (d) bruit de phase et (e) cycle de charge de la version finale . . . . .	119
3.35	(a) Gain boucle ouverte linéaire, (b) non-linéaire, (c) puissance de sortie, (d) bruit de phase et (e) cycle de charge de la version finale cosimulée à l'aide de Momentum . . . . .	120
3.36	Photographie de la résistance négative . . . . .	121
3.37	Impédance et admittance d'entrée de la résistance négative . . . . .	122
3.38	Photographie du premier oscillateur à fréquence fixe . . . . .	123
3.39	Cycles de charge du premier oscillateur à fréquence fixe pour trois points de polarisations et bruits de phase correspondants . . . . .	123
3.40	Cycles de charge du premier oscillateur à fréquence fixe pour deux types de cycle de charge . . . . .	124
3.41	Photographie de l'oscillateur réalisé à partir du résonateur destiné à accueillir le varactor MEMS . . . . .	125
3.42	Bruit de phase optimal mesuré sur le second oscillateur à fréquence fixe . . . . .	125
3.43	Résonateur à varactor MEMS . . . . .	126
3.44	Couche n°1 du masque : Lignes de couplage . . . . .	127
3.45	Couche n°2 du masque : résistances de polarisation . . . . .	128
3.46	Couche n°3 et 4 du masque : couches sacrificielles . . . . .	129
3.47	Couche n°5 du masque : électrolyse des lignes résonantes . . . . .	130
3.48	Couche n°6 du masque : lithogravure des lignes couplées, poutres consoles et polarisation . . . . .	130
3.49	Diagramme de phase du $CO_2$ : séchage supercritique . . . . .	131
3.50	Photographie du VCO à varactor MEMS . . . . .	132
3.51	Bruit de phase du VCO sans polarisation du varactor . . . . .	132
3.52	Bruit de phase théorique d'un VCO non bruyant utilisant un varactor MEMS bruyant . . . . .	133
3.53	Bande d'accord obtenue en polarisant alternativement chaque varactor avec une tension croissante puis décroissante . . . . .	134
3.54	Bruit de phase du VCO lorsque les varactors sont à l'état haut ou à l'état bas . . . . .	134
A.1	Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 2V$ ; $I_C = 0mA$ ] . . . . .	148
A.2	Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 4V$ ; $I_C = 0mA$ ] . . . . .	149
A.3	Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 1,5V$ ; $I_C = 9mA$ ] . . . . .	150
A.4	Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 1V$ ; $I_C = 24mA$ ] . . . . .	151
A.5	Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 2V$ ; $I_C = 24mA$ ] . . . . .	152
A.6	Layout de la partie active . . . . .	153
A.7	Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique d'un motif relié à l'émetteur du transistor . . . . .	154

A.8	Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique d'un motif relié à la base du transistor . . . . .	155
A.9	Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique d'un motif relié au collecteur du transistor . . . . .	156
A.10	Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique du circuit de polarisation d'émetteur . . . . .	158
A.11	Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique du circuit de polarisation de base . . . . .	159
A.12	Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique du circuit de polarisation de collecteur . . . . .	160

# Liste des tableaux

2.1	Valeurs des éléments parasites du boîtier données par le constructeur . . .	64
2.2	Paramètres du modèle de bruit BF . . . . .	83
3.1	Comparaison entre divers oscillateurs à varactor MEMS . . . . .	89
3.2	Comparaison entre divers oscillateurs à structure planaire . . . . .	92
3.3	Paramètres du modèle des résistances de stabilisation . . . . .	94
3.4	Paramètres du modèle des résistances de polarisation . . . . .	95
3.5	Paramètres du modèle des capacités CMS 0603 . . . . .	99
3.6	Comparaison mesure-simulation pour le premier oscillateur à fréquence fixe	123
3.7	Comparaison de notre travail avec les divers oscillateurs à structure planaire	136

# Introduction générale

Le secteur des télécommunications spatiales est en pleine évolution. Celle-ci touche aussi bien les services fournis aux utilisateurs que les techniques utilisées. La croissance de la complexité des systèmes de futures générations est très importante. En effet, leurs performances devront être accrues tout en restant compétitifs par rapport aux réseaux terrestres, et souvent complémentaires ou associés à ces derniers. Ces systèmes se caractériseront par un accès direct à l'utilisateur final, des capacités de transmission importantes, une grande efficacité spectrale, une qualité de service garantie, et une grande flexibilité pour s'adapter aux besoins et contraintes en constante évolution. Ainsi les principaux objectifs à atteindre seront de trois types :

- l'augmentation de la capacité pour faire face à l'évolution des besoins de la société de l'information et en particulier à la nécessité de disposer des services large bande, diffusés ou interactifs, à moindre coût, dans toutes les régions du monde,
- la flexibilité qui est indispensable pour permettre aux satellites conçus pour une durée de vie de plusieurs années suivre en orbite l'évolution des services et des marchés,
- l'accessibilité qui recouvre tout ce qui permettra aux satellites de télécommunications de fournir des services au plus grand nombre d'utilisateurs finaux en réduisant les coûts d'accès, en les intégrant dans les réseaux terrestres de manière transparente pour l'utilisateur, tout en permettant à l'utilisateur de garder sa liberté de mobilité.

Ces systèmes de télécommunications utiliseront pour cela des techniques et technologies sophistiquées (antennes multi-spots, régénération bord, réutilisation de fréquence afin de décupler leur capacité, protocoles de communication adaptés, protocoles d'accès à la ressource performants, etc ...) et auront de plus recours à des bandes de fréquences nouvelles et contraignantes : Ka/Q/V (26 - 50GHz) pour les systèmes multimédias ; S (2-4 GHz) pour les mobiles). Le but est aussi de réduire le nombre de circuit nécessaire à la réalisation de la charge utile du satellite.

Pour atteindre ces objectifs et développer la flexibilité à bord des satellites de télécommunication, un des efforts du CNES porte sur la gestion de flexibilité des plans de fréquence en émission et réception. Elle est, à l'heure actuelle, partiellement couverte avec l'utilisation de synthétiseurs de fréquence large bande dont les performances en bruit de phase sont en général dégradées par rapport aux oscillateurs locaux à fréquence fixe conventionnels. Une solution consiste à développer des synthétiseurs à pas fractionnaires utilisant des oscillateurs contrôlés en tension (OCT) très large bande (typiquement 15%) présentant des performances en bruit de phase les meilleures possibles (de l'ordre de -110 dBc/Hz @ 100KHz de la porteuse). Il est donc nécessaire de développer une nouvelle

architecture d'oscillateur.

C'est dans ce cadre que s'inscrivent mes travaux de thèse pilotés par le CNES et THALES. Il s'agit d'utiliser des varactors MEMS pour obtenir une bande d'accord importante tout en préservant un bon coefficient de qualité pour le résonateur. Le principe de base est de dissocier les problèmes de réalisation de la bande d'accord, des conditions d'obtention de forts coefficients de qualité nécessaires à la génération d'un bruit de phase faible. Pour cela, on se propose de dissocier la bande d'accord en sous bande de l'ordre de 5%. Chaque sous-bande est obtenue de façon discrète à l'aide d'une capacité MEMS commutée et d'une capacité MEMS à variation continue mais à coefficient de surtension le plus élevé possible permettant de couvrir la sous bande choisie.

Notre objectif de thèse sera donc de concevoir une partie active qui, couplée au résonateur à base de MEMS, doit permettre d'obtenir un OCT à faible bruit de phase (inférieur à -110 dBc/Hz @ 100 kHz) et une bande d'accord de 5% autour d'une porteuse à 10 GHz.

Pour atteindre ce résultat, des méthodes d'analyse performantes de l'oscillateur seront mises en places et utilisées pour sa conception. En effet, la possibilité de simuler avec précision toutes les caractéristiques électriques du circuit (stabilité, état fort signal, bruit de phase) avant son lancement en fabrication, permet de limiter les risques potentiels de dysfonctionnement des puces, et ainsi d'obtenir un circuit fonctionnel avec les performances désirées dès la première réalisation. La description de ces méthodes fera l'objet de la première partie du mémoire.

Parallèlement à ces outils d'analyse, il est nécessaire de modéliser électriquement avec précision chaque composant du circuit notamment le transistor. Le second chapitre décrira les mesures et les outils nécessaires ainsi que le modèle électrique du transistor, de façon à modéliser de façon précise son comportement non-linéaire mais aussi en bruit basse fréquence. Ce bruit représentant la contribution majeure au bruit de phase de l'oscillateur près de la porteuse, il est d'autant plus important de le décrire avec précision. Les sources de bruit de ce modèle que nous implémenterons possèdent la particularité d'être cyclostationnaires, c'est à dire de dépendre de l'état fort signal du transistor.

Enfin, le dernier chapitre présentera les différentes étapes obligatoires de la conception de l'oscillateur pour arriver aux performances souhaitées, ainsi que les résultats obtenus avec les circuits fabriqués. Cette partie illustrera la mise en pratique des outils décrits dans les chapitres précédents, ainsi que leur validation. Des oscillateurs à fréquence fixe

seront d'abord fabriqués et mesurés pour vérifier l'efficacité de la méthode de conception. Puis un oscillateur dont le résonateur inclura les varactors MEMS sera fabriqué et mesuré pour évaluer l'apport de ceux-ci en comparaison des solutions existantes.



# Chapitre 1 :

# Oscillateurs : généralités

## 1.1 Introduction

Le premier oscillateur électrique a été conçu par Heinrich Rudolf Hertz en 1887 (FIG. 1.1). Son objectif était de tester les hypothèses faites par Maxwell quelques années plus tôt, selon lesquelles il existait des ondes électromagnétiques se propageant à la vitesse de la lumière et que la lumière en faisait justement partie. Il conçut à cette occasion le premier oscillateur, qui était constitué d'une bobine de Ruhmkorff de forte puissance reliée à deux sphères de cuivres faisant office de capacité, se déchargeant régulièrement à travers un éclateur. Ce montage permettant d'émettre des ondes

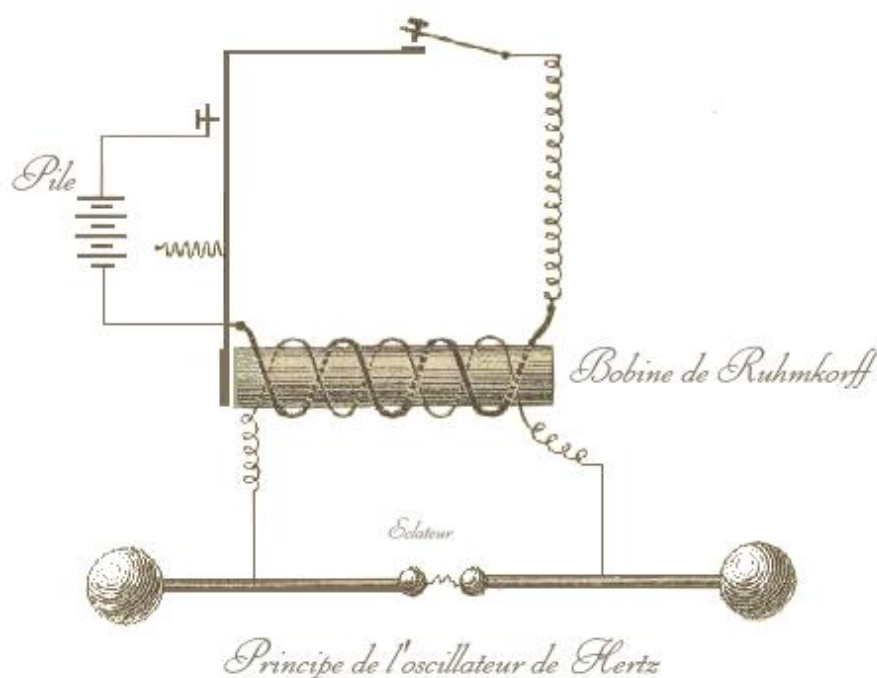


FIG. 1.1 – Oscillateur de Hertz

électromagnétiques était associé à un récepteur constitué d'une boucle de cuivre, elle-même ouverte par un éclateur, permettant de mettre en évidence la propagation de l'onde électromagnétique. Ce montage fut donc le premier émetteur-récepteur "sans fil".

Désormais, nous sommes baignés d'ondes électromagnétiques, générées par les stations radiophoniques ou de télévision, les téléphones mobiles ou autres réseaux sans fil. La transmission de l'information à distance, qu'elle soit hertzienne ou filaire est une composante essentielle de nos sociétés modernes. Elle est effectuée grâce à des signaux modulés de façon plus ou moins complexes. Un des éléments de base servant à moduler un signal est l'oscillateur. On le retrouve donc dans tous les circuits de communication, mais aussi pour générer les horloges indispensables au fonctionnement des circuits numériques synchrones. Il existe différents types de modulation, chacune caractérisée par une certaine

efficacité spectrale, c'est à dire capacité à transmettre un débit d'information pour une bande de fréquence donnée. Mais quel que soit le type de modulation employé, le débit maximum théorique que l'on pourra obtenir sur une bande de fréquence sera limité par le rapport signal à bruit, selon la célèbre formule de Shannon :

$$C = B * \log_2 \left( 1 + \frac{S}{B} \right) \quad (1.1)$$

C et B sont respectivement le débit maximum théorique et la bande de fréquence. On constate donc aisément tout l'intérêt qui réside dans la réduction du bruit. Le signal oscillant intervenant dans la modulation ou la démodulation des signaux devra donc être le moins bruyant possible, notamment en terme de bruit de phase qui est la composante la plus gênante pour l'intégrité du signal qui y est très sensible. L'étude et l'optimisation du bruit de phase occupera donc une place essentielle de ce mémoire.

## 1.2 Formalisme des oscillateurs

Les oscillateurs peuvent être analysés de différentes manières, présentant chacune leurs avantages ou inconvénients. Ces représentations permettent notamment de déterminer les conditions de démarrage de l'oscillateur. La naissance des oscillations nécessite un faible signal qui sera amplifié à une fréquence déterminée pour atteindre un état établi. C'est le bruit électronique existant dans tout circuit qui jouera le rôle du faible signal, tandis que l'état établi de l'oscillateur sera déterminé par les non-linéarités du transistor qui viendront limiter le gain au-dessus d'une certaine amplitude du signal.

### 1.2.1 Représentation sous forme de résistance négative

Ce formalisme s'applique aux oscillateurs fonctionnant en réflexion. L'oscillateur est schématisé par deux impédances ou deux admittances associées (FIG. 1.2). L'impédance  $R_n + jX_n$  et l'admittance  $G_n + jB_n$  possèdent des parties réelles  $R_n$  et  $G_n$  négatives, elles fournissent donc de l'énergie au circuit. Elles sont généralement constituées d'un transistor fermé sur des impédances de charge le rendant instable à la fréquence d'oscillation choisie. L'impédance  $R_c + jX_c$  et l'admittance  $G_c + jB_c$  permettent de sélectionner la fréquence d'oscillation. Elles sont en général constituées par un résonateur. On peut se représenter ces deux dipôles en parallèle ou en série. Ils donneront la même représentation schématique mais des critères d'oscillation différents suivant le type de résonance, série ou parallèle. Cette technique n'est donc utilisable que pour un résonateur possédant un seul type de résonance.

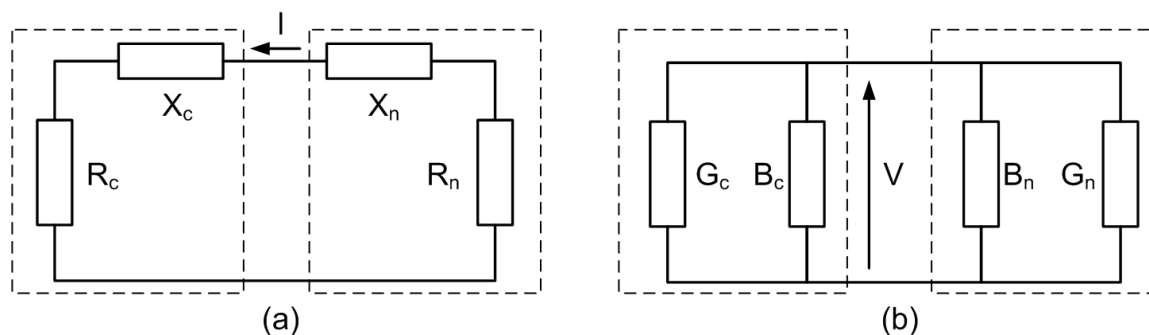


FIG. 1.2 – Schéma de principe d'oscillateurs à (a) résistance et (b) à conductance négative

D'après Kurokawa [1] [2], l'équation d'un oscillateur libre est la suivante :

$$(a) (R_n + X_n + R_c + X_c)I = 0 \quad (1.2)$$

$$(b) (G_n + B_n + G_c + B_c)V = 0 \quad (1.3)$$

De plus, l'obtention d'une oscillation stable est réalisée si le critère suivant est respecté

[3] :

$$(a) \frac{\partial(R_n + R_c)}{\partial A} \cdot \frac{\partial(X_n + X_c)}{\partial \omega} - \frac{\partial(X_n + X_c)}{\partial A} \cdot \frac{\partial(R_n + R_c)}{\partial \omega} > 0 \quad (1.4)$$

$$(b) \frac{\partial(G_n + G_c)}{\partial A} \cdot \frac{\partial(B_n + B_c)}{\partial \omega} - \frac{\partial(B_n + B_c)}{\partial A} \cdot \frac{\partial(G_n + G_c)}{\partial \omega} > 0 \quad (1.5)$$

avec  $A$  l'amplitude du signal oscillant et  $\omega$  sa pulsation. Il faut noter que le second terme des équations (1.4) et (1.5) est la plupart du temps négligeable devant le premier car, à la résonance, le terme dominant est la variation des réactances ou susceptances de charge ( $X_c$  ou  $B_c$ ) par rapport à la fréquence devant la variation des résistances ou conductances de charge ( $R_c$  ou  $G_c$ ).

Des équations (1.2), (1.3), (1.4) et (1.5), se déduisent les conditions de démarrage des oscillations pour chacun des deux formalismes. Dans le cas du formalisme série (a), les conditions de démarrage sont données par le triplet d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_n + R_c < 0 @ f_0 \\ X_n + X_c = 0 @ f_0 \\ \left. \frac{\partial X_n}{\partial f} + \frac{\partial X_c}{\partial f} \right|_{f=f_0} > 0 \end{array} \right. \quad (1.6)$$

En effet, pour obtenir un démarrage d'oscillation et compenser les pertes dans la charge, la résistance négative doit être supérieure en valeur absolue à la résistance de charge.  $\frac{\partial(R_n+R_c)}{\partial A}$  doit donc être positive pour que  $R_n + R_c$  puisse s'annuler lorsque l'amplitude augmente, et donc pour respecter l'équation (1.2). Le critère de stabilité de l'oscillation énoncé dans l'équation (1.4), pour être respecté implique donc l'équation (1.6).

De même, dans le cas du formalisme parallèle (b), les conditions de démarrage sont données par le triplet d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_n + G_c < 0 @ f_0 \\ B_n + B_c = 0 @ f_0 \\ \left. \frac{\partial B_n}{\partial f} + \frac{\partial B_c}{\partial f} \right|_{f=f_0} > 0 \end{array} \right. \quad (1.7)$$

Il sera nécessaire pour utiliser ce type d'analyse d'identifier le type de résonance auquel on a affaire. Pour illustrer ces propos, l'exemple d'un oscillateur à 5 GHz est utilisé (FIG.1.3 et 1.4). Grâce à l'utilisation de deux lignes quart d'onde, suivant l'endroit où le circuit est analysé, le résonateur présente une résonance série ou une résonance

parallèle. La somme des impédances  $Z_n$  et  $Z_c$  ainsi que celle des admittances  $Y_n$  et  $Y_c$  sont tracées en partie réelle et partie imaginaire pour chaque oscillateur sur les FIG.1.3 et 1.4.

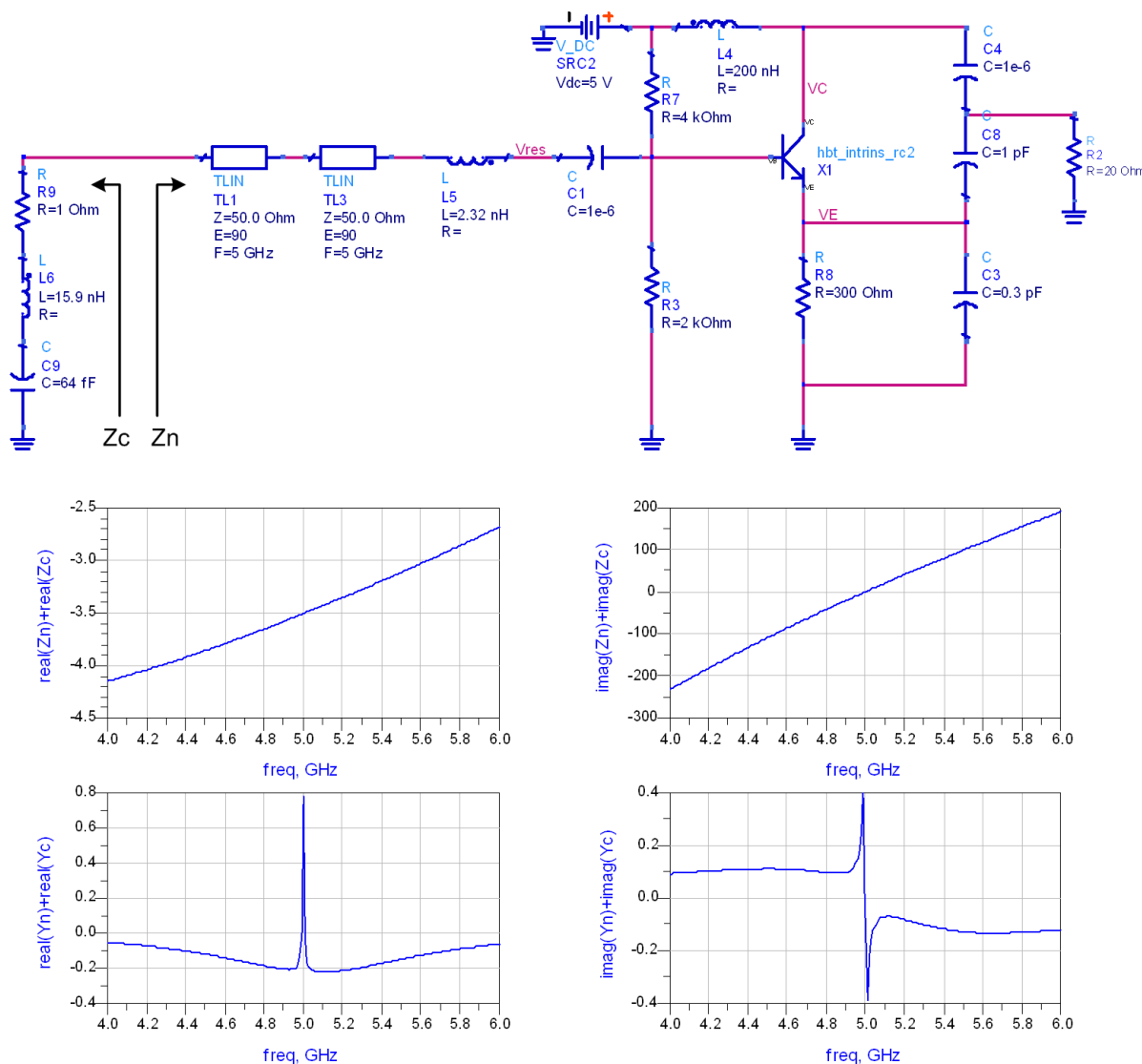


FIG. 1.3 – Schéma électrique, impédances et admittances d'un oscillateur à résonance série à la fréquence de 5GHz

Nous constatons bien sur la FIG.1.3, dans le cas d'une résonance série, que la somme des résistances est bien négative et la somme des réactances s'annule tout en étant croissante. Les conditions de démarrage sont respectées. Si la même analyse était faite, sur cet oscillateur, en utilisant les conductances et susceptances, les critères ne seraient pas respectés. En effet, la somme des deux parties réelles est déjà positive, d'où l'importance du choix du type d'analyse.

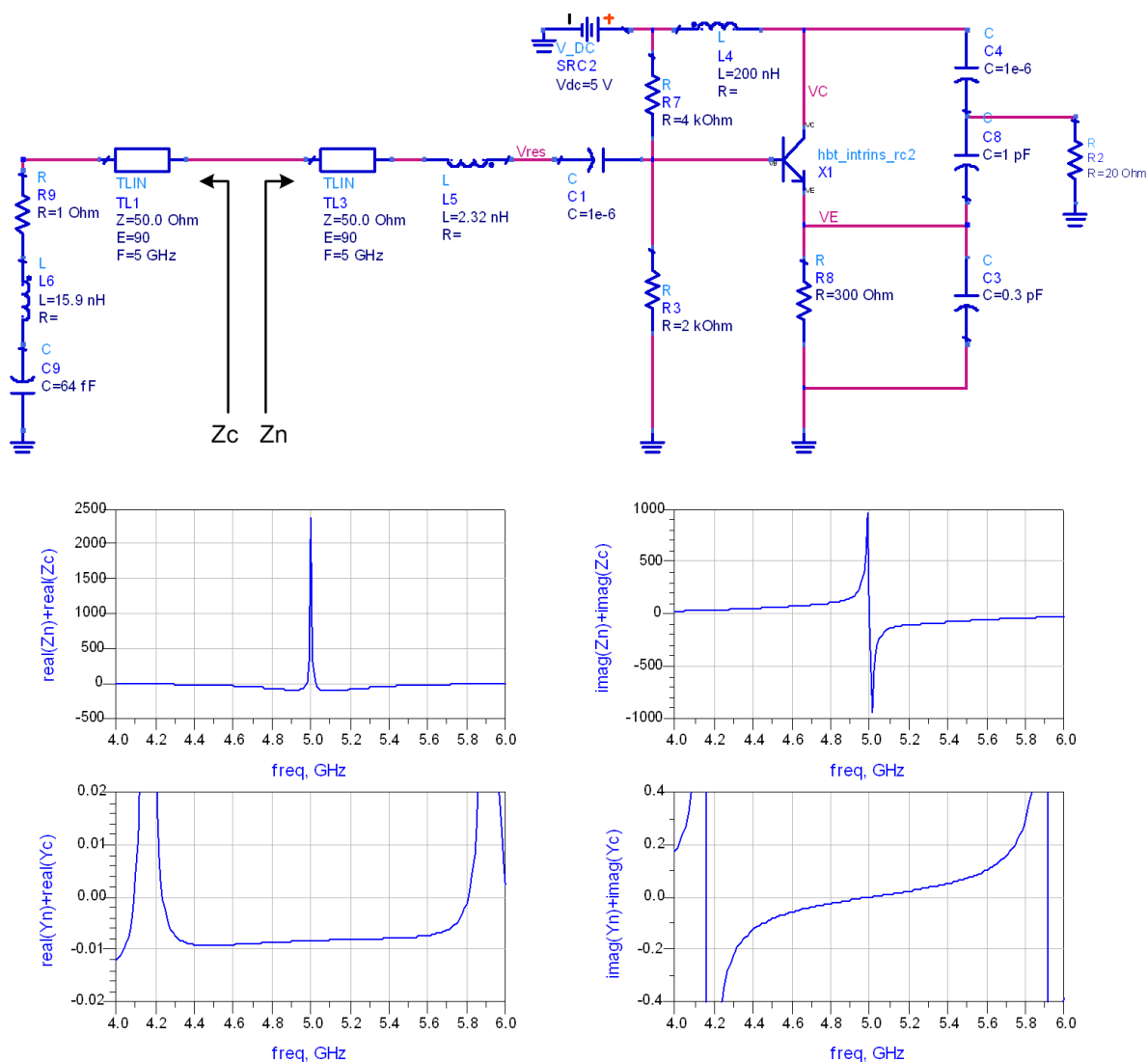


FIG. 1.4 – Schéma électrique, impédances et admittances d’un oscillateur à résonance parallèle à la fréquence de 5GHz

La même constatation est faite dans le cas d’une résonance parallèle sur la FIG.1.4. La somme des deux conductances est bien négative et la somme des deux susceptances s’annule avec une dérivée positive. Les conditions de démarrage sont donc respectées. En revanche, l’analyse en résistances et réactances n’indique pas de départ d’oscillation.

Ces considérations concernaient les conditions de démarrage de l’oscillateur. En régime établi, les deux impédances ou admittances s’équilibrent. Les conditions deviennent donc les suivantes :

$$\begin{cases} Z_n + Z_c = 0 \\ Y_n + Y_c = 0 \end{cases} \quad (1.8)$$

L'avantage de ce type de formalisme est sa simplicité d'utilisation. Il est facile de simuler l'impédance à n'importe quel endroit du circuit. On effectue généralement le découpage aux bornes du résonateur. En revanche, nous n'avons aucun contrôle sur l'état établi que le circuit atteindra. Et surtout, d'éventuelles autres instabilités que celle recherchée, à la fréquence désirée, peuvent rester invisibles car non observables en ce point du circuit. Un exemple sera développé dans le chapitre 3.

### 1.2.2 Représentation sous forme de système bouclé [4]

Cette représentation est plus facilement compréhensible pour les oscillateurs fonctionnant en transmission, bien qu'elle puisse être appliquée pour tous types d'oscillateur. Un circuit amplificateur est bouclé sur lui-même par l'intermédiaire d'un circuit, généralement résonnant, qui va sélectionner la fréquence d'oscillation (FIG. 1.5). Ce dernier générant inévitablement des pertes, c'est la partie amplificatrice qui sera chargée de les compenser.

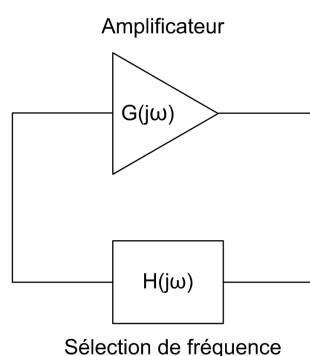


FIG. 1.5 – Schéma de principe de la représentation d'un oscillateur en système bouclé linéaire

Dans ce type de représentation linéaire, les conditions d'oscillation sont décrites grâce à la fonction de transfert en boucle ouverte (FTBO) du système, notée  $\tilde{G}_{ol} = G \cdot H$ . Comme montré dans [4], le gain en boucle ouverte d'un oscillateur dans le plan complexe,  $p = \alpha + j\omega$ , est unitaire pour certaines valeurs de  $p$ . Ce qui est équivalent à montrer que la fonction de transfert en boucle fermée de l'amplificateur contre-réactionné possède un pôle instable  $p_i$  dans le plan complexe.

$$\tilde{G}_{ol}(p_i) = 1 \quad (1.9)$$

avec  $\alpha_i > 0$  durant la période transitoire et  $\alpha_i = 0$  en régime établi. Cette formulation est exacte, mais il existe très peu de simulateurs capables d'effectuer ces calculs dans le plan des fréquences complexes. On travaille donc dans le plan  $p = j\omega$  dans lequel on trace le diagramme de Bode de  $\tilde{G}_{ol}(j\omega)$ . Le critère de Barkhausen définit alors les conditions



de démarrage des oscillations. Ce critère stipule que la FTBO doit être supérieure à 1 et réelle. Il manque toutefois une condition sur la pente de la phase. Les conditions de démarrage des oscillations sont donc les suivantes :

$$\begin{cases} |G(j\omega_0) \cdot H(j\omega_0)| & > 1 \\ \arg(G(j\omega_0) \cdot H(j\omega_0)) & = 0 \\ \left. \frac{\partial \arg(G(j\omega) \cdot H(j\omega))}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} & < 0 \end{cases} \quad (1.10)$$

L'obtention de la FTBO est donc très utile pour déterminer d'éventuelles instabilités et appliquer des marges de stabilité en gain ou en phase. Elle permet aussi de calculer la compression du gain en tension en régime établi qui correspond au gain en tension petit signal de la FTBO et ainsi avoir une certaine forme de contrôle sur le cycle de charge de l'oscillateur.

$$C_{compression} = 20 \log \left| \tilde{G}_{ol}(j\omega) \right| \quad (1.11)$$

Enfin, la FTBO est aussi utilisée pour déterminer le coefficient de qualité du circuit en charge [5] qui permet d'évaluer le bruit de phase que générera le circuit.

$$Q_{Loscill}(\omega_0) = \frac{\omega_0}{2} \left\| \frac{d \arg(\tilde{G}_{ol}(j\omega))}{d \omega} \right\|_{\omega_0} \quad (1.12)$$

L'oscillateur ayant démarré, les oscillations vont croître vers le régime établi lors de la phase transitoire. Le régime établi est atteint grâce à la présence d'éléments non linéaires, généralement des transistors, qui vont diminuer le gain de la partie amplificatrice lorsque l'amplitude des oscillations augmente. Cette phase transitoire correspond à la décroissance de  $\alpha$  vers 0 et n'est pas calculable dans le domaine fréquentiel. En revanche, la simulation de type équilibrage harmonique (HB) permet de déterminer avec précision l'état établi de notre circuit, puisque  $\alpha = 0$ , soit le régime harmonique.

### 1.3 Le bruit de phase dans les oscillateurs

Le bruit de phase est un phénomène inévitable des oscillateurs. Dans cette section, nous allons rappeler quelques définitions et montrer différents travaux effectués pour tenter de l'estimer puis de le réduire.

### 1.3.1 Définition du bruit de phase

Écrivons le signal de l'oscillateur comme :

$$V(t) = V_0 \cos(\omega_0 t + \Delta\varphi(t) + \varphi_0) \quad (1.13)$$

$\Delta\varphi(t)$  est une quantité aléatoire représentant la variation de la phase  $\omega_0 t$  de l'oscillateur due au bruit. Cette variation de phase, de faible amplitude, à des fréquences petites ( $\Omega$ ) devant la fréquence d'oscillation ( $f_0$ ), crée par mélange des fréquences de battement  $f_0 \pm \Omega$  situées de chaque côté de la porteuse (FIG. 1.6). Ces signaux de battement sont nommés

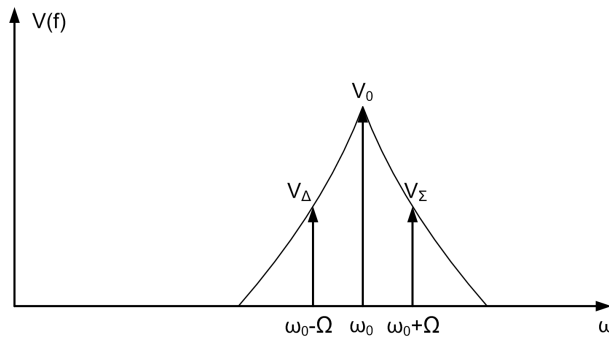


FIG. 1.6 – Spectre de l'oscillateur bruité

$V_\Delta$  et  $V_\Sigma$ . Le bruit de phase est défini par sa densité spectrale  $S_{\Delta\varphi}$  que l'on calcule comme [6] :

$$S_{\Delta\varphi}(\Omega) = \frac{\overline{|V_\Delta|^2} + \overline{|V_\Sigma|^2} - 2\Re(\overline{V_\Delta \cdot V_\Sigma \cdot e^{-2j\varphi_0}})}{V_0^2} \quad (1.14)$$

L'unité du bruit de phase  $\mathcal{L}(f)$  est le dBc/Hz à  $\Omega$  Hz de la porteuse. Cette unité est donc relative à la puissance du signal utile. Il est défini de la façon suivante :

$$\mathcal{L}(f)_{(dBc/Hz)} = S_{\Delta\varphi}(f)_{(dBrad^2/Hz)} - 3dB \quad (1.15)$$

De façon générale, dans les oscillateurs usuels, le bruit d'amplitude est inférieur de plusieurs ordres de grandeurs au bruit de phase. Dans ce cas, on peut faire l'approximation que la densité spectrale de bruit de phase est égale à la puissance de bruit mesurée dans une bande de 1 Hz à  $\Omega$  Hz de la porteuse. C'est ce qui nous permet d'obtenir une mesure relativement fiable du bruit de phase avec un analyseur de spectre. Toutefois, ce type de mesure requiert un oscillateur stable en fréquence, d'autant plus que l'on mesure près de la porteuse. Une mesure précise du bruit de phase, permettant de le discriminer du bruit d'amplitude nécessite un appareillage plus complexe [7]. Les systèmes les plus utilisés sont la méthode de la double source et celle de la ligne à retard. Ces deux techniques démodulent le bruit pour le ramener en bande de base. La première utilise une source

de fréquence très pure qui va être mélangée à travers un comparateur de phase avec le signal de l'oscillateur et délivrer une amplitude proportionnelle au bruit de phase. Elle permet de mesurer les bruits de phase les plus faibles mais ne peut être utilisée qu'avec des oscillateurs relativement stables. La seconde utilise une ligne à retard qui va permettre de mélanger le signal de l'oscillateur à celui retardé. On retrouve dans ce cas, en sortie, une amplitude proportionnelle au bruit de fréquence. La conversion est toutefois facile à effectuer puisque :

$$S_{\Delta\varphi}(\Omega) = \Omega^2 S_{\Delta f}(\Omega) \quad (1.16)$$

### 1.3.2 Prévoir le bruit de phase

Diverses origines des signaux de bruit contribuent au bruit de phase. La première est le bruit de diffusion qui existe à toutes les fréquences. La seconde est le bruit basse fréquence . Il se produit une conversion du bruit présent aux basses fréquences et autour des fréquences harmoniques vers la fréquence fondamentale (FIG. 1.7). En général, la conversion du bruit basse fréquence est à l'origine de la majorité du bruit de phase près de la porteuse. En effet ce bruit augmente inversement proportionnellement à la fréquence. Plus on se rapproche de la porteuse, plus importante est sa contribution.

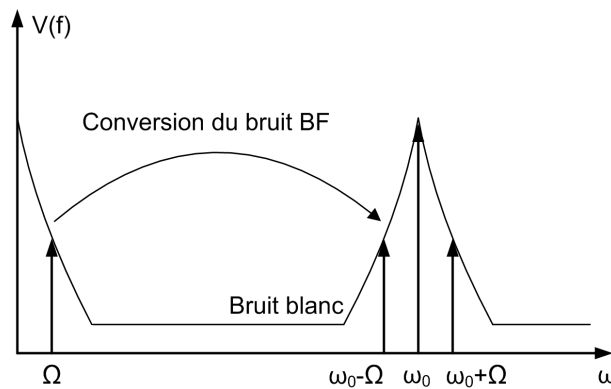


FIG. 1.7 – Contributions au bruit de phase

La première étude permettant de comprendre les propriétés de ce bruit a été faite par Leeson en 1966 [8]. Il y établit notamment la relation suivante :

$$S_{\Delta\varphi_{out}}(\Omega) = S_{\Delta\varphi_{in}}(\Omega) \left( 1 + \left( \frac{\omega_0}{2 \cdot Q \cdot \Omega} \right)^2 \right) \quad (1.17)$$

$Q$  est le facteur de qualité en charge de l'oscillateur,  $S_{\Delta\varphi_{in}}$  est la densité spectrale du bruit de phase d'entrée de l'oscillateur (étudié en boucle ouverte) dû au bruit blanc autour de  $\omega_0$  et au bruit basse fréquence converti. La difficulté de cette relation est le calcul correct de ces deux paramètres. En effet, il ne faut pas confondre le facteur de

qualité en charge de l'oscillateur avec celui du résonateur. L'estimation de  $S_{\Delta\varphi_{in}}$  n'est pas non plus aisée. Cependant, ce travail fut fondamental et donna lieu à d'autres travaux qui tentèrent de préciser ces deux paramètres en vue d'une détermination plus aisée ou d'approfondir cette relation [9, 10, 11, 5, 12, 13]. L'intérêt de ces relations réside dans le fait qu'elles donnent de bonnes indications pour réduire le bruit de phase d'un circuit.

Une nouvelle approche pour déterminer le bruit de phase est celle de Hajimiri et Lee [14]. S'appuyant sur le fait que les relations précédentes étaient construites pour des systèmes périodiques linéaires invariant dans le temps (LPTI) et ne pouvaient pas représenter fidèlement un système variant dans le temps (LPTV) tel qu'un oscillateur, ils conçurent une méthode basée sur la fonction de sensibilité à une impulsion (ISF). Cette fonction, définie pour chaque noeud du circuit comprenant une source de bruit, permet de déterminer quelle est l'immunité du circuit à une perturbation. Suivant la forme du signal à un endroit donné du circuit, il sera plus ou moins sensible à cette perturbation. Par exemple, une impulsion envoyée au sommet d'une sinusoïde ne viendra pas perturber sa phase alors qu'elle aurait beaucoup d'effet lors de son passage à zéro. En additionnant toutes les contributions de bruit de phase calculées par la méthode de l'ISF, pour des sources non corrélées, on obtient le bruit de phase total de l'oscillateur. Cette méthode originale souffre cependant de handicaps. Le principal problème réside dans le calcul de l'ISF, qui est basé sur la connaissance de la forme d'onde du signal. C'est donc un objet purement mathématique, difficilement calculable a priori. Il ne permet pas de donner d'indication sur le bruit d'un circuit d'après son architecture ou les composants qui le constituent.

Cette méthode ne présente donc pas d'avantages par rapport au calcul direct du bruit de phase par la méthode des matrices de conversion. Les matrices de conversion sont un concept issu de la théorie des mélangeurs et leur utilisation pour calculer le bruit de phase d'un oscillateur est communément employée dans les simulateurs commerciaux. Elles ont été utilisées pour calculer le bruit d'un mélangeur par Rizzoli [15]. Une explication plus précise de cette technique sera donnée dans la partie 1.4.3.

## 1.4 Outils de simulation

Durant nos travaux, nous utiliserons l'environnement de conception et simulation Advanced Design System (ADS) de Agilent Technologies. Cependant, les outils présentés peuvent tout aussi bien être utilisés sous d'autres plates-formes logicielles.

Tout au long de cette partie, l'oscillateur de la FIG.1.8 servira d'exemple pour illustrer la procédure et les outils utilisés. C'est un oscillateur à 5 GHz réalisé à partir d'éléments

localisés. Il est composé d'un transistor bipolaire dont l'émetteur est chargé par une capacité. Une capacité de contre-réaction est placée entre collecteur et émetteur, la sortie est prise sur le collecteur par une résistance. Sur la base est connecté un circuit résonant série par l'intermédiaire d'une inductance d'accord.

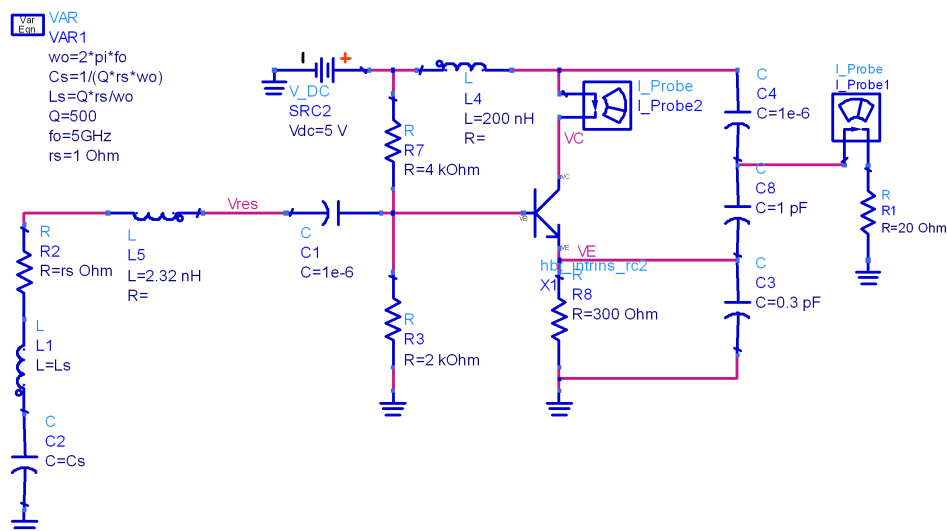


FIG. 1.8 – Exemple d'oscillateur à fréquence fixe

## 1.4.1 Détermination des conditions d'oscillation et stabilité linéaire

Dans la première partie du mémoire ont été définies les conditions permettant à l'oscillateur de démarrer. Cette étude est du domaine petit signal. Suivant la représentation de l'oscillateur choisie : résistance négative ou système bouclé, divers outils de simulation peuvent être adaptés.

### 1.4.1.1 Analyse de l'impédance AC

Le cas de l'analyse en résistance négative est le plus simple à implémenter dans le logiciel. Une simple analyse AC nous donne l'impédance d'entrée de notre résistance négative ainsi que celle du résonateur (FIG. 1.9, 1.10). Les conditions de démarrage citées au chapitre 1.2.1 sont respectées pour un démarrage d'oscillation à 5 GHz. Ce type de simulation permet une visualisation rapide des conditions de démarrage. Cependant, elle ne donne aucune autre indication sur l'oscillateur (facteur de qualité en charge, stabilité). De plus, il est difficile de l'utiliser dans un système en transmission.

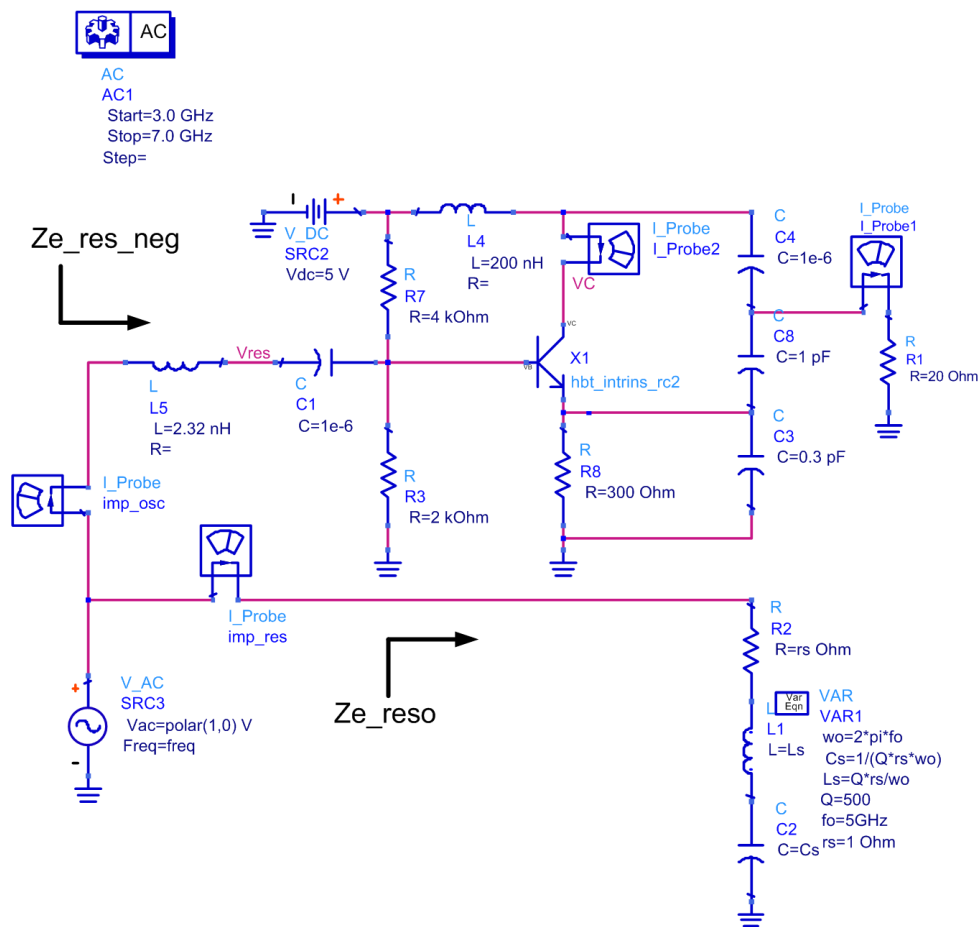


FIG. 1.9 – Analyse de l'impédance d'entrée d'une résistance négative et du résonateur associé

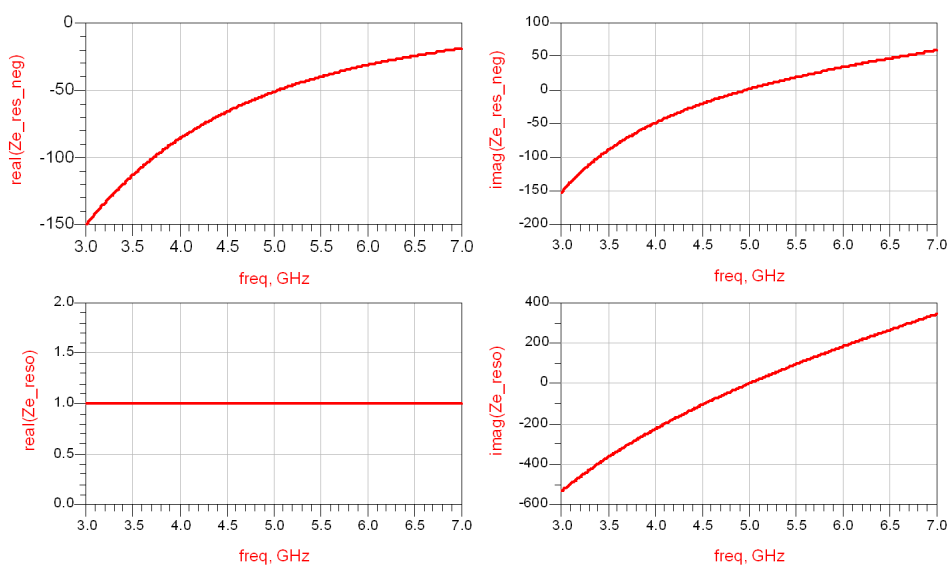


FIG. 1.10 – Impédance d'entrée d'une résistance négative et du résonateur associé

### 1.4.1.2 Analyse avec l'outil OscTest

ADS met à disposition un outil permettant de simuler le gain en boucle ouverte de l'oscillateur, nommé OscTest. Cet outil, simple d'utilisation, est constitué d'un hexapôle comme le montre la FIG. 1.11.

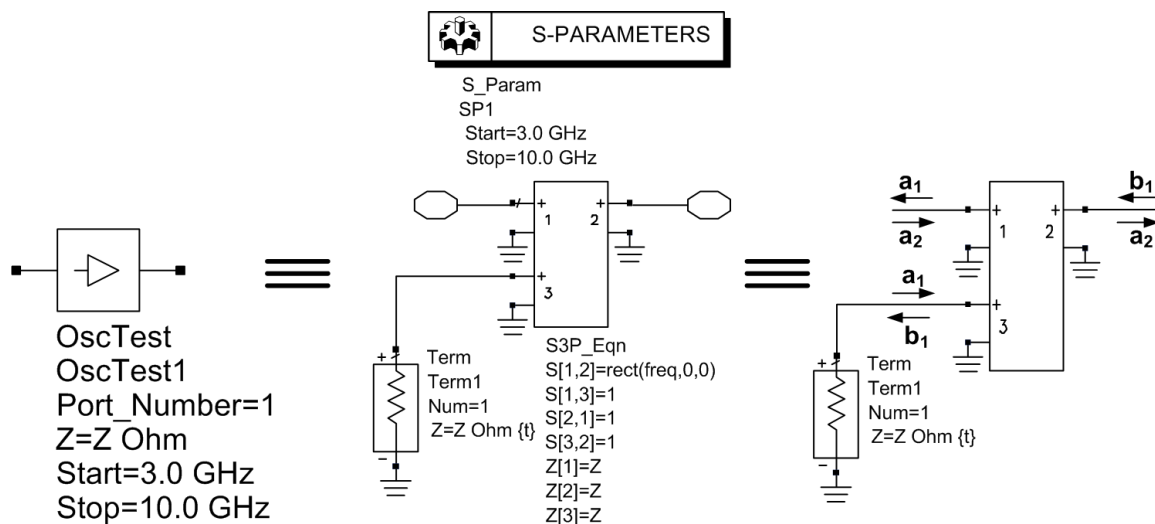


FIG. 1.11 – Schéma bloc du module OscTest

Ce composant est unilatéral et permet d'ouvrir la boucle tout en envoyant un stimulus dans le circuit pour étudier sa réponse. Il peut aussi bien être inséré dans la boucle de réaction d'un oscillateur en transmission qu'entre un résonateur en réflexion et sa partie active. Dans un oscillateur en réflexion, une onde  $a_1$ , émise par l'accès 3, est réfléchiée par un des deux éléments suivant l'orientation de l'OscTest, et crée une onde  $a_2$ . Cette onde  $a_2$  est transmise à l'autre élément qui va réfléchir une nouvelle onde  $b_1$  qui sera récupérée à l'accès 3. Le rapport entre les ondes  $a_1$  et  $b_1$  (paramètre  $S_{11}$ ) donne le gain en boucle ouverte du circuit étudié. Si ce rapport est supérieur à 1, cela signifie que plus d'énergie aura été générée par la résistance négative que perdue par le résonateur. Si les conditions de phase sont respectées, cela indique un départ d'oscillation. Le principe est le même pour l'oscillateur en transmission sauf que l'onde  $b_1$  résulte davantage de la transmission de l'onde  $a_1$  à travers le circuit que de la réflexion de l'onde  $a_2$ .

En fait,  $S_{11}$  donne la tendance du gain en boucle ouverte plus que sa valeur réelle : on pourra savoir s'il est supérieur ou inférieur à 1 ou si sa phase croise 0. En effet, son calcul dépend énormément de l'impédance caractéristique choisie pour les accès. Si l'on choisit une impédance caractéristique quasiment égale à l'impédance de la charge, il n'existera pas d'onde de réflexion et donc le gain en boucle ouverte simulé sera très faible, alors qu'il existe bel et bien pour une impédance caractéristique différente (FIG. 1.12).

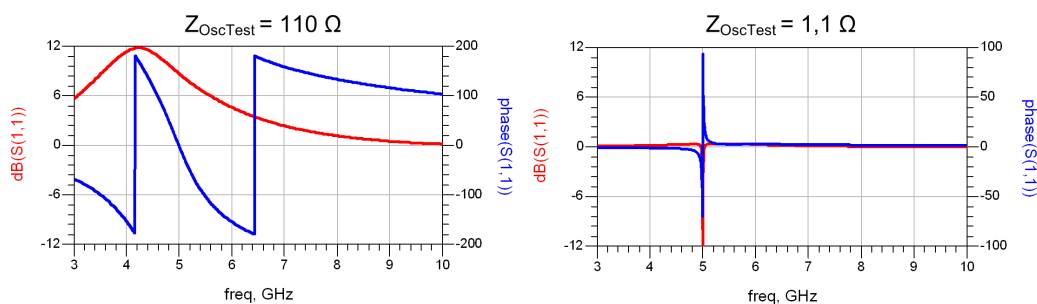


FIG. 1.12 – Simulation de type OscTest pour différentes impédances d'accès

On détecte bien le démarrage d'oscillation à 5 GHz pour une impédance de 110  $\Omega$  alors qu'elle reste invisible avec la valeur par défaut de 1,1  $\Omega$  (proche de l'impédance du résonateur à la résonance). Un autre danger, lors de son utilisation, réside dans le fait que le circuit ne génère pas la même réponse à un stimulus en tous points. Des instabilités existantes peuvent donc, suivant le nœud considéré, être ou ne pas être détectées, même en changeant l'impédance caractéristique de l'OscTest. Cette méthode est donc peu fiable et doit être utilisée en complément d'autres outils d'analyse. Correctement employée, elle possède tout de même l'avantage d'être un outil visuel pratique pour effectuer un réglage de la fréquence de départ des oscillations.

#### 1.4.1.3 Analyse de stabilité linéaire par identification des pôles et zéros instables

Lorsque le circuit est conçu, une analyse de stabilité est requise pour déterminer si la fréquence d'oscillation est bien la seule fréquence instable. Les méthodes précédentes sont peu adaptées à cette tâche. Une méthode rigoureuse est l'identification des pôles instables de la fonction de transfert en boucle fermée (FTBF). Récemment, une méthode plus simple a été proposée [16], qui consiste en l'identification des zéros instables de la réponse fréquentielle à un stimulus à un endroit quelconque du circuit, généralement la réponse en tension d'une excitation en courant, notée  $H(j\omega)$  [16]. Pour effectuer cette identification, il existe un outil très pratique développé par l'université de Bilbao, nommé STAN. Cet outil détecte automatiquement les pôles et zéros instables d'une réponse quelconque. Le plus simple est de générer avec ADS cette fonction de transfert  $H(j\omega)$  sur la bande de fréquence à analyser. Cela est fait grâce à une simulation AC et un stimulus généré par une source de courant ou de tension AC sur un nœud du circuit.  $H(j\omega)$  est ensuite extraite pour être traitée par STAN (FIG. 1.13).

