Année 2014

THÈSE

présenté à

L'UFR DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ
spécialité Sciences Pour l'Ingénieur

ÉLECTRONIQUES DÉDIÉES À L'ASSERVISSEMENT D'OSCILLATEURS ET À LA MESURE PHYSIQUE À L'AIDE DE CAPTEURS À ONDES ÉLASTIQUES.

par

Nicolas CHRÉTIEN

Soutenue le 27 juin 2014 devant la commission d'examen :

Directeur de thèse	J.-M. FRIEDT	Ingénieur HDR, SENSeOR, Besançon
Co-directeur de thèse	S. BALLANDRAS	DR2 CNRS, Frec|n|sys, Besançon
Rapporteurs	J.-Y. DAUVIGNAC	Professeur, LEAT, Sophia Antipolis
	O. LLOPIS	DR2 CNRS, LAAS, Toulouse
Examinateurs	B. DULMET	Professeur à l'ENSMM, Besançon
	D. ALBRECHT	Ingénieur DGA, Bagneux

Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été menés au sein de l'équipe CoSyMA du département Temps-Fréquence à l'institut FEMTO-ST. Par ailleurs, je tiens à remercier les directeurs de l'institut en fonction durant le déroulement de cette thèse, messieurs Michel DE LABACHELERIE et Nicolas CHAILLET.

Mes remerciements vont également à la société SENSeOR et à son équipe, et plus particulièrement à son président Gerhard HEIDER pour avoir permis l'encadrement de cette thèse CIFRE-Défense ainsi qu'à la Direction Générale de l'Armement (DGA), initiateur de ce dispositif de co-financement. Par la même occasion, je remercie chaleureusement les deux représentants de la DGA, Didier ALBRECHT et Jean-Marc LESAGE, pour leurs conseils avisés lors de nos réunions de projet ORAGE ainsi que les participants réguliers à ces réunions, à savoir Pierre Patrick LASSAGNE et Alexandre REINHARDT du CEA-LETI, Luc CHOMMELOUX de SENSeOR, Gilles MARTIN et Thomas BARON de FEMTO-ST et Sylvain BALLANDRAS initialement FEMTO-ST puis fondateur et président de la société Frec|n|sys.

Pour leur bienveillance à la participation à ma soutenance de thèse, je souhaite remercier vivement les membres de mon jury. Jean-Yves DAUVIGNAC, Professeur au LEAT et Olivier LLOPIS, DR2 au LAAS, ont gentiment accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit. Je leur en suis reconnaissant et les remercie pour leurs remarques et commentaires constructifs. Merci également à Bernard DULMET, Professeur à FEMTO-ST et directeur de l'équipe CoSyMA, pour avoir accepté de présider ce jury. Enfin, merci à Didier ALBRECHT pour le suivi de mes travaux tout au long de la thèse et sa réponse positive à ma demande de participation au jury de soutenance.

Je remercie à nouveau Sylvain BALLANDRAS, directeur initial puis co-directeur de thèse, pour m'avoir présenté l'idée de se lancer dans cette aventureuse entreprise qu'est la thèse de doctorat et pour son soutien, ses conseils, aussi bien techniques que généraux, et son temps passé sur la relecture de ce présent manuscrit. Même si je n'ai pas eu l'occasion de collaborer régulièrement avec lui, ce qui est tout à fait compréhensible vu que mes sujets de travaux étaient légèrement différents de ses sujets de préoccupations premiers, chacun de nos échanges a été grandement bénéfique pour moi. Encore merci, Sylvain, pour ces sages recommandations pour l'avenir dont tu m'as fait part quelques temps avant ma soutenance.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers la personne m'ayant permis de surmonter les

épreuves qui ont jalonné ces années de travail. Jean-Michel FRIEDT, officiel directeur de thèse, m'a accompagné dès mon stage de master, me donnant par là l'occasion de profiter de ses compétences scientifiques ainsi que de son point de vue éclairé sur bon nombre de problématiques rencontrées lors de mes travaux. Je le remercie pour son soutien lors de la rédaction de ce manuscrit ou de tout autres articles, pour la confiance qu'il m'a attribuée, pour sa disponibilité hors-norme et sa réactivité, même lors de déplacements au bout du monde ! Je souhaite par la suite continuer de développer ma curiosité scientifique avec autant d'enthousiasme que toi et j'espère pour cela qu'il sera possible d'échanger professionnellement. Je te remercie également de m'avoir permis de renforcer mes convictions quant à la philosophie du Libre.

Un grand merci à l'ensemble du département Temps-Fréquence et plus particulièrement à l'équipe CoSyMA qui m'a accueilli durant ces quelques années. Je pense notamment à tous les collègues que j'ai côtoyés, qui m'ont souvent dépanné dans mes travaux et, même sans salle désignée à cet effet, avec qui j'ai passé de nombreux moments conviviaux. Un grand merci à Émile qui a su, entre-autres, déceler tous points à changer en virgules et les placement hasardeux des figures de ma présentation ; je te remercie pour toute l'aide que tu m'as apportée depuis les années de master à aujourd'hui et pas seulement pour les fautes de français ! Merci également à Gilles, son savoir et son intuition sur des problèmes en électronique et en radiofréquence m'ont permis de sortir de bon nombre d'impasses et d'obtenir une grande partie des résultats présentés dans ce manuscrit. J'adresse les mêmes remerciements à Gwen pour toute l'aide qu'il m'a apportée cette fois à la programmation et plus généralement pour ses connaissances sur le "monde linuxien" dont j'ai pu profiter. Merci à Thomas, déjà parce qu'il m'a fourni une partie des dispositifs sur lesquels travailler, mais aussi pour tout ce qu'il m'a expliqué sur la technologie, ainsi qu'à Valérie pour ses wire-bonding sur des dispositifs pas toujours coopératifs.

Je tiens également à remercier chaleureusement toutes les personnes qui m'ont soutenu sur la partie "oscillateur et bruit de phase", en grande partie de l'équipe OHMS. Je remercie spécialement Yannick pour sa grande contribution à ma compréhension du logiciel ADS et de l'amplificateur radiofréquence ainsi que Rodolphe, Serge, Benoît et Pierre-Yves (PYB) pour l'aide apportée lors des mesures dans leur atelier. J'adresse un remerciement particulier à Enrico RUBIOLA pour ses quelques cours particuliers sur le bruit de phase et l'effet Leeson.

Merci également à tous les collègues de bureau, les anciens collègues de master, ou encore les "gens du bureau d'en face" ! Merci à Bruno (Panda), pour les parties, de pêche ou de jeux-vidéos, il n'était pas facile de te battre à la pêche et encore moins aux jeux-vidéos ; Christophe (Gauche), pour la motivation apportée (ou pas) à aller au sport (c'est plus facile de boire des bières) ; David (Chiton), pas trop pour les attaques incessantes aux petites billes (ou pour les chansons entêtantes) mais plutôt pour tout le reste et particulièrement pour ton soutien pour cette fin de thèse ; Marc, le faux-coéquipier au jeu des quatre-verres (et parfois même à DoD) ; Alex, parti finir sa thèse à Troyes alors qu'on était bien plus ici ; Fabien, tu m'as bien fait rêver avec tes photos et vidéos de

La Réunion, maintenant c'est à mon tour ; Meddy, "constructeur de fusée" ; Loïc, à qui je faisais coucou par la fenêtre tous les soirs en partant ; Florent, bientôt faudra arrêter Windows ; Sèb, Will et Julien, l'équipe d'en-face, toujours prêts à dépanner sur une question réseaux et informatique, vous m'avez sauvé la donne plus d'une fois... Je salue également les anciens thésards que je n'ai que peu connu, tout comme les derniers venus à qui je souhaite une bonne continuation au sein de l'équipe.

Je remercie bien évidemment ma famille qui m'a toujours soutenu et également mes amis qui m'ont permis de décompresser. Je pense notamment à la bande de bisontins avec qui j'ai partagé de supers moments pendant toutes ces longues années d'études et d'autres de Belfort ou de Paris. Enfin, mes derniers remerciements vont à la personne que j'ai rencontrée au cours de ces quelques années, qui m'a soutenu durant les moments difficiles et qui m'a tant donné même pendant la période passionnante de la rédaction. Merci Pomme pour ta patience, ta bonne humeur et tout ton amour !

Table des matières

Remerciements **iii**

Acronymes **1**

Symboles **5**

Introduction générale **7**

1 Systèmes, concepts et composants **11**

1.1 Système de mesure RADAR . . . 11

1.1.1 Principe de fonctionnement . . . 11

1.1.2 Équation du RADAR . . . 13

1.1.2.1 Puissance émise . . . 13

1.1.2.2 Antenne et surface équivalente de la cible . . . 13

1.1.2.3 Sensibilité de détection . . . 14

1.1.2.4 Distance maximale . . . 15

1.1.3 Différents types de RADAR . . . 15

1.1.3.1 RADAR à ondes pulsées . . . 15

1.1.3.2 RADAR à ondes continues . . . 17

1.1.3.3 RADAR à modulation de fréquence . . . 18

1.1.3.4 RADAR à pas de fréquence . . . 21

1.1.4 Les besoins d'une source stable . . . 22

1.2 Problématique du bruit de phase . . . 24

1.2.1 Définition . . . 24

1.2.2 Correspondance entre bruit de phase et variance d'Allan . . . 26

1.2.3 Application aux amplificateurs et oscillateurs . . . 26

1.3 Présentation des transducteurs à ondes élastiques . . . 30

1.3.1 Généralités . . . 30

1.3.2 Résonateurs à ondes de élastiques de volume (BAW) . . . 32

1.3.3 Résonateurs à ondes élastiques de surface (SAW) . . . 33

1.3.4 Résonateurs à ondes de volume dans des films minces (FBAR) . . . 34

1.3.5 Résonateurs à modes harmoniques élevés (HBAR) . . . 36

1.4 Oscillateur stabilisé par HBAR . . . 38

1.4.1 Oscillateur à résistance négative . . . 38

1.4.2 Oscillateur à contre-réaction 39
1.5 Conclusion et objectifs de la thèse 41

2 Bruit de mesure – application aux mesures de capteurs 43
2.1 Utilisation de lignes à retard comme réflecteurs coopératifs 43
2.1.1 Présentation des lignes à retard réflectives à ondes élastiques 43
2.1.2 Bilan de liaison de l'interrogation 46
2.2 Influence théorique du bruit de phase sur la résolution de mesure 47
2.2.1 Bruit de phase du RADAR CW 47
2.2.2 Application sur la mesure d'une ligne à retard 49
2.2.2.1 Doppler et bruit de phase 49
2.2.2.2 Influence sur la résolution de mesure 49
2.2.3 Contributions de l'amplificateur et de l'oscillateur local sur la résolution de mesure 51
2.3 Influence expérimentale du bruit de phase sur la résolution de mesure 53
2.3.1 Banc de mesure 53
2.3.2 Dégradation artificielle du bruit de phase d'une source de fréquence 53
2.3.3 Conditions expérimentales 55
2.3.4 Résultats de la démonstration expérimentale 57
2.3.5 Conséquences de ces limitations sur la conception d'une ligne à retard . . . 59
2.4 Conclusion 61

3 Oscillateur à résonateur HBAR 63
3.1 Présentation du projet ORAGE 63
3.2 Résonateur HBAR 64
3.3 Amplificateur à transistor 67
3.3.1 Présentation du transistor 67
3.3.2 Émetteur commun et contre-réaction 69
3.3.3 Émetteur découplé 72
3.3.4 Réseau de polarisation et bruit de phase 73
3.3.5 Simulation du bruit de phase de l'amplificateur 77
3.4 Oscillateur Colpitts 80
3.4.1 Présentation de la cellule résonante 80
3.4.2 Simulations avec un modèle théorique de HBAR 81
3.5 Oscillateur en transmission 83
3.5.1 Simulation de l'oscillateur en boucle ouverte 83
3.5.2 Analyse harmonique et bruit de phase de l'oscillateur à rétroaction 84
3.5.3 Réalisation et mesure de véhicules de test 86
3.5.4 Simulations de l'oscillateur avec un résonateur idéal 90
3.6 Conclusion 92

4 Électronique d'interrogation de lignes à retard à ondes élastiques 97
4.1 Introduction . . . 97
4.2 Choix de l'architecture du système . . . 98
4.2.1 Approche impulsionnelle ou à ondes continues . . . 98
4.2.1.1 Taux de rafraîchissement de l'information . . . 102
4.2.2 Acquisition . . . 103
4.2.3 Architecture du système d'interrogation . . . 105
4.2.4 Module ou phase . . . 106
4.3 Application de la méthode stroboscopique . . . 109
4.3.1 Les composants au cœur du système . . . 109
4.3.2 Présentation de la plateforme de développement . . . 110
4.3.3 Processus d'une acquisition . . . 110
4.3.4 Résolution de la mesure . . . 111
4.3.5 Système opératoire et temps de mesure . . . 113
4.4 Optimisation de l'électronique . . . 118
4.4.1 Réduction du temps de programmation . . . 118
4.4.2 Réduction du nombre de points par acquisition . . . 120
4.5 Électronique temps-réel : Application à la mesure de contrainte . . . 123
4.6 Conclusion . . . 126

Conclusion générale 129

Annexe A Interrogation de résonateur SAW 133

Annexe B Bruit de numérisation 137

Table des figures 139

Liste des tableaux 147

Bibliographie 149

Liste des publications 157

Acronymes

CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives
CIFRE	Conventions Industrielles de Formation par la REcherche
CoSyMA	Composants et Systèmes Micro-Acoustiques
CTR	Carinthian Tech Research
DGA	Direction Générale de l'Armement
ERC	European Radiocommunications Committee
FCC	Federal Communications Commission
FEMTO-ST	Franche-Comté Électronique, Mécanique, Thermique et Optique - Sciences et Technologies
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers
LETI	Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information
ORAGE	Projet DGA : **O**scillateurs à **R**ésonateurs **A**coustiques à ondes de volume harmoniques sur substrats composites monocristallins pour la **G**énération de signaux **E**lectriques radiofréquences de hautes stabilité et pureté spectrale en bandes directes
RAPID	Régime d'Appui PME pour l'Innovation Duale

ADC	Analog-to-Digital Converter
BAW	Bulk Acoustic Waves
BVD	Butterworth-Van Dyke
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CPU	Central Processing Unit
CW	Continuous Wave
DDS	Direct Digital Synthetizer
DMA	Direct Memory Access

DUT	Device Under Test
EIRP	Equivalent Isotropically Radiated Power
ETS	Equivalent Time Sampling
FBAR	Film Bulk Acoustic Resonator
FMCW	Frequency Modulated Continuous Wave
FPGA	Field Progammable Gate Array
FSCW	Frequency Step Continuous Wave
GPR	Ground Penetrating RADAR
HBAR	High-overtone Bulk Acoustic Resonator
LNA	Low-Noise Amplifier
LO	Local Oscillator
LVDS	Low Voltage Differential Signaling
OUS	Oscillateur Ultra Stable
PIRE	Puissance Isotrope Rayonnée Équivalente
PLD	Programmable Logic Device
PLL	Phase-Locked Loop
RADAR	RAdio Detection And Ranging
RCS	RADAR Cross Section
RF	RadioFréquence
RIS	Random Interleaved Sampling
SAW	Surface Acoustic Wave
SER	Surface Équivalente RADAR
SMR	Solid Mounted Resonator
SSB	Single-SideBand
TCF	Temperature Coefficients of Frequency
VCO	Voltage Controlled Oscillator

AlN	nitrure d'aluminium
Au	or (élément chimique)
Cu	cuivre
$LiNbO_3$	niobate de lithium

Ni	nickel
Mo	molybdène
Si_3N_4	nitrure de silicium
SiO_2	dioxyde de silicium (silice)
Ti	titane

Symboles

A	aire effective de l'antenne
B	bande passante
c	célérité d'une onde
c_0	célérité de la lumière dans le vide
d	distance
Δ_S	déterminant d'une matrice de paramètres S
Δx	différence entre deux valeurs de x
δx	fluctuations de la quantité x
d_{max}	distance maximum de détection d'une cible
f	fréquence de la porteuse ou écart à la porteuse
F	facteur de bruit
f_d	maximum de la fréquence de battement lors de la pente négative de la modulation triangulaire de la porteuse d'un RADAR FMCW
f_D	écart de fréquence dû à l'effet Doppler
f_e	fréquence du signal émis
f_m	maximum de la fréquence de battement lors de la pente positive de la modulation triangulaire de la porteuse d'un RADAR FMCW
f_r	fréquence du signal reçu
G	gain de l'antenne
K	facteur de stabilité d'un circuit à deux ports
k_B	constante de Boltzmann : $\simeq 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
λ	longueur d'onde
$L(f)$	spectre de bruit en bande latérale unique (SSB)
m	coefficient d'une pente
Mu_1 **ou** Mu_{load}	facteur de stabilité vu de la sortie

Mu_2 **ou** Mu_{source}	facteur de stabilité vu de l'entrée
n	indice de réfraction
ν	fréquence de la porteuse lorsque f représente un écart à la porteuse
P_e	puissance émise
P_i	énergie par unité de surface reçue par la cible
P_{moy}	puissance moyenne
P_s	énergie par unité de surface réfléchie par la cible
Q	facteur de qualité en charge
Q_0	facteur de qualité à vide
s_τ	sensibilité thermique du temps de vol d'un capteur
s_φ	sensibilité thermique de phase d'un capteur
σ	surface RADAR équivalente de la cible
S_{min}	puissance minimale de signal détectable
$(S/N)_{min}$	rapport signal à bruit minimum détectable
S_x	Densité spectrale de puissance de la quantité x
τ	temps de vol, retard par rapport à une référence de temps
T_0	température de référence de fonctionnement de l'électronique, généralement 27°C soit 300 K
$T^\bullet$	température
$T^\bullet{}_{min}$	résolution de mesure de température
T	période d'un signal
t	temps ou durée d'un événement
t_e	temps d'émission, durée d'excitation
T_m	période de modulation
T_p	période de répétition de l'excitation
v	vitesse (relative) de la cible

Introduction générale

Tout le monde a déjà entendu parler de RADAR, que ce soit pour des applications civiles (contrôles routiers ou aériens) ou militaires (détection d'engins ou de personnes) et cette technologie est présente dans la vie de tous les jours. Cependant, il aura fallu plus d'un siècle de recherche et de développement pour atteindre les performances des RADAR actuels et le développement de ces systèmes fait toujours le sujet de nombreux travaux de recherche à l'heure actuelle. Les RADAR sont également très utilisés dans plusieurs domaines scientifiques, tels que la géologie ou encore la météorologie, et sont à l'origine de nombreuses découvertes scientifiques, expliquant par là cette volonté de continuellement améliorer leurs performances.

En 1904, un inventeur allemand, Christian Hülsmeyer, dépose le brevet sur le "Telemobiloskop". Il souhaitait détecter des obstacles maritimes à l'aide des ondes électromagnétiques découvertes par Heinrich Rudolf Hertz en 1888, lui-même inspiré des équations sur l'électromagnétisme que James Clerk Maxwell a présenté en 1864. Bien que son invention paraissait inintéressante aux yeux des compagnies maritimes de l'époque (notamment à cause de la faible portée et la faible fiabilité du système), nous pouvons considérer son invention comme l'ancêtre du RADAR dont la détection d'un obstacle était matérialisée par une sonnerie de cloche. L'inventeur d'origine serbe Nikola Tesla propose en 1917 un système de mesure de la distance ou de la vitesse d'un objet en utilisant une onde électromagnétique et il envisage également de visualiser la réponse de ce système sur un écran fluorescent à la manière de nombreux RADAR par la suite. Toutefois, ces inventions et leurs développements ont fait l'objet d'un intérêt tout particulier lors de la seconde guerre mondiale, en parallèle du développement de l'aviation où la détection d'un engin est devenue stratégique. Par la suite, les applications de cette technologie se sont multipliées engendrant des demandes différentes en terme de caractéristiques du RADAR (résolution, rapidité, portée...).

Comme nous le verrons plus en détail par la suite, le principe du RADAR est d'émettre une onde électromagnétique qui se propage dans un milieu (air, eau, roche...) et de détecter et d'analyser les réflexions de cette onde produites par la rencontre avec un obstacle ou un changement de milieu de propagation. Le milieu de propagation et la cible à détecter étant indépendants du système RADAR, un moyen d'améliorer la mesure est d'adapter l'onde émise (fréquence, puissance...) et la méthode de détection à l'application visée. Cependant, le bruit de mesure qui, contrairement au signal à détecter, ne contient pas d'information pour l'application, vient perturber les mesures

RADAR.

Dans tout système RADAR, il est nécessaire de réduire le plus possible ce bruit de mesure et dans la suite de ce travail, nous nous focaliserons plus spécifiquement sur le bruit indésirable provenant de la source de fréquence (oscillateur électronique) et de l'étape de multiplication de cette source, permettant d'atteindre la valeur de fréquence désirée pour l'onde électromagnétique émise. En effet, la multiplication de fréquence augmente de manière significative le bruit d'un signal. Pour cette raison, il est préférable de travailler avec un oscillateur directement en bande de base à la fréquence voulue et supprimer l'étape de multiplication. Cela implique d'avoir un composant sélectif en fréquence qui fonctionne à haute fréquence et avec un facteur de qualité élevée. L'approche proposée dans cette thèse consiste à évaluer un composant à onde élastique original, le HBAR, pour cette application.

Cette thèse CIFRE (Conventions Industrielles de Formation par la REcherche), inscrite dans le cadre d'un projet soutenu par la DGA (Direction Générale de l'Armement), est justifiée par un contrat avec la société SENSeOR en collaboration avec l'équipe CoSyMA (Composants et Systèmes Micro-Acoustiques) du Département Temps-Fréquence de l'institut FEMTO-ST (Franche-Comté Électronique, Mécanique, Thermique et Optique - Sciences et Technologies). Elle a pour objectifs d'étudier et de réaliser l'électronique d'un oscillateur à résonateur à ondes élastiques ainsi que l'électronique de mesure de grandeurs physiques à l'aide de l'interrogation, par méthode RADAR, d'une ligne à retard à ondes élastiques utilisée comme capteur passif interrogeable sans fil.

Nous débuterons ce manuscrit par la présentation du fonctionnement général d'un système RADAR et les équations de base régissant les phénomènes physiques à la base de son fonctionnement, puis nous décrirons les différentes catégories de RADAR en fonction du type d'ondes émises. Nous expliquerons succinctement les enjeux de l'amélioration de stabilité de l'oscillateur sur la mesure effectuée par un RADAR avant de présenter la notion de bruit de phase. Nous introduirons les dispositifs à ondes élastiques dans l'optique d'une utilisation en tant que résonateurs au sein des oscillateurs présentés ensuite, avant de donner de façon plus approfondie les objectifs de cette thèse.

Le second chapitre sera consacré à l'étude de l'influence du bruit de l'oscillateur sur le bruit de mesure RADAR. Nous présenterons en quoi les lignes à retard à ondes élastiques peuvent être considérées comme des cibles coopératives pour l'étude d'un système RADAR. Nous partirons du cas simple de l'influence du bruit de l'oscillateur dans le cas d'un RADAR à ondes continues avant d'étendre le raisonnement lors d'une mesure par interrogation RADAR d'une ligne à retard, utilisée comme capteur de température, et nous vérifierons nos résultats théoriques par la mise en place d'une démonstration expérimentale.

Ayant démontré l'influence du bruit de l'oscillateur sur une mesure RADAR, nous nous pencherons, au cours du troisième chapitre, sur les travaux du projet soutenu par la DGA, consistant à réaliser un oscillateur stable et compact, à l'aide de résonateurs à ondes élastiques de volume à harmoniques élevées (HBAR) simulés et réalisés au cours du projet. Nous exposerons les travaux

de simulation et de réalisation de l'amplificateur d'entretien et de l'oscillateur complet ainsi que les caractéristiques en bruit de phase de ceux-ci.

Enfin, en exploitant les informations acquises dans les chapitres précédents, nous réaliserons une électronique embarquée d'interrogation de lignes à retard utilisées comme capteurs par méthode RADAR, décrite dans un quatrième et dernier chapitre. Nous justifierons les choix de l'architecture RADAR et la technique d'acquisition à échantillonnage équivalent pour la réalisation du système avant de donner les détails de sa mise en œuvre avec les inconvénients associés à cette implémentation. Nous chercherons à optimiser le fonctionnement de l'électronique, particulièrement sur le point du temps d'interrogation, en réalisant une interrogation astucieuse limitant le nombre de points à mesurer. À titre de comparaison, nous présenterons une électronique d'acquisition en temps réel, élaborée au laboratoire, pour la démonstration expérimentale de mesure de vibrations par une ligne à retard à ondes élastiques, avant de conclure sur les résultats de ces électroniques aux objectifs différents.

Chapitre 1

Systèmes, concepts et composants

1.1 Système de mesure RADAR

1.1.1 Principe de fonctionnement

Le principe de base de la détection et de la mesure de distance par ondes radiofréquences (RF), traduction de *RAdio Detection And Ranging* (RADAR), est relativement simple. Le principe physique de son fonctionnement est décrit notamment par Heinrich Rudolf Hertz en 1888 qui découvre que les surfaces métalliques réfléchissent les ondes électromagnétiques [1]. Concrètement, un RADAR émet un rayonnement électromagnétique et détecte une partie de l'onde électromagnétique réfléchie par une cible présentant une rupture d'impédance avec le milieu de propagation de l'onde (conducteur, diélectrique). Cette fraction d'ondes électromagnétiques réfléchies, plus communément appelée écho, fournit les différentes informations sur la cible.

En effet, une distance peut être calculée en mesurant le temps que prend les ondes électromagnétiques pour parcourir l'aller et retour entre le RADAR et la cible. L'équation 1.1 donne la relation entre le temps de vol τ d'une onde et la distance d séparant la cible du RADAR en exploitant la célérité c de l'onde. Cette dernière est définie par la relation suivante : $c = \frac{c_0}{n}$ avec la célérité de la lumière dans le vide c_0 et l'indice de réfraction n du milieu de propagation.

$$d = c \cdot \frac{1}{2}\tau \tag{1.1}$$

La détection d'une position en azimut (angle horizontal) et en élévation (angle vertical) peut être estimée en utilisant une antenne dite directive – qui concentre l'énergie rayonnée dans une direction de l'espace. Si la cible est mobile, sa vitesse peut être mesurée grâce à l'effet Doppler [2]. En se plaçant dans le référentiel galiléen du RADAR, l'équation décrivant cet effet (équation 1.2) lie la fréquence du signal émis f_e à la fréquence du signal reçu f_r et la vitesse de la cible v en tenant compte de la célérité c du milieu de propagation. Pour retrouver la vitesse réelle de la cible,

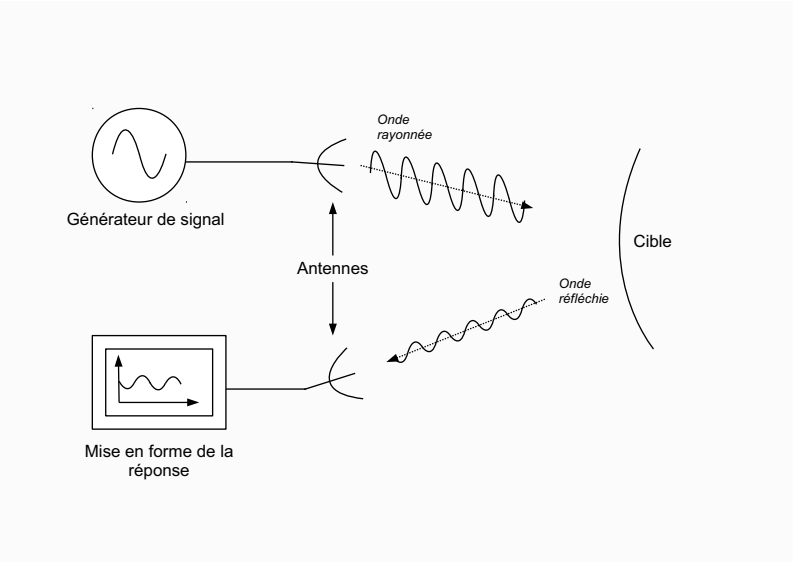


FIGURE 1.1 – Principe de fonctionnement d'un RADAR : le signal généré et rayonné au travers de l'antenne émettrice se réfléchit sur la cible et une partie des ondes réfléchies est captée par l'antenne réceptrice avant d'être mise en forme.

il faut tenir compte de la direction de son déplacement.

$$f_r = f_e \frac{1 + v/c}{1 - v/c} \tag{1.2}$$

Dans le cadre d'une description la plus générale possible, un système RADAR possède les trois éléments suivants :

- un générateur de signal électrique, la forme du signal étant dépendante de l'application visée,
- une ou plusieurs antennes, permettant de rayonner des ondes électromagnétiques et de les capter,
- un étage de réception, nécessaire au traitement du signal reçu.

Le système peut opérer à longueur d'onde fixe, définie par les caractéristiques de l'antenne émettrice, à fréquence fixe donnée par un oscillateur, ou à fréquence variable obtenue par modulation. Le lien entre la longueur d'onde et la fréquence des ondes électromagnétiques est donné par la relation 1.3 avec la longueur d'onde λ, la célérité c de l'onde dans le milieu de propagation et la fréquence f de l'onde.

$$\lambda = \frac{c}{f} \tag{1.3}$$

L'émission de l'onde électromagnétique peut être continue ou discontinue dans le temps. Enfin le système peut être en configuration mono-statique, c'est-à-dire qu'il possède une unique antenne pour l'émission et la réception, ou en bi-statique (multi-statique) lorsqu'il possède une antenne

émettrice et une (ou plusieurs) antenne(s) réceptrice(s). Ces différents paramètres de fonctionnement vont différencier les types de RADAR présentés dans la suite de ce chapitre.

1.1.2 Équation du RADAR

1.1.2.1 Puissance émise

La puissance d'excitation P_e, exprimée en watts, correspond à l'énergie du signal d'excitation divisée par la durée d'excitation. Les RADAR dont l'émission n'est pas continue, voient leur puissance émise moyenne beaucoup plus faible que leur puissance crête d'excitation P_e. En effet, la durée d'émission de l'onde est faible comparée au temps de mesure total (un rapport cyclique compris entre 0,001 à 0,5 pour la durée d'émission) car le système fonctionne en mode réception pour la plus grande partie de son cycle opératoire. La puissance moyenne P_{moy} est définie comme :

$$P_{moy} = \frac{P_e t_e}{T_p} \tag{1.4}$$

avec t_e la durée d'excitation (temps d'émission) et T_p la période de répétition de l'excitation. Cette puissance moyenne doit respecter les normes en vigueur définies pour chaque gamme de fréquence et largeur de bande d'émission [3].

1.1.2.2 Antenne et surface équivalente de la cible

Le gain G, l'aire effective de l'antenne A en m^2 et la longueur d'onde du signal λ sont liés par la relation 1.5. L'antenne est un composant passif qui ne peut amplifier le signal. Par contre, elle peut concentrer la puissance émise dans une direction de l'espace. Ainsi, comparée à une antenne isotrope (qui émet uniformément dans toutes les directions d'espace), l'antenne directive présente un gain dans une direction donnée. Ce gain est généralement mesuré en dBi pour décibel isotrope (en comparaison avec une antenne isotrope).

$$G = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \tag{1.5}$$

Le gain d'une antenne dans l'espace est représenté graphiquement en trois dimensions ou en coupe de son diagramme de rayonnement (figure 1.2). L'angle d'ouverture d'une antenne correspond à l'angle formé par les courbes à -3 dBi de la puissance émise. Il peut être caractérisé en azimut (coupe horizontale du diagramme de rayonnement) ou en élévation (coupe verticale). Le corollaire à ces propriétés est qu'une antenne à fort gain est forcément très directive, ce qui veut dire qu'elle présente un angle d'ouverture faible.

La surface équivalente RADAR (SER, ou RCS pour *RADAR Cross Section* en anglais) est une aire fictive rendant compte de la puissance réfléchie par la cible. L'objectif d'un engin furtif est de posséder une SER aussi faible que possible pour ne pas être détecté par RADAR. La puissance réfléchie par l'engin furtif est, dans le cas idéal, plus faible que la puissance de bruit de l'étage de réception.

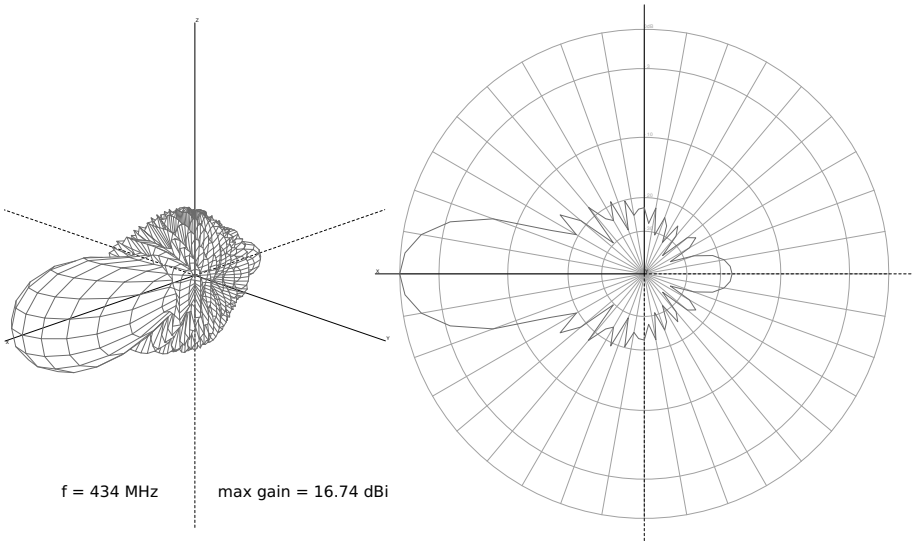


FIGURE 1.2 – Simulation d'une antenne YAGI à 17 éléments en trois dimensions et sa projection en élévation à sa fréquence de fonctionnement de 434 MHz, effectuées à l'aide du logiciel *xnec2c*.

Cette surface est difficile à calculer pour des systèmes complexes, elle est donc souvent mesurée en plein air ou en chambre anéchoïque électromagnétique. Pour cela, on mesure la partie de l'énergie réfléchie vers le RADAR par rapport à l'énergie totale frappant la cible. En considérant une sphère idéale de surface $4\pi R^2$ réfléchissant l'énergie uniformément dans toutes les directions, la SER σ d'un objet d'un point de vue donné et pour une longueur d'onde donnée, est définie par l'équation 1.6 avec P_i l'énergie par unité de surface reçue par la cible en W/m^2 et P_s l'énergie par unité de surface réfléchie par la cible à la distance R, en W/m^2 également :

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{P_s}{P_i} \tag{1.6}$$

1.1.2.3 Sensibilité de détection

La puissance S_{min} minimale de signal détectable, définie en 1.7, est directement liée à la sensibilité de détection de l'étage de réception. Elle est donnée pour un rapport signal à bruit minimum détectable par le système $(S/N)_{min}$, le facteur de bruit de l'étage de réception F et la bande passante de mesure B. Ce dernier paramètre intervient dans l'équation 1.7 car le bruit blanc, de densité spectrale constante $N_0 = k_B T_0$ avec k_B la constante de Boltzmann et T_0 la température de référence, n'est à intégrer que sur la bande passante de mesure, définie au moyen de filtres passe-bande autour de la fréquence de fonctionnement.

$$S_{min} = k_B T_0 B F (S/N)_{min} \tag{1.7}$$

Le facteur de bruit F est défini comme l'ensemble des bruits additifs de chaque composant de l'étage de réception sur le signal. Il est expérimentalement déterminé en mesurant en bout de

chaîne de réception le rapport signal à bruit de sortie $(S/N)_{out}$ pour un rapport signal à bruit d'entrée $(S/N)_{in}$.

$$F = \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}} \tag{1.8}$$

1.1.2.4 Distance maximale

L'équation simple du RADAR telle que définie dans la littérature [4] est donnée par la relation 1.9 pour une configuration mono-statique. Celle-ci relie la distance maximale de détection d'une cible d_{max} avec la puissance d'excitation P_e en Watts, le gain de l'antenne G, la longueur d'onde du signal λ en m, la surface RADAR équivalente de la cible σ en m^2 et la puissance minimale de signal détectable S_{min} en Watts.

$$d_{max} = \sqrt[4]{\frac{P_e \cdot G^2 \cdot \lambda^2 \cdot \sigma}{(4\pi)^3 \cdot S_{min}}} \tag{1.9}$$

Les paramètres de l'antenne, tout comme la puissance émise, peuvent être calculés ou mesurés pour l'application numérique de l'équation 1.9 car ceux-ci sont internes au système RADAR et ne dépendent pas de la cible qui est inconnue. Ces paramètres physiques étant définis, nous allons ensuite décrire différentes implémentations de systèmes RADAR.

1.1.3 Différents types de RADAR

1.1.3.1 RADAR à ondes pulsées

Le type de fonctionnement d'un RADAR le plus intuitif est le mode dit à ondes pulsées mis en œuvre sous forme de RADAR à impulsions. Le rayonnement électromagnétique est émis pendant une durée brève avant d'attendre l'écho renvoyé par la cible. Le moyen de générer l'onde d'excitation peut varier suivant les types d'appareil.

Les RADAR à forte puissance (supérieure au kilowatt) utilisés dans les équipements militaires [5] ou météorologiques par exemple [6, 7, 8], possèdent des équipements spécifiques pour générer les impulsions. Les magnétrons, générateurs micro-ondes, ou encore les klystrons, tubes amplificateurs hyperfréquences, font partie de ces équipements spéciaux utilisés dans les RADAR à longue portée demandant une forte puissance d'émission (supérieure à une centaine de kilowatts de puissance instantannée).

Pour les RADAR plus modestes, une première méthode de génération de l'impulsion électromagnétique consiste à décharger un condensateur polarisé par une haute tension (100 - 500 V) rapidement dans une antenne en utilisant l'effet avalanche d'un transistor (Fig. 1.3) [9, 10]. Cet effet va permettre de générer des courants pour une puissance instantanée pouvant dépasser la dizaine de kilowatts. Pour préserver le système d'acquisition et de traitement de la réponse, un système de protection entre l'antenne réceptrice et le système d'acquisition peut être mis en place.

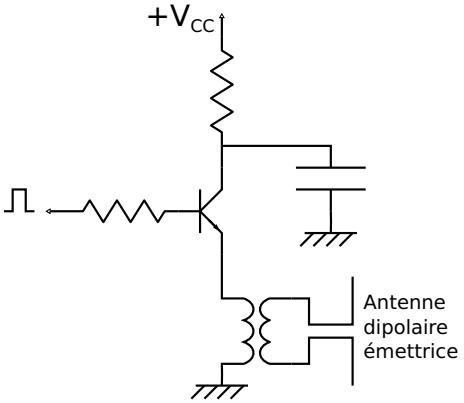


FIGURE 1.3 – Étage d'émission d'un RADAR à impulsions constitué d'un circuit à transistor en mode avalanche.

Malgré tout, il est préférable d'éviter le couplage direct entre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice afin de préserver l'étage de réception, conçu pour détecter des puissances de signal très inférieures à celles émises (plus d'un rapport 1000 entre les deux).

La fréquence et la durée de l'impulsion dépendront des propriétés de l'antenne et, dans une moindre mesure, du condensateur de charge. En réception, le signal est numérisé en bande de base car il n'y a aucune source de fréquence de référence pour effectuer une démodulation. Dans les cas où la fréquence est trop élevée pour une acquisition en temps réel, il est possible d'effectuer plusieurs impulsions séquentielles et de numériser la réponse en plusieurs fois, à l'aide d'un système stroboscopique. Cette technique est notamment utilisée dans des RADAR de pénétration de sol (*Ground Penetrating RADAR* en anglais, GPR) [11].

Une seconde méthode (figure 1.4) permet la démodulation de la réponse pour réduire la fréquence d'échantillonnage du système tout en respectant le théorème de Nyquist-Shannon, imposant d'avoir une fréquence d'échantillonnage au moins supérieure à deux fois la fréquence du signal à numériser. Cette méthode autorise également l'utilisation d'une seule antenne pour l'émission ainsi que pour la réception (configuration mono-statique). L'antenne est alors séquentiellement connectée à une source radiofréquence continue puis à la chaîne de réception, comportant le démodulateur, grâce au duplexeur (commutateur) et l'isolation du système entre émission et réception sera principalement définie par les caractéristiques de celui-ci.

Pour les deux systèmes, la période de répétition de l'impulsion T_p va impacter la distance d'interrogation du système et impose une distance maximale d'interrogation. Si un écho revient après un deuxième cycle d'émission, le système de traitement de la réponse ne peut différencier s'il est dû au premier ou au second cycle d'interrogation. Pour le cas mono-statique, si un écho revient à l'antenne pendant l'étape d'émission, de durée t_e, celui-ci ne sera pas dirigé sur la réception. Ce phénomène impose une distance minimum entre l'antenne et l'objet à détecter. Ces limites imposées par le système sont données par la relation 1.10 et vont déterminer, par la suite, des règles

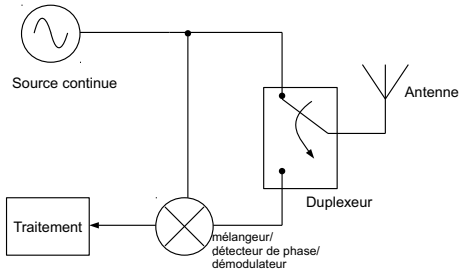


FIGURE 1.4 – RADAR à ondes pulsées permettant une démodulation du signal retourné.

de conception d'un capteur se comportant comme une cible coopérative ; c'est-à-dire renvoyant plusieurs échos avec des délais correspondant aux temps de vol de plusieurs cibles imaginaires, situées à des distances comprises dans la gamme de fonctionnement du système RADAR.

$$2\frac{t_e}{c} < d < 2\frac{T_p}{c} \tag{1.10}$$

1.1.3.2 RADAR à ondes continues

Le RADAR à ondes continues (*Continuous Wave* RADAR ou CW RADAR), émet son rayonnement sans interruption. Cette méthode est plus simple à mettre œuvre et s'affranchit du circuit de synchronisation et de commande du duplexeur. Dans le cas d'une configuration mono-statique (Fig. 1.5), le système comporte un circulateur permettant de privilégier la transmission du signal radiofréquence de l'étage d'émission à l'antenne et de l'antenne à l'étage de réception. En configuration bi-statique, l'antenne d'émission est connectée à la source radiofréquence, qui est également couplée à l'entrée « oscillateur local » (LO pour *Local Oscillator*) du mélangeur, et l'antenne de réception est reliée à l'entrée radiofréquence (RF).

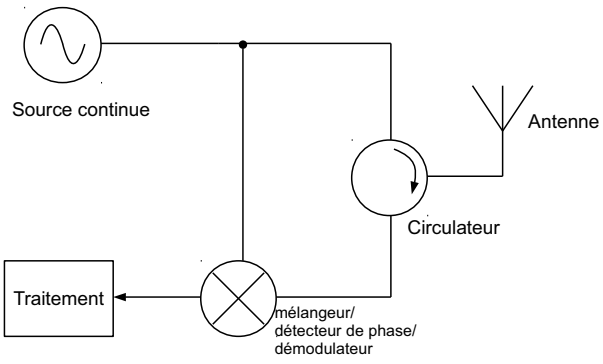


FIGURE 1.5 – RADAR à onde continue en configuration mono-statique utilisant un circulateur.

La principale limitation d'un tel système est qu'il n'est pas possible d'obtenir l'information de distance séparant le RADAR de l'objet. En effet, les ondes étant émises en continu, il n'existe aucune référence temporelle sur le signal de réponse qui permettrait d'estimer le temps de vol de l'onde servant au calcul de distance. Ces RADAR sont néanmoins utilisés pour la mesure de vitesse

(éq. 1.2) pour des applications météorologiques, les contrôles de vitesse de circulation et dans les sports (baseball, tennis).

1.1.3.3 RADAR à modulation de fréquence

Pour palier le problème d'estimation de la distance des systèmes à ondes continues, il est possible de moduler en fréquence le signal afin de créer des repères temporels. Le *Frequency Modulated Continuous Wave* (FMCW) RADAR (Fig. 1.6), à ondes continues et modulation de fréquence, utilise cette technique afin de déterminer à la fois la distance et la vitesse de la cible. Le système émet un signal dont la fréquence va varier dans une gamme ΔF et dans un temps ΔT selon un motif en dent de scie ou triangulaire (figure 1.8). La variation doit être la plus linéaire possible afin de sommer de façon cohérente les battements Δf entre la fréquence de l'oscillateur local à l'instant $t+\tau$ et la fréquence du signal reçu à l'instant $t+\tau$. L'écho renvoyé par une cible sera différentiable du signal émis en analysant la fréquence de battement en fonction du temps. Le signal d'excitation est généralement généré par un oscillateur commandé en tension ou *Voltage Controlled Oscillator* (VCO). Ce composant est souvent la source de la non-linéarité surtout pour les larges excursions de fréquences (excursions supérieures à un dixième de la fréquence centrale du VCO). Pour compenser le défaut de linéarité de ce dernier, il faut modifier le signal de commande. Les conséquences de cette non-linéarité sont expliquées en figure 1.7.