On retrouve bien ici un pôle instable à 5 GHz. Encore une fois, cette étude est basée sur la réponse à un nœud du circuit. Il est tout à fait possible que suivant le nœud choisi,



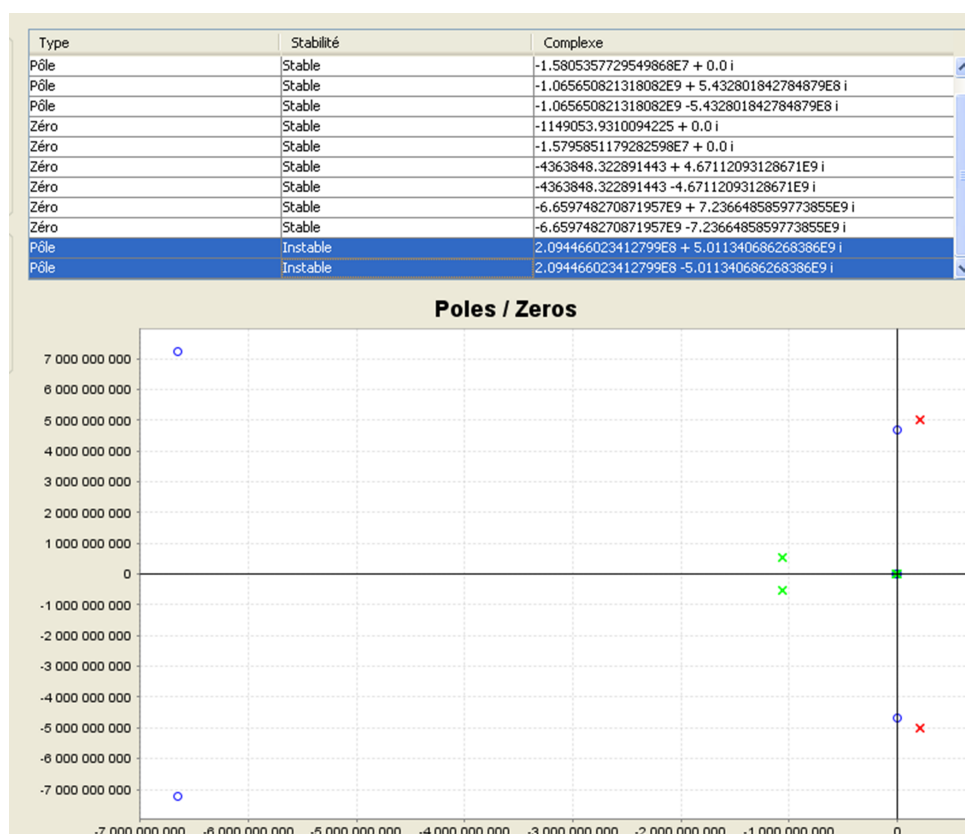


FIG. 1.13 – Identification des pôles instables par STAN

la visibilité ne soit pas la même. Certaines instabilités peuvent donc être masquées. Une autre possibilité, plus complexe, est d'effectuer l'identification des pôles instables de la FTBF. Dans ce cas, il faut pouvoir calculer la FTBO du circuit.

#### 1.4.1.4 Analyse en boucle ouverte linéaire

Cette analyse requiert une intervention sur le modèle du transistor et est donc impossible à réaliser sur un modèle compilé. En effet, un endroit tout indiqué pour ouvrir la boucle du circuit est la source de courant commandée en tension du transistor (bipolaire ou à effet de champ). L'unilatéralité de cet élément permet de calculer la FTBO de façon rigoureuse puisqu'on ne modifiera pas les conditions de charge du circuit. De plus, l'ouverture de la boucle s'effectuant au seul endroit où il y a du gain, toute boucle instable englobe nécessairement ce point névralgique.

Une source AC externe vient commander la source de courant (FIG. 1.14) à la place de la tension d'entrée de la source commandée  $V_{be}$ . Il suffit ensuite d'effectuer le rapport entre la tension de commande  $E_{ext}$  et  $V_{be}$  pour obtenir la FTBO linéaire (attention toutefois à ne pas ouvrir le chemin DC pour avoir une polarisation correcte du transistor).

Sur la FIG. 1.14, l'instabilité à 5 GHz est bien détectée suivant les critères définis

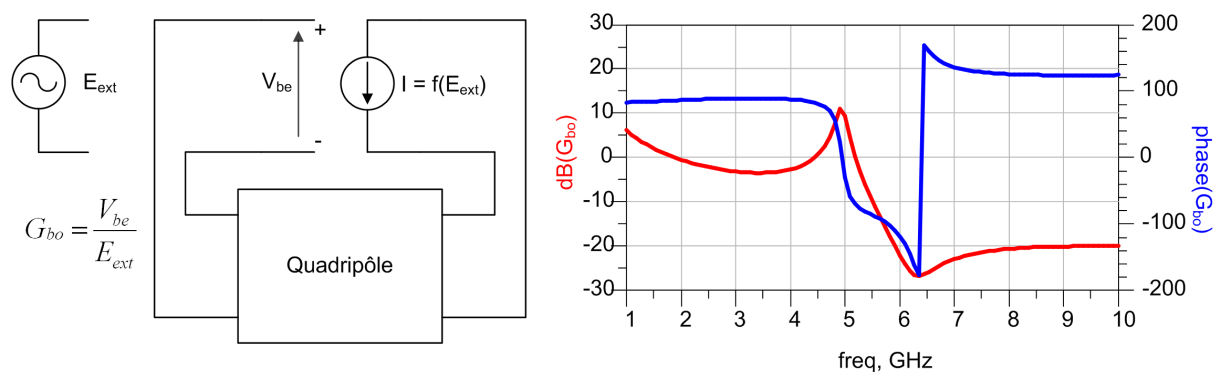


FIG. 1.14 – Schéma d'implémentation du calcul de la FTBO et résultat sur l'oscillateur à 5 GHz

au chapitre 1.2.2. Aucune autre instabilité n'est détectée. Cette méthode, une fois implémentée, est très pratique. Comme pour l'OscTest, elle offre un outil visuel au concepteur pour effectuer des réglages. Elle permet de détecter d'éventuelles autres instabilités et d'appliquer des marges de stabilité en gain ou/et en phase sur celles-ci, à la fréquence souhaitée. On a aussi vu qu'elle permettait de déterminer la compression de gain du transistor. Enfin, il est possible de calculer le facteur de qualité ( $Q$ ) de l'oscillateur en charge (voir chapitre 1.2.2), bien que celui-ci sera en réalité différent lorsque l'oscillateur sera en régime établi. On obtient dans notre exemple un coefficient de qualité en charge de 175 en régime petit signal.

## 1.4.2 Simulation non-linéaire : régime établi et stabilité

Une fois les conditions de démarrage déterminées à la fréquence voulue et les oscillations parasites éliminées, le concepteur a besoin de connaître le régime établi de l'oscillateur, c'est à dire des caractéristiques telles que la fréquence d'oscillation, la puissance de sortie ou la réjection du second harmonique.

### 1.4.2.1 Analyse transitoire

La simulation transitoire permet d'atteindre ce but. Historiquement, c'est la première à avoir été créée et utilisée. Opérant dans le domaine temporel, elle donne accès à l'évolution du signal au cours du temps jusqu'à son régime établi. C'est le seul type de simulation donnant accès à des informations lors de cette phase et donc à détecter d'éventuelles instabilités qui pourraient y apparaître. Cette simulation est très gourmande en temps de calcul, d'une part si le circuit étudié possède des constantes de temps importantes vis à vis du signal d'excitation, d'autres part à cause des éléments réactifs et lignes de transmission qui sont facilement définis dans le domaine fréquentiel, mais mal représentés dans le domaine temporel. Ces calculs nécessitant des temps d'intégration très importants

viennent même réduire la précision des résultats. Ce type de simulation est donc rarement utilisée dans la conception d'oscillateurs micro-ondes. Ce sont ces limitations qui ont impliqué le développement des simulations de type équilibrage harmonique (HB).

### 1.4.2.2 Détermination du régime établi par la simulation HB

La simulation HB permet de résoudre le régime établi de circuits complexes avec un temps de calcul réduit. Le nombre d'harmoniques utilisés est choisi par l'utilisateur, il doit être assez faible pour ne pas trop augmenter le temps de calcul tout en étant assez important pour obtenir la bonne solution. Le principe général est de séparer les éléments linéaires, définis dans le domaine fréquentiel, des éléments non linéaires, définis dans le domaine temporel, en sous-circuits reliés par des nœuds. L'idée est ensuite d'appliquer à chaque nœud une valeur de tension  $V(k\omega_0)$  à chaque harmonique puis de vérifier que la loi de Kirchhoff des nœuds est bien respectée. Finalement, l'objectif est de trouver les zéros de l'équation de Kirchhoff  $I_{LIN}(k\omega_0) + I_{NL}(k\omega_0) = f(V(k\omega_0)) = 0$ . Des méthodes itératives permettent de déterminer ces zéros, notamment la méthode de Newton communément employée dans les simulateurs commerciaux.

Dans le cas réel, c'est le bruit d'un oscillateur qui va être amplifié et donner naissance aux oscillations. En simulation, le circuit sera excité par une source externe pour converger vers une solution non nulle, dont on ne connaît pas la fréquence a priori. La tension de cette source externe ainsi que la fréquence d'oscillation devront être déterminées par le simulateur de façon à placer le circuit en régime établi. Il effectuera donc des simulations HB itératives avec pour variables la tension du générateur et la fréquence fondamentale. Une solution pour "aider" le simulateur à estimer ces variables est d'utiliser le gain de boucle ouverte de l'oscillateur. Pour chaque tension, le simulateur déterminera s'il existe une fréquence pour laquelle la FTBO est unitaire. Un outil permettant de calculer ce gain boucle ouverte non-linéaire est donc utilisé, il est nommé OscPort dans ADS(FIG. 1.15).

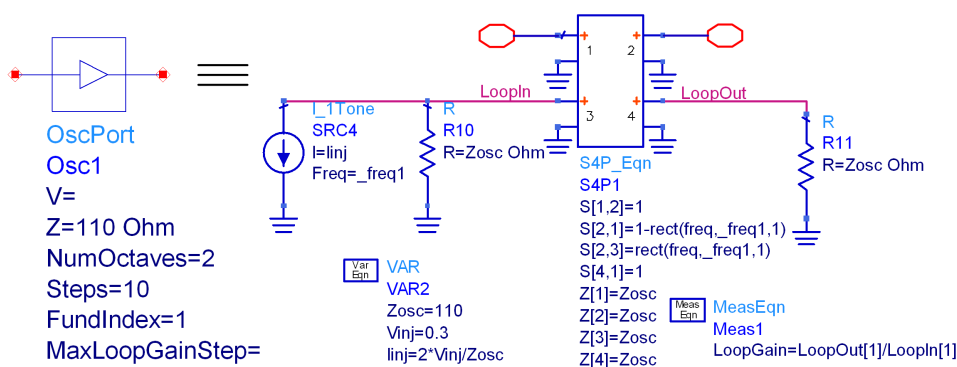


FIG. 1.15 – Schéma du module OscPort

Le principe est le suivant : le signal est transmis de l'accès 1 vers l'accès 2 aux fréquences harmoniques (pas au fondamental) tandis que la transmission est totale de l'accès 2 vers l'accès 1. Il est donc transparent aux harmoniques et est un isolateur unidirectionnel au fondamental. Cela permet de garder les conditions de charge du circuit aux harmoniques et de l'ouvrir au fondamental pour injecter un signal d'excitation grâce au passage de l'accès 3 vers l'accès 2. Enfin, le signal de retour est récupéré sur l'accès 4 grâce au passage de l'accès 1 vers l'accès 4. Ce système ressemble énormément à l'OscTest décrit précédemment en ajoutant un raffinement pour les conditions aux harmoniques. Il en a donc les mêmes inconvénients, à savoir un placement qui peut être critique et une impédance d'accès réglable pouvant donner divers résultats suivant le cas. Cet outil donne donc encore une tendance plutôt que le réel gain en boucle ouverte. Mais cela est suffisant pour juger si l'on a atteint le régime établi ou non (FIG. 1.16).

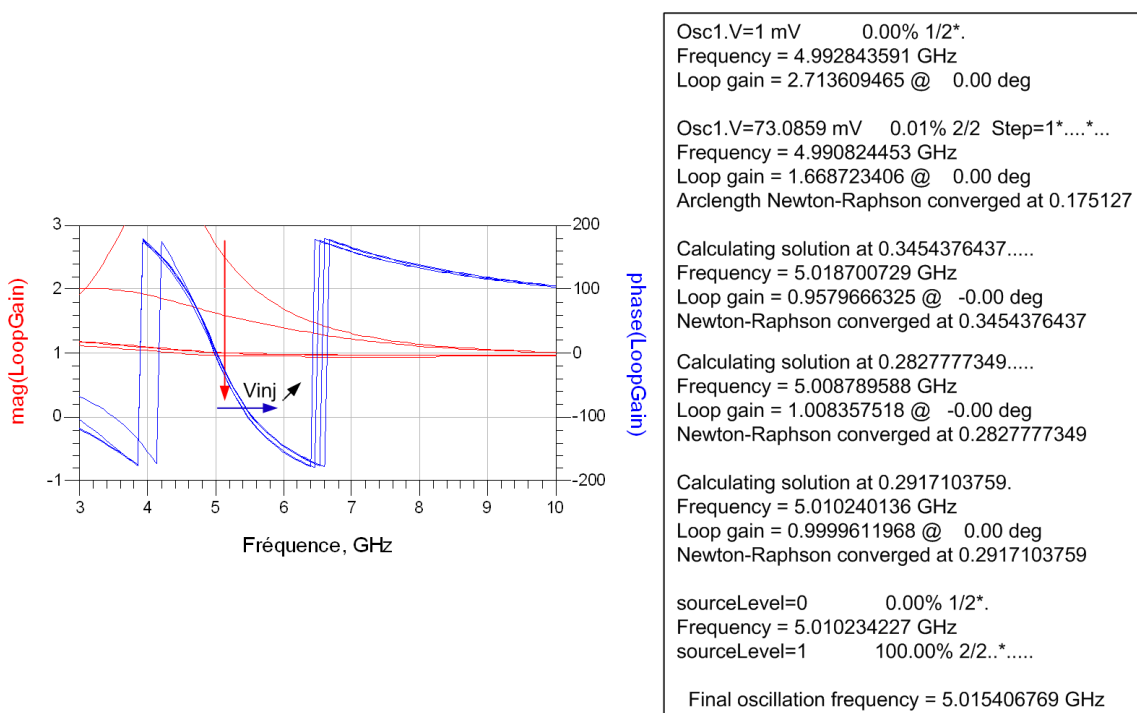


FIG. 1.16 – Détermination du régime établi grâce à des simulations successives de FTBO

A chaque itération, une nouvelle tension de commande est fournie, puis la FTBO est calculée pour déterminer si l'on a atteint le régime établi, à savoir le gain unitaire. La plupart du temps, lorsque la tension d'entrée augmente, le transistor compresse davantage et son gain diminue. C'est ce que l'on observe dans cet exemple où  $V_{inj}$  commence à très faible signal (quasiment équivalent à une simulation linéaire) puis augmente jusqu'à obtenir un gain inférieur à 1 et enfin est réajusté pour atteindre exactement l'unité. Dans cet exemple, ce gain est atteint pour  $V_{inj} = 0,3V$ . Le logiciel effectue une dernière simulation en boucle fermée pour affiner les dernières estimations de la fréquence d'oscillation et de la puissance de l'oscillateur.

### 1.4.2.3 Analyse des pôles instables de la réponse de l'oscillateur en régime établi

De la même manière que pour l'analyse de stabilité linéaire, il faut effectuer l'identification des pôles instables de la réponse petit-signal de notre oscillateur. La différence est que celui-ci est linéarisé autour de son état fort signal et non autour du point de polarisation. La simulation effectuée est donc de type grand signal/petit signal (utilisation des matrices de conversion, voir chapitre 1.4.3.2).

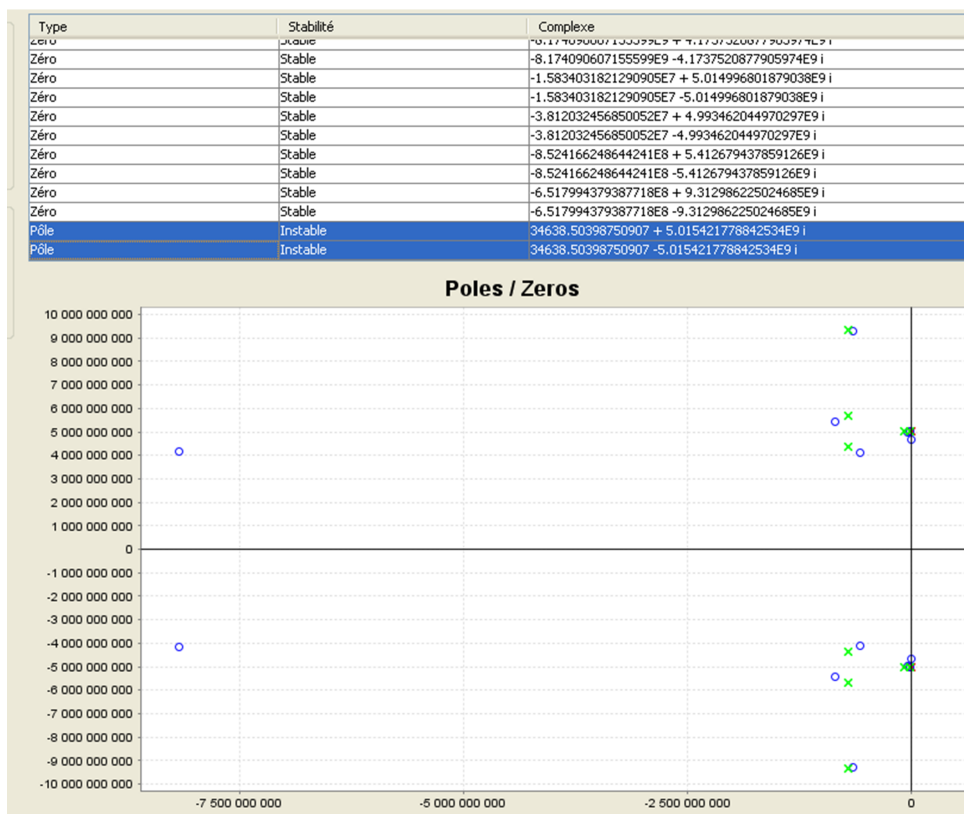


FIG. 1.17 – Identification des pôles instables de la réponse de l'oscillateur en régime établi

On remarque toujours notre pôle instable à 5 GHz (FIG. 1.17). Cependant, il est cette fois en limite d'instabilité ( $\alpha = 3,5 \cdot 10^4$  contre  $2,1 \cdot 10^8$  en régime linéaire). On est donc relativement proche du  $\alpha = 0$  théorique en régime établi. Aucune autre instabilité n'est à remarquer.

### 1.4.2.4 Détermination de la fonction de transfert en boucle ouverte non linéaire

La FTBO non-linéaire permet également d'effectuer une analyse de stabilité en régime établi. Cette simulation est aussi basée sur une simulation grand signal/petit-signal. Par rapport à la boucle ouverte linéaire, l'ouverture du transistor est plus délicate. Elle doit être invisible vis à vis du grand signal pour ne pas perturber l'état établi de l'oscillateur,

tandis qu'elle doit être ouverte à la fréquence résultante du mélange du grand signal avec le petit signal  $E_{LSB}$ . Cette tâche sera implémentée grâce à deux filtres. Le premier, placé en parallèle de la boucle, permet de connecter le générateur externe à la boucle, à la fréquence du petit signal. Le second, en série après le signal de retour, permet d'ouvrir la boucle à la fréquence du petit signal (FIG. 1.18).

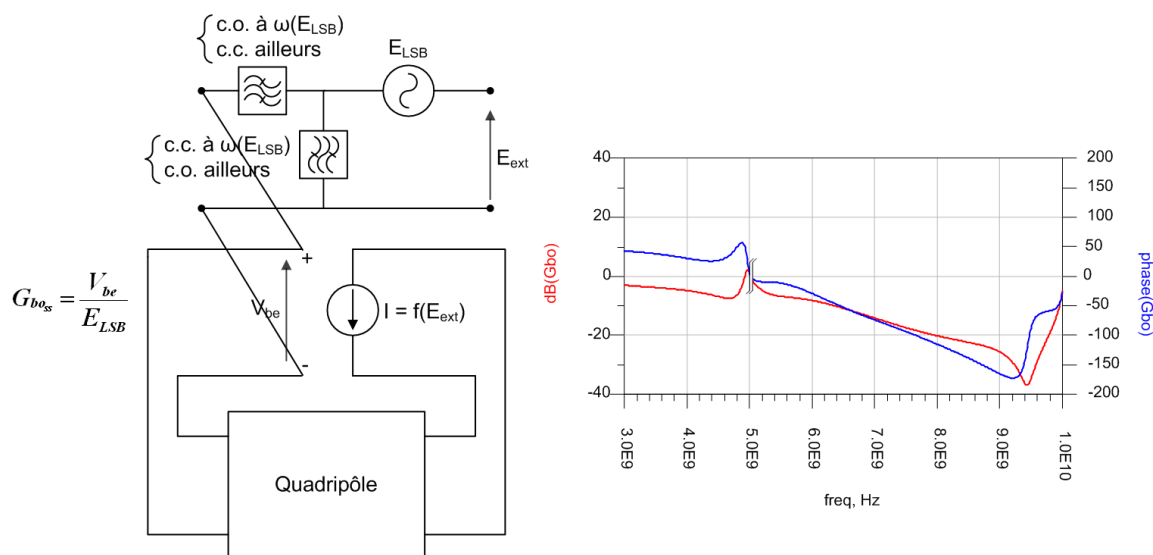


FIG. 1.18 – Implémentation de la FTBO non linéaire et résultat sur l'oscillateur à 5 GHz

Dans ce cas, le gain a chuté sur toute la bande. Aucune autre instabilité n'est possible. Le gain en boucle ouverte n'est pas calculable en simulation à la fréquence d'oscillation (fréquence de  $E_{LSB}$  nulle) car le petit signal, pour lequel la boucle est ouverte, ne peut avoir la même fréquence que le grand signal, pour lequel la boucle est fermée. On sait quand même par définition que le gain en boucle ouverte à la fréquence d'oscillation est unitaire. Quant au facteur de qualité, il atteint une valeur à l'état établi de 215 contre 175 en petit signal. C'est cette valeur qui a réellement de l'importance pour juger la qualité d'un oscillateur en terme de bruit de phase. Il est donc important de pouvoir la déterminer. Aucune autre méthode de simulation connue ne permet d'y accéder. Ce type d'indicateur est important pour choisir entre plusieurs topologies d'oscillateurs par exemple. Cependant, pour obtenir un bruit de phase optimal, il est nécessaire de pouvoir le prévoir avec précision. C'est le rôle des simulations de bruit de phase qui feront l'objet de la prochaine partie.

### 1.4.3 Simulation du bruit de phase

Pour simuler le bruit de phase, deux principales méthodes sont généralement utilisées dans les oscillateurs : la méthode quasi-statique et la méthode paramétrique, même s'il

est vrai que cette dernière, plus exacte, est largement implantée dans les simulateurs commerciaux.

#### 1.4.3.1 Méthode quasi-statique

Cette méthode consiste à transposer l'effet des sources de bruit sur les variations des générateurs de polarisation. Ainsi, une perturbation est ajoutée à la tension de polarisation qui devient  $V_{polar} + \Delta V$  avec  $\Delta V \ll V_{polar}$ . La fréquence d'oscillation  $f_0$  déterminée précédemment par une analyse fort signal va ainsi varier légèrement. Cette variation  $\Delta f$  est déterminée par le calcul de la dérivée de la fréquence d'oscillation par rapport à l'amplitude  $\Delta V$  :

$$\Delta f = \frac{df}{dV} \cdot \Delta V \quad (1.18)$$

A partir de ces dérivées, la valeur quadratique du bruit de fréquence  $\Delta f^2$  est transformée en bruit de phase par la relation suivante :

$$S_{\Delta\varphi}(f_m) = 10. \log \left( \frac{\Delta f^2}{f_m^2} \right) = 10. \log \left( \frac{\frac{df}{dV}^2 |\Delta V|^2}{f_m^2} \right) \text{ en } dBc/Hz \quad (1.19)$$

où  $f_m$  est la distance à la porteuse à laquelle le spectre de bruit de phase est calculé.

Si la perturbation  $\Delta V$  résulte d'un générateur de bruit en  $1/f$ , alors sa densité spectrale s'écrit  $|\Delta V|^2 = \frac{\alpha}{f_m}$  et :

$$S_{\Delta\varphi}(f_m) = 10. \log \left( \frac{\frac{df}{dV}^2 \alpha}{f_m^3} \right) \text{ en } dBc/Hz \quad (1.20)$$

On retrouve donc la pente de -30 dB/décade, comportement classique du bruit de phase d'un oscillateur en présence de bruit en  $1/f$ .

#### 1.4.3.2 Méthode paramétrique ou matrices de conversion

Le but est ici de calculer les tensions de bruit des bandes latérales à la fréquence d'oscillation de façon à en déduire la densité spectrale de bruit de phase (chapitre 1.3.1). Pour cela, le formalisme des matrices de conversion peut être utilisé.

Lors d'une simulation en bruit, il existe deux types de signaux en présence, le signal utile déterministe fort niveau (fréquence d'oscillation et ses harmoniques) et le signal de bruit. Le bruit étant généralement de très faible niveau par rapport au signal utile, on

peut utiliser ici une simulation de type grand signal/petit signal et donc le formalisme des matrices de conversion.

Considérons maintenant comme exemple une diode d'équation :

$$I_{be}(t) = I_s \cdot \left( e^{\frac{V_{be}(t)}{n \cdot v_t}} - 1 \right) \quad (1.21)$$

avec  $n$ , le facteur d'idéalité de la diode et  $v_t = kT/q$ . Ce qui nous donne, par exemple, le cycle de charge de la FIG. 1.19 pour une tension  $V_{be}$  variant entre 0,25 V et 0,85 V.

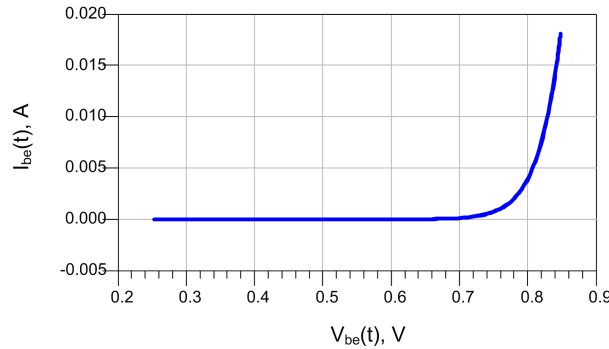


FIG. 1.19 – Cycle de charge de la diode

Dans le cas d'une étude en bruit, la tension de commande est formée de deux composantes : le grand signal  $V_{be}$  et le bruit  $v_n$  (relation (1.22)). Le courant total peut s'écrire :

$$I_{be_{bruité}}(t) = f(V_{be}(t) + v_n(t)) = I_s \cdot \left( e^{\frac{V_{be}(t) + v_n(t)}{n \cdot v_t}} - 1 \right) \quad (1.22)$$

L'hypothèse sur laquelle repose le raisonnement est que la tension  $v_n$  est considérée comme un petit signal qui ne viendra donc pas perturber l'état établi du circuit. Dans ce cas, il est possible de linéariser l'équation (1.22) par rapport à la variable  $v_n$ . On peut décomposer donc l'équation (1.22) en une composante grand signal et une composante petit signal.

$$\begin{aligned} I_{be}(t) + i_n(t) &= f(V_{be}(t)) + \left. \frac{df}{dV_{be}} \right|_{V_{be}(t)} \cdot v_n(t) \\ &= f(V_{be}(t)) + g(t) \cdot v_n(t) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Dans le domaine fréquentiel, on obtient :

$$I_{be}(f) + i_n(f) = F(V_{be}(f)) + G(f) * v_n(f) \quad (1.24)$$

$g(t)$ , conductance différentielle de la diode, est une fonction périodique du temps (de



période  $1/f_0$ ), on peut donc la décomposer en série de Fourier.

$$g(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g_n \cdot e^{jn\omega_0 t} \quad (1.25)$$

Sa transformée de Fourier,  $G(\omega)$ , vaut donc :

$$G(\omega) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} g_i \cdot \delta(\omega - i\omega_0) \quad (1.26)$$

Elle est calculée grâce à la solution de l'équilibrage harmonique, qui donne les termes  $g_0, g_1$  à  $\omega_0, g_2$  à  $2\omega_0, \dots$  qui seront donc utilisés pour construire la matrice de conversion de l'élément non-linéaire.

L'exemple est donné sur notre oscillateur à 5 GHz sur la FIG. 1.20 où est tracée l'évolution de la transconductance différentielle de la source commandée au cours du temps ainsi que sa transformée de Fourier.

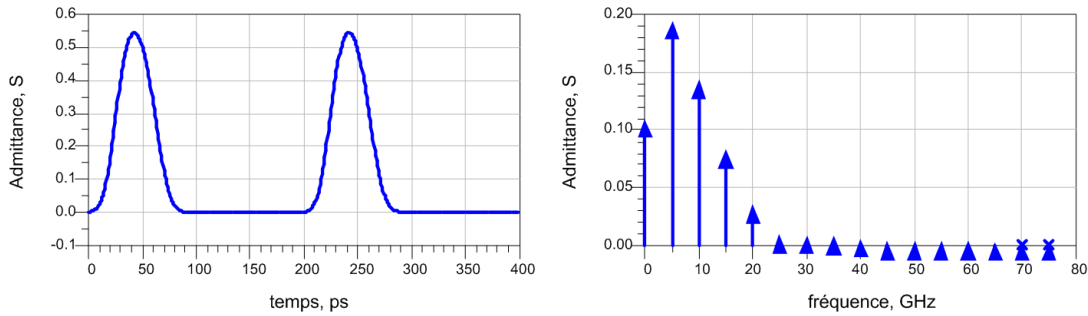


FIG. 1.20 – Transconductance de la diode dans le domaine temporel et fréquentiel

De plus, on suppose qu'une source de bruit à la pulsation  $\Omega$  existe dans le circuit. Par mélange avec les éléments non-linéaires et compte tenu de l'hypothèse précédente, il va se créer dans le circuit des composantes de bruit aux pulsations  $k\omega_0 + \Omega$  ( $k=\dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$ ).

Ainsi, le courant  $i_n(\omega)$  va s'écrire comme :

$$i_n(\omega) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} i_{n_j} \cdot \delta(\omega - j\omega_0 - \Omega) \quad (1.27)$$

De même pour  $v_n(\omega)$  :

$$v_n(\omega) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} v_{n_j} \cdot \delta(\omega - j\omega_0 - \Omega) \quad (1.28)$$

En remplaçant les équations (1.26), (1.27) et (1.28) dans (1.24), et en isolant la partie faible signal  $i_n(\omega) = G(\omega) * v_n(\omega)$ , on obtient :

$$\begin{aligned} i_n(\omega) &= \sum_{i=-\infty}^{+\infty} g_i \cdot \delta(\omega - i\omega_0) * \sum_{k=-\infty}^{+\infty} v_{n_k} \cdot \delta(\omega - k\omega_0 - \Omega) \\ &= \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} g_i \cdot v_{n_k} \cdot \delta(\omega - (i+k)\omega_0 - \Omega) \end{aligned} \quad (1.29)$$

Soit, en développant et regroupant chaque terme  $i_{n_k} = i_n(k\omega_0 + \Omega)$  :

$$i_{n_k} = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} g_i \cdot v_{n_{k-i}} = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} g_{k-i} \cdot v_{n_i} \quad (1.30)$$

Prenons pour exemple le calcul de trois courants,  $i_{n_{-1}}$ ,  $i_{n_0}$ ,  $i_{n_1}$  aux fréquences  $\Omega - \omega_0$ ,  $\Omega$  et  $\Omega + \omega_0$ . En développant chaque terme, on obtient :

$$i_{n_{-1}} = \dots + \mathbf{g_{-2}} \cdot \mathbf{v_{n_1}} + \mathbf{g_{-1}} \cdot \mathbf{v_{n_0}} + \mathbf{g_0} \cdot \mathbf{v_{n_{-1}}} + g_1 \cdot v_{n_{-2}} + g_2 \cdot v_{n_{-3}} + \dots \quad (1.31)$$

$$i_{n_0} = \dots + g_{-2} \cdot v_{n_2} + \mathbf{g_{-1}} \cdot \mathbf{v_{n_1}} + \mathbf{g_0} \cdot \mathbf{v_{n_0}} + \mathbf{g_1} \cdot \mathbf{v_{n_{-1}}} + g_2 \cdot v_{n_{-2}} + \dots \quad (1.32)$$

$$i_{n_1} = \dots + g_{-2} \cdot v_{n_3} + g_{-1} \cdot v_{n_2} + \mathbf{g_0} \cdot \mathbf{v_{n_1}} + \mathbf{g_1} \cdot \mathbf{v_{n_0}} + \mathbf{g_2} \cdot \mathbf{v_{n_{-1}}} + \dots \quad (1.33)$$

En réalité, il est impossible d'utiliser un nombre infini d'harmoniques. La formulation des courants  $i_n$  et tensions  $v_n$  pour des fréquences  $\Omega + i \cdot \omega_0$ ,  $-N \leq i \leq N$ , limitera à un nombre fini d'harmoniques ( $N=1$  pour une harmonique). On constate de plus que la conductance différentielle doit être calculée jusqu'à un ordre  $2N$ . La FIG. 1.21 donne un exemple pour  $N = 1$ .

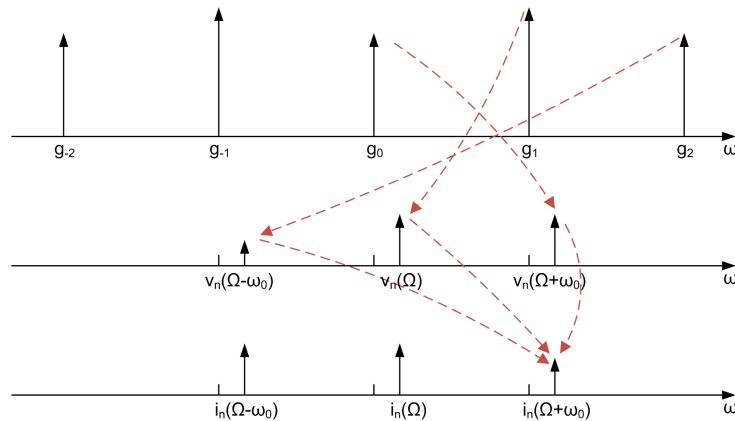


FIG. 1.21 – Exemple de conversion d'un petit signal

Ces relations peuvent être écrites sous forme matricielle en vue du calcul dans un logiciel de simulation. La matrice contenant les termes de la décomposition en série de Fourier de la conductance différentielle est appelée matrice de conversion. Elle doit donc

être d'ordre  $2N + 1$ . L'exemple de la FIG. 1.21, avec  $N = 1$ , est alors récrit avec ce formalisme dans l'équation (1.34).

$$\begin{bmatrix} i_n(\Omega - \omega_0) \\ i_n(\Omega) \\ i_n(\Omega + \omega_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_0 & g_{-1} & g_{-2} \\ g_1 & g_0 & g_{-1} \\ g_2 & g_1 & g_0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_n(\Omega - \omega_0) \\ v_n(\Omega) \\ v_n(\Omega + \omega_0) \end{bmatrix} \quad (1.34)$$

Les termes de la décomposition en série de Fourier de la conductance différentielle deviennent très faibles au-dessus d'un certain ordre. Il reviendra à l'utilisateur de choisir un nombre d'harmoniques suffisant pour limiter l'erreur de troncature.

Dans le cas général  $[i_n] = [g] \cdot [v_n]$ , avec  $[g] = \begin{bmatrix} g_0 & g_{-1} & \cdot & \cdot & g_{-2N} \\ g_1 & \cdot & & & \cdot \\ \cdot & & g_0 & & \cdot \\ \cdot & & & \cdot & g_{-1} \\ g_{2N} & \cdot & \cdot & g_1 & g_0 \end{bmatrix}$  matrice carrée d'ordre  $(2N + 1)$  avec  $N$  le nombre d'harmoniques choisis pour la simulation.

Nous avons pour l'instant traité le cas d'un élément non linéaire convectif. Il existe d'autres cas de figure.

- Dans le cas d'un élément linéaire, comme une résistance,  $R_0 = 1/G_0$ , son admittance ne varie pas dans le temps, sa matrice de conversion est donc diagonale possédant pour seul terme  $g_0$ .
- Dans le cas d'un élément réactif, comme une capacité non linéaire, l'admittance est fonction de la fréquence du petit et du grand signal. La matrice de conversion  $[c]$  sera donc multipliée par une matrice diagonale composée des différentes fréquences de mélange du petit signal :

$$[i_n] = j[\omega] \cdot [c] \cdot [v_n] \text{ avec } [\omega] = \begin{bmatrix} \Omega - N\omega_0 & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & \cdot & & & \cdot \\ \cdot & & \Omega & & \cdot \\ \cdot & & & \cdot & 0 \\ 0 & \cdot & \cdot & 0 & \Omega + N\omega_0 \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

- Dans le cas d'un élément possédant plusieurs tensions de commande, comme la source de courant commandée par  $V_{be}$  et  $V_{bc}$ , il y a autant de matrices de conversion que de tensions de commande :

$$[i_{ce}] = [g_{be}] \cdot [v_{be}] + [g_{bc}] \cdot [v_{bc}] \quad (1.36)$$

## 1.5 Conclusion

Il existe de nombreux outils logiciels à disposition pour effectuer la conception d'un oscillateur. Ils constituent un avantage indéniable puisqu'il est possible de prévoir avec précision l'état établi de l'oscillateur, comme la puissance délivrée ou encore son spectre de bruit. Mais, il ne faut pas perdre de vue que beaucoup d'entre eux basent leur concept sur des hypothèses qui sont vérifiées la plupart du temps mais peuvent faillir dans certains cas, notamment en étude de stabilité. L'utilisateur devra donc faire preuve de vigilance. Ensuite, le bon fonctionnement de ces simulations est sujet à la qualité de modélisation de chacun des éléments du circuit, notamment de l'élément le plus complexe, le transistor. C'est ce point que nous développerons dans le prochain chapitre.

**Chapitre 2 :**  
**Modélisation non linéaire et en bruit**  
**basse fréquence d'un transistor**  
**bipolaire à hétérojonction SiGe**

## 2.1 Introduction

Le transistor choisi pour cette étude est un transistor commercial encapsulé de chez Infineon, le BFP740F. Ce transistor est recommandé par Infineon pour réaliser des amplificateurs faible bruit ou oscillateurs hyperfréquences jusqu'à des fréquences de 10 GHz. Sa fréquence de transition est donnée à 42 GHz et il possède une faible figure de bruit. Notre volonté était de réaliser un oscillateur à base de transistor SiGe commercial et au début de la thèse, ces transistors étaient facilement disponibles.

Le constructeur propose pour ce transistor un modèle intrinsèque non-linéaire de type Spice Gummel-Poon ainsi qu'un modèle à éléments localisés pour le boîtier d'encapsulation. Il donne le modèle global valide jusqu'à une fréquence de 6 GHz. En effet, il est difficile de modéliser ce type de transistor encapsulé très haut en fréquence. Les parasites amenés par le boîtier sont très importants (inductances de plusieurs centaines de pH, capacités de plusieurs centaines de fF). Or, notre application étant un oscillateur à 10 GHz, il est important d'obtenir un modèle valide au moins jusqu'à 30 GHz, soit le troisième harmonique de la fréquence d'oscillation. La modélisation non-linéaire du transistor jusqu'à 30 GHz fera l'objet de la première partie.

Le seconde partie traitera de la modélisation en bruit basse fréquence du transistor. Nous l'avons déjà évoqué, c'est le phénomène prépondérant qui crée le bruit de phase près de la porteuse. La difficulté réside ici dans le choix des sources de bruit dominantes ainsi que dans la définition de leurs propriétés. En effet, pour prédire le bruit de phase quel que soit le régime de fonctionnement du transistor, il est important de placer les sources de bruit au plus près de leur origine et d'étudier leur comportement en régime de fonctionnement établi non-linéaire.

## 2.2 Modélisation non linéaire

Il existe de nombreux modèles de transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) plus ou moins complexes, basés sur la physique des composants ou plutôt comportementaux. Pour citer les principaux : les modèles SGPM (Spice Gummel Poon Model) [17], VBIC (Vertical Bipolar Inter-Company) [18], MEXTRAM (Most EXquisite TRANsistor Model) de chez Philips [19] ou encore HICUM (HIGHT CURrent Model) de M. Schroter [20][21]. L'objet de ce travail est d'obtenir un modèle décrivant un grand nombre d'effets apparaissant lors du fonctionnement du transistor tout en choisissant une modélisation qui ne sera pas trop complexe et gourmande en temps de calcul pour obtenir un modèle utilisable pour une conception d'oscillateur. Le modèle de TBH réalisé au laboratoire XLIM est élaboré dans ce but.

### 2.2.1 Principe de fonctionnement du transistor bipolaire

#### 2.2.1.1 Transistor bipolaire à homojonction

Un transistor bipolaire est constitué de deux diodes (jonctions PN) têtes-bêches. Il existe donc deux grandes familles : les NPN (courant majoritaire d'électrons) et les PNP (courant majoritaire de trous). Les premiers sont les plus utilisés notamment grâce à la meilleure mobilité des électrons face aux trous. Le transistor possède donc trois accès : base, émetteur et collecteur.

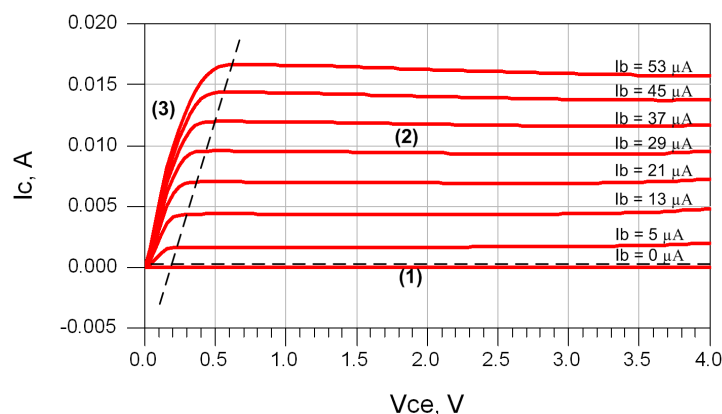


FIG. 2.1 – Réseau de sortie du TBH SiGe :C BFP740F

Suivant la polarisation appliquée à chacun de ses accès, le transistor se situera dans différents régimes de fonctionnement (voir FIG. 2.1) :

- régime bloqué (1) : les deux jonctions sont polarisées en inverse (ou pas polarisées du tout). Aucun courant ne circule dans le transistor. Le collecteur est isolé de l'émetteur, le transistor se comporte comme un circuit ouvert.

- régime direct ou régime normal de fonctionnement (2) : La jonction E-B est polarisée en direct ( $V_{BE} > 0V$ ) et la jonction B-C est polarisée en inverse ( $V_{BC} < 0V$ ).
- régime inverse : la jonction E-B est polarisée en inverse et la jonction B-C est polarisée en direct.
- régime saturé (3) : les deux jonctions sont polarisées en direct.

L' "effet transistor" se produit lorsqu'il est polarisé en direct (voir FIG. 2.2). La barrière de potentiel entre base et émetteur s'abaisse, un courant de trous ( $I_{pE}$ ) diffuse donc de la base (dopée P+) vers l'émetteur (dopé N-). De la même façon, un courant d'électrons ( $I_{nE}$ ) diffuse de l'émetteur vers la base. Une grande partie de ce courant de porteurs minoritaires ( $I_{nC}$ ) atteint alors la zone de charge d'espace base-collecteur (ZCE B-C) et les électrons sont accélérés vers le collecteur par le fort champ électrique régnant dans cette zone. Le transistor se comporte alors entre collecteur et émetteur, comme une source de courant commandée par la base.

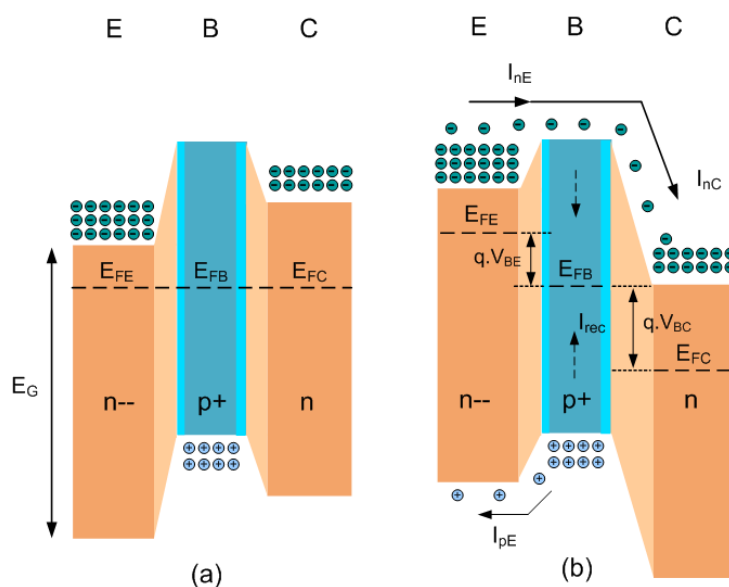


FIG. 2.2 – Diagramme de bande d'un transistor bipolaire en (a) régime bloqué (b) régime direct

En plus de ces trois courants principaux, des phénomènes de génération-recombinaison viennent ajouter des courants parasites. La FIG. 2.3 synthétise ceux-ci.

- $I_{nE}$  : courant d'électrons émetteur-base. Pour le favoriser, on va fortement doper l'émetteur.
- $I_{pE}$  : courant de trous base-émetteur. Le but est de limiter le plus possible ce courant pour obtenir un bon gain en courant. On devra faire un compromis sur le dopage de la base. Il doit être assez faible pour ne pas engendrer un courant de trous trop fort et assez important pour ne pas trop augmenter la résistance d'accès à la base.
- $I_{nC}$  : courant d'électrons base-collecteur. Il est issu du courant  $I_{nE}$  qui ne s'est pas recombiné dans la base.



- $I_{LE}$  : courant de recombinaison dans la ZCE - BE.
- $I_{rec}$  : courant de recombinaison dans la base. Pour limiter ce courant et améliorer le temps de transit, il est nécessaire de faire une base très fine, notamment face à la longueur de diffusion des électrons dans la base. Il existe toujours un compromis à effectuer avec la résistance d'accès, la précision lors du dopage de la base au Bore ou la tension de claquage.
- $I_{nB}$  et  $I_{pC}$  : courants de génération-recombinaison

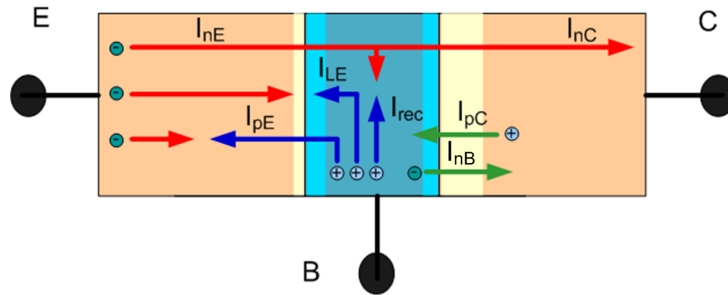


FIG. 2.3 – Synthèse des courants dans un transistor bipolaire en régime direct

### 2.2.1.2 Facteurs de mérite

Les qualités du transistor sont déterminées grâce à quelques facteurs de mérite liés à ses caractéristiques technologiques.

#### 2.2.1.2.1 Efficacité d'injection ou rendement d'émetteur

L'efficacité d'injection représente le rapport entre le courant de porteurs majoritaires à l'émetteur et le courant d'émetteur :

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_E} = \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE}} \quad (2.1)$$

Une efficacité d'injection optimale nécessite donc le courant de trous le plus faible possible. Elle est liée à la dissymétrie de la jonction B-E et suit la relation suivante pour un transistor bipolaire à homojonction :

$$\gamma = \left( 1 + \frac{D_P \cdot N_B \cdot W_B}{D_N \cdot N_E \cdot W_E} \right)^{-1} \quad (2.2)$$

$D_N$ ,  $D_P$  sont respectivement les coefficients de diffusion des électrons et des trous,  $N_B$  et  $N_E$  le dopage de base et le dopage d'émetteur,  $W_B$  et  $W_E$  la largeur de la base et de l'émetteur. Pour améliorer ce rendement, on constate donc qu'il est nécessaire d'avoir un dopage à l'émetteur bien supérieur à celui de base et une largeur de base plus fine que celle de l'émetteur.

### 2.2.1.2.2 Facteur de transport

Ce facteur permet de caractériser la propension des électrons provenant de l'émetteur à se recombiner dans la base.

$$B = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \quad (2.3)$$

Comme  $\gamma$ , il dépend des paramètres physiques et géométriques du transistor :

$$B = 1 - \frac{W_B^2}{2 \cdot L_{nB}^2} \quad (2.4)$$

La largeur de la base devra être faible devant la longueur de diffusion des électrons dans la base. On aura donc encore une fois tout intérêt à réduire la largeur de la base pour améliorer le facteur de transport.

### 2.2.1.2.3 Gain en courant statique

Dans le cas d'un montage base commune, le gain  $\alpha$  est défini de la façon suivante :

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \cdot \frac{I_{nE}}{I_E} = B \cdot \gamma \quad (2.5)$$

Dans le cas d'un montage émetteur commun, il prend la forme suivante :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_C}{I_E - I_C} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (2.6)$$

Un transistor idéal, possédant une efficacité d'injection et un facteur de mérite égaux à 1, présenterait donc un gain en base commune égal à un et un gain en émetteur commun infini. Dans ce dernier cas, on se rend compte qu'il serait impossible de commander un tel transistor en courant et que ce type de transistor est bel et bien commandé en tension, de la même manière qu'un transistor à effet de champ.

### 2.2.1.2.4 Fréquence de transition

Ce facteur concerne les capacités dynamiques du transistor, donc en présence de signaux alternatifs. La fréquence de transition traduit la capacité du transistor à travailler à hautes fréquences. Elle est égale à la fréquence à laquelle le gain en courant devient unitaire et peut être évaluée grâce au temps de transit  $\tau_{EC}$  des électrons entre l'émetteur et le collecteur.

$$f_t = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau_{EC}} \quad (2.7)$$

### 2.2.1.2.5 Fréquence maximale d'oscillation

Cette fréquence est égale à la fréquence pour laquelle le gain en puissance unilatéral est unitaire. Elle est donc liée à la fréquence de transition.

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_t}{8 \cdot \pi \cdot R_B \cdot C_{BCj}}} \quad (2.8)$$

$R_B$  est la résistance de base et  $C_{BCj}$  représente la capacité de jonction B-C. Pour améliorer les propriétés dynamiques du transistor, on aura donc intérêt à minimiser ces deux paramètres. Un moyen pour atteindre cet objectif est de fortement doper la base. Cependant, cette opération est effectuée au détriment de l'efficacité d'injection. Il faudrait alors réduire la largeur de la base, mais cela aurait pour effet d'augmenter la résistance d'accès, réduisant donc la fréquence maximale d'oscillation. Il existe donc un compromis à trouver suivant l'application recherchée. Pour dépasser cette contrainte, une solution est l'utilisation de matériaux à gap différents pour chaque région, ce sont les transistors bipolaires à hétérojonction.

### 2.2.1.3 Transistor bipolaire à hétérojonction

Cette solution permet d'améliorer l'efficacité d'injection en réduisant notablement le courant de trous B-E. En effet, l'utilisation d'un matériau à faible gap à la base, dans notre cas du Silicium-Germanium, permet de réduire l'énergie nécessaire aux électrons pour franchir la jonction tandis que l'énergie nécessaire aux trous est augmentée (FIG. 2.4).

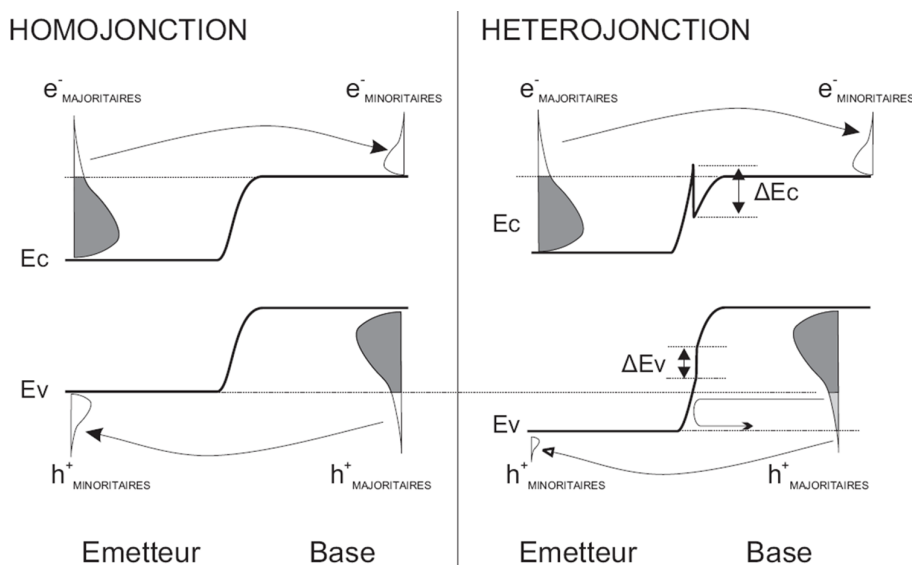


FIG. 2.4 – Diagrammes de bande d'énergie avec densités de porteurs associées à une homojonction et une hétérojonction

L'hétérojonction permet donc d'améliorer l'efficacité d'injection mais aussi les caractéristiques dynamiques du transistor. En effet, il est désormais possible d'augmenter le dopage de la base tout en conservant un bon rendement, ce qui a pour effet de réduire la résistance d'accès. La largeur de la base peut être réduite pour améliorer le temps de transit. Les fréquences maximales d'oscillation et de transit peuvent donc être grandement améliorées. Les transistors les plus rapides en SiGe atteignent désormais plus de 500 GHz à des températures cryogéniques [22]. Ces performances sont en-dessous des transistors en InP qui atteignent des fréquences de transit désormais supérieures à 840 GHz [23] pour une hétérojonction de type AlInP/InP/InP. Cependant, le SiGe possède d'autres qualités intéressantes : une faible figure de bruit et il est intégrable avec les technologies CMOS existantes.

Pour atteindre ces fréquences, des évolutions ont été nécessaires, notamment l'étude du profil optimal de Germanium. Il a été démontré qu'un profil trapézoïdal (FIG. 2.5) avec une concentration de Germanium augmentant progressivement vers le collecteur permettait d'obtenir un champ accélérateur dans la base sans impacter l'efficacité d'injection [24] [25]. On améliore ainsi les caractéristiques dynamiques du transistor en réduisant le temps de transit.

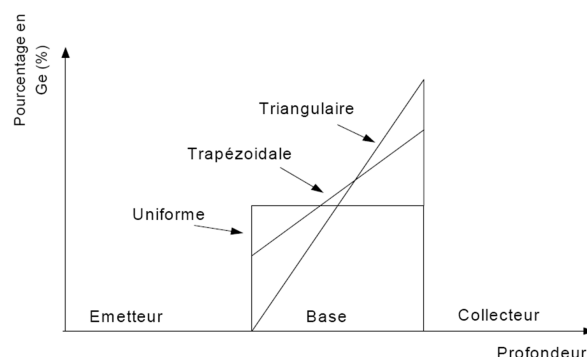


FIG. 2.5 – Différents type de profil de concentration du Germanium dans la base

Une limite dans la réduction de largeur de la base est la diffusion des atomes de Bore lors du dopage. Celui-ci a tendance à diffuser vers l'émetteur et le collecteur. Pour remédier à ce problème, des atomes de Carbone sont introduits en complément du Germanium [26]. Il n'introduira pas de défaut dans le cristal puisque Silicium, Germanium et Carbone font partie de la colonne IV du tableau périodique des éléments et ont une structure cristalline identique. Il aura pour effet de supprimer la diffusion des atomes de Bore (FIG. 2.6).