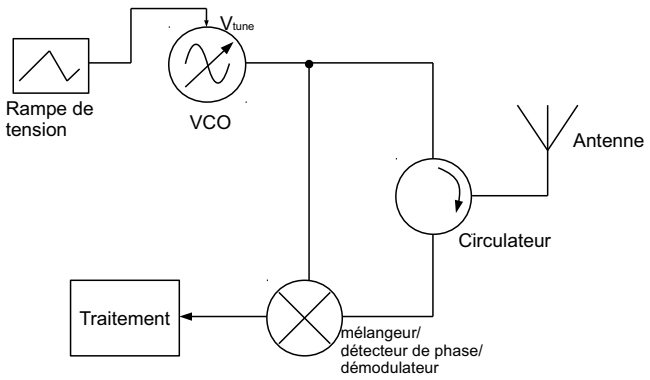


FIGURE 1.6 – RADAR FMCW utilisant un VCO commandé par une rampe de tension.

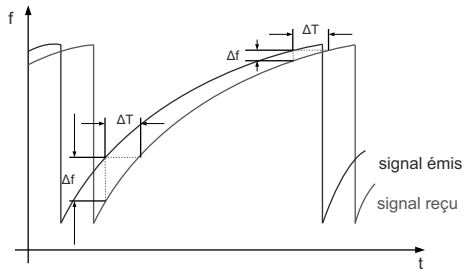


FIGURE 1.7 – La non-linéarité en fréquence du signal d'excitation ne permet plus de retrouver le délai en fonction de la différence de fréquence des signaux émis et reçu car la proportionnalité entre Δf et ΔT n'est plus respectée.

La pente $\frac{\Delta F}{\Delta T}$ de la variation linéaire de fréquence en fonction du temps permet de retrouver le temps de vol de l'onde en connaissant la différence de fréquence ΔF par relation suivante :

$$\frac{\Delta f}{\tau} = \frac{\Delta F}{\Delta T} \Rightarrow \tau = \Delta f \cdot \frac{\Delta T}{\Delta F} \tag{1.11}$$

La distance à la cible est proportionnelle à la fréquence de battement et peut être calculée grâce à la relation 1.1 présentée plus tôt. Cependant, une forme de modulation en dent de scie ne permet plus de dissocier les contributions de la distance et de la vitesse sur la fréquence de battement. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un signal de commande en triangle.

La fréquence de battement obtenue avec une cible immobile est constante dans les phases montante et descendante. Entre ces deux phases, la fréquence passe par une transition dont la durée est également dépendante du temps de vol. Si la cible est mobile, le maximum de la fréquence de battement de la phase montante f_m est différent de celui de la phase descendante f_d. La distance à la cible est donnée par la relation [12] :

$$d = \frac{c \cdot t_m}{4 \cdot B} \cdot \frac{f_d + f_m}{2} \tag{1.12}$$

avec t_m, la période de la modulation et B, la bande de fréquence de modulation. La vitesse relative de la cible est donnée par la relation :

$$v = \frac{c}{2 \cdot f_c} \cdot \frac{f_d - f_m}{2} \tag{1.13}$$

avec f_c la fréquence centrale de la modulation.

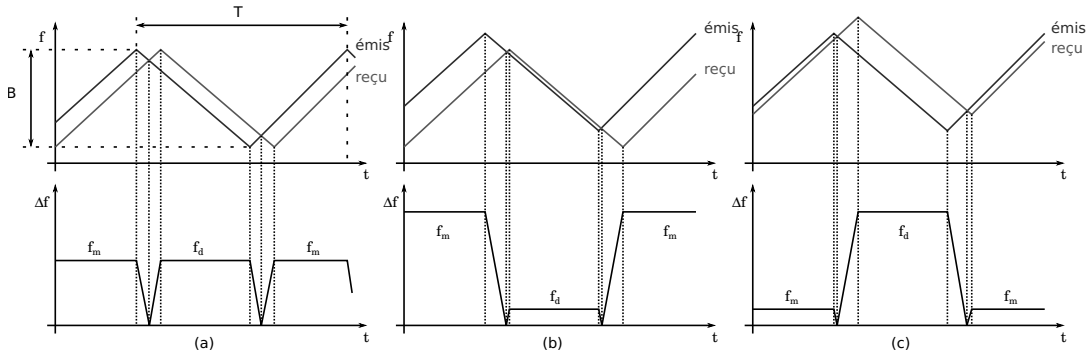


FIGURE 1.8 – Signaux émis et reçus et fréquence de battement dans le cas (a) d'une cible fixe, (b) d'une cible s'éloignant du RADAR et (c) d'une cible s'approchant du RADAR.

Nous retrouvons ici un système limité dans son fonctionnement par des distances maximale et minimale d'interrogation. La distance minimale est donnée par la résolution de mesure de la fréquence de battement, définie par le pas de fréquence de la transformée de Fourier du signal. Pour éviter des phénomènes de recouvrement temporel, l'écho de la cible doit impérativement revenir avant une nouvelle période du signal d'excitation. Sans cette condition, le système ne peut définir si l'écho est une réponse liée à la période précédente du signal d'excitation ou à la période en cours.

La limite sur la distance maximale d'interrogation n'est pas uniquement fixée par la condition décrite ci-dessus. La distance maximale de mesure d'une cible fixe est également fixée dans ce cas par une condition de phase entre modulations du signal reçu et émis. La fréquence de battement parcourt l'ensemble de la bande passante de mesure et la distance à la cible d_{max} est donnée par :

$$d_{max} = c \cdot \frac{T}{4} \tag{1.14}$$

La mesure maximale de vitesse relative est dépendante de la distance à la cible. Celle-ci définie par $2B \cdot d/(f_c \cdot t_m)$ est atteinte lorsque la fréquence de battement est nulle pendant une partie de la période de modulation (figure 1.9).

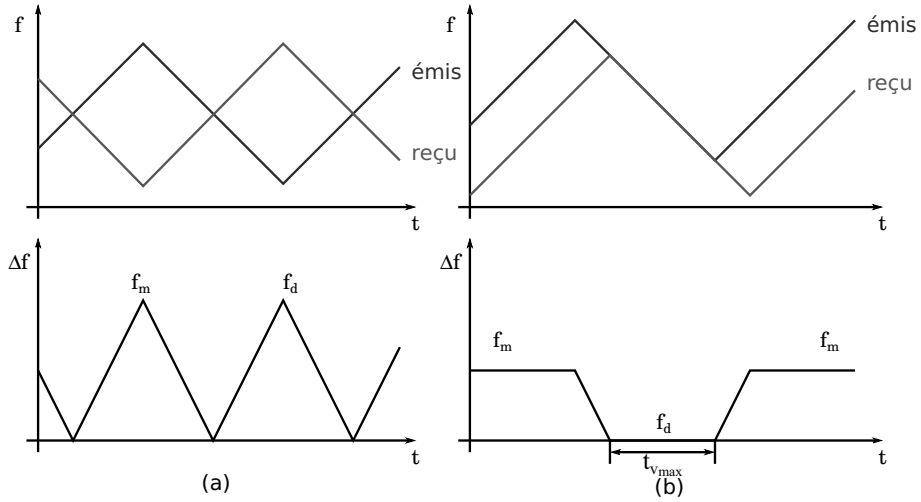


FIGURE 1.9 – Signaux émis et reçus et fréquence de battement dans le cas (a) d'une cible fixe à la distance maximale mesurable, signaux émis et reçu en opposition de phase et (b) d'une cible s'éloignant du RADAR à la vitesse maximale mesurable, fréquence de battement nulle durant un temps $t_{v_{max}}$.

1.1.3.4 RADAR à pas de fréquence

Pour éviter les inconvénients de la non-linéarité du VCO décrits en p.19, il est possible d'utiliser des pas de fréquence plutôt qu'un balayage continu. Pour réaliser ces sauts de fréquence, le *Frequency Step Continuous Wave* (FSCW) RADAR (Fig. 1.10) tire parti des avantages de reconfiguration des synthétiseurs numériques directs ou *Direct Digital Synthetizer* (DDS), ou encore des boucles à verrouillage de phase fractionnaires, *fractional Phase-Locked Loop* (PLL) en anglais. La souplesse de reconfiguration est apportée par la partie numérique de ces composants. Toutefois, les limites imposées sur la distance ou la vitesse maximale de mesure au RADAR FSCW sont identiques à celles imposées au RADAR FMCW et les changements discontinus de fréquences peuvent engendrer des parasites qu'il est nécessaire de minimiser par une conception adaptée de l'étage d'émission [13].

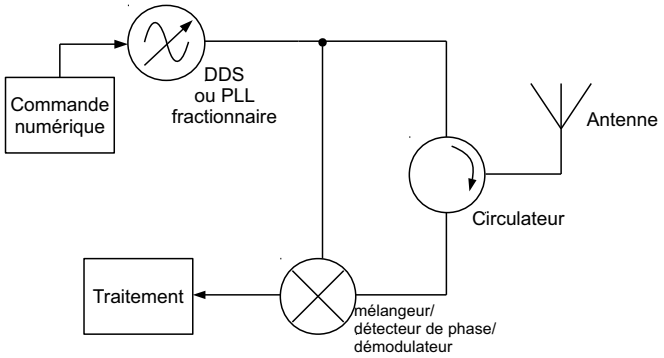


FIGURE 1.10 – RADAR FSCW, la source de fréquence est commandée numériquement pour effectuer des sauts de fréquence.

1.1.4 Les besoins d'une source stable

Nous allons expliquer le besoin d'une source de fréquence à faible encombrement spectral pour un RADAR en prenant une application simple de mesure de vitesse par un RADAR de contrôle aérien. En considérant une cible se déplaçant à une vitesse comprise entre 100 et 700 km/h, réfléchissant une partie du signal émis par un RADAR fonctionnant à 10 GHz, l'écart de fréquence de l'onde réfléchie dû à l'effet Doppler f_D donné par la formule suivante :

$$f_D = f_e \left[\left(\frac{1 + v/c}{1 - v/c} \right) - 1 \right] \tag{1.15}$$

varie de 2 à 13 kHz respectivement.

Si la source de fréquence n'est pas stable et que pendant l'attente de l'écho, celle-ci varie d'un kilohertz (soit une instabilité de 10^{-7} fois la porteuse ou une stabilité relative de 10^{-7}), cela se traduit par une variation de la fréquence de battement Δf de 1 kHz lors du mélange des fréquences émise et reçue. En partant de l'équation de l'effet Doppler (équ. 1.2), nous pouvons exprimer le battement de fréquence Δf entre la fréquence reçue f_r et la fréquence émise f_e :

$$\Delta f = f_r - f_e = (f_e + f_r)\frac{v}{c} \tag{1.16}$$

et pour une variation par effet Doppler considérée petite devant les fréquences émise et reçue, nous avons $f_e + f_r \simeq 2f$ soit une vitesse mesurée donnée par l'équation :

$$v = \frac{c}{2} \cdot \frac{\Delta f}{f} \tag{1.17}$$

De l'équation 1.17, nous pouvons en déduire que la variation de la fréquence de battement de 1 kHz, due à l'instabilité de la source de fréquence à 10 GHz, implique alors une incertitude de mesure sur la vitesse de 15 m/s soit 54 km/h.

Nous verrons par la suite que cette instabilité est exprimée en bruit de fréquence ou de phase de la source et que la puissance du signal retournée doit être supérieure à la densité de bruit de phase de la référence de fréquence pour que le signal soit détecté. Plus précisément, en représentant le

signal reçu en densité de phase, il est nécessaire que la densité de bruit de phase de la source soit inférieure à la densité spectrale du signal reçu.

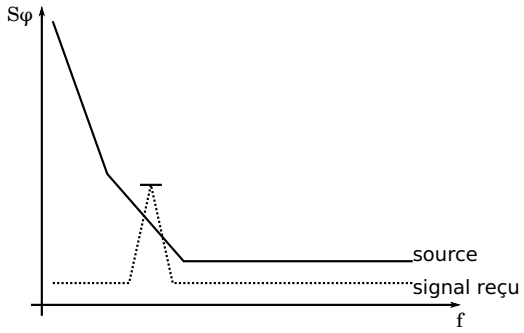


FIGURE 1.11 – Densité de bruit de phase de la source comparée à la puissance du signal reçu convertie en densité de phase, f représentant l'écart à la porteuse de la source.

Ces systèmes RADAR présentent des particularités qui les destinent à des applications spécifiques. Un RADAR est capable d'identifier deux types de grandeurs : une fréquence ou un temps de vol. Si la détermination d'une fréquence est dépendante de la stabilité de la source, l'amélioration de la résolution de mesure d'un temps de vol l'est également. En effet, pour obtenir une résolution de mesure du temps de vol inférieure à une période de la porteuse émise, il est utile de recourir à la phase du signal démodulé $\varphi = 2\pi\frac{D}{\lambda}[2\pi]$. Si la phase de l'oscillateur local présente un bruit lié à une variation de phase $\Delta\varphi$ donnée, alors la résolution de mesure du temps de vol s'en trouvera dégradée comme montré ci-après. La longueur d'onde étant considérée constante, nous observons une variation de la distance à la cible due à la variation de phase $\Delta D = \frac{\lambda\Delta\varphi}{2\pi}$. La fréquence étant la dérivée temporelle de la phase, leurs bruits associés sont liés par une relation identique :

$$f = \frac{1}{2\pi}\frac{d\varphi}{dt} \tag{1.18}$$

Pour les applications RADAR nécessitant de minimiser le bruit très proche de la porteuse, il est important de stabiliser les oscillateurs à l'aide de résonateurs présentant des facteurs de qualité maximum (équivalent à des bandes passantes aussi faibles que possible). Dans le cadre de notre thématique, les oscillateurs devant être compacts, nous ne pouvons nous résoudre à utiliser des cavités résonantes aux tailles centimétriques, tels que les résonateurs saphir exploitant des modes dits de galeries (facteur de qualité à vide $Q_0 > 2 \cdot 10^5$ pour $f = 10$ GHz à température ambiante). Les fréquences recherchées, supérieures au GHz, éliminent également la possibilité d'utiliser des composants L et C discrets pour atteindre les facteurs de qualité requis (plusieurs milliers à quelques dizaines de milliers). En revanche, il est possible d'exploiter les résistances et self-inductances motionnelles équivalentes des transducteurs à ondes élastiques pour stabiliser les oscillateurs en question.

1.2 Problématique du bruit de phase

1.2.1 Définition

Dans ce paragraphe et chaque fois que nous parlerons de bruit de phase, nous utiliserons comme notation ν pour définir la fréquence porteuse et f pour décrire un écart à la porteuse ou fréquence de Fourier afin d'éviter toutes confusions.

Pour définir le bruit de phase, nous commençons par définir un signal sinusoïdal parfait $s(t) = V_0 \cdot sin(2\pi\nu_0 t)$ avec V_0 son amplitude et ν_0 sa fréquence porteuse. Nous pouvons alors introduire les fluctuations d'amplitude $\alpha(t)$ et de phase $\varphi(t)$ dans l'équation 1.19 comme suit :

$$s(t) = V_0(1 + \alpha(t)) \cdot sin(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)) \tag{1.19}$$

Bien que cette description des fluctuations de phase soit suffisante pour $\varphi(t) < \pm\pi$, les mesures peuvent être fausses lorsque $\varphi(t) > \pm\pi$. Dans ce cas, nous pouvons traduire les fluctuations temporelles de phase notées $x(t)$ en seconde par l'intermédiaire de l'équation 1.20. Dans certains cas, il est préférable de caractériser les fluctuations de fréquence $\Delta\nu$ dont le lien avec les fluctuations de phase est donné par la relation 1.21. En définitive, la représentation de densité spectrale du bruit de phase $S_\varphi(f)$ (en $\text{rad}^2.\text{Hz}^{-1}$) s'avère un outil puissant pour estimer les caractéristiques de stabilité et de pureté spectrale d'un oscillateur.

$$x(t) = \frac{\varphi(t)}{2\pi\nu_0} \tag{1.20}$$

$$\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi}\frac{d\varphi(t)}{dt} \tag{1.21}$$

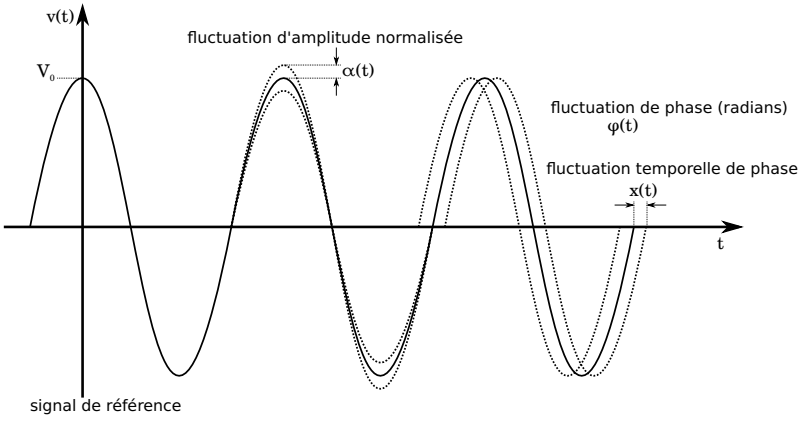


FIGURE 1.12 – Bruits d'amplitude et de phase par rapport à un signal de référence.

La densité spectrale de bruit de phase $S_\varphi(f)$ correspond à la densité des fluctuations de phase dans une largeur de bande de 1 Hz située de part et d'autre de la porteuse soit :

$$S_\varphi(f) = \frac{\varphi^2_{RMS}}{B} \tag{1.22}$$

avec B la bande passante de la transformée de Fourier du signal de sortie de l'oscillateur pour normaliser cette grandeur par rapport à 1 Hz. Cependant, les standards IEEE [14] recommandent de travailler en bande latérale unique (SSB pour *single-sideband*) en utilisant la quantité $L(f)$ définie par

$$L(f) = \frac{1}{2} S_\varphi(f) \tag{1.23}$$

donnée en dBc/Hz.

Dans les définitions précédentes, f représente la fréquence d'écart à la porteuse ν_0 car le bruit de l'oscillateur engendre un étalement spectral et l'analyse du bruit de phase est indépendante de ν_0 (figure 1.13). Les fluctuations relatives de fréquence y sont définies par la relation 1.24 (sans dimension) et la densité de fluctuations relatives de fréquence $S_y(f)$ est liée à la densité spectrale de bruit de phase $S_\varphi(f)$ par la relation 1.25.

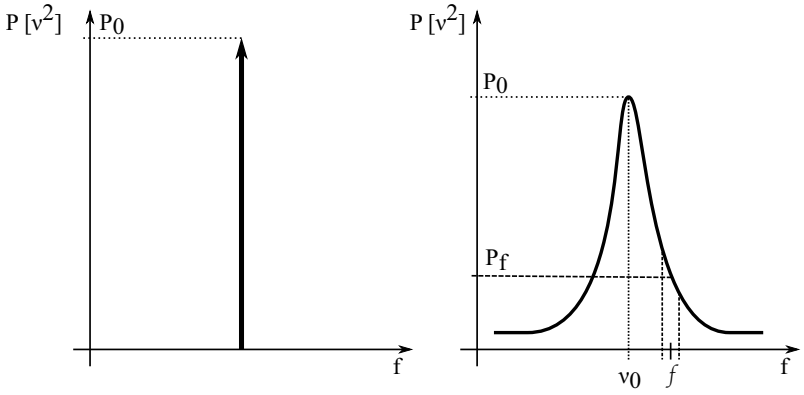


FIGURE 1.13 – Pic de Dirac d'un oscillateur idéal et étalement fréquentiel de la puissance dû au bruit d'un oscillateur réel.

$$y = \frac{f - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \tag{1.24}$$

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} S_\varphi(f) \tag{1.25}$$

Nous pouvons également définir le spectre de bruit de phase comme la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation de la sortie de fréquence de l'oscillateur. Cette dernière définition correspond à la mesure réalisée en pratique par certains bancs de mesure de bruit de phase. La mesure du spectre de bruit de phase constitue un domaine à part entière de la métrologie et il existe plusieurs types de banc de mesure de bruit de phase d'oscillateurs ou de quadripôles dont l'usage doit s'adapter aux particularités du système à caractériser [15].

1.2.2 Correspondance entre bruit de phase et variance d'Allan

La variance d'Allan est une grandeur statistique estimant la stabilité en fréquence d'un oscillateur. Elle est définie par la relation :

$$\sigma_y^2(\tau) = < (y_{n+1} - y_n)^2 > /2 \tag{1.26}$$

ou y_n correspond à chaque échantillon de mesure de fréquence de l'oscillateur à qualifier et τ est dans ce cas le pas d'échantillonnage. La variance d'Allan est donc une mesure des instabilités de fréquence de l'oscillateur en fonction de l'écart temporel entre chaque mesure. Un oscillateur peut donc se révéler stable à court terme et dériver en fréquence sur le long terme. La variance d'Allan va permettre d'estimer statistiquement la dérive de fréquence de l'oscillateur sur un temps donné.

Grâce à la représentation de la densité de bruit de phase, il est possible de retrouver la variance d'Allan de l'oscillateur. Le passage du spectre de bruit de phase à la variance d'Allan est donné par la figure 1.14 inspirée de [16]. Les relations entre fluctuations relatives de fréquence et variance d'Allan sont reportées dans le tableau 1.1 [1].

Tableau 1.1 – Relation entre les différentes zones spectrales de bruit de phase, les densités spectrales de puissance et la variance d'Allan [17].

Type de bruit	$S_\varphi(f)$	$S_y(f)$	$S_\varphi \leftrightarrow S_y$	$\sigma_y^2(\tau)$
Bruit blanc de phase	b_0	$h_2 f^2$	$h_2 = \frac{b_0}{v_0^2}$	$\frac{3 f_H h_2}{(2\pi)^2}\tau^{-2}$
Bruit flicker de phase	$b_{-1} f^{-1}$	$h_1 f$	$h_1 = \frac{b_{-1}}{v_0^2}$	$[1.038 + 3ln(2\pi f_H \tau)]$ $\times \frac{h_1}{(2\pi)^2}\tau^{-2}$
Bruit blanc de fréquence	$b_{-2} f^{-2}$	h_0	$h_0 = \frac{b_{-2}}{v_0^2}$	$\frac{1}{2} h_0 \tau^{-1}$
Bruit flicker de fréquence	$b_{-3} f^{-3}$	$h_{-1} f^{-1}$	$h_{-1} = \frac{b_{-3}}{v_0^2}$	$2ln(2) h_{-1}$
Marche aléatoire de fréquence	$b_{-4} f^{-4}$	$h_{-2} f^{-2}$	$h_{-2} = \frac{b_{-4}}{v_0^2}$	$\frac{4\pi^2}{6} h_{-2}\tau$

1.2.3 Application aux amplificateurs et oscillateurs

Un banc classique de mesure de bruit phase est donné en figure 1.15. Ce banc de mesure, simple à mettre en place, utilise le principe d'un mélangeur saturé sur ses deux entrées, afin d'éliminer la non-linéarité de celui-ci, utilisé comme détecteur de phase. Les densités spectrales des variations de phase dues au quadripôle à caractériser (DUT pour *Device Under Test* en anglais) sont transformées en densités spectrales de variations de tension du signal basses fréquences isolé par filtrage « passe-bas ». En connaissant la sensibilité du mélangeur (en V.rad^{-1}), nous pouvons remonter aux

1. avec f_H la fréquence de coupure basse du système et $2\pi\tau f_H \gg 1$.

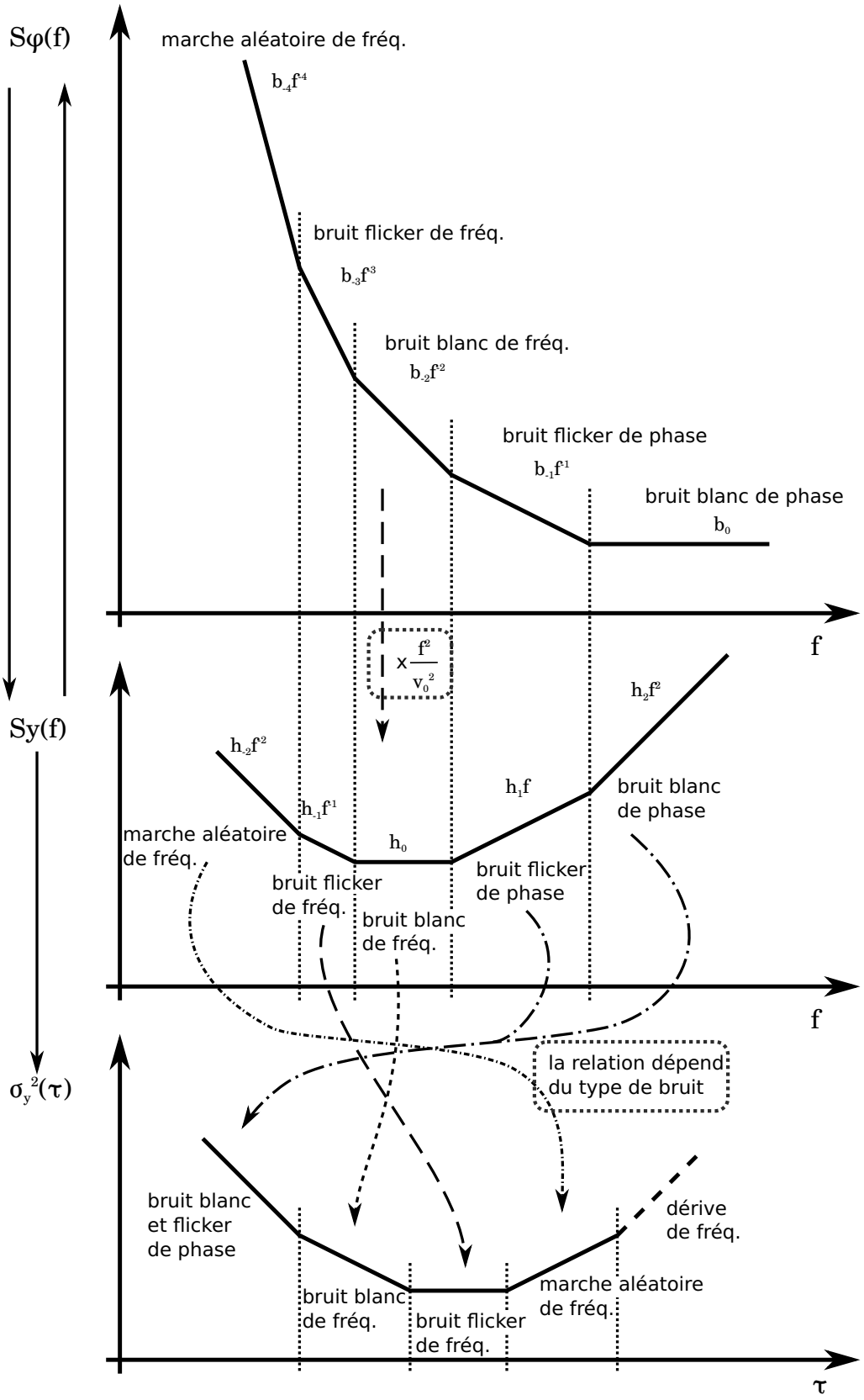


FIGURE 1.14 – Relations entre spectre de bruit de phase $S_\varphi(f)$, de fréquence relative $S_y(f)$ et variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$.

fluctuations de phase. Le déphaseur est utile pour placer les signaux d'entrées attaquant le mélangeur en quadrature de phase (déphasage de $\pi/2$ rad) afin de supprimer l'écart de tension continue (*offset* en anglais) en sortie du mélangeur et pour se situer dans la zone linéaire du mélangeur ($\sin\varphi \simeq \varphi$).

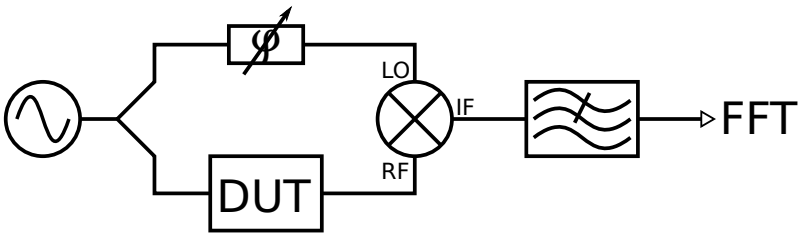


FIGURE 1.15 – Banc de mesure de bruit de phase à mélangeur saturé.

En considérant les signaux $s_{LO}(t) = A_{LO}\sin(2\pi\nu_0 t + \varphi_{LO}(t))$ et $s_{RF}(t) = A_{RF}\cos(2\pi\nu_0 t + \varphi_{RF}(t))$ appliqués en entrée du mélangeur, nous obtenons la multiplication des signaux en sortie du mélangeur, pondérée par une constante propre au mélangeur k (ladite sensibilité), soit :

$$\begin{aligned} s_{IF}(t) &= k \cdot s_{LO}(t) \cdot s_{RF}(t) \\ s_{IF}(t) &= \frac{1}{2} k A_{LO} A_{RF} \cdot [\sin(4\pi\nu_0 t + \varphi_{LO} + \varphi_{RF}) + \sin(\varphi_{LO} - \varphi_{RF})] \end{aligned} \tag{1.27}$$

Après filtrage passe-bas, nous éliminons la composante haute fréquence ($2\nu_0$). En considérant k_φ comme la sensibilité du mélangeur en V.rad^{-1}, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} s_{IF}(t) &= \frac{1}{2} k A_{LO} A_{RF} \cdot \sin(\varphi_{LO} - \varphi_{RF}) \\ s_{IF}(t) &= k_\varphi(\varphi_{LO} - \varphi_{RF}) \\ \Rightarrow s_{IF}(t) &= k_\varphi \varphi(t) \end{aligned} \tag{1.28}$$

La phase résiduelle du signal « RF » est telle que $\varphi_{RF} = \varphi_{LO} + \varphi_{DUT}$, soit les fluctuations de phase de la source additionnées aux fluctuations du dispositif à caractériser. Nous obtenons alors une tension en sortie du mélangeur proportionnelle au bruit de phase du dispositif et la densité spectrale de bruit en tension $S_v(f)$ obtenue après transformée de Fourier permet de déterminer la densité spectrale de bruit de phase grâce à la relation 1.29.

$$S_\varphi(f) = \frac{S_v(t)}{k_\varphi^2} \tag{1.29}$$

Bien que cette méthode de mesure du bruit de phase ne soit pas la plus efficace [18, 19, 20], principalement à cause du bruit du banc de mesure venant limiter la mesure, elle permet de caractériser des quadripôles ayant une densité de bruit de phase supérieure à -165 dBc.Hz^{-1} voire -170 dBc.Hz^{-1} sans montage complexe.

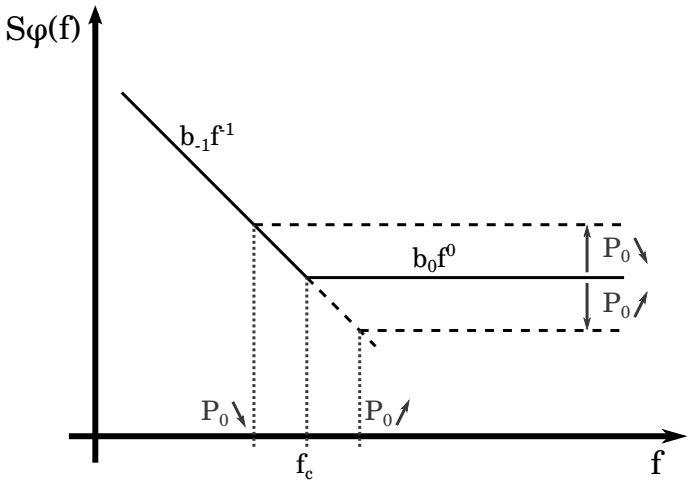


FIGURE 1.16 – Représentation du bruit de phase d'un amplificateur, l'abcisse étant en échelle logarithmique.

L'amplificateur constitue le quadripôle essentiel au fonctionnement de l'oscillateur dans la mesure où il compense les pertes du circuit de sélection de fréquence (le résonateur). Celui-ci va également perturber la phase dans la boucle d'oscillation. Il peut être caractérisé au même titre que le résonateur pour quantifier ses contributions au bruit de phase de l'oscillateur complet. Généralement, son spectre de bruit de phase est constitué d'une pente en $1/f$ et d'un palier (figure 1.16) [21]. Ce dernier est un bruit additif (bruit blanc de phase) qui dépend de la puissance du signal d'entrée P_0, dont le coefficient b_0 est donné par la relation 1.30. La pente en $1/f$ est caractéristique du bruit flicker de l'amplificateur. En effet, la pente en $1/f$ provient de la conversion du bruit de l'amplificateur proche du régime continu (bruit flicker), autour de la porteuse à amplifier. Le coefficient b_{-1} (cf. 1.1) peut être considéré comme constant, ce qui implique que la fréquence de coupure f_c de notre amplificateur, définie par l'intersection des contributions du bruit flicker et du bruit blanc de phase, dépend du coefficient b_0 relié à la puissance du signal d'entrée, avec F, le facteur de bruit de l'amplificateur :

$$b_0 = \frac{F \cdot k_b \cdot T_0}{P_0} \tag{1.30}$$

Pour étudier la contribution du bruit de phase de l'amplificateur dans la boucle d'oscillation, il faut également étudier le bruit du résonateur. Bien que l'origine du bruit de phase dans un résonateur ne soit pas déterminée précisément, l'effet Leeson permet d'expliquer dans les grandes lignes la contribution de celui-ci [22] à l'aide du facteur de qualité du résonateur Q et de sa fréquence de résonance fondamentale ν_0. Finalement, nous obtenons deux cas distincts où la fréquence de coupure de l'amplificateur est inférieure à la fréquence de Leeson, donnée par l'équation 1.31 et où elle lui est supérieure. Les contributions du résonateur et de l'amplificateur sur les pentes de la courbe de bruit de phase sont différentes dans chaque cas, comme illustrées par la figure 1.17

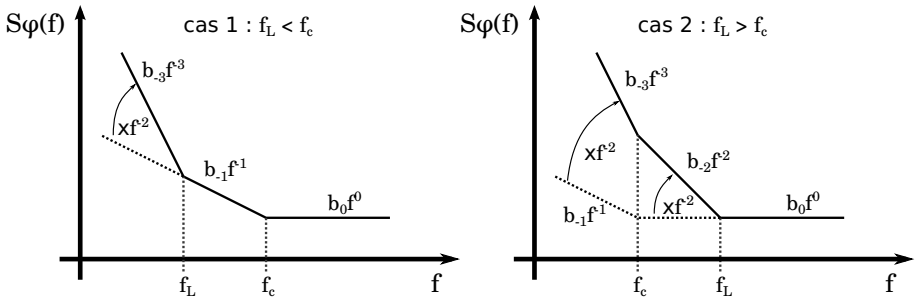


FIGURE 1.17 – Influence de l'effet Leeson et de la fréquence de coupure de l'amplificateur sur la courbe de bruit de phase dans une boucle d'oscillateur, les abcisses étant en échelle logarithmique.

(figure inspirée de [16]). La fréquence de Leeson est cependant définie de façon univoque telle que :

$$f_L = \frac{\nu_0}{2Q} \tag{1.31}$$

Bien que ces deux cas soient généraux, en pratique, le discernement des contributions de chaque élément de la boucle d'asservissement de l'oscillateur demande une analyse précise des pentes des courbes de bruit de phase. D'autres phénomènes, tel qu'un bruit d'amplitude ramené sur la phase, peuvent influencer et altérer le bruit de phase de l'oscillateur.

Un autre point important de la notion de bruit de phase dans les oscillateurs repose sur le principe multiplication de fréquence. Pour obtenir une fréquence plus élevée que la sortie de l'oscillateur, il est possible de multiplier sa fréquence de sortie. Cependant, cette multiplication se fait au détriment du bruit de phase. Pour une multiplication par N de la fréquence du signal de sortie $f(t) = \cos(2\pi ft + \phi)$, l'argument de la fonction cosinus $(2\pi ft + \phi)$ est multiplié par N. Ceci implique que tous les termes de bruit de phase inclus dans ϕ sont également multipliés par N, sans tenir compte du bruit ajouté par le multiplicateur. La densité de bruit de phase $S_\varphi(f)$ de l'oscillateur est augmentée de $20 \times \log_{10}(N)$ dBrad^2.Hz^{-1} . Pour cette raison, il est parfois préférable de travailler en bande de base et éviter la multiplication de la fréquence de l'oscillateur. Pour cela, il faut disposer d'un résonateur capable de travailler à la fréquence désirée sans perdre de vue la recherche du meilleur compromis palier de bruit de phase - fréquence de Leeson, ceux-ci devant être les plus faibles possibles.

1.3 Présentation des transducteurs à ondes élastiques

1.3.1 Généralités

Les dispositifs acousto-électriques exploitent les propriétés de piézoélectricité par l'excitation et la détection des ondes. En effet, l'effet piézoélectrique inverse permet de convertir une excitation électrique en ondes élastiques, au travers d'une combinaison ou d'un réseau d'électrodes. Après propagation, les ondes élastiques sont reconverties en signal électrique grâce à l'effet piézoélectrique

direct. Nous pouvons donner quelques propriétés importantes des matériaux piézoélectriques permettant de guider le choix de la technologie à employer en fonction des caractéristiques recherchées :

- la longueur d'onde de l'onde élastique fondamentale est définie par les dimensions géométriques des électrodes et du matériau piézoélectrique,
- l'effet piézoélectrique inverse nécessite deux électrodes aux potentiels différents pour créer une onde élastique,
- cela implique qu'il n'est possible d'exciter que des multiples impaires (harmoniques) de l'onde élastique fondamentale dans le transducteur piézoélectrique,
- le produit coefficient de qualité fois fréquence ($Q \times f$) est constant pour un matériau piézoélectrique et un mode de propagation d'ondes élastiques excitées donné.

Il existe plusieurs modes de propagation des ondes élastiques caractérisées par leur polarisation et la nature de leur guide. Leur polarisation peut être soit transverse soit longitudinale (par rapport à la direction de propagation) ou encore à polarisation elliptique pour les ondes de surface qualifiées d'ondes de Rayleigh. Les ondes élastiques sont soit de surface, soit de volume selon que l'énergie se propage parallèlement ou perpendiculairement à la surface. Elles peuvent être guidées par une interface ou un substrat et constituent alors des modes dits dispersifs.

Schéma équivalent

Le schéma équivalent de Butterworth-Van Dyke (BVD) permet la représentation d'un résonateur à ondes élastiques via une branche statique, composée de la capacité C_0 propre à la combinaison d'électrode et une branche motionnelle connectée en parallèle. La branche motionnelle est composée d'une résistance R_m, d'une capacité C_m et d'une inductance L_m. La valeur de ces deux dernières grandeurs définit la fréquence de résonance. À la résonance, le résonateur agit comme une résistance pure avec un courant maximal le traversant pendant que les amplitudes de l'impédance de l'inductance et de la capacité motionnelles sont égales. La fréquence de résonance f_r d'un tel système est donnée par la relation :

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m.C_m}} \tag{1.32}$$

Un quartz fonctionnant à 10 MHz présente typiquement des valeurs du schéma équivalent BVD données par le tableau 1.2.

Tableau 1.2 – Valeurs typiques des éléments du schéma équivalent BVD pour un quartz fonctionnant à 10 MHz.

symbole	C_0	C_m	L_m	R_m	f_r	$\lvert Z_s \rvert$
unité	[pF]	[fF]	[mH]	[Ω]	[MHz]	[kΩ]
valeur	4	18	14	13	10	4

La branche statique, composée d'une capacité C_0 de valeur très supérieure à C_m, est due à la nature diélectrique des matériaux piezoélectriques induisant une capacité formée par les électrodes métalliques. Cette capacité statique en parallèle de la branche motionnelle implique un phénomène d'anti-résonance à une fréquence plus haute que la fréquence de résonance. La fréquence d'anti-résonance f_a, en négligeant la résistance motionnelle (R_m) est donnée par :

$$f_a = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m.C_e}} \tag{1.33}$$

avec C_e la capacité équivalente aux deux capacités en parallèle soit $C_e = C_m + C_0$. Le facteur de qualité Q à la résonance fondamentale d'un schéma équivalent BVD est défini par la relation 1.34 :

$$Q = \frac{1}{R_m}\sqrt{\frac{L_m}{C_m}} \tag{1.34}$$

Ce schéma équivalent, déduit de l'analogie entre un résonateur mécanique et un résonateur électrique, convient aux résonateurs à ondes élastiques à résonance fondamentale unique tels que les résonateurs à quartz mais également aux résonateurs multimodaux, dès lors qu'un schéma du type « BVD » est associé à chaque résonance prise individuellement. Bien que le schéma équivalent BVD d'un résonateur puisse être utilisé lors de la simulation d'un oscillateur, il est possible de travailler sur des fichiers de mesure des caractéristiques du résonateur comme les matrices d'impédances, ou les matrices des coefficients de diffraction, plus communément nommées paramètres S (*Scaterring parameters*), pour gagner en précision sur les résultats simulés.

Dans la suite de cette présentation, nous allons décrire différents transducteurs à ondes élastiques, en commençant par le premier transducteur à ondes de volumes utilisé comme résonateur dans un oscillateur électrique.

1.3.2 Résonateurs à ondes de élastiques de volume (BAW)

Au début du XX^{e} siècle, les premiers dispositifs à ondes élastiques sont utilisés en tant que résonateurs pour la stabilisation d'oscillateurs [23, 24]. Ces résonateurs à ondes élastiques de volume (BAW pour *Bulk Acoustic Waves*), sont constitués d'une plaque de quartz métallisée sur ses surfaces (figure 1.18).

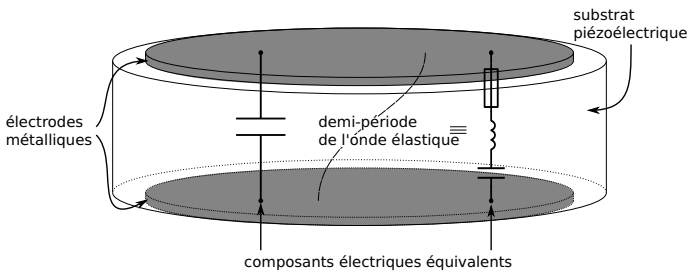


FIGURE 1.18 – Schéma en coupe de résonateur BAW et ses composants électriques équivalents pour la résonance fondamentale (cf § 1.3.1).

Les résonateurs à ondes de volume sont utilisés pour des fréquences de quelques MHz jusqu'à quelques centaines de MHz. Ce type de résonateur, en configuration dipolaire, est constitué d'un substrat de quartz d'épaisseur comprise entre 50 et 350 μm pour des applications d'oscillateurs ultra stables (OUS) [25].

La principale contrainte technologique de ces résonateurs est liée à l'épaisseur du substrat qui définit directement la fréquence de résonance (et ses harmoniques). Toute tentative de montée en fréquence se fait donc au détriment de la solidité du résonateur et de l'augmentation de la capacité statique due aux électrodes. Celle-ci est donc limitée aux alentours de 30 MHz pour la fréquence de résonance fondamentale. L'autre possibilité pour la montée en fréquence est d'utiliser les harmoniques impaires de la fréquence de résonance fondamentale. Ces modes harmoniques présentent un couplage inversement proportionnel au carré du numéro de l'harmonique [26]. Il est donc difficile d'exciter et d'exploiter les harmoniques (également nommées partiels dans le cas des BAW) supérieures à l'ordre cinq en pratique. Pour cette raison, les résonateurs BAW sont intrinsèquement limités pour atteindre les hautes fréquences par la nécessité de multiplication (multiplication par 100 du 3^{e} ou 5^{e} harmoniques pour atteindre la bande X s'étalant de 8 à 12 GHz).

1.3.3 Résonateurs à ondes élastiques de surface (SAW)

Les modes de propagation et les propriétés des ondes élastiques de surface (*Surface Acoustic Wave*, SAW) ont été découverts et décrits précisément par J.W.S Rayleigh dès 1885. Il fallut attendre toutefois les années 1970 pour voir émerger les premières utilisations pour la stabilisation des oscillateurs. De nos jours, cette technologie massivement exploitée pour la réalisation de filtres radiofréquences [27, 28, 29, 30, 31] est également en perpétuelle évolution pour la réalisation de capteurs dans des domaines à fortes contraintes (applications industrielles ou médicales) [32, 33, 34, 35, 36]. Comme nous allons le voir, cette technologie est également utilisée pour la réalisation de résonateurs pour des oscillateurs travaillant en bande de base à des fréquences plus élevées que celles permises par les résonateurs BAW.

Les résonateurs SAW sont généralement composés d'un substrat monolithique et mono-cristallin. Sur ce substrat sont déposés des peignes interdigités en métal, formant un réseau d'électrodes. Cet élément clé de la technologie, inventé par White et Voltmer dans les années 60 [37], permet de tirer parti des effets piézoélectriques inverse et direct pour générer les ondes élastiques de surface en appliquant une excitation électrique sur celui-ci ou détecter les ondes mécaniques par l'analyse du signal électrique aux bornes de ce transducteur.

La conception la plus simple de ces dispositifs est la ligne à retard (Fig.1.19). Le déphasage entre l'excitation d'entrée et le signal électrique de sortie est donné par la relation :

$$\varphi = 2\pi D/\lambda \tag{1.35}$$

avec D la distance séparant le transducteur d'entrée et de sortie et λ la longueur d'onde de l'onde

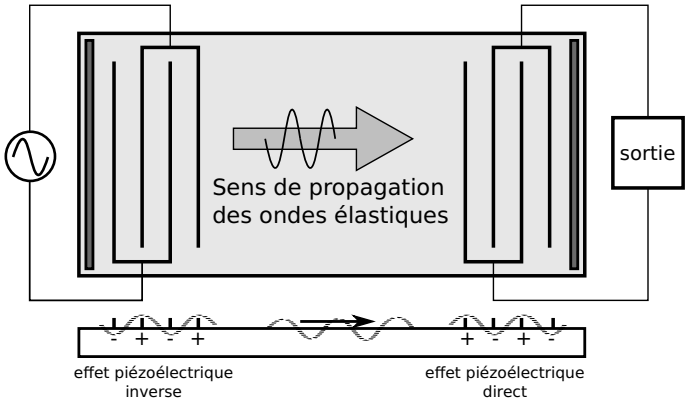


FIGURE 1.19 – Ligne à retard en technologie SAW fonctionnant en transmission en vue schématique du dessus (en haut) et de profil (en bas).

élastique. La longueur d'onde, définie par la relation 1.3, est dépendante de la vitesse de phase (célérité) de l'onde élastique. Celle-ci est influencée par des grandeurs physiques (température, pression...) s'appliquant au substrat, influence que nous chercherons à minimiser pour la conception d'un oscillateur stable.

Pour la réalisation d'un résonateur, il est nécessaire de confiner les ondes dans une cavité en disposant de miroirs acoustiques constitués de centaines de réflecteurs. Les réflecteurs permettent de modifier l'impédance mécanique du substrat et peuvent être réalisés par des dépôts de métal formant un réseau périodique conçu pour sommer de façon cohérente les ondes (miroirs de Bragg). À la rencontre des miroirs, les ondes élastiques sont totalement réfléchies en direction du transducteur de départ.

La vitesse de phase et la période des ondes élastiques sont définies par la nature du substrat utilisé et les paramètres physiques de conception tels que l'espacement entre les doigts, la hauteur de métallisation de ceux-ci. Par conséquent, la montée en fréquence de tels dispositifs est limitée par la vitesse de phase des ondes et la résolution de la technologie de fabrication, en l'occurrence la résolution de la lithographie. Pour une célérité de 3000 m.s^{-1} des ondes élastiques et une fréquence de fonctionnement de 2,45 GHz, la longueur d'onde ($\lambda = c/f$) est de 1,2 μm. La largeur d'un doigt du peigne doit être inférieure à 500 nm. Des travaux portent sur une méthode alternative pour la montée en fréquence consistant à exploiter des modes et des substrats à vitesse de phase maximisée [38]. Cependant, la finesse de la lithographie reste une limite à la montée en fréquence en exploitant cette technologie. Pour atteindre des bandes de fréquences supérieures (bande X), une alternative à ce jour est la technologie à ondes de volume à base de films minces.

1.3.4 Résonateurs à ondes de volume dans des films minces (FBAR)

Les travaux pionniers de Lakin sur l'utilisation de couches piézoélectriques déposées ont permis leur mise en œuvre à des fréquences dépassant largement le GHz. La branche « filtre FBAR » (*Film*

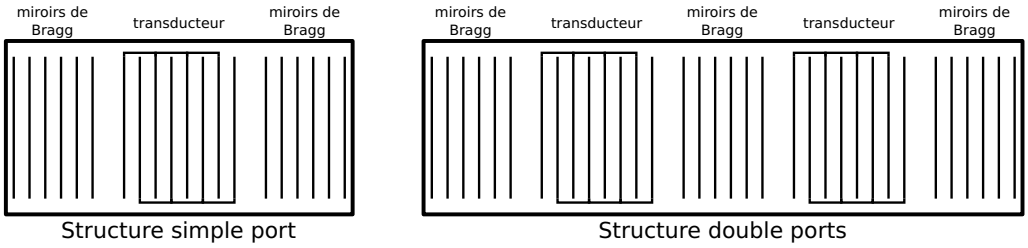


FIGURE 1.20 – Configuration simple et double ports d'un résonateur SAW.

Bulk Acoustic Resonator ou encore résonateur à onde de volume à couches minces en figure1.21) [39] de la société Agilent a été la première à développer commercialement un filtre radiofréquence tirant parti de films minces de nitrure d'aluminium (AlN). Finalement, on assiste aujourd'hui à un regain d'intérêt pour les résonateurs dédiés aux oscillateurs en tirant parti des progrès technologiques induits par les filtres pour approcher la bande X.

L'exploitation des ondes de volume, en réduisant l'épaisseur de la couche piézoélectrique pour la montée en fréquence, tout en garantissant la solidité du dispositif, est une option pour s'affranchir des limites de la résolution de la lithographie propres aux composants SAW. Le confinement de l'onde dans la couche mince est assuré par une cavité d'air pour isoler la couche piézoélectrique du substrat, évitant les fuites d'énergie vers le substrat (technologie FBAR utilisée par AVAGO Technologies). La cavité est réalisée soit par un usinage complet de la face arrière soit par l'élimination d'une couche sacrifiée située sous la surface active. Une seconde solution consiste à exploiter un miroir de Bragg (technologie *Solid Mounted Resonator* ou SMR utilisée entre autres par EPCOS) conçu pour réfléchir les ondes de volume de façon constructive dans le matériau piézoélectrique (figure1.22). Pour maximiser le coefficient de réflexion de ce miroir alternant les couches de matériaux à haute et à faible impédances acoustiques, l'épaisseur de chaque couche correspond à un quart de la longueur d'onde du mode la traversant à la fréquence de fonctionnement du résonateur (condition de Bragg).

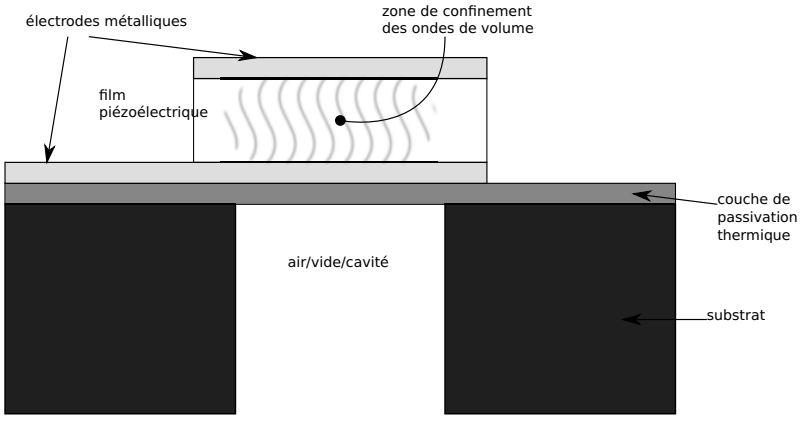


FIGURE 1.21 – Description des différentes couches composant un FBAR.

L'utilisation de résonateurs à films minces de type « SMR » est plus avantageuse du fait de sa plus grande solidité comparé au FBAR à membrane. De plus, grâce à l'amélioration de la capacité de dissipation thermique qu'offre cette technologie, les SMR supportent des niveaux de puissance plus élevés que les résonateurs à membrane [40].

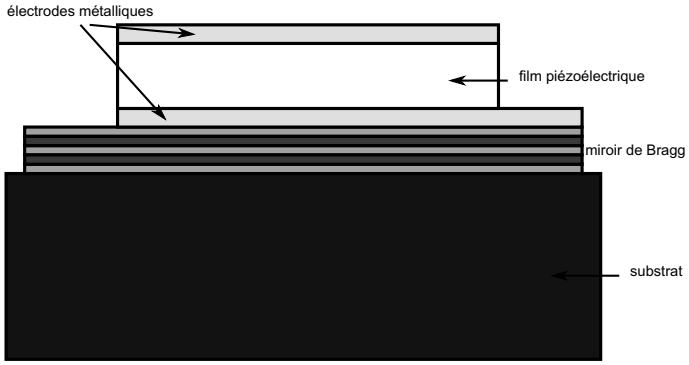


FIGURE 1.22 – Description des différentes couches composant un SMR. Nous pouvons noter la superposition de couches d'impédance acoustique différente afin de constituer un miroir de Bragg.

Cependant, la structure polycristalline des matériaux utilisés dans le cas des FBAR limite le coefficient de qualité intrinsèque du résonateur. En effet, pour de faibles épaisseurs de membrane, il n'est plus possible de garantir les propriétés piézoélectrique de la structure du fait de sa nature polycristalline. De plus, la montée en fréquence implique un amincissement de la couche piézoélectrique et donc des couches plus fines composant le miroir de Bragg pour les SMR ou encore un fragilisation accrue du dispositif pour les FBAR à membrane. Les résonateurs à matériaux monocristallins massifs se présentent en définitive comme la solution pour atteindre des ordres de grandeurs de fréquence et de coefficient de qualité maximisant les produits $Q \cdot f$ atteignables en acoustoélectricité.

1.3.5 Résonateurs à modes harmoniques élevés (HBAR)

La technologie des résonateurs à onde de volume à modes harmoniques élevés (*High-overtone Bulk Acoustic Resonator* ou HBAR) se révèle cohérente avec l'objectif de réaliser des résonateurs à films minces piézoélectriques compatibles avec des fréquences de travail nettement supérieures au GHz. Les meilleurs résultats de caractérisation de résonateurs ont été obtenus par l'usage de films piézoélectriques minces (de quelques dizaines de micromètres à moins d'un micromètre) reportés ou déposés sur matériaux monocristallins de haute qualité acoustique comme le quartz, le niobate de lithium ($LiNbO_3$) [41] ou le saphir [42].

À l'origine, cette technologie est inventée dans le cadre de réalisation de lignes à retard avec un film piézoélectrique mince faisant office de transducteur électro-acoustique, et un substrat monocristallin de haute qualité acoustique servant de milieu de propagation des ondes élastiques. Pour appliquer un champ électrique dans la couche piézoélectrique, le plus efficace est de disposer d'élec-

trodes de part et d'autre de cette couche (figure1.23) comme pour les résonateurs à ondes de volume classique. Cependant, cette approche nécessite d'avoir accès à l'électrode « enterrée » sous le film piézoélectrique, opération susceptible d'engendrer des problèmes d'ordre technologique. On peut néanmoins se contenter du champ transverse entre deux électrodes structurées en surface avec une unique électrode enterrée au potentiel flottant. Pour l'utilisation d'un tel dispositif en quadripôle, un couplage acoustique entre deux résonateurs simple-port placés côte-à-côte donne des résonateurs couplés présentant une fonction de transfert marquée de résonances multiples. Celles-ci sont dues au couplage de modes symétrique et anti-symétrique pouvant dégénérer en une contribution unique pour une distance inter-résonateur optimisée [43].

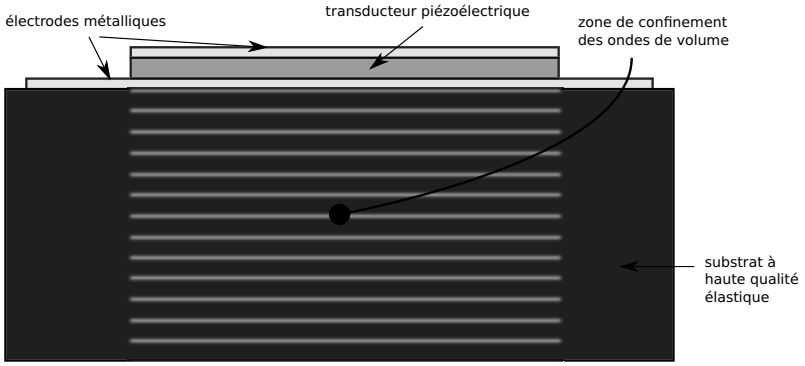


FIGURE 1.23 – Description des différentes couches composant un HBAR. Cette fois, l'énergie est confinée dans un substrat à haute qualité élastique.

La couche mince piézoélectrique est utilisée pour établir des modes de vibration dans le substrat. Le spectre d'un tel dispositif est donc une combinaison des contributions de la couche piézoélectrique et du substrat à haute qualité acoustique. L'enveloppe de l'ensemble du spectre est déterminée par la couche piézoélectrique tandis que la séparation entre les harmoniques est déterminée par les propriétés du substrat. Sur la figure 1.24, nous observons une enveloppe du spectre marquée par le mode fondamental de résonance de la couche piézoélectrique ainsi que ses 3^e et 5^e harmoniques. Sur l'agrandissement, nous pouvons observer les harmoniques des modes fondamentaux des ondes élastiques générées dans le substrat. Ce dernier étant ici un support mécanique, non nécessairement piézoélectrique, permettant l'établissement d'ondes élastiques stationnaires, il est possible d'avoir des harmoniques paires et impaires des modes vibratoires fondamentaux.

Le spectre périodique de la réponse du HBAR peut être un avantage (disposer de plusieurs fréquences de fonctionnement au sein d'un unique résonateur) mais il est surtout vu comme un inconvénient. L'exploitation d'un harmonique pour la stabilisation d'un oscillateur nécessite un filtre de sélection complémentaire. Dans le cas où la largeur de bande du filtre de sélection contient plus d'un mode de fonctionnement, il est possible que l'oscillateur réalisé soit instable et passe d'une résonance à une autre créant ainsi des sauts de fréquence non-désirés. Il est alors nécessaire de maîtriser au mieux les conditions de fonctionnement de l'oscillateur.

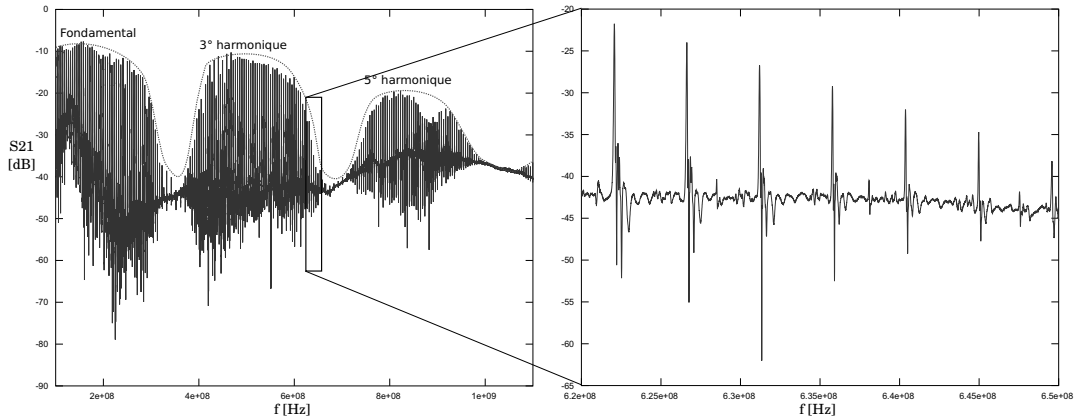


FIGURE 1.24 – Spectre de 100 MHz à 1,2 GHz d'un HBAR (à gauche) et un agrandissement entre 620 MHz et 650 MHz (à droite).

En conclusion, la technologie HBAR exploite les avantages du substrat à haute qualité acoustique, permettant d'obtenir des résonances à fort facteur de qualité et une robustesse due à sa structure monolithique mais doit faire face aux inconvénients d'un spectre encombré pour l'exploitation comme résonateur dans un oscillateur. Dans le point suivant, nous présentons les architectures d'oscillateurs pouvant être stabilisées par un dispositif HBAR.

1.4 Oscillateur stabilisé par HBAR

1.4.1 Oscillateur à résistance négative

Le principe d'un oscillateur à résistance négative est de générer un courant d'autant plus important que l'impédance du résonateur est faible, impliquant un fonctionnement à la résonance. Dans le schéma de la figure 1.25, le montage amplificateur à résistance négative permet d'osciller à la résonance lorsque la condition suivante est respectée :

$$Z_{res} = \frac{R_{out} R_1}{R_2} \tag{1.36}$$

avec Z_res l'impédance du résonateur à la résonance. Ce montage à amplificateur opérationnel fonctionne efficacement pour les fréquences allant jusqu'au MHz. Pour les fréquences plus élevées, l'amplificateur opérationnel est remplacé par un montage à transistor.

Les cellules résonantes LC des oscillateurs à résistance négative utilisant des transistors, tels que les oscillateurs Colpitts ou Clapp, sont modifiées pour utiliser l'inductance équivalente de la branche motionnelle des résonateurs à ondes élastiques. Les oscillateurs Hartley modifiés tirent parti de la capacité équivalente du résonateur en parallèle avec une inductance externe, or la capacité statique vient compliquer la mise en œuvre d'un oscillateur à la fréquence définie par la branche motionnelle. Ceci explique que ce type d'oscillateur soit très peu utilisé avec les résonateurs à ondes élastiques excités par une distribution de charges électriques quasi-statiques.

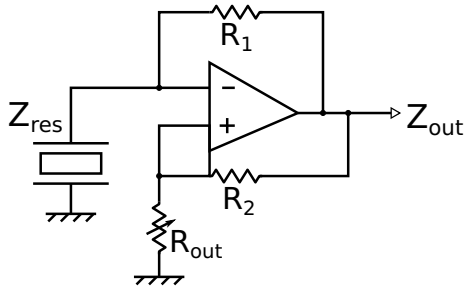


FIGURE 1.25 – Schéma d'un oscillateur à amplificateur opérationnel dans un circuit amplificateur à résistance négative.

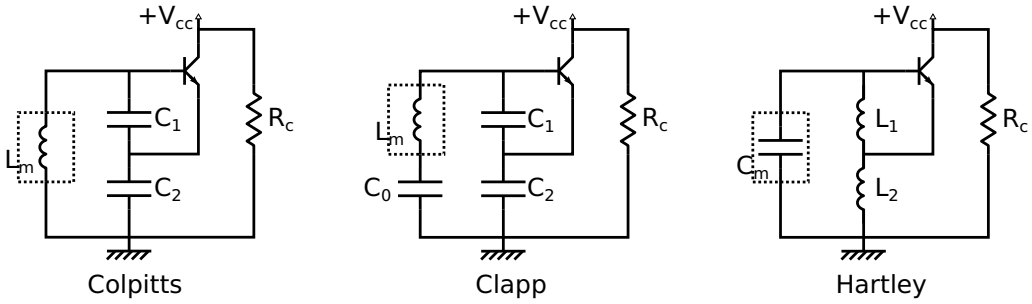


FIGURE 1.26 – Schémas simplifiés des oscillateurs Colpitts, Clapp et Hartley : les éléments encadrés peuvent être remplacés par un résonateur à ondes élastiques.

Les oscillateurs Colpitts et Clapp exploitent le comportement inductif du résonateur, grâce notamment à l'inductance de la branche motionnelle du résonateur, en parallèle avec deux capacités de réglages de la fréquence de fonctionnement suivie d'un montage amplificateur. L'amplificateur à transistor, vu de son entrée, doit se comporter comme une résistance négative compensant la résistance équivalente à la résonance de l'ensemble résonateur-composant de réglage pour engendrer les oscillations. Cependant, pour des fréquences de sorties supérieures au GHz, les capacités de réglage sont de l'ordre du pF [44]. Dans le cas de l'oscillateur Clapp, la capacité parasite base-émetteur du transistor peut remplacer une des capacités de réglage. Il devient donc obligatoire alors de maîtriser les capacités parasites du circuit pour le fonctionnement de l'oscillateur. Dans le cas des circuits intégrés, l'utilisation de capacité de l'ordre du pF constitue toutefois un avantage pour réduire la surface d'intégration.

Pour atteindre les hautes fréquences avec des éléments discrets, cette limitation nous amène à considérer une approche avec un oscillateur utilisant un résonateur en transmission.

1.4.2 Oscillateur à contre-réaction

La conception simple de l'oscillateur à contre-réaction permet une approche rationnelle des critères de Barkhausen. Selon ces conditions de fonctionnement, les oscillations sont engendrées lorsque le gain dans la boucle est supérieur à 1 (les pertes sont compensées par l'amplification)

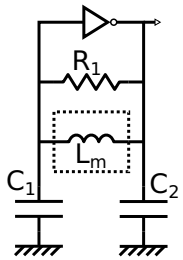


FIGURE 1.27 – Schéma simplifié d'un oscillateur « Pierce », l'inductance encadrée pouvant être remplacée par un résonateur à ondes élastiques.

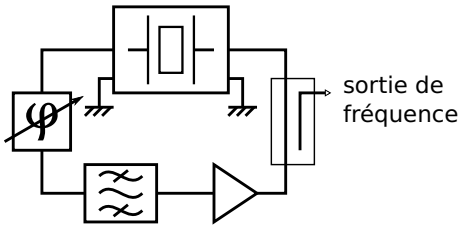


FIGURE 1.28 – Schéma d'un oscillateur en transmission comportant un résonateur à ondes élastiques, un filtre passe-bande de sélection de la fréquence de fonctionnement, un amplificateur d'entretien et un coupleur de sortie.

et que la phase à la résonance vaut $2k\pi$, avec k un nombre entier de périodes, pour obtenir une construction cohérente du signal dans la boucle. L'amplificateur d'entretien doit compenser au minimum l'ensemble des pertes de la boucle qui comporte un élément de réglage de la phase (déphaseur commandé en tension) à défaut d'être conçue pour respecter naturellement la condition de phase.

L'oscillateur de Pierce, dans lequel une porte logique est utilisée comme amplificateur à très fort gain dans la rétroaction, est très utilisé pour la réalisation d'oscillateurs à résonateur à ondes élastiques sur circuit intégré (technologie CMOS) [45, 46]. Les capacités C_1 et C_2 ont pour rôle d'amener la somme des phases à la condition de Barkhausen de $2k\pi$, en sachant que la porte logique NON implique déjà un déphasage de 180 ° dans la boucle. Là encore, ces capacités inférieures au pF pour une fréquence de fonctionnement supérieure à 1 GHz ne peuvent convenir à une approche utilisant des éléments discrets.

L'alternative à laquelle les concepteurs recourent le plus s'appuie sur l'utilisation d'un résonateur en tant que quadripôle dans une boucle de rétroaction comportant un amplificateur d'entretien des oscillations. Un des avantages de cette méthode est liée à la possibilité de valider les points de fonctionnement à l'aide d'un analyseur de réseau avant de fermer la boucle.

Enfin, dans le cas d'un résonateur à multiples fréquences de résonance tel que le HBAR, la boucle d'oscillation doit comporter un filtre de sélection de la fréquence de fonctionnement [47]. Le filtre permet également d'éliminer les parasites et remontées de fréquences voire les harmoniques impaires du mode fondamental. La boucle comporte également un coupleur afin d'isoler la boucle

d'oscillation de la charge de sortie. Cette solution d'architecture en boucle fermée est celle qui a été retenue pour la réalisation de l'oscillateur à résonateur HBAR présentée dans le chapitre 3.

1.5 Conclusion et objectifs de la thèse

Les travaux présentés ici s'inscrivent dans un projet (ORAGE) de réalisation d'une source compacte de fréquence à faible bruit de phase stabilisée par un résonateur HBAR à fort facteur de qualité (produit $Q \cdot f > 10^{13}$). Pour justifier les efforts de recherche sur les performances d'oscillateurs stables, nous étudierons comment le bruit de cette source peut altérer la résolution et la précision de la mesure d'un système RADAR en utilisant pour cela un réflecteur coopératif (cf. p.17).

Comme nous avons pu le voir dans ce chapitre, les systèmes RADAR permettent de mesurer deux grandeurs physiques, une fréquence ou un temps de vol, afin de retrouver entre autres, la vitesse ou la distance d'une cible. Nous avons ensuite exposé succinctement le problème de l'instabilité de la source de fréquence du RADAR sur la mesure. Pour pouvoir travailler sur le concept de stabilité de l'oscillateur, nous avons introduit la notion de bruit de phase. Dans le cas d'un oscillateur, le bruit de phase est intimement lié à sa stabilité. Afin d'expliquer le choix du résonateur HBAR pour la stabilisation de l'oscillateur du projet, nous avons présenté différents transducteurs à ondes élastiques pouvant être utilisés en tant que résonateurs, en soulignant les avantages et inconvénients de chacun lors de leur fabrication ou de leur utilisation. Bien que souffrant d'inconvénients lors de la fabrication (accès à l'électrode enterrée) ou pour son utilisation (résonateur multimode), le HBAR semble un excellent candidat pour la réalisation d'un oscillateur stable.

Dans la suite de ce manuscrit, les concepts de stabilité de l'oscillateur local, caractérisés par le bruit de phase, sont exploités pour identifier les limites ultimes de mesure d'une grandeur physique par une cible coopérative – la ligne à retard réflective à ondes élastiques – interrogée par une liaison sans fil radiofréquence. Dans le chapitre 2, nous commencerons par présenter les lignes à retard ainsi que les spécificités engendrées par leur utilisation au niveau des équations décrivant le fonctionnement d'un RADAR. Ces cibles coopératives étant à l'origine d'un type de capteurs interrogeables et identifiables par liaison radiofréquence, nous analyserons l'influence du bruit de phase d'une source sur la mesure de ces capteurs avant de caractériser le phénomène par une mesure expérimentale avec du matériel de laboratoire.

Dans le chapitre 3, nous présenterons le projet lié à cette thèse et les résonateurs réalisés. Nous exposerons notre contribution à ce projet au niveau du choix de l'architecture, de la simulation et de la réalisation de l'amplificateur d'entretien de l'oscillateur ainsi que des simulations et réalisations de l'oscillateur complet.

Les lignes à retard à ondes élastiques, utilisées comme réflecteurs coopératifs, sont exploitées par la société SENSeOR entre autre pour des applications de mesures physiques. Dans le chapitre 4,

nous utiliserons les connaissances acquises sur la méthode d'interrogation RADAR pour réaliser un système d'interrogation compact de ces capteurs. Nous verrons également comment optimiser cette méthode afin d'exploiter une interrogation rapide par RADAR à ondes pulsées en tirant parti d'une méthode d'échantillonnage dite en temps équivalent (c'est-à-dire reconstituant un signal sur plusieurs répétitions identiques de celui-ci) pour s'affranchir d'un échantillonnage rapide, gourmand en ressource pour l'étape de traitement des données. Nous montrerons les limites en bande passante d'un tel système et déterminerons, à partir de la réponse d'un prototype de l'interrogateur, les capacités de mesure d'un tel système.

Nous pourrons alors positionner nos travaux vis-à-vis de l'état de l'art et des systèmes commerciaux accessibles aujourd'hui et proposerons des perspectives aux développements futurs, dans la suite de nos travaux.

Chapitre 2

Bruit de mesure – application aux mesures de capteurs

2.1 Utilisation de lignes à retard comme réflecteurs coopératifs

2.1.1 Présentation des lignes à retard réflectives à ondes élastiques

Les lignes à retard à ondes élastiques, brièvement décrites en introduction, peuvent être mises en œuvre pour la mesure de grandeurs physiques intégrant un code binaire d'identification [48]. Comme il est indiqué dans le point 1.3.3, les dispositifs SAW permettent d'utiliser un ou plusieurs miroirs pour renvoyer une partie de l'énergie reçue au peigne interdigité d'entrée/sortie. Bien entendu, ces réflexions du signal incident sont retardées du temps de propagation de l'onde à la surface du substrat pour effectuer l'aller-retour du peigne interdigité au miroir. Les lignes à retard peuvent donc être utilisées comme sources reproductibles d'échos retardés pour qualifier les RADAR [49]. La célérité de l'onde élastique dans un substrat à ondes élastiques, comprise entre 2500 et 5000 $m.s^{-1}$ typiquement, étant beaucoup plus réduite que la célérité de l'onde électromagnétique (d'un facteur 10^5), la distance à parcourir pour le même temps de propagation est réduite du même facteur. Cette propriété des lignes à retard à ondes élastiques de surface permet de simuler des cibles RADAR disposées à 200 m avec un dispositif de 2 mm de long de manière fiable. Comme il est possible de disposer plusieurs miroirs sur le substrat, il est possible également de simuler plusieurs cibles RADAR équivalentes à des distances différentes au sein de la même ligne à retard. Ces dispositifs une fois en boîtier peuvent être reliés à une antenne ou encore connectorisés directement au système afin de s'affranchir d'éventuels bruits environnementaux lors des tests.

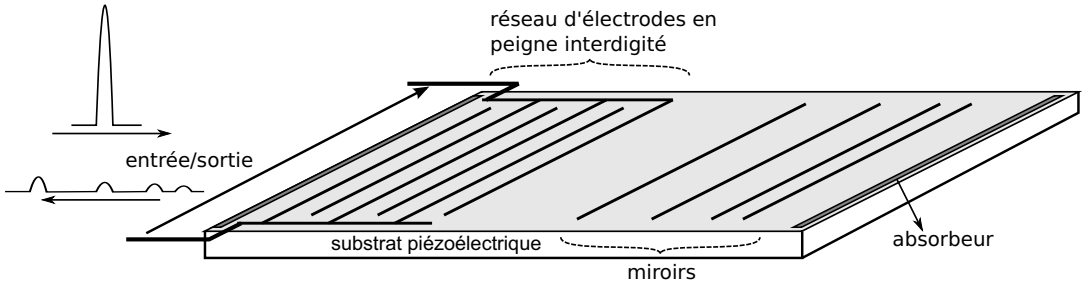


FIGURE 2.1 – Ligne à retard réflectrice (simple-port) à ondes élastiques de surface.

Tout comme une cible RADAR, les lignes à retard à ondes élastiques de surface ne renvoient qu'une partie de l'énergie de l'onde incidente. Le rapport de la puissance reçue sur la puissance renvoyée est caractérisé par les pertes d'insertion du dispositif (IL pour *Insertion Loss*). Les paramètres influant sur ces pertes d'insertion sont le cœfficient de couplage K qui définit le rendement de la conversion électromécanique des peignes interdigités, les pertes de propagation des ondes élastiques α et également le cœfficient de réflexion des miroirs r. Les pertes d'insertion sont estimées par la relation :

$$IL = K^2 \cdot \alpha \cdot r \tag{2.1}$$

Le cœfficient de couplage est au carré, ce dernier étant identique lors de la conversion électrique-mécanique et inversement car la piézoélectricité est un phénomène linéaire.

Nous pouvons prendre comme exemple deux cas exploitant une onde de Rayleigh : le premier repose sur un dispositif sur substrat de quartz en coupe ST avec propagation suivant l'axe X et le second met en œuvre un substrat de niobate de lithium de coupe 128 ° Y avec propagation suivant l'axe X également. Les coefficients de couplage de ces matériaux sont respectivement de 0,1% et de 5% environ [50, 51]. Les pertes de propagation des ondes de Rayleigh sur le substrat quartz ST-X sont données dans [52] (page 100) par la relation $\alpha = 0,47f + 2,62f^2$ dB.μs^{-1} (avec f exprimé en gigahertz). En revanche, les pertes de propagation de ces mêmes ondes sur substrat de niobate de lithium sont données pour la coupe Y-Z par $\alpha = 0,19f + 0,88f^2$ dB.μs^{-1}. Malgré cela, nous pouvons estimer les pertes d'insertion totales pour une fréquence de fonctionnement de 2,45 GHz, un délai maximal de 3 μs et des réflecteurs ayant un coefficient de réflexion de 10% (tab. 2.1).

TABLEAU 2.1 – Application numérique des pertes d'insertion d'une ligne à retard réflectrice à ondes de Rayleigh en fonction du type de substrat, de la fréquence de fonctionnement et du retard généré.

	Coef. de couplage		Coef. de réflexion	Fréquence	Pertes de propagation		Total IL	
	%	dB	dB	GHz	dB (pour 1 µs)	dB (pour 3 µs)	dB (1 µs)	dB (3 µs)
niobate de lithium (128°Y-X/ Y-Z)	5	-13	-10	2,45	6	17	29	40
				1	1	3	24	26
				0,1	0,03	0,08	23	23
quartz ST-X	0,1	-30	-10	2,45	17	51	57	91
				1	3	9	43	49
				0,1	0,07	0,22	40	40

D'après ce tableau, nous pouvons remarquer qu'un matériau tel que le quartz en coupe ST-

X est peu approprié aux mesures par ligne à retard à cause des pertes d'insertion rédhibitoires qu'il présente. La montée en fréquence induit des pertes croissantes selon le retard, ce phénomène s'expliquant par l'accroissement notable des pertes de propagation. Cependant, en choisissant un compromis entre retard généré et pertes d'insertion, il est possible de réaliser une ligne à retard convenant comme cible coopérative (cf. 1.1.3.1) pour le test d'un système RADAR. De plus, les retards générés par ces dispositifs sont dépendants des grandeurs physiques modifiant les propriétés du substrat de propagation des ondes élastiques. Il est donc possible d'en faire un capteur interrogeable sans fil et sans source d'énergie embarquée. Ceci explique son utilisation dans des domaines à fortes contraintes (température, pression) tel qu'annoncé dans le chapitre précédent. Nous verrons alors comment la résolution d'une mesure physique exploitant ce type de dispositif, utilisé en tant que capteur de température, est modifiée pour un bruit de phase donné affectant la source de fréquence du système RADAR d'interrogation.

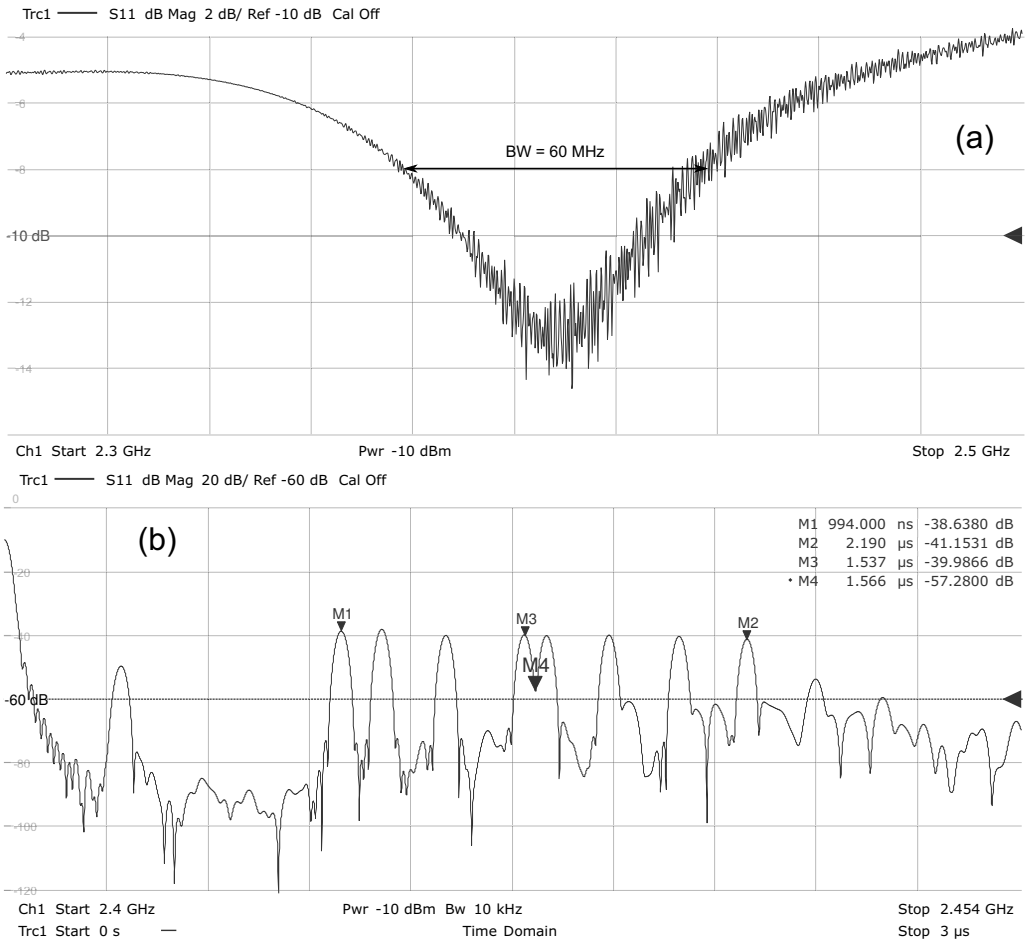


FIGURE 2.2 – Réponses lors d'une mesure filaire de la ligne à retard exploitée comme corps d'épreuve pour nos travaux. (a) : réponse spectrale en réflexion de la ligne à retard CTR entre 2,3 et 2,5 GHz. (b) : réponse temporelle sur 3 μs avec un signal d'excitation centré à 2,427 GHz et une bande passante de 54 MHz.

Pour la suite de l'étude et dans le reste de cette thèse, la ligne à retard SAW utilisée est un capteur de température commercial du centre de recherche Carinthian Tech Research (CTR) dont les réponses spectrale et temporelle mesurées par l'analyseur de réseau Rhode&Schwarz ZNB 8 sont données en figure 2.2.

2.1.2 Bilan de liaison de l'interrogation

Dans le cas de l'interrogation d'une ligne à retard et non de la détection d'une cible, l'équation du RADAR 1.9 doit être adaptée. Pour cela, nous commençons par considérer l'équation de la propagation RF d'une source à un récepteur uniquement (aller simple) et non un aller-retour d'une source à une cible réflectrice (équation de Friis). Nous partons d'un cas simple en considérant que la source et le récepteur possèdent tous deux une antenne ayant les mêmes caractéristiques (gain et aire effective). Ainsi, nous obtenons la relation 2.2, avec P_r la puissance reçue par le récepteur, P_e la puissance d'émission de la source, G le gain des antennes, λ la longueur d'onde du signal et d la distance entre la source et le récepteur [2].

$$P_r = \frac{P_e G^2 \lambda^2}{(4\pi d)^2} \tag{2.2}$$

En tenant compte des pertes d'insertion IL de la ligne à retard, nous obtenons la relation 2.3 liant la puissance réfléchie P'_r par la ligne à retard sous forme d'un écho répondant à l'excitation de puissance P_r.

$$P'_r = \frac{P_r}{IL} \tag{2.3}$$

Nous appliquons alors la même équation de propagation d'un source à un récepteur pour le retour des ondes et nous obtenons l'équation 2.4 avec P_f la puissance finale reçue par le système d'interrogation. Nous pouvons également exprimer la distance à la cible en fonction des autres paramètres (équ. 2.5).

$$P_f = \frac{P'_r \cdot G^2 \lambda^2}{(4\pi d)^2} \Rightarrow P_f = \frac{P_e \cdot G^4 \lambda^4}{IL \cdot (4\pi d)^4} \tag{2.4}$$

$$\Rightarrow d = \frac{G \cdot \lambda}{4\pi} \sqrt[4]{\frac{P_e}{P_f \cdot IL}} \tag{2.5}$$

Enfin pour définir la distance maximale d'interrogation d_{max}, il faut connaître la puissance finale minimale reçue $P_{f_{min}} = k_B T_o BF \cdot (S/N)_{min}$ pouvant être détectée par le système, dépendante du ratio signal à bruit minimal $(S/N)_{min}$ exigé par le système pour dissocier un écho du bruit de mesure. Nous calculons la distance maximale d'interrogation d_{max} à l'aide de la relation 2.6 [53] :

$$d_{max} = \frac{G \cdot \lambda}{4\pi} \sqrt[4]{\frac{P_e}{k_B T_o BF \cdot (S/N)_{min} \cdot IL}} \tag{2.6}$$

Le tableau 2.2 regroupe les applications numériques de calcul de la distance maximale d'interrogation pour un rapport signal à bruit minimal pour la détection $(S/N)_{min}$ de 1, 3 ou 20 dB à trois fréquences de fonctionnement f différentes et des valeurs de pertes d'insertion IL calculées pour une onde de Rayleigh sur substrat de niobate de lithium correspondant au tableau 2.1. Pour cette application, nous considérons un gain d'antenne G égal à 1, une bande passante B de 30 MHz, une puissance d'émission P_e de 10 mW et une température de fonctionnement de 298 K.

TABLEAU 2.2 – Application numérique de la distance maximale d'interrogation en fonction du rapport signal à bruit minimal, de la fréquence de la porteuse et des pertes d'insertion du dispositif à interroger.

$(S/N)_{min}$ [dB]	1					3					20				
f [GHz]	2,45		1		0,1	2,45		1		0,1	2,45		1		0,1
IL [dB]	40	29	26	24	23	40	29	26	24	23	40	29	26	24	23
d_{max} [m]	0,5	0,9	2,7	3	32	0,4	0,8	2,3	2,5	27	0,16	0,3	0,85	0,95	10

Nous pouvons en conclure que, à 2,45 GHz, une réduction de 10 dB des pertes d'insertion permet de multiplier presque par deux la distance d'interrogation. Cette diminution des pertes d'insertion peut être expliquée aussi bien par le choix du substrat que par la réduction du délai généré par la ligne à retard. Nous pouvons également remarquer que la montée en fréquence fait chuter la distance d'interrogation. Enfin, un système nécessitant un rapport signal à bruit de 20 dB au minimum pour différencier le signal du bruit de mesure réduit sa distance d'interrogation maximale par trois.

2.2 Influence théorique du bruit de phase sur la résolution de mesure

2.2.1 Bruit de phase du RADAR CW

Nous allons démontrer théoriquement l'influence du bruit de phase de la source de fréquence sur la mesure d'un RADAR CW en considérant le cas d'un RADAR routier avec une porteuse de 24 GHz. Nous supposons que la cible se trouve à 150 m du système, soit un retard $\tau = \frac{2\times150}{3\times10^8} = 10^{-6}$ s (voir équ. 1.1) ou encore une fréquence de balayage $f = \frac{1}{\tau} = 1$ MHz et que cet écart de fréquence par rapport à la porteuse nous permet de travailler au niveau du plancher de bruit de notre oscillateur. Grâce aux relations du tableau 1.1 du § 1.2.2, nous allons déduire les fluctuations relatives de fréquence de l'oscillateur lors du mélange entre le signal à l'instant t et à l'instant $t + \tau$. Nous en déduisons la limite de résolution de la mesure de vitesse due à l'instabilité de l'oscillateur, les variations de fréquence par effet Doppler inférieures aux fluctuations de fréquence de l'oscillateur n'étant alors pas détectables. Bien entendu, nous nous plaçons dans un cas idéal où seul le bruit de l'oscillateur nous limite sans tenir compte de la puissance du signal reçu, du

rapport signal à bruit ou encore de la capacité de détection de la fréquence de battement liée à la fréquence d'échantillonnage et au temps de mesure.

Lors de la multiplication d'un oscillateur de 100 MHz par 240 pour obtenir la fréquence porteuse de 24 GHz, le plancher de bruit de la source remonte de $20 \times \log_{10}(240) = 48$ dBrad^2.Hz^{-1} (voir § 1.2.3). Nous considérons donc -90 dBrad^2.Hz^{-1} comme valeur de plancher de bruit de phase, correspondant au bruit de phase après multiplication d'un oscillateur faible coût ayant un palier de -138 dBrad^2.Hz^{-1}. La bande passante du système est définie par la vitesse maximale que nous souhaitons mesurer. Pour une vitesse maximale de 225 km.h^{-1} soit 62,5 m.s^{-1}, la fréquence de décalage par effet Doppler est de 10 kHz (voir éq. 1.15).