Le transistor choisi pour cette étude bénéficie de toutes ces avancées. Le BFP740F

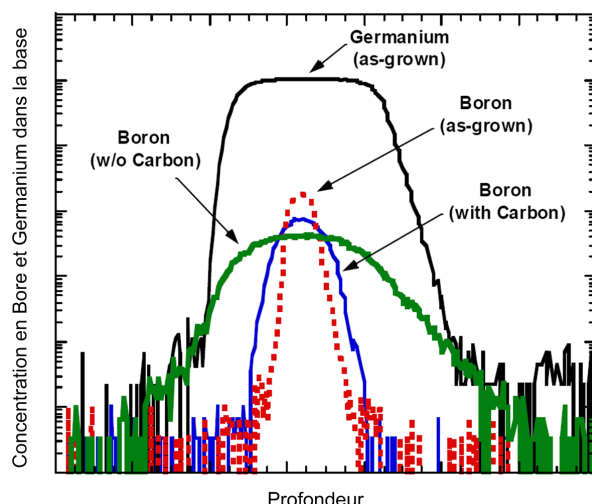


FIG. 2.6 – Exemple de profil de dopage au Bore de la base avec et sans Carbone [26]

est recommandé par Infineon pour réaliser des amplificateurs faible bruit ou oscillateurs hyperfréquences jusqu'à des fréquences de 10 GHz. Sa fréquence de transition est donnée à 42 GHz.

### 2.2.2 Moyens de mesure

Pour effectuer la modélisation d'un composant, il est nécessaire au préalable d'effectuer une série de mesures permettant de mettre en évidence divers phénomènes. Pour extraire le modèle statique, des mesures DC des réseaux I-V d'entrée, de sortie et les courbes de Gummel sont réalisées à l'aide d'un analyseur de paramètres HP4145A (FIG. 2.7). Cet appareil met à disposition de l'utilisateur quatre accès stimulus/mesure courant/tension possédant une résolution de 50 fA/100 mV. Ceci en fait donc un appareil extrêmement précis pour réaliser les mesures citées ci-dessus. L'utilisation de tés de

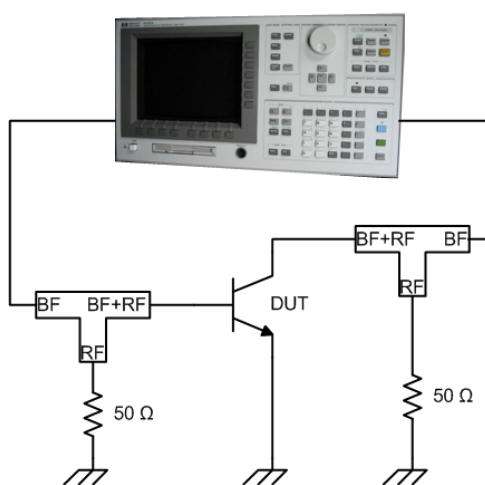


FIG. 2.7 – Banc de mesures statiques

polarisation permet de présenter au transistor des charges  $50 \Omega$  pour le garder stable durant la mesure. Les mesures réalisées avec ce banc serviront de base pour effectuer la modélisation convective du transistor.

Pour extraire le modèle dynamique, les mesures utilisées sont les paramètres  $[S]$  à différents points de polarisation. Pour faciliter l'extraction, les points de polarisation sont choisis sur tout le réseau de sortie à  $I_B$  constant. Pour effectuer les mesures dynamiques, il a été envisagé d'utiliser le banc de mesure de paramètres  $[S]$  impulsionnel développé dans l'équipe pour caractériser notre composant. Il s'agit de mesurer les paramètres  $[S]$  durant de courtes impulsions permettant de garder le transistor dans un état thermique défini par le point de repos choisi par l'utilisateur (FIG. 2.8). Ces mesures, en les réalisant à plusieurs températures, permettent d'extraire les paramètres thermiques du composant à caractériser [27].

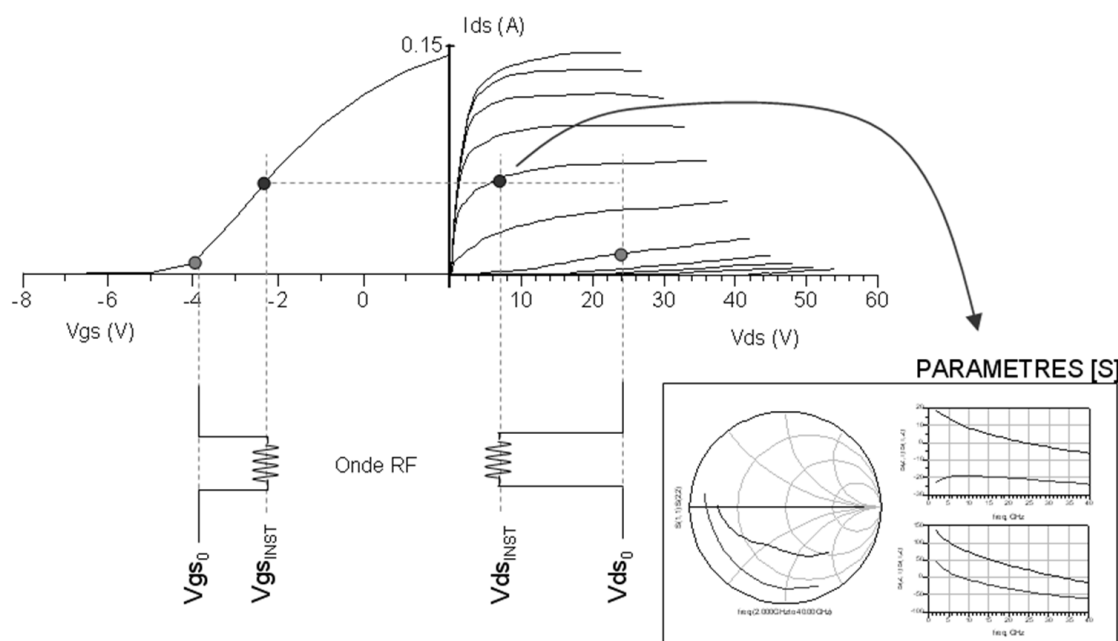


FIG. 2.8 – Principe des mesures impulsionnelles de paramètres  $[S]$

La largeur minimale de la fenêtre RF est définie par l'Analyseur de Réseaux Vectoriels (ARV) et est d'environ 250 ns. Ainsi, on choisit typiquement des impulsions de tension d'au moins 400 ns, car il faut tenir compte des pics de surtensions et/ou des temps d'établissement des générateurs. La période des impulsions ne peut guère dépasser 10  $\mu s$ , afin de conserver une puissance RF moyenne à l'entrée de l'ARV supérieure à son plancher de bruit.

La synoptique de ce banc de mesure est montrée sur la FIG. 2.9.

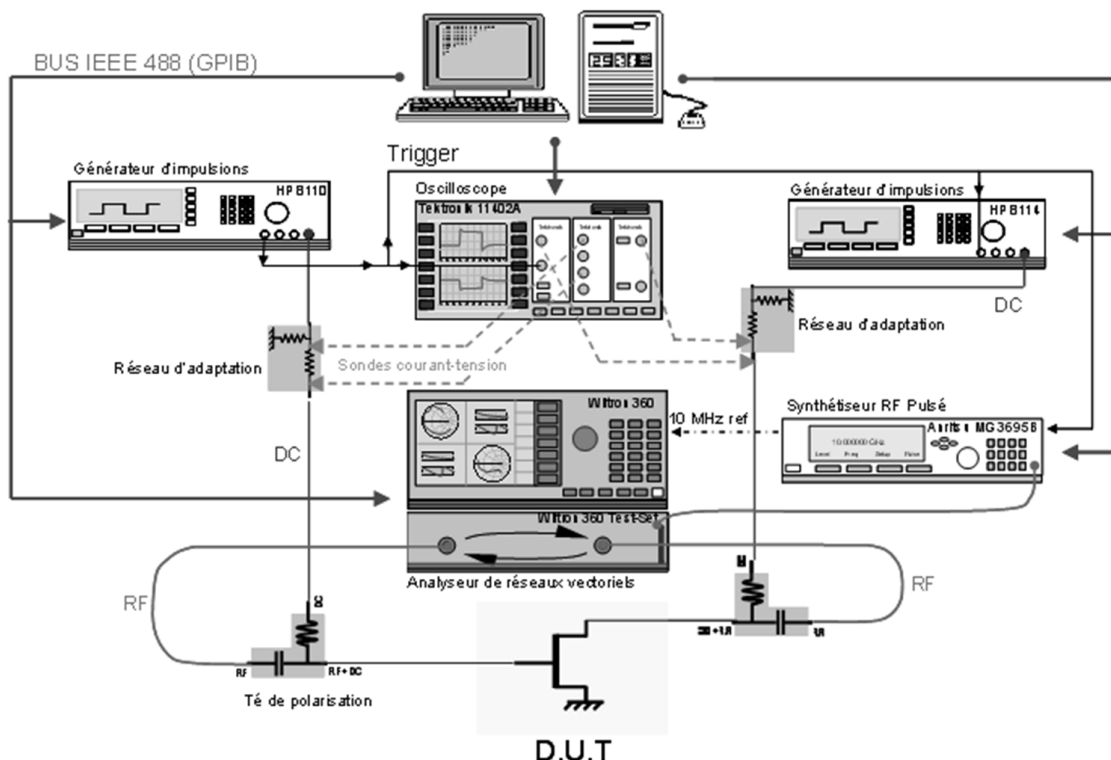


FIG. 2.9 – Organisation du banc de mesure en impulsion

La partie DC est constituée par les deux générateurs d’impulsions. Ils sont connectés au composant par le biais de réseaux d’adaptation puis de tés de polarisation. Les réseaux d’adaptation, qui sont composés de ponts de résistances, ont trois fonctions :

- permettre de limiter l’excursion de courant aux bornes du composant en lui imposant une droite de charge (en sortie), car les rétroactions (logicielles) des générateurs sont trop lentes par rapport aux composants et ne peuvent remplir ce rôle efficacement
- permettre d’augmenter la résolution des générateurs dans le cas de mesures très fines
- permettre de mesurer les courants grâce à des sondes différentielles

Ce banc a été conçu pour mesurer de relativement gros transistors, à de forts courants. Le problème est que pour polariser avec précision un petit transistor à faible courant, l’utilisation de fortes résistances de polarisation est indispensable. Dans ce cas, les constantes de temps introduites augmentent, rendant impossible l’utilisation d’impulsions suffisamment courtes pour garder le transistor en état isothermique. Dans ces conditions, nous avons préféré utiliser le banc en mode CW (continuous wave) et extraire les paramètres thermiques d’une manière différente, qui sera explicitée dans la

suite du mémoire.

En plus de ces mesures, des outils logiciels permettent l'extraction des paramètres des équations des modèles par ajustage des courbes ou par optimisation non-linéaire.

## 2.2.3 Modélisation convective

### 2.2.3.1 Effet fondamental du transistor

Le type de modélisation choisi est basé sur le modèle de Gummel et Poon (FIG. 2.10).

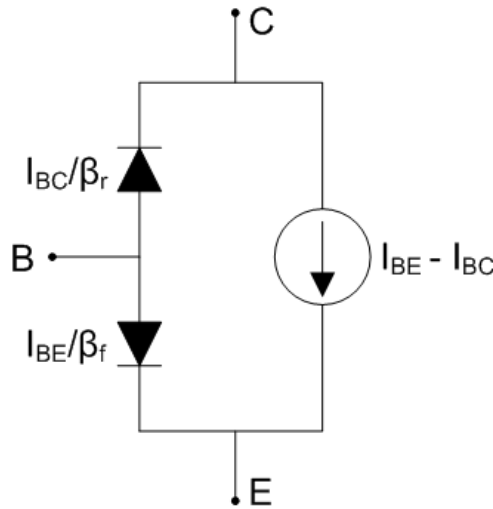


FIG. 2.10 – Modèle de Gummel et Poon du transistor bipolaire

Ce modèle est idéal. Il décrit le transistor comme une source de courant commandée par les jonctions B-E et B-C. Les courants  $I_{BE}$  et  $I_{BC}$  sont régis par les équations classiques du courant dans une diode.

$$I_{BE} = I_{SE}(T) \left( e^{\frac{V_{BE}}{N_E \cdot V_t}} - 1 \right) \quad (2.9)$$

$$I_{BC} = I_{SC}(T) \left( e^{\frac{V_{BC}}{N_C \cdot V_t}} - 1 \right) \quad (2.10)$$

Dans ces équations de diodes, le potentiel thermique est défini par :

$$V_t = \frac{k \cdot T}{q} \quad (2.11)$$

où  $T$  est la température de jonction,  $k$  la constante de Boltzmann et  $q$  la charge de l'électron.  $N_i$  sont les coefficients d'idéalité des diodes et  $I_S(T)$  sont les courants de saturation.

Ce simple modèle nous donne la courbe de Gummel de la FIG. 2.11 et le gain en courant associé. Cette courbe nous permet d'extraire le facteur d'idéalité et le courant



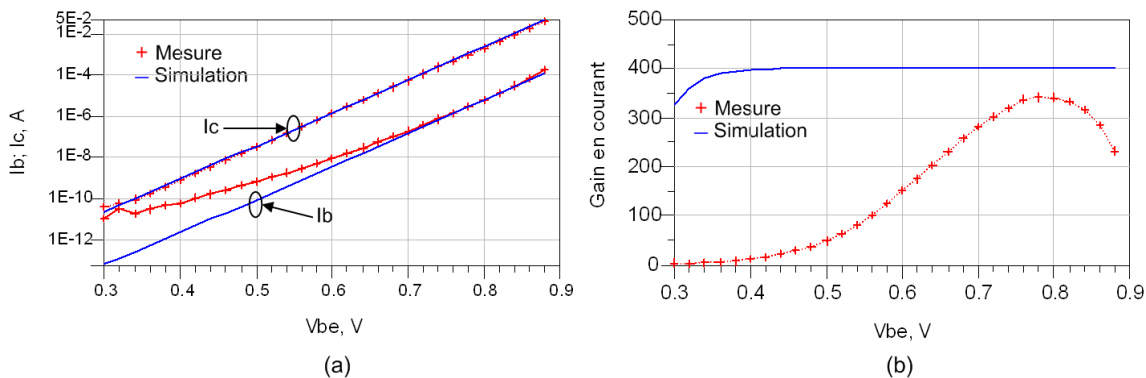


FIG. 2.11 – Comparaison mesure - modèle idéal sur (a) les courbes de Gummel (b) le gain en courant

de saturation de la diode de conduction B-E. On constate aussi sur cette figure qu’il se produit des effets non négligeables à faible et forte injection. Ce modèle encore trop simple ne permet pas de prendre en compte ces effets, raison pour laquelle mesure et simulation ne correspondent pas.

### 2.2.3.2 Courants de recombinaison

Comme cela a été montré lors du bilan de courants dans le transistor en régime direct, des électrons viennent se recombiner dans la base et ne participeront donc pas à l’effet transistor. De plus, il existe un autre courant parasite dû au phénomène de génération-recombinaison thermique ayant lieu dans la zone de charge d’espace. Ces contributions sont dominantes à de faibles niveaux de courant. Elles sont modélisées par des diodes de fuite qui ne participent donc pas à l’effet transistor (FIG. 2.12).

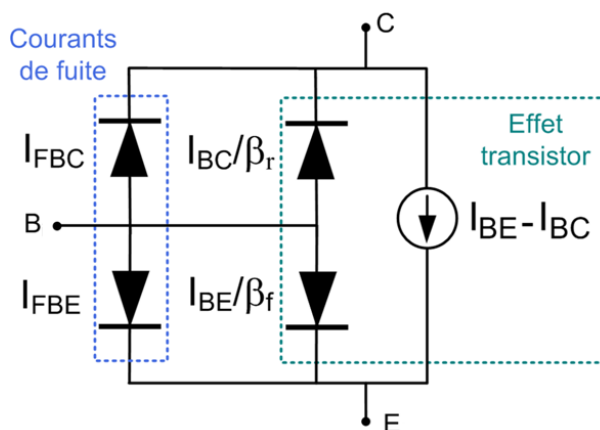


FIG. 2.12 – Modèle de Gummel et Poon incluant les courants de recombinaison

Les équations de ces courants de fuite sont établies par la théorie de Shockley-Read-

Hall [28] :

$$I_{FBE} = I_{SFE}(T) \left( e^{\frac{V_{BE}}{N_{FE} \cdot V_t}} - 1 \right) \quad (2.12)$$

$$I_{FBC} = I_{SFC}(T) \left( e^{\frac{V_{BC}}{N_{FC} \cdot V_t}} - 1 \right) \quad (2.13)$$

Les expressions des courants  $I_C$  et  $I_E$  sont alors les suivantes :

$$I_C = (I_{BE} - I_{BC}) - \frac{I_{BC}}{\beta_r} - I_{FBC} = I_{BE} - \frac{I_{BC}}{\alpha_r} - I_{FBC} \quad (2.14)$$

$$I_E = (I_{BE} - I_{BC}) + \frac{I_{BE}}{\beta_f} + I_{FBE} = \frac{I_{BE}}{\alpha_f} + I_{FBE} - I_{BC} \quad (2.15)$$

Comme on le constate sur la FIG. 2.13, les effets à bas niveau sont bien modélisés par ces diodes de fuite, qui dominent jusqu'à une tension  $V_{BE}$  d'environ 0,63 V.

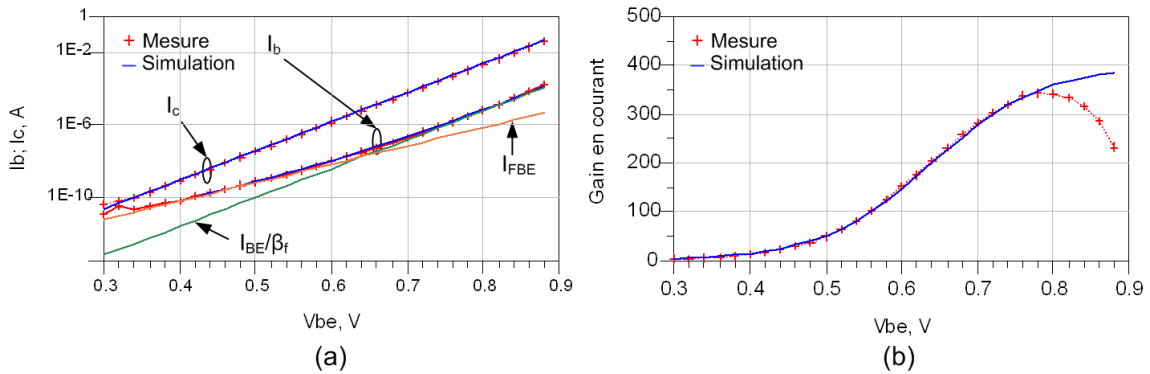


FIG. 2.13 – Comparaison mesure - modèle avec courants de recombinaison sur (a) les courbes de Gummel (b) le gain en courant

### 2.2.3.3 Effets de forte injection

Nous constatons sur la FIG. 2.13 qu'il se produit des effets lorsque le courant dans le transistor devient important, notamment la décroissance du gain en courant. Plusieurs phénomènes peuvent intervenir.

#### 2.2.3.3.1 Les résistances d'accès

Compte tenu de la structure verticale du transistor bipolaire, l'accès en surface à la base et au collecteur nécessite un éloignement des contacts métalliques (FIG. 2.14). Les courants de base et de collecteur traversent ainsi des zones semiconductrices qui présentent une certaine résistivité et qui engendrent de ce fait une chute de tension.

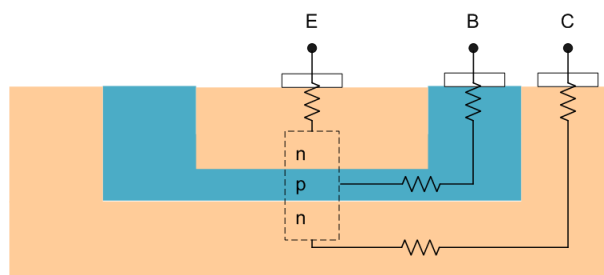


FIG. 2.14 – Mise en évidence des résistances d'accès de la zone active aux contacts métalliques en surface

Dans le modèle, ces chutes de tension entre le contact métallique et la zone active s'expriment par l'ajout de résistances au niveau des accès. La résistance d'émetteur est essentiellement une résistance de contact. Elle aura une valeur faible de  $0,5 \Omega$  dans notre transistor. La droite de saturation sur le réseau de sortie (FIG. 2.15) sera donc essentiellement due à  $R_C$ .

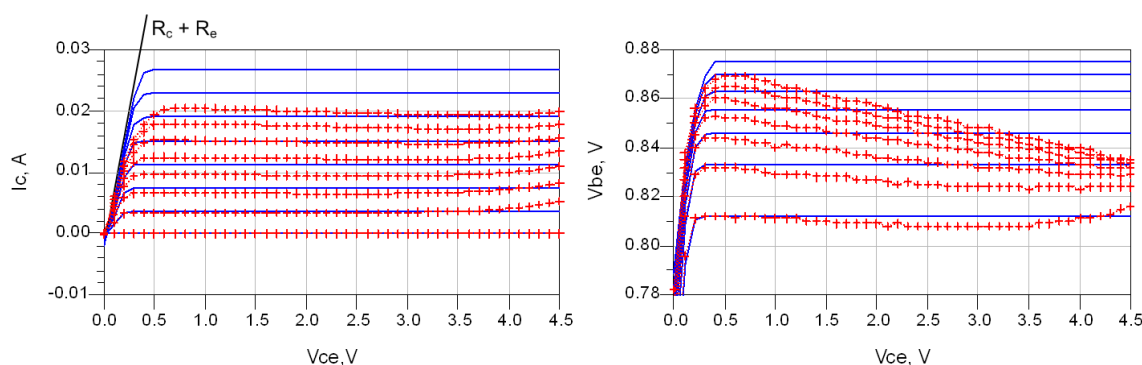


FIG. 2.15 – (a) Droite de saturation sur le réseau de sortie du BFP740F (b) Réseau d'entrée

### 2.2.3.3.2 L'effet Kirk

L'effet Kirk [29] est dû à une densité de charge importante passant par la ZCE B-C. Quand cette densité de charge dépasse celle de la ZCE, cette zone cesse d'exister. Il se produit alors une diffusion de porteurs majoritaires de la base vers le collecteur. La ZCE B-C est alors repoussée vers le collecteur, ce qui provoque un élargissement effectif de la base et donc une augmentation du temps de transit ainsi que des recombinaisons plus abondantes des porteurs minoritaires dans la base. Ceci diminue par voie de conséquence le gain en courant et la fréquence de transit.

L'implantation de cet effet dans le modèle est réalisée grâce au paramètre  $Q_b$ , charge de base normalisée qui vient diviser le courant de la source commandée. L'expression du

courant de transfert  $I_T$  devient alors :

$$I_T = (I_{BE} - I_{BC}) \cdot \frac{1}{Q_b} \quad (2.16)$$

$$Q_b = \frac{q_1}{2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + 4q_1}\right) \quad (2.17)$$

$$\text{avec } q_1 = \frac{1}{1 - \frac{V_{BE}}{V_{AR}} - \frac{V_{BC}}{V_{AF}}} \text{ et } q_2 = \frac{I_f}{I_{kf}} + \frac{I_r}{I_{kr}} \quad (2.18)$$

Les quantités  $q_1$  et  $q_2$  représentent respectivement la contribution de l'effet Early et de l'effet Kirk.  $V_{AR}$  et  $V_{AF}$  sont les tensions de Early en régime inverse et en régime direct.  $I_{kf}$  et  $I_{kr}$  sont les courants de coude direct et inverse qui décrivent la saturation du courant à forte injection.

Augmenter le dopage collecteur permettrait de supprimer l'effet Kirk. En contrepartie, cela aurait pour effet de réduire la tension de claquage B-C tout en augmentant la capacité B-C. Cette solution n'est donc pas envisageable pour des composants rapides ou de puissance. Ceci représente un nouveau compromis sur la conception du transistor.

La FIG. 2.16 montre bien la réduction du gain à fort courant sur le réseau de sortie. Cependant, il reste encore un effet à prendre en compte, associé à l'échauffement du transistor, que l'on remarque bien sur le réseau d'entrée avec la décroissance de la tension  $V_{BE}$  à  $I_B$  constant.

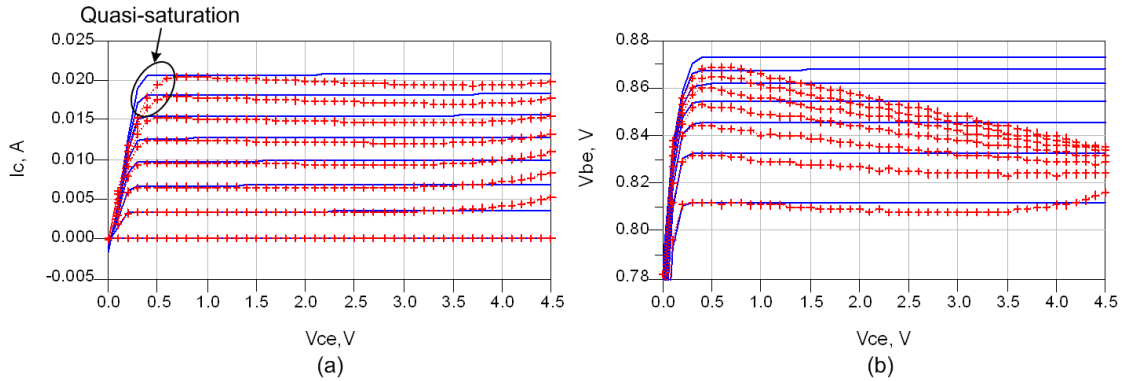


FIG. 2.16 – Prise en compte de l'effet Kirk (a) Réseau de sortie du BFP740F (b) Réseau d'entrée

Associé à l'effet Kirk apparaît aussi un effet de quasi-saturation [30]. Celui-ci apparaît lorsque la densité de courant est telle que la jonction B-C interne est polarisée en direct tandis que du point de vue extérieur, cette jonction reste polarisée en inverse. Un courant interne de porteurs minoritaires apparaît alors, venant réduire le gain en courant. On voit que cet effet apparaît sur le réseau de sortie pour un courant  $I_C$  assez important et une tension  $V_{CE}$  faible (FIG. 2.16). Cependant, cet effet ne sera pas considéré car il

compliquerait inutilement le modèle. En effet, le cycle de charge de l'oscillateur à concevoir ne viendra pas dans cette zone. Il en est de même pour l'effet d'avalanche du transistor.

### 2.2.3.3.3 Les effets thermiques

Le dernier effet à prendre en considération dans notre modèle convectif est l'effet d'auto-échauffement du transistor. Les principales conséquences sur le modèle convectif sont l'augmentation du courant  $I_B$  à  $V_{BE}$  constant (FIG. 2.17) et la diminution du gain en courant.

La variation du courant de saturation des diodes avec la température suit la loi suivante :

$$I_{SX}(T) = I_{SX} \cdot e^{\left(-\frac{T_{SX}}{T}\right)} \quad (2.19)$$

La variation du gain en courant avec la température de la jonction suit la loi suivante :

$$\beta_f = \beta_{f0} \cdot \left(1 - \frac{\Delta T}{K_{\beta_t}}\right) \quad (2.20)$$

$$\text{où } \beta_{f0} \cdot \left(\frac{T_j}{T_0}\right)^{X_{tb}} \quad (2.21)$$

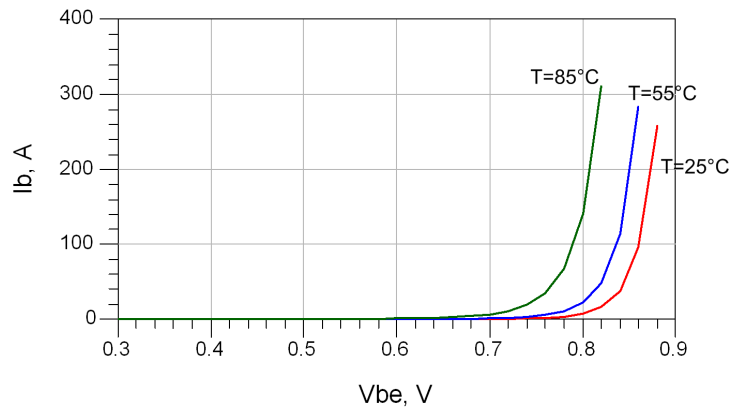


FIG. 2.17 – Variation du courant  $I_B$  fonction de  $V_{BE}$  paramétrée par la température de la jonction

Bien d'autres paramètres évoluent avec la température. Cependant, pour l'obtention d'un modèle compact qui possède de bonnes capacités de convergence dans les circuits fortement non-linéaires, tout en restant suffisamment précis pour prédire le fonctionnement du circuit, certains effets secondaires doivent être négligés. C'est le cas pour les autres paramètres variant avec la température, d'autant plus que les puissances mises en jeu dans ce transistor sont relativement faibles, quelques dizaines de mW.

L'obtention de la température de la jonction est fonction de la puissance injectée dans le transistor, mais pas seulement de la puissance DC. En effet, la température varie aussi

avec la puissance du signal alternatif traversant la jonction. Cependant, les constantes de temps mis en jeu dans les phénomènes thermiques sont relativement longues (quelques  $\mu s$ ). On pourra donc faire l'analogie avec un circuit passe-bas qui réagira seulement à des signaux basses-fréquences (inférieurs à 1 MHz). La modélisation précise de ce phénomène est d'autant plus importante que la dynamique BF du transistor devra être précise pour rendre compte du comportement des sources de bruit BF. Pour modéliser une température dans un simulateur électrique tel qu'ADS, on utilise une équivalence tension/température, courant/puissance. Dans le cas d'un phénomène passe-bas comme la thermique, un circuit électrique équivalent est un circuit RC parallèle (FIG. 2.18). Une variation de puissance modélisée par la source de courant  $P_t$  entraînera une variation de température modélisée par la tension  $T - T_0$  avec  $T_0$  la température ambiante.

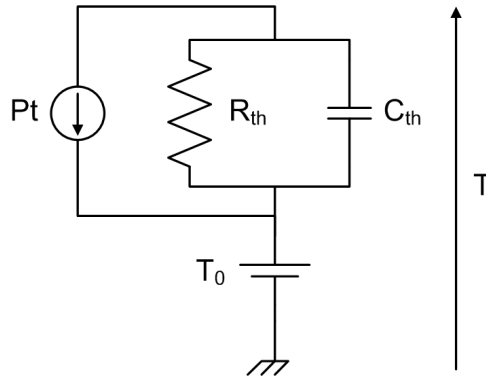


FIG. 2.18 – Circuit thermique

Pour déterminer ces deux paramètres  $R_{th}$  et  $C_{th}$ , la méthode employée est décrite par A. A. Lisboa de Souza dans [31]. Il a montré en s'appuyant sur les travaux de Mueller [32] que l'impédance d'entrée  $\tilde{Z}_{BE}$  petit signal d'un transistor bipolaire chargé par une impédance  $R_C$  est fonction des paramètres hybrides du transistor mais aussi de son impédance thermique à travers la formule :

$$\tilde{Z}_{BE} = \frac{V_{BE}}{\tilde{I}_B} = h11_{ISO} + \phi \cdot \tilde{Z}_{TH}(\omega) \cdot h21 \cdot (V_{CE0} - R_C \cdot I_{C0}) \quad (2.22)$$

$$\text{avec } \phi = \left. \frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right|_{I_B=CTE} \quad (2.23)$$

La détermination du paramètre  $\phi$  nécessite donc des mesures en température difficilement réalisables pour un transistor encapsulé. En effet, le laboratoire XLIM caractérise essentiellement des transistors sur wafer pour lesquels on utilise une table thermique pour fixer la température. Cette manipulation est évidemment impossible pour le BFP740F. Nous utiliserons donc un paramètre  $\phi$  tiré de mesures d'un autre TBH de même type. On fixe donc  $\phi = -1,35 mV/K$ . La méthode est alors la suivante :

- on choisit un point de polarisation ( $I_B$ ,  $V_{CE}$ ).

- une première mesure de l'impédance d'entrée est effectuée aux conditions isothermiques, c'est à dire  $R_C = \frac{V_{CE}}{I_C}$ . Cela nous donne accès au paramètre  $h_{11_{ISO}}$ .
- une seconde mesure est effectuée pour une autre impédance de charge  $R_C$  (FIG. 2.19).
- connaissant alors les autres paramètres, on en déduit  $Z_{TH}(\omega)$ .

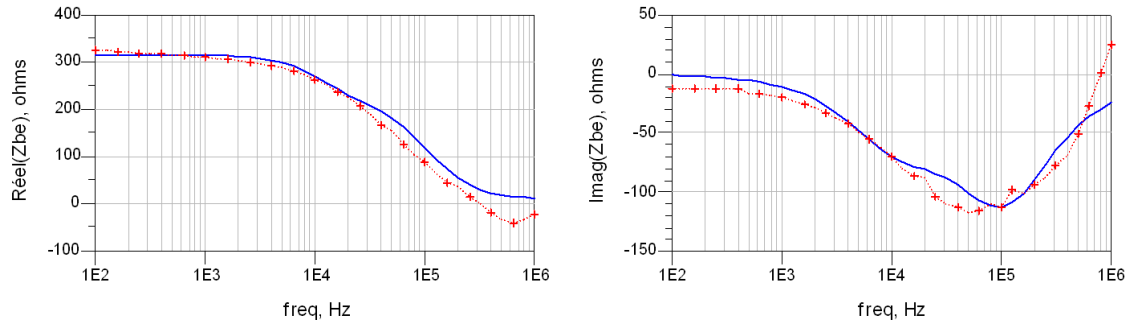


FIG. 2.19 – Impédance d'entrée BF du BFP740F pour une condition de charge non isothermique

L'extraction des paramètres thermiques nous donne une résistance thermique  $R_{th}$  de 300 K/W et une constante de temps thermique de  $\tau_{th} = R_{th} \cdot C_{th} = 18\mu s$ . Le modèle convectif modélise maintenant correctement les effets majeurs apparaissant dans le transistor en DC mais aussi en BF (FIG. 2.20).

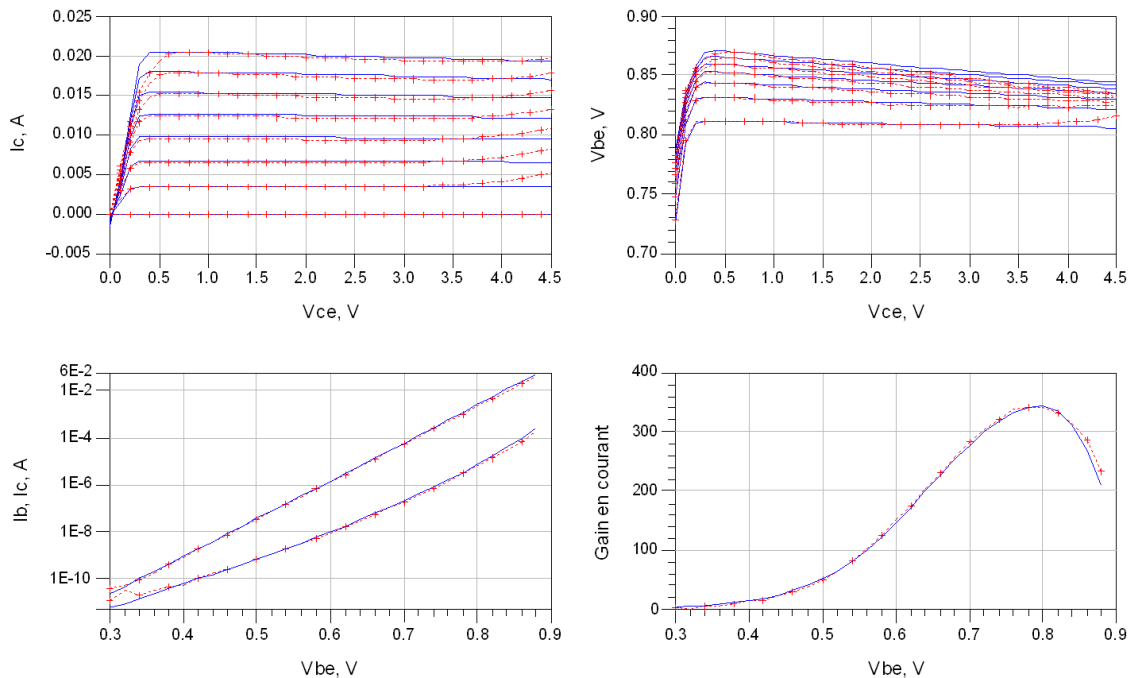


FIG. 2.20 – Comparaisons des mesures avec les simulations du modèle convectif complet

Reste maintenant à modéliser la dynamique réactive du transistor, ce qui fait l'objet de la partie suivante.

## 2.2.4 Modélisation réactive

De nombreux effets négligeables en BF deviennent prépondérants au fur et à mesure que l'on monte en fréquence : des effets intrinsèques au fonctionnement du transistor mais aussi des effets parasites qui viennent limiter les caractéristiques dynamiques de celui-ci. Si le transistor était utilisé dans un montage amplificateur linéaire autour d'un point de polarisation, il suffirait d'effectuer une mesure de paramètres  $[S]$  en ce point et de modéliser le composant grâce à des éléments réactifs, capacités et inductances, voire même d'utiliser directement les mesures brutes pour simuler le circuit complet. Notre cas est plus complexe puisque l'oscillateur utilise le composant dans un domaine complètement non-linéaire. Des simulations précises nécessitent donc un modèle décrivant l'évolution des non-linéarités avec la polarisation du composant.

Le modèle de Gummel et Poon sur lequel est basé notre modèle est un modèle à contrôle de charge, c'est à dire qu'il décrit la distribution des charges dans le composant. Elles sont de deux types : les charges de jonction présentes dans la zone de charge d'espace de chaque jonction et les charges mobiles issues de la diffusion des porteurs minoritaires dans la base. Ces dernières seront donc dépendantes à la fois des tensions  $V_{BE}$  et  $V_{BC}$ .

### 2.2.4.1 Éléments parasites du boîtier

Le BFP740F est un transistor encapsulé. Le chemin reliant les accès du boîtier à la puce elle-même crée de nombreux effets parasites d'une part à cause de la longueur des fils les reliant, d'autre part à cause des couplages apparaissant entre chaque accès. La modélisation de tous ces parasites est extrêmement complexe et nécessite de pouvoir mesurer chaque élément, puce et boîtier, séparément. Ne possédant aucun de ces deux éléments, il nous a été impossible de réaliser le modèle de boîtier. Nous avons donc été obligés de nous baser sur le modèle de boîtier (FIG. 2.21, Table 2.1) fourni par le constructeur pour réaliser le nôtre. Des retouches sur les valeurs de quelques éléments critiques (LBB, LCB, CBE0, CCE0) ont cependant dues être effectuées.

TAB. 2.1 – Valeurs des éléments parasites du boîtier données par le constructeur

CBEC	0,1 pF	REC	2 $\Omega$	RCS	1,65 k $\Omega$	CCEO	177 fF
CBCC	1 fF	CES	340 fF	RES	90 $\Omega$	CBE0	92 fF
LBC	100 pF	CBS	39 fF	LBB	411 pF	CCEI	217 fF
LCC	200 pF	CCS	75 fF	LCB	696 pF	CBEI	52 fF
LEC	20 pF	RBS	3,5 k $\Omega$	LEB	21 pF		



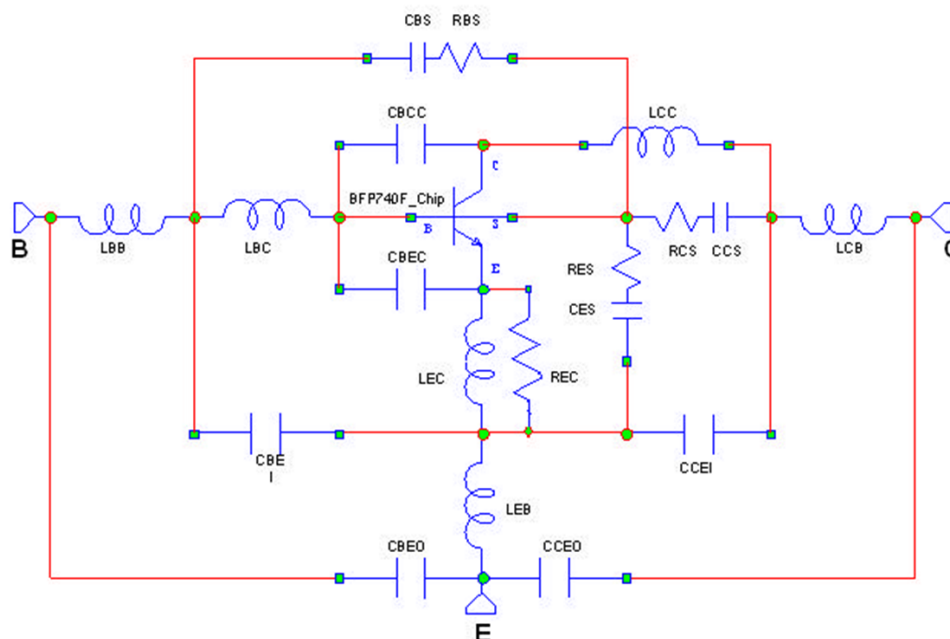


FIG. 2.21 – Modèle des éléments parasites du boîtier du BFP740F

### 2.2.4.2 Capacités de jonction

La capacité de jonction est inhérente à toute jonction PN lorsque les électrons des atomes donneurs et les trous des atomes accepteurs vont diffuser respectivement dans les régions dopées P et N laissant à leur place des atomes ionisés (FIG. 2.22). Ceux-ci créent alors un champ électrique qui va s'opposer à la diffusion pour créer un équilibre. C'est cette zone ionisée qui est à l'origine de la capacité de jonction. La quantité de ces charges fixes dépend de la tension aux bornes de la jonction, elle sera faible pour une jonction polarisée en direct et dominante pour une jonction polarisée en inverse.

L'évolution de cette charge est non-linéaire en fonction de la tension. Pour la modéliser, nous utilisons l'équation de charge de de Graaff et Klaassen [33].

$$Q = \frac{C_0 \cdot V_{bi}}{1 - M} \left( 1 - \left( \frac{x}{2} + \frac{\sqrt{x^2 + k}}{2} \right)^{1-M} \right) \text{ avec } x = 1 - \frac{V_{BE}}{V_{bi}} \quad (2.24)$$

Cette équation de charge a l'avantage d'être continue et d'avoir une dérivée continue quelle que soit la tension. Cela permet d'éviter certains problèmes de convergence que l'on pourrait sinon rencontrer avec une simulation HB.

Cette charge donne lieu à une capacité de jonction définie par l'équation suivante :

$$C = \frac{dQ}{dV} = C_0 \left( \frac{x}{2} + \frac{\sqrt{x^2 + k}}{2} \right)^{-M} \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{x}{\sqrt{x^2 + k}} \right) \quad (2.25)$$

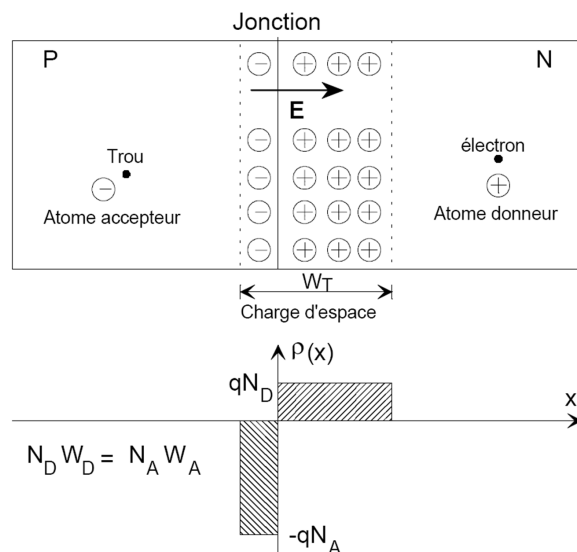


FIG. 2.22 – Création de la zone de charge d'espace et distribution des charges

L'extraction de chaque capacité s'effectue pour une tension dans la zone où la capacité de jonction domine la capacité de diffusion. La modélisation nécessite donc d'effectuer des mesures supplémentaires à celle du réseau de sortie. L'émetteur étant à la masse par montage, les mesures supplémentaires sont :

- pour  $C_{BE_j}$ , une courbe à  $V_{CE} = V_{BE}$ , pour  $V_{BE}$  variant de -1 V à 0,65 V
- pour  $C_{BC_j}$ , une courbe à  $V_{BE} = 0$ , pour  $V_{CE}$  variant de -0.65 V à 4 V

La FIG. 2.23 montre la comparaison entre le relevé de points pour chaque capacité de jonction et le modèle ainsi que la charge associée.

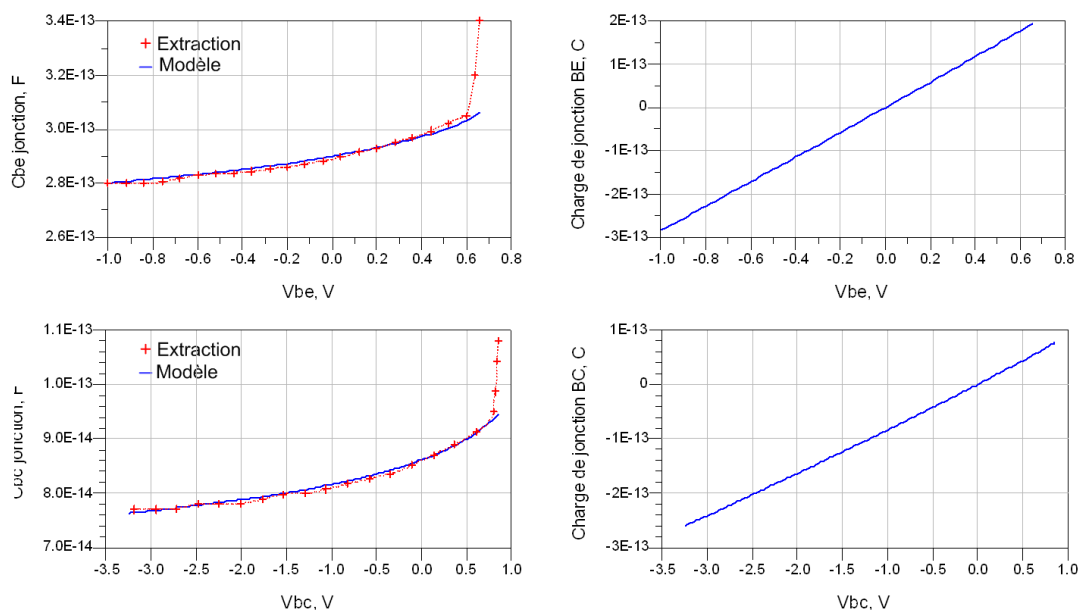


FIG. 2.23 – Capacités et charges de jonction

La charge et sa dérivée (la capacité) sont bien continues quelle que soit la polarisation. On remarque aussi sur ces courbes que les charges de jonction ne sont pas suffisantes pour modéliser complètement le transistor.

### 2.2.4.3 Capacités de diffusion

En régime direct, les porteurs minoritaires (électrons) diffusent dans la base pour atteindre la ZCE B-C puis être accélérés vers le collecteur. Il se produit de même, une diffusion des trous dans l'émetteur. Dans le cas d'une base courte, on peut considérer que la densité de ces charges diminue linéairement jusqu'à la ZCE B-C. La FIG. 2.24 montre le profil de ces charges lorsque le transistor est en régime direct.

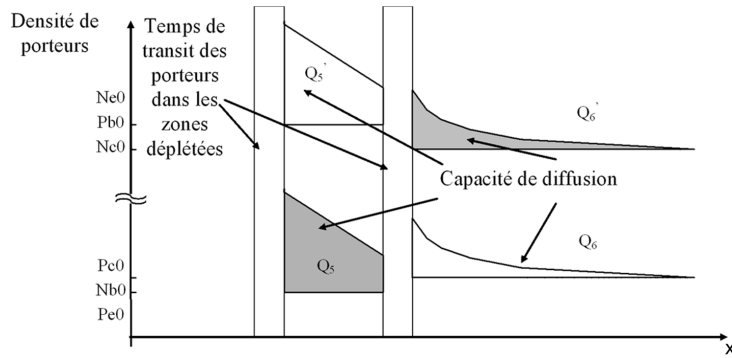


FIG. 2.24 – Charges de diffusion en régime direct

Ces charges de diffusion sont modélisées par des capacités de diffusion partagées en une capacité B-E  $C_{BE_d}$  et une capacité B-C  $C_{BC_d}$ .

$$Q_{BE_d} = \tau_f \cdot I_{BE} \quad (2.26)$$

$$\text{avec } \tau_f = \tau_{f0} \cdot \left(1 - \frac{V_{BC}}{V_{BC_{inv}}}\right) \cdot \left(1 - \frac{I_{BE}}{I_{BE_{inv}}}\right) \cdot \left(1 - \frac{\Delta T}{\tau_t}\right)$$

$$Q_{BC_d} = \tau_r \cdot I_{BC} \quad (2.27)$$

Le modèle tel qu'il est défini possède toutefois une limite. Il ne permet pas de prendre en compte le temps de redistribution des charges. On parle de modèle quasi-statique. Pour régler ce problème, Fossum [34] propose l'utilisation d'un modèle de type non quasi-statique. À l'opposé du modèle quasi-statique, ce modèle permet de rendre compte du temps de redistribution des charges en utilisant des transcaptivités :  $C_{BEC}$  B-E commandée par la tension  $V_{BC}$  et  $C_{BCE}$  B-C commandée par la tension  $V_{BE}$ . Les charges correspondantes sont calculées comme suit :

$$Q_{BEC} = Q_{BC_d} \cdot (1 - F_e) \quad (2.28)$$

$$Q_{BCE} = Q_{BE_d} \cdot (1 - F_c) \quad (2.29)$$

L'extraction des capacités (par juxtaposition des mesures de paramètres  $[S]$  avec le modèle incluant les capacités de jonction) et de leur évolution pour différents points du réseau de sortie permet de déterminer les coefficients du temps de transit direct ainsi que du coefficient de répartition de ces charges entre B-E et B-C. Il faut toutefois choisir des points assez bas en courant pour ne pas faire intervenir l'effet Kirk. La FIG. 2.25 montre l'extraction effectuée à  $V_{CE} = 1,5$  V.

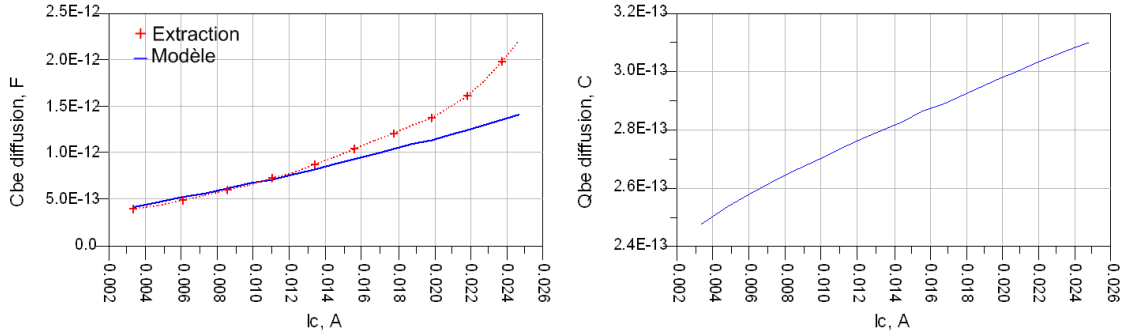


FIG. 2.25 – Extraction de la charge de diffusion, à  $V_{CE}=1,5$  V

On constate que le modèle de charge de diffusion permet de bien la représenter jusqu'à un courant  $I_C$  d'environ 15 mA. Ensuite, l'effet Kirk vient augmenter cette charge de façon non négligeable.

#### 2.2.4.4 Capacité Kirk

Un dernier effet, que nous avons déjà abordé pour le modèle convectif est l'effet Kirk. Nous avons en effet évoqué que le temps de transit dans la base était augmenté pour de forts niveaux de courant à cause de sa pénétration dans le collecteur. La modélisation de cet effet est réalisée par l'ajout d'une charge supplémentaire. Sa formulation est issue du modèle HICUM [20] mais a été simplifiée.

$$Q_{BE_k} = \tau_k \cdot I_{BE} \quad (2.30)$$

$$\tau_k = \tau_{k0} \cdot w^2 \quad (2.31)$$

$$w = \frac{1 - \frac{i_{fk}}{I_{BE}} + \sqrt{\left(1 - \frac{i_{fk}}{I_{BE}}\right)^2 + A_{\tau_k}}}{1 + \sqrt{1 + A_{\tau_k}}} \quad (2.32)$$

$$i_{fk} = i_{fk0} \cdot \left(1 - \frac{V_{BC}}{V_{BC_{invk}}}\right) \quad (2.33)$$

où  $\tau_k$  est le temps de transit à forte densité de courant,  $w$  est la largeur normalisée d'injection dans le collecteur,  $i_{fk}$  est le courant critique de modulation de  $w$  à forte injection.

La modélisation de cet effet permet donc de bien reproduire le comportement de la capacité B-E avec les fortes polarisations (FIG. 2.26).

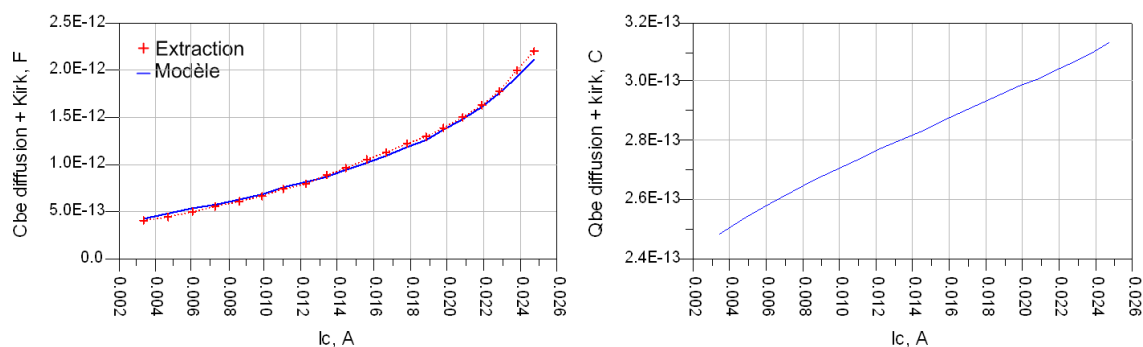


FIG. 2.26 – Extraction de la charge Kirk

## 2.2.5 Modèle grand signal global

Le modèle intrinsèque complet prend donc la forme de la FIG. 2.27.

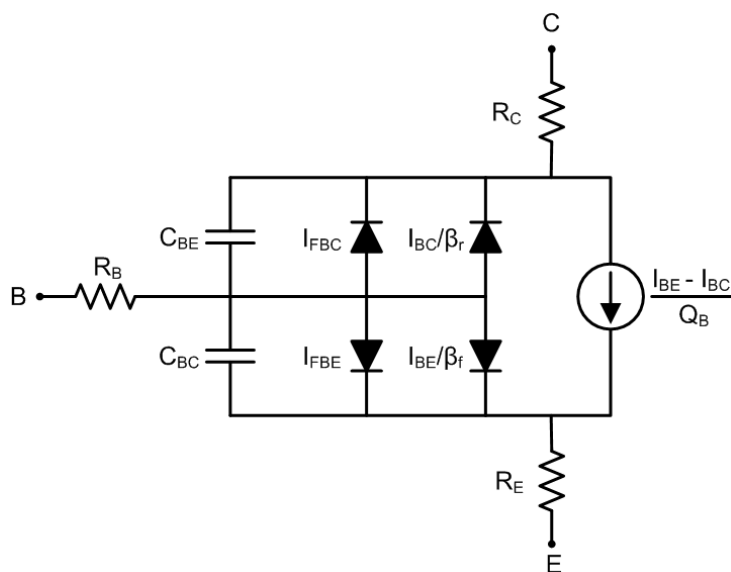


FIG. 2.27 – Modèle grand signal hors éléments parasites du boîtier

Les charges  $Q_{BE}$  et  $Q_{BC}$  sont la somme de toutes les contributions décrites précédemment :

$$Q_{BE} = Q_{BE_j} + Q_{BE_d} \cdot (1 - F_e) + Q_{BE_k} \cdot (1 - F_k) + Q_{BEC} \quad (2.34)$$

$$Q_{BC} = Q_{BC_j} + Q_{BC_d} \cdot (1 - F_c) + Q_{BE_k} \cdot F_k + Q_{BCE} \quad (2.35)$$

Les abaques de la FIG. 2.28 permettent de comparer les simulations avec le modèle obtenu, celles avec le modèle fourni par le constructeur et les mesures effectuées.

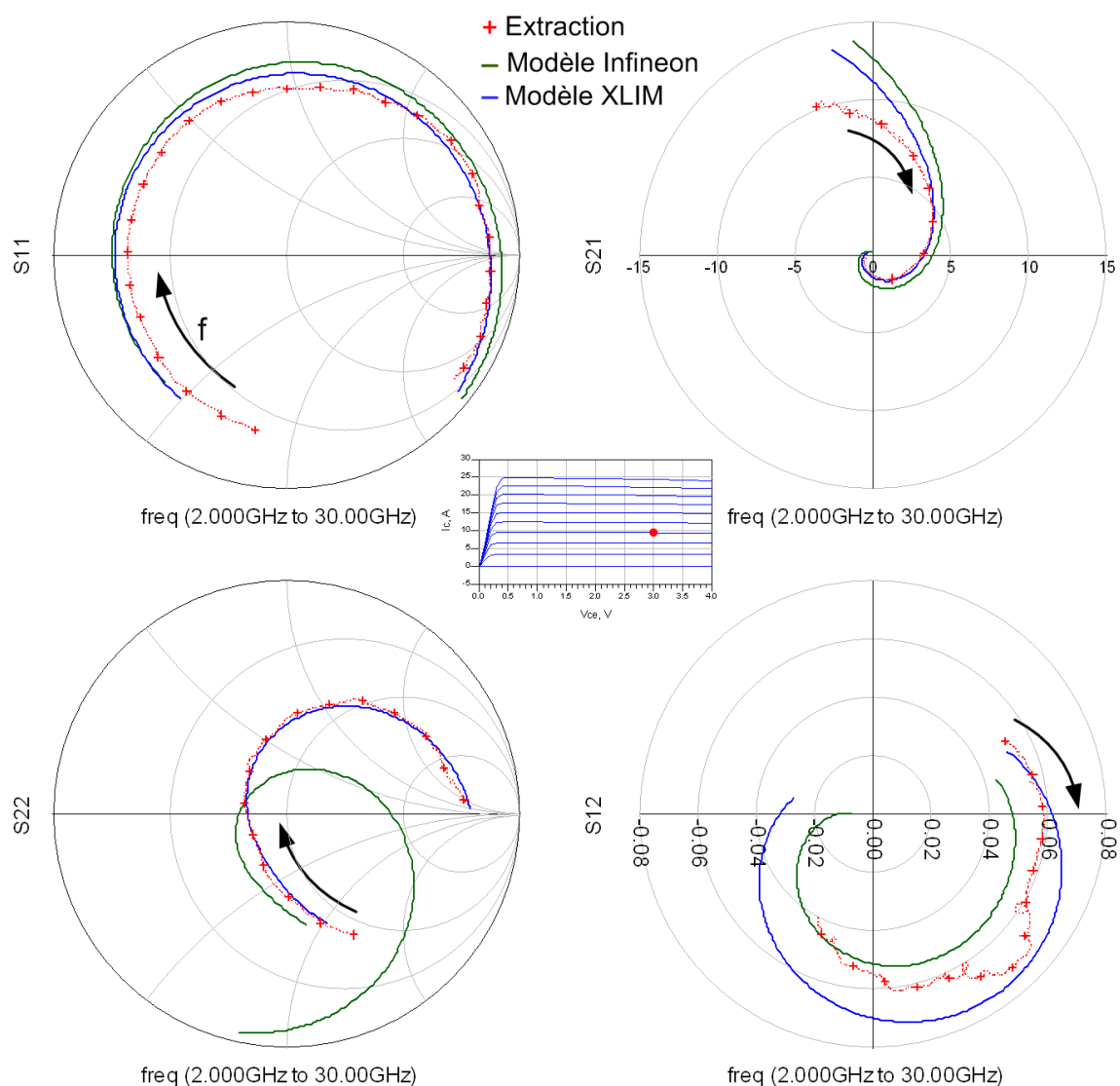


FIG. 2.28 – Comparaison des paramètres  $[S]$  du BFP740F pour un point de polarisation  $[V_{CE} = 3V ; I_C = 9mA]$

Une bien meilleure correspondance qu'avec le modèle constructeur est obtenue, surtout à hautes fréquences. D'autres points de polarisation représentatifs du cycle de charge de l'oscillateur sont montrés en annexe A.1.

## 2.3 Modélisation du bruit basse fréquence

Comme cela a été expliqué dans le chapitre 1, la contribution majeure au bruit de phase près de la porteuse est due au bruit basse fréquence de l'élément actif. Pour simuler le bruit de phase, une modélisation précise du bruit BF du transistor est donc indispensable. Cette partie s'attache donc à décrire l'origine de ce bruit puis la façon dont il est modélisé et enfin la méthode utilisée pour extraire ce modèle.

### 2.3.1 Moyens de mesures du bruit BF

Le bruit étant une fluctuation de très faible amplitude, il est nécessaire de prendre de grandes précautions pour le mesurer. Le banc de mesure BF développé à XLIM (FIG. 2.29) [35][36], permet à l'aide d'un analyseur de signal vectoriel et d'amplificateurs de tension faible bruit de mesurer la densité spectrale de tension de bruit en entrée et en sortie du transistor ainsi que leur corrélation. Le composant à mesurer ainsi que les amplificateurs sont enfermés dans une cage de Faraday. Enfin, pour éviter toute pollution extérieure, les amplificateurs, ainsi que le composant à caractériser sont alimentés par batterie.

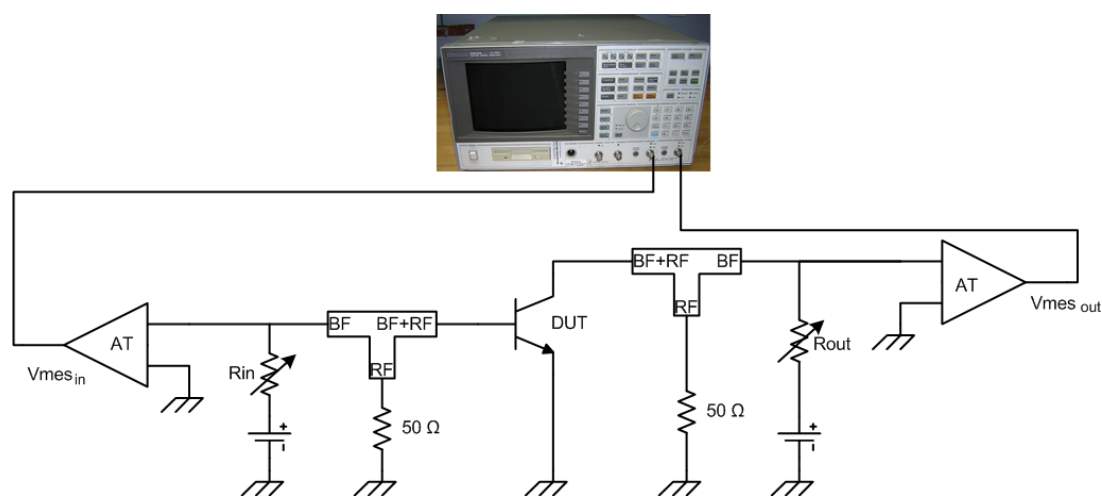


FIG. 2.29 – Banc de mesures basse fréquence

### 2.3.2 Origines du bruit

Plusieurs phénomènes générant du bruit sont présents dans un semiconducteur. Ils ont tous pour conséquence une fluctuation du nombre de porteurs ou de leur mobilité.

### 2.3.2.1 Le bruit thermique

Ce bruit provient des chocs et interactions des porteurs dans le réseau cristallin. Le mouvement aléatoire des porteurs est analogue au mouvement brownien des particules (possédant une énergie cinétique de  $kT/2$  par degré de liberté). Ce bruit a été observé par J. JOHNSON en 1927, et analysé théoriquement par NYQUIST en 1928. La densité spectrale de tension de ce bruit est proportionnelle à la résistance  $R$  du composant étudié ainsi qu'à la température  $T$  de ce composant.

$$S_V(f) = 4kTR \quad (2.36)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann.

L'équivalent de Norton de cette représentation en tension est la suivante :

$$S_I(f) = \frac{4kT}{R} \quad (2.37)$$

La densité spectrale étant indépendante de la fréquence, le bruit est dit blanc.

### 2.3.2.2 Le bruit de grenaille ou bruit shot

Il provient de la nature granulaire de l'électricité : c'est à dire qu'un courant  $I$  ne doit pas être considéré comme un flux uniforme mais comme la composition d'un grand nombre d'impulsions élémentaires.

Soit  $[t_j]$  la suite aléatoire que forme les instants où les électrons quittent l'électrode d'injection. En régime permanent, cette suite est supposée Poissonnienne. En négligeant l'influence du temps de transit entre les électrodes d'injection et de collection, le courant instantané peut s'écrire sous la forme d'une somme d'impulsions de Dirac de poids  $q$  :

$$I(t) = q \cdot \sum_j (t - t_j) \quad (2.38)$$

La densité spectrale du bruit shot est la suivante :

$$S_I(f) = 2 \cdot q \cdot I(t) \quad (2.39)$$

Ce bruit est bien cyclostationnaire, il dépend du courant instantané, comme cela a été montré par Dragone [37] et Held et Kerr [38]. Enfin, comme le bruit thermique, le bruit de grenaille est un bruit de diffusion.



### 2.3.2.3 Le bruit de génération-recombinaison

Il provient des imperfections et impuretés dans le réseau cristallin. Les porteurs sont piégés puis libérés avec des constantes de temps assez importantes, ce qui génère un bruit basse fréquence.

Sa densité spectrale s'écrit :

$$S_I(f) = \left( \frac{I}{nV} \right)^2 \overline{\Delta N^2} \frac{4\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.40)$$

où  $I$  est le courant moyen traversant le barreau de semi-conducteur

$n$  est la densité volumique de porteurs de charge

$V$  est le volume de l'échantillon considéré

$\overline{\Delta N^2}$  est la valeur quadratique moyenne des fluctuations du nombre de porteurs

et  $\tau$  est le temps de relaxation, caractéristique d'un niveau de piège

Cette densité spectrale indique que l'évolution spectrale est de type Lorentzienne.

### 2.3.2.4 Le bruit de scintillation ou bruit en $1/f$ ou encore bruit Flicker

Sa densité spectrale de puissance (DSP) varie inversement proportionnellement à la fréquence et est généralement exprimée sous la forme suivante :

$$S_I(f) = \frac{K_1 \cdot I^\alpha}{f} \quad (2.41)$$

L'origine de ce bruit est encore sujet à débat [39] [40], fluctuation du nombre de porteurs? de leur mobilité?. En revanche, la cyclostationarité de ce bruit a été mise en évidence pour certains composants électroniques, notamment le transistor utilisé pour cette étude [41]. Sa modélisation dépendra donc du courant instantané traversant sa jonction B-E.

### 2.3.3 Modèle de bruit BF

Une première idée pour modéliser le bruit BF est de le représenter par ses sources équivalentes de court-circuit aux accès extrinsèques du transistor (FIG. 2.30). En effet, le bruit étant un signal bas niveau, on peut utiliser une représentation linéaire.

Ces sources sont égales au bruit en courant à chaque accès du transistor lorsque ceux-ci sont court-circuités. Cette étape est indépendante du modèle non-linéaire du transistor car la mesure des impédances d'entrée et sortie du transistor suffit à obtenir les sources équivalentes. Ce modèle a plusieurs avantages. Il permet d'analyser le bruit BF du transistor sans faire aucune hypothèse sur d'éventuelles sources internes, de comprendre certains phénomènes physiques ou encore de comparer de façon brute plusieurs types de

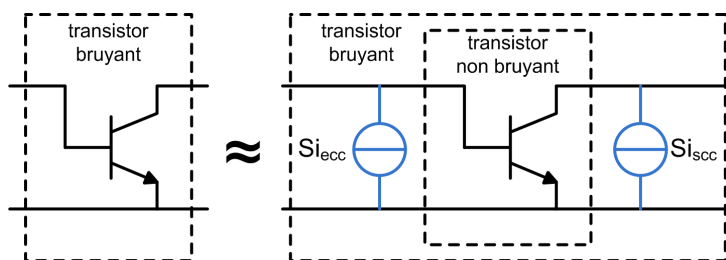


FIG. 2.30 – Transistor bruyant et son modèle avec des sources corrélées extrinsèques de court-circuit aux accès

transistor.

En revanche, il est peu adapté à la conception de circuit où il sera nécessaire de décrire la génération du bruit au plus près du composant afin d'obtenir un modèle valable pour tous types de configuration et à toutes les fréquences. Généralement, on associe une source de bruit à chaque élément convectif du transistor.

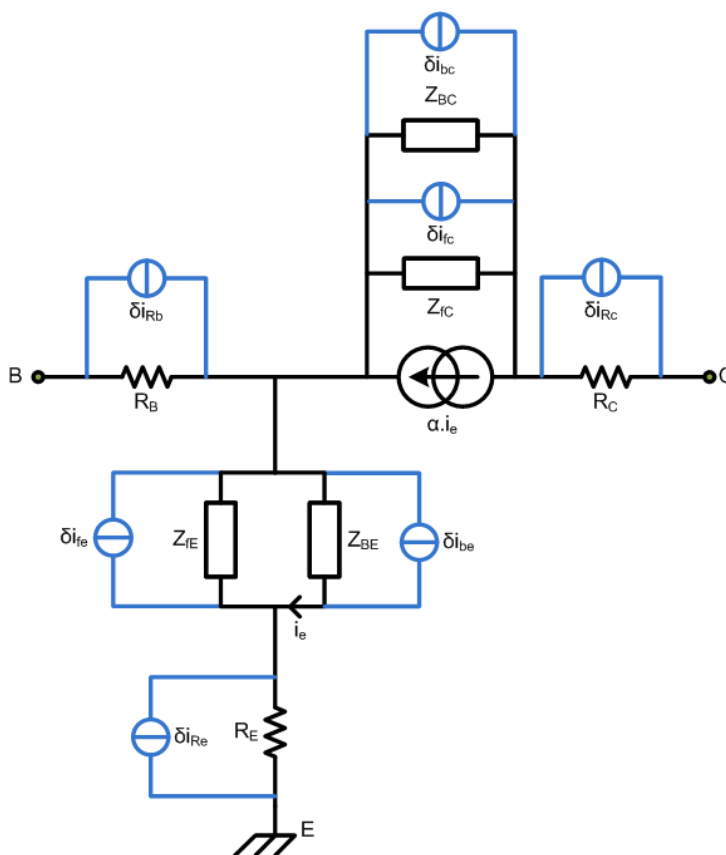


FIG. 2.31 – Représentation de toutes les sources de bruit présentes dans le transistor

La FIG. 2.31 représente chacune de ces sources sur un modèle de transistor en T linéarisé. Il est strictement équivalent au modèle en  $\Pi$  utilisé pour le modèle non-linéaire mais présente des avantages, notamment pour la modélisation des temps de retard.

Chacune des sources modélise un bruit pouvant avoir diverses origines :

- $\delta i_{Rb}, \delta i_{Rc}, \delta i_{Re}$  associées aux résistances d'accès présentent principalement du bruit thermique. Les outils de simulation commerciaux modélisent déjà ce bruit par défaut.
- $\delta i_{be}, \delta i_{fe}, \delta i_{bc}, \delta i_{fc}$  associées respectivement aux diodes de conduction et fuites B-E et diodes de conduction et fuites B-C. Le bruit dans ces jonctions a plusieurs origines : le bruit shot, dont la densité spectrale de courant est connue et qui ne nécessite donc pas de mesures pour l'extraire et les bruits G-R et en  $1/f$  qu'on appelle aussi bruits réductibles qui eux sont fonction du composant étudié. On ne les connaît pas a priori, il est donc nécessaire de mettre en place un protocole d'extraction.

Il reste donc quatre sources à modéliser. Il apparaît clairement que lorsque le transistor est en régime direct, les sources associées à la jonction B-C sont négligeables [42]. Il ne reste donc que les sources de bruit  $\delta i_{be}$  et  $\delta i_{fe}$  à extraire. Le modèle à implémenter prendra la forme indiquée sur la FIG. 2.32.

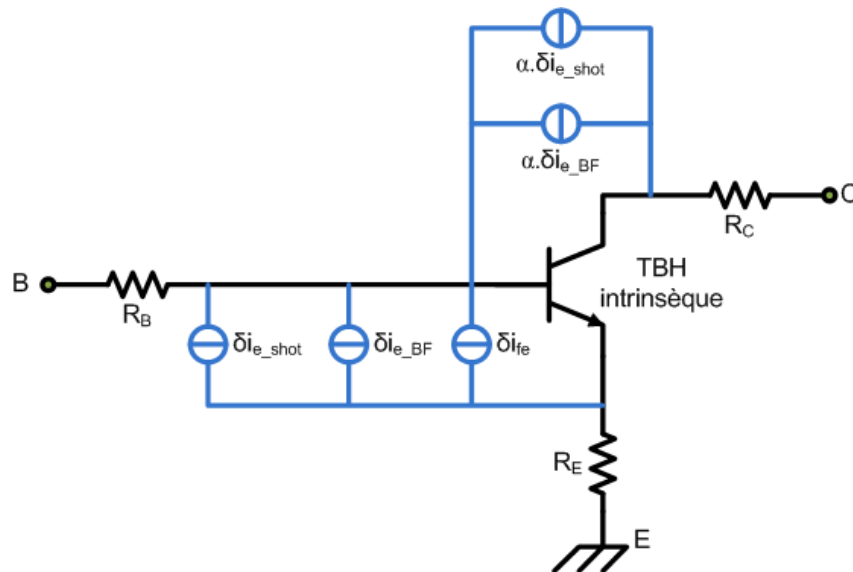


FIG. 2.32 – Modélisation du bruit dans le transistor

Ce modèle de bruit est indépendant de la topologie utilisée pour créer le modèle non-linéaire du transistor puisqu'il est implémenté à l'extérieur du modèle intrinsèque. En revanche, il utilise le formalisme du modèle en T et nécessite la connaissance du gain base commune  $\alpha$  du transistor. En effet, pour modéliser le fait que la source de bruit  $\delta i_{be}$  est associée à la diode de conduction et participe donc bien à l'effet transistor, elle sera implémentée par quatre sources totalement corrélées deux à deux, dépendantes du courant d'émetteur  $I_e$ . Le bruit BF étant composé de bruit en  $1/f$  mais aussi de bruit G-R, il apparaît des irrégularités (bosses) sur son spectre le rendant difficilement

modélisable sur toute la bande de fréquence (FIG. 2.33). Le parti est donc pris de ne modéliser le bruit que pour certaines fréquences particulières utilisées la plupart du temps pour caractériser un oscillateur : 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz.

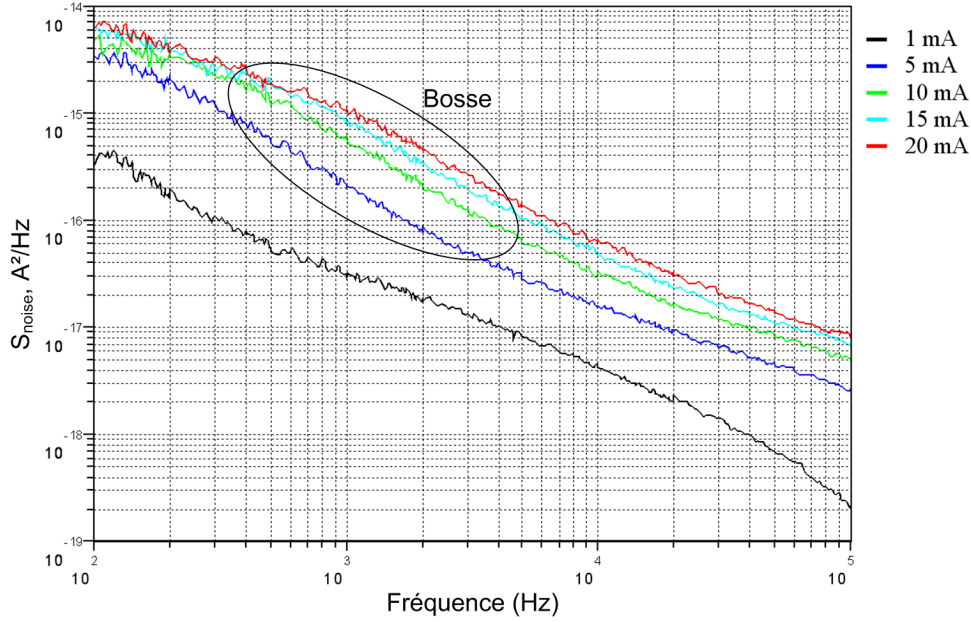


FIG. 2.33 – Exemple de mesure de bruit du BFP740F

Le but est alors d'extraire les coefficients décrivant l'évolution des sources de bruit en fonction du courant pour chaque fréquence. Les expressions des sources associées à la diode de conduction sont alors les suivantes :

$$\left. \begin{aligned} S_{\delta i_{e\_BF}}(f_n) &= K_{e\_BF}(f_n) \cdot I_e(t)^{n_{e\_BF}(f_n)} \\ \alpha \cdot S_{\delta i_{e\_BF}}(f_n) &= \alpha \cdot K_{e\_BF}(f_n) \cdot I_e(t)^{n_{e\_BF}(f_n)} \end{aligned} \right\} \text{totalement corrélées} \quad (2.42)$$

$$\left. \begin{aligned} S_{\delta i_{e\_shot}}(f_n) &= 2 \cdot q \cdot I_e(t) \\ \alpha \cdot S_{\delta i_{e\_shot}}(f_n) &= \alpha \cdot 2 \cdot q \cdot I_e(t) \cdot |e^{-j\omega\tau}|^2 \end{aligned} \right\} \text{totalement corrélées} \quad (2.43)$$

Le temps de retard  $\tau$  est dû au temps de transit des électrons dans la jonction B-C [43] [44]. Il faut noter qu'il est différent du temps de transit total dans le cas déterministe qui comprend aussi la jonction B-E. Ceci a été confirmé par des simulations physiques réalisées par Jungemann et al. [45].

Le bruit associé à la diode de fuite  $\delta i_{fE}$  ne nécessite aucune manipulation puisqu'il ne participe pas à l'effet transistor. Il sera donc implémenté tel quel à la jonction B-E.

$$S_{\delta i_{fE}}(f_n) = K_{fE}(f_n) \cdot I_{fE}^{p_{fE}(f_n)} \quad (2.44)$$

Bien qu'il soit associé aux courants de fuite, il est également mesuré en fonction du courant  $I_e$ . En effet, le banc de mesure BF actuel ne permet pas de caractériser le composant lorsque le courant dominant est dû à la diode de fuite. On mesurera alors les coefficients de l'expression suivante :

$$S_{\delta i_{fe}}(f_n) = K_{fe\_mes}(f_n) \cdot I_e^{p_{fe\_mes}(f_n)} \quad (2.45)$$

Une transformation doit donc être effectuée pour retrouver les coefficients  $K_{fe}$  et  $p_{fe}$  de la source de bruit de fuite à partir des coefficients  $K_{fe\_mes}$  et  $p_{fe\_mes}$  extraits. En reprenant les expressions des courants dans les diodes de conduction et de fuite, on en déduit une nouvelle formulation du courant de fuite :

$$\left. \begin{aligned} I_e &= I_{SE} \cdot e^{\frac{V_{BE}}{N_E V_t}} \\ I_{fe} &= I_{SFE} \cdot e^{\frac{V_{BE}}{N_{FE} V_t}} \end{aligned} \right\} I_{fe} = I_{SFE} \left( \frac{I_e}{I_{SE}} \right)^{\frac{N_E}{N_{FE}}} \quad (2.46)$$

$$\text{puis } I_{fe} = \frac{I_{SFE}}{I_{SE}^{\frac{N_E}{N_{FE}}}} I_e^{\frac{N_E}{N_{FE}}} \quad (2.47)$$

A partir des équations (2.45) et (2.47), on déduit :

$$S_{\delta i_{fe}}(f_n) = K_{fe}(f_n) \left( \frac{I_{SFE}}{I_{SE}^{\frac{N_E}{N_{FE}}}} \right)^{p_{fe}(f_n)} I_e^{p_{fe}(f_n) \frac{N_E}{N_{FE}}} \quad (2.48)$$

Ce qui donne par identification des équations (2.45) et (2.48) :

$$\left. \begin{aligned} K_{fe\_mes} &= K_{fe} \left( \frac{I_{SFE}}{I_{SE}^{\frac{N_E}{N_{FE}}}} \right)^{p_{fe}} \\ p_{fe\_mes} &= p_{fe} \frac{N_E}{N_{FE}} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} K_{fe} &= K_{fe\_mes} \left( \frac{I_{SFE}}{I_{SE}^{\frac{N_E}{N_{FE}}}} \right)^{-p_{fe\_mes} \frac{N_{FE}}{N_E}} \\ p_{fe} &= p_{fe\_mes} \frac{N_{FE}}{N_E} \end{aligned} \quad (2.49)$$

Une détermination préalable des coefficients  $K_{fe\_mes}$  et  $p_{fe\_mes}$  nous permettra donc de déduire les paramètres  $K_{fe}$  et  $p_{fe}$ .

La densité spectrale de bruit shot est connue et n'a donc pas besoin de paramétrage. Ce n'est pas le cas du bruit BF. La partie suivante expose la méthode utilisée pour obtenir les paramètres  $K_{e\_BF}$ ,  $n_{e\_BF}$ ,  $K_{fe}$ ,  $n_{fe}$  du modèle.

### 2.3.4 Extraction du modèle

Nous avons expliqué lors de la modélisation thermique du transistor que l'impédance d'entrée du transistor pouvait varier si l'on n'utilisait pas la bonne résistance de sortie. Il convient donc d'utiliser lors des mesures la résistance de sortie permettant d'être

dans des conditions isothermiques, c'est à dire  $R_{out} = V_{ce}/I_c$ . Dans ce cas, l'impédance d'entrée reste fixe et est tirée facilement du modèle. L'extraction des sources de bruit en est donc facilitée. La résistance  $R_{in}$  pourra être modifiée à la convenance de l'utilisateur. Dans notre cas, on choisit de fixer  $R_{in} = 50\%$  de l'impédance d'entrée.

La mesure effectuée est une mesure simultanée entrée-sortie et corrélation (FIG. 2.34, FIG. 2.35, FIG. 2.36). La corrélation mesurée est complexe, mais comme le circuit considéré est seulement composé d'éléments convectifs (dont l'impédance est réelle) en basse fréquence, seule la partie réelle interviendra dans les calculs.

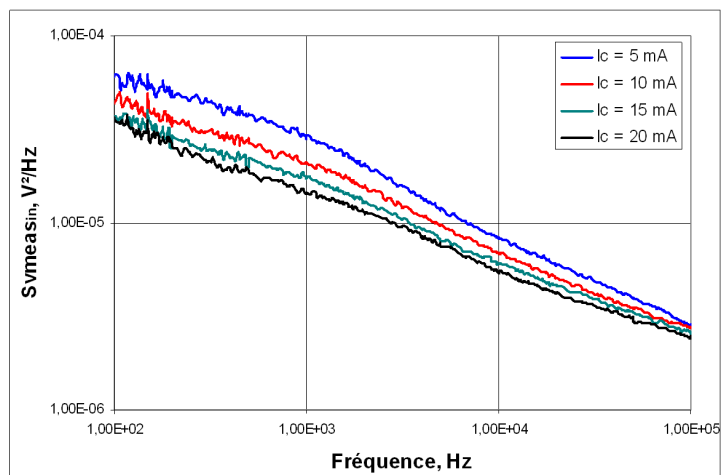


FIG. 2.34 – Mesure de la densité spectrale de bruit en tension à l’entrée du transistor pour  $R_{in} = 50\% \cdot Z_e$

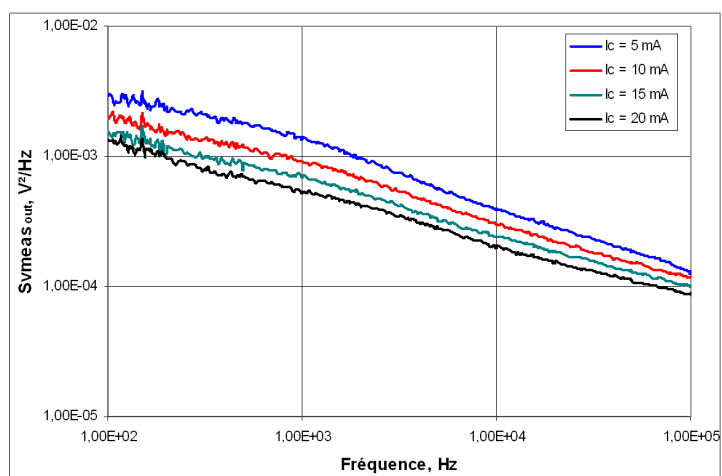


FIG. 2.35 – Mesure de la densité spectrale de bruit en tension à la sortie du transistor pour  $R_{in} = 50\% \cdot Z_e$

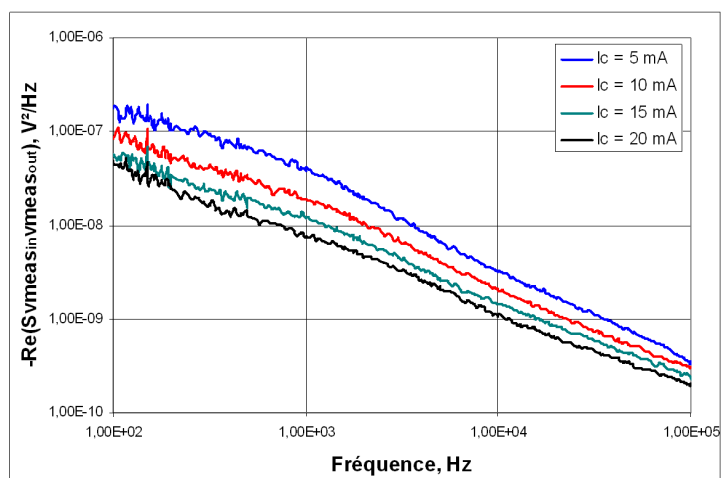


FIG. 2.36 – Mesure de la partie réelle de la corrélation entre densité spectrale de bruit en tension en entrée et en sortie du transistor pour  $R_{in} = 50\% \cdot Z_e$

À partir de ces mesures, il est possible de remonter aux sources internes du transistor. Cette étape dépend du modèle non-linéaire du transistor et du modèle de bruit choisi. L'étape d'extraction des sources de bruit en courant de court-circuit est surtout utile lorsque le modèle non-linéaire du transistor n'est pas connu ou que l'on fait une étude sur les différentes topologies pour le modèle de bruit. Ainsi, on dispose en quelque sorte d'une mesure de bruit standard. Dans notre cas, il est possible d'extraire directement les sources de bruit internes du transistor définies par leur modèle (FIG. 2.37). On néglige ici la résistance associée à la diode de fuite car elle est bien plus importante que celle de la diode de conduction.

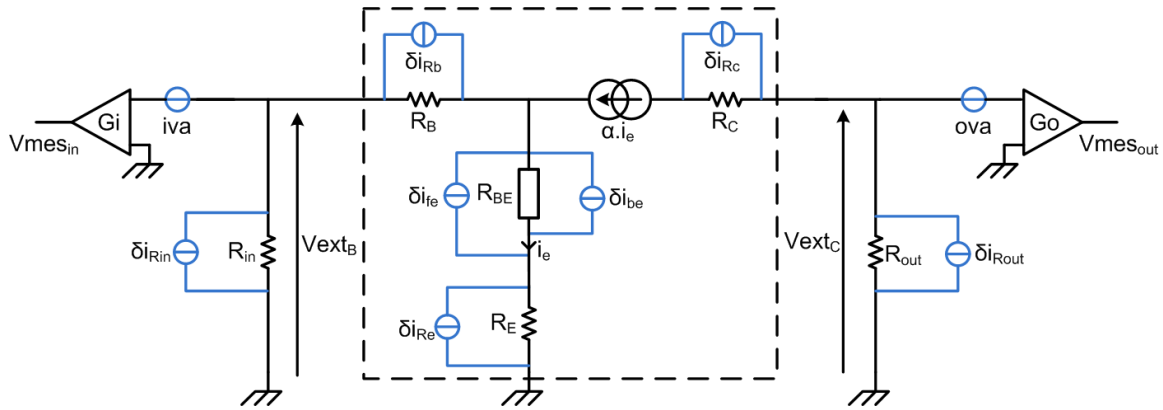


FIG. 2.37 – Schéma d'extraction des sources de bruit internes à partir des mesures

L'extraction des sources de bruit interne prend en compte le bruit généré par les résistances de charge d'entrée et de sortie ainsi que les résistances d'accès. Pour une meilleure lisibilité, le calcul des sources internes sera divisé en deux parties. La première étape consiste à calculer la contribution de chaque résistance au bruit de tension à l'entrée et à la sortie du transistor :

$$S_{offset_{in}} = \frac{1}{\Delta} \left[ (R_{in} (R_{BE} + R_e + (1 - \alpha) R_B))^2 \frac{4kT}{R_{in}} - (R_B (1 - \alpha) R_{in})^2 \frac{4kT}{R_B} - (R_E (\alpha - 1) R_{in})^2 \frac{4kT}{R_E} \right] \quad (2.50)$$

$$S_{offset_{out}} = \frac{1}{\Delta} \left[ (R_{out} \alpha R_{in})^2 \frac{4kT}{R_{in}} - R_{out}^2 \frac{4kT}{R_{out}} - (\alpha R_B R_{out})^2 \frac{4kT}{R_B} - (\alpha R_E R_{out})^2 \frac{4kT}{R_E} \right] \quad (2.51)$$

$$S_{offset_{in}offset_{out}} = -\frac{1}{\Delta} \left[ R_{in}^2 (R_{BE} + R_E + (1 - \alpha) R_B) \alpha R_{out} \frac{4kT}{R_{in}} - R_B (1 - \alpha) R_{in} \alpha R_B R_{out} \frac{4kT}{R_B} - R_E (1 - \alpha) R_{in} \alpha R_E R_{out} \frac{4kT}{R_E} \right] \quad (2.52)$$

$$\text{avec } \Delta = [(R_B + R_{in})(1 - \alpha) + R_{BE} + R_E]^2$$



La contribution des résistances d'accès et de mesure étant désormais connue, il est possible de la retrancher aux mesures. En faisant de même avec le bruit en tension de chaque amplificateur, les densités spectrales de bruit en tension alors obtenues à chaque accès du transistor ( $S_{V_{ext_B}}$  et  $S_{V_{ext_C}}$ ) ainsi que leur corrélation seront égales aux seules contributions des deux sources internes  $\delta i_{be}$  et  $\delta i_{fe}$  :

$$S_{V_{ext_B}} = \frac{S_{V_{mes_B}}}{G_i^2} - S_{V_{iva}} - S_{offset_{in}} \quad (2.53)$$

$$S_{V_{ext_C}} = \frac{S_{V_{mes_C}}}{G_o^2} - S_{V_{ova}} - S_{offset_{out}} \quad (2.54)$$

$$S_{V_{ext_B}V_{ext_C}} = \frac{S_{V_{mes_B}V_{mes_C}}}{G_i \cdot G_o} - S_{offset_{in}offset_{out}} \quad (2.55)$$

Les relations linéaires reliant les densités spectrales des sources de bruit en courant internes et leur corrélation aux densités spectrales de bruit en tension externes sont les suivantes :

$$\begin{bmatrix} S_{V_{ext_B}} \\ S_{V_{ext_C}} \\ S_{V_{ext_B}V_{ext_C}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [(\alpha - 1)R_{BE}R_{in}]^2 & [(R_{BE}(\alpha R_E))]^2 \\ [\alpha R_{BE}R_{out}]^2 & [(R_{in} + R_B + R_E)\alpha R_{out}]^2 \\ R_{in}R_{out}\alpha(1 - \alpha)R_{BE}^2 & -R_{in}R_{out}\alpha(R_{BE} + \alpha R_E)(R_{in} + R_B + R_E) \\ -2R_{in}^2(\alpha - 1)R_{BE}(R_{BE} + \alpha R_E) & \\ -2(R_{out}\alpha)^2(R_{in} + R_B + R_E)R_{BE} & \\ R_{in}R_{out}\alpha((R_{BE} + \alpha R_E)R_{BE} + (R_{in} + R_B + R_E)(\alpha - 1)R_{BE}) & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{\delta i_{be}} \\ S_{\delta i_{fe}} \\ S_{\delta i_{be}\delta i_{fe}} \end{bmatrix} \quad (2.56)$$

Enfin, il reste à inverser la matrice de la relation précédente et la multiplier aux densités spectrales de bruit en tension aux bornes du transistor pour obtenir les densités spectrales des sources de bruit internes. Plutôt que la corrélation entre les deux sources, il est plus simple de donner un sens à leur cohérence. Elle donne une valeur entre 0 et 1 permettant d'évaluer dans quelle proportion les deux sources proviennent de la même origine. Les FIG. 2.38, FIG. 2.39, FIG. 2.40 donnent l'extraction finale des deux sources internes ainsi que leur cohérence.

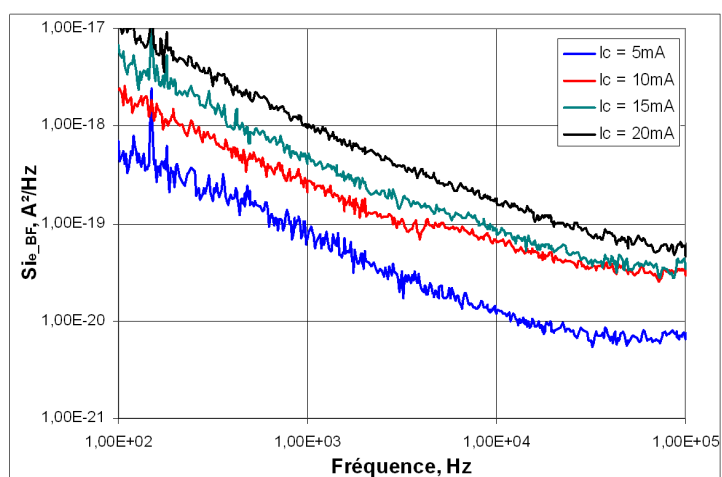


FIG. 2.38 – Extraction de la densité spectrale de bruit en courant de la source associée à la diode de conduction

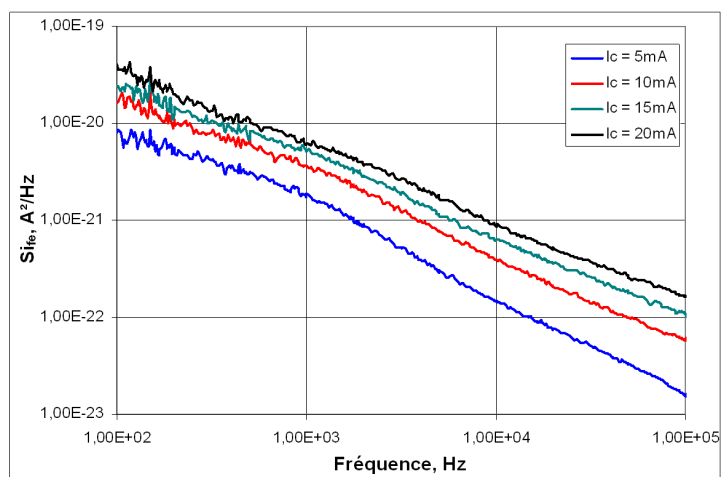


FIG. 2.39 – Extraction de la densité spectrale de bruit en courant de la source associée à la diode de fuite

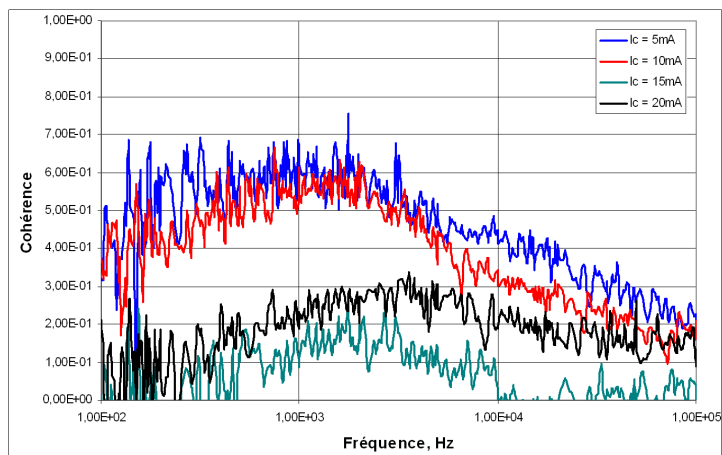


FIG. 2.40 – Extraction de la cohérence entre source associée à la diode de conduction et source associée aux diodes de fuite

On remarque ici une cohérence faible entre les deux sources internes de bruit. Cela est une indication permettant de dire que le modèle utilisé se rapproche des sources physiques du bruit, puisque chaque source représente alors un phénomène différent. Ensuite, contrairement à ce que laisse suggérer l'extraction de la source  $\delta i_{e\_BF}$ , la fréquence de coin (fréquence à laquelle le bruit shot est égal au bruit BF) n'est pas atteinte aux alentours de 50 kHz pour ce transistor polarisé à 5 mA. Le bruit shot se situe en fait plus bas ( $2 \cdot q \cdot I_e = 1,6 \cdot 10^{-21} \text{ A}^2/\text{Hz}$ ). Dans notre cas,  $\delta i_{e\_BF}$  ne présente pas de bosses et a une décroissance proche de  $1/f$ . On peut donc extrapoler les valeurs à 100 kHz de celles à 10 kHz facilement. La source de bruit  $\delta i_{fe}$  ne pose pas ce type de problème. Elle présente en revanche une bosse probablement due à un centre de bruit G-R.

La dernière étape de l'extraction du modèle consiste à déduire les courbes de tendance en fonction du courant pour chaque fréquence (FIG. 2.41). La densité spectrale de bruit en courant évolue avec le courant à la puissance  $n$  multiplié par un facteur  $K$  (équations (2.42)). Pour chaque fréquence, on trace donc la densité spectrale de courant de bruit en fonction du courant sur une échelle log-log de façon à faire passer par la mesure une droite de tendance ayant pour pente  $n$  et ordonnée à l'origine  $\log(K)$ .

On retrouve une progression proche du carré du courant, caractéristique de ce type de composant, pour la source de bruit de conduction. La source de bruit de fuite a elle un comportement plus erratique. La modélisation fréquence par fréquence se justifie donc bien pour cette source de bruit.

La TAB.2.2 synthétise l'extraction des paramètres du modèle de bruit. Les paramètres  $K_{fe}$  et  $p_{fe}$  sont calculés grâce à l'équation (2.49).

TAB. 2.2 – Paramètres du modèle de bruit BF

Fréquence	$K_{e\_BF}$	$p_{e\_BF}$	$K_{fe\_mes}$	$p_{fe\_mes}$	$K_{fe}$	$p_{fe}$
1 kHz	$1,8 \cdot 10^{-15}$	1,9	$1,7 \cdot 10^{-18}$	1	$4,6 \cdot 10^{-11}$	1,6
10 kHz	$3 \cdot 10^{-16}$	1,9	$1,5 \cdot 10^{-19}$	1,3	$6,9 \cdot 10^{-10}$	2,1
100 kHz	$6,2 \cdot 10^{-17}$	1,9	$6 \cdot 10^{-20}$	1,5	$8,4 \cdot 10^{-9}$	2,4

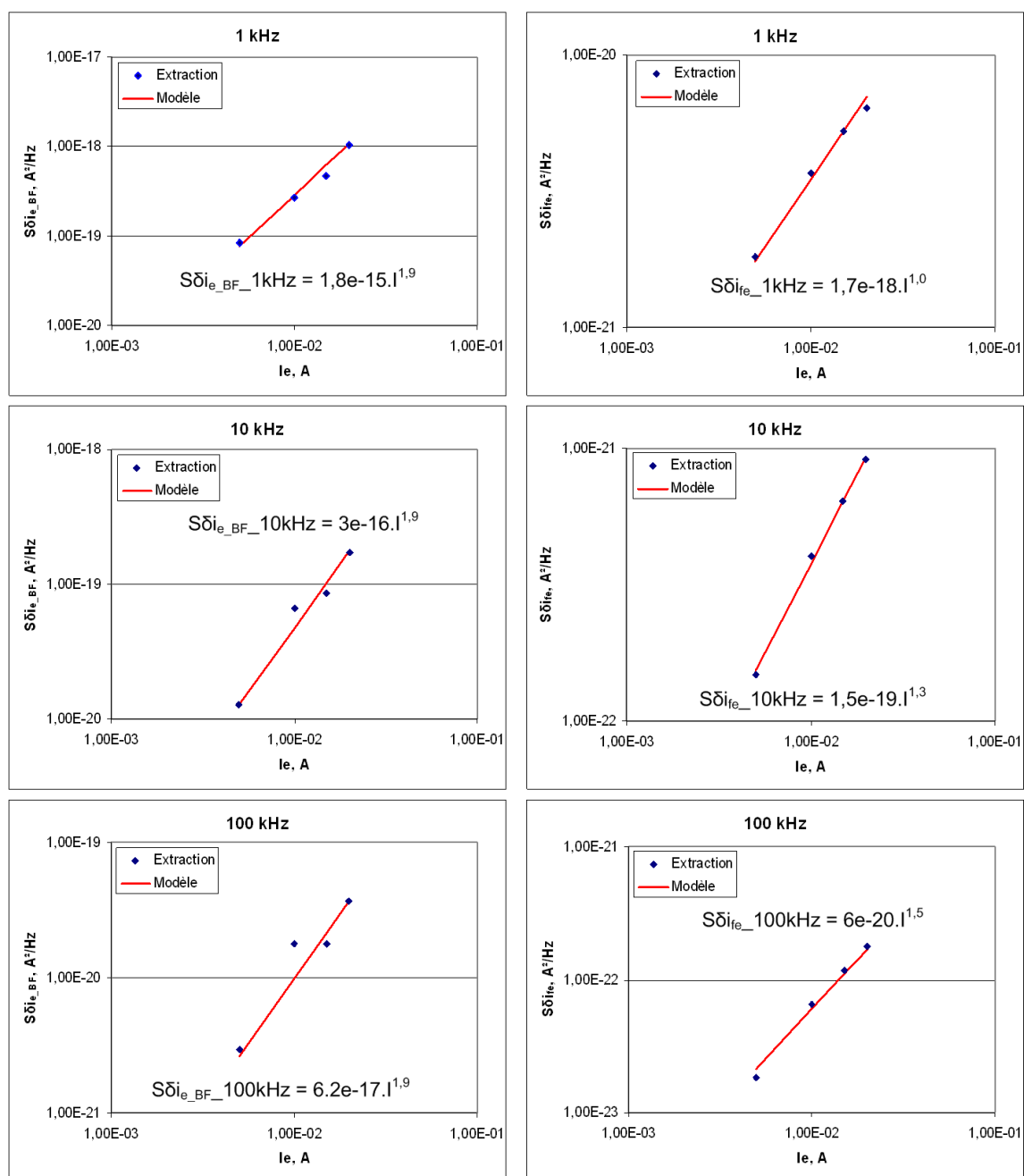


FIG. 2.41 – Extraction des paramètres des sources de bruit BF pour trois fréquences

## 2.4 Conclusion

Le transistor est désormais complètement caractérisé. Le modèle non-linéaire devrait nous permettre de prévoir avec précision la fréquence d'oscillation ainsi que la puissance de sortie du circuit, tout en nous assurant qu'aucune instabilité ne puisse perturber l'état établi. Le modèle de bruit basse fréquence nous permettra de prévoir le bruit de phase de l'oscillateur près de la porteuse. Toutes les conditions sont donc réunies pour réaliser la conception d'un oscillateur à faible bruit de phase à 10 GHz.

Il faut tout de même noter certaines limites ou incertitudes quant au modèle non-linéaire. Celui-ci n'a pas été validé par des mesures grand-signal. Or, il existe souvent lors de la caractérisation de transistors des ajustements à effectuer après de telles mesures. Le second problème est l'incertitude relative au modèle du boîtier. Devant sa grande complexité et le fait qu'il nous manque les éléments nécessaires à sa caractérisation, il nous a été impossible de reprendre complètement celui-ci. Ces deux éléments font qu'il peut exister un biais entre la conception de notre circuit et le résultat final. Cette étude est en partie l'objet du troisième chapitre.

# Chapitre 3 :

## Conception d'oscillateurs hybrides à faible bruit de phase

### 3.1 Introduction

Nous disposons désormais d'outils d'analyse performants ainsi que d'un modèle de transistor précis pour effectuer la conception de l'oscillateur. Ces briques essentielles seront donc utilisées pour obtenir un oscillateur contrôlé en tension (OCT) répondant aux spécifications fixées par le CNES, à savoir un bruit de phase inférieur à -110 dBc/Hz @ 100 kHz de la porteuse et une bande d'accord supérieure à 5%. Pour obtenir ces deux résultats, deux aspects de l'oscillateur devront donc posséder de bonnes caractéristiques : la partie active devra générer un faible bruit de phase et le résonateur devra offrir une bonne bande d'accord tout en maintenant un bon facteur de qualité. Notre étude porte sur le premier aspect tout en ne perdant pas de vue que la partie active devra être compatible avec le résonateur à MEMS fourni par l'équipe MINACOM de XLIM.

### 3.2 Etat de l'art des oscillateurs à faible bruit de phase

Cette section nous amènera à comparer des oscillateurs à diverses fréquences. Comparer leurs performances respectives ne pourra donc se faire qu'à travers l'utilisation d'un facteur de mérite (FDM). Nous le définissons comme :

$$FDM_{osc} = L(f_c) - 20 \log \left( \frac{f_0}{f_{ref}} \right) - 20 \log \left( \frac{\Delta f_{offset_{ref}}}{\Delta f_{offset}} \right) - 20 \log (B\%) \quad (3.1)$$

Le critère essentiel est le bruit de phase  $\mathcal{L}(f_c)$ . Il est corrigé par

- la fréquence d'oscillation  $f_0$  qui est ramenée à une fréquence de référence  $f_{ref}$  (on choisit dans cette étude 10 GHz)
- la distance de mesure du bruit par rapport à la porteuse  $\Delta f_{offset}$  qui est ramenée à une distance référence  $\Delta f_{offset_{ref}}$  (on choisit dans cette étude 100 kHz)
- la bande d'accord relative de l'OCT en % (utilisable seulement si la bande d'accord dépasse 1%, sinon, ce terme est négligé comme dans le cas d'un oscillateur à fréquence fixe)

Notre travail s'inscrit dans le cadre d'une étude de faisabilité pour utiliser les MEMS comme varactor dans un VCO à faible bruit de phase en bande X. Il existe relativement peu d'études sur le sujet et celles-ci ont généralement été menées en bande L ou S. Sauf indication contraire les spectres de bruit de phase seront donnés à 100 kHz de la porteuse.

Les premiers à mettre en œuvre ce type de solution furent Young et Boser [46]. Ils réalisèrent un oscillateur à 714 MHz présentant 14 MHz de bande d'accord (2%) pour

un bruit de phase de  $-107$  dBc/Hz. Ils utilisèrent un process CMOS  $0,8 \mu m$  pour la réalisation d'un oscillateur Colpitts. Le seul composant non intégré est le varactor MEMS (FIG. 3.1) constitué d'un plateau d'aluminium tenu par quatre pieds, qui est actionné grâce à la force électrostatique générée par la différence de potentiel entre le plateau supérieur mobile et le plateau inférieur fixe. Ce varactor permet d'obtenir une capacité variant de  $2,11$  à  $2,46$  pF sous  $5$  V. Cependant, ils n'atteignirent pas les spécifications qu'ils s'étaient fixées pour répondre aux besoins du GSM à cause de capacités parasites trop importantes dues au plateau inférieur et d'un facteur de qualité trop faible sur l'inductance. Des parasites sur le spectre de bruit de phase ont aussi été observés à la fréquence de résonance mécanique du varactor. De nombreux problèmes ont été soulevés par cette première réalisation, cependant les améliorations possibles sont nombreuses et ont d'ailleurs été soulignées par les auteurs. Elle a tout de même permis de démontrer la faisabilité d'un tel circuit.

Ils renouvelèrent l'expérience l'année suivante [47] avec un oscillateur à  $1,028$  GHz générant un bruit de phase de  $-105$  dBc/Hz et présentant  $20$  MHz de bande d'accord sous  $3$  V. Ce circuit n'offre donc pas de progrès face au précédent.

Dec et Suyama réalisèrent le même type d'expérience quelques années plus tard [48]. Leur varactor reprend une architecture équivalente (FIG. 3.1) avec une bande d'accord passant à  $38\%$  sous  $4$  V au dépend du facteur de qualité de la capacité qui est inférieur à celui de Young et Boser. Leur OCT atteint une bande d'accord de  $9\%$  autour de  $1,9$  GHz pour un bruit de phase de  $-98$  dBc/Hz. Le process utilisé est encore un process CMOS dans un but de compatibilité avec l'industrie des télécommunications. Cette étude ne révolutionne pas le concept, elle permet seulement d'obtenir une bande d'accord plus importante mais ne concurrence pas les varactors semiconducteurs existants.

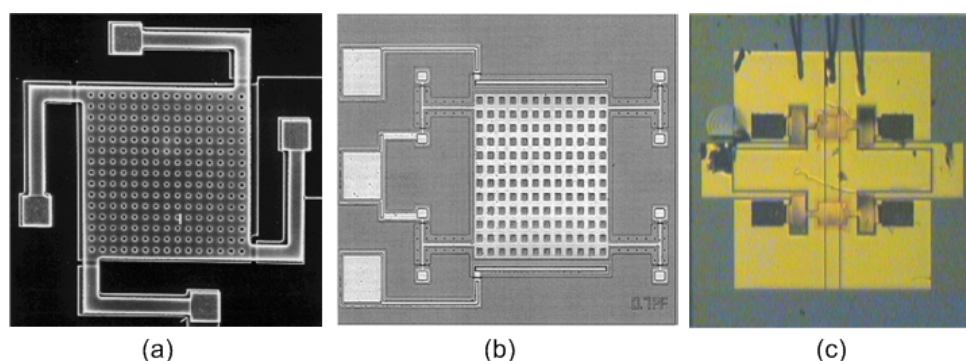


FIG. 3.1 – Photographies des varactors MEMS utilisés par (a)[46], (b)[48], (c)[49]

Cependant, Innocent et al. [50] tentèrent de montrer en 2002 que le varactor MEMS était intéressant pour réduire le bruit de phase des oscillateurs intégrés. En effet, la



définition du coefficient de qualité d'un varactor est définie de la manière suivante :

$$Q = \frac{1}{\omega R_s C_v} \quad (3.2)$$

$R_s$  étant la résistance parasite série du varactor et  $C_v$  la valeur de la capacité. Or, les varactors MEMS présentent de très faibles pertes et permettent donc d'atteindre des résistances séries extrêmement faibles. Les varactors MEMS présentent donc des coefficients de qualité supérieurs à leurs homologues semiconducteurs, ce qui entraîne une réduction du bruit de phase. Ils obtinrent un gain de 5 dB en terme de bruit, atteint sur un même circuit oscillant autour de 5 GHz. Cependant, leur conclusion est discutable car ils n'ont pu comparer le bruit des deux circuits qu'à une seule fréquence de la bande d'accord à cause de problèmes de manipulation les empêchant de polariser correctement le varactor MEMS.