En prenant l'hypothèse de travailler uniquement sur le bruit blanc de phase, nous pouvons estimer la variance d'Allan, correspondant au coefficient b_0 de la fonction $S_\varphi(f)$ donné dans le tableau 1.1 :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{3 f_H b_0}{(2\pi)^2 \nu_0^2} \tau^{-2} \tag{2.7}$$

Dans la définition de la variance d'Allan (équ. 1.26), nous utilisons deux échantillons de fluctuations relatives de fréquence y_{n+1} et y_n du signal pris à des instants séparés d'un retard τ. Dans notre étude, nous pouvons poser $y_n = y(t) = \frac{\nu(t)-\nu_0}{\nu_0}$ et $y_{n+1} = y(t+\tau) = \frac{\nu(t+\tau)-\nu_0}{\nu_0}$. Nous pouvons également considérer qu'à l'instant de référence t, la valeur de $\nu(t)$ est égale à la porteuse ν_0, ce qui implique que $y_n = 0$. Pour cette raison, nous avons :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \times \left(\frac{\Delta\nu(\tau)}{\nu_0} \right)^2 \tag{2.8}$$

avec $\Delta\nu(\tau) = \nu(t+\tau) - \nu_0$ la variation de fréquence limitant notre résolution de mesure de la vitesse $r_v(\tau) = \frac{c}{2} \cdot \frac{\Delta\nu(\tau)}{\nu_0}$. En remplaçant les équations 2.7 et 2.8 dans la définition de notre résolution de mesure de vitesse, nous obtenons l'équation 2.9.

$$\begin{aligned} \Delta\nu(\tau) &= \sqrt{2 \times \sigma_y^2(\tau) \times \nu_0^2} \\ r_v(\tau) &= \sigma_y(\tau) \times \frac{c\sqrt{2}}{2} \\ r_v(\tau) &= \sqrt{\frac{3 f_H b_0}{(2\pi)^2 \nu_0^2} \tau^{-2}} \times \frac{c\sqrt{2}}{2} \end{aligned} \tag{2.9}$$

Pour l'oscillateur multiplié atteignant 24 GHz et présentant un plancher de bruit de -90 dBrad^2.Hz^{-1}, une fréquence de coupure haute du filtre f_H de 10 kHz et un temps de vol τ de 1 μs, l'application numérique nous donne une résolution sur la vitesse mesurée limitée à 7,7 m.s^{-1} soit 28 km.h^{-1}. En revanche, si le plancher de bruit de phase est de -138 dBrad^2.Hz^{-1}, nous pouvons prétendre à une résolution de vitesse mesurée de 0,03 m.s^{-1} soit 0,1 km.h^{-1}, ce qui montre que le bruit de la source impacte la résolution. Une seconde conclusion à cette étude est qu'en théorie, la résolution est

améliorée lorsque le temps de vol augmente, ou plus précisément, la résolution est inversement proportionnelle à la distance d'interrogation, mais ceci est à pondérer avec les pertes qui augmentent de manière quadratique avec la distance à la cible (équ. 2.4).

2.2.2 Application sur la mesure d'une ligne à retard

2.2.2.1 Doppler et bruit de phase

La ligne à retard que nous allons utiliser comme cible coopérative est commercialisée comme capteur de température. Nous pouvons nous demander quelle est l'influence de l'effet Doppler d'un tel capteur si sa vitesse relative au système RADAR atteint 500 km.h^{-1} (capteur intégré dans un pneu ou un moteur en rotation par exemple). Avec une fréquence centrale d'interrogation de 2,45 GHz (bande ISM), la fréquence Doppler maximale correspondant à une vitesse relative de 500 km.h^{-1} est de 2270 Hz d'après la relation 1.2.

La variation de phase $\delta\varphi$ induite par la fluctuation de fréquence δf due à l'effet Doppler pour un temps de vol τ de 3 μs (aller-retour) vaut $\delta\varphi = 2\pi\tau\delta f = 0{,}043$ rad. Pour une application d'interrogation du capteur par une méthode RADAR, cette variation de phase est considérée comme un bruit de mesure, directement lié à la vitesse relative du capteur par rapport au système. Grâce à la relation 1.22, la variation de phase est traduite en une densité de bruit de phase de -104 dBrad^2.Hz^{-1}.

En d'autres termes, dans cette application, l'utilisation d'une source de fréquence ayant une densité de bruit de phase inférieure à -104 dBrad^2.Hz^{-1}, à 333 kHz de la porteuse, n'améliorera pas la résolution de mesure du capteur, celle-ci étant limitée par l'effet Doppler. Pour la suite du raisonnement, nous prenons comme hypothèse une ligne à retard fixe afin d'éliminer le bruit de mesure dû à l'effet Doppler.

2.2.2.2 Influence sur la résolution de mesure

En tenant compte du bruit de phase de l'oscillateur local, nous cherchons à définir la limite de résolution de mesure imposée par ce phénomène dans le cas d'une interrogation idéale. Les échos de ces capteurs sont généralement compris entre 1 et 5 μs, après l'instant t_0 correspondant à l'impulsion d'excitation, pour des raisons physiques. Entre 0 et 1 μs, les échos de l'environnement (dans un rayon de 150 m), ainsi que la commutation des switchs RF ou la décharge de filtres du système peuvent venir perturber le signal. Il est possible d'obtenir des échos au-delà de 5 μs mais il faut tenir compte du compromis entre le temps de rafraîchissement de la mesure et les pertes de propagation des ondes élastiques pour de tels retards (sans compter les dimensions du dispositif SAW pour une vitesse de phase donnée). De plus, le bruit de phase augmente lorsque l'on se rapproche de la porteuse. Dans la majorité des oscillateurs à faible bruit de phase (-140 dBc.Hz^{-1} à 10 kHz de la porteuse), travailler avec des retards compris entre 1 et 5 μs (soit un écart à la

porteuse compris entre 200 kHz et 1 MHz) permet de fonctionner dans la zone de palier du bruit de phase.

Pour pouvoir étudier l'influence du bruit de phase sur la mesure d'un capteur de type ligne à retard SAW, il faut connaître la sensibilité du paramètre physique par rapport à la phase mesurée. Nous prendrons l'exemple d'une ligne à retard à ondes élastiques en réflexion utilisée comme capteur de température tel que décrit dans l'article [36]. Nous considérons une vitesse de phase des ondes élastiques de 3000 m.s^{-1} avec une variation relative de celle-ci par rapport à la température $\partial v(T°)/v$ de 60 ppm.K^{-1}. Cette dernière est associée à la variation relative de phase par rapport à la température et nous pouvons en déduire la relation suivante :

$$\frac{\partial\varphi(T°)}{\varphi} = \frac{\partial v(T°)}{v} \Leftrightarrow \partial\varphi(T°) = \varphi \times \frac{\partial v(T°)}{v} \tag{2.10}$$

avec $\partial\varphi(T°)$ les variations de phase en fonction de la température $T°$ imposée au capteur. En l'absence de bruit de phase (cas idéal), il vient :

$$\varphi = 2\pi \times f \times d/v = 2\pi \times f \times \tau \tag{2.11}$$

où φ représente la rotation de phase induite par le dispositif entre signaux d'entrée et de sortie qui dépendent alors de la fréquence f et du rapport de la distance parcourue par l'onde d (aller-retour dans le cas d'une ligne réflective) et de sa célérité acoustique v, plus communément exprimée comme le temps de vol τ. Le tableau 2.3 indique les sensibilités en phase des capteurs s_φ exprimées par la relation :

$$s_\varphi = \partial\varphi(T°) = 2\pi \times f \times \tau \times \frac{\partial v(T°)}{v} \tag{2.12}$$

où s_φ, exprimée en rad.K^{-1}, est fonction de la fréquence de fonctionnement f et du temps de vol de l'onde τ, ainsi que la résolution de mesure de température donnée par la relation :

$$T°_{min} = \frac{\varphi_{RMS}}{s_\varphi} = \frac{\sqrt{2 \times L(f) \times B}}{2\pi \times f \times \tau \times \frac{\partial v(T°)}{v}} \tag{2.13}$$

dans le cas où $L(f)$ (équ. 1.23 avec une bande passante de mesure B de 50 MHz) vaut -90 dBc.Hz^{-1} ($T°_{-90}$) et -130 dBc.Hz^{-1} ($T°_{-130}$), soit un facteur 10^{-2} entre les deux configurations.

Tableau 2.3 – Influence du bruit de phase sur la résolution de mesure par ligne à retard à ondes élastiques.

f [MHz]	τ [μs]	s_φ [rad.K^{-1}]	$T°_{-90}$ [K]	$T°_{-130}$ [K]
100	1	0,038	8,4	$8{\cdot}10^{-2}$
100	2	0,075	4,2	$4{\cdot}10^{-2}$
100	3	0,113	2,8	$3{\cdot}10^{-2}$
2450	1	0,924	0,34	$3{\cdot}10^{-3}$
2450	2	1,85	0,17	$2{\cdot}10^{-2}$
2450	3	2,77	0,11	$1{\cdot}10^{-2}$

Nous remarquons que le bruit de phase de notre source limite significativement la résolution de mesure pour une ligne à retard fonctionnant à 100 MHz dans le cas d'une densité de bruit de phase de -90 dBc.Hz^{-1}. En revanche, dans les autres cas, la résolution théorique de température est inférieure au Kelvin. Cependant, ceci n'est valable que tant que la densité de bruit de phase de l'oscillateur local est supérieure à celle de la contribution des amplificateurs à faibles bruits de la chaîne de réception. Cette contribution étant dépendante de la puissance du signal reçu et donc de la distance d'interrogation, nous pouvons estimer la distance d'interrogation maximale garantissant une résolution limitée par le bruit de l'oscillateur local en utilisant les équations du point 2.1.2 (p.46).

2.2.3 Contributions de l'amplificateur et de l'oscillateur local sur la résolution de mesure

L'amplificateur faible bruit (*Low Noise Amplifier* ou LNA) de notre chaîne de réception peut impacter notablement la qualité de la mesure. Son palier de bruit de phase est donné par la relation 1.30 où P_0 correspond à la puissance d'entrée de l'amplificateur. Dans le cas d'une interrogation RADAR d'une cible coopérative, P_0 est la puissance du signal reçu, soit P_f au sein de l'équation 2.4. Nous pouvons alors exprimer le palier de bruit de phase de l'amplificateur en fonction de la distance d'interrogation (équ. 2.14) ainsi que la résolution de température associée $T^\circ{}_{min_{LNA}}$ (équ. 2.15).

$$S_{\varphi_{LNA}} = Fk_BT_0 \cdot \frac{(4\pi d)^4 \cdot IL}{P_e \lambda^4 G^4} \tag{2.14}$$

$$T^\circ{}_{min_{LNA}} = \frac{\varphi_{LNA_{RMS}}}{s_\varphi} = \frac{\sqrt{Fk_BT_0 \cdot \frac{(4\pi d)^4 \cdot IL}{P_e \lambda^4 G^4} \cdot B}}{2\pi f \tau \frac{\partial v(T^\circ)}{v}} \tag{2.15}$$

Nous pouvons également exprimer la résolution en température de la mesure en fonction du bruit de phase de l'oscillateur local $T^\circ{}_{min_{LO}}$ (équ. 2.16) mais dans ce cas, τ est égal au temps de vol de l'onde élastique à la surface du substrat du capteur $\tau_{capteur}$ cumulé au temps de vol de l'onde entre le système d'interrogation et le capteur τ_{RADAR} soit

$$\tau = \tau_{capteur} + \tau_{RADAR} = \frac{D}{v} + \frac{2d}{c}$$

avec D la distance parcourue par l'onde élastique (aller-retour pour les lignes réflectives) et d la distance du système d'interrogation au capteur. Cependant, la valeur de τ_{RADAR} est négligeable face à $\tau_{capteur}$ et nous pouvons alors considérer $\tau = \tau_{capteur}$. Cela revient à dire que la résolution de température imposée par le bruit de la source de fréquence est peu dépendante de la distance d'interrogation lorsque $\tau_{RADAR} \ll \tau_{capteur}$. On peut donc établir une expression simplifiée de $T^\circ{}_{min_{LO}}$ telle que :

$$T^\circ{}_{min_{LO}} = \frac{\varphi_{LO_{RMS}}}{s} = \frac{\sqrt{S_{\varphi_{LO}} \cdot B}}{2\pi f \tau \frac{\partial v(T^\circ)}{v}} \tag{2.16}$$

Nous pouvons alors tracer la résolution de température en fonction de la distance d'interrogation dans le cas où nous considérons soit le bruit de phase de l'oscillateur local, soit la contribution du LNA (figure 2.3). Nous prendrons une densité de bruit de phase de LO de -110 dBrad^2.Hz^{-1}. Sur cette figure apparaît également la distance maximale d'interrogation donnée par la relation 2.5 qui vaut 38,5 cm, pour un rapport signal à bruit minimal de détection de 3 dB. Les données de l'application numérique sont reportées dans le tableau 2.4.

TABLEAU 2.4 – Paramètres du calcul des contributions de l'amplificateur à faible bruit et de l'oscillateur local sur la résolution de mesure de température par un système RADAR.

symbole	f	B	$T°$	F	G	IL	$\tau_{capteur}$	$\frac{\partial v(T°)}{v}$	P_e	$(S/N)_{min}$	$S_{\varphi LO}$
unité	[GHz]	[MHz]	[K]	[dB]	[dB]	[dB]	[μs]	[ppm.K^{-1}]	[dBm]	[dB]	[dBrad^2.Hz^{-1}]
valeur	2,45	50	300	1	1	40	2	60	10	3	-110

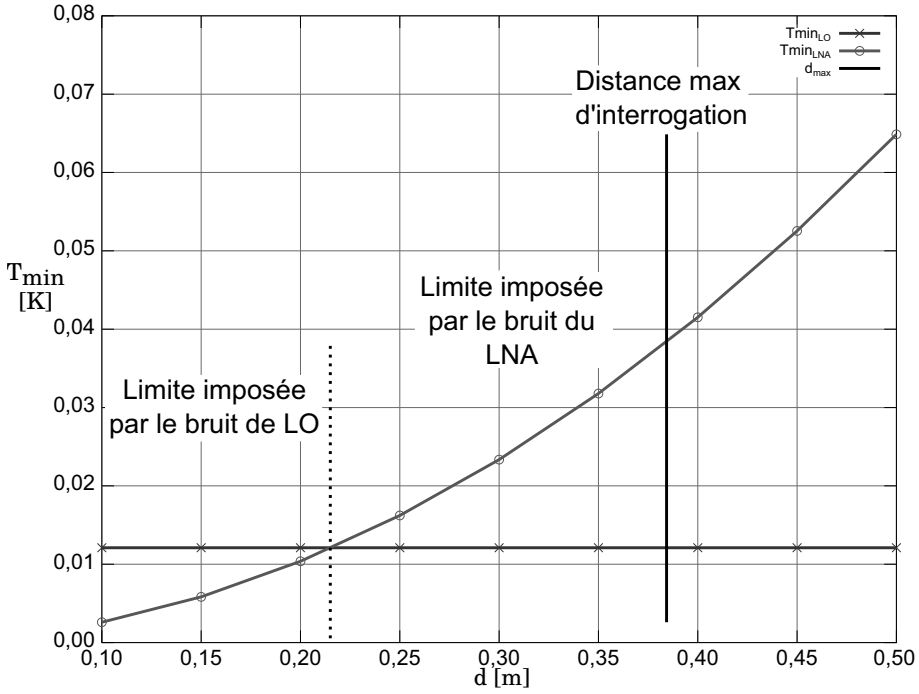


FIGURE 2.3 – Résolution de température imposée par le bruit de l'oscillateur local et l'amplificateur faible bruit en fonction de la distance d'interrogation.

Nous remarquons notamment que dans ces conditions de fonctionnement, la résolution de mesure imposée par l'oscillateur local de 11 mK est dégradée par le bruit du LNA pour une distance d'interrogation supérieure à 21,5 cm. Pour étendre la portée du système tout en garantissant une résolution offerte par l'oscillateur local, il faut soit réduire le facteur de bruit de l'amplificateur (difficile à réduire en-dessous de 1 dB), soit réduire la bande passante de mesure, ou enfin augmenter la puissance d'émission.

2.3 Influence expérimentale du bruit de phase sur la résolution de mesure

2.3.1 Banc de mesure

Pour mettre en évidence l'influence du bruit de phase de l'oscillateur local sur la résolution de mesure, nous effectuerons plusieurs séries d'interrogation de la ligne à retard fonctionnant à 2,45 GHz par la technique du RADAR impulsionnel. Nous analyserons les fluctuations de la phase au centre des échos renvoyés par la ligne à retard, en sachant qu'à une température donnée, la phase doit être constante. Nous comparerons le bruit de mesure observé, lors de l'utilisation de trois sources de fréquences différentes, au calcul théorique de la résolution de la mesure, en présence d'un bruit de phase donné sur l'oscillateur local, présenté au paragraphe précédent.

La méthode d'interrogation est décrite dans le paragraphe précédent (cf. § 2.2.2) et le schéma du banc de mesure est donné en figure 2.4. Les amplificateurs à faible bruit des étages d'émission et de réception, situés de part et d'autre du commutateur, permettent de compenser les pertes d'insertion de la ligne à retard. La liste des composants est reportée dans le tableau 2.5. Nous allons utiliser deux sources de fréquence aux caractéristiques de bruit de phase différentes, un synthétiseur de fréquence Marconi 2042 et la sortie de fréquence d'un analyseur de réseau Agilent E5071B configuré pour émettre en continu. Pour obtenir un troisième point de mesure, nous allons dégrader volontairement le signal du synthétiseur de fréquence.

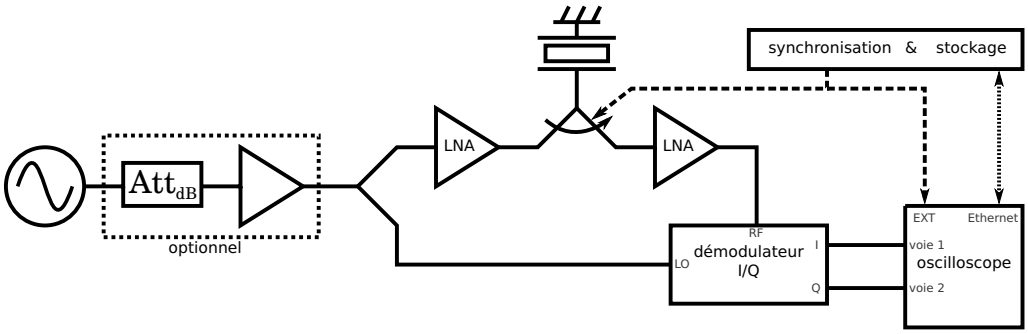


FIGURE 2.4 – Schéma du banc de mesure de l'influence du bruit de phase de la source de fréquence sur la mesure d'une ligne à retard à onde élastique.

2.3.2 Dégradation artificielle du bruit de phase d'une source de fréquence

Pour dégrader le bruit de phase du synthétiseur, son signal de sortie est atténué puis amplifié de 39 dB, à l'aide d'une série d'amplificateurs. Nous allons estimer l'effet de la série d'amplificateurs sur le bruit de phase du signal. Nous avons vu qu'un élément du circuit peut dégrader le bruit de phase du signal le traversant si celui-ci possède une densité spectrale de bruit de phase supérieure

TABLEAU 2.5 – Liste des composants utilisés pour le banc de mesure de l'influence du bruit de phase sur la mesure d'une ligne à retard.

Composant	Modèle	Caractéristiques importantes
Source de fréquence	Marconi 2042	- Fréquence centrale : 2,427 GHz - Puissance de sortie : 3 dBm
	Agilent E5071B	Fonctionnement en source de fréquence : - Fréquence centrale : 2,427 GHz - Puissance de sortie : 3 dBm - Span : nul - Mesure S_{11} - Temps de balayage : 9999 s - Nombre de points : 16001
Splitter	Anaren 4E0265	- Gamme de fonctionnement : 1,5 à 3 GHz
LNA	Minicircuits ZX60-272LN+	- Gamme de fonctionnement : 2,3 à 2,8 GHz - Gain : 14 dB - Point de compression à 1 dB en sortie : 18,5 dBm - Facteur de bruit : 0,8 dB
	Hittite HMC286	- Gamme de fonctionnement : 2,3 à 2,5 GHz - Gain : 19 dB - Point de compression à 1 dB en sortie : 6 dBm - Facteur de bruit : 1,7 dB
Switch	Minicircuits ZASWA-2-50DR+	- Gamme de fonctionnement : DC à 5 GHz - Isolation : 82 dB à 2 GHz - Temps de commutation : 10 ns - Point de compression à 1 dB : 20 dB
Démodulateur I/Q	Hittite HMC597LP4	- Gamme de fonctionnement : 0,1 à 4,0 GHz - Puissance d'entrée LO requise : ± 6 dBm
Oscilloscope	LeCroy Waverunner LT374M	- Fréquence d'échantillonnage : 4 $GS.s^{-1}$

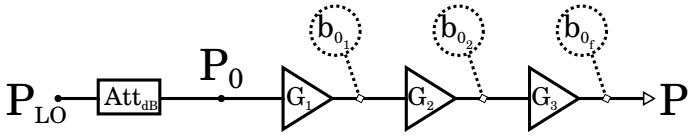


FIGURE 2.5 – Chaîne de dégradation du bruit de phase avec un montage d'une série d'amplificateurs où F_x est le facteur de bruit de chaque amplificateur. L'atténuation Att_{dB} est choisie pour $P_{LO} = P = P_0 \cdot G_1 \cdot G_2 \cdot G_3$.

à celle du signal d'entrée. Dans le cas d'un amplificateur seul, le niveau du bruit de phase du palier est défini par la relation 1.30. Nous évaluons la puissance en entrée de l'amplificateur pour obtenir le bruit de phase b_0 voulu : $P_0 = Fk_BT_0/b_0$. À titre d'exemple, pour obtenir un palier de bruit de phase de -130 dBc.Hz^{-1} avec un amplificateur présentant un facteur de bruit $F = 1$ dB, P_0 devra être de -43 dBm (avec $k_BT_0 = -174$ dB). En pratique, nous voulons que la puissance de sortie de l'amplificateur soit suffisante pour saturer le démodulateur (cf. figure 2.4) et nous sommes limités par son gain. Pour cette raison, nous utilisons une série d'amplificateurs (figure 2.5) dont le bruit de phase est obtenu par cascade comme le montre le calcul suivant :

$$\begin{aligned} b_{0_1} &= \frac{F_1 \cdot k_B \cdot T_0}{P_0} \\ b_{0_2} &= \left(F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1^2}\right) \frac{k_B \cdot T_0}{P_0} \\ b_{0_f} &= \left(F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1^2} + \frac{F_3 - 1}{G_2^2 G_1^2}\right) \frac{k_B \cdot T_0}{P_0} \end{aligned} \tag{2.17}$$

avec b_{0_1}, b_{0_2} et b_{0_f} les coefficients de densité du palier de bruit de phase des signaux de sortie des amplificateurs, F_1, F_2 et F_3 leurs facteurs de bruit et G_1 et G_2 le gain des deux premiers amplificateurs. En sachant que F_1 est très grand devant $(F_2 - 1)/G_1^2$, lui-même très grand devant $(F_3 - 1)/(G_2^2 G_1^2)$, nous obtenons une approximation du palier de bruit de phase en sortie de la chaîne de mesure (équ. 2.18) non-dépendante du gain cumulé des amplificateurs :

$$b_{0_f} \simeq \frac{F_1 \cdot k_B \cdot T_0}{P_0} \tag{2.18}$$

2.3.3 Conditions expérimentales

Pour la démonstration de l'influence du bruit de phase de l'oscillateur sur la résolution de mesure, nous disposons alors de trois sources de fréquences, de puissance de sortie similaire et ayant trois figures différentes de bruit de phase (figure 2.6), à savoir la sortie directe du synthétiseur Marconi 2042, la sortie atténuée puis amplifiée de 39 dB du même synthétiseur et la sortie directe de l'analyseur de réseau Agilent E5071B. Sur la figure 2.6, nous avons également indiqué les zones

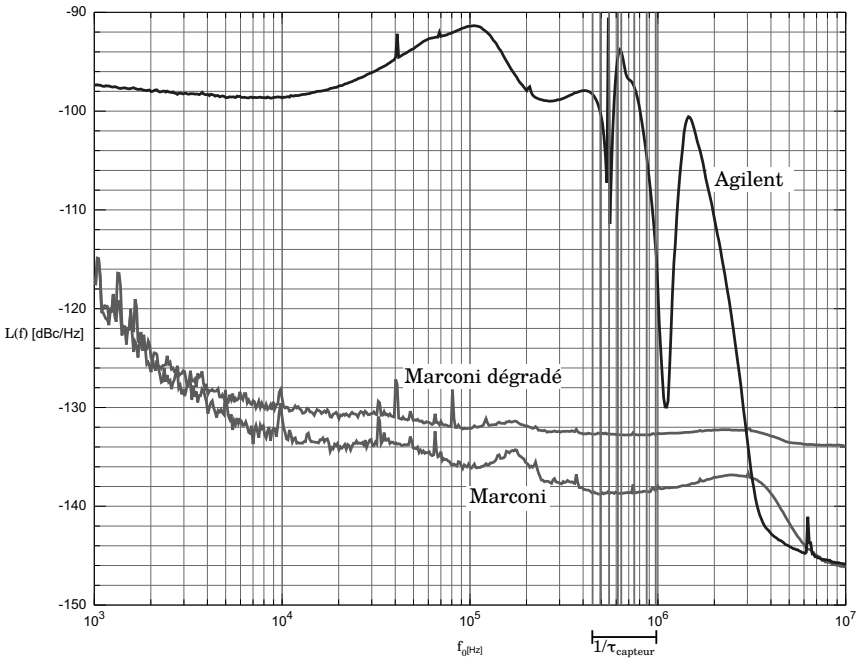


FIGURE 2.6 – Spectres de bruit de phase des sources de fréquences mesurés à l'aide du banc Agilent E5052A.

des spectres de bruit de phase qui nous intéressent, en reportant les valeurs de $1/\tau$ correspondant aux fréquences d'écarts à la porteuse induites par le temps de vol des huit échos de la ligne à retard. Il va être difficile d'étudier les fluctuations de phase dues à l'analyseur Agilent E5071B car son spectre de bruit de phase est très perturbé pour les fréquences d'écart à la porteuse concernées (entre 400 kHz et 1 MHz d'écart à la porteuse). La seconde difficulté d'obtenir une densité de bruit de phase intermédiaire (entre celles du synthétiseur et de l'analyseur de réseau) provient de la difficulté d'obtenir un gain suffisant après l'atténuation avant d'attaquer la chaîne de mesure (plus de 50 dB de gain pour obtenir un palier de -120 dBc.Hz^{-1}).

Avant de réaliser la mesure, nous nous assurons de nous trouver dans un cas où le bruit cumulé des amplificateurs et du démodulateur ne vienne pas perturber notre mesure. En imposant une puissance de 10 dBm en sortie de l'amplificateur de la voie d'émission (avant le commutateur), nous calculons que la puissance en entrée de la chaîne d'amplification de la voie de réception est de -30 dBm. Nous pouvons conclure que la limite de bruit imposée en sortie du premier amplificateur présentant un facteur de bruit de 1 dB est de -143 dBrad^2.Hz^{-1} $(-174+30+1)$, ce qui est inférieur au bruit de phase de nos sources (figure 2.6). Le démodulateur Hittite HMC597LP4 présente un facteur de bruit de 15 dB. Avec l'hypothèse de présenter une puissance de 0 dBm sur les voies LO et RF, le bruit de phase imposé en sortie est de -159 dBrad^2.Hz^{-1}.

Nous devons également éviter que les variations de la période d'échantillonnage (ou *jitter*, cf. Annexe B) influencent nos résultats. Pour cela, nous choisissons un temps d'émission assez élevé (>50 ns) pour permettre à la phase de se stabiliser et devenir constante au centre des échos

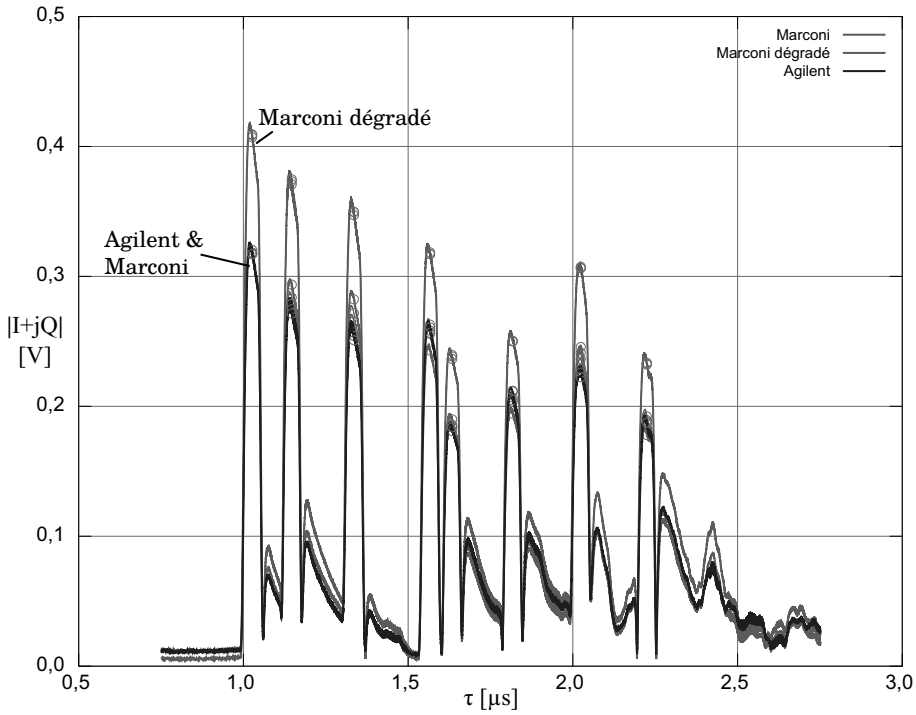


FIGURE 2.7 – Module |I+jQ| d'une réponse I-Q pour chaque série de mesures avec en rouge, au sommet de chaque écho, le point utilisé pour l'analyse de bruit.

reçus tout en s'assurant de ne pas prendre un temps d'émission trop long qui engendrerait un recouvrement temporel des échos. Nous étudierons ensuite uniquement la phase au centre des échos.

Enfin, le capteur est placé dans une bouteille Dewar afin de limiter les fluctuations de températures durant la démonstration et le temps total d'acquisition d'une série de cent mesures est de deux minutes.

2.3.4 Résultats de la démonstration expérimentale

Nous effectuons alors trois séries de cent mesures pour chacune des trois sources (soit 900 mesures au total) pour pouvoir réaliser une analyse statistique de l'influence de la source sur la mesure. En figure 2.7, nous reportons un exemple de réponse de la ligne pour chaque mesure (soit 9 tracés superposés). La puissance de sortie des sources de fréquence est ajustée au mieux pour être comparable dans les trois configurations mais il n'est pas aisé d'obtenir exactement la même puissance avec le montage à amplificateur servant à dégrader le palier de bruit de phase. Pour le traitement a posteriori, nous considérons un point de la phase, donné par $\arg(I + jQ)$, au centre des 8 échos. Les impulsions d'excitation étant assez longues pour permettre à la phase au milieu d'un écho de se stabiliser, nous devrions obtenir une constante perturbée uniquement par le bruit de phase de la source et par les fluctuations de température.

Nous pouvons calculer les fluctuations de phase de chaque écho pour chaque série de mesures

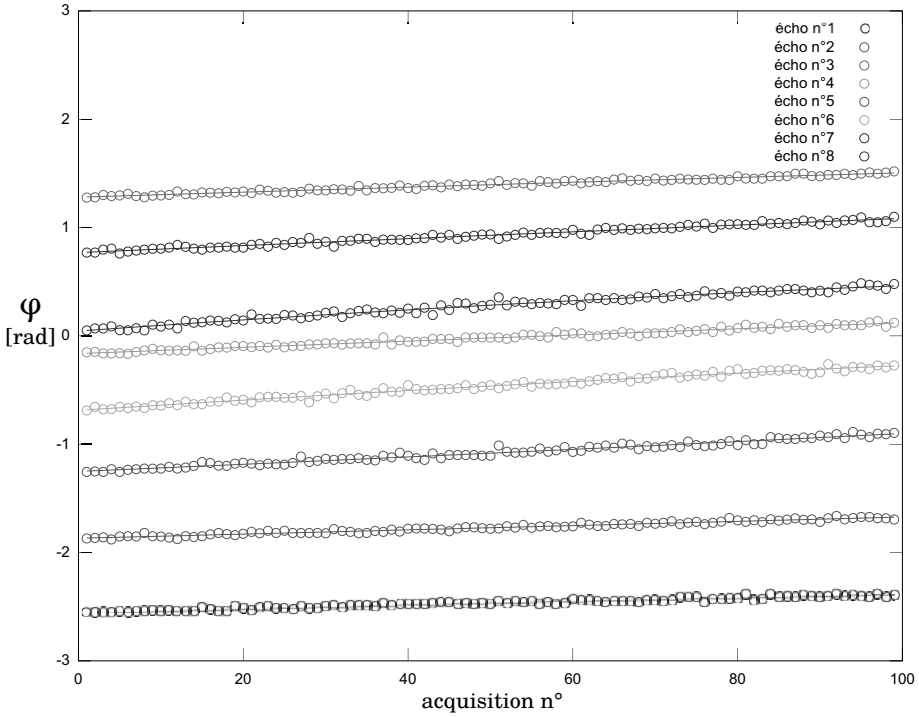


FIGURE 2.8 – Évolution de la phase, déduite de la sortie du démodulateur I-Q, de chaque écho pour une série de 100 mesures successives.

et calculer l'écart-type par rapport à la régression linéaire de la série, ceci afin d'éliminer toute dérive de phase. Cette dérive est due au changement de température lors de l'acquisition. Nous pouvons observer l'évolution de la phase au cours de 100 acquisitions en figure 2.8. Nous remarquons notamment que les pentes de la dérive linéaire de la phase ne sont pas identiques pour chaque écho. En effet, la sensibilité en température du dispositif SAW augmente avec le temps de vol de l'onde (cf. équ. 2.12) et lors de ces mesures, la sensibilité en température du dernier écho est deux fois plus élevée que celle du premier écho (tableau 2.3).

En figure 2.9 se trouvent les valeurs des écarts-types de la phase de chaque écho par rapport à la régression linéaire des séries de mesures. Nous avons également représenté les déviations théoriques de la phase lors de la présence d'une densité de bruit de phase de -135, -130 et -124 dBc.Hz^{-1} (ainsi que les valeurs théoriques à 1 dBc.Hz^{-1} près en pointillés fins) soit les valeurs estimées de bruit de phase des sources radiofréquences plus 3 dB. Cette augmentation de 3 dB peut être expliquée par le fait que le signal de l'oscillateur local est mélangé avec lui-même décalé d'un instant τ à puissance équivalente (augmentation de la puissance d'un facteur 2 soit 3 dB) et que nous travaillons avec un bruit blanc de phase qui est par définition décorrélé.

Enfin, grâce à la relation 2.16, nous pouvons remonter à l'information des fluctuations de température équivalentes (figure 2.10) et les comparer aux valeurs théoriques de la résolution limite qu'il est possible d'atteindre pour des densités de bruit de phase données. Pour le calcul de ces valeurs théoriques, nous prenons 2 GHz de bande passante qui est la fréquence de Shannon-Nyquist

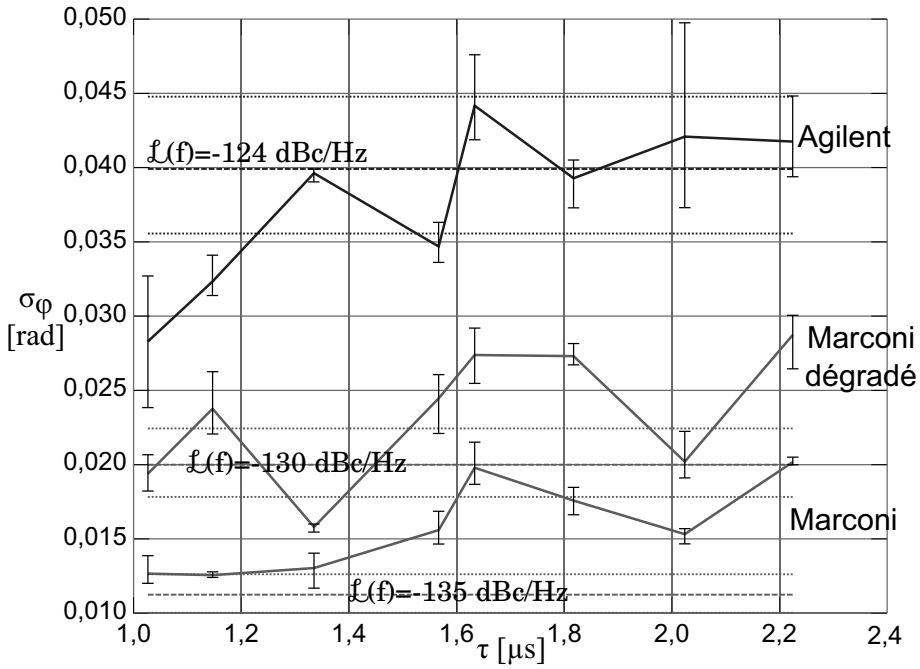


FIGURE 2.9 – Écart-type moyen des phases au centre des échos des séries de mesures pour les trois sources différentes et valeurs théoriques de l'écart-type de la phase pour $L(f) = -135 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}, $L(f) = -130 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}, $L(f) = -124 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}.

de la mesure à 4 GS.s^{-1} effectuée par l'oscilloscope LeCroy Waverunner LT374M.

Nous pouvons remarquer que les mesures effectuées sont proches de ce que la théorie prévoit. Cependant, des fluctuations de température de l'ordre de 10 à 30 mK ne sont pas à exclure sur le temps de la mesure et cela paraît expliquer l'écart entre théorie et pratique dans le cas de la mesure avec le synthétiseur faible bruit non dégradé. Bien que l'analyseur de réseau possède un bruit de phase perturbé entre 400 kHz et 1 MHz d'écart à la porteuse, les résultats restent en accord avec la théorie.

2.3.5 Conséquences de ces limitations sur la conception d'une ligne à retard

Après cette étude, nous pouvons établir certaines règles de conception d'une ligne à retard afin de limiter l'influence du bruit de l'oscillateur local sur la mesure. Tout d'abord, comme il est expliqué dans le point 2.2.2, la valeur du temps de vol du premier écho doit permettre de s'affranchir du bruit environnemental (réflexions parasites) et dépend alors de la distance d'interrogation maximale du capteur, en tenant compte du temps de commutation des éléments radiofréquences de l'électronique. Une valeur de ce temps de vol minimal τ_{min} de 1 μs permet d'éliminer les réflexions parasites pour une distance d'interrogation allant jusqu'à 150 m. Si le capteur est placé dans une cavité qui, d'un point de vue électromagnétique, possède un facteur de qualité Q, il faut également

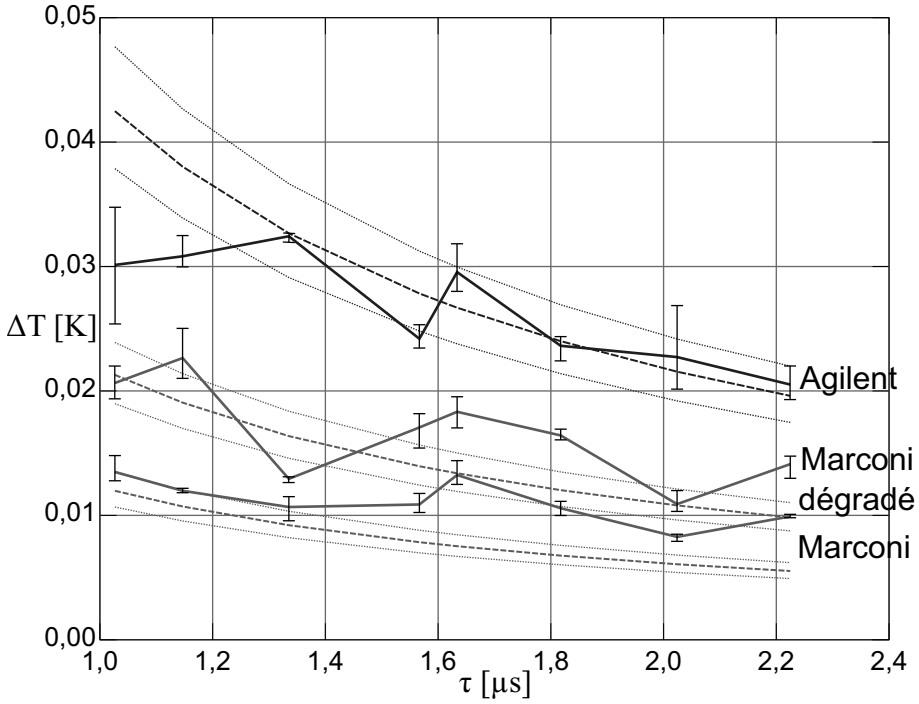


FIGURE 2.10 – Fluctuations de température correspondant aux fluctuations de phase ainsi que les valeurs théoriques des résolutions de mesure imposées pour $L(f) = -135 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}, $L(f) = -130 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}, $L(f) = -124 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}.

tenir compte du temps de décharge de la cavité pour fixer la valeur de retard minimale. La valeur maximale de retard, correspondant au temps de vol du dernier écho τ_{max}, en plus des contraintes de vitesse d'interrogation, peut être définie par rapport aux spectres de bruit de phase de la source radiofréquence du système. Pour limiter l'influence du bruit de phase sur notre résolution de mesure, il est préférable de se situer sur le palier correspondant au bruit blanc de phase. Nous pouvons alors établir que τ_{max} doit être inférieur à $1/f_L$ en partant de l'hypothèse que la limite entre le palier et la remontée de la courbe de densité de bruit de phase est donnée par la fréquence de Leeson f_L (palier de bruit de l'oscillateur limité par les caractéristiques du résonateur).

De plus, pour la même valeur de densité de bruit de phase de l'oscillateur et la même valeur de retard, la résolution minimale de mesure est améliorée par l'augmentation de la fréquence de fonctionnement (tableau 2.3). Il est donc préférable de travailler à plus haute fréquence avec pour contraintes les limitations technologiques de fabrication de notre capteur (finesse de gravure de la lithographie lors de la réalisation des peignes interdigités) et une bande de fréquence autorisée accessible. Cependant, le plancher de bruit de phase est dégradé lors de la multiplication de l'oscillateur local (voir § 1.2.3). Le travail sur la synthèse de fréquence en bande de base à faible bruit de phase est donc justifié pour les applications d'interrogation de capteurs par système RADAR. De plus, il est préférable de bénéficier d'une fréquence de Leeson la plus basse possible pour travailler sur le plancher de bruit ($f_L < 200$ kHz), imposant l'utilisation d'un résonateur à fort coefficient de

qualité.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les capteurs de type lignes à retard à ondes élastiques de surface, répondant parfaitement à la notion de cible coopérative pour les tests d'un système RADAR. Nous avons également appréhendé l'influence du bruit de phase d'une source de fréquence sur la résolution de mesure de vitesse par un RADAR CW. Bien que la principale limitation de ce système soit liée au rapport signal à bruit du signal reçu, la résolution de mesure d'une vitesse par effet Doppler est également influencée par la stabilité de l'oscillateur local. Nous avons ensuite appliqué cette réflexion au cas d'une interrogation de ligne à retard utilisée comme capteur de température.

Premièrement, nous avons établi que lorsque le capteur est en mouvement, à des vitesses relatives au système interrogateur de plusieurs centaines de $km.h^{-1}$, notre principale limitation concerne le décalage en fréquence par effet Doppler et non la stabilité de l'oscillateur local. Toutefois, dans le cas d'un capteur fixe, le bruit de phase de l'oscillateur local est une des sources de limitation de la résolution de mesure, tout comme l'amplificateur faible bruit de la chaîne de réception. La transition entre les deux facteurs limitant est définie par la distance d'interrogation. À courte distance (inférieure à 21,5 cm dans le cas théorique présenté), l'oscillateur local sera limitant sinon l'amplificateur s'avère la principale limitation de la résolution. La distance d'interrogation tout comme la résolution de mesure dépend alors de la puissance d'émission du système RADAR. Dans le chapitre 4, nous présenterons une stratégie pour augmenter la puissance d'émission tout en respectant les normes imposées par la réglementation des émissions radiofréquences.

Pour finir, nous avons réalisé une mesure expérimentale pour observer la dégradation de la résolution de mesure en fonction de la dégradation du bruit de phase de la source de fréquence. Nous pouvons en conclure que la résolution de mesure dépend effectivement de la source de fréquence, dans le cas où la puissance reçue du capteur est assez importante pour que le rapport signal à bruit soit supérieur à la limite imposée par l'étage de réception. Nous avons pu également définir des règles de conception du capteur pour réduire l'influence du bruit de phase de la source sur la mesure. Dans le chapitre suivant, nous nous efforcerons de réaliser une source de fréquence stable, de grande pureté spectrale et compacte pour la réalisation de systèmes RADAR embarqués.

Chapitre 3

Oscillateur à résonateur HBAR

3.1 Présentation du projet ORAGE

Le projet ORAGE, dont l'acronyme signifie « **O**scillateurs à **R**ésonateurs **A**coustiques à ondes de volume harmoniques sur substrats composites monocristallins pour la **G**énération de signaux **E**lectriques radiofréquences de hautes stabilité et pureté spectrale en bandes directes », a pour objectif de mettre au point des résonateurs stables et de produit « coefficient de qualité fois fréquence » (QF) supérieur à $2 \cdot 10^{13}$. Cet objectif résulte d'un compromis en termes de compacité et de qualité des signaux produits par l'utilisation de résonateurs à ondes élastiques au cœur de la stabilisation d'oscillateurs. En effet, d'autres technologies actuelles ayant des succès importants en termes de stabilité ultime grâce notamment à des méthodes cryogéniques à base de résonateurs diélectriques, de refroidissement d'atomes ou de stabilisation de sources laser sont peu adaptées aux applications embarquées du fait de leur encombrement et de l'instrumentation complexe qui leur est associée.

Comme le présente le titre du projet, la technologie utilisée pour la réalisation de résonateurs porte sur la génération d'ondes de volume confinées dans un empilement de substrats monocristallins ou encore HBAR (cf. § 1.3.5). Cette démarche s'inscrit dans la poursuite des travaux effectués par l'équipe en amont du projet concernant la technologie de report de tranches de substrat (ou « *wafer* ») ayant permis d'obtenir des caractérisations de résonances au-delà de 4 GHz [54]. Des signatures acousto-électriques jusqu'à 7 GHz ont également été obtenues lors d'une étude sur des oscillateurs à résonateurs à base de nitrure d'aluminium sur silicium [55]. Ce même matériau déposé sur quartz a donné lieu à des coefficients de qualité de résonance au voisinage de 430 MHz dépassant les 30000, soit un produit QF supérieur à $1,3.10^{13}$ (mieux que ce qui n'a jamais été obtenu sur quartz à de telles fréquences) [56].

Le projet piloté par la société SENSeOR a associé l'institut FEMTO-ST et le CEA-LETI dans le cadre du programme de financement RAPID (Régime d'Appui PME pour l'Innovation Duale) de la DGA. Pour organiser et coordonner les travaux entre les différents partenaires, les tâches à

accomplir ont été divisées en 11 lots comportant plusieurs étapes de simulations et conceptions de résonateurs, de simulations et conceptions d'oscillateurs, de fabrications et caractérisations des dispositifs et de retours sur conception, de vieillissement d'oscillateurs et d'étude d'industrialisation ainsi qu'un ensemble de tâches de gestion de projet.

3.2 Résonateur HBAR

Pour la fabrication d'un premier type de résonateurs, FEMTO-ST s'est concentré sur le niobate de lithium ($LiNbO_3$), un matériau connu [57] pour permettre aux résonateurs d'atteindre des coefficients de qualité de plusieurs dizaines de milliers dans une gamme de fréquence s'étendant de 400 MHz à 2 GHz pour les harmoniques les plus élevées. Dans la plupart des résonateurs réalisés par FEMTO-ST, le niobate de lithium faisait office de transducteur et le quartz de substrat de propagation des ondes. Pour réaliser les dispositifs, les plaquettes de niobate de lithium ont été reportées sur quartz par collage à l'aide d'une couche d'or (diffusion thermoélastique). L'ensemble du processus de fabrication est présenté en figure 3.1. Dans le cas de ces HBAR à base de niobate de lithium sur quartz, la couche de collage fait également fonction d'électrode enterrée. La réalisation d'un dispositif quadripôle se fait sans accès direct à l'électrode enterrée (couplage acoustique, cf. § 1.3.5), la masse commune aux entrée et sortie étant obtenue par miroir capacitif au travers de la couche de transduction.

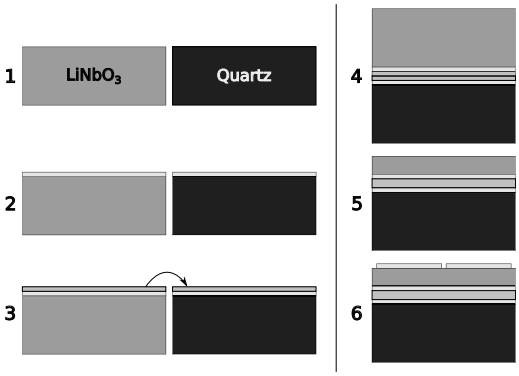


FIGURE 3.1 – Étapes du processus de fabrication des HBAR à niobate de lithium sur quartz.

Étape 1 à 2 : Dépôt d'une couche d'accroche de chrome (20 nm) sur les deux wafers de niobate de lithium et de quartz.

Étape 2 à 3 : Dépôt de la couche d'or (150 - 300 nm)

Étape 3 à 4 : Report du wafer de niobate de lithium sur celui de quartz. Pour le collage à « froid », les wafers sont soumis à forte pression pendant plusieurs heures.

Étape 4 à 5 : Amincissement par rodage et polissage du niobate de lithium pour atteindre une épaisseur donnée avec un facteur de rugosité de la surface supérieure permettant la réalisation de résonateurs à haut facteur de qualité.

Étape 5 à 6 : Dépôt et structuration des électrodes supérieures du HBAR (aluminium).

Du côté du CEA-LETI, l'approche s'est faite autour du saphir comme substrat maximisant la qualité acoustique de propagation des ondes élastiques dans les cristaux, le nitrure d'aluminium (AlN) étant utilisé comme transducteur piézoélectrique. Les couches supérieures peuvent être creusées afin d'atteindre l'électrode enterrée, ce qui demande des étapes technologiques supplémentaires. En fin de projet, les améliorations sur la composition d'un résonateur (en figure 3.2) telles que les couches de passivation thermique, conduisent à un total de 26 étapes technologiques (en incluant le nettoyage préliminaire du wafer de saphir). Nous nous contenterons donc de donner la coupe de l'assemblage final et non les différentes étapes du processus.

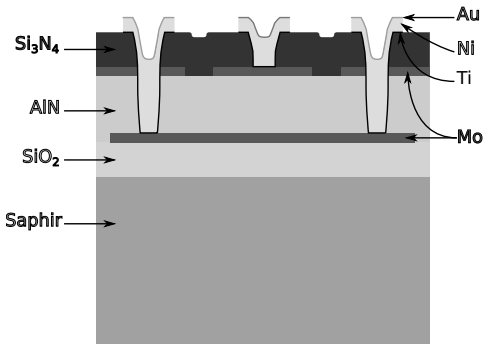


FIGURE 3.2 – Coupe de l'assemblage du HBAR final fabriqué par le CEA-LETI.

Les épaisseurs des couches ont été définies par simulation afin d'ajuster les modes fondamentaux de résonance du HBAR en tenant compte de l'épaisseur de 530 μm du substrat. L'épaisseur du substrat en saphir est imposée par le fournisseur de wafers. Les épaisseurs de la couche piézoélectrique et du substrat conditionnent la réponse spectrale du résonateur et chaque élément de l'empilement doit être pris en compte pour une conception fine du résonateur :

— le couplage acoustique de la lame piézoélectrique en nitrure d'aluminium avec le substrat définit l'enveloppe spectrale des modes excités,
— l'épaisseur relative du substrat indique la densité des modes dans l'enveloppe,
— la couche de dioxyde de silicium (SiO_2) tend à réduire les coefficients en température de la fréquence (*Temperature Coefficients of Frequency* ou TCF),
— la couche supérieure en nitrure de silicium (Si_3N_4) sert à protéger le tout,
— l'épaisseur des électrodes en molybdène (Mo) ne doit pas altérer le fonctionnement du résonateur (épaisseur inférieure à 200 nm pour les dispositifs fonctionnant à une fréquence supérieure à 2 GHz).

Enfin, les plots de contacts sont sur-métallisés soit par une couche en alliage d'aluminium et de cuivre pour être connectés par micro-fil (ou « *wire-bonding* ») soit par trois couches titane-nickel-or comme présenté en figure précédente pour les connexions par micro-bille (ou « *ball-bonding* »).

Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons les résonateurs à base de substrat saphir atteignant des fréquences supérieures à 2 GHz sur le mode fondamental de la couche piézoélectrique [2], exploitant le couplage acoustique pour une configuration quadripôlaire. Les réponses observées sont celles de résonateurs empaquetés dans un boîtier en céramique de taille 3x3 mm^2 et connectés par microfils aux broches métalliques du boîtier. Les dispositifs présentés ici sont issus de la collaboration des différents partenaires lors du projet.

Réponse fréquentielle

La réponse large bande (entre 1,5 GHz et 3,5 GHz) d'un résonateur est donnée en figure 3.3. Nous pouvons identifier l'enveloppe de la réponse due au mode fondamental de la couche de nitrure d'aluminium seule. À cela, nous pouvons ajouter l'effet des sur- et sous-couplage acoustiques des modes symétrique et anti-symétrique, dû à la structure de filtre monolithique utilisée, conditionnant le coefficient de qualité et les pertes de chaque contribution. La dégradation due au sur-couplage est visible dans le cas 1 de la figure. 3.4. Dans le cas 3 de cette même figure, l'élargissement du pic induit une réduction du coefficient de qualité en charge Q (mesuré par la méthode de la bande passante à -3 dB). Un cas intermédiaire, présenté dans le cas 2, offre des pertes d'insertion non-dégradée par l'effet de sous-couplage et un coefficient de qualité Q de 7970 pour un produit QF de $1,9 \cdot 10^{13}$.

Les deux processus de fabrication présentés permettent la réalisation de résonateurs utilisés en quadripôles dans une boucle d'oscillation. Dans le point suivant, nous justifierons ce choix de conception en montrant que si les architectures de type Colpitts conviennent bien aux oscillateurs aux fréquences sub-gigahertz et pour des résonateurs dont le modèle est bien défini, il est plus compliqué de les exploiter pour la conception des oscillateurs de ce projet. Avant cela, nous présenterons les travaux de simulation et la réalisation de l'amplificateur à transistor.

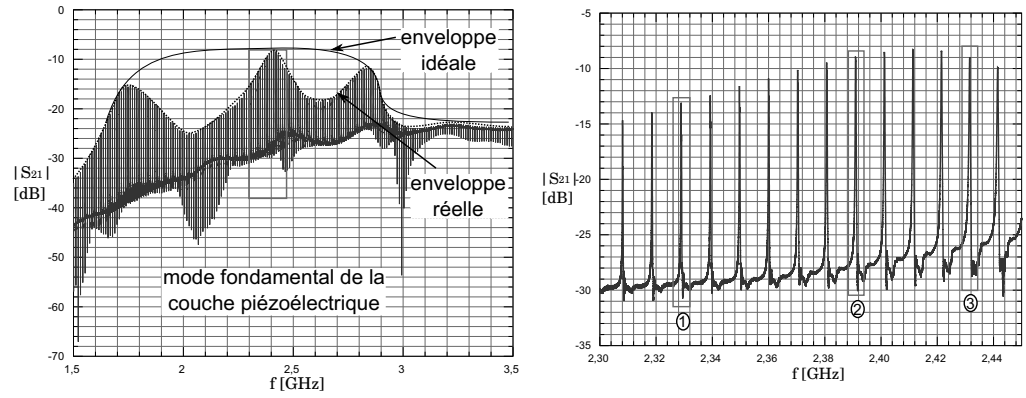


FIGURE 3.3 – Spectre large bande (à gauche)et agrandissement (à droite) d'un HBAR AlN/Saphir.

2. Les HBAR niobate de lithium sur quartz sont limités actuellement par les difficultés à amincir la couche de niobate de lithium, impliquant des fréquences du mode fondamental de la couche piézoélectrique inférieures 2 GHz.

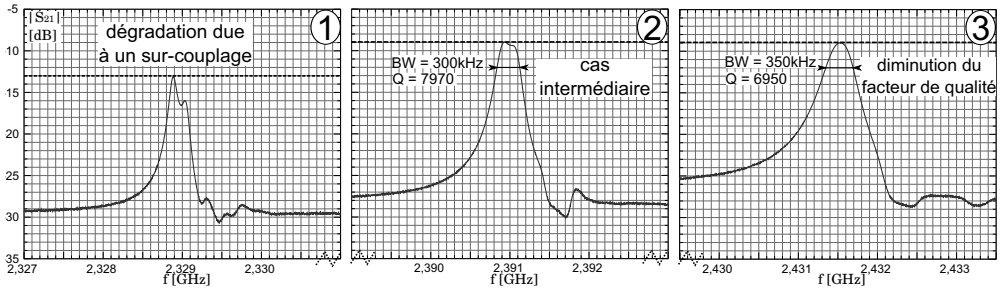


FIGURE 3.4 – Agrandissement des trois modes de résonances de la figure précédente (span de 4 MHz).

3.3 Amplificateur à transistor

3.3.1 Présentation du transistor

S'il est possible de réaliser un oscillateur avec un amplificateur commercial dont le gain compense les pertes de la boucle, la simulation de son fonctionnement reste complexe. Un logiciel commercial, ADS d'Agilent a été utilisé pour la conception de l'oscillateur. Pour la simulation du bruit de phase d'un oscillateur, ce dernier a besoin du modèle non-linéaire de l'amplificateur. Sans ce modèle, il n'est pas possible de simuler le passage au régime saturé de l'amplificateur, établissant l'état stable du fonctionnement de l'oscillateur. Ce modèle n'est généralement pas fourni pour les amplificateurs commerciaux. Pour cette raison, nous avons préféré un montage à transistor dont le modèle non-linéaire est fourni par le fabricant.

Le transistor choisi pour le montage amplificateur est le BFP740 d'Infineon. Il a été choisi pour sa caractéristique de bruit à haute fréquence et son gain maximum théorique de 27 dB à 1,8 GHz. De plus, le fabricant fournit le schéma équivalent (comportant les éléments parasites du boîtier) et le modèle SPICE de son transistor. Le fabricant donne les caractéristiques de fonctionnement suivantes :

- transistor bipolaire à hétérojonction Silicium-Germanium,
- gain maximum stable de 27 dB à 1,8 GHz sur une charge adaptée (pour un transistor placé dans un circuit de test du fabricant avec un courant de collecteur I_c de 25 mA et une tension collecteur-émetteur V_{CE} de 3V),
- gain théorique de 24,5 dB à 1,8 GHz et 13,5 dB à 6 GHz sur une charge 50 Ω (dans les mêmes conditions que précédemment),
- facteur de bruit de 0,5 dB à 1,8 GHz,
- possibilité d'application large bande (1 à 6 GHz).

Le choix du point de fonctionnement du transistor est guidé par les données du fabricant et également par la simulation DC du modèle du transistor. Pour faciliter la simulation et la compréhension du fonctionnement du schéma de l'amplificateur, la charge sur l'émetteur du transistor

est supprimée afin de retrouver le cas d'un montage à émetteur commun (figure 3.5). En pratique, la réjection de l'énergie RF dans les lignes de polarisation sera effectuée par une inductance en substitution du composant théorique « *DC_Feed* » proposé par le logiciel. L'influence de cette inductance sur le point de fonctionnement et la réjection des perturbations RF dans les lignes de polarisation ont été simulées pour estimer les caractéristiques opérationnelles de l'amplificateur.

De même, la composante continue vue par la base et le collecteur est éliminée par l'ajout d'un condensateur en série en entrée et en sortie de notre montage afin de ne pas endommager les composants auxquels l'amplificateur sera connecté.

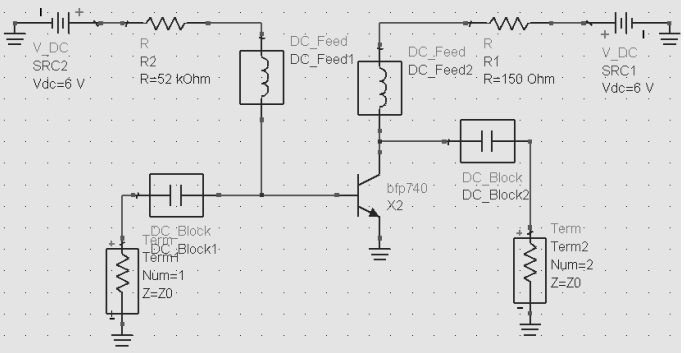


FIGURE 3.5 – Schéma du montage à émetteur commun théorique.

La stabilité, dans le cadre de l'étude d'éléments électroniques actifs, est un indicateur de l'immunité d'un circuit à provoquer des oscillations parasites. Le facteur de stabilité K d'un circuit à deux ports, appelé également facteur de stabilité de Rollet en référence à l'auteur de [58], est défini par la relation suivante :

$$K = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta_S|^2}{2 \cdot |S_{21} \cdot S_{12}|} \tag{3.1}$$

avec les éléments de la matrice de paramètres S (cf. 1.3.1, p.31) S_{11}, S_{12}, S_{21} et S_{22} et son déterminant $\Delta_S = S_{11} \cdot S_{22} - S_{12} \cdot S_{21}$. Les facteurs de stabilité dits géométriques [3], notés dans la littérature Mu_1 et Mu_2, ou encore $\mathrm{Mu}_{\mathrm{load}}$ et $\mathrm{Mu}_{\mathrm{source}}$ respectivement, permettent d'apporter une information supplémentaire, sur l'étude de la stabilité d'un circuit à deux ports, par rapport au facteur K en différenciant les ports d'entrée et de sortie. Il est alors possible d'identifier une instabilité lorsque le circuit est vu de son entrée ou de sa sortie et ils sont définis par les relations :

$$\mathrm{Mu}_{\mathrm{load}} = \frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{22} - S_{11}^* \cdot \Delta_S| + |S_{21} \cdot S_{12}|} \tag{3.2}$$

$$\mathrm{Mu}_{\mathrm{source}} = \frac{1 - |S_{22}|^2}{|S_{11} - S_{22}^* \cdot \Delta_S| + |S_{21} \cdot S_{12}|} \tag{3.3}$$

avec S_{11}^* et S_{22}^* les complexes conjugués respectifs de S_{11} et S_{22}. Un amplificateur est alors considéré comme inconditionnellement stable, c'est-à-dire sans condition sur l'impédance vu de l'entrée ou

3. La qualification de géométrique vient du fait qu'ils peuvent être retrouvés graphiquement comme la distance du centre de l'abaque de Smith au plus proche point considéré instable.

de la sortie par le circuit, sur une plage de fréquence donnée lorsque le facteur K ou le couple de facteurs Mu_1 et Mu_2 sont supérieurs à un sur cette plage de fréquence. En traçant les facteurs de stabilité, calculés à partir de la simulation du montage à émetteur commun présenté précédemment, nous constatons que le circuit est considéré potentiellement instable en entrée comme en sortie (figure 3.6). Une première solution pour stabiliser son comportement et éviter par là des oscillations parasites est d'effectuer une contre-réaction entre la base et le collecteur du transistor et d'adapter en impédance les deux ports de l'amplificateur.

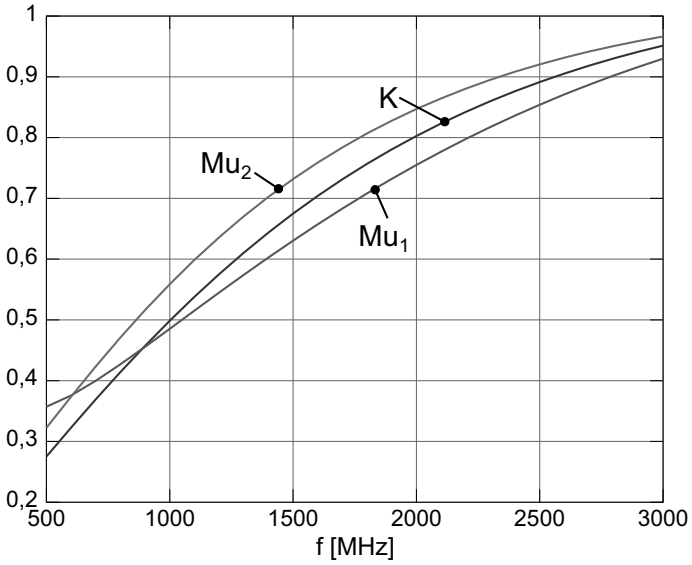


FIGURE 3.6 – Coefficients de stabilité simulés du montage à émetteur commun théorique.

Nous verrons en détail dans les points suivants les deux pistes pour tenter de stabiliser le transistor. En substance, nous avons d'abord tenté d'adapter à 50 Ω l'entrée et la sortie du montage et ajouté une contre-réaction de composants R, L et C. Nous verrons que cette approche permet de stabiliser le comportement du transistor mais uniquement dans une gamme de fonctionnement réduite. Une seconde approche consiste à découpler l'émetteur à l'aide de lignes micro-ruban. Les simulations ainsi que la réalisation pratique confirmeront la stabilisation inconditionnelle du dispositif pour la seconde approche. Nous verrons également que le type de polarisation (haute et basse impédances) influence le bruit de phase de l'amplificateur aussi bien en pratique qu'en simulation.

3.3.2 Émetteur commun et contre-réaction

Pour remédier au problème de stabilité, il est possible d'ajouter une adaptation d'impédance en entrée et en sortie du transistor ainsi qu'une contre-réaction à l'aide d'un montage R,L,C dont les valeurs sont calculées lors d'une étape d'optimisation portant sur un compromis entre les coefficients de stabilité, le gain et le facteur de bruit de l'amplificateur. L'étape d'optimisation est à répéter

pour chaque plage de fréquence de fonctionnement souhaitée et cette étape élimine la possibilité d'obtenir un amplificateur large bande.

Pour réaliser une simulation cohérente avec les véhicules de test, nous devons inclure l'influence des lignes du circuit (surtout pour les fréquences élevées). Le substrat choisi est adapté aux circuits utilisant des signaux radiofréquences (matière RO4350B, double face, épaisseur : 0,5 mm, cuivre de base externe 35 μm). Les plots de soudure des composants passifs (en boîtier 0603 et 0402) sont également inclus dans la simulation. Les largeurs des lignes RF sont optimisées pour présenter une impédance normalisée de 50 Ω et les lignes de polarisation sont, quant à elles, plus fines pour réduire les remontées du signal radiofréquence dans l'alimentation. Les résultats, en termes de facteurs de stabilité et de gain en transmission sont présentés en figures 3.8 et 3.9, pour des fréquences de fonctionnement de 434 MHz et 2,45 GHz respectivement.

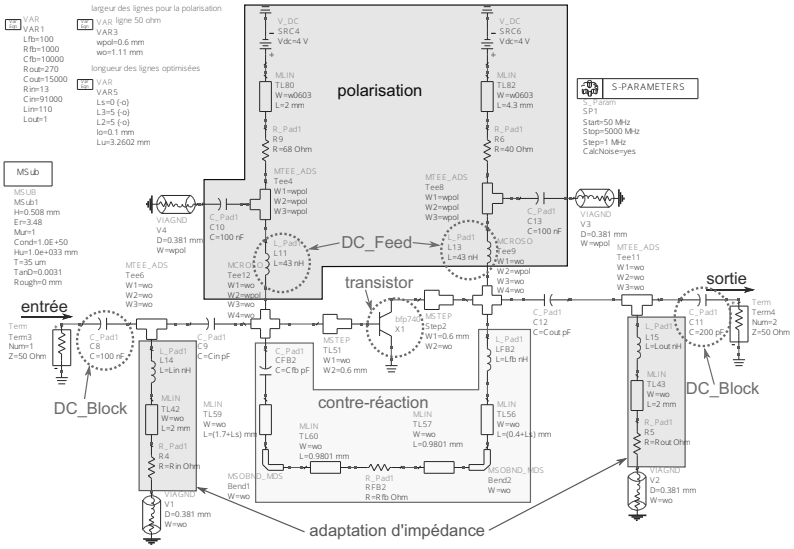


FIGURE 3.7 – Aperçu du circuit simplifié comportant des lignes de substrat codé selon le processus « ADS ».

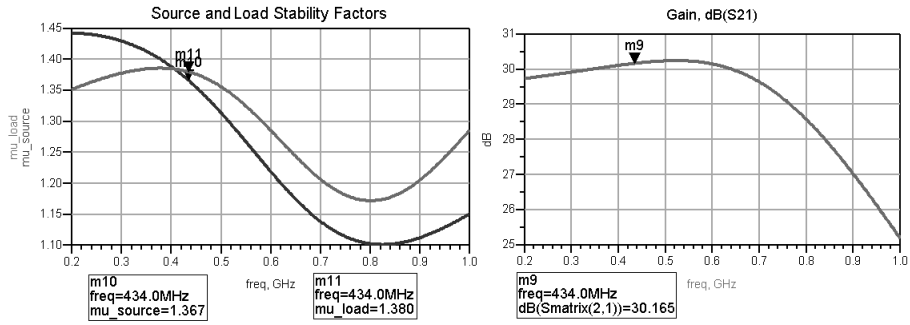


FIGURE 3.8 – Facteurs de stabilité et gain en transmission pour la simulation de l'amplificateur à 434 MHz.

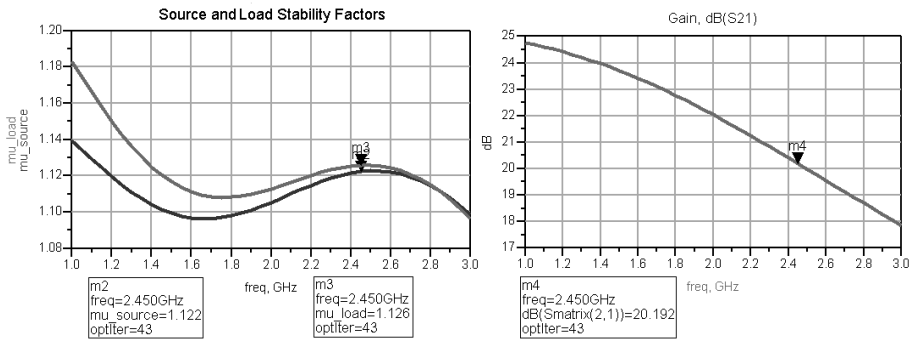


FIGURE 3.9 – Facteurs de stabilité et gain en transmission pour la simulation de l'amplificateur à 2,45 GHz.

Grâce aux résultats de simulation, nous pouvons espérer obtenir, pour l'amplificateur à 434 MHz, un gain de 30 dB pour un facteur de bruit de 1,6 dB et pour l'amplificateur à 2,45 GHz, un gain de 20 dB pour un facteur de bruit de 2 dB, ce qui est équivalent à des amplificateurs monolithiques dits « faible bruit ». Cependant, la contre-réaction ne permet pas de stabiliser l'amplificateur sur une gamme de fréquence de 500 MHz à 4 GHz et il est nécessaire d'ajuster les valeurs des composants de la contre-réaction à chaque bande de fréquence d'utilisation. Dans le cas de l'amplificateur conçu pour l'oscillateur à 434 MHz, nous avons pu observer une instabilité pour des fréquences de 1,2 GHz en pratique comme en simulation à 1,4 GHz (figure 3.10) se traduisant pas un paramètre S_{11} supérieur à 0 dB. Bien que ce phénomène soit éliminé par filtrage dans la boucle d'asservissement de l'oscillateur pour un fonctionnement sous 1 GHz, il est préférable de considérer une autre approche, apportant une stabilité de l'amplificateur sur une bande de travail dépassant nettement le GHz.

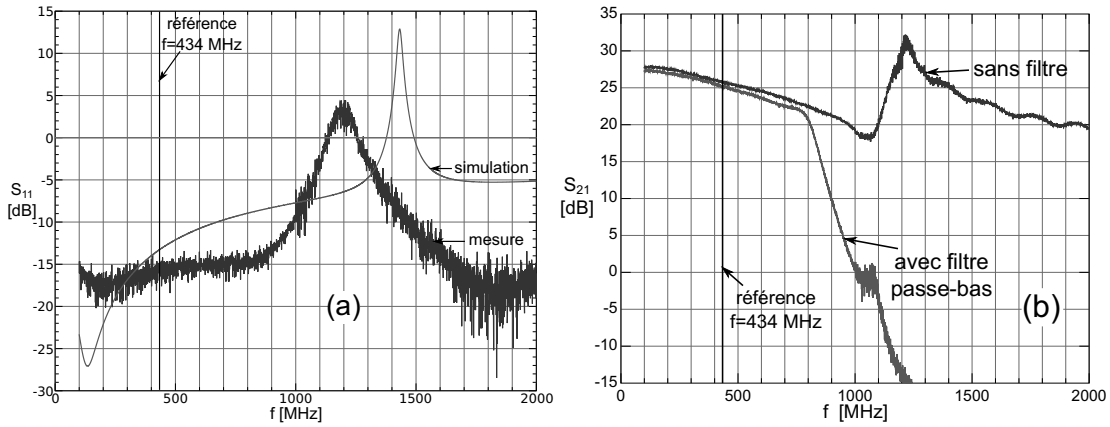


FIGURE 3.10 – Mesures des paramètres S_{11} (comparé à la simulation en (a)) et S_{21} (avec et sans filtre passe-bas en sortie en (b)), de l'amplificateur à 434 MHz sur une bande spectrale s'étendant de 100 MHz à 2 GHz.

3.3.3 Émetteur découplé

La seconde solution consiste à découpler l'émetteur du transistor afin d'en stabiliser son comportement (figure 3.11). Une note d'application du fabricant du transistor présente un amplificateur stable entre 100 MHz et 10 GHz avec l'émetteur découplé par une ligne micro-ruban. Ce rapport technique [59] concerne un amplificateur pour les applications de télécommunication WiMax entre 2,3 GHz et 2,7 GHz avec un gain de l'ordre de 18 dB. Le schéma en question est présenté en figure 3.11. Les valeurs des composants passifs doivent cependant être optimisées en tenant compte du substrat et des lignes du circuit. Le comparatif des paramètres S en transmission pour la simulation et la mesure d'un véhicule de test est donné en figure 3.12. Nous pouvons remarquer l'accord entre les courbes théorique et expérimentale, l'écart ne dépasse pas 2 dB pour le paramètre S_{21}. Nous pouvons également remarquer qu'avec le véhicule de test, nous obtenons bien un gain de 18 dB à 2,45 GHz pour des charges d'entrée et de sortie de 50 Ω. La mesure du paramètre S_{11} nous confirme également que la stabilité des amplificateurs à émetteur découplé évite le phénomène d'oscillation visible sur l'amplificateur à contre-réaction.

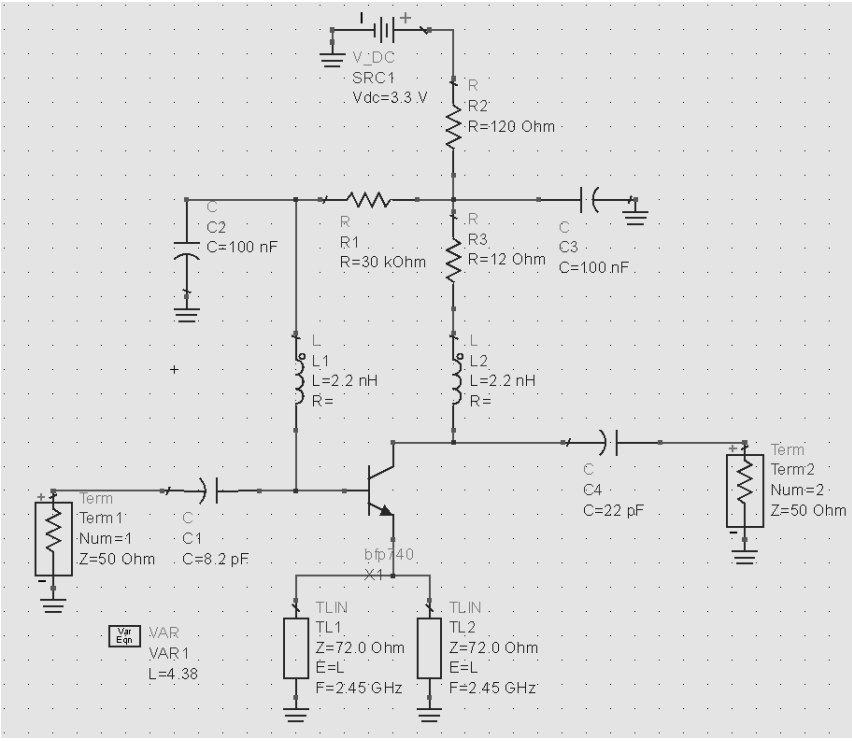


FIGURE 3.11 – Schéma de l'amplificateur à émetteur découplé.

L'amplificateur à transistor à émetteur découplé est considéré stable sur l'ensemble des plages de fréquences désirées, contrairement à l'amplificateur à transistor stabilisé par contre-réaction. Les résultats de simulation sont en accord avec les véhicules de test mesurés et l'écart est ici moins important que dans le cas de l'amplificateur à contre-réaction, certainement dû au nombre réduit de composants passifs dans le circuit, ceux-ci étant une source d'incertitude avérée. Maintenant

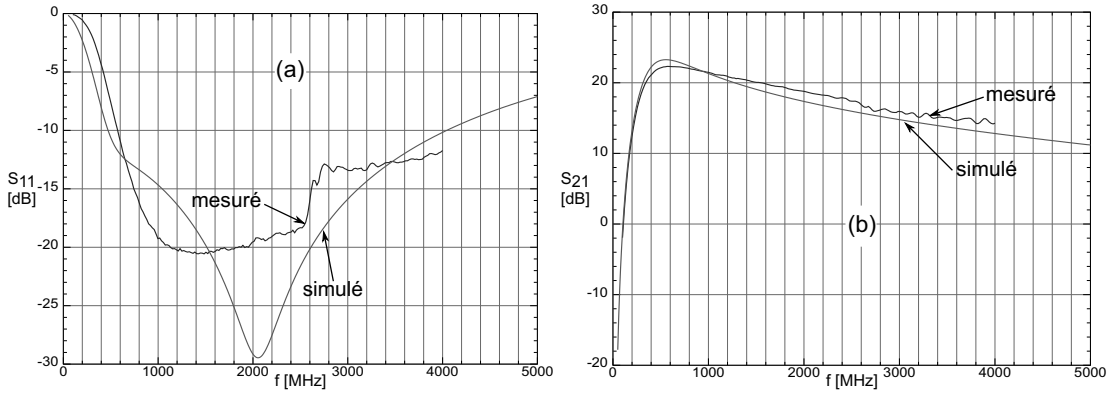


FIGURE 3.12 – Comparaison entre les paramètres S_{11} (a) et S_{21} (b) simulés et mesurés de l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation basse impédance.

que nous disposons des caractéristiques de gain en transmission, facteur de bruit et réflexion en entrée et en sortie du circuit, nous allons en caractériser les éléments en bruit de phase.

3.3.4 Réseau de polarisation et bruit de phase

Un banc simple de mesure de bruit de phase est présenté en figure 3.13. Le mélangeur utilisé, avec les voies LO et RF saturées, est considéré ici comme un détecteur de phase. Le déphaseur sur la voie LO permet d'assurer la quadrature de phase entre les entrées du mélangeur. L'atténuation en entrée du dispositif à tester (DUT) permet de ne pas se trouver en régime de compression pour l'amplificateur. Enfin, le filtre passe-bas en sortie de mélangeur supprime la composante haute fréquence et l'amplificateur DC permet une sensibilité de mesure optimale. La sensibilité k_φ du mélangeur permet de faire le lien entre le bruit de tension mesuré et le bruit de phase correspondant :

$$S_\varphi(f) = \frac{S_V(f)}{k_\varphi^2}$$

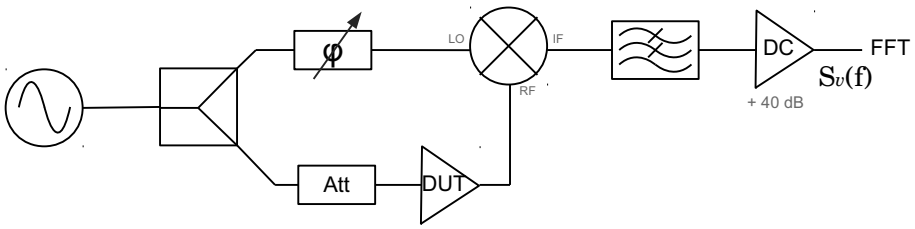


FIGURE 3.13 – Schéma du banc de mesure du bruit de phase en boucle ouverte des amplificateurs utilisés.

Pour l'ensemble des mesures présentées ici, la sensibilité du mélangeur (ZX05-43MH+ de Mini-circuits) a été mesurée (méthode de mesure en quasi-statique avec détection de l'amplitude crête [17, §1.3.1]) et les bruits de tension ont été convertis en bruits de phase : la sensibilité du mélangeur

est pratiquement constante pour chaque mesure (avec une puissance sur les voies RF et LO proche de 10 dBm) et vaut 0,265 V.rad^{-1}. Avec l'amplificateur DC de 40 dB de gain, nous obtenons une sensibilité de 26,5 V.rad^{-1} (dans la gamme de fonctionnement de l'amplificateur). Ainsi, les courbes de bruit en tension en dBV^2.Hz^{-1} mesurées à l'analyseur FFT 3562A sont abaissées de $20 \times \log_{10}(26,5)$ =28,5 dB pour retrouver le bruit de phase en dBrad^2.Hz^{-1}.

Nous avons commencé par mesurer le bruit de l'amplificateur à contre-réaction à 434 MHz avec une polarisation qualifiée de haute impédance vue de la jonction base-émetteur. La forme typique de bruit de phase d'un amplificateur est composée d'une pente en f^{-1} (f étant la fréquence de Fourier) et du plancher. Toutefois, la forme du bruit de phase mesuré est plus complexe. Des travaux ont démontré l'importance de l'impédance vu de la jonction base-émetteur sur les fluctuations de phase du transistor bipolaire aussi bien analytiquement [60] qu'expérimentalement [61, 62]. Pour cette raison, nous avons effectué également une caractérisation de bruit de phase en ajoutant une capacité de forte valeur (10 μF) entre la base et l'émetteur pour tenter d'éliminer tout bruit de courant parasite sur la base et également dans le cas d'une polarisation à basse impédance (figure 3.14), ce dernier réseau de polarisation présentant de bons résultats notamment dans des applications d'oscillateur ultra-stable à résonateur diélectrique saphir et transistor SiGe [63, 64]. Les mesures de bruit de phase des amplificateurs à contre-réaction sont reportées en figure 3.15 avec la mesure du bruit de banc en sachant que la puissance d'entrée est réglée pour obtenir une puissance mesurée en sortie de l'amplificateur proche de 10 dBm.

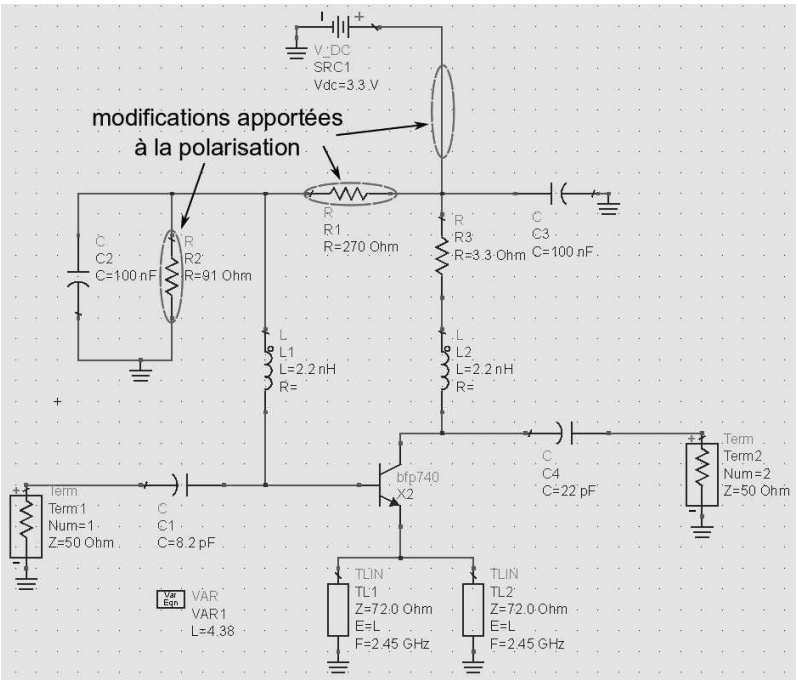


FIGURE 3.14 – Schéma de l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation basse impédance indiquant les modifications apportées à la polarisation de la base du transistor par rapport au schéma de la figure 3.11.

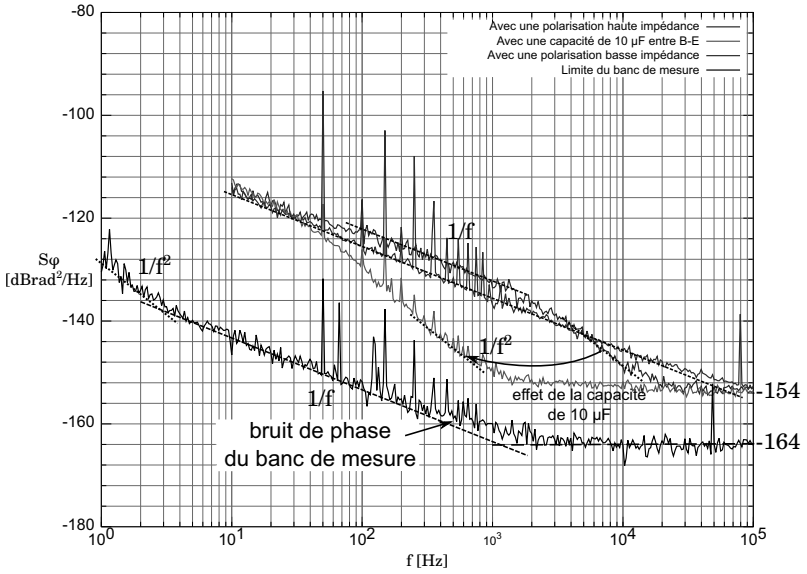


FIGURE 3.15 – Comparatif des bruits de phase des amplificateurs à contre-réaction à la fréquence de fonctionnement de 434 MHz pour une puissance d'entrée de −19 dBm.

Les courbes de bruit de phase des amplificateurs à contre-réaction et à polarisation haute impédance présentent deux points d'inflexions (pour f compris entre 100 Hz et 10 kHz) avec, entre ces points, une pente en f^{-2} avant d'atteindre le plancher. Cette forme particulière pourrait être une signature du transistor liée au type de polarisation employé. D'ailleurs, dans le cas de l'utilisation du second type de polarisation (basse impédance présentée à la base), le phénomène disparaît et nous retrouvons une pente en f^{-1} et un palier de bruit. Une technique permettant de supprimer tout bruit en courant résiduel sur la base consiste à ajouter une capacité suffisamment élevée (ici 10 μF) aux bornes de la jonction B-E [65, §3.1.2]. Nous remarquons alors une amélioration considérable du bruit de phase de notre amplificateur. Plus précisément, les points d'inflexion de la courbe sont décalés vers la porteuse. Cependant, cette technique présente des désavantages. Les dimensions de l'amplificateur sont considérablement augmentées par la taille de la capacité et le fonctionnement est dû au fait que le comportement du condensateur se rapproche de celui d'une inductance aux fréquences de travail de l'oscillateur. Il n'est donc pas possible d'utiliser un condensateur RF pour remplir cette fonction, ce dernier étant conçu pour conserver son comportement capacitif à haute fréquence.

Pour vérifier que la puissance d'entrée n'impacte que la valeur du plancher de bruit dans le cas de l'amplificateur aux performances améliorées par le condensateur, nous répétons la mesure du bruit de phase à deux puissances d'entrée différentes. Les résultats sont reportés en figure 3.16. Le facteur de bruit de cet amplificateur étant proche de 1 dB à 434 MHz, nous pouvons estimer son palier de bruit théorique à -154 dBrad^2.Hz^{-1} pour une puissance d'entrée de -19 dBm ($-174+19+1$), et de -144 dBrad^2.Hz^{-1} pour une puissance d'entrée de -29 dBm ($-174+29+1$). Le niveau théorique correspond à celui mesuré en pratique et la pente en f^{-2} n'est pas affectée par la puissance d'entrée.