Enfin, une dernière étude datant de 2006, réalisée par Coustou et al. [49](LAAS), tente de démontrer les bénéfices d'un résonateur à base de varactor MEMS (FIG. 3.1) par rapport à un classique résonateur LC semiconducteur. Leurs résultats de simulation montrent que le facteur de qualité du résonateur est amélioré et par conséquent le bruit de phase (amélioration de 8 dB par rapport au résonateur LC). Ils visaient de plus une bande d'accord de 6%. Malheureusement, des phénomènes parasites décalèrent leur fréquence d'oscillation autour de 6,15 GHz, rendant les conclusions quelque peu aléatoires.

Les différentes réalisations sont résumées dans la TAB.3.1 avec la valeur du facteur de mérite calculée grâce à l'équation (3.1).

TAB. 3.1 – Comparaison entre divers oscillateurs à varactor MEMS

Réf.	Transistor	$f_0$ (GHz)	$\Delta f/f_0$ (%)	L(f) (dBc/Hz @ 100 kHz)	FDM (dBc/Hz @ 100 kHz)
[46]	CMOS	0.714	2	-107	-90
[47]	Si BJT	1.028	2	-105	-91
[48]	CMOS	1.9	9	-98	-103
[49]	TBH SiGe	6.1	7	-88	-101
[50]	CMOS	5	0	-94	-88

Toutes ces études visent à démontrer le gain apporté par les varactors MEMS par rapport aux varactors semiconducteurs classiques dans les OCT intégrés. En effet, un MEMS peut être réalisé dans le cadre d'un processus de fabrication de circuit intégré monolithique (MMIC) et peut tout à fait jouer le rôle qu'aurait joué un varactor intégré, et donc le remplacer avantageusement. Le facteur de qualité des MEMS semble intéressant pour obtenir de meilleures performances en bruit et leur plage de variation

est assez importante. Cependant, les performances atteintes pour l'instant par les VCO à base de varactor MEMS n'ont pas démontrées d'avantages décisifs permettant de penser qu'ils pourraient venir remplacer à terme leurs concurrents.

Notre étude diffère des précédentes, puisque le varactor MEMS est intégré à un résonateur à lignes couplées offrant un bon facteur de qualité et une bande d'accord potentiellement importante. Le circuit sera fabriqué en technologie hybride, bien que la partie active ou résistance négative aurait pu être intégrée. La partie résonateur sera étudiée par l'équipe MINACOM de XLIM tandis que notre travail sera de concevoir la partie active. Nous cherchons donc à obtenir une partie active qui nous permettra de tester les possibilités de notre résonateur à base de varactor MEMS. Cette partie active devra bien sûr avoir toutes les qualités requises pour générer un bruit de phase minimum et une bande d'accord assez large autour de 10 GHz pour ne pas limiter les capacités du résonateur. À ces fins, nous utiliserons un transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) packagé SiGe de chez Infineon, le BFP740F. Les transistors SiGe sont de plus en plus utilisés en technologie hybride pour générer des circuits à très faible bruit de phase. Il existe dans la littérature plusieurs circuits hybrides présentant des structures planaires auxquels notre première réalisation pourra être comparée.

Une première publication traitant d'un travail proche du nôtre est celle de Khanna et al. [51]. Ils utilisèrent un transistor silicium et un résonateur microstrip pour réaliser un oscillateur à 10 GHz ayant des performances en bruit de  $-113$  dBc/Hz. Ils donnèrent quelques pistes les ayant conduit à ce faible bruit de phase. La première est l'utilisation d'un transistor silicium présentant un bruit basse fréquence très faible. La deuxième est l'utilisation d'un résonateur microstrip présentant un bon facteur de qualité (notamment en comparaison aux circuits intégrés). La dernière est l'optimisation de la droite de charge du composant.

Dussopt et Rebeiz [52] réalisèrent un OCT à base de transistor silicium encapsulé et d'un résonateur microstrip  $\lambda/2$  dont la fréquence de résonance est ajustée par un varactor AsGa. Ils obtinrent une bande d'accord de 1.6% à 9 GHz pour un bruit de phase de  $-92$  dBc/Hz. À terme, ils visaient le remplacement de leur varactor AsGa par un varactor MEMS mais, à la connaissance de l'auteur, ce travail ne fut jamais publié. Cette étude fut toutefois un préalable à la réalisation d'un nouvel OCT utilisant une architecture push-push [53]. Ils améliorèrent leur oscillateur à 9 GHz pour atteindre une bande d'accord de 3% et un bruit de phase de  $-112$  dBc/Hz. Les raisons de cette spectaculaire amélioration ne sont pas expliquées et le layout du circuit semble identique. Ils réalisèrent ensuite, en utilisant cette base, un oscillateur à fréquence fixe push-push à

18 GHz présentant un bruit de phase de -108 dBc/Hz.

Ces études ont mis l'accent sur une conception optimisée en terme de bruit, mais justement, pour atteindre un bon bruit, l'élément incontournable à optimiser est le facteur de qualité de l'oscillateur. Pour cela, on va d'abord tenter d'optimiser le facteur de qualité du résonateur en charge.

C'est l'objet d'une étude de Lee et al. [54]. Ils associèrent deux boucles de réaction sur le même oscillateur, l'une en réflexion sur un résonateur microstrip et l'autre en transmission sur le même résonateur. La fréquence d'oscillation est de 10 GHz et le bénéfice apporté en terme de bruit de phase est de 10 dB par rapport à un circuit équivalent ne possédant que la réaction en réflexion. Ils atteignirent un bruit de phase de -109 dBc/Hz.

Quelques mois plus tard, les mêmes auteurs proposèrent une nouvelle méthode [55] permettant de réduire le bruit de phase. Ils utilisèrent un résonateur actif permettant d'augmenter le facteur de qualité et donc de diminuer le bruit de phase de leur oscillateur à 10 GHz. Le principe est qu'une résistance négative couplée au résonateur vient compenser ses pertes sans toutefois les surpasser pour éviter un départ d'oscillation. C'est cet ensemble résonateur-résistance négative qui servira à son tour de résonateur pour l'oscillateur. Le bruit de phase obtenu grâce à ce système est de -114 dBc/Hz, annonçant une diminution du bruit de 14 dB par rapport au même circuit mais avec un résonateur passif. L'OCT conçu sur le même système présente un bruit de -112 dBc/Hz pour une bande d'accord de 1%.

Une série de travaux a été menée sur les résonateurs constitués par des filtres passe-bande elliptique. Ces oscillateurs fonctionnent donc en transmission. Les premiers sont Park et Seo [56] en 2006, qui montrèrent un bruit de phase de -113 dBc/Hz pour une fréquence d'oscillation de 5.84 GHz. Ces derniers estimèrent avoir amélioré le bruit de phase de leur oscillateur de 17 dB grâce à ce résonateur. En 2007, Choi et al. [57] publièrent un travail analogue pour un oscillateur à 9 GHz présentant un bruit de phase de -116 dBc/Hz. Enfin, en 2008, Choi et Seo [58] améliorèrent ce type de filtres en ajoutant de multiples anneaux à l'intérieurs de ceux existants, ce qui augmente le couplage et par conséquent le coefficient de qualité. Le résultat est un OCT avec 2% de bande d'accord autour de 5.8 GHz présentant un bruit de phase variant sur la bande entre -124.5 et -122 dBc/Hz, ce qui en fait une référence en terme de bruit de phase.

Entre temps, il faut noter la publication de Choi et Mortazawi [59] qui montrèrent un oscillateur à 9 GHz présentant un bruit de phase de -119 dBc/Hz. La technique principale pour atteindre cette performance est l'utilisation du concept de résonance étendue d'abord utilisée pour les amplificateurs. Plusieurs transistors sont mis en parallèle. On cherche à répartir la puissance en entrée sur chacun des transistors puis à la combiner en sortie de manière uniforme. Leur configuration est donc soigneusement étudiée de façon à faire résonner chaque accès des transistors en annulant sa susceptance. En augmentant le nombre de transistors, on améliore le facteur de qualité et donc le bruit de phase.

TAB. 3.2 – Comparaison entre divers oscillateurs à structure planaire

Réf.	Transistor	$f_0$ (GHz)	$\Delta f/f_0$ (%)	L(f) (dBc/Hz @ 100 kHz)	FDM (dBc/Hz @ 100 kHz)
[51]	GaAs PHEMT	10		-113	-113
[52]	SiGe HBT	9	3	-112 / -109	-121 / -118
		18		-108	-113
[54]	AlGaAs/InGaAs HEMT	10		-109	-109
[55]	AlGaAs/InGaAs HEMT	10		-114	-114
		10	1	-112 / -110	-112 / -110
[56]	Si BJT	5,84		-113	-108
[57]	SiGe HBT	9,05		-116	-115
[58]	Si BJT	5,8	1,6	-124,5 / -122	-124 / -121
[59]	SiGe HBT	9,1		-119	-118

L'avantage reste pour l'instant aux résonateurs à filtre elliptique en terme de bruit. Cependant, les résultats obtenus avec les résonateurs actifs sont aussi très bons et ils semblent être une voie prometteuse. Toutefois, même si l'amélioration du facteur de qualité des résonateurs est importante et a été la voie suivie depuis quelques années, il ne faut pas négliger l'étude de la conversion du bruit basse fréquence généré par l'élément actif autour de la porteuse. En effet, il constitue généralement la plus grande contribution au bruit de phase de l'oscillateur et la mise en place de méthodes de conception visant à en réduire l'effet est sûrement une clé importante de l'amélioration des circuits. La complexité de cette conversion de bruit qui fait intervenir des notions d'électronique non linéaire ne permet pas de façon simple d'énoncer des principes intuitifs. Le recours aux logiciels de simulation est donc inévitable pour prévoir le bruit de phase d'un oscillateur avec précision, optimiser le circuit et en déduire ensuite des règles de minimisation du bruit de phase.

### 3.3 Modélisation des composants CMS

La technologie hybride a été choisie pour réaliser ce circuit. Des composants CMS collés sur des pistes en or sont utilisés pour réaliser les capacités et résistances. Ces composants

ne sont bien sûr pas idéaux et présentent des effets parasites à cause de la structure du composant lui-même mais aussi de la discontinuité introduite par leur fixation sur la piste, celle-ci étant réalisée à la colle d'argent.

Le substrat utilisé est de l'alumine d'épaisseur 0,254 mm, connu pour ses faibles pertes en hautes fréquences. Pour modéliser les composants, ils sont montés sur des plots de dimension équivalente à celle du circuit et mesurés en transmission à l'analyseur de réseau vectoriel (ARV). On se rapproche ainsi au plus près de leur utilisation dans le circuit. Après calibrage de l'ARV, les mesures sont effectuées dans le plan extérieur des plots (FIG. 3.2). Ceux-ci ont une dimension de  $0,9 \times 0,4 \text{ mm}^2$ .

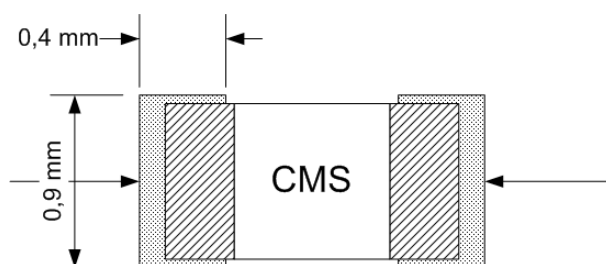


FIG. 3.2 – Plan de mesure des composants CMS

Toute une série de capacités et résistances ont été modélisées pour constituer une bibliothèque utilisable lors de la conception du circuit. Les exemples montrés par la suite représentent un échantillon représentatif de tous ces composants.

### 3.3.1 Modélisation des résistances

Pour la stabilité du circuit, le circuit de polarisation doit être étudié avec soin. Dans notre cas, il a été nécessaire d'ajouter de faibles résistances sur ce circuit au plus près du transistor pour éliminer certaines instabilités. Ces résistances ne seront donc pas découplées du chemin RF et seront vues par la fréquence fondamentale et ses harmoniques. Ayant remarqué que seuls le fondamental et le deuxième harmonique jouaient un rôle majeur dans l'oscillation (le troisième harmonique étant rejeté plusieurs dizaines de dB en-dessous), la modélisation des composants passifs ne sera validée que jusqu'à 21 GHz.

Un modèle RF classique pour des résistances CMS est montré FIG. 3.3. Il est ici associé au modèle utilisé pour le plot de montage. La capacité  $C_s$  représente l'effet parasite entre les deux surfaces métallisées, l'inductance  $L_s$  et les capacités  $C_p$  modélisent l'effet "ligne de transmission" créée par le film résistif. Le boîtier utilisé est de type 0603, donc assez petit pour réduire les effets parasites. L'extraction des paramètres sera effectuée par optimisation sur les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$ , le composant étant symétrique. L'effet des plots d'accès est pris en compte par deux lignes microstrip dont la somme

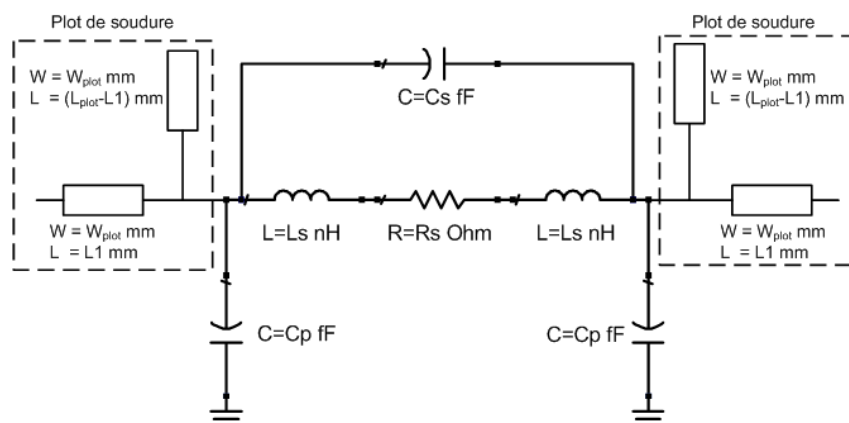


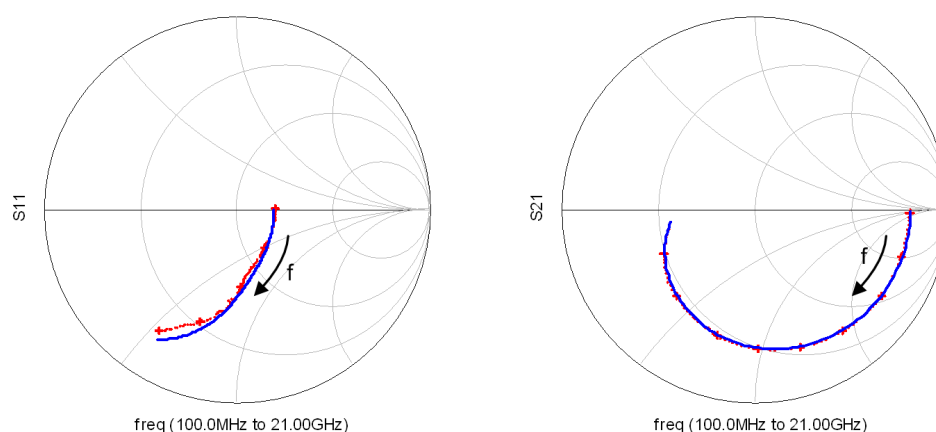
FIG. 3.3 – Modèle équivalent d'une résistance CMS incluant l'effet des plots de soudure

des longueurs ainsi que la largeur sont égales aux dimensions du plot. La première ligne de longueur  $L1$  permet de modéliser la longueur électrique depuis l'excitation du plot jusqu'au composant. La seconde ligne permet de modéliser le reste du plot qui joue le rôle de stub circuit ouvert. La longueur  $L1$  est déterminée lors de l'optimisation avec les autres paramètres. Deux résistances de 24 et 47  $\Omega$  sont utilisées pour la stabilisation de l'oscillateur. L'extraction de leurs paramètres est résumée dans la TAB.3.3.

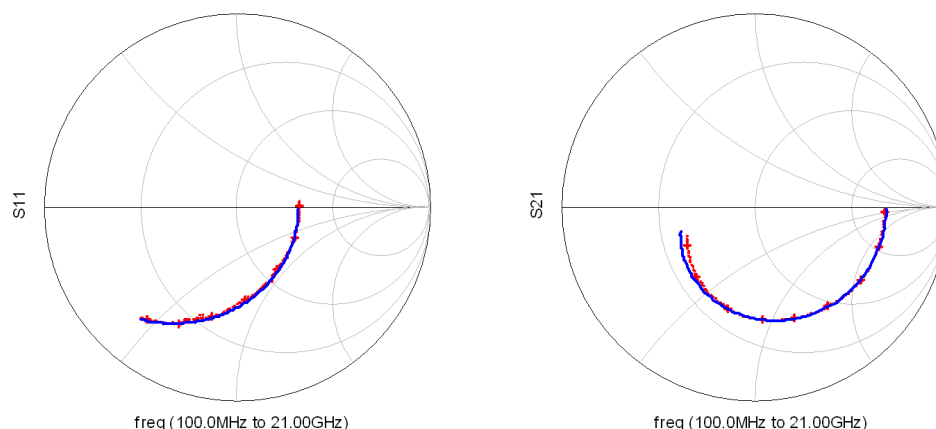
TAB. 3.3 – Paramètres du modèle des résistances de stabilisation

$R_s$ ( $\Omega$ )	$C_s$ (fF)	$L_s$ (nH)	$C_p$ (fF)	$L1$ (mm)
24	/	0,37	127	0,3
47	/	0,38	145	0,3

La capacité parasite entre les deux plots est négligeable pour ces deux composants. Les FIG. 3.4 et 3.5 montrent la comparaison obtenue avec la mesure pour chaque modèle de résistance.


 FIG. 3.4 – Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de 24  $\Omega$ 

On obtient un bon accord entre les mesures et la simulation avec le modèle pour ces deux résistances. Les éléments parasites pris en compte sont donc suffisants pour


 FIG. 3.5 – Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de  $47 \Omega$ 

les modéliser. D'autres résistances CMS sont utilisées dans le circuit pour polariser le transistor. Le modèle utilisé dans ce cas donne de moins bons résultats, notamment au-dessus de 12 GHz. D'autres effets parasites apparaissent donc. Cependant, ces résistances se situent derrière des éléments d'isolation (lignes quart d'onde). Leur influence en RF sur l'état établi est donc négligeable. Elles entrent seulement en ligne de compte dans l'étude de stabilité puisqu'elles seront vues en dehors de la fréquence d'oscillation. Un modèle fiable jusqu'à 12 GHz est donc suffisant. Au-dessus, les risques d'instabilité deviennent négligeables vu le gain du transistor.

Les paramètres sont les mêmes et extraits de la même manière que pour les résistances de stabilisation. L'extraction de leurs paramètres est résumée dans la TAB.3.4.

TAB. 3.4 – Paramètres du modèle des résistances de polarisation

$R_s$ ( $\Omega$ )	$C_s$ (fF)	$L_s$ (nH)	$C_p$ (fF)	$L1$ (mm)
130	/	0,1	130	0,3
200	/	/	145	0,3
100 k	/	/	139	0,3

Les FIG. 3.6, 3.7 et 3.8 montrent la comparaison obtenue avec la mesure pour chaque modèle de résistance de polarisation.

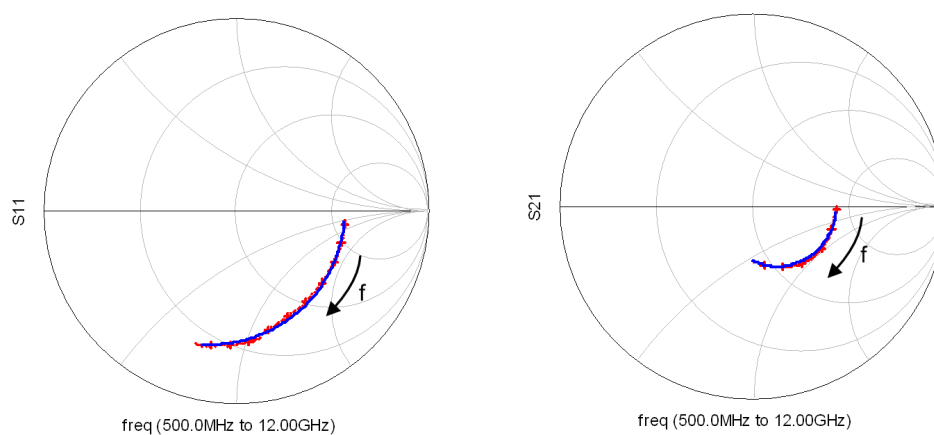
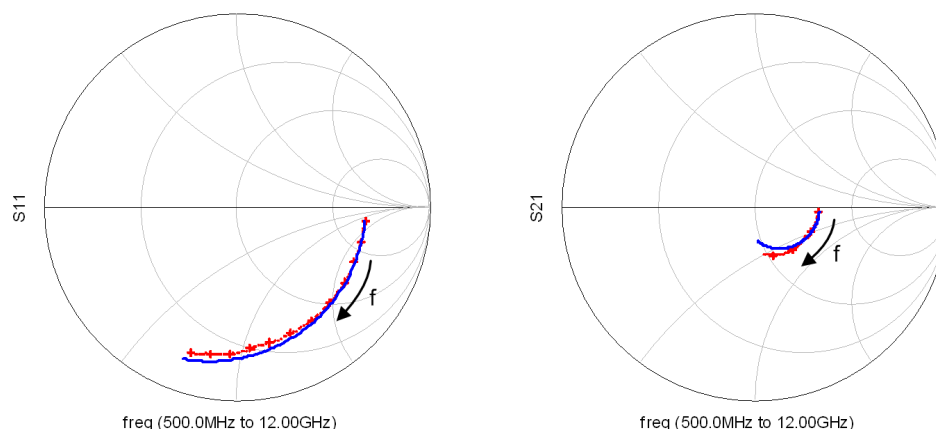
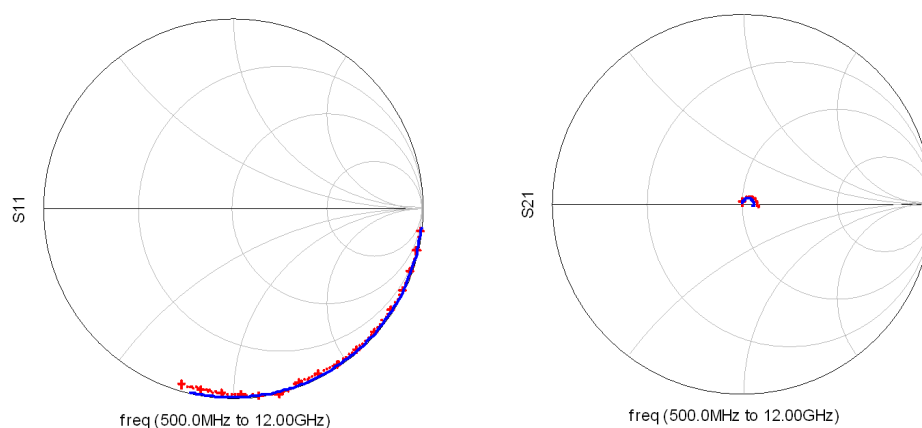


FIG. 3.6 – Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de 130  $\Omega$




 FIG. 3.7 – Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de 200  $\Omega$ 

 FIG. 3.8 – Comparaison mesure-modèle pour une résistance CMS 0603 de 100 k $\Omega$ 

### 3.3.2 Modélisation des capacités

Les capacités RF utilisées dans notre circuit sont de type céramiques multicouches (FIG. 3.9). Elles sont constituées d'un "sandwich" d'électrodes séparées par un diélectrique, généralement de faible constante diélectrique (NPO :  $\epsilon_r = 37$ ). Cette configuration permet d'obtenir des capacités de faibles valeurs, quelques dixièmes de pF jusqu'à plusieurs nF.

Les qualités intrinsèques d'une capacité sont donc jugées grâce à plusieurs critères :

- la tenue en tension : au-dessus d'une certaine tension, le champ électrique devient trop fort et la capacité est détruite par claquage.
- la stabilité en température : Le diélectrique NPO possède une très bonne stabilité en température.
- le facteur de qualité  $Q$  : il est lié à la résistance équivalente série,  $R_s$ , présentée par la capacité ( $Q = X_C/R_s$ ). Cette résistance modélise les pertes métalliques des

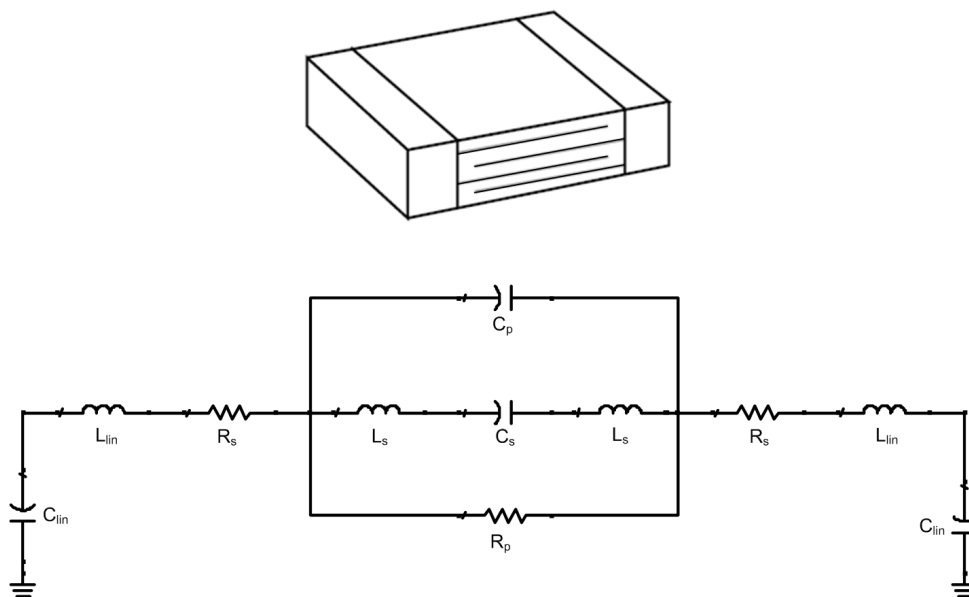


FIG. 3.9 – Capacité multi-couches et son modèle équivalent

contacts terminaux et des électrodes ainsi que les pertes dans le diélectrique. Elle augmente avec la racine carrée de la fréquence.

- la résistance  $R_p$  : elle modélise les courants de fuite dans la capacité. Ces courants de fuite augmentent avec la fréquence, la résistance diminue donc.
- la fréquence de résonance série : elle est due à l'inductance parasite  $L_s$  existante pour tous types de conducteurs. C'est la fréquence limite à partir de laquelle le comportement du composant passe d'un comportement capacitif à un comportement inductif. Pour réaliser les capacités de réglage de notre circuit, il faudra donc utiliser le composant bien en-dessous de cette fréquence.
- la fréquence de résonance parallèle : dans un second ordre, on considère que la capacité totale est partagée. La première partie,  $C_s$ , vient en série avec l'inductance parasite, créant la fréquence de résonance série. La seconde,  $C_p$ , vient en parallèle avec cette inductance créant la fréquence de résonance parallèle.

La modélisation des capacités est effectuée de la même manière que pour les résistances. Les composants sont mesurés en réflexion et en transmission en paramètres  $[S]$  un ou deux accès. On utilise ensuite une optimisation gradient d'ADS pour faire correspondre les mesures avec la simulation du modèle et en extraire les paramètres. Les plots d'accès seront pris en compte de la même manière que pour les résistances. La taille du boîtier étant la même, la longueur électrique introduite par le plot est gardée à 0,3 mm, tandis que la longueur du stub est de 0,1 mm. Enfin, l'effet "ligne de transmission" apparaissant lorsque le composant est collé sur le substrat est modélisé par deux capacités  $C_{lin}$  et deux inductances  $L_{lin}$ .

Les paramètres extraits sont montrés dans la TAB.3.5.

TAB. 3.5 – Paramètres du modèle des capacités CMS 0603

$C$ (pF)	$(\Omega)$	$C_s$ (pF)	$C_p$ (pF)	$L_s$ (nH)	$R_s$ ( $\Omega$ )	$R_p$ (k $\Omega$ )	$C_{lin}$ (pF)	$L_{lin}$ (nH)
0,2		0,2	/	0,1	0,29	15,9	0,15	0,18
0,4		0,29	0,11	0,1	0,45	7,9	0,14	0,21

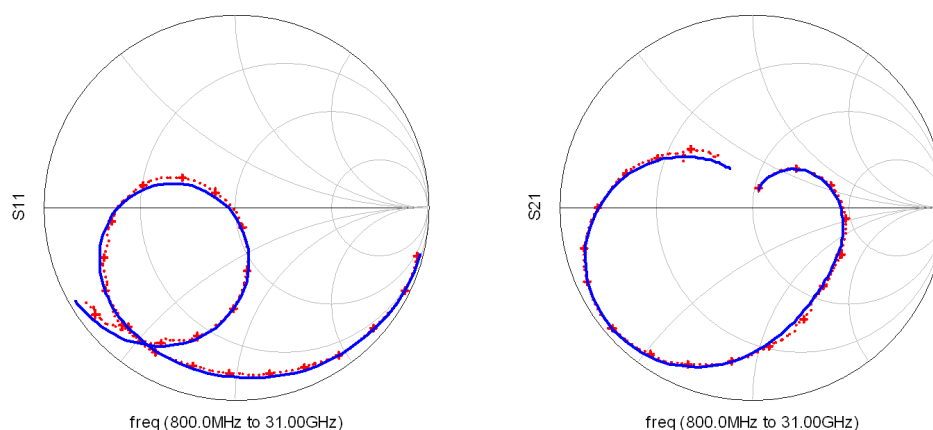


FIG. 3.10 – Comparaison entre la mesure et la simulation du modèle pour une capacité CMS 0603 de 0,2 pF

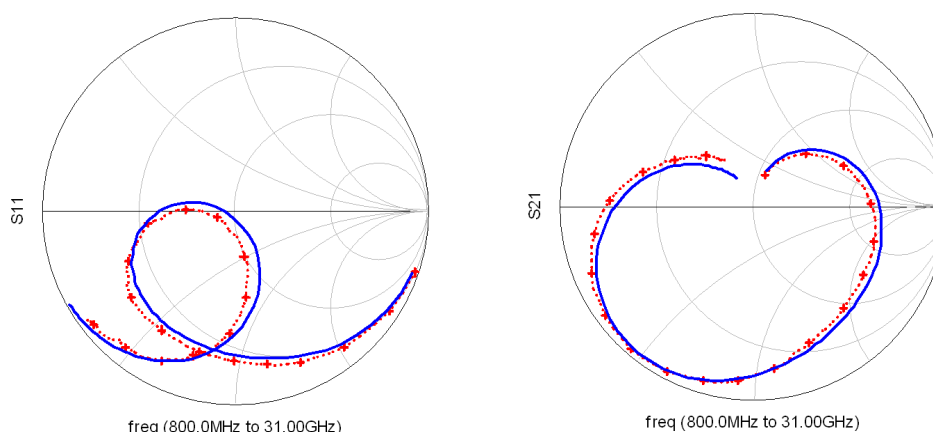


FIG. 3.11 – Comparaison entre la mesure et la simulation du modèle pour une capacité CMS 0603 de 0,4 pF

### 3.4 Conception de l'oscillateur

La réalisation d'un oscillateur hybride à 10 GHz, en utilisant un transistor encapsulé, nécessite une grande attention de la part du concepteur. À cette fréquence, il existe en effet de nombreux effets parasites qui, si l'on n'y prend pas garde, peuvent créer des instabilités qui vont prendre le pas sur le régime de fonctionnement souhaité. Il est donc nécessaire d'effectuer de nombreux compromis et réglages par rapport à un circuit idéal.

Cette partie explique la démarche employée jusqu'à la réalisation de l'oscillateur.

La première étape, avant de concevoir l'OCT à base de varactors MEMS, est de réaliser un oscillateur à fréquence fixe qui pourra servir de référence pour la réalisation finale. La conception de la partie active (partie qui permet de compenser exactement les pertes du résonateur à l'état établi) doit donc être compatible avec l'utilisation d'un résonateur rapporté. Dans ce but, une topologie en réflexion, mettant en vis à vis la partie active (qui se comporte alors comme une résistance négative) et le résonateur est préférée. Ainsi, il sera aisé de remplacer le résonateur à fréquence fixe de la première conception par le résonateur à varactors MEMS.

### 3.4.1 Conception du résonateur

Dans cette partie, nous verrons la conception de deux résonateurs : le premier est destiné aux tests préliminaires sur la résistance négative, le second est destiné à accueillir le varactor MEMS.

#### 3.4.1.1 Conception d'un premier résonateur à fréquence fixe

Le résonateur choisi est un résonateur à lignes couplées de longueur  $\lambda/2$ . Le circuit étant en technologie hybride, la contrainte de surface est bien moindre qu'avec un circuit intégré. Il est donc possible d'utiliser ce type de résonateur qui permet d'obtenir un meilleur coefficient de qualité qu'un résonateur de type LC tout en ayant de bonnes possibilités d'accord lorsqu'on vient le perturber avec un varactor. Le facteur de qualité peut-être défini de diverses manières [60] :

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad \text{avec } \Delta\omega \text{ la bande passante à -3 dB} \quad (3.3)$$

$$Q = 2\pi \frac{\text{Énergie stockée}}{\text{Énergie libérée par cycle}} \quad (3.4)$$

$$Q = \frac{\omega_0}{2} \frac{d\phi}{d\omega} \quad (3.5)$$

C'est la troisième solution qui est la plus communément employée dans le cas des oscillateurs [60]. Un dernier formalisme décrivant le facteur de qualité a été introduit par Ohira [61] qui le désigne comme rigoureux. Dans le cas d'un résonateur à un accès (en réflexion), il déduit la relation suivante :

$$Q = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{d \ln(z)}{d\omega} \right| \quad (3.6)$$

où  $z$  est l'impédance d'entrée normalisée du résonateur. Dans notre cas, les facteurs de qualité obtenus grâce aux équations (3.5) ou (3.6) donnent le même résultat à la fréquence de résonance. Les facteurs de qualité simulés pour chaque résonateur seront calculés grâce à la relation (3.6).

L'oscillateur fonctionnant en réflexion, la topologie du résonateur utilisé est celle indiquée FIG. 3.12. Une ligne se terminant en circuit ouvert de longueur  $\lambda/2$  est couplée à une seconde ligne de même longueur.

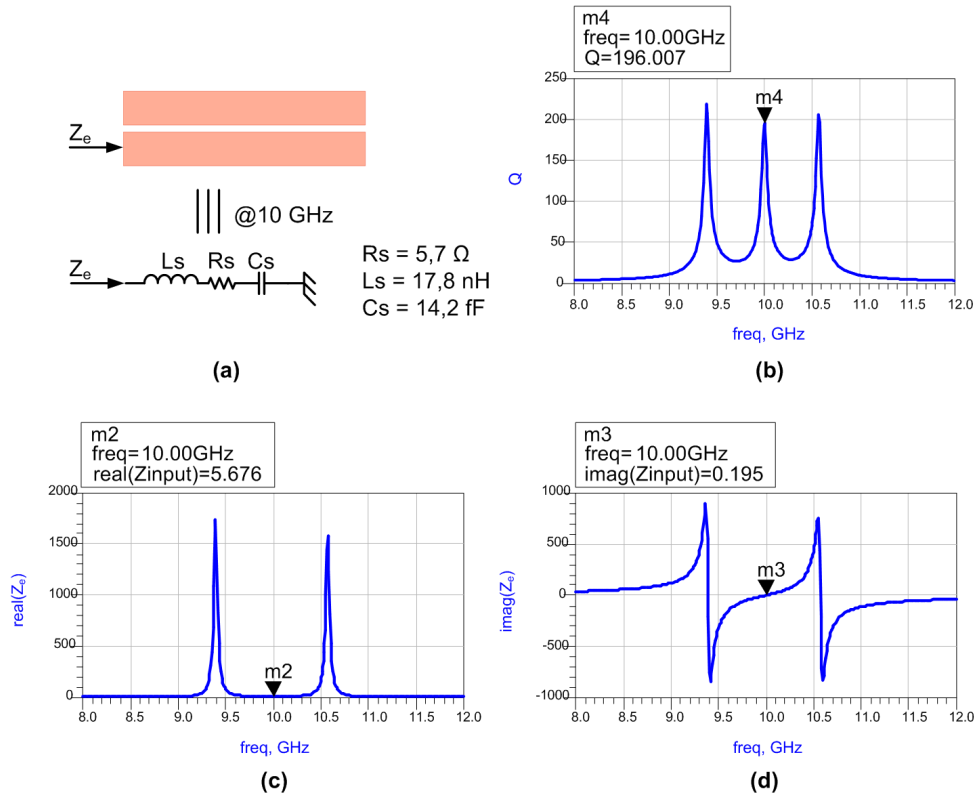


FIG. 3.12 – (a) Résonateur à lignes couplées terminé en circuit ouvert et son modèle équivalent à 10 GHz, (b) son facteur de qualité (c) et (d) les parties réelle et imaginaire de son impédance d'entrée

Les simulations ont été réalisées avec le simulateur électromagnétique Momentum. Ces lignes présentent une résonance série à 10 GHz avec un facteur de qualité de 196. Aux fréquences proches de la résonance, on peut modéliser les lignes couplées par un circuit RLC série dont les valeurs peuvent être estimées grâce aux relations suivantes :

$$L_s = \frac{Q \cdot R_s}{\omega_0} \quad (3.7)$$

$$C_s = \frac{1}{Q \cdot R_s \cdot \omega_0} \quad (3.8)$$

$\omega_0$  est la pulsation à la résonance,  $R_s$  la résistance série déterminée grâce à la partie

réelle de l'impédance d'entrée du résonateur à la résonance et  $Q$  le facteur de qualité du résonateur.

Le fait d'avoir des lignes larges permet de réduire la résistance série du résonateur et d'améliorer son coefficient de qualité. On se fixe toutefois une impédance caractéristique minimale de  $25 \Omega$ . Quant à la distance de couplage (inter-lignes), elle représente un compromis entre le facteur de qualité du résonateur et la résistance série : des lignes faiblement couplées possèdent un temps de groupe élevé mais des pertes importantes et l'inverse pour des lignes fortement couplées.

On observe aussi des résonances parallèles à 9,4 GHz et 10,6 GHz. Enfin, un circuit ouvert est équivalent à un court-circuit si on se place à une longueur de  $\lambda/4$  de celui-ci. Il existe donc une seconde résonance série à 5 GHz. Toutes ces résonances doivent être éliminées pour ne pas risquer de rendre notre circuit instable ailleurs qu'à la fréquence souhaitée. La solution consiste à charger le résonateur par une impédance (FIG. 3.13). Cela est fait avec une impédance de  $50 \Omega$ . Elle constituera d'ailleurs l'impédance de charge représentant la sortie de l'oscillateur. En effet, le résonateur agit comme un coupleur qui va réfléchir la majeure partie de la puissance vers la partie active et en laisser passer une faible partie vers la charge. Il est donc très pratique de se servir de ce phénomène si la puissance de sortie de l'oscillateur n'est pas un critère déterminant.

On constate que les fréquences de résonance parallèles ont disparu. De même, à 5 GHz, le court-circuit n'existe plus puisque la sortie n'est plus en circuit ouvert. La résistance série à la résonance est de  $5,2 \Omega$ . La résistance négative devra donc être inférieure à  $-5,2 \Omega$  pour espérer un départ d'oscillation. Il est possible de réduire cette résistance série en couplant à la ligne centrale une seconde ligne de même longueur que la première (FIG. 3.14).

On obtient une résistance série de  $3,4 \Omega$  qui est bien diminuée par rapport à la précédente. En revanche, le facteur de qualité est maintenant de 147. Dans un premier temps, ce résonateur sera préféré au précédent pour s'assurer du départ des oscillations.

Enfin, pour valider les simulations effectuées précédemment, un résonateur est réalisé puis mesuré. La comparaison entre sa mesure et la simulation est faite sur la FIG. 3.15. Il existe un écart de 0,5 % entre les fréquences de résonance mesurée et simulée. Il peut exister des dispersions sur la valeur de la constante diélectrique de l'alumine. Celle utilisée pour ce résonateur semble présenter un  $\epsilon_r$  de 9,75. Le coefficient de qualité du résonateur mesuré possède un facteur de qualité de 125 contre 145 en simulation.

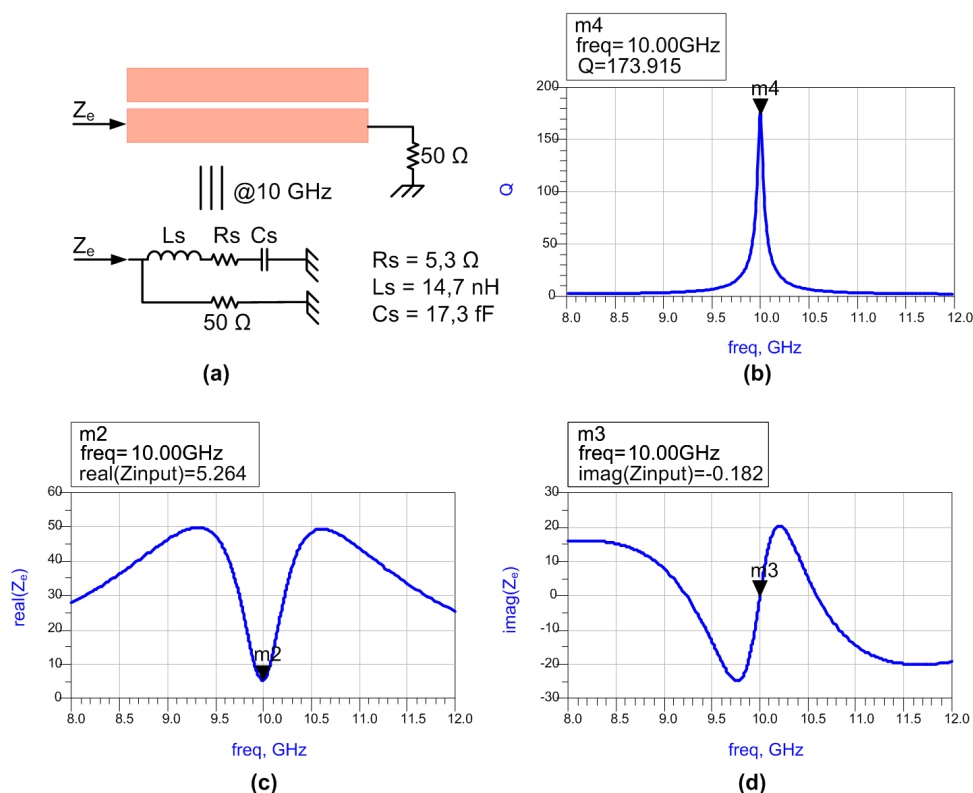


FIG. 3.13 – (a) Résonateur à lignes couplées terminé chargé sur 50  $\Omega$  et son modèle équivalent à 10 GHz, (b) son facteur de qualité (c) et (d) les parties réelle et imaginaire de son impédance d'entrée

### 3.4.1.2 Conception du résonateur adapté à l'utilisation des varactors MEMS

Dans un second temps, des modifications sont réalisées sur ce premier résonateur pour le rendre compatible avec l'utilisation du varactor MEMS (FIG. 3.16). La topologie a été définie par l'équipe MINACOM de XLIM. Ce varactor permet de faire varier le couplage entre la ligne demi-onde principale du résonateur et les deux lignes supérieures. Ceci a pour effet de décaler la fréquence de résonance en modifiant l'impédance de terminaison de la ligne principale, qui, sans cet ajout est en circuit ouvert.

Notre travail consiste à dimensionner géométriquement ce résonateur pour le rendre compatible avec la partie active. Pour cela, des simulations électromagnétiques sont effectuées sur ce résonateur dont le varactor sera représenté par un niveau métallique au-dessus d'un gap d'air dont la hauteur est variable. Le varactor à l'état haut donne le moins de couplage et donc la fréquence de résonance haute et le varactor à l'état bas la fréquence de résonance basse. Le résonateur est alors dimensionné pour centrer la bande d'accord autour de 10 GHz (FIG. 3.17).

La dimension du résonateur final est désormais connue. Un résonateur à fréquence fixe

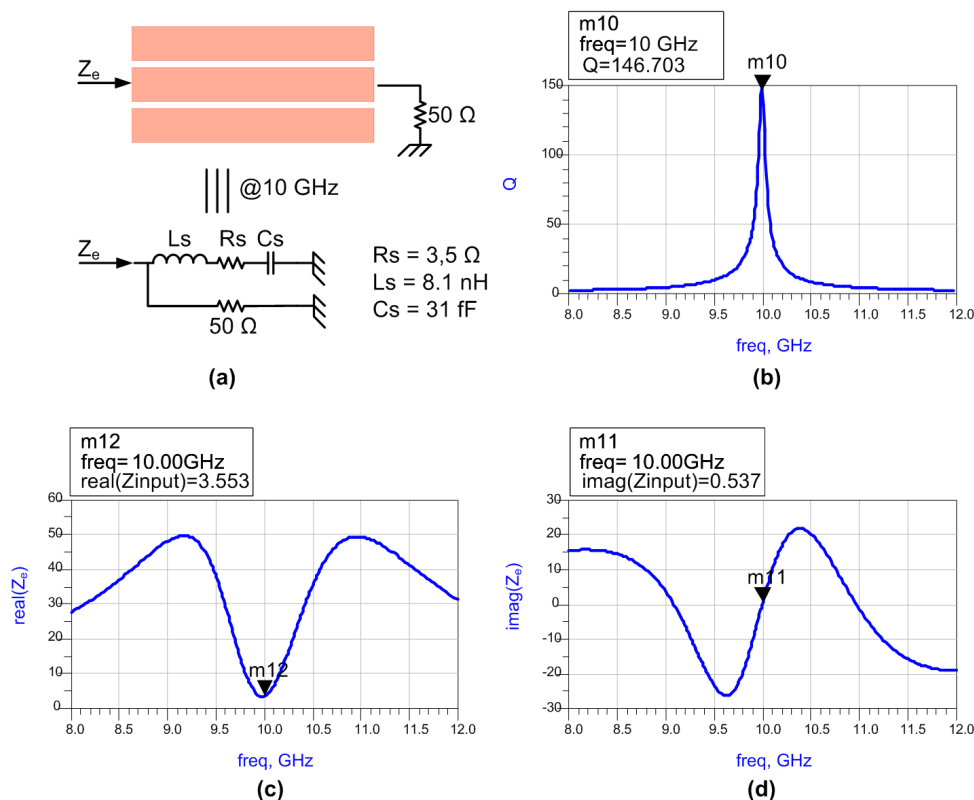


FIG. 3.14 – (a) Résonateur à double lignes couplées terminé chargé sur  $50 \Omega$  et son modèle équivalent à  $10 \text{ GHz}$ , (b) son facteur de qualité (c) et (d) les parties réelle et imaginaire de son impédance d'entrée

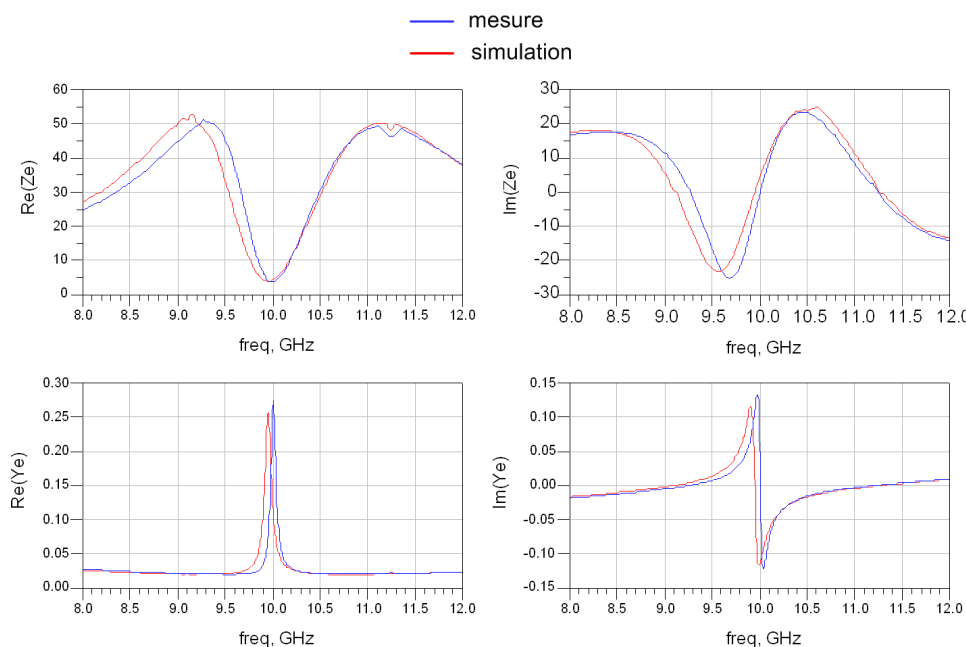


FIG. 3.15 – Comparaison entre la simulation électromagnétique et la mesure

possédant les mêmes dimensions est réalisé pour tester sa compatibilité avec la résistance négative. La seule différence est donc que ce résonateur ne possède pas les varactors (FIG.



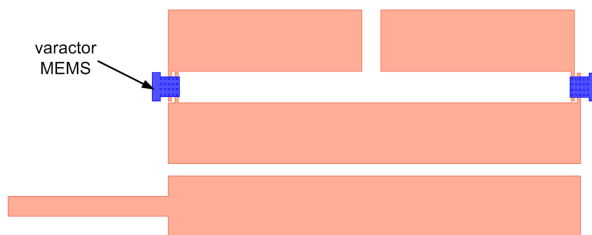


FIG. 3.16 – Layout du résonateur destiné à accueillir les varactors MEMS

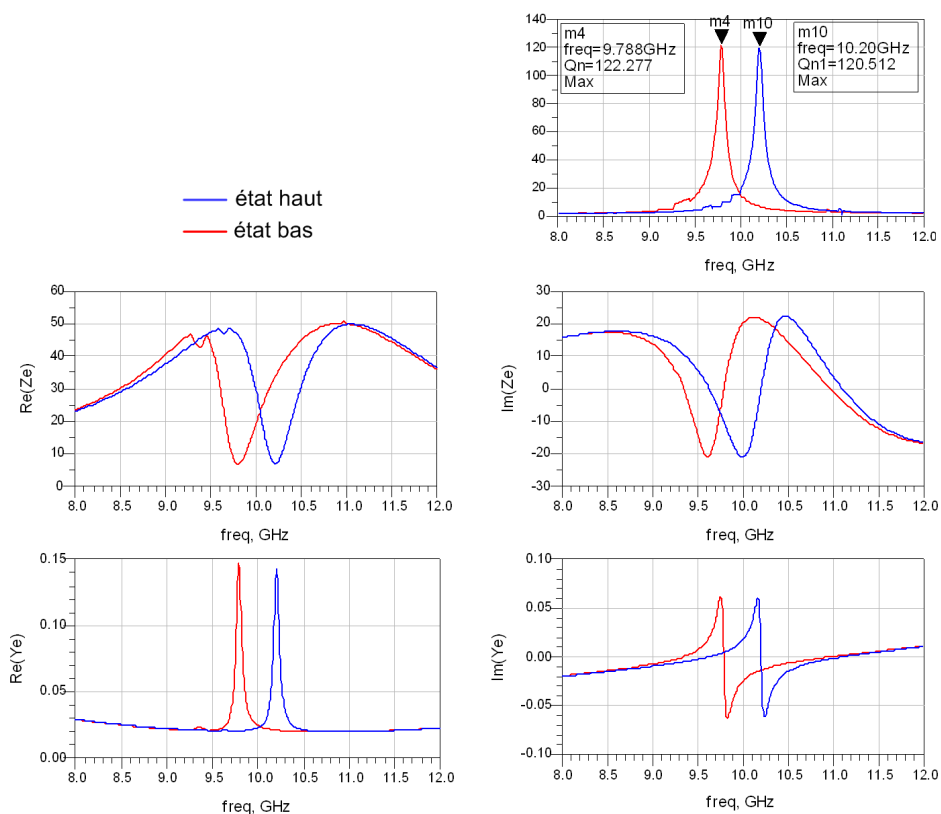


FIG. 3.17 – Impédance et admittance d'entrée simulée du résonateur lorsque le varactor est à l'état haut ou à l'état bas

3.18).

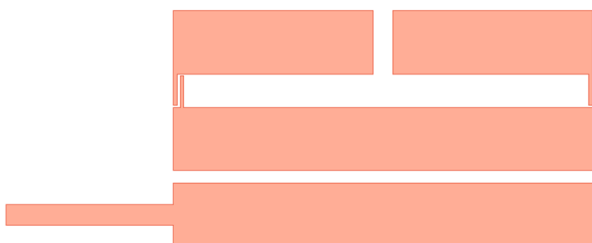


FIG. 3.18 – Layout du résonateur sans les varactors MEMS

La mesure de ce résonateur est montrée sur la FIG. 3.19. Sa fréquence de résonance est égale 10,16 GHz au lieu des 10,29 GHz simulés. Cette simulation est effectuée avec une constante diélectrique  $\epsilon_r = 9,75$ , de la même manière que pour le résonateur réalisé lors du

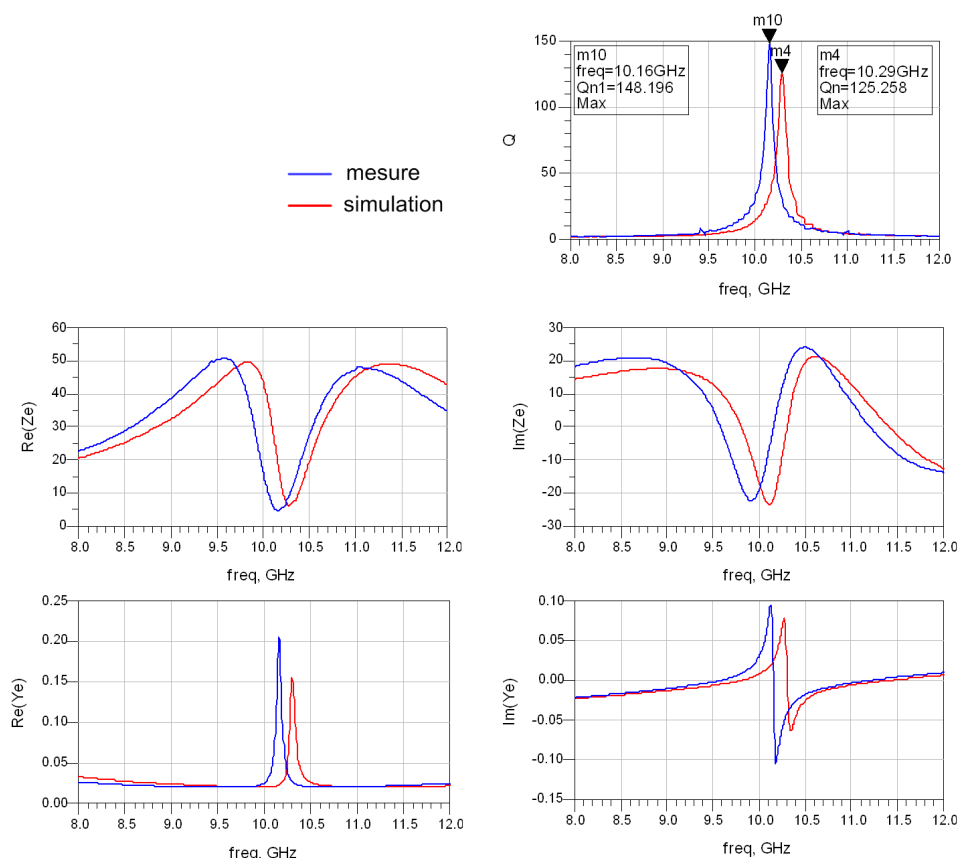


FIG. 3.19 – Comparaison entre impédance ou admittance d’entrée mesurée et simulée du résonateur sans les varactors MEMS

précédent lancement. Il est probable que le fournisseur n’ait pas utilisé la même alumine entre les deux lancements de circuit. Dans ce cas,  $\epsilon_r = 9,9$  donnerait la même fréquence de résonance. Ceci montre qu’il est important de mesurer le résonateur séparément à chaque lancement pour vérifier s’il existe des dispersions technologiques.

### 3.4.2 Conception de la partie active

La topologie choisie s’apparente à un oscillateur de Clapp (FIG. 3.20). Il est très voisin de l’oscillateur de Colpitts auquel on ajoute une capacité  $C_s$  en série avec l’inductance  $L_s$ . La topologie de Colpitts est très utilisée dans les oscillateurs microondes modernes pour obtenir un faible bruit de phase. L’oscillateur de Clapp étant une simple variante de celui de Colpitts, il présente les mêmes avantages.

Dans le cas d’un OCT, c’est la capacité  $C_s$  qui sert de varactor pour accorder la fréquence d’oscillation. Dans un oscillateur de Colpitts, c’est une des capacités  $C_1$  ou  $C_2$  qui permet d’accorder la fréquence. Ces deux capacités étant aussi utilisées comme diviseur de tension dans la boucle de retour, l’amplitude de l’oscillation est amenée à

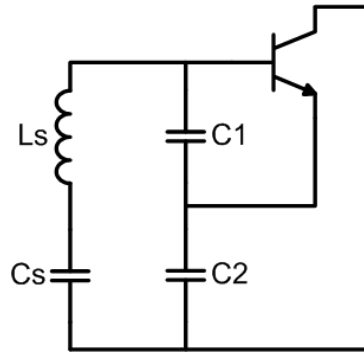


FIG. 3.20 – Schéma de l'oscillateur de Clapp

changer lorsqu'on fait varier l'une d'elle. Ce n'est pas le cas dans l'oscillateur de Clapp où le diviseur reste inchangé sur toute la bande d'accord. Dans le cas idéal, la fréquence d'oscillation est déterminée grâce à la relation suivante :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_s} \left( \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)} \quad (3.9)$$

Dans notre montage, le transistor est monté en base commune. Cela permet d'atteindre de plus hautes fréquences que le montage en émetteur commun puisque l'effet Miller sur la capacité base-collecteur n'a pas lieu. L'inductance  $L_s$  et la capacité  $C_s$  de l'oscillateur de Clapp sont remplacées par le résonateur à lignes couplées présenté dans la partie précédente (FIG. 3.21). Dans notre cas, la capacité  $C_s$  est très faible (environ 30 fF). On négligera donc le rôle de  $C_1$  et  $C_2$  dans la détermination de la fréquence d'oscillation qui correspondra alors à la fréquence de résonance du résonateur à lignes couplées.

Les conditions de démarrage pour chacun des deux formalismes, résistance négative ou circuit bouclé ont été abordées dans le chapitre 1. Ces deux formalismes sont complémentaires et si chacun traite des conditions de démarrage ou de la stabilité de l'oscillateur, ils permettent de se placer à différents niveaux. Le formalisme de la résistance négative permet d' "observer" le circuit de façon locale, aux bornes du résonateur. Il est alors possible de connaître les fréquences pour lesquelles la partie active est capable de fournir de l'énergie au résonateur et ainsi déterminer la bande d'accord potentielle pour un OCT (tout en considérant les conditions de phase, bien sûr). En revanche, ce formalisme ne permet pas d'effectuer l'étude de stabilité globale de l'oscillateur. La méthode de calcul de la boucle ouverte développée à XLIM permet, elle, de réaliser cette tâche. Ces deux formalismes seront donc utilisés lors de la conception de l'oscillateur.

Comme le montre la FIG. 3.21, la résistance négative est formée par le transistor

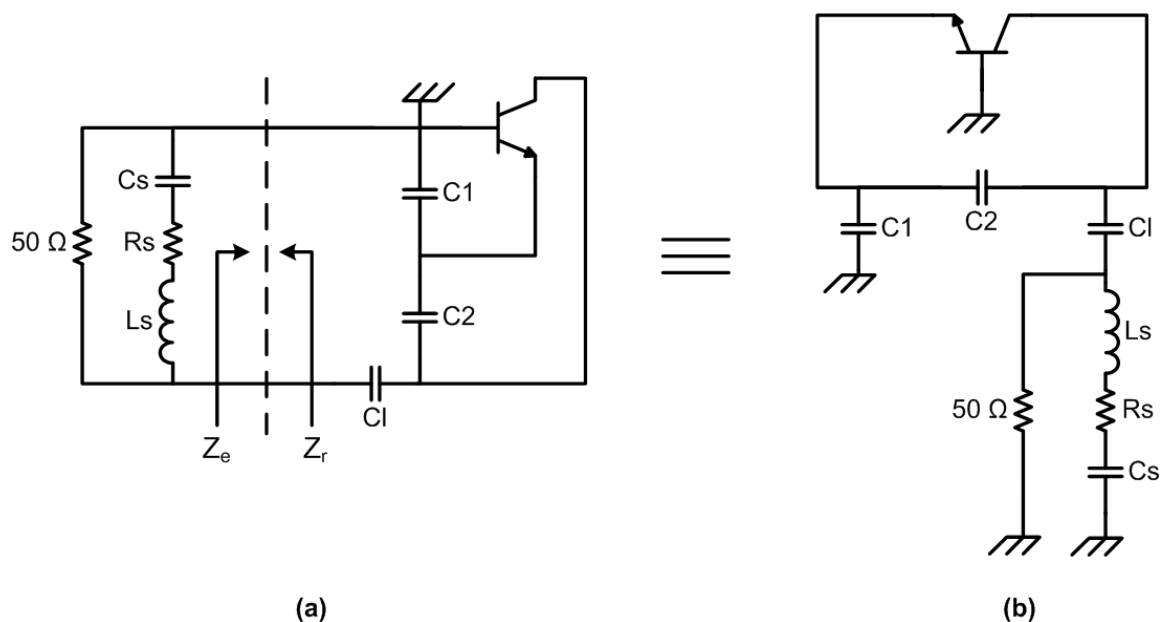


FIG. 3.21 – Schéma de l'oscillateur réalisé représenté en (a) résistance négative (b) circuit bouclé

monté en base commune réactionné par le diviseur capacitif formé par  $C1$  et  $C2$ . Il existe des calculs analytiques pour dimensionner ces capacités en vue d'optimiser la puissance ou le bruit de phase. Cependant, il apparaît bien vite qu'ils seront impossibles à appliquer dans ce cas. En effet, le boîtier du transistor, les composants CMS et les lignes de transmission génèrent de nombreux effets parasites déjà très présents à 10 GHz, rendant ces calculs extrêmement compliqués. Il est alors indispensable de recourir aux outils de simulation avancés, explicités dans la première partie de ce travail.

Nous avons mentionné le fait que le calcul de l'impédance d'entrée de la résistance négative était insuffisant pour juger de la stabilité globale du circuit. C'est aussi le cas du module ADS OscTest (partie 1.4.1.2) pour calculer la FTBO, qui pose le même problème puisque la détection des instabilités n'est pas possible à tous les endroits du circuit. D'éventuelles boucles de réaction internes peuvent causer des instabilités indétectables à l'extérieur de ces boucles. En ce sens, l'ouverture de la boucle par commande externe de la source commandée du transistor est la meilleure solution puisque toute instabilité prend sa source en ce lieu qui est le seul à même de fournir de l'énergie. A titre d'exemple, la FIG. 3.22 montre la simulation de la stabilité linéaire d'une première conception de l'oscillateur à résistance négative par la boucle ouverte ADS puis par la boucle ouverte XLIM. Sur la FTBO calculée par la méthode XLIM, on détecte deux instabilités, l'une à 4 GHz, l'autre à 10 GHz. Or, à 4 GHz, la résistance d'entrée de la partie active est positive et aucune instabilité n'est détectée avec la méthode de l'OscTest (résultat équivalent pour diverses impédances caractéristiques). Pour effectuer la vérification de la

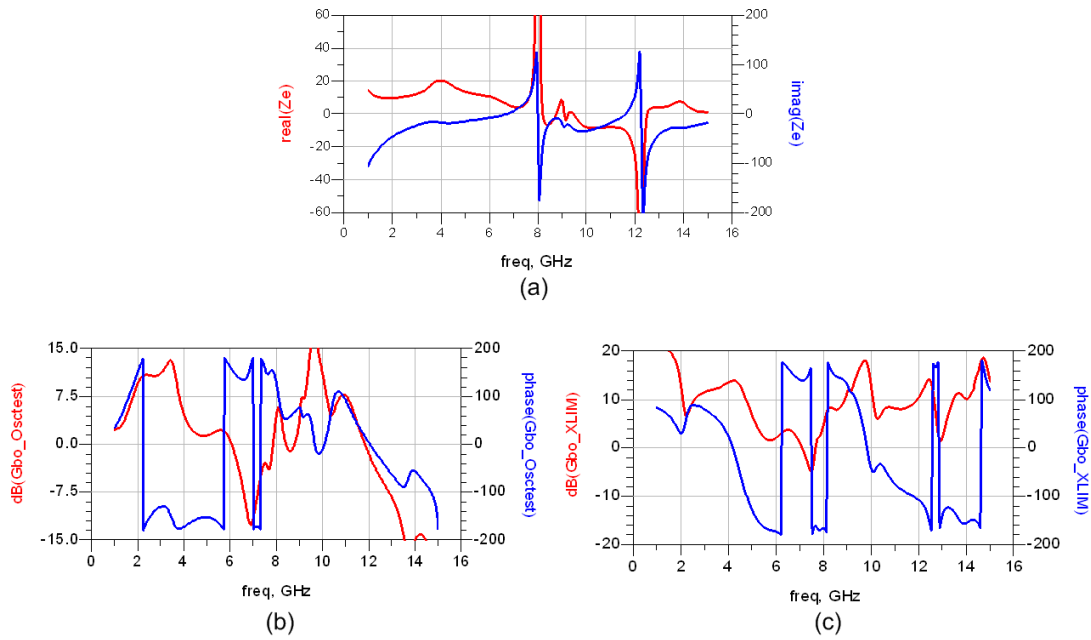


FIG. 3.22 – Étude de stabilité linéaire d'une première conception (a) Impédance d'entrée de la partie active (b) FTBO ADS (c) FTBO XLIM

stabilité linéaire, une identification des pôles instables de l'oscillateur est effectuée (FIG. 3.23) par le logiciel STAN (partie 1.4.1.3). Cette méthode possédant des bases théoriques totalement rigoureuses, elle nous servira de référence. Avec cette dernière, des instabilités

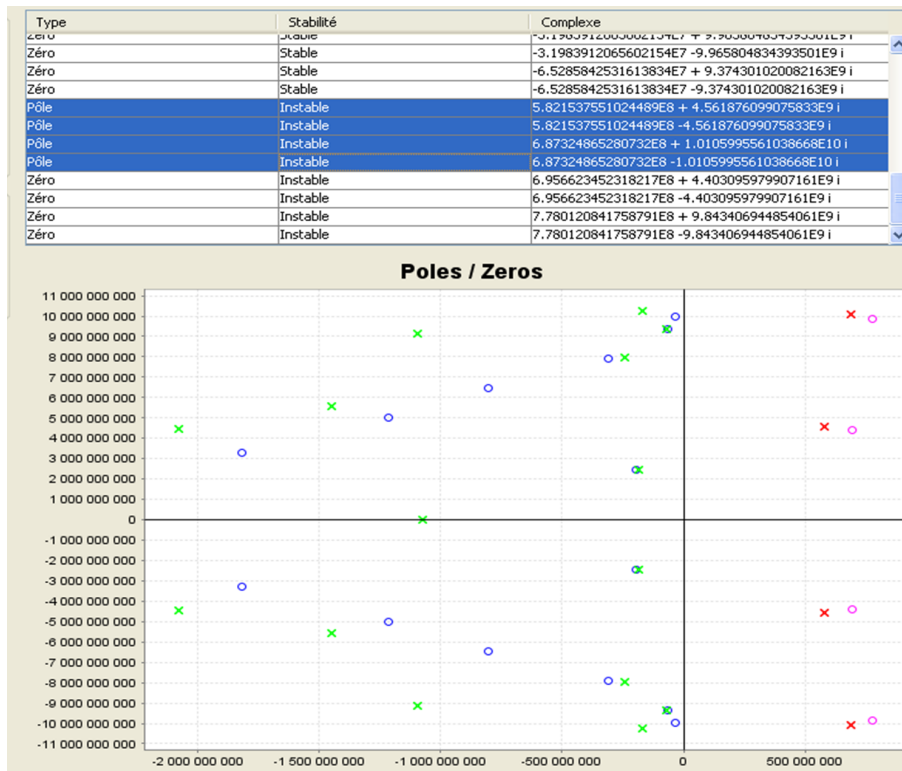


FIG. 3.23 – Étude de stabilité linéaire d'une première conception par la méthode d'identification des pôles instables de l'oscillateur

sont détectées à 4,56 GHz et 10,1 GHz, conformément à l'étude de stabilité linéaire par la FTBO XLIM, ce qui confirme la validité de cette dernière.

Un second circuit est donc conçu. Il reprend la même topologie mais les valeurs des composants ainsi que les longueurs de lignes sont changées. Seule la méthode de la FTBO implémentée à XLIM est maintenant utilisée. L'OscTest peut éventuellement être utilisé avant une simulation HB pour déterminer si le simulateur peut bien détecter les conditions de démarrage. Il utilise en effet ce type de simulation pour calculer la FTBO du circuit. La topologie et la forme du nouveau circuit sont identiques au précédent. Seules les valeurs de capacités et longueurs de ligne sont ajustées pour ne garder qu'une instabilité à 10 GHz tout en présentant un bon facteur de qualité. La FIG. 3.24 permet

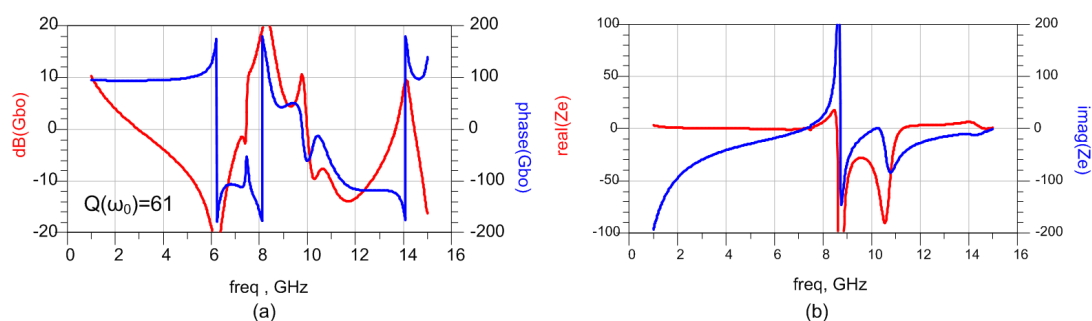


FIG. 3.24 – Étude de stabilité de la seconde conception (a) FTBO (b) Impédance d'entrée de la partie active

de constater que cet objectif est atteint. Pour confirmer cette étude de stabilité, il est important d'effectuer une identification des pôles instables du circuit qui est la seule méthode d'étude de stabilité vraiment rigoureuse. Il ressort un seul pôle instable à 10 GHz (FIG. 3.25).

Il est nécessaire d'effectuer des simulations électromagnétiques pour vérifier la précision des simulations électriques sur les lignes de transmission. Le circuit de polarisation est encore idéal à ce stade. Sa conception sera donc abordée par la suite. Enfin, notre but étant de réaliser un oscillateur à faible bruit phase, nous étudierons les optimisations à effectuer pour l'abaisser au minimum. Cette première conception nous servira donc de base de travail pour la suite.

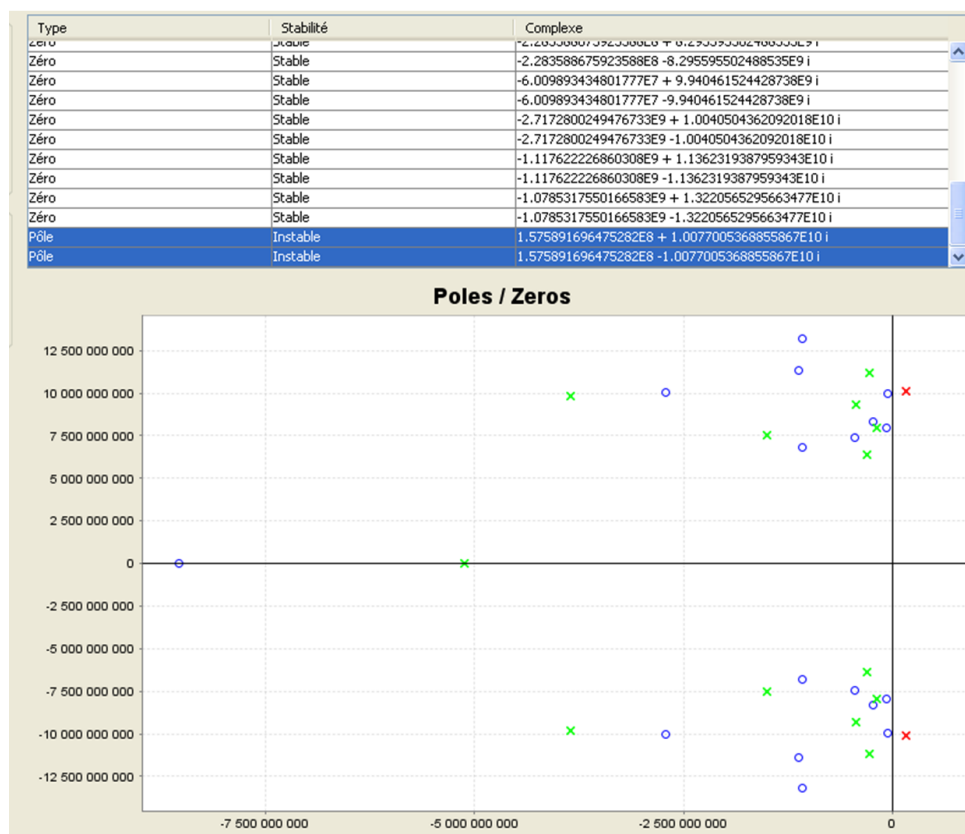


FIG. 3.25 – Etude de stabilité de la seconde conception par identification des zéros instables

### 3.4.3 Utilisation des simulations électriques et électromagnétiques

Les composants du circuit sont tous modélisés grâce à des éléments localisés. En revanche, la simulation des lignes de transmission qui permettent d'interconnecter tous ces éléments offre une alternative. Le premier choix est la simulation de ces lignes grâce aux modèles électriques existants dans le logiciel de simulation. Le second est l'utilisation de simulations électromagnétiques. Dans sa suite logicielle, Agilent met à disposition l'outil Momentum qui permet de calculer le champ électromagnétique en tous points d'une structure plane grâce à la méthode des moments [62] [63]. Bien que cette méthode soit censée donner des résultats plus précis, surtout pour une structure complexe, elle ne peut être utilisée de façon pratique que dans un but de vérification. En effet, les temps de calcul sont sans commune mesure avec la simulation par les modèles électriques qui ont permis d'effectuer la première partie de la conception.

Dans le but de vérifier la validité de ces simulations, des motifs de test élémentaires ont été réalisés pour confronter leur mesure aux deux types de simulation (voir annexe

A.2). De cette comparaison ressort qu'il existe un léger décalage fréquentiel entre la mesure et la simulation électrique dans les deux motifs collecteur et base. La simulation électromagnétique reproduit fidèlement la mesure.

Le fait que la mesure du motif d'émetteur corresponde bien à la mesure électrique montre que la modélisation électrique d'une ligne simple ainsi que celle d'un coude ou d'une transition de largeur est tout à fait précise. La différence dans les deux autres motifs de tests réside dans l'utilisation de tés ainsi que de stubs ouverts. Le motif de base est repris et simplifié pour ne garder que le stub coudé (FIG. 3.26).

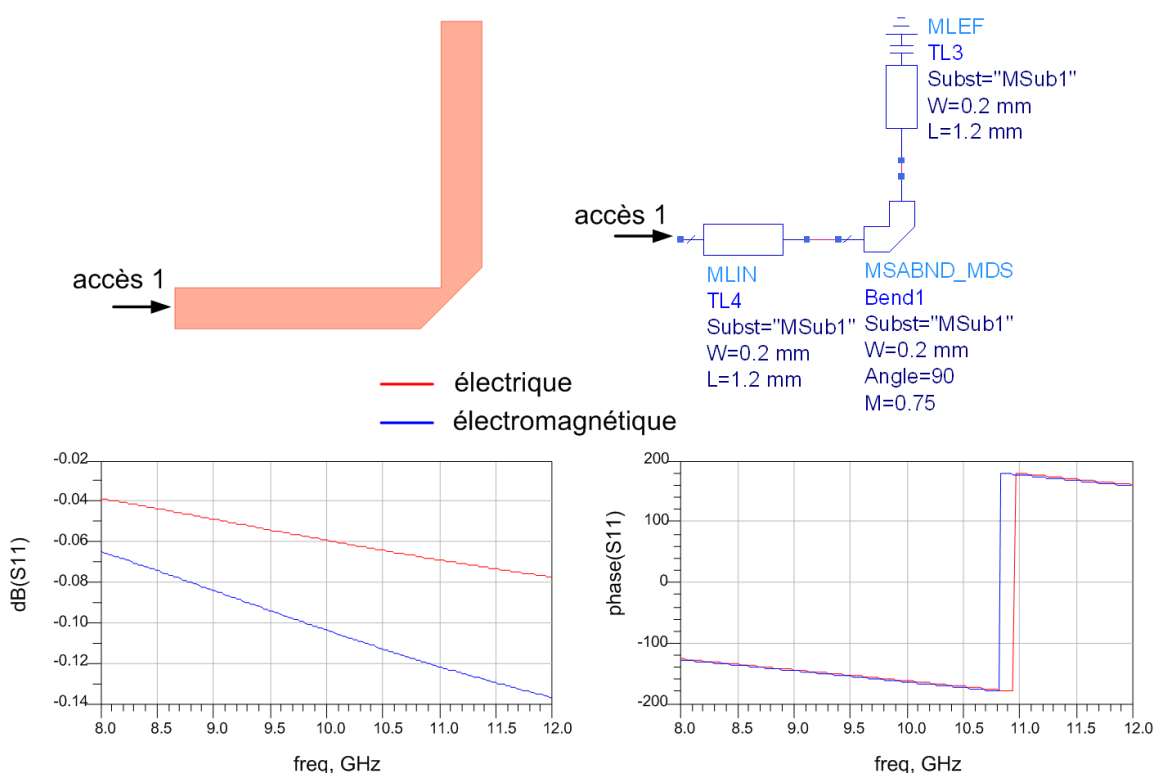


FIG. 3.26 – Comparaison entre simulation électrique et électromagnétique sur un stub coudé

Un écart d'environ 150 MHz est observé entre les deux simulations. Le modèle de stub circuit ouvert électrique prend bien en compte la capacité parasite terminant le stub mais visiblement avec un très léger manque de précision. Lorsqu'on observe le motif de base en transmission (annexe A.2, FIG. A.8), on retrouve alors le décalage par rapport au pic d'absorption mesuré. Or cet élément est censé présenter un court-circuit au transistor à la fréquence d'oscillation. Une imprécision sur cet élément peut donc avoir pour effet de décaler la fréquence centrale.

Il se produit le même phénomène pour le motif de collecteur, mais les conséquences



sont bien moins importantes à cet endroit car les stubs qui sont mesurés dans les motifs de test sont en fait de simples lignes de transmission dans le circuit final. Ils seront donc chargés et ne seront pas autant sujet à une modélisation approximative du circuit ouvert.

En revanche, dans le circuit de polarisation existent d'autres stubs chargés d'isoler le DC de la RF (voir partie 3.4.4) . De plus ces stubs font intervenir des tés dont le facteur de forme est légèrement en dehors de la limite de validité du modèle. Il conviendra donc d'analyser cet ensemble par simulation électromagnétique (FIG. 3.27).

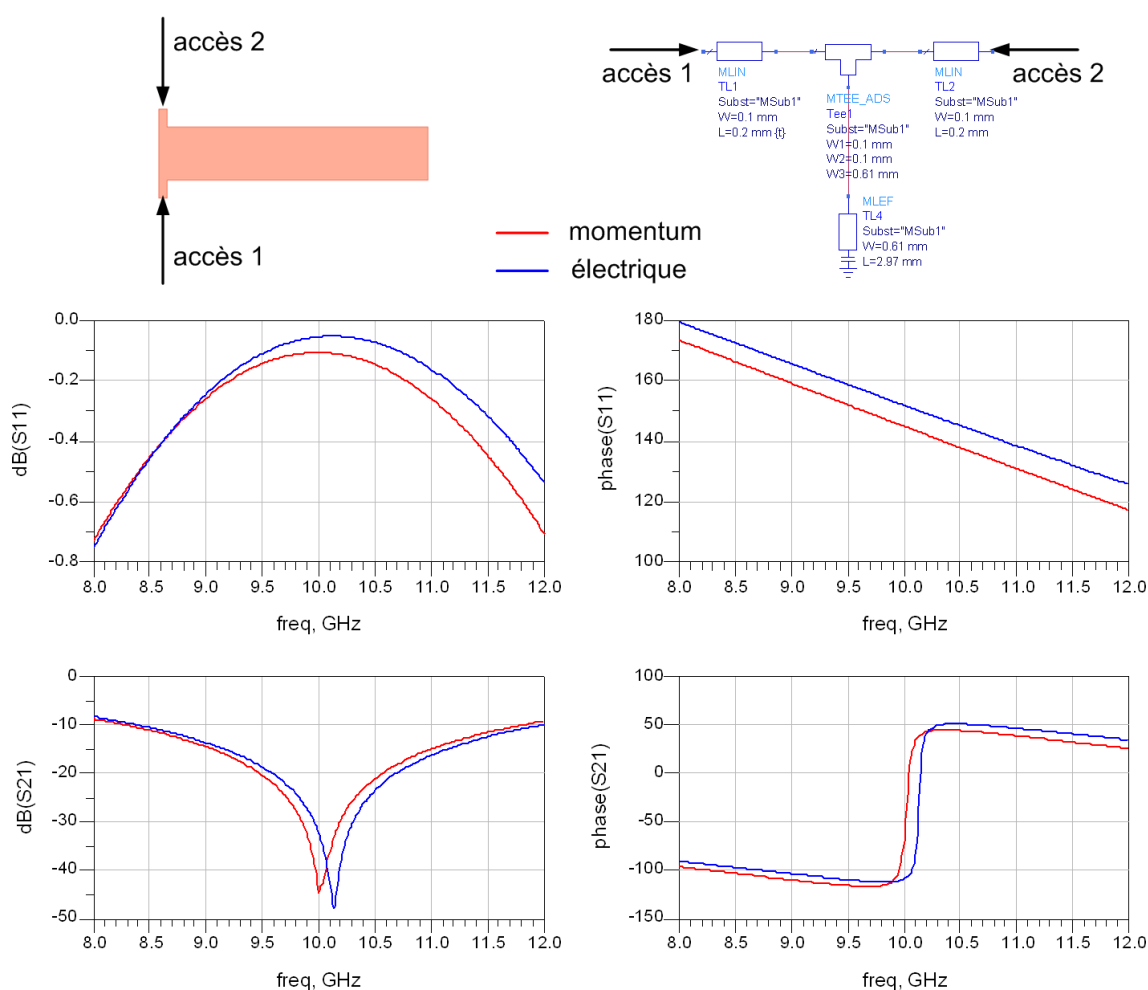


FIG. 3.27 – Comparaison entre simulation électrique et électromagnétique sur un stub du circuit de polarisation

On constate un écart équivalent à celui du motif de base d'environ 200 MHz. Dans ce cas, il est préférable d'utiliser un fichier de paramètres  $[S]$  pour remplacer le modèle électrique manquant de précision. Ce fichier n'offre pas tant de souplesse que le modèle électrique équivalent. Cependant, s'agissant d'éléments dont l'impédance à présenter au circuit est définie, cela n'est pas très gênant puisqu'il n'est plus question de les faire

varier. C'est le cas des stubs devant présenter un court-circuit à la base et dans le circuit de polarisation.

### 3.4.4 Conception du circuit de polarisation

Le rôle du circuit de polarisation est d'alimenter le transistor et de le placer dans le régime de fonctionnement choisi par le concepteur. Dans l'idéal, il ne doit pas influencer sur le comportement hautes-fréquences du circuit. Il peut aussi être utilisé pour présenter une charge quelconque au transistor en basse-fréquences, ceci dans le but de réduire le bruit de phase. Cette partie détaillera la conception du circuit de polarisation.

#### 3.4.4.1 Polarisation idéale

Il existe différentes manières de polariser un transistor bipolaire. Le circuit à fabriquer étant un prototype, il est souhaitable de pouvoir changer polarisations de base et de collecteur indépendamment. Nous utiliserons alors une polarisation dite "fixe" avec une forte résistance à la base pour polariser en courant le transistor et une faible résistance au collecteur pour éviter d'avoir une trop forte consommation (FIG. 3.28). Une résistance d'émetteur sera aussi introduite permettant d'effectuer une contre-réaction sur le transistor qui devient alors moins sensible aux variations thermiques.

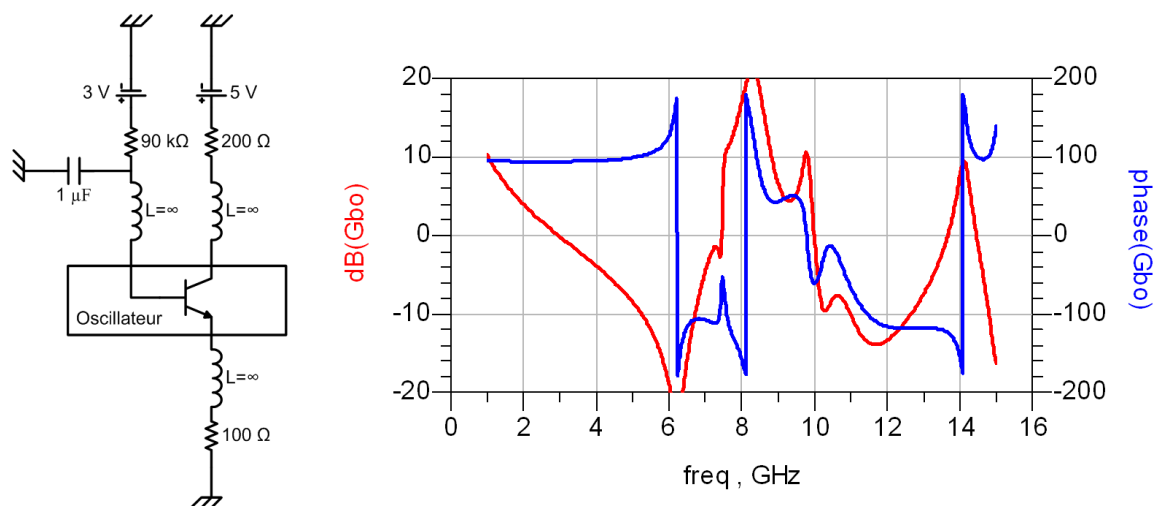


FIG. 3.28 – Schéma de polarisation idéale et analyse de stabilité linéaire en boucle ouverte de l'oscillateur

Ici, les polarisations sont découplées du circuit RF par des inductances de très fortes valeurs, présentant donc une forte impédance dès les plus basses fréquences. Dans cette configuration, l'oscillateur présente une seule instabilité à 10 GHz. Mais, ce type de circuit n'est pas réaliste car il est impossible de réaliser de telles inductances. Il existe des inductances CMS RF mais, comme pour les capacités, des effets parasites viennent

empêcher leur utilisation au-dessus d'une certaine fréquence. À 10 GHz, les inductances CMS ne remplissent pas les conditions nécessaires à leur utilisation, avec la plupart du temps des fréquences de résonance propres inférieures à 1 GHz. Il est donc nécessaire d'envisager une solution différente pour isoler le circuit de polarisation.

### 3.4.4.2 Polarisation : isolation par lignes quart d'onde

Une autre solution pour découpler la polarisation du circuit RF est d'utiliser une ligne quart d'onde entre le circuit et la polarisation. Au bout de cette ligne vient en parallèle un stub circuit ouvert quart d'onde ramenant donc un court-circuit sur la ligne de polarisation. Celle-ci ramène donc aux bornes du circuit RF un circuit ouvert (FIG. 3.29).

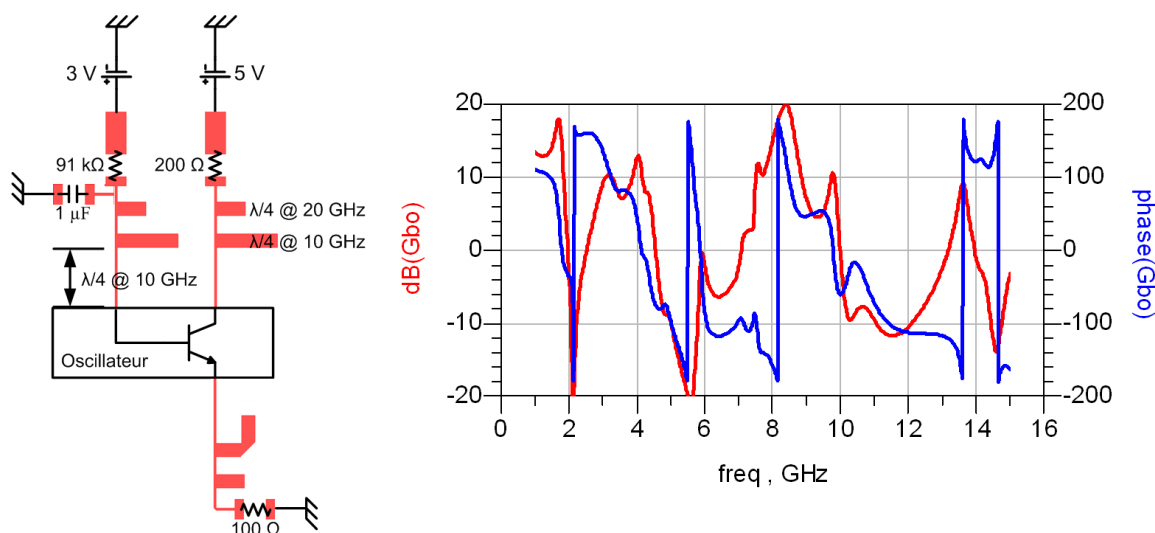


FIG. 3.29 – Schéma de polarisation réel et analyse de stabilité linéaire en boucle ouverte de l'oscillateur

La limite, ici, est que cette solution ne fonctionne bien sûr qu'à proximité d'une seule fréquence, celle à laquelle ces deux lignes ont bien une longueur d'un quart de longueur d'onde. Elle permet d'isoler le circuit à  $f_0$ , voire à  $2f_0$  si l'on ajoute un second stub quart d'onde à  $2f_0$ . Ce dispositif permet donc bien de ne pas influencer sur le régime établi du circuit RF idéal. En revanche, les impédances présentées par le circuit de polarisation aux fréquences autres que  $f_0$  vont modifier ses caractéristiques. Il peut donc apparaître des instabilités comme c'est le cas ici à plusieurs fréquences, 2 GHz, 4GHz et 6 GHz (FIG. 3.29).

### 3.4.4.3 Polarisation finale

Une solution bien connue pour réduire les instabilités consiste à ajouter des résistances en série dans le circuit : c'est notamment le cas dans les amplificateurs, au prix d'une perte

de gain et de puissance. Notre problème venant de la polarisation, des résistances seront ajoutées à l'entrée de celles-ci (côté circuit) : une résistance de  $47 \Omega$  à la base et une résistance de  $24 \Omega$  côté collecteur (FIG. 3.30).

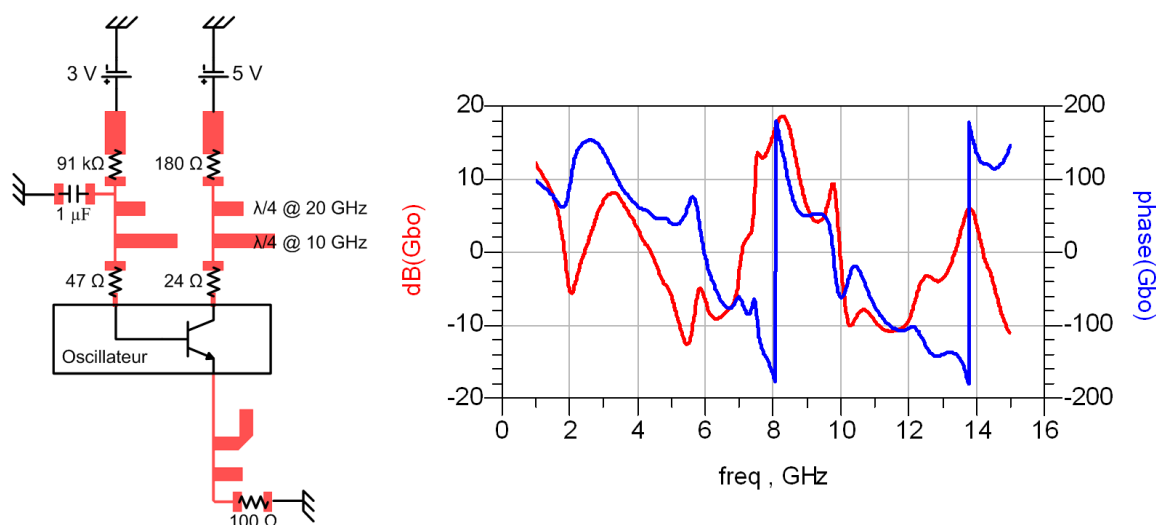


FIG. 3.30 – Schéma de polarisation final et analyse de stabilité linéaire en boucle ouverte de l'oscillateur

Cette solution a bien permis de régler les problèmes d'instabilité. La phase du gain de boucle ouverte s'annule vers 6 GHz lorsque son module est inférieur à 0 dB. Il n'y a donc normalement pas de danger d'oscillations parasites.

En étudiant les impédances vues à l'entrée des polarisations de base et de collecteur (FIG. 3.31) lorsque les résistances de stabilisation sont présentes ou non, on constate bien une différence notable dans ces deux cas.

Sans les résistances de stabilisation, il se produit des changements de phase et de gain abrupts avant 6 GHz avec de grandes amplitudes. Avec les résistances de stabilisation, ces fluctuations sont limitées et viennent beaucoup moins perturber la dynamique du circuit RF. Même si le module du gain en boucle ouverte est bien remonté par rapport aux polarisations idéales, celui-ci reste inférieur à -5 dB lorsque la phase s'annule. On possède donc une bonne marge de stabilité.

#### 3.4.4.4 Validation des polarisations par simulation électromagnétique et mesure

Nous avons déjà abordé l'utilité d'effectuer une simulation électromagnétique pour obtenir une précision supérieure dans certains cas particuliers, mais aussi pour valider un circuit dans son ensemble. Chaque partie du circuit de polarisation est réalisée indépendamment en vue de la mesure de son impédance d'entrée. Les résultats sont

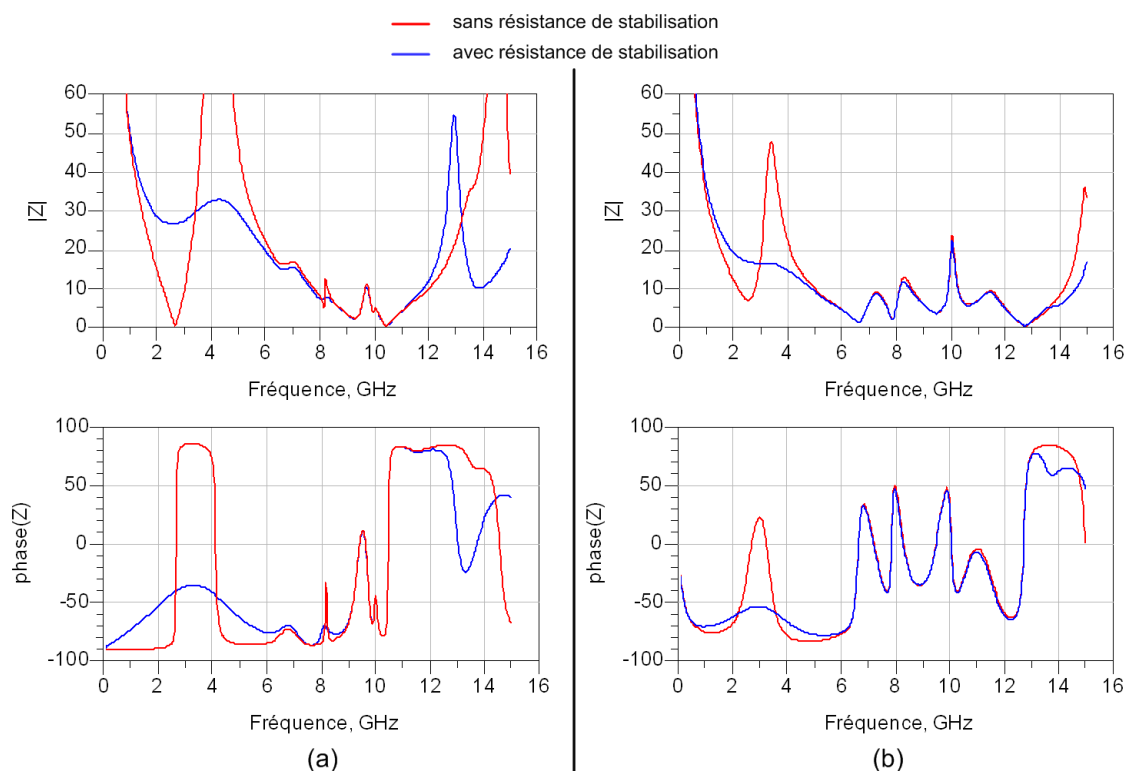


FIG. 3.31 – Impédance d'entrée des circuits de polarisation de la base (a) et du collecteur (b) avec et sans résistance de stabilisation

exposés en annexe 3.

La concordance est tout à fait bonne entre la mesure et la simulation électrique ou électromagnétique.

### 3.4.5 Optimisation de l'oscillateur en terme de bruit de phase

Nous possédons désormais une base de circuit sur laquelle il est possible d'effectuer des ajustements pour présenter au transistor des impédances permettant d'obtenir un faible bruit de phase. Cependant, il n'existe pas une grande latitude pour effectuer ce travail puisque certaines instabilités pourraient réapparaître si l'on n'y prend pas garde. Il est donc nécessaire surveiller constamment cet aspect. En l'état, les résultats obtenus avec cette première version de circuit sont exposés sur la FIG. 3.32. Le bruit de phase atteint, avec ce premier circuit,  $-108$  dBc/Hz @ 100 kHz au lieu des  $-110$  dBc/Hz fixés sans qu'aucune optimisation ait eu lieu. Le coefficient de qualité de l'oscillateur chute de 42 en linéaire à 3 à l'état établi. Il est donc sûrement possible d'augmenter ce dernier.

Avant de s'engager dans cette voie, il est intéressant de constater l'effet de la capacité de  $1 \mu F$  (FIG. 3.30) court-circuitant la résistance de base en basse fréquence (elle n'est

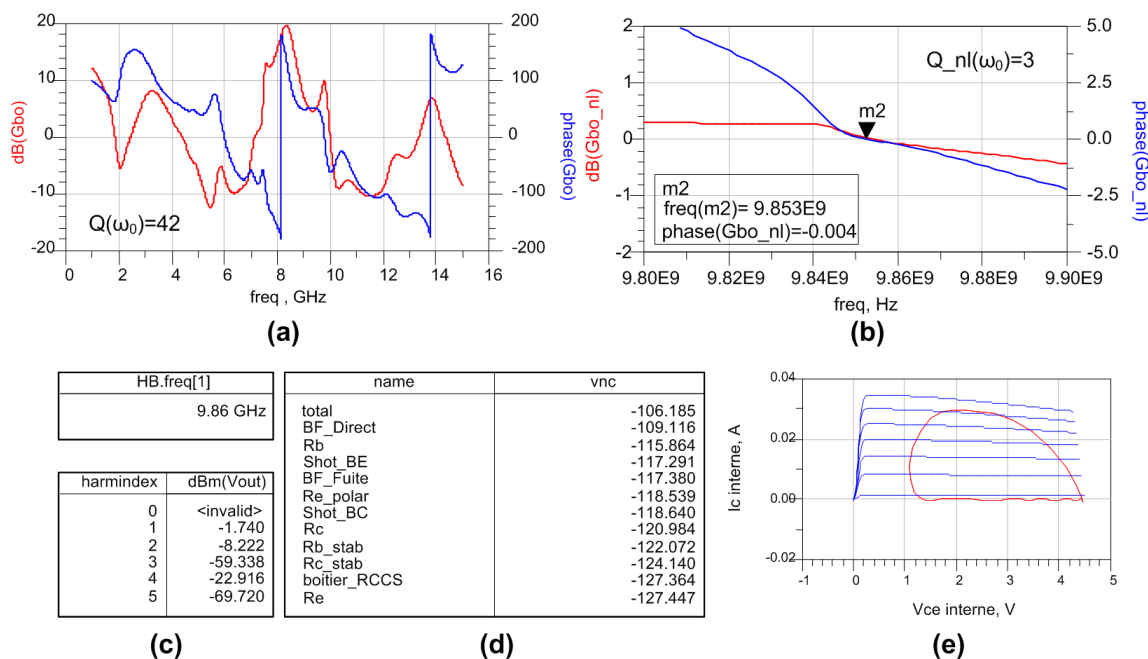


FIG. 3.32 – (a) Gain boucle ouverte linéaire, (b) non-linéaire, (c) puissance de sortie, (d) bruit de phase et (e) cycle de charge de la première version

pas vue en haute fréquence puisqu'isolée par le stub). En effet, cette capacité a été ajoutée dès la phase de stabilisation mais elle permet aussi de réduire le bruit de manière significative dans notre circuit. Pour vérifier cet effet, les simulations précédentes ont été refaites en désactivant cette capacité (FIG. 3.33). Elle n'a aucun effet sur l'état établi de

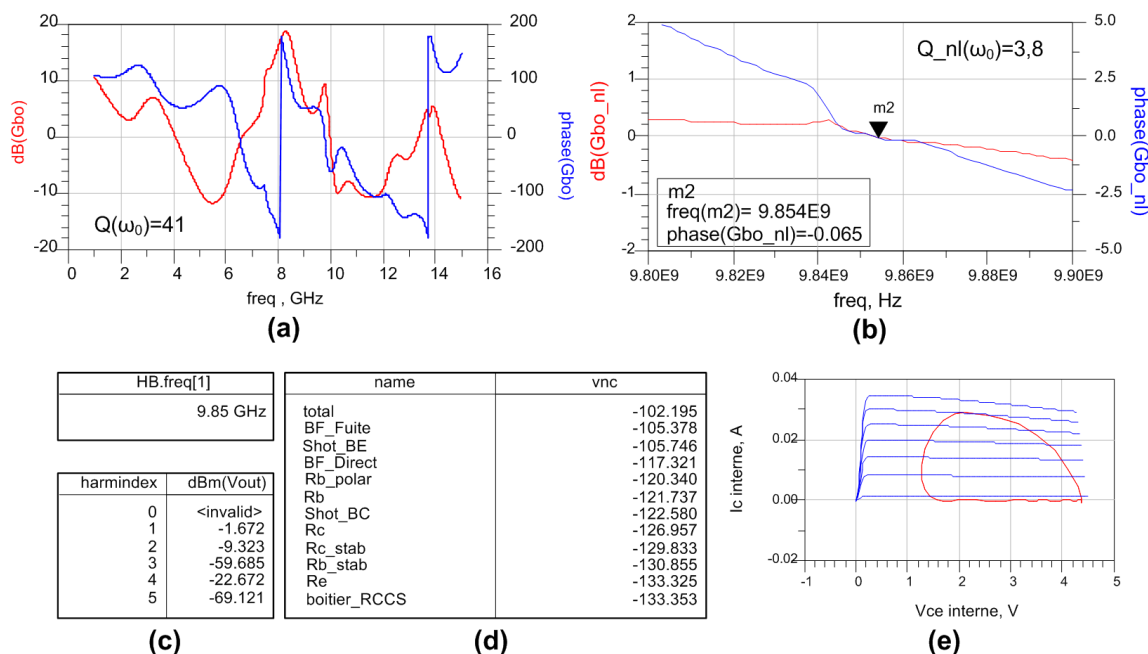


FIG. 3.33 – (a) Gain boucle ouverte linéaire, (b) non-linéaire, (c) puissance de sortie, (d) bruit de phase et (e) cycle de charge sans charge BF

l'oscillateur. On le constate sur le cycle de charge et la puissance de sortie qui restent

identiques au cas précédent. Comparer les deux FTBO linéaires permet de constater son effet pour stabiliser le circuit. Quant au bruit de phase, il a augmenté de 4 dB. C'est donc significatif et d'après les simulations, l'ajout de cette faible impédance à la base du transistor permet de réduire les effets des deux sources de bruit se situant à la jonction B-E : bruit shot et bruit BF associé à la diode de fuite. En effet, ces deux sources, au lieu d'être injectées vers la diode B-E et être amplifiées par l'effet transistor, circulent vers l'impédance de charge. Cette capacité a donc une grande importance dans cet oscillateur.

Maintenant, pour augmenter le facteur de qualité de l'oscillateur, il est possible de changer les charges présentées au transistor en modifiant les longueurs des lignes de transmission permettant d'interconnecter tous les composants CMS. Vu la fréquence de travail, celles-ci ont un rôle déterminant. Une série d'optimisation prenant comme variable chaque longueur est donc lancée. Elle obéit bien sûr aux contraintes géométriques fixées par la réalisation. Le résultat est montré sur la FIG. 3.34. Une augmentation de 40

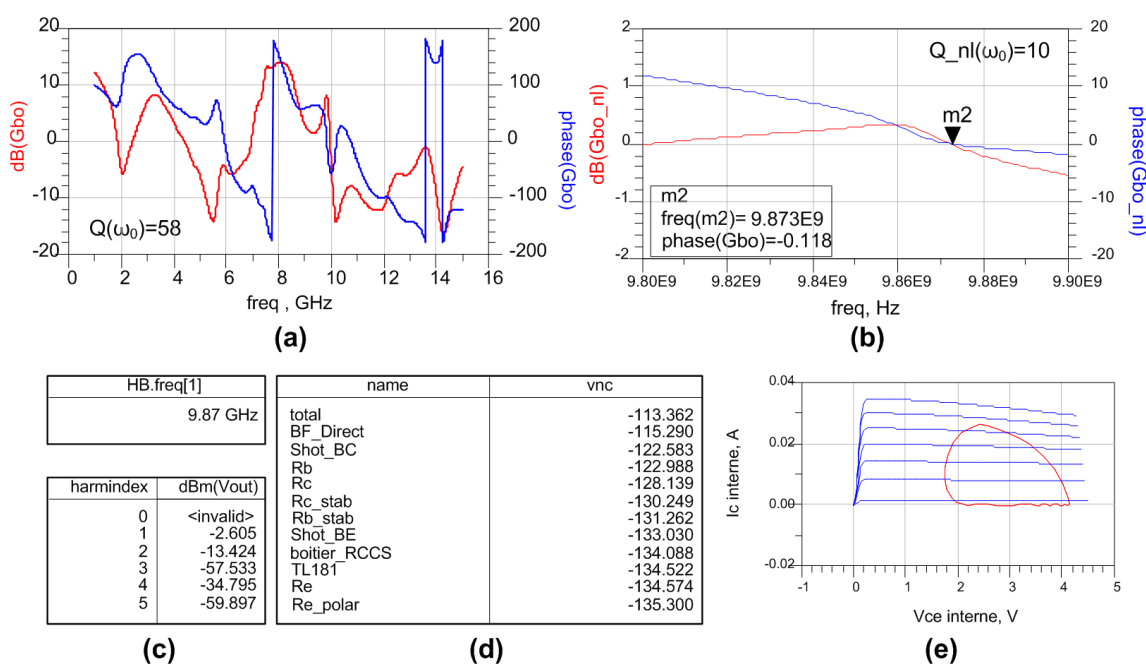


FIG. 3.34 – (a) Gain boucle ouverte linéaire, (b) non-linéaire, (c) puissance de sortie, (d) bruit de phase et (e) cycle de charge de la version finale

% du facteur de qualité linéaire est obtenue tandis que le facteur de qualité non-linéaire est triplé. Or, c'est ce dernier qui a réellement de l'importance pour obtenir un faible bruit de phase. L'amélioration du bruit de phase de notre circuit est donc en partie due à cette amélioration du facteur de qualité.

La dernière tâche avant de réaliser le circuit est d'effectuer une cosimulation électromagnétique-électrique pour valider la conception. De cette manière, tout biais qui

aurait pu être introduit par des modèles électriques de ligne de transmission imprécis sera mis en évidence (FIG. 3.35). Un très léger décalage en fréquence est observé (environ

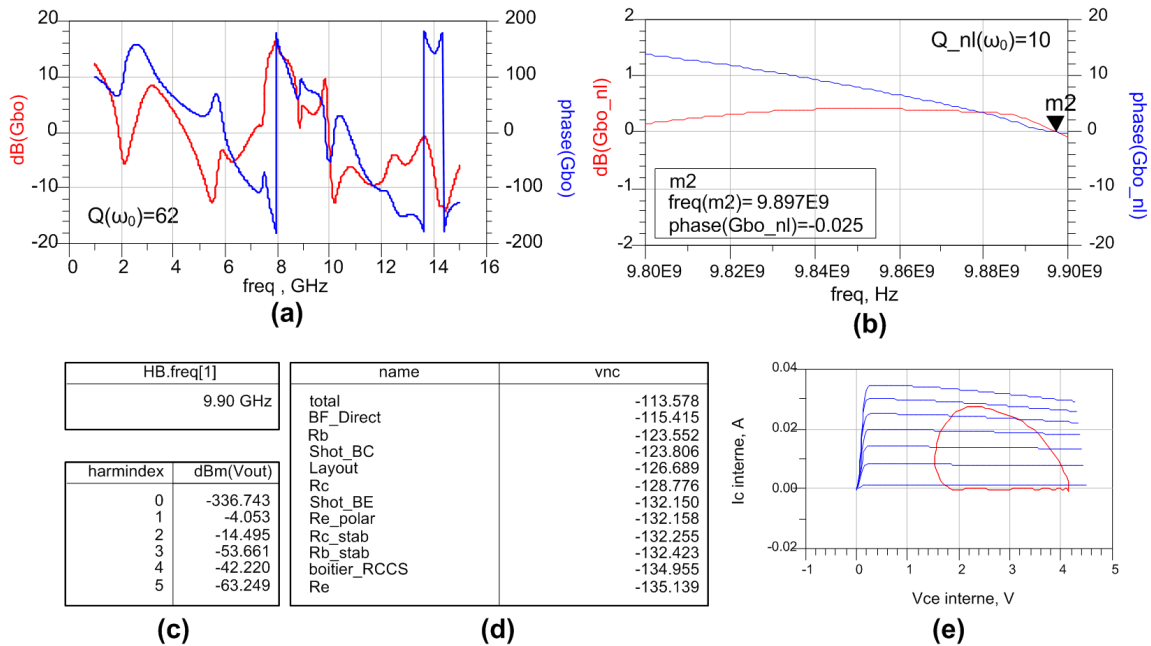


FIG. 3.35 – (a) Gain boucle ouverte linéaire, (b) non-linéaire, (c) puissance de sortie, (d) bruit de phase et (e) cycle de charge de la version finale cosimulée à l'aide de Momentum

25 MHz) ainsi qu'une puissance de sortie inférieure. Le résultat reste donc globalement le même. La phase de réalisation et d'expérimentation peut donc être abordée.

Ce circuit est une version parmi d'autres prétendant à un très faible bruit de phase. Notre démarche ne permet en effet pas de certifier qu'il n'existe pas d'autres combinaisons de composants permettant d'obtenir de meilleurs résultats. Cependant, elle a le mérite de mettre à la disposition des concepteurs, des outils lui permettant de concevoir un circuit possédant de très bonnes caractéristiques.