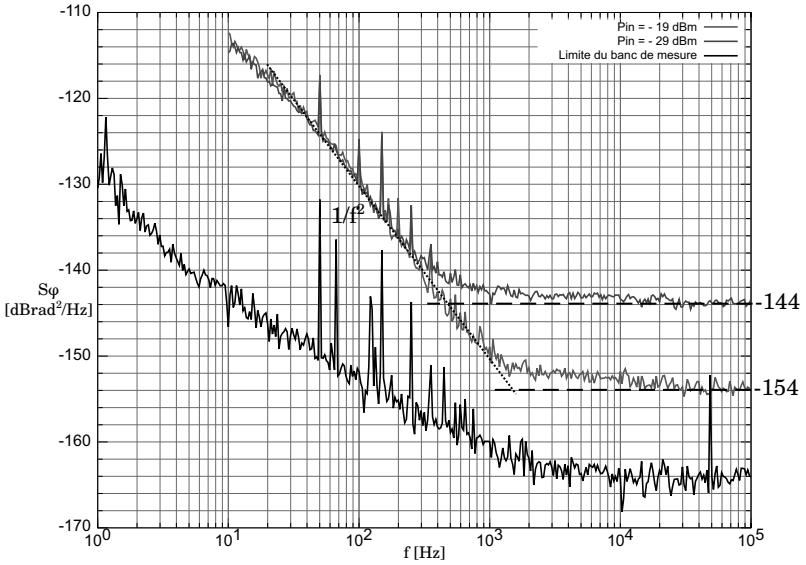


FIGURE 3.16 – Mise en évidence de la dépendance du bruit additif envers la puissance d'entrée de l'amplificateur.

Nous avons comparé le bruit de phase de l'amplificateur à émetteur découplé à celui de l'amplificateur à contre-réaction, tous les deux en configuration de polarisation de type « haute impédance », à des fréquences de fonctionnement et à différentes puissances d'entrées. Les mesures présentent le même phénomène, à savoir deux points d'inflexions et une pente en f^{-2}, dans la région comprise entre 100 Hz et 10 kHz dans chaque cas. Un exemple est donné en figure 3.17 avec la mesure de l'amplificateur à contre-réaction à 434 MHz pour une puissance d'entrée de -19 dBm et l'amplificateur à émetteur découplé à 2,45 GHz pour puissance d'entrée de -10 dBm, le gain de l'amplificateur à 2,45 GHz (18 dB) étant plus faible que celui à 434 MHz (27 dB). Ceci implique que le phénomène n'est pas dû à l'architecture de l'amplificateur mais à la polarisation du transistor. Cette signature du transistor pour ce type de polarisation est peut-être due au phénomène de recombinaison électron-trou. Pour éliminer ce problème, il est possible d'utiliser une polarisation en basse impédance malgré sa plus grande sensibilité aux perturbations apportées par l'alimentation et à sa consommation plus élevée. En effet, l'amplificateur consomme sept fois plus en polarisation de type « basse impédance » qu'en polarisation de type « haute impédance » (70 mA contre 10 mA pour une tension de 4 V et en charge).

Nous caractérisons le dernier amplificateur à émetteur découplé et à polarisation de type « basse impédance » afin de s'affranchir de la signature du transistor. Une attention toute particulière doit être apportée à l'alimentation de l'amplificateur car celle-ci peut modifier les caractéristiques du bruit de phase. Pour les deux mesures de la figure 3.18, nous ne changeons que le modèle de l'alimentation. Pour cette mesure, nous utilisons un mélangeur ZX05-73L+ attaqué de manière équilibrée avec 0 dBm sur ses voies RF et LO. Pour cela, le synthétiseur fournit une porteuse à 2,45 GHz de 6 dBm de puissance, les voies de sortie du splitter sont atténuées de 4 dB à cette

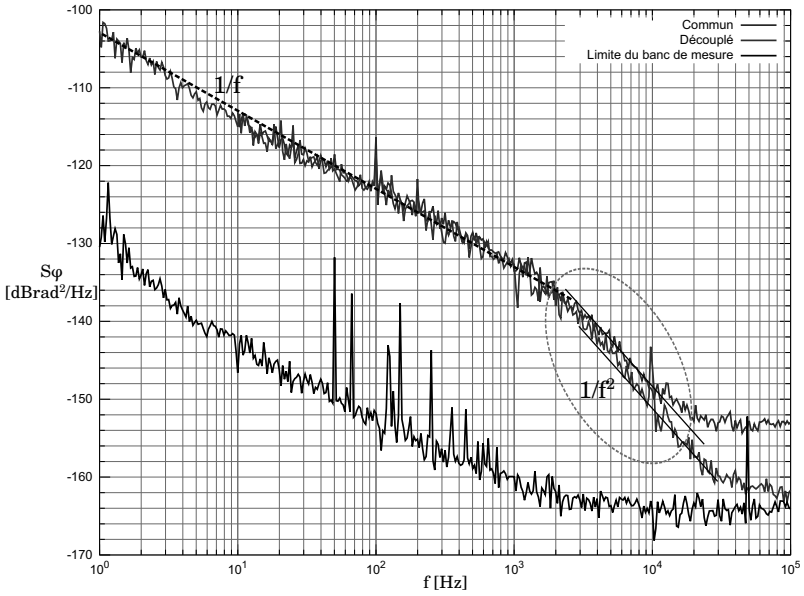


FIGURE 3.17 – Bruit de phase pour l'amplificateur à contre-réaction initial (émetteur commun), avec une puissance d'entrée de -19 dBm, et le circuit à émetteur découplé, avec une puissance d'entrée de -10 dBm, tous deux à polarisation de type « haute impédance ».

fréquence et le déphaseur utilisé présente 2 dB de perte soit une puissance sur la voie LO de 0 dBm. Pour la voie RF, nous atténuons de 20 dB le signal en entrée de l'amplificateur (qui voit ainsi une puissance de -18 dBm) pour compenser le gain fourni par l'amplificateur analysé.

Nous remarquons que dans le cas de l'utilisation de l'alimentation Metrix AX503, le bruit de phase paraît dégradé par rapport au cas d'utilisation de l'alimentation ISO-TECH IPS3303. En revanche, dans les deux cas, nous pouvons remarquer une zone particulièrement perturbée par les harmoniques paires et impaires du 50 Hz. S'il n'est pas rare d'observer les harmoniques impaires du signal d'alimentation à 50 Hz, le fait de trouver des perturbations pour des harmoniques paires est plus étonnant bien qu'elles soient moins significativement marquées.

3.3.5 Simulation du bruit de phase de l'amplificateur

Avant de travailler en boucle fermée, il faut réussir à simuler le bruit de l'amplificateur en boucle ouverte. Grâce à la méthode de perturbation quasi-statique [17, Annexe C], nous pouvons renseigner le comportement d'un bruit en tension sur la base de notre transistor en fonction de la fréquence de Fourier (figure 3.19). Les variations du bruit en tension sont décrites via un polynôme dont les paramètres sont ajustés par rapport aux mesures (dans notre exemple $V_{noise}(f) = \sqrt{10^{-19} + 10^{-15} \times f^{-1}}$). Cette méthode permet de s'approcher au plus près du bruit effectif de l'amplificateur. Cependant, comme nous avons pu le remarquer au point précédent, les changements de pente du bruit de phase de l'amplificateur ne sont pas identiques suivant les différentes architectures testées.

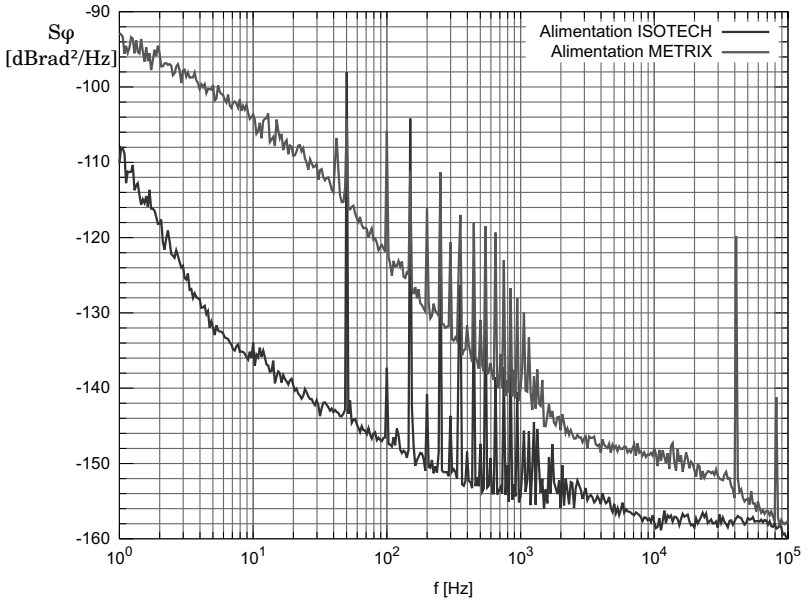


FIGURE 3.18 – Bruit de phase en boucle ouverte de l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation basse impédance pour deux alimentations différentes : ISO-TECH IPS3303 ou Metrix AX503.

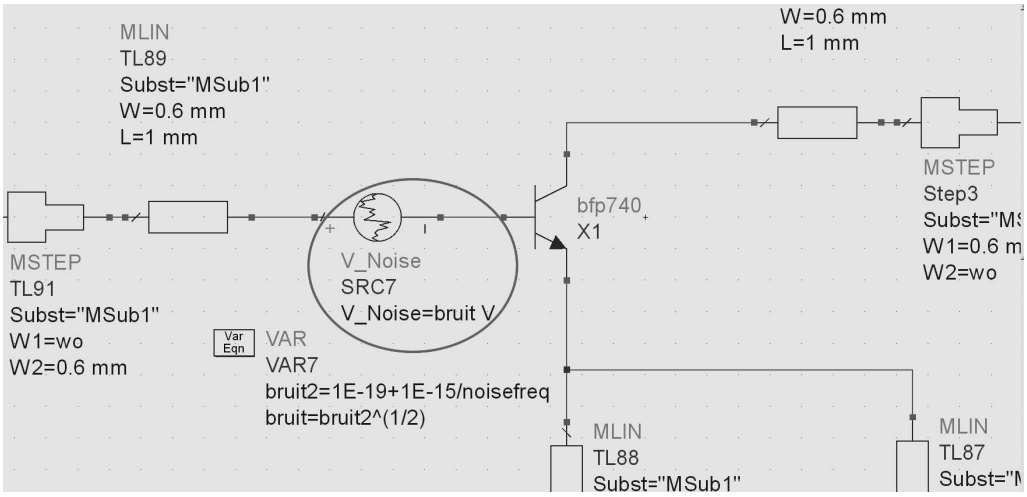


FIGURE 3.19 – Exemple d'ajout d'une source de bruit obtenue par ajustement paramétrique sur la base d'un transistor en simulation.

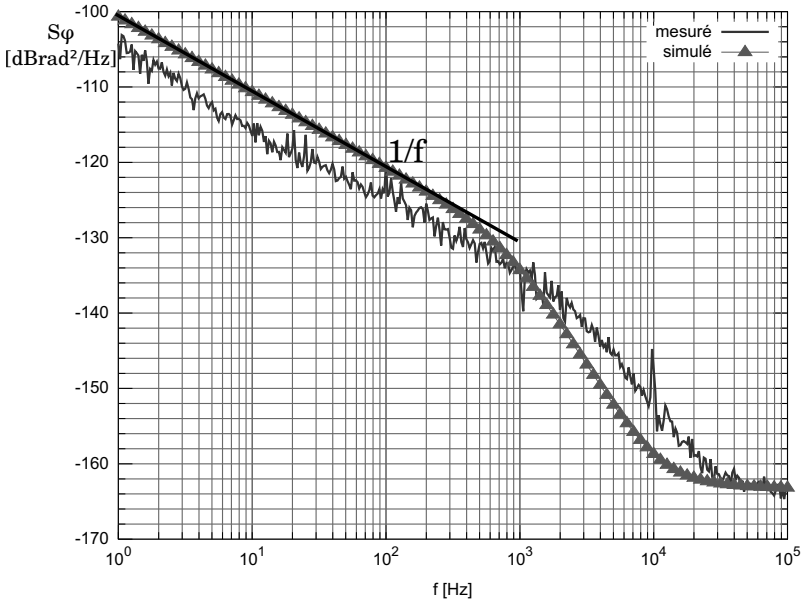


FIGURE 3.20 – Bruit de phase simulé et mesuré pour l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation haute impédance.

Une autre solution plus simple consiste à renseigner les paramètres $K_f = 4 \cdot 10^{-11}$ et $A_f = 1,8$ donnés par la fabricant du transistor, qui sont respectivement le coefficient de bruit flicker et son exposant, dans le modèle utilisé pour la simulation. Ceux-ci vont nous permettre de réaliser la simulation en boucle ouverte du bruit de phase de l'amplificateur. Nous avons pu comparer les mesures effectuées avec l'amplificateur à émetteur découplé pour les deux types de polarisation avec les résultats de la simulation de bruit de phase en boucle ouverte (figures 3.20 et 3.21).

Nous pouvons remarquer que la simulation avec les paramètres K_f et A_f est proche des mesures effectuées sur les amplificateurs de tests. La mesure expérimentale de l'amplificateur à polarisation de type « basse impédance » (figure 3.21) présente une pente en f^{-3} due à une dérive thermique de l'amplificateur, puis une pente en f^{-1} correspondant au bruit flicker avant d'atteindre un palier correspondant à une puissance d'entrée de -17 dBm. La fréquence de coupure de cet amplificateur est de l'ordre du kHz par une lecture graphique de la courbe de bruit de phase, en repérant l'intersection entre la contribution du bruit flicker et celle du bruit blanc. La pente en f^{-3} est certainement due à l'auto-échauffement du transistor provoqué par la consommation plus importante de cet amplificateur.

En conclusion, nous avons un bon accord entre la simulation et la mesure et nous pouvons utiliser nos modèles d'amplificateurs dans le cas de la simulation d'un oscillateur complet. De plus, nous avons vu l'importance du choix de la polarisation de ce transistor et il apparaît que la polarisation de type « basse impédance » permet réduire le bruit de phase dans la zone de bruit flicker malgré la dépendance du circuit à l'alimentation.

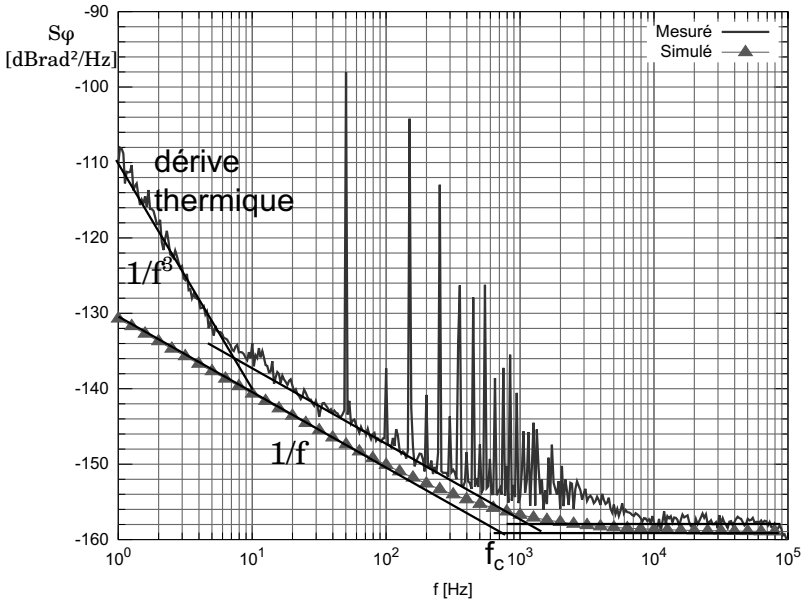


FIGURE 3.21 – Bruit de phase simulé et mesuré pour l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation basse impédance.

3.4 Oscillateur Colpitts

3.4.1 Présentation de la cellule résonante

L'oscillateur Colpitts est régulièrement utilisé pour l'asservissement de résonateurs à ondes élastiques en configuration dipolaire [66, 67, 68]. La cellule résonante idéale d'un oscillateur Colpitts est constituée d'une inductance en parallèle avec deux condensateurs.

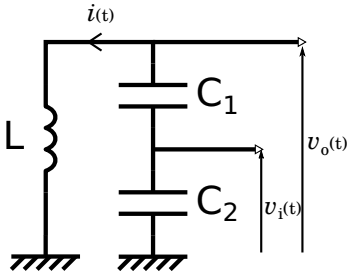


FIGURE 3.22 – Cellule résonante idéale d'un oscillateur Colpitts.

En appliquant la loi de Kirchhoff à la cellule résonante idéale de la figure 3.22, nous pouvons obtenir comme solution de l'équation différentielle $i(t) = i_0 \cos\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t\right)$ avec $i(0) = i_0$. La fréquence de résonance de la cellule idéale est de $f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ avec $C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ et le gain en tension est de $\frac{v_i}{v_o} = \frac{C_1 + C_2}{C_1}$. Cependant, ces résultats ne sont valables que lorsque les composants sont idéaux. En présence d'une résistance, les oscillations sont atténuées quelles que soient les conditions initiales du système. Pour cette raison, l'oscillateur de type Colpitts est composé d'un amplificateur à résistance négative (montage à transistor) pour compenser les pertes des composants non-idéaux de la cellule

résonante.

Si nous cherchons à exploiter le comportement inductif d'un résonateur à ondes élastiques dans sa zone de fréquence de résonance parallèle, il faut tenir compte des autres éléments de la branche motionnelle ainsi que de la capacité statique en parallèle du schéma équivalent BVD du résonateur. La zone de fréquence de résonance parallèle du résonateur est située entre ses fréquences de résonance et d'anti-résonance, données dans le § 1.3.1. Il existe plusieurs approches pour analyser le fonctionnement d'un oscillateur Colpitts à résonateur à ondes élastiques. Une de ces approches consiste à considérer le résonateur dans son mode de comportement inductif avec sa résistance équivalente d'une part et le montage à transistor de l'autre comme étant un dipôle composé d'un condensateur et d'une résistance négative en série [69, 70, 71]. Une seconde approche sépare lors de l'analyse la cellule résonante de l'amplificateur à transistor servant à compenser les pertes de la boucle (figure 3.23) [72].

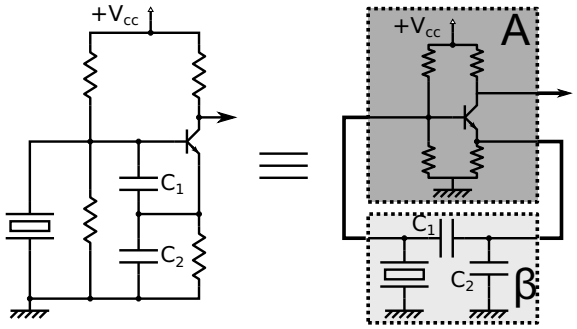


FIGURE 3.23 – Schéma de l'oscillateur Colpitts à résonateur à ondes élastiques et son équivalence sous forme d'un oscillateur à rétroaction parallèle avec le gain A et la rétroaction β.

En utilisant la seconde approche, il est simple de comprendre que les deux capacités C_1 et C_2 vont permettre d'ajuster la phase dans la cellule résonante pour obtenir un déphasage de 2π dans la boucle tout en restant dans la zone de fréquence de résonance parallèle du résonateur (pour exploiter le comportement inductif). Dans le cas d'un résonateur à haute fréquence (fréquence de fonctionnement supérieure au GHz), le réglage des capacités devient critique car nous verrons que nous atteignons des valeurs de l'ordre du pF (voire inférieures au pF), difficiles à obtenir précisément à l'aide de composants discrets.

3.4.2 Simulations avec un modèle théorique de HBAR

Pour estimer les valeurs des capacités de la cellule de résonance, nous effectuons une analyse harmonique avec un schéma équivalent de résonateur idéal et un cœur d'oscillateur idéal également (figure 3.24). Les valeurs de l'inductance L_m et de la capacité motionnelle C_m du schéma équivalent BVD du résonateur sont calculées à partir des valeurs de facteur de qualité Q et de fréquence de

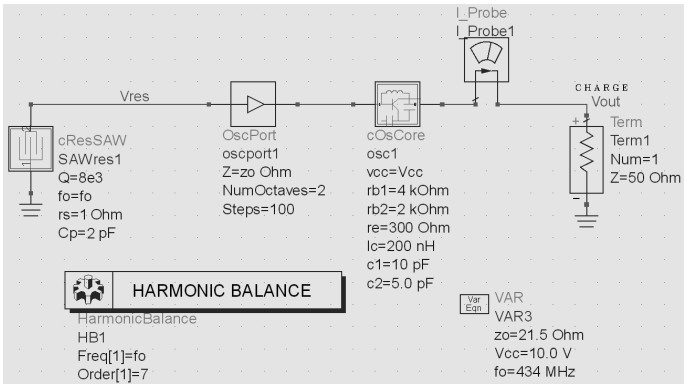


FIGURE 3.24 – Schéma du circuit de l'oscillateur Colpitts avec un modèle idéal de résonateur SAW à 434 MHz.

TABLEAU 3.1 – Valeurs des capacités d'adaptation d'impédance pour trois modèles de résonateurs différents nécessaires à faire converger la simulation.

Résonateur	434 MHz	1,5 GHz	2,45 GHz
C_1	10 pF	0,1 pF	0,1 pf
C_2	5 pF	5 pF	1 pF

fonctionnement f_0 souhaitées grâce aux relations :

$$C_m = \frac{1}{Rm \cdot Q \cdot 2\pi f_0} \tag{3.4}$$

$$L_m = \frac{R_m \cdot Q}{2\pi f_0} \tag{3.5}$$

avec R_m la valeur de la résistance motionnelle (notée rs sur le schéma de la figure 3.24).

Nous étudions alors quelles valeurs de capacité permettent de faire converger le simulateur pour trois résonateurs différents ayant des fréquences de fonctionnement f_0 de 434 MHz, 1,5 GHz et 2,45 GHz et des facteurs de qualité de 8000. Pour chacun des cas, les valeurs de la résistance motionnelle et de la capacité statique sont fixées arbitrairement à respectivement 1 Ω et 2 pF et la sortie est reliée à une charge de 50 Ω. La polarisation du transistor est également identique pour les trois simulations.

Dans le tableau 3.1, nous avons reporté les valeurs des capacités de réglage de la phase, ajustées par une étape d'optimisation, pour obtenir un déphasage de 2π et engendrer des oscillations en sortie aux fréquences visées. Les courbes de bruit de phase simulé en sortie des trois oscillateurs sont reportées dans la figure 3.25. Les valeurs des capacités mises en œuvre dans le cas du circuit équivalent de résonateur à 1,5 GHz et à 2,45 GHz ne permettent pas une réalisation simple avec des éléments discrets. Nous pouvons ajouter que dans le cas de résonateurs HBAR, il est difficile de sélectionner le mode de résonance à exploiter pour le fonctionnement de l'oscillateur, rendant nécessaire l'adaptation de l'amplificateur à chaque résonateur mesuré au préalable. Pour ces raisons,

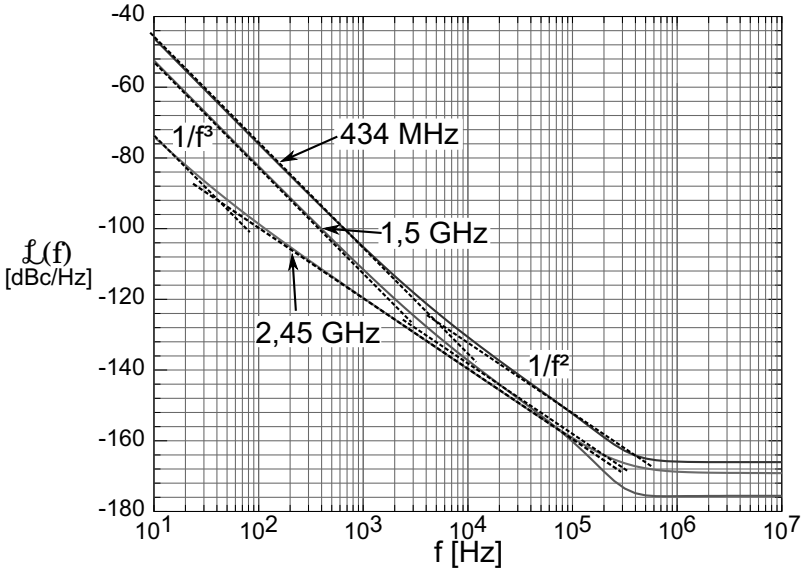


FIGURE 3.25 – Résultats de simulation de bruit de phase des trois oscillateurs à résistance négative exploitant des schémas équivalent de résonateurs idéaux.

nous allons privilégier la simulation et la fabrication d'un oscillateur à résonateur fonctionnant en transmission (quadripôle) plutôt qu'en réflexion (dipôle).

3.5 Oscillateur en transmission

3.5.1 Simulation de l'oscillateur en boucle ouverte

Avant la simulation en boucle fermée de l'oscillateur à rétroaction, nous commençons par étudier les conditions de Barkhausen en boucle ouverte. Nous allons estimer le gain de l'amplificateur nécessaire à la compensation des pertes de la boucle et régler le déphasage à zéro (modulo 2π) avec une ligne du circuit, le tout à la fréquence de résonance du HBAR à exploiter pour l'asservissement de l'oscillateur. Nous mesurons chacun des éléments (filtre, coupleur et résonateur) afin d'incorporer les fichiers de paramètres S au sein de la simulation. Pour cette dernière, nous utiliserons le coupleur DBTC-17-5LX (Hittite) et un filtre SAW EPCOS nécessaire à la sélection de la gamme de fréquence de fonctionnement de l'oscillateur (cf. figure 3.27). Ces composants seront aussi utilisés pour la réalisation de véhicules de test. Les résonateurs utilisés ici sont deux HBAR à base d'AlN/Saphir exploités sur leurs harmoniques à 2,339 GHz et à 2,349 GHz, au centre de la bande passante du filtre SAW. Les facteurs de qualité en charge des modes utilisés sont donnés dans le tableau 3.2.

Nous avons optimisé la longueur de la ligne de rétroaction dans chaque cas pour obtenir un déphasage nul et un gain supérieur à 0 dB pour permettre le démarrage et l'entretien des oscillations. Il est important que la phase soit bien ajustée à la résonance pour permettre à la simulation harmonique de converger. En pratique, la rotation de phase induite par le filtre SAW et les capacités

Tableau 3.2 – Facteur de qualité en charge des modes de résonance utilisés.

Nomenclature Oscillateur	Nomenclature Résonateur	Fréquence [GHz]	Q en charge (50 Ω)	Q × f
OscNi1	SA669	2,339	10080	$2,4 \cdot 10^{13}$
OscNi1	SA669	2,349	9750	$2,3 \cdot 10^{13}$
OscNi2	SA613	2,339	12930	$3 \cdot 10^{13}$
OscNi2	SA613	2,349	11600	$2,7 \cdot 10^{13}$

parasites du circuit permettent à l'oscillateur d'accrocher un des modes de résonance. Cependant, il n'est pas possible de sélectionner le point de fonctionnement exact des véhicules de test réalisés pour plusieurs raisons :

— le résonateur a été mesuré sur un PCB (substrat FR4) autre que celui du circuit (substrat RO4350B). La phase du fichier de points n'est donc pas celle du résonateur uniquement mais il faut ajouter le déphasage dû au circuit de mesure. Il en est de même pour le filtre et le coupleur. Cela a également pour conséquence de modifier l'impédance vue de l'entrée ou de la sortie de chaque élément.

— les résonateurs sont sensibles à la température. Lors de la mesure des paramètres S du résonateur pour la simulation, la température n'est pas identique à celle de la caractérisation de l'oscillateur.

— l'amplificateur est sensible à la tension d'alimentation comme nous avons pu le voir au § 3.3.4. En simulation, nous considérons une alimentation idéale mais il faudrait tenir compte du bruit de l'alimentation utilisée et connaître le point de fonctionnement exact de l'oscillateur.

Afin d'observer en simulation l'influence du choix du point de fonctionnement sur le bruit de phase de l'oscillateur, nous faisons varier la longueur électrique L d'une ligne idéale, qui fera office de déphaseur, entre 0 et 360 ° et nous exploitons les points où la phase est à zéro (modulo 2π) pour un gain dans la boucle supérieur à 0 dB (figure 3.26). La fréquence de fonctionnement de l'oscillateur est alors comprise entre 2,3493 GHz et 2,3498 GHz. Nous exploitons ici un mode de résonance sur-couplé (cf. § 3.2) et le paramètre S_{21} est déformé par le sur-couplage. Nous pouvons remarquer qu'en fonction du déphasage, le gain dans la boucle varie entre 0 et 8 dB. Nous pouvons alors simuler le bruit de phase de l'oscillateur pour les cas où les conditions de Barkhausen sont remplies.

3.5.2 Analyse harmonique et bruit de phase de l'oscillateur à rétroaction

L'analyse harmonique permet de simuler la puissance du signal à la fréquence fondamentale de l'oscillateur ainsi que d'un nombre défini d'harmoniques. Cela permet de définir également le taux de distortion du signal de sortie. Le logiciel ADS permet également, lors de cette même analyse,

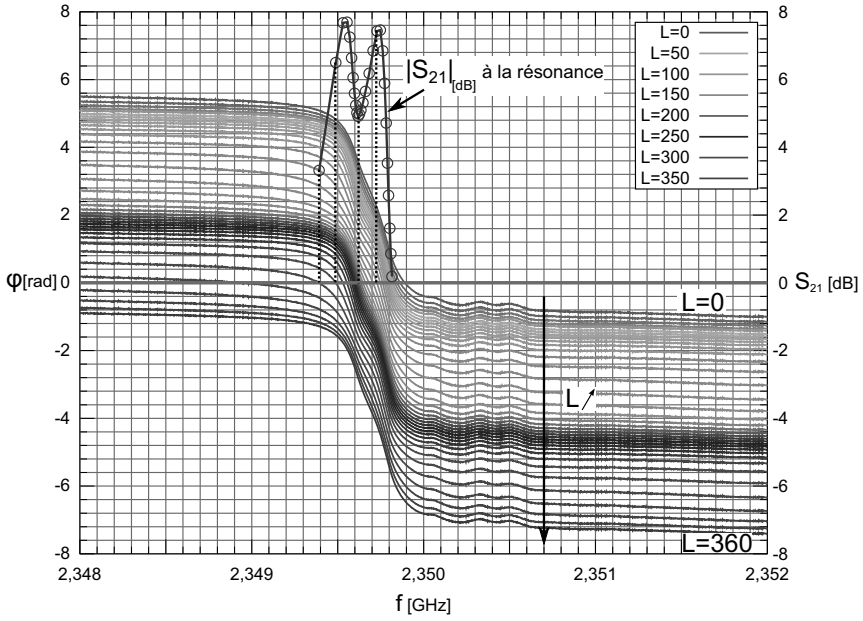


FIGURE 3.26 – Simulation de la phase (en rad) en boucle ouverte pour des valeurs de déphasage (longueur électrique L de la ligne idéale) comprises entre 0 et 360 ° (0 et 2π) et module du paramètre S en transmission (en dB) à la résonance si celui-ci est supérieur à 0 dB.

de simuler le bruit de phase en sortie de l'oscillateur ou aux nœuds de connexions. Pour pouvoir converger, le réglage du point de fonctionnement et des conditions initiales est primordial.

Une fois le réglage de la phase effectué en boucle ouverte, la boucle est fermée et les conditions d'oscillations sont analysées grâce à un élément de simulation inséré dans la boucle, *OscPort* (visible en figure 3.27). Cet élément est inséré de préférence entre le résonateur et l'amplificateur d'entretien dans le cas d'un oscillateur à rétroaction et entre deux blocs de circuit à impédances équivalentes positive et négative dans le cas d'oscillateur à amplificateur à résistance négative. Plusieurs règles de placement et de conditions sur les valeurs des paramètres de ce composant sont données dans la documentation du logiciel ADS afin de permettre la convergence de la simulation.

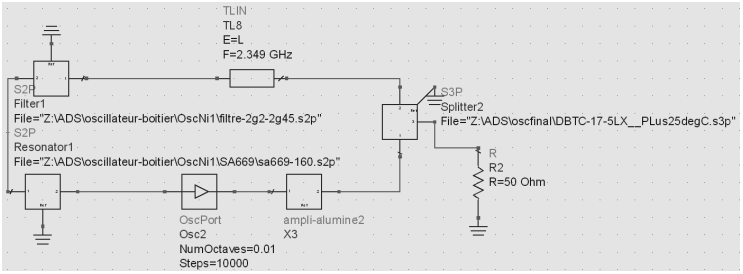


FIGURE 3.27 – Schéma ADS de la simulation de l'oscillateur en boucle fermée.

Nous effectuons une analyse paramétrique en changeant la valeur du déphasage additionnel dans la boucle (équivalent à la longueur électrique de la ligne idéale L compris entre 50 et 250 °)

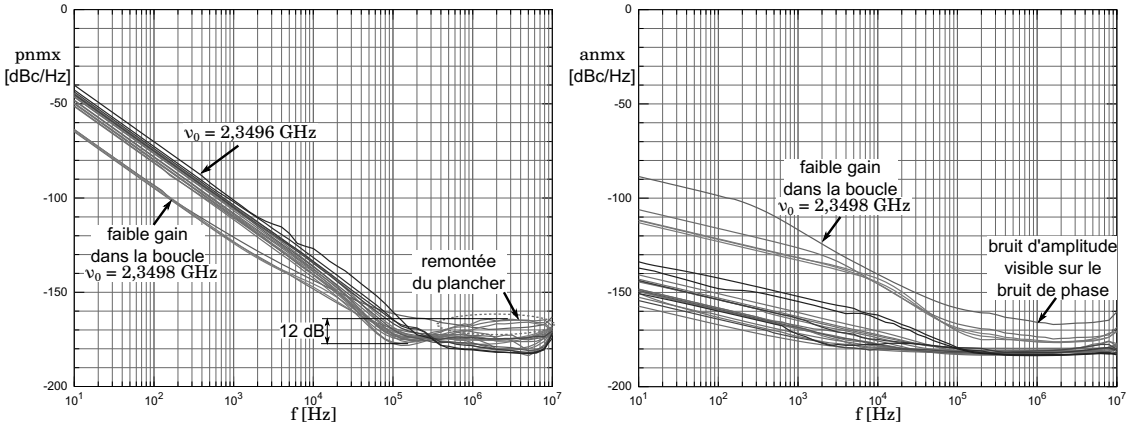


FIGURE 3.28 – Résultats de simulation de bruit de phase (à gauche) et du bruit d'amplitude (à droite) de l'oscillateur en boucle fermée pour des valeurs de déphasage de 50 à 250 ° .

et nous simulons le bruit de phase et le bruit d'amplitude (figure 3.28) dans chaque cas. Nous remarquons que pour les résonances où le gain dans la boucle est faible (entre 0 et 2 dB), le bruit d'amplitude (nommé *anmx* dans les résultats de simulation ADS) est plus important ce qui induit une modification de bruit de phase certainement par des mécanismes de conversion de bruit d'amplitude à bruit de phase dans l'amplificateur, détaillés dans [22]. La pente en f^{-1} du bruit de phase est en revanche plus faible. Nous remarquons également que l'exploitation des points de fonctionnement dont la porteuse est inférieure à $\nu_0 = 2,3496$ GHz présente un bruit flicker plus important (jusqu'à 10 dB supplémentaires) sur l'ensemble de la pente que pour les autres points de fonctionnement. Enfin, nous constatons une remontée du palier de bruit de phase de 12 dB pour les points de fonctionnement où la dégradation due au sur-couplage est marquée (au centre du pic de résonance). Par ces résultats de simulation, il apparaît que le choix du point de fonctionnement de l'oscillateur, par un réglage du déphasage dans la boucle, peut permettre de réduire la pente de bruit de phase de 10 dB. De plus, l'exploitation d'un pic de résonance présentant un sur-couplage semble dégrader significativement le bruit de phase.

Nous allons ensuite réaliser et caractériser un oscillateur avec les différents éléments mesurés ou simulés précédemment. Nous comparerons les résultats obtenus pour vérifier que nous sommes dans la gamme des résultats prévus par la simulation. Toutefois, nous pouvons justifier notre choix d'architecture d'oscillateur car la rotation de phase induite par le filtre de l'oscillateur à rétroaction augmente les chances d'obtenir une oscillation, pour peu que l'amplificateur garantisse un gain de boucle suffisant, contrairement à l'oscillateur Colpitts qui demande une plus grande finesse de réglage.

3.5.3 Réalisation et mesure de véhicules de test

Pour les tests de validation, un circuit a été conçu sur le modèle de l'amplificateur à polarisation de type « basse impédance » avec un coupleur de sortie, un filtre SAW de présélection des modes

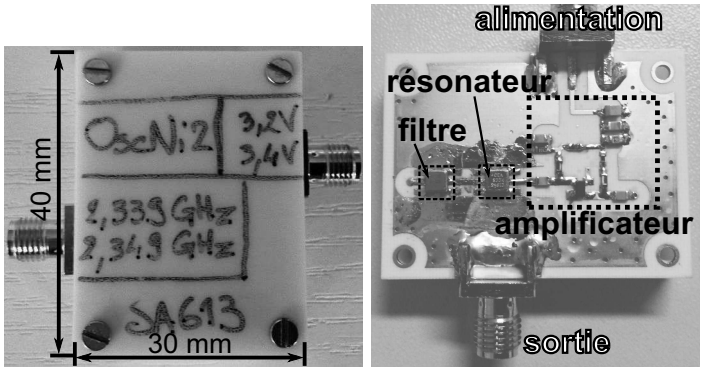


FIGURE 3.29 – Photographies de l'oscillateur réalisé dans un boîtier d'aluminium et de Teflon : à gauche, boîtier fermé et à droite, boîtier ouvert laissant apparaître la face supérieure du circuit imprimé, le coupleur de sortie de l'oscillateur étant sur la seconde face du circuit.

et un résonateur HBAR à base d'AlN/Saphir – dont la structure a été présentée précédemment – le tout sur un unique substrat RO4350B (dimensions 30x40 mm^2) métallisé sur ses deux faces. Le circuit réalisé est placé entre un bloc d'aluminium et un bloc de Teflon, extrudés en leur centre tous les deux pour éviter d'appuyer sur les composants. L'ensemble est maintenu par 4 vis en chaque coin. Les oscillateurs réalisés sont photographiés en figure 3.29. Le coupleur de sortie est sur la seconde face du circuit.

La tension d'alimentation de l'amplificateur à transistor modifiant son gain et sa rotation de phase, nous constatons que l'oscillateur peut fonctionner sur deux modes de résonance de la réponse du HBAR en fonction de la tension d'alimentation, avec un saut de fréquence discontinu. Un mode à 2,339 GHz est obtenu pour une tension comprise entre 3,1 V et 3,3 V et un second mode à 2,349 GHz pour une tension comprise entre 3,2 V et 3,4 V. Pour éliminer ce phénomène si celui-ci devient problématique pour certaines applications, il sera nécessaire d'ajouter un régulateur sur l'alimentation permettant de fixer et d'éviter les fluctuations de tension. Les deux modes de chaque résonateur sont caractérisés en bruit de phase sur le banc de mesure Agilent E5052A.

En figure 3.30, nous présentons les résultats de mesure de bruit de phase du mode à 2,339 GHz d'un des deux oscillateurs réalisés (oscillateur OscNi1 exploitant le résonateur SA669). L'une des mesures a été effectuée à FEMTO-ST et la seconde au centre DGA de Rennes avec deux bancs Agilent E5052A. La puissance de sortie de l'oscillateur est de -1 dBm dans chaque cas. Le bruit ramené par les alimentations, notamment les harmoniques du 50 Hz, est très marqué du fait de l'utilisation de l'amplificateur à polarisation basse impédance. Les mesures se superposent et nous pouvons constater un plancher de bruit situé entre -155 et -160 dBc.Hz^{-1}. Nous remarquons également une pente en f^{-4} pour les fréquences proches de la porteuse, révélateur d'un bruit de marche aléatoire de fréquence, dont l'origine est peut-être l'auto-échauffement du système. La fréquence de Leeson semble comprise entre 100 et 130 kHz ce qui correspond à la valeur théorique $f_L = \frac{2{,}339 \cdot 10^9}{2 \times 10080} = 116$ kHz ($Q = 10080$).

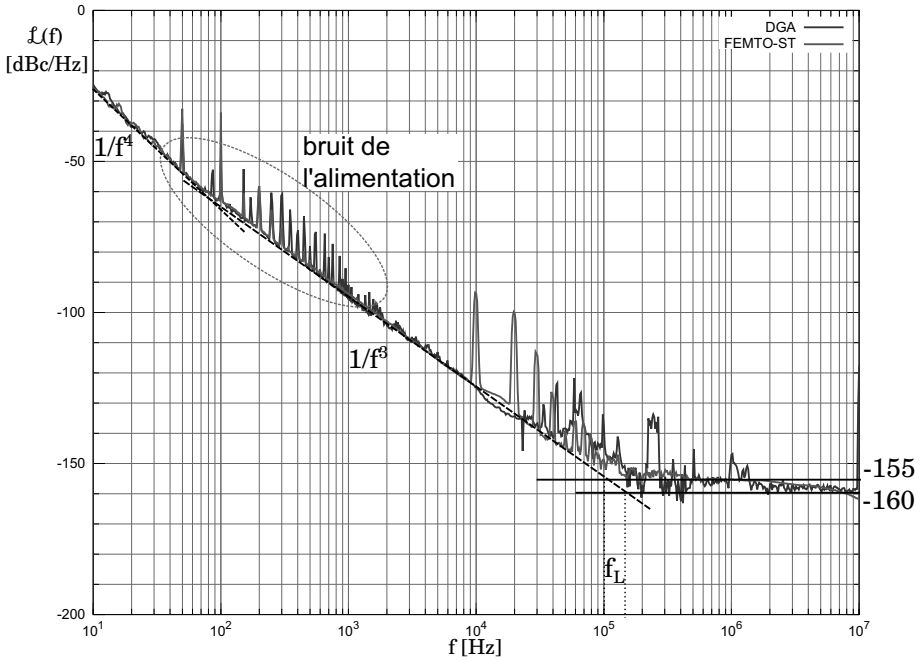


FIGURE 3.30 – Bruit de phase de l'oscillateur exploitant le mode à 2,339 GHz du résonateur SA669 (OscNi1), mesuré à FEMTO-ST et au centre DGA de Rennes par un banc Agilent E5052A.

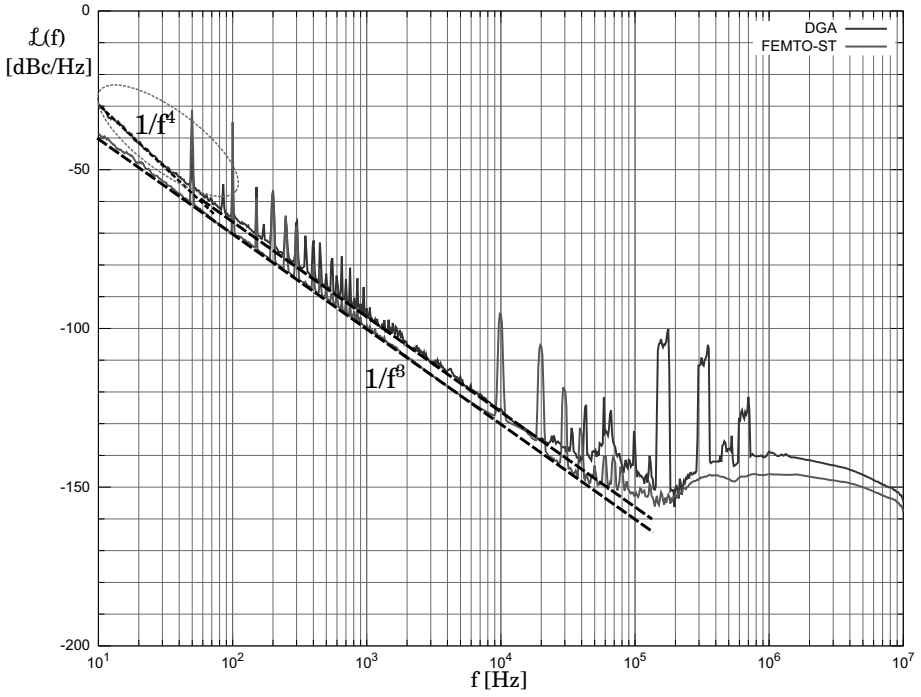


FIGURE 3.31 – Bruit de phase de l'oscillateur exploitant le mode à 2,349 GHz du résonateur SA613 (OscNi2), mesuré à FEMTO-ST et au centre DGA de Rennes par un banc Agilent E5052A.

En figure 3.31, nous reportons les résultats de mesure de bruit de phase de l'oscillateur verrouillé sur le mode à 2,349 GHz (résonateur SA613). Cette fois, les deux mesures ne sont pas concordantes. Nous observons une pente en f^{-4} uniquement sur une des deux mesures puis un écart de 5 dB entre les deux pentes en f^{-3}. Il est possible que le point de fonctionnement ne soit pas identique pour chaque mesure, entraînant un écart qui, d'après la simulation, peut atteindre 10 dB sur la pente en f^{-3}. Nous constatons également une remontée du plancher sur les deux mesures. En effet, la fréquence de Leeson théorique est de l'ordre de $f_L = \frac{2{,}349 \cdot 10^9}{2 \times 11600} \simeq 100$ kHz qui impliquerait un plancher de bruit, obtenu de manière graphique, d'une valeur de -155 à -160 dBc.Hz^{-1} contrairement à ce que nous observons ici.

Nous pouvons comparer les bruit de phases mesurés avec les résultats de simulation (figure 3.32). La comparaison de la mesure avec les résultats de simulation pour un déphasage additionnel de 250 ° dans la boucle fait ressortir un niveau de bruit en f^{-3} concordant entre théorie et expérience. Cependant, il n'est pas possible de connaître exactement le point de fonctionnement de l'oscillateur mesuré. Le bruit en f^{-3} déduit de la simulation peut varier de 10 à 20 dB pour les cas extrêmes à 1 kHz de la porteuse. La seconde remarque concerne le plancher de bruit. Une remontée du plancher de bruit de 12 dB est également visible sur le bruit de phase de l'oscillateur verrouillé sur le mode à 2,349 GHz, contrairement au mode à 2,339 GHz présenté en figure 3.30. Il est possible que l'oscillateur soit verrouillé sur un point de fonctionnement au centre du pic de résonance présentant la dégradation due au sur-couplage.

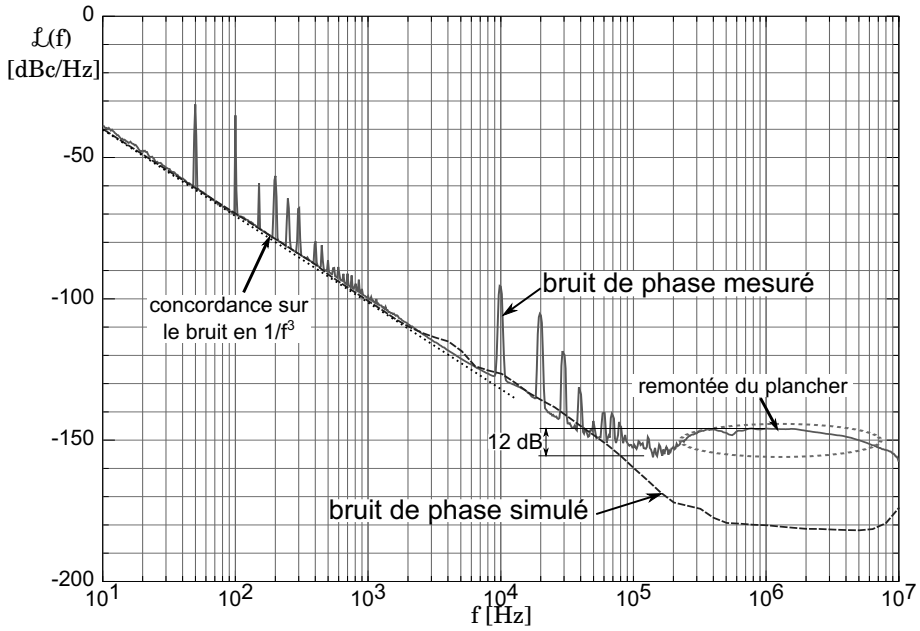


FIGURE 3.32 – Comparaison entre le bruit de phase mesuré à FEMTO-ST de l'oscillateur « OscNi2 » verrouillé sur le mode à 2,349 GHz avec une remontée du bruit de phase observée en simulation (cf. figure 3.28) et la simulation de l'oscillateur pour un déphasage dans la boucle de 250 ° .

Nous mesurons, en sortie du coupleur, une puissance de 0 dBm. Nous pouvons en déduire que la puissance en entrée du coupleur est de 18 dBm (coupleur 1 :18). Le gain de l'amplificateur étant de 18 dB, nous estimons disposer d'une puissance de 0 dBm en entrée de l'amplificateur. Nous pouvons également faire le bilan des puissances : nous avons 5 dB de pertes pour le filtre SAW, 2 dB pour le coupleur (en voie directe) et les pertes d'insertion du résonateur s'avèrent de l'ordre de 10 dB soit un total des pertes de la boucle proche de 18 dB, en tenant compte des pertes non-quantifiées des pistes du circuit. Avec 1 dB de facteur de bruit de l'amplificateur, nous pouvons nous attendre à un palier de -173 dBc.Hz^{-1}. Cependant, le résonateur n'est pas adapté à 50 Ω et l'adaptation entre le résonateur et l'amplificateur n'est certainement pas idéale, ce qui implique que la puissance en entrée de l'amplificateur peut être plus faible, expliquant par là l'incohérence entre le palier de bruit de phase mesuré et prévu théoriquement

3.5.4 Simulations de l'oscillateur avec un résonateur idéal

Afin de mieux appréhender les contributions du résonateur et de l'amplificateur sur le bruit de phase de l'oscillateur, nous répétons les simulations avec un résonateur idéal dont le schéma équivalent est défini pour des facteurs de qualité et fréquence de fonctionnement donnés, tel que présenté au § 3.4.2 (p.81). Le reste de la boucle d'oscillation est inchangé. Nous reprenons le cas de l'oscillateur OscNi2 verrouillé sur la résonance à 2,349 GHz (facteur de qualité de 11600, cf. tableau 3.2, soit une fréquence de Leeson théorique f_L de 100 kHz) comparé au bruit de phase simulé (figure 3.33) dans le cas d'un résonateur idéal présentant un facteur de qualité de 8000 à la fréquence de fonctionnement de 2,45 GHz ($f_L = 153$ kHz).

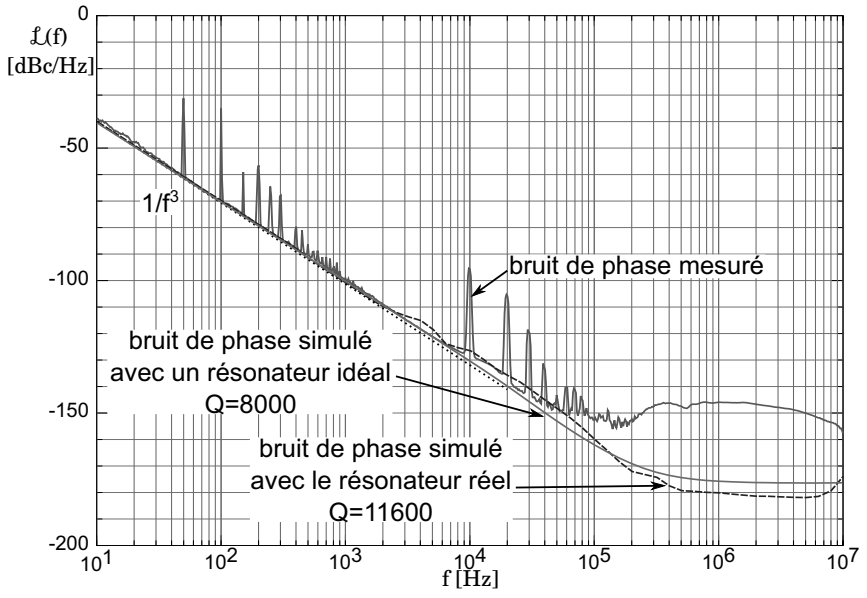


FIGURE 3.33 – Bruit de phase de l'oscillateur exploitant un résonateur idéal présentant un facteur de qualité de 8000 comparé aux résultats avec le résonateur réel (facteur de qualité de 11600).

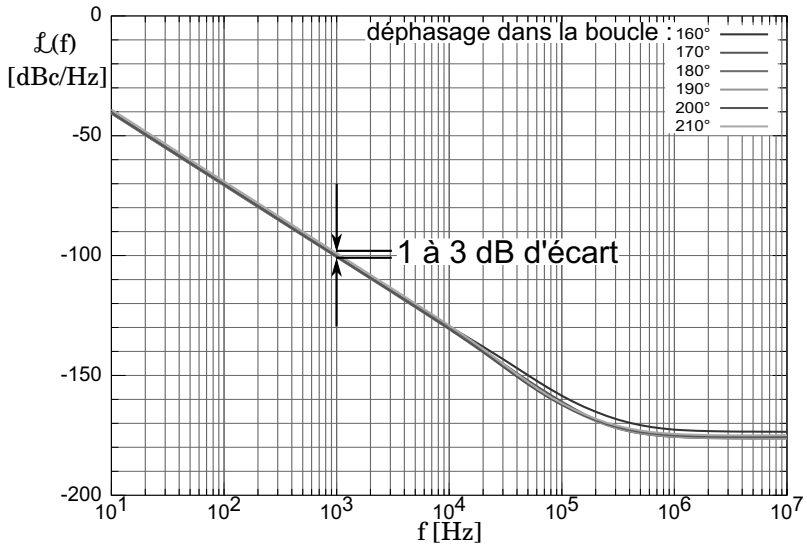


FIGURE 3.34 – Bruit de phase de l'oscillateur utilisant un résonateur idéal pour des valeurs de déphasage additionnel dans la boucle de 160 à 210 ° .

TABLEAU 3.3 – Fréquences de Leeson des résonateurs idéaux fonctionnant à 2,45 GHz exploités pour les simulations présentées en figure 3.35.

Facteur de qualité Q	10000	20000	30000	40000	50000
Fréquence de Leeson f_L	122,5 kHz	61,3 kHz	40,8 kHz	30,6 kHz	24,5 kHz

Par les résultats présentés en figure 3.34, nous constatons que l'effet du déphasage dans la boucle n'influence que modérément (1 à 3 dB maximum) le bruit de phase. Dans le cas du résonateur idéal, le pic de résonance n'est pas déformé, contrairement à celui du résonateur réel, expliquant par là les écarts de bruit de phase observés lors du changement du point de fonctionnement de l'oscillateur réel. Nous en déduisons que pour réduire l'influence du choix du point de fonctionnement sur le bruit de phase, il est préférable d'exploiter une harmonique ne présentant pas de dégradation due au sur-couplage.

Il a été constaté lors du projet que la mise en boîtier des résonateurs est une étape cruciale à l'origine dans certains cas d'une perte de plus d'un facteur deux sur le facteur de qualité d'un dispositif. L'utilisation d'un résonateur idéal en simulation nous permet d'estimer la dégradation du bruit de phase due à la réduction du facteur de qualité par la mise en boîtier des résonateurs ou, à l'inverse, les améliorations possibles en utilisant des résonateurs présentant des facteurs de qualité plus élevés que ceux mesurés sur les dispositifs réalisés. Nous pouvons notamment simuler le comportement de l'oscillateur face à des résonateurs présentant des facteurs de qualité supérieurs à 30000 (figure 3.35). Nous remarquons que l'augmentation du facteur de qualité d'un facteur cinq se traduit bien par une amélioration du bruit de phase (16 dB d'écart à 1 kHz de la porteuse) pour les fréquences d'écart à la porteuse inférieures aux fréquences de Leeson de chaque cas (données

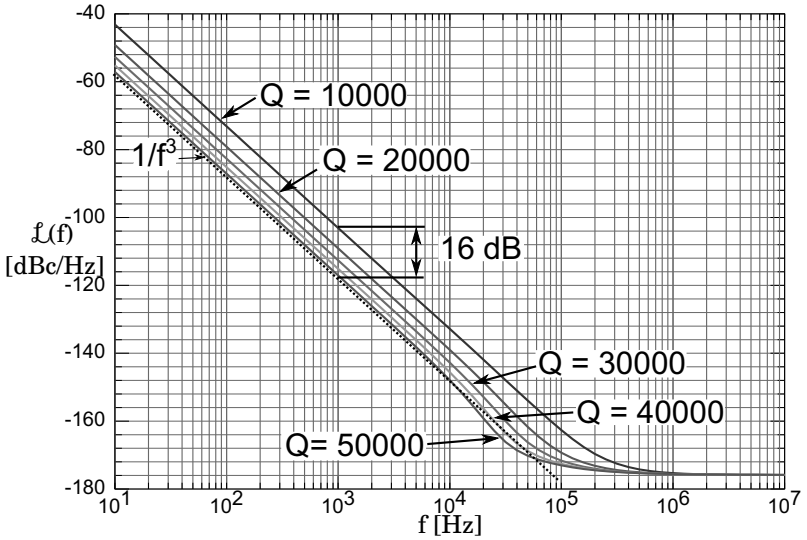


FIGURE 3.35 – Comparaison des bruits de phase d'oscillateurs exploitant des résonateurs idéaux présentant des facteurs de qualité compris entre 10000 et 50000.

par le tableau 3.3). Toutefois, nous notons également que les perspectives d'amélioration des caractéristiques de bruit de phase sont inférieures à 3 dB pour une augmentation de 10000 sur les facteurs de qualité supérieures à 30000.

3.6 Conclusion

Dans le cadre de ce projet, les équipes du CEA-LETI et de FEMTO-ST ont réalisé des résonateurs HBAR quadripôles, fondés sur le couplage élastique entre deux résonateurs, présentant des facteurs de qualité proches de l'état de l'art. Certains de ces dispositifs ont été mis en boîtier et testés pour asservir un oscillateur. Dans l'objectif de mieux appréhender le fonctionnement de l'oscillateur et dans la perspective d'en améliorer les caractéristiques de bruit de phase, une partie des tâches du projet était vouée à la simulation du comportement de l'oscillateur. Le logiciel ADS, utilisé à cette fin, nous impose de connaître le modèle non-linéaire de l'amplificateur. Nous avons alors choisi un transistor dont le modèle non-linéaire est fourni par le fabricant pour réaliser un amplificateur d'entretien. Par ailleurs, il nous a fallu stabiliser son comportement. Une méthode de stabilisation du transistor à l'aide d'une contre-réaction avec des éléments passifs a été simulée et réalisée. Cependant, ce type d'architecture demande à être optimisé et simulé pour chaque bande de fréquence d'utilisation de l'amplificateur et présente encore des instabilités en-dehors de la bande de fréquence choisie. Pour palier ces inconvénients, un second type d'architecture à émetteur découplé, plus large bande et stable jusqu'à minimum 4 GHz, a également été simulé et réalisé avec un accord avéré entre résultats théoriques et mesurés. Nous avons caractérisé le bruit de phase de l'amplificateur en boucle ouverte. Lors de cette étape, nous avons remarqué que le type de polarisation du transistor modifie le bruit de phase de l'amplificateur. Il faut donc trouver un

compromis entre une polarisation présentant un bruit de phase plus élevé à cause de la signature du transistor sur le bruit, et une polarisation ayant un meilleur bruit de phase en f^{-1} mais plus sensible aux fluctuations de l'alimentation et au bruit ramené par cette dernière. Cette seconde polarisation à basse impédance vue par la base du transistor implique également une consommation plus importante et peut induire des effets d'auto-échauffement dégradant le bruit de phase proche de la porteuse. Malgré tout, pour la réalisation de l'oscillateur, nous avons préféré l'utilisation de l'amplificateur à polarisation de type basse impédance qui présente un bruit de phase plus facile à analyser et plus avantageux pour l'application visée que l'amplificateur à polarisation de type haute impédance.

Nous avons présenté ensuite les inconvénients de l'utilisation de l'oscillateur Colpitts pour la mise en œuvre d'un résonateur à haute fréquence. La valeur des capacités de réglage du déphasage dans la cellule résonante de l'oscillateur Colpitts s'avère critique (<0,1 pF) pour des composants discrets pour un oscillateur à plus de 2 GHz. Nous avons simulé l'oscillateur en boucles ouverte et fermé avec les fichiers de paramètres S du résonateur, du filtre et du coupleur ainsi que le modèle de l'amplificateur précédemment réalisé. Nous avons enfin réalisé deux oscillateurs de test, protégés par un boîtier de teflon et d'aluminium, que nous avons caractérisé en bruit de phase.

Par la simulation et l'étude des véhicules de test, nous avons remarqué que dans le cas de l'exploitation d'un pic de résonance dégradé par l'effet de sur-couplage, le bruit de phase était dépendant du point de fonctionnement choisi et il est possible d'améliorer le bruit flicker en modifiant le déphasage de la boucle. Nous avons remarqué également un phénomène de remontée du palier de bruit lorsque le point de fonctionnement se situe au centre du pic de résonance, la zone la plus touchée par les dégradations dues au sur-couplage. De ces observations nous pouvons en déduire que l'amélioration de la qualité spectrale de la sortie de l'oscillateur peut passer par la maîtrise du déphasage dans la boucle, à l'aide du contrôle de la tension d'alimentation de l'amplificateur (régulateur de tension) et d'un déphaseur contrôlé en tension (varicap), ou par l'exploitation d'une harmonique du HBAR en sous-couplage si le gain de l'amplificateur permet la compensation des pertes d'insertion.

En conclusion, nous avons pu réaliser deux oscillateurs ayant deux modes de fonctionnement (2,339 GHz et 2,349 GHz) présentant un plancher de bruit à -155 dBc.Hz^{-1} à 1 MHz de la porteuse et un bruit de phase de -100 dBc.Hz^{-1} à 1 kHz de la porteuse. Bien que les véhicules de test présentent des paliers de bruit plus élevés que le prévoit la théorie, nous pouvons espérer gagner une dizaine de dB pour des écarts à la porteuse supérieurs à 50 kHz avec ce type d'oscillateur par rapport aux oscillateurs commerciaux à faible bruit de phase tels que l'oscillateur à quartz Pascall OCXO fonctionnant à 100 MHz ou l'oscillateur à résonateur SAW Rakon OCSO fonctionnant à 500 MHz. Les bruits de phase de ces oscillateurs commerciaux sont reportés en figure 3.36 et comparés à la mesure effectuée sur l'oscillateur OscNi2 verrouillé sur le mode à 2,349 GHz et à la simulation de son fonctionnement sur un mode à 2,38 GHz, la comparaison étant rendue possible

par la prise en compte du bruit de phase théorique additionnel dû à une multiplication de leurs fréquences porteuses respectives pour atteindre une fréquence de 4 GHz. Le bruit de phase de notre oscillateur à 100 kHz de la porteuse est également comparé à des oscillateurs commerciaux à faible bruit de phase et à taille réduite ainsi qu'à des résultats de travaux de recherche menés sur les oscillateurs à HBAR en figure 3.37 et dont les références sont données au tableau 3.4. Nous pouvons remarquer que si les mesures de notre oscillateurs sont encourageantes par rapport à d'autres oscillateurs à HBAR, il reste une marge de progression avant d'atteindre les résultats des oscillateurs à résonateurs SAW. Ce comparatif doit cependant être pondéré par l'encombrement de ces dispositifs (figure 3.38). Les résultats de simulations sont prometteurs pour concurrencer les oscillateurs commercialement disponibles en termes de taille (encombrement) et de bruit de phase. Toutefois, à ce jour, il est difficile d'atteindre l'état de l'art, en terme de bruit de phase pour des fréquences proches de la porteuse, en passant uniquement par l'augmentation du facteur de qualité du résonateur : il est nécessaire de réduire également la contribution du bruit flicker de l'amplificateur d'entretien au bruit de phase de l'oscillateur, en passant soit par une réduction de la fréquence de coupure de l'amplificateur, par l'ajout d'une contre-réaction entre l'entrée et la sortie de l'amplificateur [73] ou par l'utilisation d'un autre transistor présentant des caractéristiques de bruit adaptées.

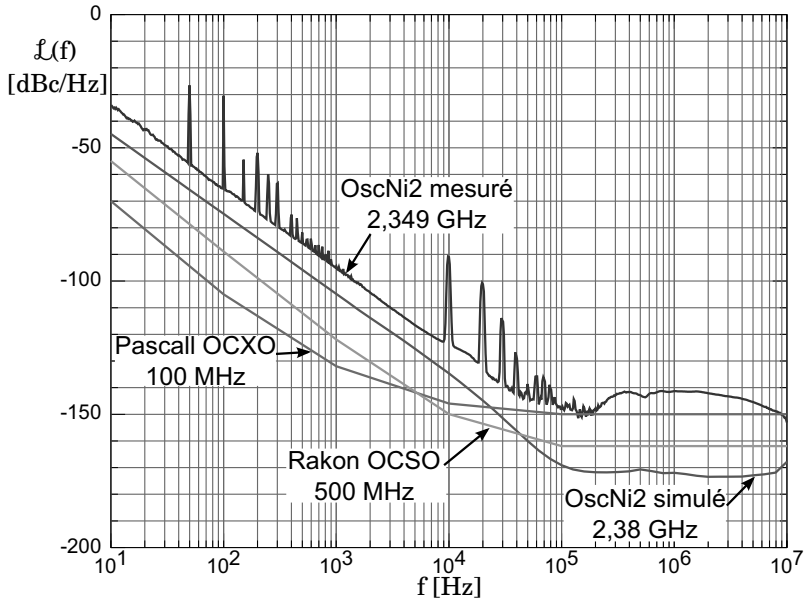


FIGURE 3.36 – Bruits de phase ramenés théoriquement à 4 GHz (cf.§ 1.2.3 p.30) des oscillateurs Pascall OCXO fonctionnant à 100MHz, Rakon OCSO fonctionnant à 500 MHz, OscNi2 mesuré à 2,349 GHz et OscNi2 simulé pour une résonance à 2,38 GHz.

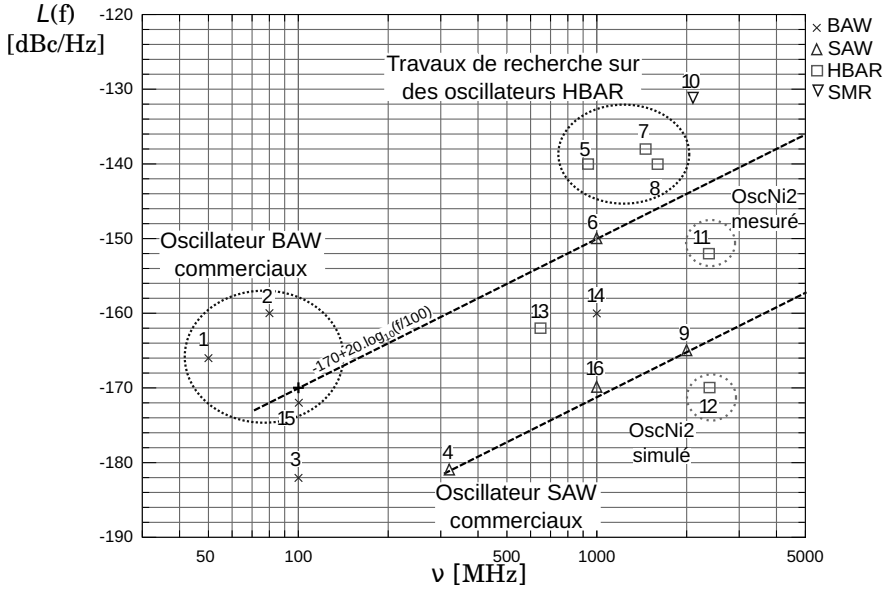


FIGURE 3.37 – Bruit de phase de l'oscillateur OscNi2 mesuré et simulé, à 100 kHz d'écart à la porteuse, comparé à ceux d'oscillateurs commerciaux à faible bruit de phase et à taille réduite et à des résultats de travaux de recherche menés sur les oscillateurs à HBAR.

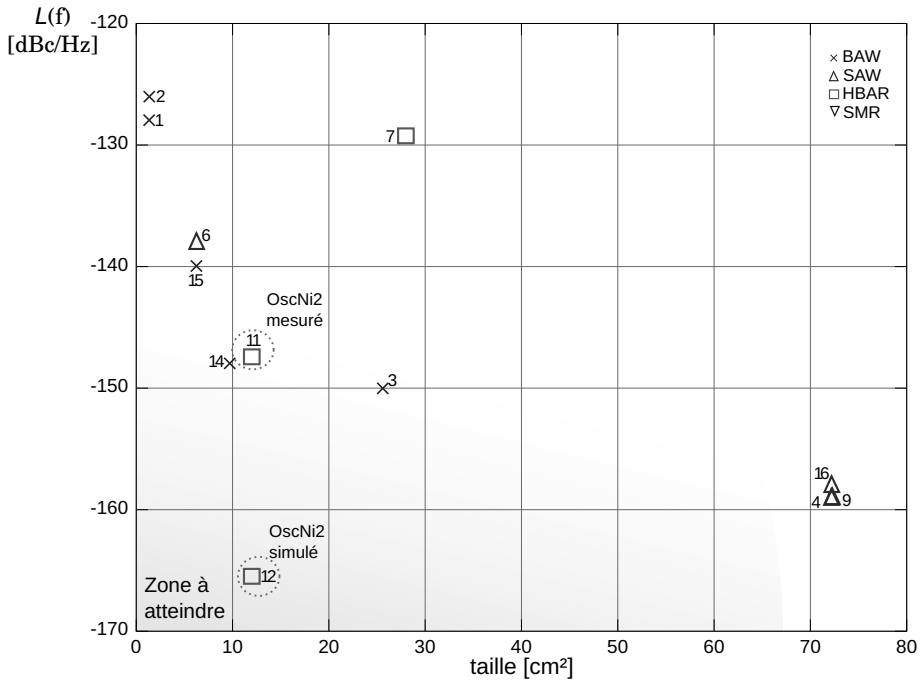


FIGURE 3.38 – Bruit de phase des oscillateurs à 100 kHz d'écart à la porteuse en fonction de leur encombrement, la zone à atteindre étant un compromis entre encombrement et bruit de phase.

TABLEAU 3.4 – Références des oscillateurs comparés en figure 3.37.

n^o	concepteur	référence	résonateur	porteuse	$L(f)$ @100kHz	taille
1	Abracon	ABLNO	BAW	50 MHz	-166 dBc/Hz	9x15x5,5 mm^3
2	Crystek	CVHD-950	BAW	80 MHz	-160 dBc/Hz	9x14x5,5 mm^3
3	Rakon	LNO100	BAW	100 MHz	-182 dBc/Hz	51x51x25 mm^3
4	Rakon	LNO320	SAW	320 MHz	-181 dBc/Hz	95x76x23 mm^3
5	[74]	n.a.	HBAR	935 MHz	-140 dBc/Hz	n.a.
6	Crystek	CCSO-914X-1000	SAW	1 GHz	-150 dBc/Hz	9x14x5,5 mm^3
7	[75]	n.a.	HBAR	1,46 GHz	-138 dBc/Hz	$\simeq$ 70x40 mm^2
8	[74]	n.a.	HBAR	1,6 GHz	-140 dBc/Hz	n.a.
9	Rakon	LNO2000	SAW	2 GHz	-165 dBc/Hz	95x76x23 mm^3
10	[76]	n.a.	SMR	2,1 GHz	-131 dBc/Hz	3 mm^2
11	ORAGE	OscNi2 mesuré	HBAR	2,33 GHz	-150 dBc/Hz	30x40x20 mm^3
12	ORAGE	OscNi2 simulé	HBAR	2,38 GHz	-170 dBc/Hz	n.a.

Chapitre 4

Électronique d'interrogation de lignes à retard à ondes élastiques

4.1 Introduction

L'exploitation des informations acquises dans les sections précédentes, concernant le rôle de l'oscillateur local dans un système de mesure RADAR, est appliquée au cas particulier de la mesure de transducteurs à ondes élastiques par un système embarqué. La société SENSeOR, spécialisée dans les capteurs notamment à base de résonateurs SAW et de leurs systèmes d'interrogation à distance, s'intéresse également aux lignes à retard SAW utilisées comme capteurs. En effet, celles-ci offrent les avantages d'être identifiables facilement, grâce à un système de code sur la position temporelle des échos renvoyés [48], et d'avoir un temps d'interrogation théoriquement inférieur à celui des résonateurs SAW (nécessitant une charge et une décharge complète dont la durée est dépendante de son facteur de qualité, cf. annexe A) de plus d'un facteur 10 : il faut 3 à 5 μs pour obtenir la réponse d'un ligne à retard et 73 μs pour la charge et décharge d'un résonateur SAW standard fonctionnant à 434 MHz et présentant un facteur de qualité de 10000 [3]. La société SENSeOR étant l'entreprise partenaire de cette thèse CIFRE, un des objectifs était de réaliser un système d'interrogation de taille et de consommation relativement réduites en comparaison avec les instruments de mesure de laboratoire utilisés lors des tests du chapitre 2. Bien évidemment, le caractère embarqué de ce système va imposer des contraintes à prendre en compte lors de sa conception et des limites sur ses caractéristiques opérationnelles.

Le capteur à interroger est la ligne à retard utilisée pour l'étude de l'influence du bruit de phase sur la mesure (chapitre 2). Pour rappeler les caractéristiques importantes de cette ligne générant 8 échos, sa fréquence centrale est de 2,43 GHz et ses pertes d'insertion sont de l'ordre de 40 dB. Pour respecter les normes définies par la réglementation européenne sur les émissions radiofréquences, le système d'interrogation ne peut émettre qu'un maximum de 10 dBm en Puissance Isotrope

Rayonnée Équivalente (PIRE ou EIRP pour *Equivalent Isotropically Radiated Power*) sur une bande de fréquence s'étalant de 2,4 GHz à 2,483 GHz [3]. En s'appuyant sur les limites imposées par la réglementation, nous étudierons les avantages et inconvénients liés à l'utilisation d'une méthode d'interrogation impulsionnelle comparée à une méthode à ondes continues, tout en gardant à l'esprit notre objectif de réalisation d'un système à la taille et la consommation réduites. Nous justifierons également le fait de travailler sur la phase des échos pour gagner en résolution de mesure avant de détailler la mise en œuvre de notre système, inspiré d'une technique d'acquisition stroboscopique ayant fait ses preuves, notamment dans le domaine des RADAR à pénétration de sol ou GPR (*Ground Penetrating RADAR*).

Nous présenterons ensuite les résultats obtenus avec le prototype réalisé et nous donnerons la limite de résolution imposée par notre système. Nous constaterons également les contraintes liées à la stroboscopie sur le temps d'acquisition et nous optimiserons notre stratégie d'interrogation afin de palier à ces contraintes. Une seconde approche d'interrogateur, répondant à d'autres critères en terme de rapidité, de coût et de consommation et exploitée dans le cadre d'une démonstration de la mesure d'une contrainte par ligne à retard SAW, est détaillée dans la fin de ce chapitre. Nous terminerons alors par comparer les résultats de notre solution optimisée à une approche peu limitée en terme de vitesse de traitement.

4.2 Choix de l'architecture du système

4.2.1 Approche impulsionnelle ou à ondes continues

Lors de la mesure d'une ligne à retard SAW, l'information utile est le temps de vol de l'onde élastique entre le transducteur et les réflecteurs, ce qui explique que l'utilisation des techniques RADAR est très bien adaptée à l'interrogation de tels capteurs. Là encore, deux approches sont possibles. La première est fondée sur une analyse temporelle à temps de mesure minimum donc large bande. La seconde s'appuie sur une analyse spectrale à largeur de bande réduite dont on tire la réponse temporelle par transformation de Fourier.

Dans le premier cas, le système émet une impulsion courte avant de commuter en réception pour acquérir les différents échos à analyser (RADAR à ondes pulsées, cf. § 1.1.3.1). La réponse temporelle est mélangée avec l'oscillateur local pour être ramenée en bande de base avant d'être échantillonnée. Du fait de l'interrogation large bande, le système exploite une fréquence d'échantillonnage élevée (supérieure à deux fois la largeur de bande).

Dans le deuxième cas, le système effectue un balayage de fréquence continu (RADAR FMCW, présenté au § 1.1.3.3) sur l'ensemble de la bande passante de la réponse du capteur. Après mélange avec le signal généré, la réponse est échantillonnée avec une fréquence d'échantillonnage au minimum supérieure à deux fois la fréquence maximale de battement [78]. Cependant, il faut encore réaliser une analyse fréquentielle du signal échantillonné, chaque fréquence de battement corres-

pondant à un écho. En connaissant la vitesse de balayage, il est possible de remonter au temps de vol.

Ces deux systèmes obéissent naturellement aux lois régissant les techniques de traitement du signal propres aux systèmes RADAR. Dans la formule 2.6 (p.46) exprimant la distance maximale d'une interrogation RADAR en fonction des paramètres du système, nous remarquons que la distance maximale d'interrogation est dépendante, entre autres, de la bande passante de mesure B et de la puissance d'émission P_e. Pour augmenter la distance d'interrogation, il faut soit diminuer la bande passante de mesure afin d'intégrer le minimum possible de bruit blanc (qui a pour effet de réduire le rapport signal à bruit S/N), soit augmenter la puissance instantanée d'émission tout en respectant les normes imposées pour l'utilisation des bandes radiofréquences. Ces deux paramètres sont les points divergents des deux grandes catégories de méthodes RADAR, à savoir les méthodes à ondes continues et les méthodes à ondes impulsionnelles et chaque cas nécessite un compromis à trouver pour maximiser la distance d'interrogation.

Largeur de bande de mesure

Pour définir la largeur de bande de mesure lors de l'interrogation d'une ligne à retard SAW, nous partons de sa réponse spectrale présentée en figure 2.2 (p.45). Celle-ci est considérée large bande (supérieure à 50 MHz), comparée à la réponse spectrale d'un résonateur SAW (inférieure à 1 MHz) par exemple, et nécessite une interrogation adaptée recouvrant spectralement l'ensemble de la réponse. Face à cette problématique, les méthodes RADAR à ondes pulsées et à ondes continues proposent des solutions différentes.

Les courts trains d'ondes ou impulsions du RADAR impulsionnel sont par définition à bande large : on tend à se rapprocher du cas limite d'un pic de Dirac dans le domaine temporel correspondant par transformée de Fourier à un spectre continu. En choisissant de manière appropriée la durée de l'impulsion, il est possible de recouvrir spectralement la bande passante de la réponse du capteur (la bande utile) tout en respectant les normes imposées par des organismes tels que la Commission Fédérale des Communications (ou FCC pour *Federal Communications Commission*) aux États-Unis ou encore la Commission Européenne des Radiocommunications (ou ERC pour *European Radiocommunications Committee*). Une bande de fréquence entre 2400 et 2483,5 MHz est définie par [3, Annexe 1H] comme étant disponible pour notre application et autorisée pour un signal d'interrogation de 83,5 MHz de largeur de bande, correspondant à une impulsion d'une durée minimale de 12 ns, avec une fréquence centrale de 2442 MHz. Le recouvrement spectral entre le signal d'interrogation et la réponse du capteur de cette approche est représenté par le cas (a) de la figure 4.1.

Dans le cas de l'utilisation d'un RADAR à onde continue, l'étalement spectral du signal d'émission, dépendant de la qualité de la source de fréquence utilisée, est largement inférieur à la bande utile de la ligne à retard. Ce signal est donc modulé en fréquence (RADAR FMCW) afin de dis-

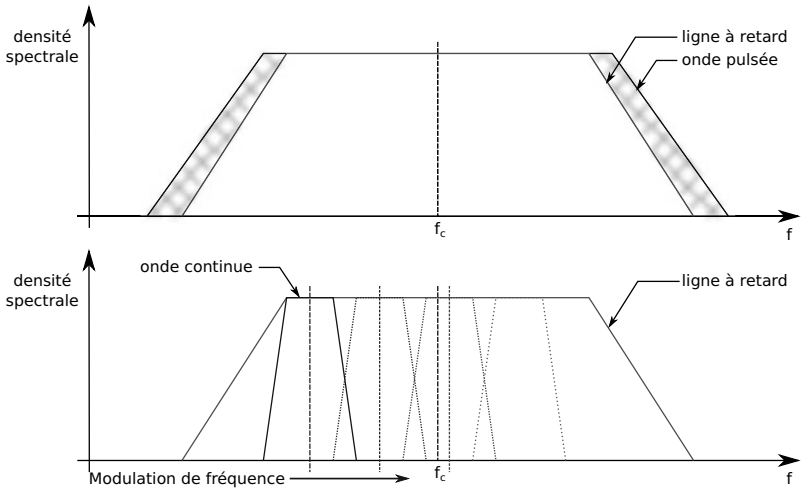


FIGURE 4.1 – Recouvrement spectral de la réponse du capteur et des signaux d'interrogation d'un RADAR impulsionnel (a) et d'un RADAR FMCW (b).

tribuer de l'énergie dans toutes les composantes spectrales de la réponse du capteur (cas (b) de la figure 4.1). La bande passante du signal émis dans ce cas est inférieure à celle du RADAR impulsionnel et la fréquence maximale à mesurer résulte du battement entre l'onde émise et celle reçue à un instant τ plus tard (à la réception de l'écho produit par la ligne à retard). La fréquence maximale de battement f_b, est définie par la relation 4.1 :

$$f_b = B_c \cdot \frac{\tau}{T_b} \tag{4.1}$$

Celle-ci est forcément inférieure à la bande utile de capteur B_c dans le cas où le temps de vol τ est inférieur à la période de modulation T_b, ce qui est une condition nécessaire pour éviter tout recouvrement temporel des réponses (cf. § 1.1.3.3, p.18).

La comparaison de l'encombrement spectral des deux approches ne permet pas d'en privilégier l'une ou l'autre :

— le RADAR impulsionnel, caractérisé par un signal émis large bande, permet un recouvrement spectral de la bande utile du capteur à l'aide d'une unique impulsion, lui donnant par là un temps d'interrogation théoriquement égal au temps de vol de l'onde.

— le RADAR FMCW, modulant un signal à bande réduite, voit son temps d'interrogation obligatoirement supérieur au temps de vol de l'onde afin d'éviter un recouvrement temporel de la réponse.

Puissance instantanée d'émission

Les organismes de régulations des radiofréquences cités précédemment, imposent également des limitations sur les puissances d'émission des systèmes radiofréquences. Par conséquent, le respect de ces normes pousse le concepteur à des efforts d'optimisation de la liaison RF pour garantir

un minimum de portée de son système. En Europe, pour la bande de fréquence comprise entre 2400,0 MHz et 2483,5 MHz, le document [3, Annexe 1H] précise que la limite d'émission des dispositifs à courte portée (tel qu'un système d'interrogation de capteur) est de 10 dBm PIRE. Ceci implique que la puissance moyenne rayonnée dans la direction privilégiée de l'antenne (où le gain est maximal) ne doit pas dépasser 10 dBm, sans restriction sur le rapport cyclique d'émission.

Cette limite de puissance implique une limite de distance d'interrogation. Dans le cas du RADAR à onde pulsée, la puissance moyenne d'émission est plus faible que la puissance instantanée pendant l'étape d'émission. En effet, le rapport entre temps d'émission et durée totale d'une mesure (rapport cyclique d'émission) est obligatoirement inférieur à 0,5 pour éviter tout recouvrement temporel. La diminution de ce rapport cyclique permet d'augmenter la puissance instantanée tout en respectant les normes d'émission : en pratique, ce rapport est de l'ordre du pourcent. Nous pouvons calculer la puissance instantanée et le rapport cyclique d'émission, nécessaire à un système impulsionnel pour atteindre une distance maximale d'interrogation similaire à celle d'un système à ondes continues émettant 10 dBm de puissance moyenne, en utilisant les paramètres de calculs suivants :

— fréquence centrale de travail : f_c = 2,427 GHz
— pertes d'insertion du capteur : IL = 40 dB
— délai maximum de la ligne à retard : τ = 5 μs
— gain de l'antenne : G = 1 (antenne isotrope)
— température de fonctionnement : T = 293 K (soit un facteur $k_B T \simeq$ -174 dBm)
— bande passante du RADAR FMCW : B_{fmcw} = 30 kHz
— bande passante du RADAR à onde pulsée : B_{pulse} = 54 MHz (soit un temps d'émission de 18,5 ns)

Grâce à l'équation 2.6 (p.46), nous obtenons alors une distance d'interrogation maximale de 1,50 m avec le système FMCW pour une puissance d'émission de 10 dBm PIRE. Nous cherchons à atteindre la même distance d'interrogation avec une approche de RADAR impulsionnel tout en respectant la limite de puissance moyenne d'émission (figure 4.2). Pour cela, nous calculons la puissance instantanée de l'impulsion permettant d'atteindre la distance maximale de 1,50 m soit 43 dBm ou 20 W (ou une tension de 37 V sur une antenne chargée en 70 Ω). Nous obtenons ainsi un rapport cyclique d'émission de 0,05% (18,5 ns de temps d'émission pour une période de répétition des impulsions de 35 μs).

La distance maximale d'interrogation peut donc être modifiée, tout en respectant les normes sur la puissance d'émission imposées par la réglementation, en jouant sur la période de modulation du signal du RADAR FMCW ou sur le rapport cyclique d'émission du RADAR impulsionnel. Une augmentation de la distance maximale d'interrogation est possible, au déficit cependant, du temps d'interrogation et par conséquent du taux de rafraîchissement de l'information.

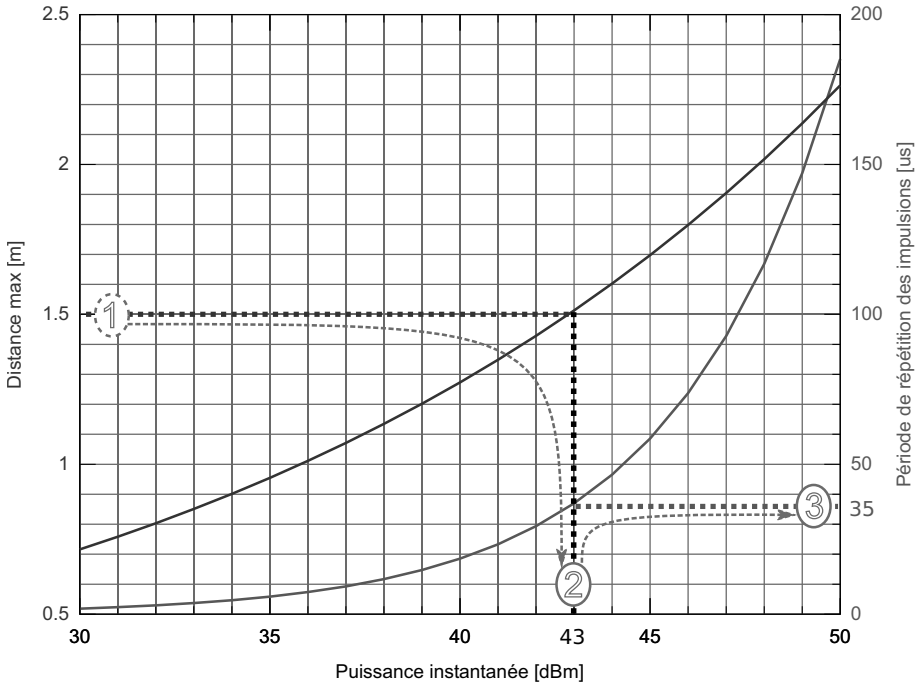


FIGURE 4.2 – Calcul théorique de la distance d'interrogation maximale de notre ligne à retard, en fonction de la puissance pic d'un RADAR à onde pulsée, et de la période de répétition des impulsions permettant de respecter la norme de 10 dBm de puissance moyenne.

4.2.1.1 Taux de rafraîchissement de l'information

D'après le § 1.1.3.3, la fréquence maximale de battement d'un RADAR FMCW à signal de modulation triangulaire est égale à la bande passante du système, définissant par la même occasion la limite de mesure de la distance à la cible. Dans le cas de l'interrogation d'une ligne à retard SAW munie de plusieurs réflecteurs, la fréquence de battement la plus élevée, au cours d'une période de modulation, correspond au mélange du signal émis avec le signal de l'écho au temps de vol le plus grand. D'après l'équation 1.14 (p.20) exprimant la distance maximale d'interrogation d'un système RADAR FMCW à modulation triangulaire, et en considérant un temps de vol τ maximal de 5 μs, la période de modulation minimale est donnée par la relation :

$$T_{m_{min}} = \tau \times 4 \tag{4.2}$$

soit 20 μs, avec $\tau = d_{max}/c$. Lors de la conception d'un système d'interrogation de ligne à retard par RADAR FMCW, la période de modulation T_m est supérieure (par exemple d'un facteur 10) à la valeur de $T_{m_{min}}$ de sorte que la fréquence de battement puisse être considérée constante lors de l'interrogation.