### 3.4.6 Résultats obtenus

Les circuits suivants ont été réalisés pour vérifier la précision des simulations : la résistance négative qui sera utilisée avec le résonateur à varactor MEMS, un oscillateur à fréquence fixe utilisant le résonateur conçu pour présenter une faible résistance série à la résonance et un dernier oscillateur qui, par sa conception et sa réalisation sera au plus près de celui intégrant le résonateur à varactor MEMS.

#### 3.4.6.1 Résistance négative

La résistance négative est réalisée à part (FIG. 3.36) pour tester la validité de modélisation du circuit en petit signal à l'aide de la mesure de son impédance d'entrée à



l'analyseur de réseaux.



FIG. 3.36 – Photographie de la résistance négative

Cette résistance négative a été conçue pour être stable sous une polarisation nominale du transistor de  $I_C = 6$  mA et  $V_{CE} = 3$  V. Il n'a cependant pas été possible de la mesurer en ce point de polarisation car des instabilités apparaissent lorsque  $V_{CE}$  dépasse 1,3 V. Nous nous sommes donc fixés à  $I_C = 6$  mA et  $V_{CE} = 1,25$  V. La mesure de son impédance d'entrée est comparée à la simulation du schéma purement électrique ainsi qu'au schéma faisant intervenir des simulations électromagnétiques (FIG. 3.37).

La validité des simulations est obtenue jusqu'à 6 GHz. Au-delà, l'accord entre mesure et simulation est plus ou moins bon suivant la fréquence considérée. Il est par exemple tout à fait correct autour de 10 GHz, ce qui est très important pour assurer les conditions de démarrage de l'oscillation. En revanche, il existe une zone de variation très importante en module et en phase entre 6 GHz et 9 GHz. Ceci est inquiétant pour assurer la stabilité de l'oscillateur à ces fréquences. Un problème de modélisation est d'ailleurs très probablement à l'origine des instabilités observées en mesure. Le boîtier du transistor est ici fortement suspecté.

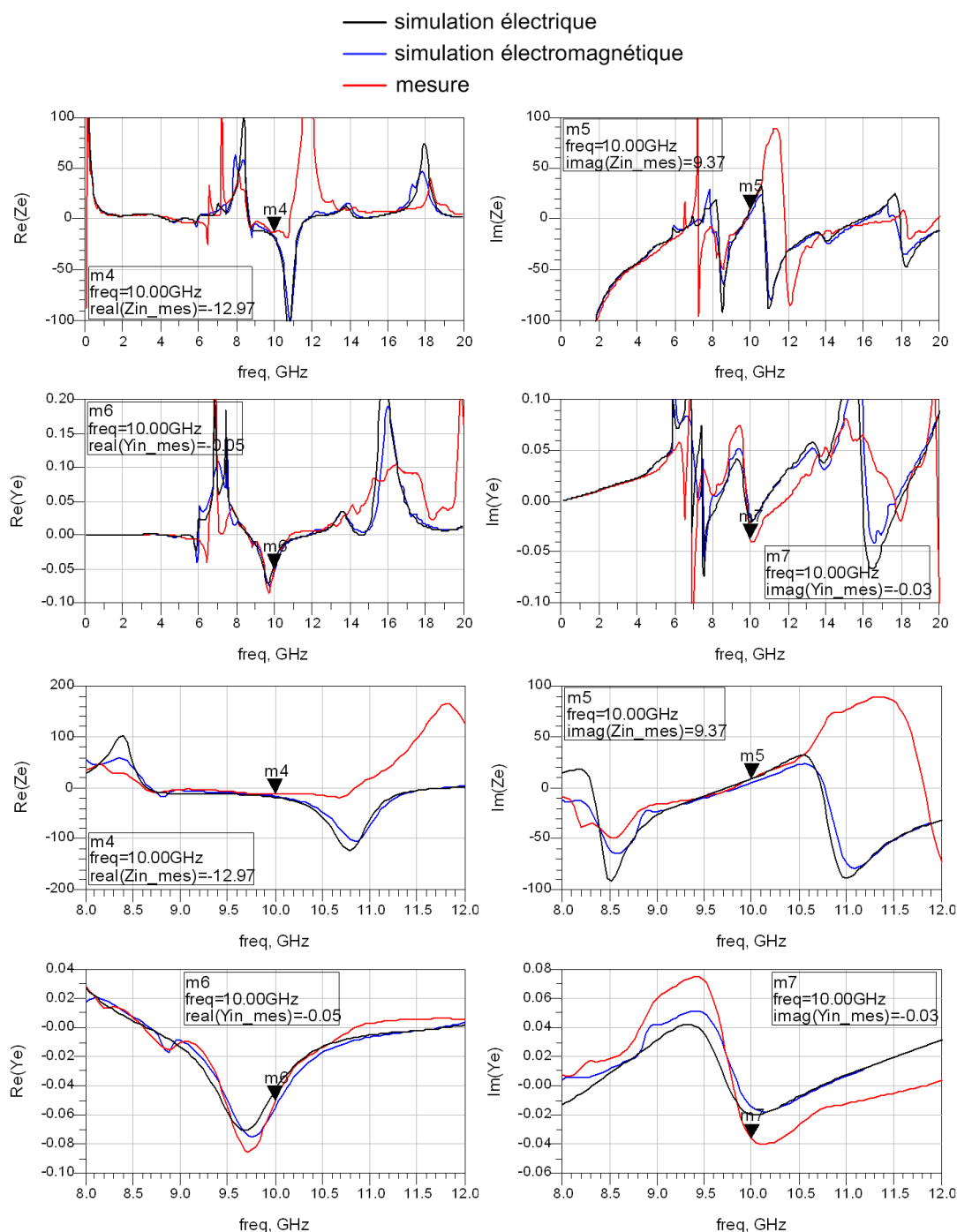


FIG. 3.37 – Impédance et admittance d'entrée de la résistance négative

### 3.4.6.2 Premier oscillateur à fréquence fixe

Cet oscillateur a été réalisé sur une seule alumine comprenant partie active et résonateur (FIG. 3.38).

L'oscillation a lieu à la fréquence de 9,89 GHz, prédite de manière tout à fait précise en simulation avec une fréquence de 9,9 GHz. Les mesures et simulations effectuées sur



FIG. 3.38 – Photographie du premier oscillateur à fréquence fixe

cet oscillateur sont rassemblées dans la TAB. 3.6.

TAB. 3.6 – Comparaison mesure-simulation pour le premier oscillateur à fréquence fixe

	$V_{ce}$ (V)	$I_c$ (mA)	$\mathcal{L}$ @ 1 kHz	$\mathcal{L}$ @ 10 kHz	$\mathcal{L}$ @ 100 kHz	$P_{out}$ (dBm)
Mesure 1	3,1	6	-60	-87	-113	-5,7
Simulation 1	3,2	6	-59	-86.5	-113.5	-4,8
Mesure 2	2,8	7,2	-62	-91	-116	-4,7
Simulation 2	2,8	7,2	-60.5	-89	-114	-3,4
Mesure 3	3,8	10,1	-63	-91	-118	-3
Simulation 3	3,8	10,4	-61	-88	-115	-1,4

Les caractéristiques de l'oscillateur sont fonction de la polarisation appliquée. Il existe une bonne correspondance entre les mesures et les résultats de simulation (FIG. 3.39).

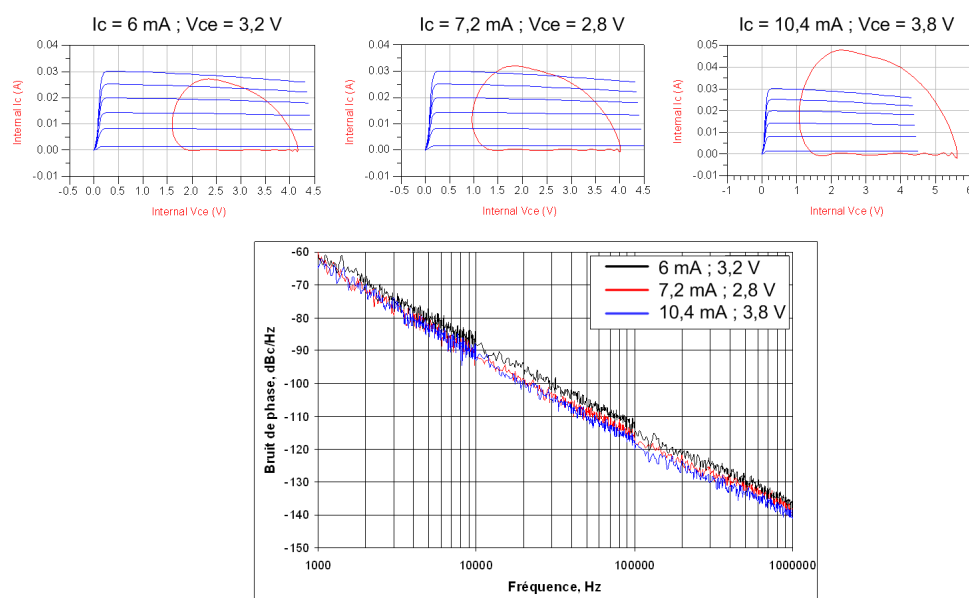


FIG. 3.39 – Cycles de charge du premier oscillateur à fréquence fixe pour trois points de polarisations et bruits de phase correspondants

Il est intéressant de voir que le bruit de phase est amélioré lorsque l'excursion courant-tension augmente. Il est dangereux pour le transistor d'augmenter davantage

le point de polarisation vu les courants  $I_C$  (plus de 45 mA) ainsi que les tensions  $V_{CE}$  (5,5 V max) déjà mis en jeu. Le transistor est en effet donné pour un courant de collecteur maximum de 30 mA et une tension collecteur-émetteur maximale de 4V. De plus, l'amélioration en terme de bruit semble être négligeable au-dessus de cette valeur.

La forme de cycle de charge est ouverte, ce qui ne semble donc pas réhibitoire pour l'obtention d'un faible bruit de phase. Par contre, la saturation du transistor s'effectue bien par les courants  $I_C$  faibles. Le transistor conduit alors seulement durant une partie du cycle, d'où l'importance d'une modélisation du bruit basse fréquence cyclostationnaire qui permet de prendre en compte ce phénomène en "désactivant les sources de bruit" lors de ce laps de temps où le transistor ne conduit pas.

Lorsque le transistor sature par conduction de la diode B-C (FIG. 3.40 :  $I_C = 7,3mA$  et  $V_{ce} = 1,3V$ ), nous constatons que le bruit de phase augmente (FIG. 3.40). L'activation de cette diode doit en effet générer du bruit supplémentaire. De plus, la diode B-E voit alors son temps de conduction augmenter.

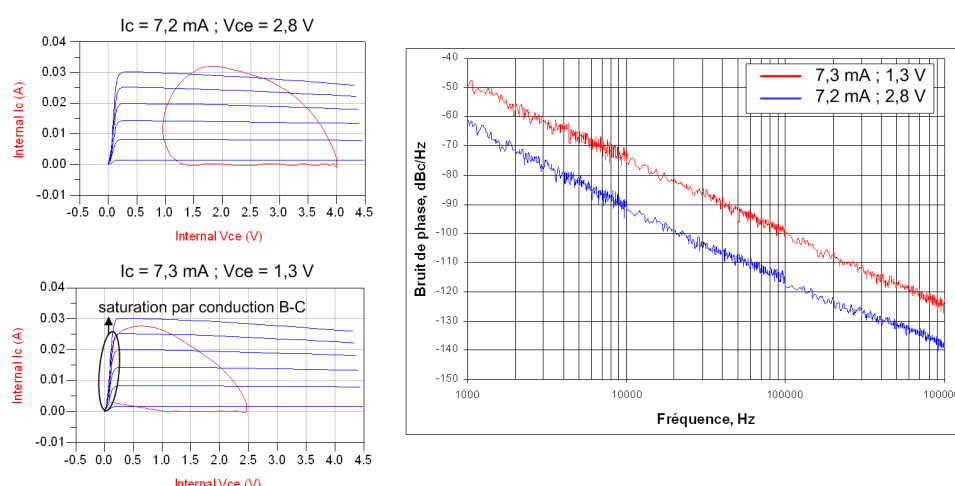


FIG. 3.40 – Cycles de charge du premier oscillateur à fréquence fixe pour deux types de cycle de charge

La simulation donne alors un bruit de phase 3 dB moins bon dans le cas où le transistor sature de cette manière. Cela ne reflète pas du tout la réalité, mais les sources de bruit associées à la jonction B-C n'ont pas été modélisées. Cela n'est pas utile, puisqu'il est suffisant de savoir que le concepteur n'a aucun intérêt à polariser le transistor dans cette zone.

### 3.4.6.3 Second oscillateur à fréquence fixe

Le montage est réalisé de la même manière que le sera le montage final, à savoir que résonateur et partie active sont réalisés séparément puis juxtaposés sur une lamelle

de laiton qui fera office de plan de masse pour les deux circuits. La connexion entre résonateur et résistance négative est réalisée avec un ruban d'or (FIG. 3.41).

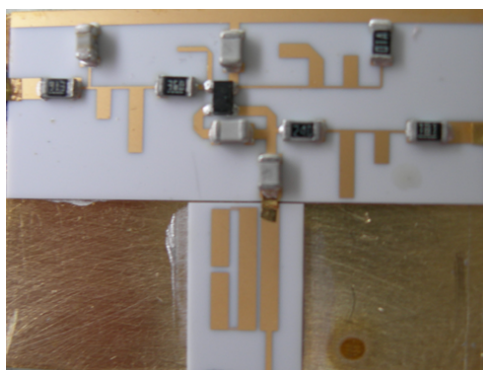


FIG. 3.41 – Photographie de l'oscillateur réalisé à partir du résonateur destiné à accueillir le varactor MEMS

Ce résonateur possède un facteur de qualité supérieur à celui utilisé précédemment avec  $Q = 148$  contre 125 précédemment. On s'attend donc logiquement à voir le bruit de phase diminuer. C'est bien le cas avec un bruit de phase optimal de  $-119$  dBc/Hz contre  $-117$  dBc/Hz précédemment (FIG. 3.42). Il est obtenu au même point de polarisation, c'est à dire  $I_C=10$  mA et  $V_{CE} = 3,8$  V.

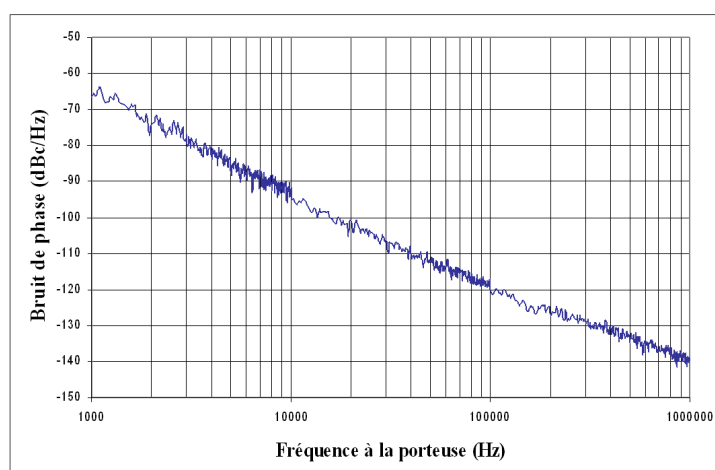


FIG. 3.42 – Bruit de phase optimal mesuré sur le second oscillateur à fréquence fixe

En revanche, les simulations sont moins précises que dans le cas précédent en ce qui concerne la fréquence d'oscillation puisqu'on simule une fréquence de 10,05 GHz alors que la fréquence d'oscillation mesurée est la fréquence de résonance du résonateur, c'est à dire 10,16 GHz. Cela a aussi un impact sur la prévision du bruit de phase qui se situe, en simulation, environ 3 dB au-dessus de la mesure. Le relevé effectué pour l'oscillateur précédent n'est plus possible car cet oscillateur a été démonté pour être utilisé avec le

dernier résonateur à varactor MEMS. Cependant, même s'il existe des imprécisions de simulation, ce circuit valide bien le bon comportement de la résistance négative en vue de son montage avec le résonateur à varactor MEMS dont la description de la réalisation fait l'objet de la partie suivante.

### 3.5 Réalisation du résonateur à varactor MEMS

Cette réalisation a été effectuée par l'équipe MINACOM de XLIM. Nous sommes seulement intervenus dans le dimensionnement des lignes de transmission et avons assisté à sa réalisation. Il est toutefois intéressant de décrire cette réalisation. Le résonateur à partir duquel sera réalisé l'OCT final est un résonateur à lignes couplées dont le principe a déjà été abordé précédemment. L'architecture du varactor MEMS (FIG. 3.43) est celle de la poutre console (cantilever) dont la hauteur sera modifiée grâce à une force électrostatique. La tension d'actionnement générant cette force sera donc la tension de commande de l'OCT. Elle sera appliquée à la poutre console tandis que la piste sera au potentiel de la masse. Le substrat utilisé sera du saphir, ayant les mêmes

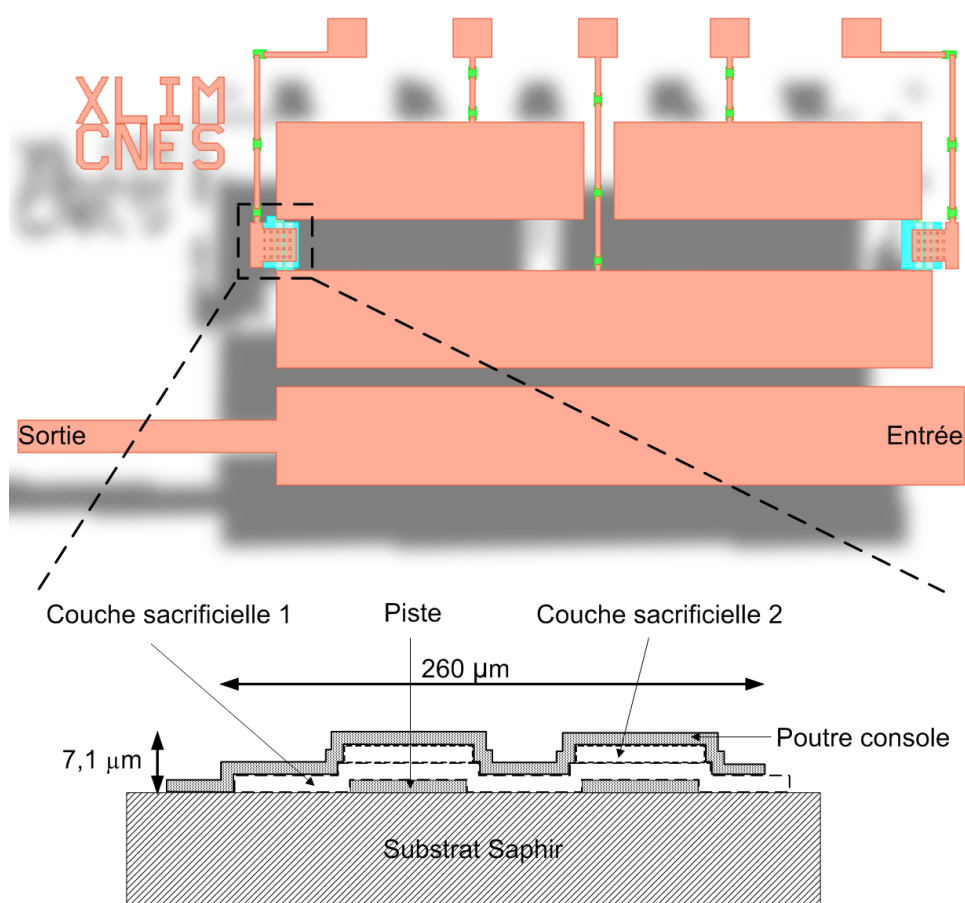


FIG. 3.43 – Résonateur à varactor MEMS

caractéristiques électriques que l'alumine mais présentant l'avantage de posséder une

rugosité beaucoup plus faible. Vu les dimensions des pièces mécaniques mises en jeu, ce paramètre est essentiel. Le masque permettant de réaliser le nôtre comporte six couches.

La première étape consiste en la réalisation du masque. La méthode employée est la suivante. Le masque est d'abord imprimé grâce à une imprimante jet d'encre professionnelle à l'échelle x10 sur un papier transparent. Ce papier est ensuite placé sur une vitre bien à plat devant une source lumineuse. L'opération suivante consiste en la réalisation d'une photographie, à l'échelle x1/10, à travers une lentille convergente sur une plaque de verre comportant une couche photosensible au sodium. On obtient ainsi un masque au sodium à l'échelle 1. Cette astuce a donc permis de s'accomoder de la résolution de  $50 \mu m$  de l'imprimante jet d'encre pour passer à une résolution de  $5 \mu m$  sur le masque final. Le masque au sodium obtenu manquant un peu d'opacité et de résistance aux rayures, un nouveau masque au chrome sera alors réalisé à partir de celui-ci. On emploiera ici la technique classique de photolithographe : on dépose sur un masque métallisé au chrome une résine photosensible dont l'épaisseur est contrôlée par centrifugation. Cette résine est durcie puis insolée au travers du masque au sodium pour y dessiner les motifs. Après passage au révélateur, il ne reste que la résine qui protège le chrome à conserver. Une gravure chimique est ensuite effectuée pour supprimer le chrome exposé à l'acide. Le substrat est alors nettoyé à l'acétone pour ôter la résine. Ceci n'étant pas toujours suffisant, on effectuera un ultime nettoyage sous un plasma d'oxygène qui permettra d'ôter les dernières traces de résine. On peut noter que le masque a changé deux fois de polarité, la première après la photographie sur le masque au sodium, la seconde après la lithographe sur le masque au chrome.

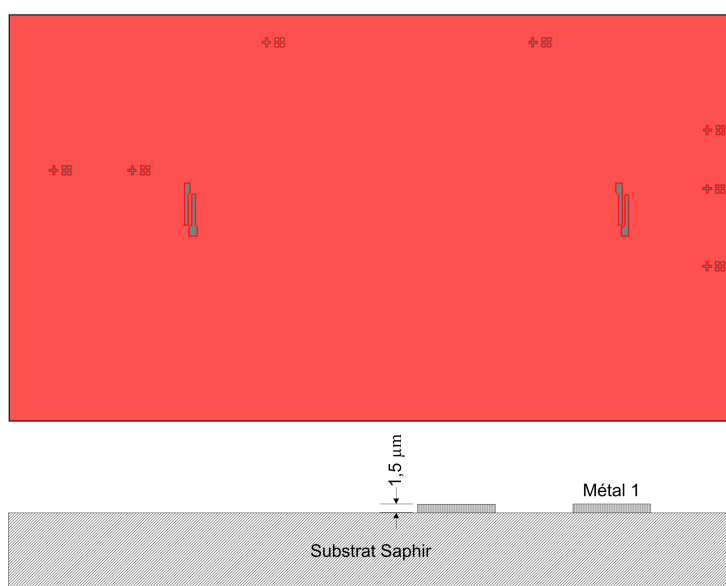


FIG. 3.44 – Couche n°1 du masque : Lignes de couplage

La première couche du masque (FIG. 3.44) permet la gravure des lignes fines qui viendront coupler plus ou moins la ligne demi-onde aux lignes supérieures suivant la hauteur de la poutre. Il convient au préalable de métalliser le substrat. Une fine couche de chrome ( $0,2\mu m$ ) est d'abord déposée sur le saphir dans un évaporateur. Cet appareil permet de chauffer un creuset contenant le métal à déposer jusqu'à l'évaporation de celui-ci. L'épaisseur déposée est contrôlée grâce à la dérive en fréquence d'un oscillateur présent dans l'évaporateur. En effet, le dépôt de métal sur le résonateur vient faire varier la fréquence d'oscillation. Cette dérive est calibrée et permet donc de contrôler l'épaisseur de métal déposée sur le circuit. Cette couche de chrome est en fait une couche d'accroche pour la couche d'or ( $1,3\mu m$ ) qui est déposée par-dessus toujours avec la même technique. Le substrat étant métallisé, on lui applique le processus de photolithographie classique, déjà expliqué dans l'étape précédente à laquelle il faut tout de même ajouter une étape de gravure de l'or avant celle du chrome. Cette étape a donc permis de dessiner les motifs de la première couche de notre masque.



FIG. 3.45 – Couche n°2 du masque : résistances de polarisation

La deuxième couche du masque (FIG. 3.45) permet de déposer les résistances de polarisation. Puisque c'est la différence de potentiel entre les lignes et la poutre qui va permettre de déformer cette dernière, il est nécessaire de contrôler le potentiel de chacune. C'est le rôle des cinq lignes fines qui rejoignent chacune un plot de polarisation. Elles sont connectées en des points de faible impédance de façon à perturber le moins possible le comportement RF du circuit. Cependant, si on connectait directement les plots au varactor, des courants de fuite apparaîtraient et viendraient faire chuter le coefficient de qualité du résonateur. La solution adoptée est donc de monter, tout au long de ces lignes de polarisation, des résistances de forte valeur (quelques dizaines de  $k\Omega$ ).



Pour réaliser ces résistances, on utilise un procédé nommé lift-off : on dépose une couche de résine qui laisse apparente seulement les zones où l'on souhaite déposer le carbone, on dépose ensuite le carbone sur la plaque et enfin, on ôte la résine. Le carbone est ensuite traité avec un laser. Ce procédé ne permet pas de contrôler précisément la valeur des résistances mais cela nous importe peu pour cette application.

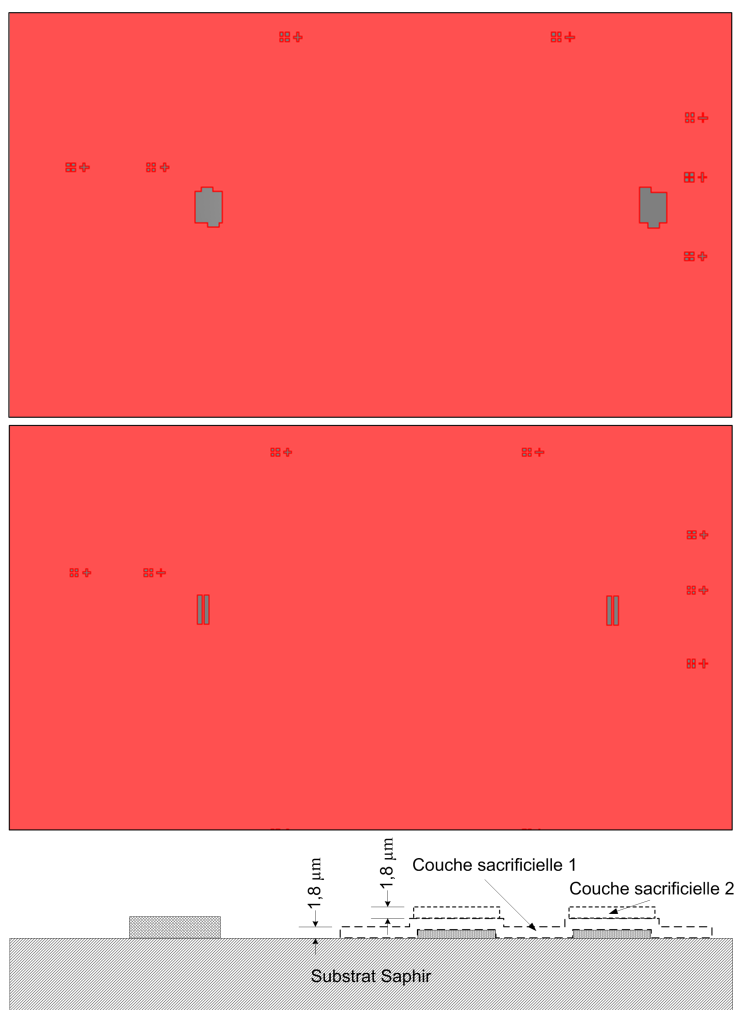


FIG. 3.46 – Couche n°3 et 4 du masque : couches sacrificielles

Les troisième et quatrième couches du masque (FIG. 3.46) permettent de déposer les couches sacrificielles ( $1,8\mu\text{m}$  d'épaisseur chacune). Ces couches sont constituées de polymères photosensibles que l'on travaillera donc de la même manière que les résines utilisées en photolithographie. Le rôle de ces couches est de servir de support à la dépose ultérieure de la poutre console. La seconde couche sacrificielle permettra de relever davantage la poutre au-dessus des pistes pour éviter tout collage entre ces deux éléments. Comme leur nom l'indique, elles seront dissoutes à la fin du processus pour libérer la poutre.

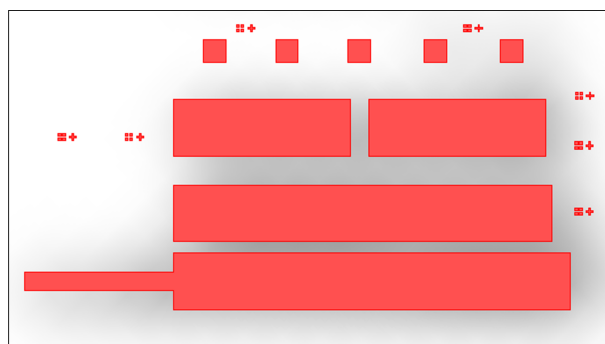


FIG. 3.47 – Couche n°5 du masque : électrolyse des lignes résonantes

L'étape suivante consiste en une nouvelle évaporation. Une fine couche de chrome et d'or (environ  $2 \mu m$ ) recouvre alors toute la surface qui, cette fois, n'est plus plane puisqu'on y a déjà réalisé la base de la structure du varactor. On cherche maintenant à épaissir la couche d'or déjà déposée par évaporation, mais ce, seulement sur les lignes résonantes. En effet, une épaisseur métallique trop fine engendrerait des pertes importantes dans le conducteur. C'est la fonction de ce nouveau masque (FIG. 3.47). Un nouveau dépôt de résine est effectué puis insolé et révélé pour ne laisser apparent que les endroits où l'on souhaite une croissance de l'or. Le circuit est alors plongé dans un bain contenant une forte concentration d'ions or en vue d'une électrolyse. Celle-ci terminée, on obtient une épaisseur d'or de  $4 \mu m$  environ contre  $2 \mu m$  auparavant, de quoi améliorer le facteur de qualité du résonateur. Le circuit est ensuite nettoyé de sa résine à l'acétone avant de subir un nouveau nettoyage par plasma d'oxygène.

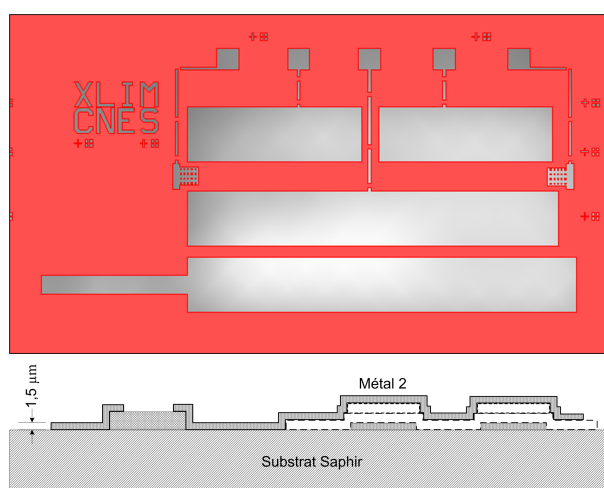


FIG. 3.48 – Couche n°6 du masque : lithogravure des lignes couplées, poutres consoles et polarisation

Enfin, le dernier masque (FIG. 3.48) servira à effectuer l'ultime lithogravure pour dessiner les contours de notre résonateur par le procédé déjà décrit pour la première lithogravure.

Vient ensuite l'étape finale de la libération des poutres. Les couches sacrificielles sont tout d'abord dissoutes avec le solvant adéquat. Le circuit est ensuite bien rincé avec de l'alcool puis séché. Un passage direct de l'état liquide à l'état gazeux, au moyen d'un séchoir à air chaud par exemple, serait destructif pour la structure. En effet, les forces de capillarité seraient telles, qu'elles déformeraient la poutre jusqu'à la faire céder. Le moyen utilisé pour effectuer cette opération permet de s'affranchir de ce problème en évitant la transition liquide-gaz. On utilise un séchage supercritique au dioxyde de carbone (FIG. 3.49). La première opération, après avoir disposé le circuit dans le séchoir, est de

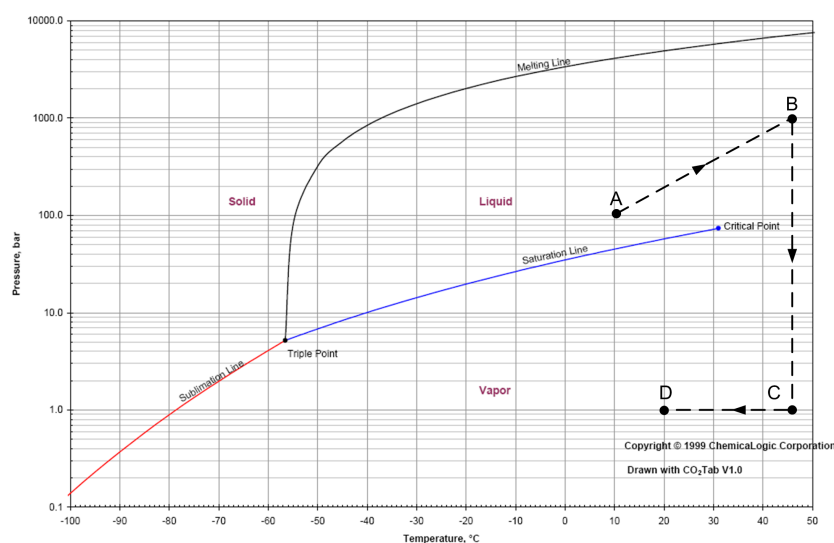


FIG. 3.49 – Diagramme de phase du  $CO_2$  : séchage supercritique

remplacer l'alcool par du  $CO_2$  liquide (A). Puis, on va peu à peu élever la température en même temps que la pression dans la chambre, de façon à atteindre la phase supercritique du dioxyde de carbone (B). Dans cette région, la distinction entre liquide et gaz n'existe plus, les forces de capillarité non plus. La pression est ensuite abaissée de façon à atteindre la pression atmosphérique (C) : le  $CO_2$  est devenu gazeux. Enfin, la température est ramenée à la température ambiante (D) avant de récupérer notre circuit sec.

Reste à effectuer quelques tests pour vérifier l'intégrité des varactors avant de monter le résonateur avec la résistance négative. Une caméra permet de vérifier que le varactor s'abaisse bien lorsque la tension d'actionnement augmente. Il n'a malheureusement pas été possible de mesurer les résonateurs en transmission avant l'écriture de ce document à la suite de problèmes de réalisation. En revanche, des résonateurs dont le varactor est bien intègre ont pu être montés avec la résistance négative pour étudier le comportement du VCO ainsi réalisé (FIG. 3.50).

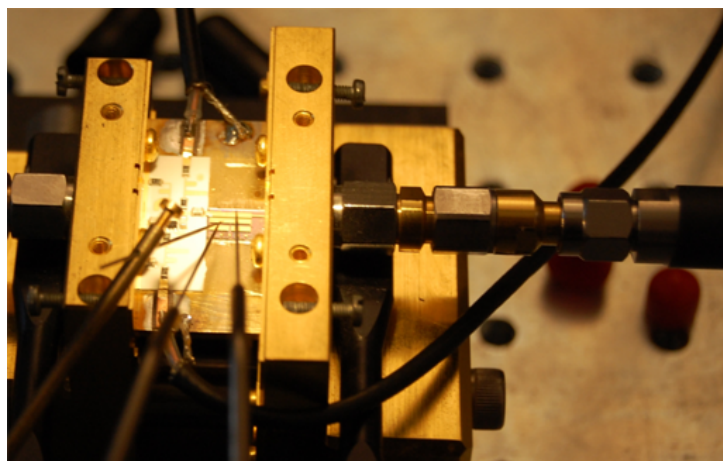


FIG. 3.50 – Photographie du VCO à varactor MEMS

### 3.6 Résultats obtenus sur le VCO

Sans polariser le varactor, l'oscillateur ainsi constitué n'oscille pas à 10,2 GHz comme prévu mais à 9,6 GHz. Une raison probable vient du fait que le substrat saphir utilisé pour réaliser le résonateur est anisotrope contrairement à l'alumine. Ce substrat présenterait bien une constante diélectrique comparable à l'alumine dans deux directions mais posséderait une constante diélectrique de 11,4 dans la troisième. Cette dernière constante diélectrique entraînerait une valeur simulée de la fréquence de résonance de 9,5 GHz, comparable à la fréquence d'oscillation mesurée. Mais ceci n'est qu'une hypothèse qui ne pourra être vérifiée que par la mesure du résonateur séparément.

Toutefois, même si l'oscillateur ne fonctionne pas à la fréquence souhaitée, des mesures de bruit de phase ont été réalisées pour différents points de polarisation du circuit comme pour les oscillateurs à fréquence fixe (FIG. 3.51).

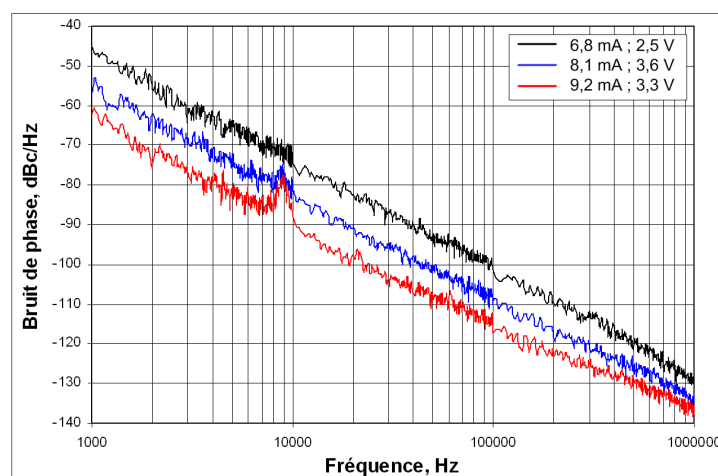


FIG. 3.51 – Bruit de phase du VCO sans polarisation du varactor

Il ressort de ces mesures que lorsque le bruit de phase généré par la résistance négative est suffisamment faible, le bruit de phase dû au varactor MEMS apparaît sous la forme d'un pic à 9 kHz. Lorsque la polarisation de l'oscillateur permet d'atteindre le bruit de phase optimal de l'oscillateur ( $-115$  dBc/Hz @ 100 kHz), le pic généré par le varactor se situe alors 10 dB au-dessus du bruit de phase généré par la résistance négative. Une étude récente [64] montre que le bruit de phase induit par un varactor MEMS sur un VCO est de la forme montrée sur la FIG. 3.52.

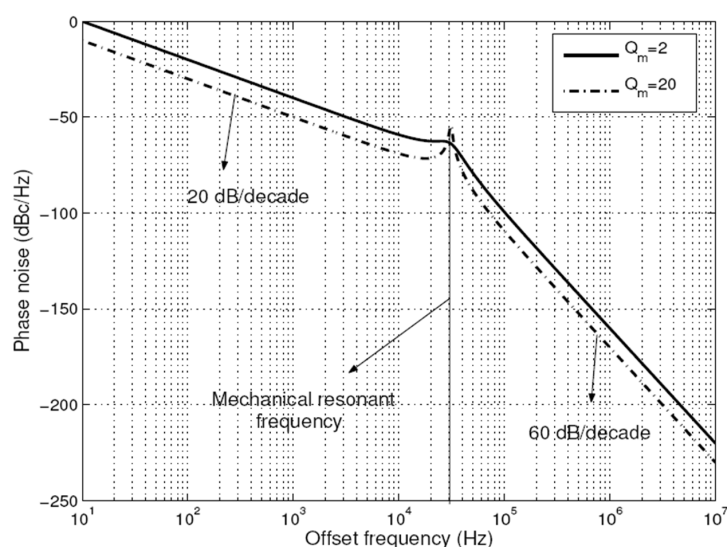


FIG. 3.52 – Bruit de phase théorique d'un VCO non bruyant utilisant un varactor MEMS bruyant

Dans cette étude, le bruit du MEMS est modélisé par un bruit Brownien mécanique (blanc) filtré par la fonction de transfert mécanique du MEMS, un filtre passe-bas du second ordre. Ce filtre possède donc une fréquence de résonance à laquelle, suivant le facteur d'amortissement du MEMS, il va générer un pic plus ou moins important. C'est ce pic que l'on retrouve dans notre mesure de bruit de phase.

La dernière étape est de polariser les varactors (le résonateur en possède deux, un de chaque côté du résonateur) pour déterminer la bande d'accord obtenue avec ce système (FIG. 3.53). la première constatation est que la bande d'accord continue est très faible : 5 MHz dans le meilleur des deux cas. Dans cette configuration, le varactor ne pourra donc pas être utilisé dans ce but. En commutation, la bande d'accord atteint 130 MHz pour le premier (le plus proche de la sortie) et 80 MHz pour le second (le plus proche de la résistance négative). Enfin, en commutant les deux en même temps, la fréquence basse atteint 9,38 GHz pour une bande d'accord de 220 MHz, environ égale à la somme des bandes d'accord générée par les deux varactors pris séparément.

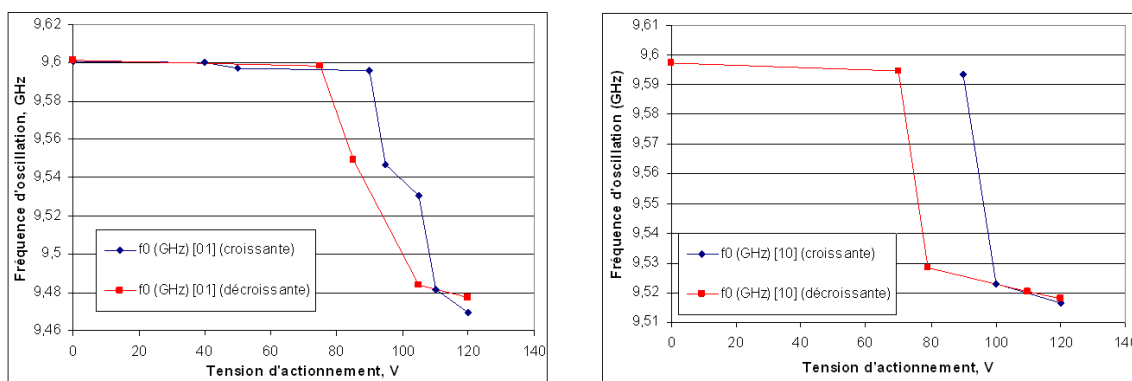


FIG. 3.53 – Bande d'accord obtenue en polarisant alternativement chaque varactor avec une tension croissante puis décroissante

Enfin, le bruit de phase a été mesuré pour les deux varactors à l'état haut ou à l'état bas (FIG. 3.54). La mesure à l'état haut n'est pas tout à fait la même que précédemment

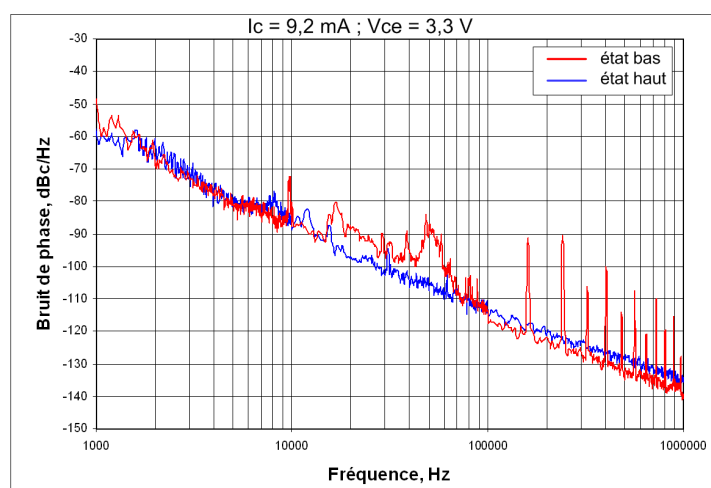


FIG. 3.54 – Bruit de phase du VCO lorsque les varactors sont à l'état haut ou à l'état bas

car l'oscillateur ne se situe pas dans le même environnement. En effet, la polarisation du varactor a nécessité quelques aménagements pour amener les pointes BF sur les plots d'alimentation. Le bruit de phase est donc supérieur de 2 dB, mais on retrouve encore le pic de bruit de phase aux alentours de 9 kHz.

La mesure à l'état bas nécessite de polariser le varactor avec des tensions de plus de 120 V. Ceci est réalisé avec une alimentation à découpage qui génère des raies parasites sur le spectre de bruit de phase. De plus, l'oscillateur se révèle assez peu stable en fréquence lorsque le varactor est à l'état bas, rendant la mesure difficile. Les valeurs de bruit de phase sont donc à prendre à titre indicatif et ce spectre permet surtout de constater que la résonance mécanique du MEMS s'est déplacée plus haut en fréquence. C'est logique

puisque le varactor étant à l'état bas, une grande partie de sa structure repose sur le substrat. Seuls les plateaux dominant les lignes sont alors sujets au bruit mécanique. La structure vibrante ayant des dimensions réduites, sa fréquence de résonance mécanique est donc supérieure. Ceci devient problématique puisque l'augmentation du bruit de phase est alors très importante, de l'ordre de 20 dB.

### 3.7 Conclusion

Différents oscillateurs à très faible bruit de phase ont été obtenus grâce à la réalisation d'une résistance négative optimisée dans ce sens. Ces oscillateurs présentent des fréquences d'oscillation allant de 9,4 GHz à 10,16 GHz, tout en garantissant un bruit de phase inférieur à -115 dBc/Hz @ 100 kHz. Il atteint même la valeur de -119 dBc/Hz @ 100 kHz sur le meilleur des trois oscillateurs, ce qui donne donc un FDM de -119, comparable aux meilleurs oscillateurs à résonateur planaire réalisés. Le VCO MEMS a permis d'obtenir une bande d'accord de 2% avec un bruit de -115 dBc/Hz @ 100 kHz, obtenant, là aussi, un résultat proche de l'état de l'art.

TAB. 3.7 – Comparaison de notre travail avec les divers oscillateurs à structure planaire

Réf.	Transistor	$f_0$ (GHz)	$\Delta f/f_0$ (%)	L(f) (dBc/Hz @ 100 kHz)	FDM (dBc/Hz @ 100 kHz)
[51]	GaAs PHEMT	10		-113	-113
[52]	SiGe HBT	9	3	-112 / -109	-121 / -118
		18		-108	-113
[54]	AlGaAs/InGaAs HEMT	10		-109	-109
[55]	AlGaAs/InGaAs HEMT	10		-114	-114
		10	1	-112 / -110	-112 / -110
[56]	Si BJT	5,84		-113	-108
[57]	SiGe HBT	9,05		-116	-115
[58]	Si BJT	5,8	1,6	-124,5 / -122	-124 / -121
[59]	SiGe HBT	9,1		-119	-118
<b>OL</b>	<b>SiGe HBT</b>	<b>10</b>		<b>-119</b>	<b>-119</b>
<b>VCO</b>	<b>SiGe HBT</b>	<b>9,6</b>	<b>2</b>	<b>-115</b>	<b>-121</b>

De plus, il est probable que sa bande d'accord potentielle soit supérieure aux fréquences déjà obtenues. Ce résultat a été obtenu grâce à une modélisation non-linéaire fine du composant actif ainsi que celle en bruit basse fréquence.



# Conclusion générale

L'amélioration des performances des systèmes de télécommunications spatiales passe par la conception d'oscillateur locaux performants c'est à dire à faible bruit de phase et large bande d'accord. Pour atteindre ce but, l'oscillateur utilisera des varactors MEMS, d'une part de façon à commuter les sous-bandes d'accord et d'autre part à accorder la fréquence sur cette sous-bande avec l'obtention d'un fort coefficient de qualité qui doit permettre d'atteindre un faible bruit de phase. Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons présenté des méthodes performantes d'analyse de l'oscillateur utilisées pour simuler avec précision (avec le logiciel ADS d'Agilent) toutes les caractéristiques électriques du circuit avant son lancement en fabrication :

- l'analyse de l'instabilité linéaire permettant le démarrage de l'oscillation a été réalisée par une simulation en boucle ouverte de l'oscillateur et vérifiée avec la méthode exacte d'analyse des pôles du circuit
- l'état fort signal est déterminé par une analyse par équilibrage harmonique et sa stabilité vérifiée par les mêmes outils
- le bruit de phase a été simulé avec la méthode d'analyse paramétrique

En plus de ces outils d'analyse, il est nécessaire de posséder un modèle électrique précis du transistor que ce soit pour simuler son comportement non-linéaire mais aussi en bruit basse fréquence. Ce bruit représentant la contribution majeure au bruit de phase de l'oscillateur près de la porteuse, il est important de le décrire avec précision. Les sources de bruit de ce modèle que nous avons implémenté dans ADS sont cyclostationnaires, c'est à dire dépendent de l'état fort signal du transistor. Toutes les mesures nécessaires à l'obtention du modèle complet du transistor ont été également présentées dans ce chapitre.

Enfin, dans le dernier chapitre nous avons décrits les différentes étapes obligatoires de la conception de l'oscillateur pour arriver aux performances souhaitées, ainsi que les résultats obtenus avec les circuits fabriqués. Des oscillateurs à fréquence fixe ont été d'abord fabriqués et mesurés pour vérifier l'efficacité de la méthode de conception. Un excellent bruit de phase de  $-119$  dBc/Hz @ 100 kHz de la porteuse à 10 GHz a été mesuré pour un des oscillateurs, montrant la qualité de la conception puisque ce circuit réalisé en technologie hybride n'a pas été retouché avant mesure. L'insertion des varactors MEMS sur le résonateur montre la faisabilité de ce type de circuit, mais a permis de mettre en évidence un problème : outre le fait qu'ils ne peuvent être utilisés que pour des variations de fréquence discrètes, qui seraient suffisantes dans l'application visée de synthèse de fréquence à pas fractionnaire, la remontée du bruit de phase liée à la dimension mécanique du composant est problématique. Des études plus poussées sur ce domaine doivent donc être menées afin de réduire cette nuisance.

Il aurait été intéressant de réaliser parallèlement un second OCT utilisant des varactors semiconducteurs pour pouvoir comparer les résultats avec les deux technologies. Ceci aurait permis de confirmer ou d'infirmier l'utilité des MEMS dans ce type de fonction. Sur un autre plan, possédant une partie active sur laquelle il est possible de connecter divers types de résonateurs à résonance série, il aurait été intéressant de travailler sur cet aspect pour étudier le potentiel de chacun : résonateur actif, résonateur en spirale, en boucle ouverte, certains possédant un meilleur facteur de qualité, d'autres une résistance série plus faible, d'autres une surface limitée.

Concernant la partie active, nous avons constaté que la charge basse fréquence présentée au transistor pouvait avoir beaucoup d'influence sur le bruit de phase final. En découplant chaque accès du transistor en basse fréquence, il aurait été intéressant de déterminer en mesure quelles étaient les charges optimales à présenter au transistor, voire même si une contre-réaction BF aurait permis d'améliorer le bruit de phase.

# Bibliographie

- [1] K. Kurokawa, "The single-cavity multiple-device oscillator," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 19, no. 10, pp. 793–801, Oct 1971.
- [2] —, "Injection locking of microwave solid-state oscillators," *Proceedings of the IEEE*, vol. 61, no. 10, pp. 1386–1410, Oct. 1973.
- [3] A. V. Grebennikov, "Stability of negative resistance oscillator circuits," *Int. J. Elect. Enging. Educ.*, vol. 36, pp. 242–254, Oct. 1999.
- [4] M. Odyniec, *RF and Microwave Oscillator Design*. Artech House, 2002.
- [5] J.-C. Nallatamby, M. Prigent, M. Camiade, and J. Obregon, "Phase noise in oscillators - Leeson formula revisited," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 4, pp. 1386–1394, Apr 2003.
- [6] E. Ferre-Pikal, J. Vig, J. Camparo, L. Cutler, L. Maleki, W. Riley, S. Stein, C. Thomas, F. Walls, and J. White, "Draft revision of iee standard definitions of physical quantities for fundamental, frequency and time metrology-random instabilities," *Frequency Control Symposium, 1997., Proceedings of the 1997 IEEE International*, pp. 338–357, May 1997.
- [7] *Phase Noise Characterization of Oscillators - Frequency Discriminator Method*. Agilent Technologies, 1985.
- [8] D. Leeson, "A simple model of feedback oscillator noise spectrum," *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, no. 2, pp. 329–330, Feb. 1966.
- [9] G. Sauvage, "Phase noise in oscillators : A mathematical analysis of Leeson's model," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 4, pp. 408–410, Dec. 1977.
- [10] B. Parzen, "Clarification and a generalized restatement of Leeson's oscillator noise model," *Frequency Control Symposium, 1988., Proceedings of the 42nd Annual*, pp. 348–351, Jun 1988.
- [11] J.-C. Nallatamby, M. Prigent, M. Camiade, and J. Obregon, "Extension of the Leeson formula to phase noise calculation in transistor oscillators with complex tanks," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 3, pp. 690–696, Mar 2003.
- [12] T. Ohira, "Rigorous q-factor formulation for one- and two-port passive linear networks from an oscillator noise spectrum viewpoint," *Circuits and Systems II : Express Briefs, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 12, pp. 846–850, Dec. 2005.
- [13] X. Huang, F. Tan, W. Wei, and W. Fu, "A revisit to phase noise model of Leeson," *Frequency Control Symposium, 2007 Joint with the 21st European Frequency and Time Forum. IEEE International*, pp. 238–241, 29 2007-June 1 2007.

- [14] A. Hajimiri and T. Lee, "A general theory of phase noise in electrical oscillators," *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, vol. 33, no. 2, pp. 179–194, Feb 1998.
- [15] V. Rizzoli, F. Mastri, and C. Cecchetti, "Computer-aided noise analysis of MESFET and HEMT mixers," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 37, no. 9, pp. 1401–1410, Sep 1989.
- [16] J. Jugo, J. Portilla, A. Anakabe, A. Suarez, and J. Collantes, "Closed-loop stability analysis of microwave amplifiers," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 4, pp. 226–228, Feb 2001.
- [17] I. Getreu, *CAD of Electronic Circuits, vol I : Modeling the Bipolar Transistor*. Elsevier Scientific Publishing Company, 1978.
- [18] C. McAndrew, J. Seitchik, D. Bowers, M. Dunn, M. Foisy, I. Getreu, M. McSwain, S. Moinian, J. Parker, D. Roulston, M. Schroter, P. van Wijnen, and L. Wagner, "VBIC95, the vertical bipolar inter-company model," *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, vol. 31, no. 10, pp. 1476–1483, Oct 1996.
- [19] H. de Graaff, W. Kloosterman, J. Geelen, and M. Koolen, "Experience with the new compact MEXTRAM model for bipolar transistors," *Bipolar Circuits and Technology Meeting, 1989., Proceedings of the 1989*, pp. 246–249, Sep 1989.
- [20] M. Schroter, S. Lehmann, S. Fregonese, and T. Zimmer, "A computationally efficient physics-based compact bipolar transistor model for circuit design-part I : model formulation," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 2, pp. 279–286, Feb. 2006.
- [21] S. Fregonese, S. Lehmann, T. Zimmer, M. Schroter, D. Celi, B. Ardouin, H. Beckrich, P. Brenner, and W. Kraus, "A computationally efficient physics-based compact bipolar transistor model for circuit design-part II : parameter extraction and experimental results," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 2, pp. 287–295, Feb. 2006.
- [22] R. Krithivasan, Y. Lu, J. Cressler, J.-S. Rieh, M. Khater, D. Ahlgren, and G. Freeman, "Half-Terahertz operation of SiGe HBTs," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 27, no. 7, pp. 567–569, July 2006.
- [23] W. Snodgrass, W. Hafez, N. Harff, and M. Feng, "Pseudomorphic Inp/InGaAs heterojunction bipolar transistors (PHBTs) experimentally demonstrating  $f_T = 765$  GHz at  $25^\circ\text{C}$  increasing to  $f_T = 845$  GHz at  $55^\circ\text{C}$ ," *Electron Devices Meeting, 2006. IEDM '06. International*, pp. 1–4, Dec. 2006.
- [24] D. Harame, J. Comfort, J. Cressler, E. Crabbe, J.-C. Sun, B. Meyerson, and T. Tice, "Si/SiGe epitaxial-base transistors. I. materials, physics, and circuits," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 42, no. 3, pp. 455–468, Mar 1995.

- [25] —, “Si/SiGe epitaxial-base transistors. II. process integration and analog applications,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 42, no. 3, pp. 469–482, Mar 1995.
- [26] S. V. Ilderem, J. Thomas, S. John, D. Wipf, H. Zupac, F. Rueda, R. Chai, J. Reuter\*, J. Kirchgessner, P. Teplik, T. Wenckers\*, M. Baker, J. Clifford, M. Griffiths, M. Tawney, and McCombs, “The emergence of SiGe :C HBT technology for RF applications,” *CS Mantech*, 2003.
- [27] T. Peyretailade, M. Perez, S. Mons, R. Sommet, P. Auxemery, J. Lalaurie, and R. Quere, “A pulsed-measurement based electrothermal model of HBT with thermal stability prediction capabilities,” *Microwave Symposium Digest, 1997., IEEE MTT-S International*, vol. 3, pp. 1515–1518 vol.3, Jun 1997.
- [28] W. Shockley, “Electrons, holes, and traps,” *Proceedings of the IRE*, vol. 46, no. 6, pp. 973–990, June 1958.
- [29] J. Kirk, C.T., “A theory of transistor cutoff frequency (ft) falloff at high current densities,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 9, no. 2, pp. 164–174, Mar 1962.
- [30] G. Kull, L. Nagel, S.-W. Lee, P. Lloyd, E. Prendergast, and H. Dirks, “A unified circuit model for bipolar transistors including quasi-saturation effects,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 32, no. 6, pp. 1103–1113, Jun 1985.
- [31] A. A. L. de Souza, *Caractérisation Expérimentale et Modélisation Cyclostationnaire des Sources de Bruit BF dans les Composants Semiconducteurs pour la CAO des Circuits MMIC Non Linéaires*. Université de Limoges, 2008.
- [32] O. Mueller, “Internal thermal feedback in four-poles especially in transistors,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 52, no. 8, pp. 924–930, Aug. 1964.
- [33] H. C. de Graaff and F. M. Klaassen, *Compact Transistor Modelling for Circuit Design*. Springer-Verlag, 1990.
- [34] J. Fossum and S. Veeraraghavan, “Partitioned-charge-based modeling of bipolar transistors for non-quasi-static circuit simulation,” *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 7, no. 12, pp. 652–654, Dec 1986.
- [35] A. Lyoubi, *Métrie et Modélisation du Bruit Basse Fréquence dans les Transistors à Effet de Champ : Application à la CAO des Sources dans les Systèmes de Communication*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2002.
- [36] A. A. Lisboa de Souza, *Caractérisation Expérimentale et Modélisation Cyclostationnaire des Sources de Bruit BF dans les Composants Semiconducteurs pour la CAO des Circuits MMIC Non Linéaires*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2008.

- [37] C. Dragone, "Analysis of thermal and shot noise in pumped resistive diodes," *Bell Systems Technical Journal*, vol. 47, pp. 1883–1902, 1968.
- [38] D. Held and A. Kerr, "Conversion loss and noise of microwave and millimeterwave mixers : Part 1. theory," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 2, pp. 49–55, Feb 1978.
- [39] F. Hooge, "1/f noise sources," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 41, no. 11, pp. 1926–1935, Nov 1994.
- [40] L. Vandamme, X. Li, and D. Rigaud, "1/f noise in MOS devices, mobility or number fluctuations?" *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 41, no. 11, pp. 1936–1945, Nov 1994.
- [41] A. A. Lisboa de Souza, J. C. Nallatamby, M. Prigent, and J. Obregon, "On the cyclostationary properties of the 1/f noise of microwave semiconductor devices," *Microwave Symposium Digest, 2008 IEEE MTT-S International*, pp. 1569–1572, June 2008.
- [42] J.-C. Nallatamby, M. Prigent, M. Camiade, A. Sion, C. Gourdon, and J. Obregon, "An advanced low-frequency noise model of GaInP-GaAs HBT for accurate prediction of phase noise in oscillators," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 5, pp. 1601–1612, May 2005.
- [43] G. Niu, J. Cressler, S. Zhang, W. Ansley, C. Webster, and D. Harame, "A unified approach to rf and microwave noise parameter modeling in bipolar transistors," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 11, pp. 2568–2574, Nov 2001.
- [44] J. Gao, X. Li, H. Wang, and G. Boeck, "Microwave noise modeling for InP-InGaAs HBTs," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 4, pp. 1264–1272, April 2004.
- [45] C. Jungemann, B. Neinhuis, B. Meinerzhagen, and R. Dutton, "Investigation of compact models for RF noise in SiGe HBTs by hydrodynamic device simulation," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 6, pp. 956–961, June 2004.
- [46] D. Young and B. Boser, "A micromachine-based RFlow-noise voltage-controlled oscillator," *Custom Integrated Circuits Conference, 1997., Proceedings of the IEEE 1997*, pp. 431–434, May 1997.
- [47] D. Young, J. Tham, and B. Boser, "A micromachine-based low phase-noise voltage controlled oscillator for wireless communications," *Proc. Int. Conf. Solid-State Sensors and Actuators*, p. P4D4.1, June 1999.
- [48] A. Dec and K. Suyama, "A 1.9-GHz CMOS VCO with micromachined electromechanically tunable capacitors," *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, vol. 35, no. 8, pp. 1231–1237, Aug 2000.



- [49] A. Coustou, D. Dubuc, K. Grenier, E. Fourn, O. Llopis, and R. Plana, "Capabilities of a 10 GHz MEMS based VCO," *European Microwave Integrated Circuits Conference, 2006. The 1st*, pp. 157–160, Sept. 2006.
- [50] M. Innocent, P. Wambacq, S. Donnay, H. Tilmans, H. De Man, and W. Sansen, "MEMS variable capacitor versus MOS variable capacitor for a 5GHz voltage controlled oscillator," *Solid-State Circuits Conference, 2002. ESSCIRC 2002. Proceedings of the 28th European*, pp. 487–490, Sept. 2002.
- [51] A. Khanna, E. Topacio, E. Gane, and D. Elad, "Low jitter silicon bipolar based VCOs for applications in high speed optical communication systems," *Microwave Symposium Digest, 2001 IEEE MTT-S International*, vol. 3, pp. 1567–1570 vol.3, 2001.
- [52] L. Dussopt and G. Rebeiz, "A very low phase noise SiGe VCO at X-band frequencies," *Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems, 2001. Digest of Papers. 2001 Topical Meeting on*, pp. 219–221, 2001.
- [53] L. Dussopt, D. Guillois, and G. Rebeiz, "A low phase noise silicon 9 GHz VCO and an 18 GHz push-push oscillator," *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, vol. 2, pp. 695–698, 2002.
- [54] Y.-T. Lee, J. Lee, and S. Nam, "A new phase noise reduction method of oscillator by loaded Q improvement using dual feedback topology," *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 15, no. 1, pp. 39–41, Jan. 2005.
- [55] —, "High-Q active resonators using amplifiers and their applications to low phase-noise free-running and voltage-controlled oscillators," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 11, pp. 2621–2626, Nov. 2004.
- [56] E. Park and C. Seo, "Low phase noise oscillator using microstrip square open loop resonator," *Microwave Symposium Digest, 2006. IEEE MTT-S International*, pp. 585–588, June 2006.
- [57] J. Choi, M.-H. Chen, and A. Mortazawi, "An X-band low phase noise oscillator employing a four-pole elliptic-response microstrip bandpass filter," *Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTT-S International*, pp. 1529–1532, June 2007.
- [58] J. Choi and C. Seo, "Low phase noise VCO using microstrip square open loop multiple split ring resonator," *Microwave Symposium Digest, 2008 IEEE MTT-S International*, pp. 1469–1472, June 2008.
- [59] J. Choi and A. Mortazawi, "A new X-band low phase-noise multiple-device oscillator based on the extended-resonance technique," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 8, pp. 1642–1648, Aug. 2007.

- [60] B. Razavi, "A study of phase noise in CMOS oscillators," *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, vol. 31, no. 3, pp. 331–343, Mar 1996.
- [61] T. Ohira, "Rigorous Q-factor formulation for one- and two-port passive linear networks from an oscillator noise spectrum viewpoint," *Circuits and Systems II : Express Briefs, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 12, pp. 846–850, Dec. 2005.
- [62] R. Harrington, "Matrix methods for field problems," *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, no. 2, pp. 136–149, Feb. 1967.
- [63] —, "Origin and development of the method of moments for field computation," *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, vol. 32, no. 3, pp. 31–35, Jun 1990.
- [64] J. Sankaranarayanan and K. Mayaram, "Noise simulation and modeling for MEMS varactor based RF VCOs," *Circuits and Systems, 2007. ISCAS 2007. IEEE International Symposium on*, pp. 2698–2701, May 2007.

# Annexes

## A.1 Comparaison des paramètres [S] mesurés et simulés pour le BFP740F

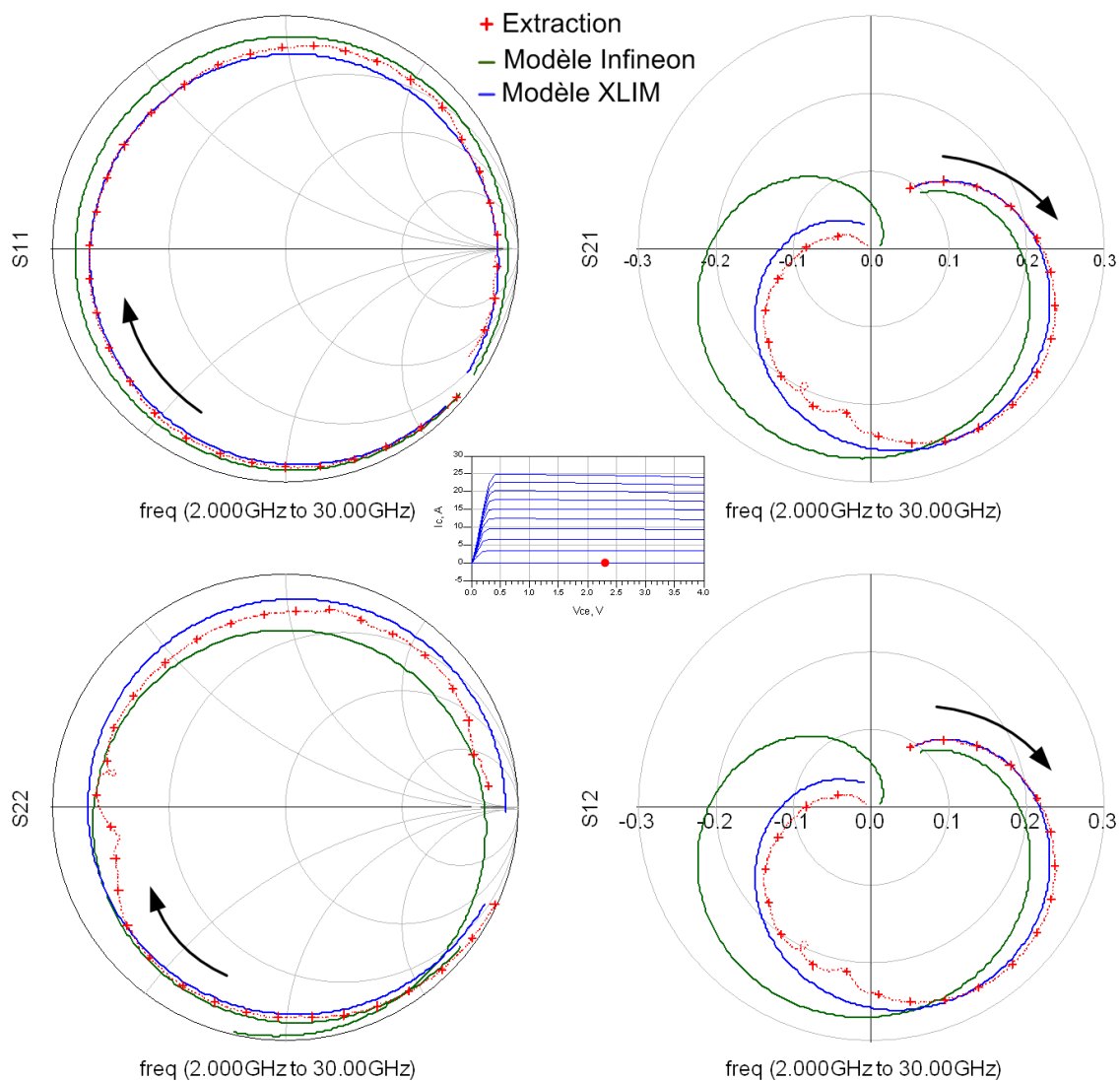


FIG. A.1 – Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 2V$  ;  $I_C = 0mA$ ]

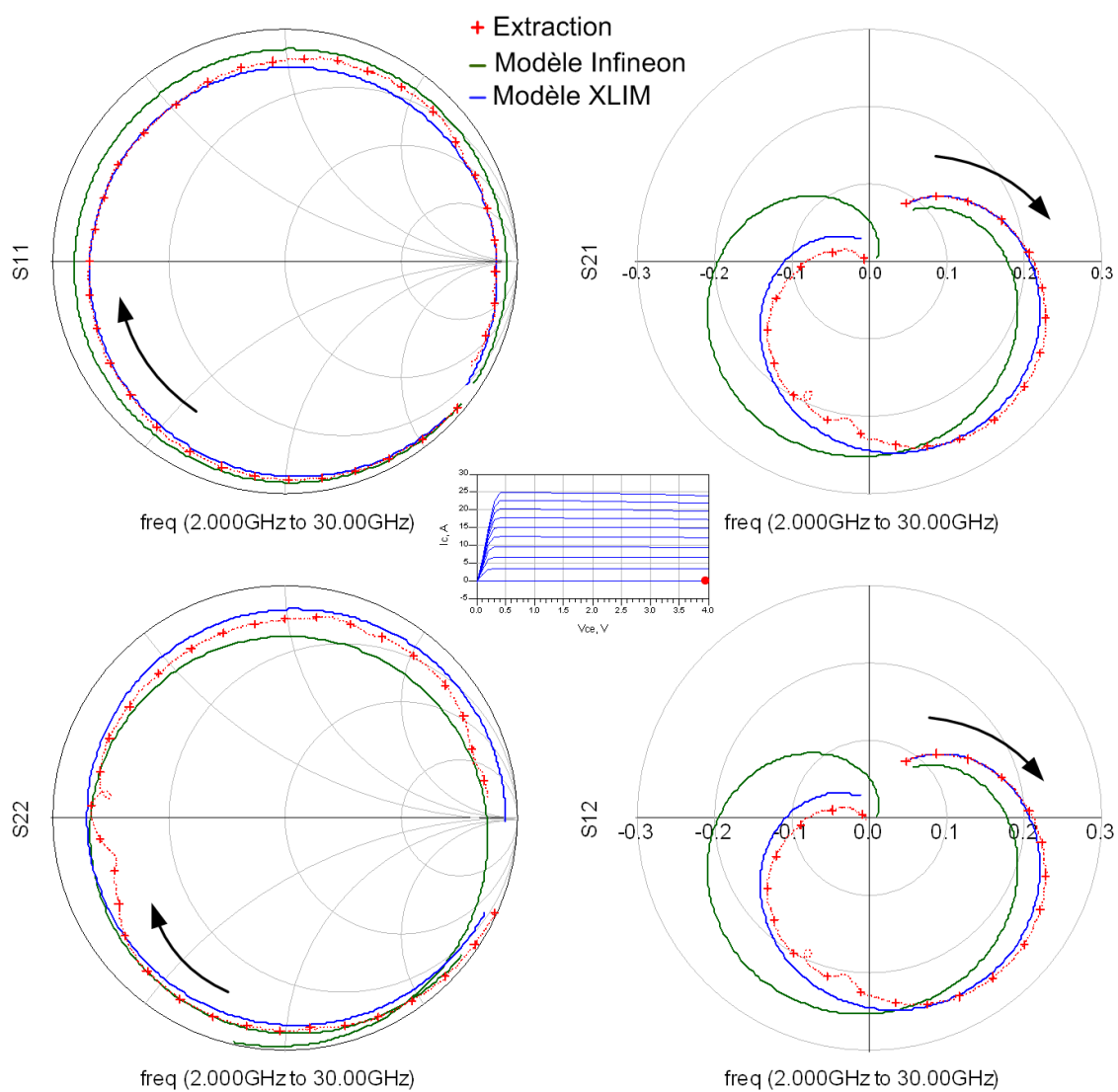


FIG. A.2 – Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 4V$  ;  $I_C = 0mA$ ]

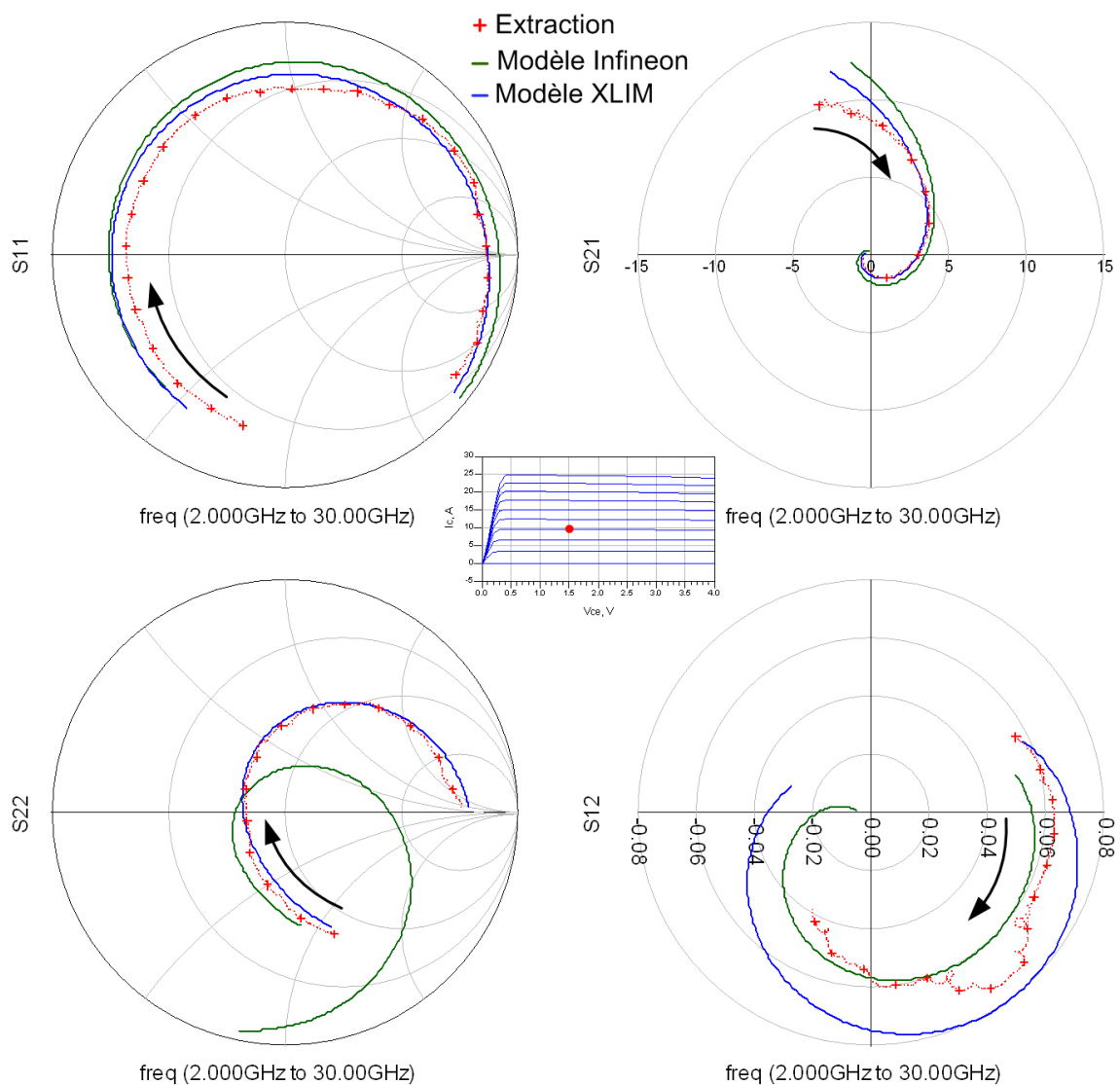


FIG. A.3 – Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 1,5V$  ;  $I_C = 9mA$ ]

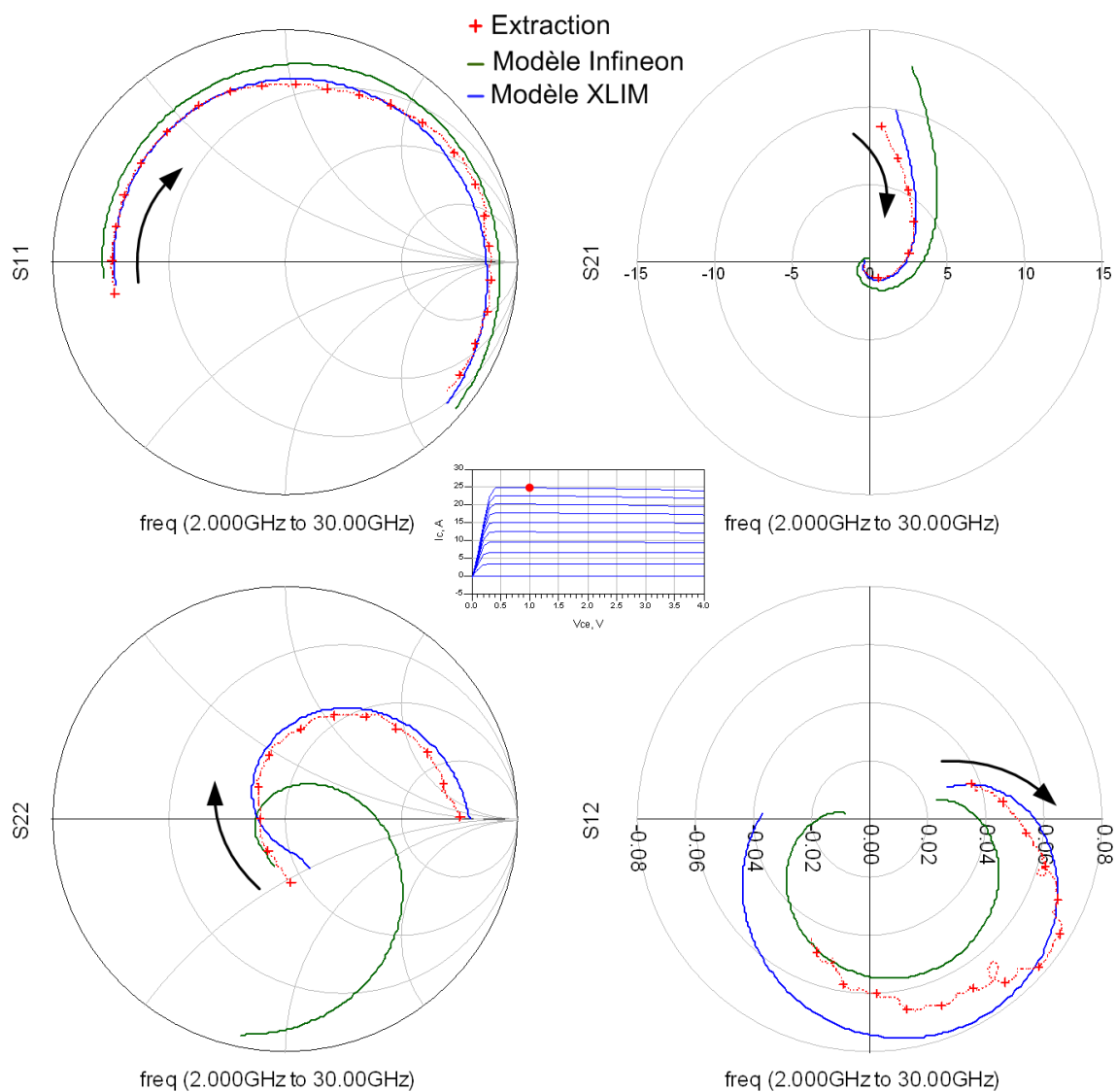


FIG. A.4 – Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 1V$  ;  $I_C = 24mA$ ]

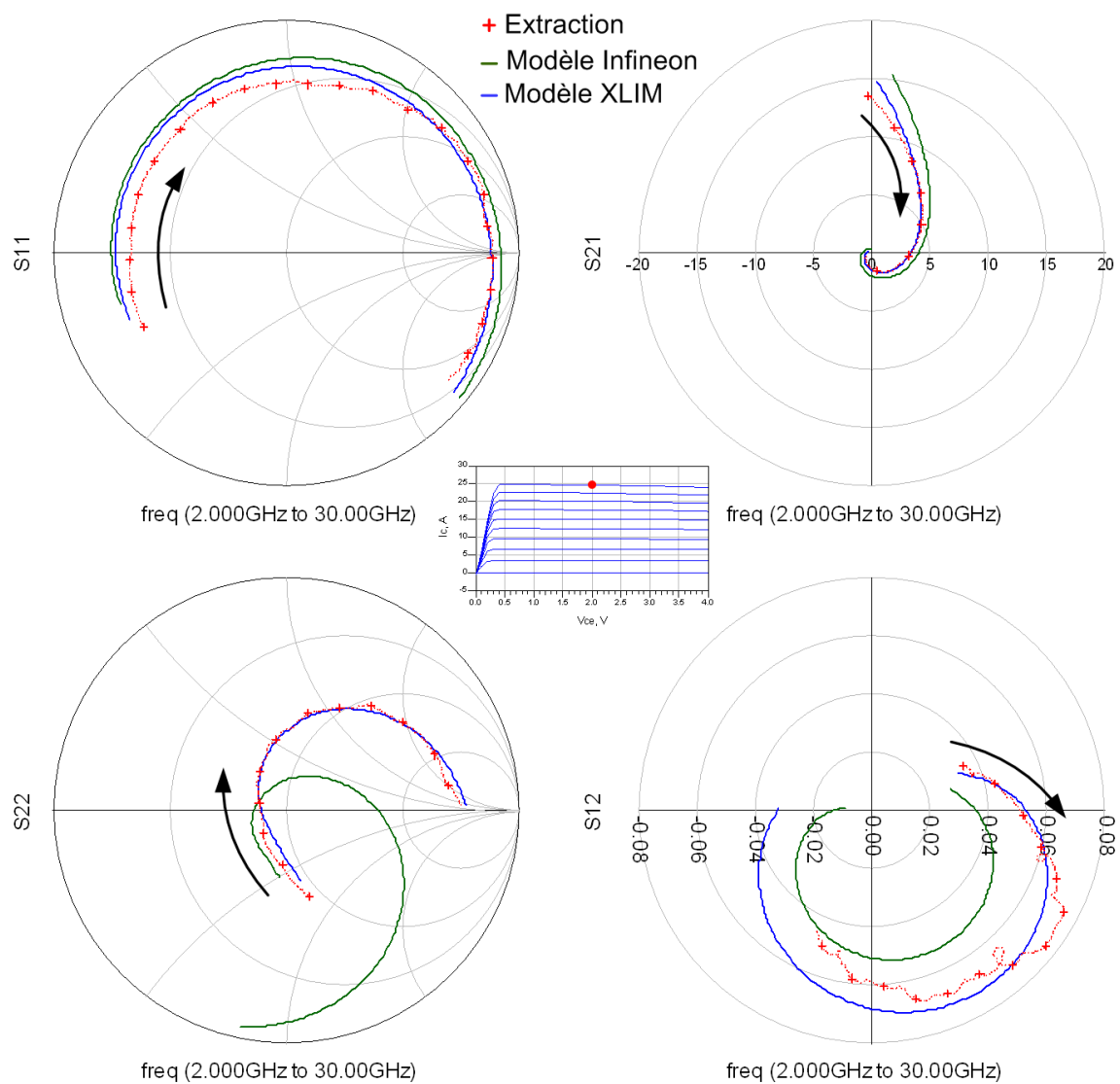


FIG. A.5 – Comparaison des paramètres [S] du BFP740F pour un point de polarisation [ $V_{CE} = 2V$  ;  $I_C = 24mA$ ]



## A.2 Comparaison de mesures, simulations électriques et simulations électromagnétiques sur des motifs de test élémentaires

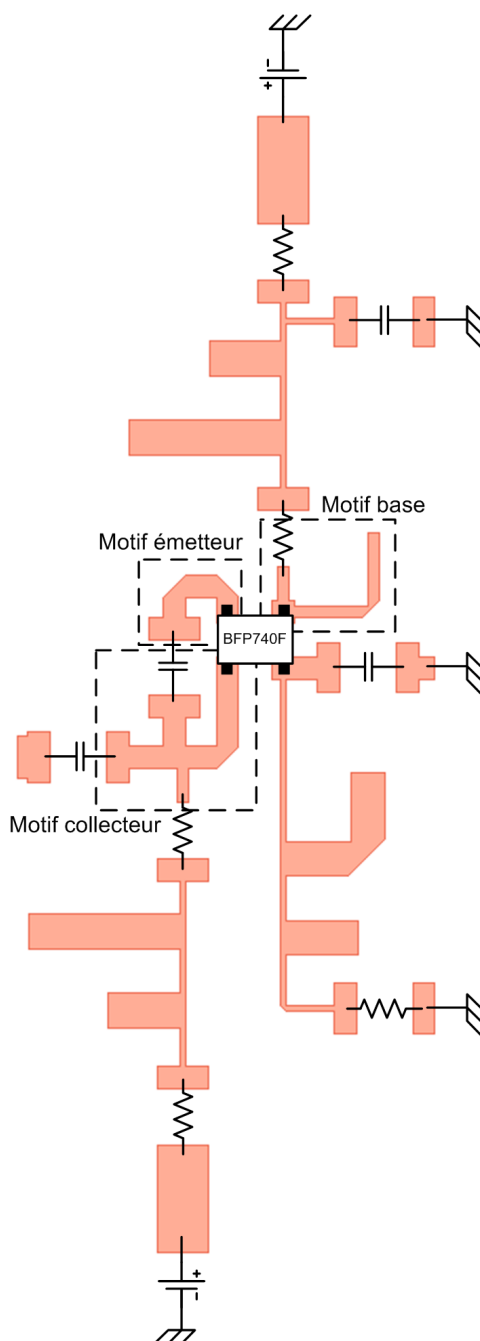


FIG. A.6 – Layout de la partie active

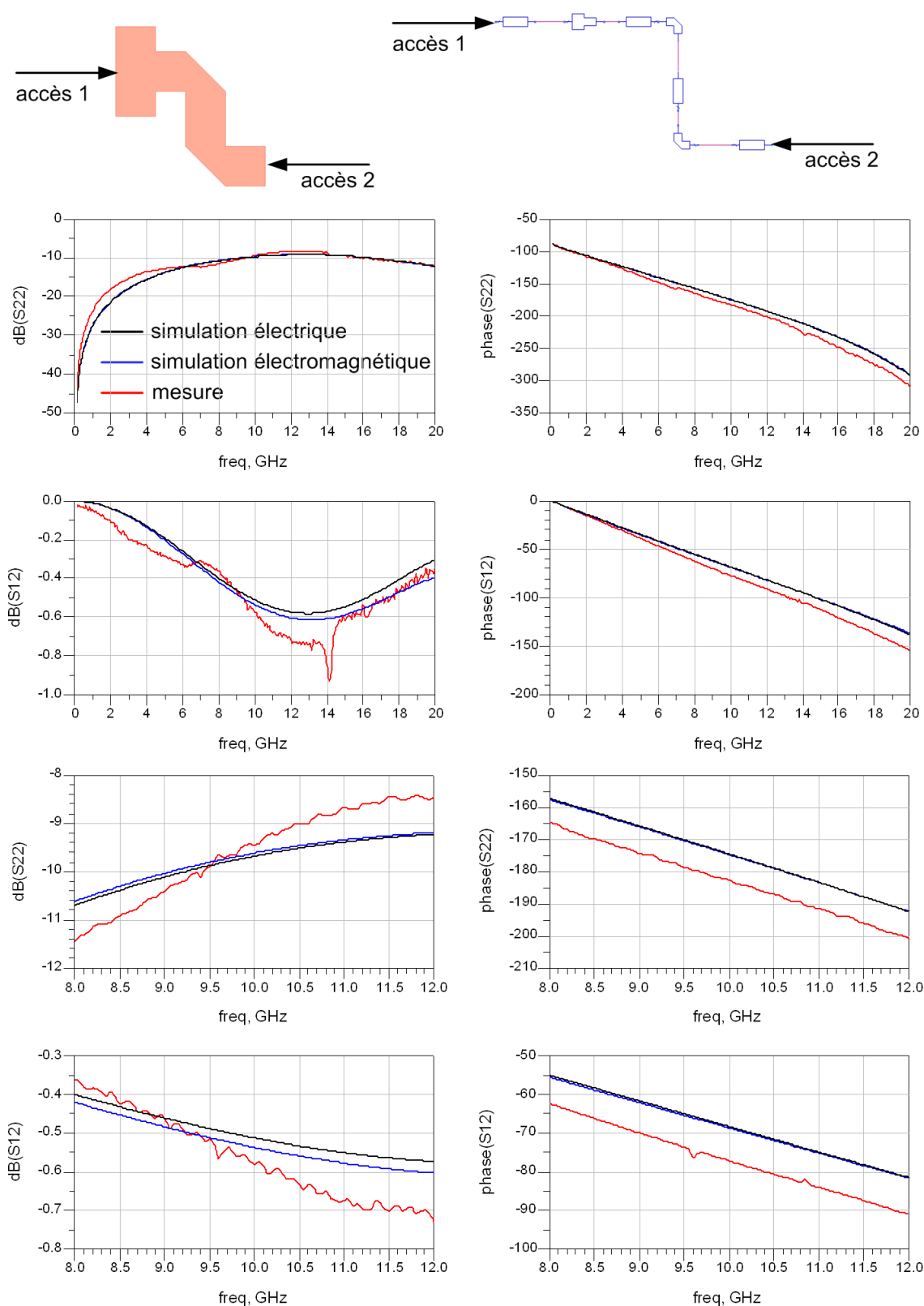


FIG. A.7 – Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique d'un motif relié à l'émetteur du transistor

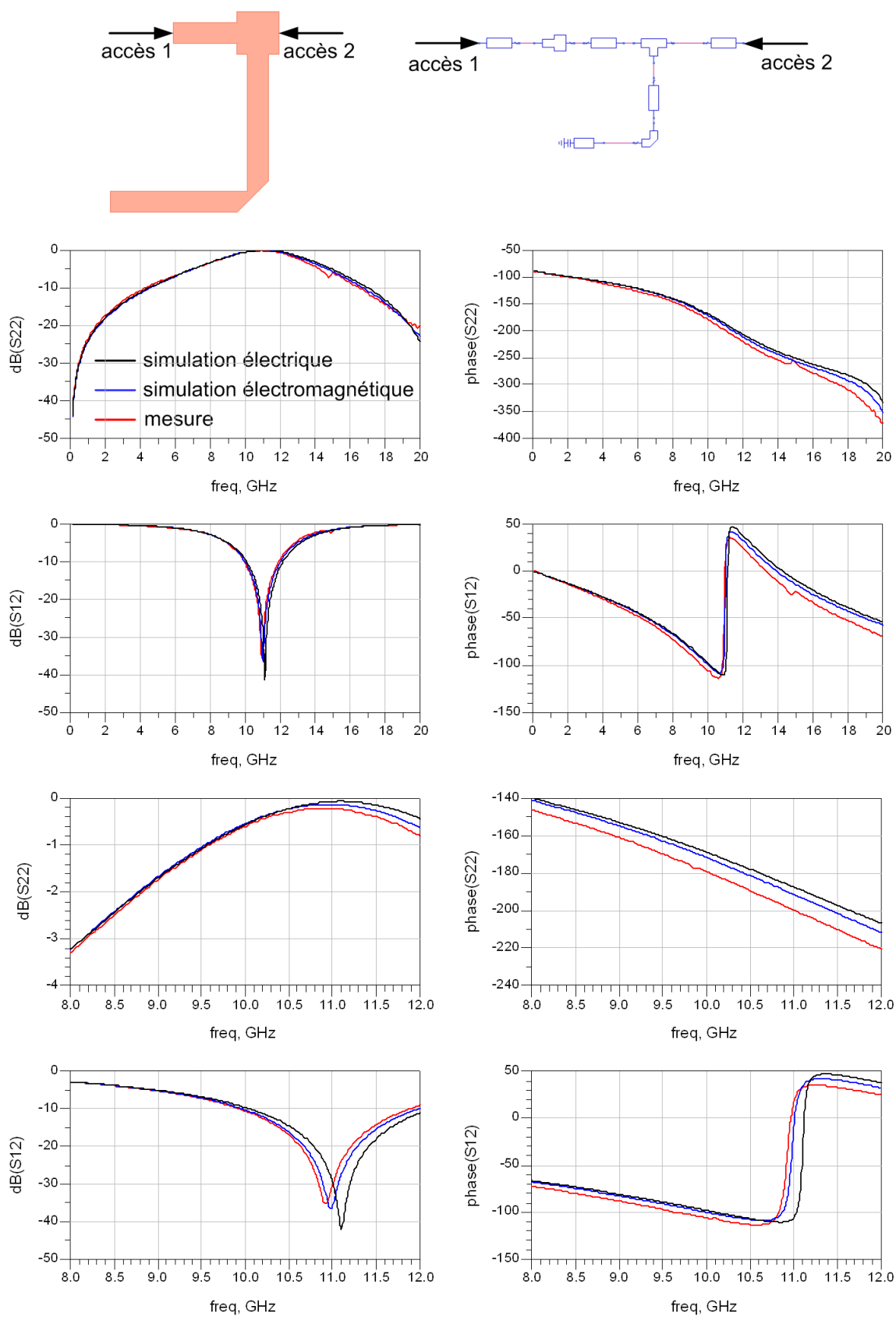


FIG. A.8 – Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique d'un motif relié à la base du transistor

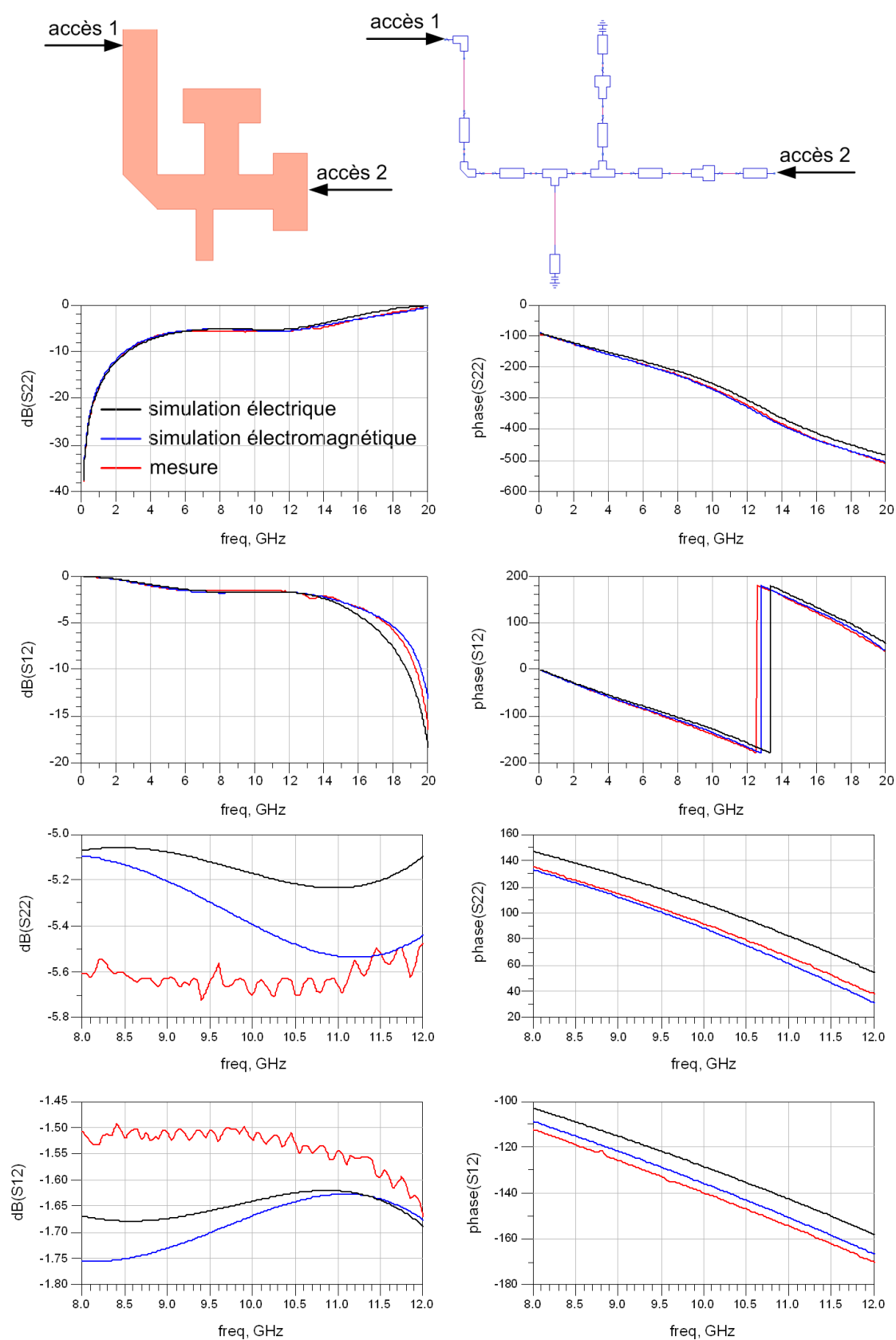


FIG. A.9 – Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique d'un motif relié au collecteur du transistor

### **A.3 Comparaison de mesures, simulations électriques et simulations électromagnétiques sur les circuits de polarisation**

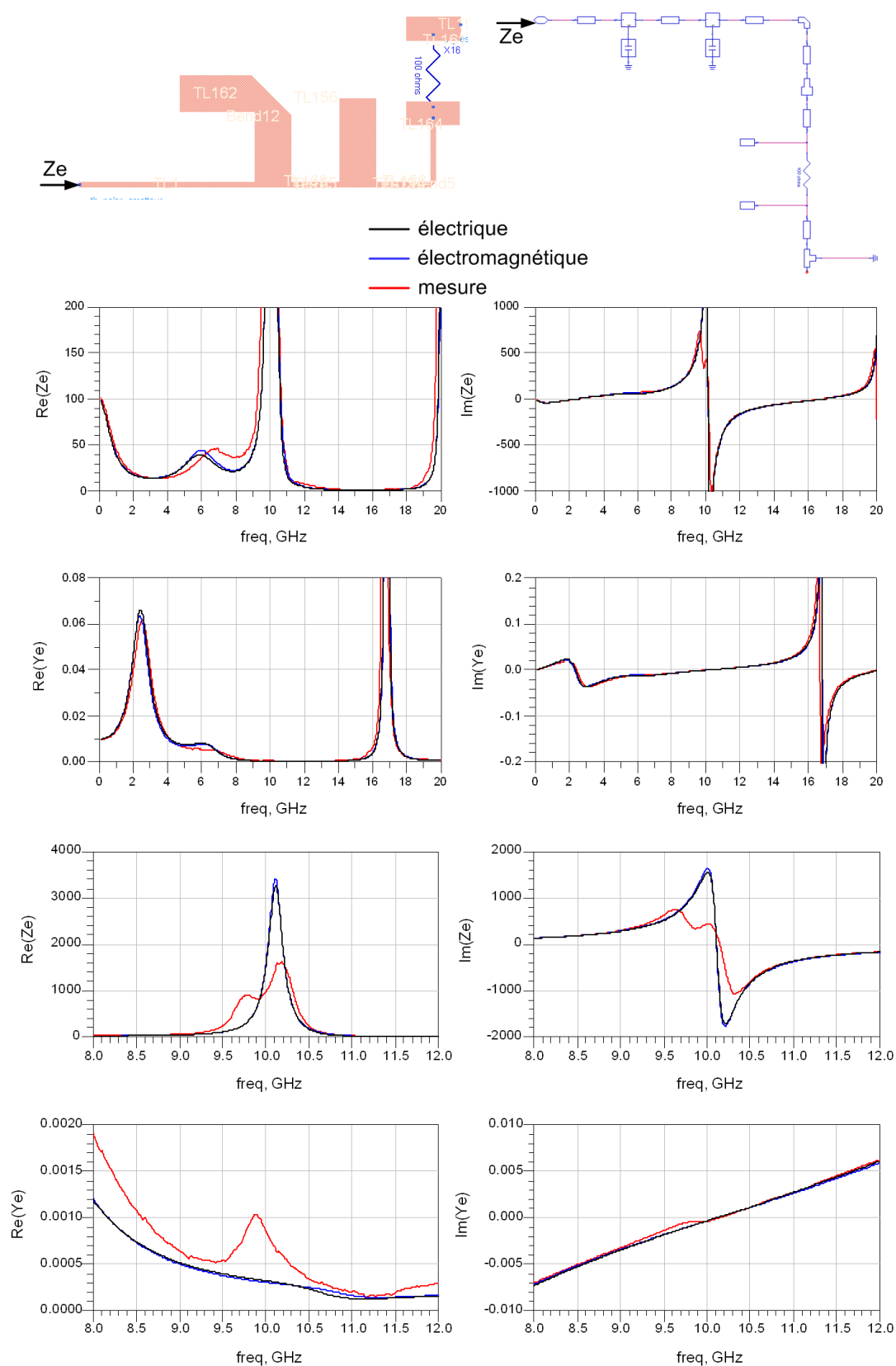


FIG. A.10 – Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique du circuit de polarisation d'émetteur

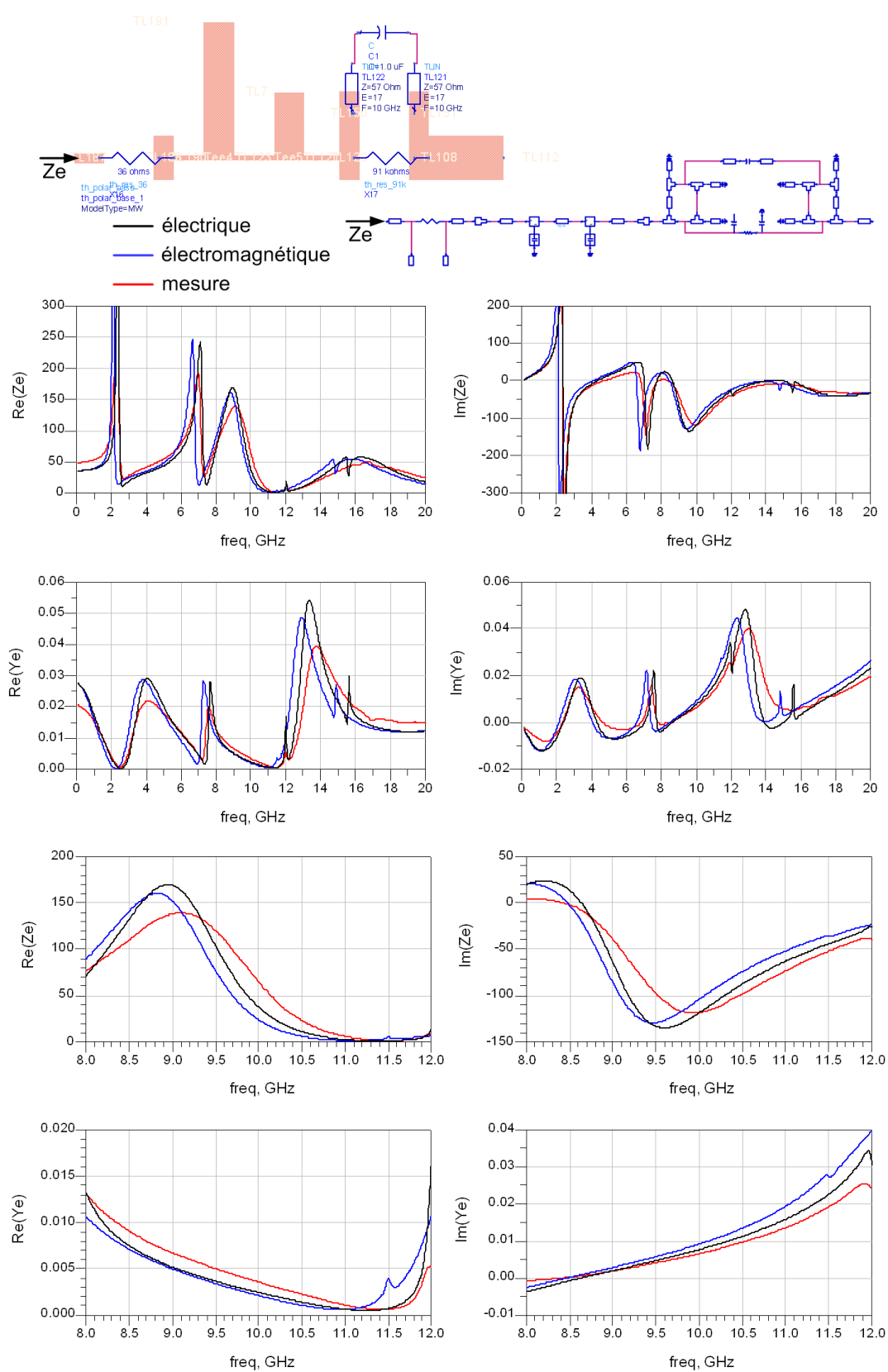


FIG. A.11 – Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique du circuit de polarisation de base

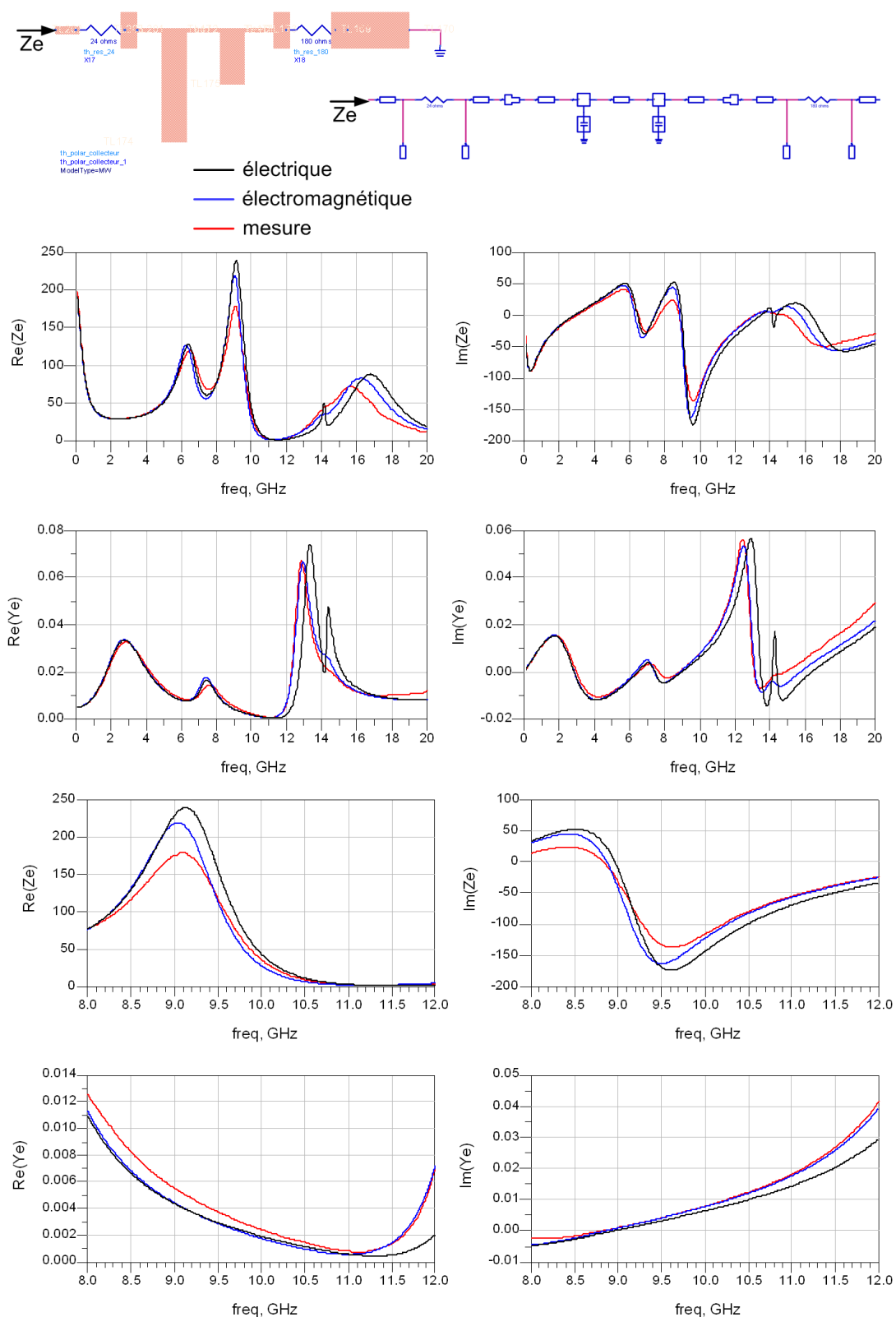


FIG. A.12 – Comparaison entre mesure, simulation électrique et simulation électromagnétique du circuit de polarisation de collecteur





## **Etude et réalisation d'un oscillateur bande X, contrôlé en tension , à varactor MEMS, pour application spatiale**

### **Résumé :**

Ce mémoire est consacré à l'étude et à la réalisation d'un oscillateur contrôlé en tension (OCT) à 10 GHz. Ce travail permet d'étudier la faisabilité d'un OCT utilisant des varactors MEMS pour accorder la fréquence d'oscillation.

Le premier chapitre de ce mémoire montre les méthodes d'analyse de l'oscillateur utilisées pour simuler avec précision toutes les caractéristiques électriques du circuit avant son lancement en fabrication : analyses des conditions de démarrage, de l'état établi et du bruit de phase.

Le deuxième chapitre décrit la modélisation non linéaire du transistor bipolaire à hétérojonction SiGe utilisé pour la conception de l'oscillateur. La seconde partie de ce chapitre montre la modélisation en bruit basse fréquence de ce transistor, contribution essentielle au bruit de phase près de la porteuse.

Le troisième chapitre est consacré à la conception de l'oscillateur final. Les différentes étapes de la conception sont décrites en utilisant les outils d'analyse et les modèles expliqués aux premier et deuxième chapitres. Les réalisations d'un oscillateur à fréquence fixe puis d'un OCT à varactor MEMS présentant respectivement un bruit de phase de -119 dBc/Hz et -115 dBc/Hz @ 100 kHz de la porteuse constituent l'aboutissement de ce travail.

**Mots clés :** TBH SiGe, bruit basse fréquence, oscillateur, bruit de phase, stabilité, modèle non linéaire

## **X band voltage controlled oscillator conception and realization, using MEMS varactor, for a spatial application**

### **Abstract :**

This research work is dedicated to the design and realization of a 10 GHz voltage controlled oscillator. A feasibility study of the oscillator using MEMS varactor to control the oscillation frequency is realized.

First chapter presents analysis methods enabling to simulate accurately all of circuit electrical characteristics before its realization : start-up conditions, steady-state and phase noise analysis.

Second chapter presents the non linear modeling of the SiGe heterojunction bipolar transistor used to design the oscillator. Second part of this chapter shows low frequency noise modeling of this transistor, since it's the major contribution of phase noise near the carrier.

Thrid Chapter is devoted to the design of the final oscillator. The different design steps using tools presented in the first chapter and models presented in the second chapter are explained. This work leads to the realization of a fixed frequency oscillator and a voltage controlled oscillator respectively reaching phase noise of -119 dBc/Hz and -115 dBc/Hz @ 100 kHz from the carrier .

**Keywords :** SiGe HBT, low frequency noise, oscillator, phase noise, stability, non linear model