Cependant, en prenant une période de modulation dix fois plus élevée, soit $T_m = 200$ μs, et avec une bande de modulation de B de 50 MHz, la fréquence de battement maximale possible avec

ce système devient (cf. équ. 1.11) :

$$f_{b_{max}} = \frac{B}{T_m} \cdot \tau \tag{4.3}$$

soit $f_{b_{max}}$ égal à 1,25 MHz. Pour le respect du théorème de Shannon-Nyquist, la fréquence d'échantillonnage doit donc être fixée au minimum à 2,5 MHz.

Pour l'approche par RADAR impulsionnel, il est possible d'obtenir l'information à chaque décharge de la ligne à retard, pour peu que le système d'acquisition soit assez rapide (fréquence d'échantillonnage supérieure à 100 MS/s pour un signal de 50 MHz de largeur de bande). En considérant un temps de décharge de la ligne à retard de 5 μs, le taux de rafraîchissement maximal est de 200 kHz, en tenant compte du temps d'attente de la fin de la décharge pour émettre une nouvelle impulsion, cela dans le but d'éviter le recouvrement temporel de la réponse. Toutefois, l'acquisition d'une réponse en temps réel – c'est-à-dire que l'acquisition d'une réponse du capteur est effectuée en une seule fois, à partir d'une seule interrogation et l'abscisse temporelle du signal capturé correspond à la succession des références temporelles de chaque point acquis (il n'y a pas de reconstruction de l'échelle temporelle) – à plusieurs centaines de méga-échantillons par secondes requiert des ressources de calcul difficilement disponibles pour un système embarqué. Pour soulager le système des contraintes sur la ressource de calcul nécessaire à une acquisition en temps réel, nous pouvons nous placer dans des conditions de mesure permettant la répétabilité de la réponse.

4.2.2 Acquisition

Notre objectif est d'obtenir une acquisition du signal avec une fréquence d'échantillonnage supérieure à la centaine de MHz en mobilisant un minimum de ressources de calcul pour le traitement afin de répondre à une application embarquée à faibles consommation et coût. Cette contradiction entre les objectifs et les moyens mis en œuvre peut être résolue en utilisant l'échantillonnage en temps équivalent. Les RADAR à pénétration de sol (GPR) utilisent notamment cette technique pour l'acquisition de signaux à largeur de bande de l'ordre de la centaine de MHz. L'approche décrite en [79] consiste à exploiter le résultat de ce type de RADAR pour interroger un HBAR vu comme une ligne à retard.

GPR et HBAR

Une présentation de la structure du HBAR est donnée au § 1.3.5 ainsi que la description de sa réponse fréquentielle. Comme pour les autres transducteurs à ondes élastiques présentés, les contraintes physiques appliquées au HBAR modifient les propriétés de propagation des ondes confinées dans son substrat. Le HBAR peut être utilisé pour des applications de capteurs en choisissant de favoriser par conception l'influence d'une grandeur physique sur sa réponse grâce à un choix de matériau ou de son orientation appropriés. Les contraintes sur les caractéristiques du HBAR ne sont pas les mêmes pour une utilisation en tant que capteur que pour un résonateur pour oscillateur ultra-stable. Contrairement à l'application oscillateur qui demande un facteur de qualité

le plus grand possible, l'utilisation en tant que capteur nécessite que ce dernier soit suffisant pour pouvoir différencier deux modes adjacents. Nous considérons un capteur avec des modes espacés spectralement de 5 MHz ainsi qu'une nécessité de disposer de 10 points entre deux modes adjacents pour admettre qu'ils soient bien distincts, impliquant une résolution spectrale de mesure de 500 kHz et un facteur de qualité des modes au minimum de 4900 à 2,45 GHz ($\frac{2450}{0,5}$).

Cependant, le coefficient de couplage doit être adapté à l'utilisation en mode « ligne à retard ». Il est expliqué dans [79] que le coefficient de couplage est réparti sur l'ensemble des modes du HBAR. Pour une application de type ligne à retard, il faut optimiser le nombre de modes afin de garantir un couplage minimum tout en disposant d'un maximum d'échos temporels.

En effet, pour une utilisation en tant que ligne à retard, nous pouvons retenir que la réponse spectrale du HBAR est constituée d'une série de modes dont la transformée de Fourier donne lieu à une série réciproque d'échos. Ceci offre des possibilités alternatives d'interrogation temporelle par rapport à l'analyse fréquentielle sur le principe de l'analyseur de réseau [80]. L'acquisition des échos peut se faire, par exemple, à l'aide d'un système GPR commercial (Malå RAMAC). Pour numériser le signal reçu, ce RADAR à onde pulsée à bande de mesure large (de 25 à 200 MHz suivant l'antenne choisie) utilise le principe de l'échantillonnage en temps équivalent, dont nous allons détailler le fonctionnement.

Échantillonnage en temps équivalent

L'échantillonnage en temps équivalent (ETS pour *Equivalent Time Sampling*) permet de répartir temporellement l'échantillonnage d'une période d'un signal en récupérant seulement un (ou plusieurs) point(s) par répétition de celui-ci (figure 4.3). Ceci permet notamment d'augmenter la fréquence d'échantillonnage d'un signal à l'aide d'un convertisseur analogique/numérique peu rapide. Dans le cas d'une réponse à un signal d'excitation déclenché, comme pour une interrogation RADAR à onde pulsée, cette technique revient à échantillonner le signal à l'aide de plusieurs impulsions, d'où l'appellation de méthode dite stroboscopique. Pour que l'information soit cohérente, il faut respecter une hypothèse fondamentale : la réponse doit être stationnaire sur l'ensemble de la durée de l'échantillonnage.

Dans le cas simple où nous récupérons un point par impulsion émise, le système est synchronisé sur l'émetteur des impulsions et déclenche la conversion analogique/numérique à un instant $n \cdot \Delta t$ après l'impulsion, avec $1/\Delta t$ la fréquence d'échantillonnage équivalente du système et n un nombre entier compris entre 0 et $N-1$, N étant le nombre de points de la réponse [81].

Une deuxième méthode existe pour augmenter l'échantillonnage équivalent à l'aide d'un convertisseur lent. Ce dernier fonctionne en continu et le système parvient à reconstituer l'échelle temporelle du signal à l'aide d'un compteur de délai. Ce compteur donne le délai écoulé entre un signal de déclenchement synchronisé au signal à numériser et l'horloge servant au déclenchement du convertisseur [82]. Il est alors possible de récupérer plusieurs points par période du signal. Si

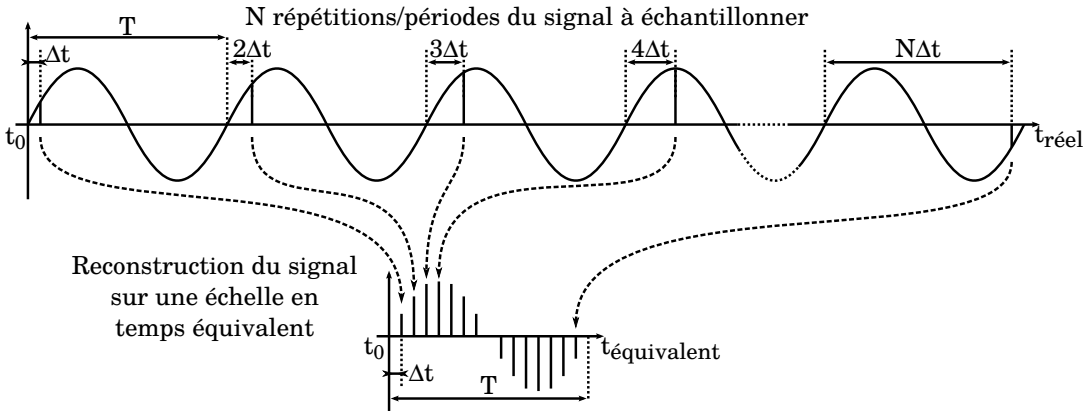


FIGURE 4.3 – Principe de l'échantillonnage en temps équivalent d'un signal, en prenant un point par répétition/période de durée T, avec une fréquence d'échantillonnage de $1/\Delta t$ pour une reconstruction comportant N points.

le compteur de délai est totalement asynchrone par rapport à l'horloge du convertisseur, alors la fréquence d'échantillonnage sera uniquement limitée par la résolution du compteur. Cette méthode est appelée échantillonnage aléatoire entrelacé (RIS pour *Random Interleaved Sampling* en anglais) car il n'est pas possible de connaître précisément le temps d'acquisition ou le nombre nécessaire de périodes du signal permettant d'obtenir un signal échantillonné à la fréquence d'échantillonnage maximale du système. Le caractère aléatoire de cette méthode n'est pas compatible avec notre application, cette dernière nous imposant de borner le temps d'acquisition à une durée maximale pour le respect de la condition de stationnarité de la réponse.

Dans notre cas, l'impulsion sera déclenchée par l'émetteur et la réponse sera synchrone avec le système d'acquisition. L'échantillonnage en temps équivalent est donc parfaitement adapté à nos conditions de fonctionnement. Cependant, cette méthode va allonger le temps d'interrogation d'une durée proportionnelle au nombre de points désirés. De plus, pour obtenir une fréquence d'échantillonnage d'au moins 1 GS/s, il faut pouvoir générer des retards Δt inférieurs à 1 ns tout en garantissant une instabilité temporelle (jitter) inférieure à $\Delta t/2$ tout au long de la chaîne d'acquisition. Il faut également pouvoir générer l'ensemble des multiples de Δt pour obtenir un retard maximal atteignant 5 μs correspondant à durée de la réponse complète de notre ligne à retard.

4.2.3 Architecture du système d'interrogation

Chaque méthode RADAR présente ses avantages et inconvénients et le choix d'une méthode plutôt qu'une autre ne peut se faire sans tenir compte de la numérisation et de la complexité du traitement du signal. Dans le cas du RADAR FMCW, nous devons étudier le spectre du signal numérisé et analyser les fréquences de battement de la réponse. Dans le cas du RADAR impulsionnel, nous étudions directement la réponse temporelle de la ligne à retard, après démodulation par

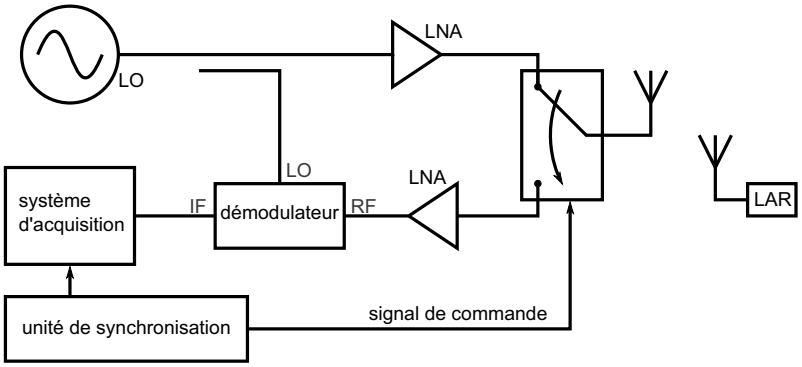


FIGURE 4.4 – Architecture du système d'interrogation mise en œuvre dont l'acquisition est assurée par une méthode stroboscopique.

le signal de l'oscillateur local. La méthode impulsionnelle demande alors moins de post-traitement que la méthode FMCW.

Comme il l'a été présenté précédemment, la bande passante de mesure de la méthode FMCW est plus réduite que celle de la méthode impulsionnelle. Cependant, la méthode impulsionnelle présente l'avantage de pouvoir être synchrone avec le système d'acquisition et de récupérer la réponse sur plusieurs périodes d'excitation à condition que la réponse soit stationnaire. Cette technique d'acquisition, notamment utilisée dans les GPR, permet de réduire l'utilisation de composants dits « large bande ». Nous allons mettre en œuvre cette technique d'acquisition d'échantillonnage en temps équivalent avec une méthode impulsionnelle pour l'interrogation des lignes à retard puis nous chercherons à en optimiser le fonctionnement.

Pour cela, une unité de contrôle se charge de synchroniser le déclenchement de l'impulsion, correspondant au basculement du commutateur sur la branche émettrice du système, fournissant dans le même temps un signal de référence temporelle au système d'acquisition stroboscopique (figure 4.4). La branche réceptrice est composée d'un amplificateur à faible bruit et large bande puis d'un démodulateur I/Q. L'oscillateur local, relié également à l'entrée LO du démodulateur, impose la fréquence centrale du spectre d'émission de notre système. Le système d'acquisition est chargé de capturer le signal de sortie du démodulateur.

Avant de détailler le développement du système, nous nous demandons s'il vaut mieux travailler sur la phase ou sur le module de la réponse du capteur tant pour des raisons de précision que de facilité de traitement.

4.2.4 Module ou phase

Nous avons vu au § 2.1 (p.43) que la variation de la vitesse de phase de l'onde élastique se propageant dans le substrat nous donne des informations sur les grandeurs physiques modifiant l'état de la ligne à retard. Ces variations modifient en conséquence le temps de vol de l'onde. Les variations de temps de vol correspondent aux variations de la position temporelle des échos de la

ligne ou aux variations du déphasage de la réponse au centre de chaque écho par rapport au signal de l'oscillateur.

En sortie du démodulateur, nous obtenons les signaux I et Q correspondant à la composante basse fréquence du mélange de la réponse du capteur avec le signal de l'oscillateur non déphasé et déphasé de 90 ° (en quadrature de phase). Ces deux signaux vont nous permettre de retrouver le module et la phase de la réponse du capteur par l'étude du signal complexe $I + jQ$.

Le carré du module de $I + jQ$ peut être obtenu avantageusement en effectuant deux multiplications et une addition sur les signaux I et Q ($I \times I + Q \times Q$), plutôt que d'effectuer le calcul de l'arc tangente du rapport de Q sur I pour obtenir la phase du signal. Cependant, le travail sur la phase du signal plutôt que sur le module apporte un gain de résolution considérable tel qu'il est démontré dans [83]. La sensibilité thermique du temps de vol s_τ est donnée par la relation 4.4 :

$$s_\tau = \frac{\delta\tau}{\delta T^\circ} = \tau \cdot \frac{\partial v(T^\circ)}{v} \tag{4.4}$$

avec la résolution de détermination de la position d'un écho $\delta\tau$, la résolution en température de la mesure δT°, le retard de l'écho τ et la sensibilité relative en température $\frac{\partial v(T^\circ)}{v}$ du capteur. La sensibilité thermique de la phase est donnée par la relation 2.12 (au § 2.2.2.2 en p.50), rappelée ci-dessous :

$$s_\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta T^\circ} = 2\pi f \cdot \tau \cdot \frac{\partial v(T^\circ)}{v}$$

avec la résolution de détermination du déphasage de la réponse par rapport au signal de l'oscillateur au centre d'un écho $\delta\varphi$ et f la fréquence centrale du signal d'interrogation. Ces deux relations nous permettent d'affirmer que pour obtenir une résolution en température δT° de l'ordre de 1 K, avec un capteur de température fonctionnant à une fréquence centrale f de 2,45 GHz et de sensibilité relative $\frac{\partial v(T^\circ)}{v}$ égale à 60 ppm/K, il faut déterminer la position d'un écho avec une résolution $\delta\tau$ de 60 ps ou le déphasage de la réponse par rapport au signal de l'oscillateur au centre d'un écho avec une résolution $\delta\varphi$ de 0,3 rad (17°) pour un retard de l'écho τ de 1 μs (ou encore $\delta\tau$ de 180 ps et $\delta\varphi$ de 0,9 rad soit 51° pour un retard τ de 3 μs). Ces résultats confirment le gain de résolution possible en étudiant la phase plutôt que le module de la réponse complexe.

En travaillant sur la différence de phase entre deux échos de sensibilités différentes au paramètre physique à mesurer, il est également possible de s'affranchir de phénomènes indésirables corrélés aux deux échos. Dans la figure 4.5, nous pouvons observer la phase au centre de deux échos, ayant des sensibilités thermiques différentes, ainsi que la différence de ces phases sur 8000 mesures où le capteur est séparé de l'électronique d'interrogation et placé dans une enceinte limitant les fluctuations de température. Sur les 2000 premières mesures, l'augmentation de température de l'électronique d'interrogation fait varier la phase des signaux mais le signal différentiel n'est pas affecté par cet effet corrélé. La température relative mesurée T est donnée par la relation 4.5, avec s_{φ_n} la sensibilité de l'écho n et T_n la température relative mesurée par cet écho, en partant de l'information donnée par la différence des phases :

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= T_1 \cdot s_{\varphi_1} - T_2 \cdot s_{\varphi_2} \\ \text{or } T_1 = T_2 = T &\Rightarrow \varphi_1 - \varphi_2 = T \cdot (s_{\varphi_1} - s_{\varphi_2}) \\ T &= \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{s_{\varphi_1} - s_{\varphi_2}} \end{aligned} \tag{4.5}$$

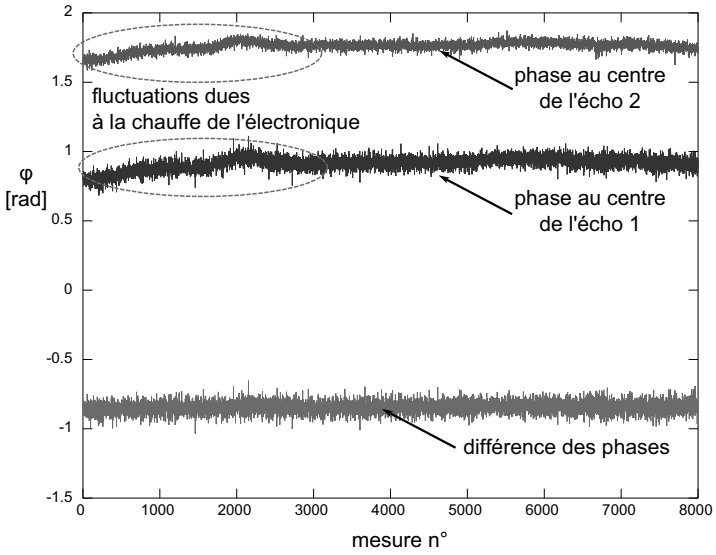


FIGURE 4.5 – Phases mesurées au centre de deux échos d'une ligne à retard SAW et différence de ces phases sur 8000 mesures.

Nous parlons de température relative car il n'y a pas de possibilité d'effectuer de mesure absolue avec ces capteurs et nous mesurons uniquement une variation par rapport à une mesure initiale calibrée. La détermination de la phase doit donc pouvoir être effectuée sans saut de phase supérieur à 2π entre deux mesures au risque de perdre la cohérence de l'information fournie par le capteur. Pour le même capteur que précédemment, un saut de phase de 2π correspond à un saut de température de 6,8 K pour un retard τ de 1 μs et de 2,2 K pour un retard τ de 3 μs. En considérant une fréquence de rafraîchissement de l'information de phase de 1 kHz, un saut de phase de 2π correspondrait alors à des gradients thermiques de 113 K/min et 37 K/min pour des retards de respectivement 1 et 3 μs, ce qui est bien au-delà des valeurs rencontrées dans la plupart des applications visées par notre système (gradient thermique d'un four industriel : 10 à 20 K/min).

En conclusion, la résolution de mesure d'une température à l'aide du capteur présenté dans le § 2.1 sera plus grande en travaillant sur la phase de la réponse plutôt que sur le module. De plus, il est préférable que notre système dispose d'une unité de calcul suffisante pour effectuer un tel traitement des données. Enfin, dans le cas d'une mesure de température, nous avons vu qu'une fréquence de rafraîchissement de l'information de 1 kHz permet d'éviter tous sauts de phase 2π

pour des gradients thermiques classiques (inférieurs à la dizaine de degrés par minutes). Toutefois, il est nécessaire de vérifier que la condition sur les sauts de phase est également respectée lors de la mise en œuvre du système.

4.3 Application de la méthode stroboscopique

4.3.1 Les composants au cœur du système

L'exploitation de cette technique d'acquisition que nous proposons repose sur deux composants, une ligne à retard programmable dont la résolution définira la fréquence d'échantillonnage et un convertisseur analogique-numérique (ADC pour *Analog-to-Digital Converter*) disposant d'une commande externe de l'échantillonneur-bloqueur. Généralement, les convertisseurs rapides ne disposent pas de commande externe de ce type pour la simple raison que leur échantillonneur-bloqueur est synchronisé avec l'horloge de cadencement du composant. Le convertisseur choisi (LTC1407A-1 de Linear Technology) peut échantillonner en continu à 1,5 MS.s^{-1} par voie (3 MS/s^{-1} au total en considérant les deux voies d'entrées) et dispose de deux échantillonneurs-bloqueurs commandés en simultané par un signal externe commun. D'après la documentation technique, la plage d'entrée différentielle du LTC1407A-1 est comprise entre -1,25 V et 1,25 V pour 14 bits, ce qui nous donne un pas de quantification q de 0,15 mV et un bruit de quantification N égal à -164 dBV.Hz^{-1}, d'après la relation suivante :

$$10 \cdot \log_{10}\left(\frac{q^2}{B \cdot 12}\right) \tag{4.6}$$

pour une bande passante B de 100 MHz (cf. annexe B). Pour ne pas dégrader la mesure, ce bruit de quantification doit être inférieur au bruit du signal mesuré.

La ligne à retard DS1023-25 (MAXIM) présente une résolution de τ_f de 250 ps et permet de générer des retards Δt compris entre 0 et 63,75 ns en plus d'un temps de propagation incompressible du signal compris entre 16 et 22 ns. Ce temps de propagation incompressible ne constitue pas un problème pour l'interrogation car le premier écho n'apparaît qu'après 1 μs suite à l'excitation. Il faut en tenir compte pour calculer le temps de vol absolu d'un écho. En effet, la référence de temps est en conséquence faussée d'une vingtaine de nanosecondes. Cependant, l'utilisation d'une méthode différencielle permet de s'affranchir de cet inconvénient en travaillant sur la différence de temps de vol entre deux échos.

Le retard maximal de 63,75 ns disponible par la programmation de cette ligne à retard ne suffit pas à effectuer une mesure de 5 μs correspondant à la réponse complète de notre capteur. Pour permettre de générer des retards Δt aussi importants, nous codons un compteur au sein d'un élément de loqique programmable (PLD pour *Programmable Logic Device* en anglais). La résolution de ce compteur τ_g est donnée par la fréquence de cadencement de la PLD et doit être inférieure à 64 ns pour réaliser une mesure à période d'échantillonnage constante.

Tout autre composant répondant à la problématique qui est de générer un ensemble de retards avec une résolution temporelle de 1 ns et un retard maximal atteignant 5 μs conviendrait également. Néanmoins, le choix proposé ici est guidé par les facilités proposées par la plateforme de développement du prototype combinant efficacement un microprocesseur et un élément de logique programmable.

4.3.2 Présentation de la plateforme de développement

Pour notre développement, nous venons de voir qu'il est nécessaire de pouvoir générer des retards permettant de couvrir l'excursion temporelle totale de la ligne à retard. L'incertitude temporelle de ces retards doit être minimale, impliquant par là d'utiliser un langage de programmation de bas niveau afin de garder le contrôle sur les délais de propagation des signaux. En revanche, la communication entre les composants d'acquisition en temps réel et le post-traitement des données n'est pas critique et peut être effectuée par un système au langage de programmation plus élevé offrant de plus grandes facilités de calcul qu'un système à langage dit de bas niveau.

Plusieurs solutions sont possibles pour répondre à ces enjeux. L'utilisation d'un microprocesseur pour les tâches dites « non-critiques » avec un module de logique programmable pour les tâches critiques paraît le meilleur compromis pour une électronique embarquée en termes de compacité et de consommation. En revanche, pour la facilité de développement, nous utiliserons dans un premier temps une carte (ARMadeus APF27) comportant côte à côte un microprocesseur i.MX27 de Freescale Semiconductor (utilisant une architecture ARM9) et un FPGA (*Field Progammable Gate Array* ou réseau de portes programmables) SPARTAN 3 du fondeur Xilinx reliés par un bus de communication rapide (bus Wishbone), le bus de communication et le FPGA étant cadencés par une horloge à 100 MHz. Bien que l'utilisation de cette carte semble éloignée de l'objectif de réalisation d'un système embarqué de faibles consommation et coût, nous nous attachons à démontrer la faisabilité de mise en œuvre de notre méthode en restreignant les tâches du FPGA à des activités pouvant être intégrées sur un module PLD de microprocesseur, tout en profitant de la souplesse de développement proposée par cette plateforme.

4.3.3 Processus d'une acquisition

Pour effectuer l'acquisition d'un point de mesure complexe (simultanément un point sur la voie I et un sur la voie Q), le système (dont un schéma est donné en figure 4.6) commence par programmer la valeur des retards que devront générer la ligne à retard programmable (égal à $k \cdot \tau_f$, avec k un nombre entier) et le FPGA (égal à $m \cdot \tau_g$, avec m un nombre entier) dont le total $n \cdot \Delta t$ est la somme des deux, sachant que Δt est la période d'échantillonnage du signal, équivalent à la résolution du retard de la ligne programmable τ_f soit 250 ps et la résolution du compteur codé dans le FPGA τ_g est de 10 ns. Ensuite, un signal de déclenchement est envoyé au commutateur (Minicircuits

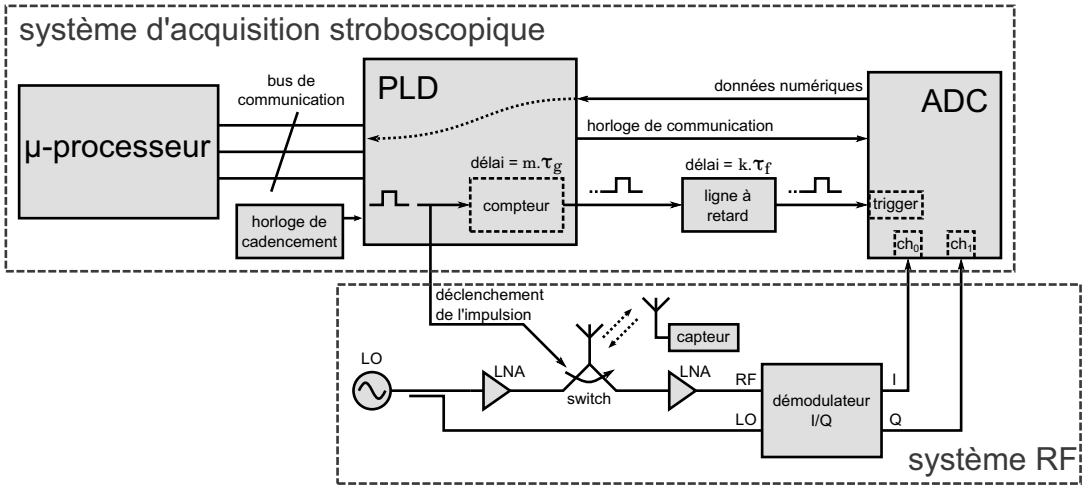


FIGURE 4.6 – Schéma de principe du prototype de la méthode stroboscopique pour l'interrogation de lignes à retard à ondes élastiques, utilisées comme capteur, par méthode de RADAR impulsionnel.

ZASWA-2-50DR+) provocant au travers d'une antenne (Huber&Suhner SPA-2400/70/9/0/RCP [4]) une impulsion radiofréquence dont la durée et par conséquent, la bande-passante, sont définies par la durée du signal de déclenchement.

La fréquence centrale de l'impulsion est définie par la fréquence de l'oscillateur local. Dans notre cas, nous utilisons comme oscillateur local une PLL programmable ADF4360-0 (Analog Devices) initialisée pour fonctionner à 2,427 GHz avec un quartz de 10 MHz en entrée. Au même moment, le signal de déclenchement est présenté à l'entrée de notre chaîne de retards. Cet instant correspond à notre origine des temps t_0. Le commutateur est ensuite basculé en position réception et le signal à échantillonner devient disponible en sortie du démodulateur. Après un retard $n \cdot \Delta t$, la commande de l'échantillonneur-bloqueur voit le signal de déclenchement en sortie de la chaîne des retards. La tension du signal de sortie du démodulateur est bloquée afin de permettre au convertisseur analogique-numérique de transformer cette tension analogique en valeur numérique. Le convertisseur est cadencé par une horloge de synchronisation servant également à la communication des valeurs numérisées des tensions des signaux I et Q bloquées à l'instant $t_0 + n \cdot \Delta t$. Ces étapes sont répétées N fois et la reconstruction du signal se fait en associant chaque point à la valeur du retard total $n \cdot \Delta t$ programmée pour son acquisition.

4.3.4 Résolution de la mesure

Grâce au processus opératoire présenté précédemment, nous avons pu numériser les signaux en phase (I) et en quadrature de phase (Q) de la démodulation de la réponse du capteur par le signal de l'oscillateur local. Avec les deux composantes de la sortie du démodulateur, nous pouvons reconstruire le signal de réponse, de module $|I+jQ|$ et de phase $\arg(I+jQ)$ (figure 4.7). En accord

4. antenne directive de 8 dBi de gain, fournie par le fabricant du capteur (CTR) avec son système d'interrogation.

avec le raisonnement présenté au § 4.2.4, nous allons nous concentrer plus précisément sur la phase de notre signal afin de définir les limites de cette mesure. Nous observons des fluctuations de phase allant de 0,16 rad (9 ˚) à 0,32 rad (18 ˚) dans les zones où celle-ci est sensée constante, c'est-à-dire au centre des échos. En tenant compte de la sensibilité du capteur pour les différents temps de vol τ correspondant à ces échos, la valeur de la température mesurée peut fluctuer de 0,15 K à 0,21 K en fonction du point de phase utilisé (cf. tableau 4.1).

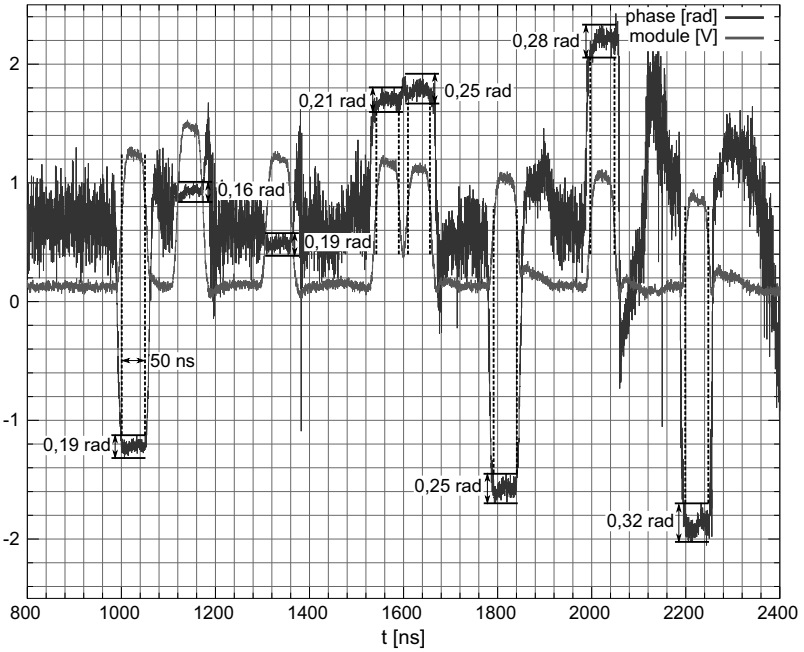


FIGURE 4.7 – Module $|I+jQ|$ et phase $\arg(I+jQ)$, de la réponse du capteur acquise par méthode stroboscopique, calculés à partir des signaux I et Q de sortie du démodulateur.

TABLEAU 4.1 – Écart de température de la mesure en fonction des fluctuations de phase au sein des échos observés ($f = 2,427$ GHz, $\frac{\partial v(T^\circ)}{v} = 60$ ppm.K^{-1} et $1/B = 50$ ns).

Écho n ˚	1	2	3	4	5	6	7	8
$\Delta\varphi$ [rad]	0,19	0,16	0,19	0,21	0,25	0,25	0,28	0,32
s [rad.K^{-1}]	0,9	1,0	1,2	1,4	1,5	1,7	1,9	2,0
ΔT [K]	0,21	0,16	0,16	0,15	0,17	0,15	0,15	0,16

Cette fluctuation de résolution de la température, pour les temps de vol en jeu, correspondrait à un bruit de phase de -90 dBc.Hz^{-1} à 1 MHz de la porteuse remontant à -86 dBc.Hz^{-1} à 450 kHz de la porteuse d'après l'équation 2.16 (donnant l'expression simplifiée de la résolution de température en fonction des fluctuations de phase de l'oscillateur local), avec une fréquence porteuse f fixée à 2,427 GHz, une sensibilité en température du capteur de 60 ppm.K^{-1} et une bande passante B de 20 MHz (inverse de la durée des impulsions de 50 ns observée graphiquement).

La PLL utilisée (ADF-4360-0) présente un meilleur bruit de phase – de -120 dBc.Hz^{-1} à -135 dBc.Hz^{-1} sur la zone concernée – la valeur annoncée par le calcul. L'origine de cet écart tient certainement dans le bruit de phase additionnel dû à la qualité de réalisation du prototype du système. En effet, le circuit est réalisé sur un substrat FR4 et semble présenter un couplage sur les voies RF. Lors des tests de la carte prototype, le couplage des signaux radiofréquences perturbait la mesure au point de nous contraindre à utiliser des composants externes pour les amplificateurs à faible bruit et le commutateur. Nous en concluons que l'amélioration de la résolution de mesure peut se faire en révisant la conception du prototype afin de réduire le bruit additionnel dans la chaîne de mesure. Cependant, le système actuel permet malgré tout une mesure de température avec une précision inférieure à 0,2 K sans nécessiter un oscillateur local de grande stabilité.

Pour garantir une mesure cohérente exploitant la phase de la réponse après la calibration initiale du capteur, nous devons nous assurer que le temps d'une acquisition soit suffisamment court pour garantir la stationnarité du signal et éviter un saut de de phase 2π en tenant compte des gradients thermiques auxquels peut être soumis le capteur. Dans le paragraphe suivant, nous estimerons le temps d'acquisition de la réponse ainsi que la répartition de celui-ci entre les différentes étapes du processus afin de cibler les étapes nécessitant une optimisation.

4.3.5 Système opératoire et temps de mesure

Bien que la méthode stroboscopique permette un taux d'échantillonnage uniquement limité par la disponibilité de lignes à retard programmables précises, elle présente l'inconvénient de multiplier par N le temps de mesure nécessaire pour acquérir N points. Si l'écho de la ligne à retard est retourné au plus tard 3 μs après l'excitation du capteur par une impulsion radiofréquence sonde, il faut au moins $3 \times N$ μs pour acquérir la totalité de la réponse temporelle du capteur (au lieu de 3 μs). Avec une fréquence d'échantillonnage de 4 GS.s^{-1}, il faut N égal à 12000 soit 36 ms pour acquérir une mesure, durée pendant laquelle le système doit rester stationnaire pour garantir la cohérence de la mesure (qui correspond donc à une bande passante de 28 Hz). De plus, le processus opératoire est également source de latences additionnelles. Parmi les sources les plus importantes, nous pouvons citer :

— la communication entre l'élément de logique programmable et le microprocesseur,
— la programmation du retard $m \cdot \tau_g$ à générer par la logique programmable,
— la programmation du retard $k \cdot \tau_f$ de la ligne à retard externe,
— le temps de conversion de l'ADC ainsi que la communication avec celui-ci.

Nous pouvons chiffrer chacune des latences générées afin de mettre en place une stratégie pour limiter leurs effets.

Communication entre la PLD et le microprocesseur

La PLD est l'élément de synchronisation de notre système. Elle génère les signaux de déclenchement délivrés au commutateur et, après un retard défini, à l'échantillonneur-bloqueur. Elle cadence et communique avec le convertisseur analogique-numérique en lui fournissant une horloge et en lisant la sortie numérique du convertisseur de manière synchrone à cette horloge. Le microprocesseur est l'élément de traitement et d'interprétation des données. Celui-ci dispose d'un module d'accès direct à la mémoire (DMA, pour *Direct Memory Access*) permettant de lui communiquer des données de manière rapide et efficace (sans intervention du microprocesseur). Au travers d'un bus de communication (protocole Wishbone), cadencé par une horloge à 100 MHz, la PLD communique les données numérisées par l'ADC au module DMA. Le microprocesseur s'occupera du post-traitement de ces données une fois l'ensemble de la réponse du capteur numérisée.

Bien que le bus de communication entre ces deux éléments soit cadencé par une horloge de 100 MHz, il faut tenir compte du temps de transfert des données dans la durée d'acquisition d'une réponse de capteur. Nous ne prendrons pas en compte ici le temps de traitement des données mais uniquement le temps de transfert entre le moment où la donnée est délivrée par l'ADC et celui où la donnée est disponible entièrement dans la mémoire du microprocesseur. L'avantage de passer par un module DMA repose sur la bande passante de la communication des données entre la PLD et le microprocesseur potentiellement élevée et indépendante de la charge de travail du processeur.

Dans notre cas, le bus logique Wishbone est déployé sur cette plateforme pour travailler sur des registres de 16 bits, suffisants pour transférer les données de 14 bits provenant de l'ADC au microprocesseur (cf. 4.3.1, p.109). La communication est effectuée en parallèle, c'est-à-dire qu'une donnée de 16 bits est présentée sur 16 broches d'entrées-sorties au même moment, tout comme son adresse associée de 12 bits. En tenant compte des signaux de commande du bus et du délai de propagation de la donnée entre les tampons ou « buffer » de la PLD, une centaine de nanosecondes est nécessaire à la mise à disposition de la donnée au microprocesseur après sa communication par l'ADC. Cette latence, relevée en simulation comportementale (sans tenir compte des fluctuations inférieures à un coup d'horloge) à l'aide du logiciel ISim (de la suite logiciel ISE de Xilinx), peut varier de quelques dizaines de nanosecondes (équivalentes à quelques coups d'horloge de cadencement à 100 MHz) suivant la configuration des tampons et des signaux de commandes avant la communication.

Programmation du retard à générer par la PLD

Lors d'une communication du microprocesseur à la PLD, une action du microprocesseur est requise pour donner les instructions de transfert de données au module DMA. Du fait de cette requête, la latence générée par cette communication dépend de la charge de travail du microprocesseur, rendant difficile son estimation. Cependant, pour notre application, les valeurs de retard à générer par la PLD sont connues avant le lancement de l'acquisition. Dans le cas de l'acquisition

d'une réponse complète du capteur, les valeurs de retard correspondent à une variable incrémentée d'un pas équivalent à la valeur du retard grossier τ_g à générer, divisée par la période de l'horloge T_{clk} de 10 ns. La communication entre le microprocesseur et la PLD n'est pas nécessaire et la modification de la valeur de retard (simulée à l'aide du logiciel ISim) ne prend alors que deux coups d'horloge soit 20 ns.

Programmation du retard à générer par la ligne à retard externe

La ligne à retard externe (MAXIM DS1023-25) est utilisée pour générer des retards fins d'une résolution τ_f de 250 ps (cf. 4.3.1, p.109). Elle est programmable par une liaison au protocole SPI (Serial Protocol Interface) cadencée par une horloge de 10 MHz au maximum. Un signal de lancement d'une communication permet de signaler au composant que le prochain mot de 8 bits synchrone avec l'horloge de cadencement correspond à sa nouvelle valeur de retard à appliquer entre son entrée et sa sortie.

Notre plateforme de développement nous permet deux approches différentes pour communiquer avec ce composant :

— soit en codant un module de communication SPI au sein de la logique programmable ou en exploitant un module disponible en licence libre, développé par la communauté OpenCores par exemple,
— soit en exploitant le module de communication SPI déjà intégré dans les modules périphériques du microprocesseur.

Dans notre objectif de justifier la mise en œuvre de notre système à l'aide d'un unique microprocesseur muni d'un module de programmation logique (cf. § 4.3.2, p.110), nous choisissons l'alternative à l'intégration de module superflu dans le FPGA en optant pour la solution proposée par le microprocesseur de notre plateforme de développement.

Cependant, le module SPI du microprocesseur est limité à une horloge de cadencement de 8 MHz. De plus, pour éviter toute erreur de communication et comme la lecture de la valeur de retard programmée est destructive (il n'est possible de lire l'ancienne valeur de retard appliquée par le composant qu'en programmant une nouvelle valeur), nous préférons assurer la communication avec une horloge de 1 MHz. Cette fréquence d'horloge de communication correspond à la plus haute valeur permise par le microprocesseur permettant d'obtenir 0% d'erreur sur les 255 valeurs de retard programmées lors de notre séance de test de robustesse de la communication.

La programmation de la ligne à retard par la communication d'un mot de 8 bits par liaison SPI avec une horloge de cadencement de 1 MHz prend alors 8 μs. Il faut également compter 530 ns avant que la ligne à retard ne soit opérationnelle après la programmation. Une programmation de la ligne à retard externe implique donc une latence de 8,53 μs dans le déroulement de l'acquisition.

Conversion analogique-numérique

Le choix de la méthode stroboscopique permet d'amoindrir les contraintes temporelles sur le convertisseur analogique-numérique une fois le signal bloqué par l'échantillonneur-bloqueur. En effet, contrairement à une acquisition en temps réel nécessitant une conversion de durée inférieure à la période d'échantillonnage, le système attend la fin de la conversion avant d'interroger à nouveau le capteur. Cependant, le temps d'acquisition total d'une réponse doit être suffisamment faible pour que l'hypothèse de stationnarité du signal soit respectée.

L'horloge de cadencement de l'ADC peut être comprise entre 100 kHz et 50 MHz. Elle est générée par un compteur de période de l'horloge à 100 MHz codé dans la PLD et définit également l'horloge de cadencement de la communication entre la PLD et l'ADC. Nous cherchons à utiliser une fréquence d'horloge assez élevée, pour réduire l'influence du temps de la conversion sur le temps d'acquistion d'une réponse, sans pour autant risquer de dégrader la robustesse de la communication. Pour cela, nous appliquons le même signal sur les deux entrées analogiques du convertisseur et nous réduisons la fréquence de l'horloge de communication de l'ADC (en diminuant la valeur à atteindre par le compteur de période) jusqu'à ce que les 10 bits de poids fort des données numérisées soient identiques. Le test ne porte pas sur les 4 bits de poids faible qui peuvent être affectés par un bruit de tension sans que la communication de la donnée ne soit fausse. Nous choisissons un fréquence d'horloge de 12,5 MHz (signal d'horloge de 100 MHz divisé par 8) présentant 0% d'erreur au test décrit précédemment.

Pour communiquer les deux valeurs correspondant aux conversions numériques des deux voies analogiques, l'ADC demande 34 périodes de l'horloge à 12,5 MHz ce qui équivaut à un délai de conversion et de communication de 2720 ns.

Temps total d'acquisition d'une réponse

Grâce aux résultats précédents concernant les durées des étapes du processus opératoire, nous pouvons calculer le temps total d'une acquisition à 4 GS/s (soit une période d'échantillonnage T_e de 250 ps équivalente à la résolution de la ligne à retard externe τ_f) d'une réponse de 3 μs. L'acquisition par méthode stroboscopique, à raison d'un couple de points I et Q capturé par interrogation du capteur, nécessite alors un total de 12000 répétitions de l'interrogation pour obtenir 12000 couples de points des signaux I et Q capturés (3 μs/250 ps). Les durées cumulées de chaque étape du processus sont reportées au tableau 4.2 et la répartition du temps total d'une acquisition entre les différentes étapes est mise en évidence en figure 4.8. Le temps d'acquisition total d'une réponse de 3 μs en suivant ce processus opératoire est de 171 ms soit 5,8 Hz.

En reprenant les calculs effectués au § 4.2.4 (p.4.2.4), nous déduisons que une bande passante de 5,8 Hz peut conduire à un saut de phase de 2π en présence d'un gradient thermique compris entre 0,7 K/min et 0,2 K/min (en fonction de la position temporelle de l'écho exploité soit respectivement 1 et 3 μs). Pour toutes applications de mesure de température à des gradients thermiques supérieurs,

TABLEAU 4.2 – Contribution de chaque étape opératoire de la méthode stroboscopique sur le temps total d'une acquisition à 4GS/s d'une réponse de 3 μs (12000 couples de points I et Q).

Description de l'étape	Durée d'une étape	Nombre de répétitions	Durée cumulée
Communication entre la PLD et le microprocesseur	100 ns/point	2×12000	2400 μs
Programmation du retard généré par la PLD (τ_g)	20 ns/programmation	300	6 μs
Programmation du retard généré par la ligne externe (τ_f)	8350 ns/programmation	12000	100 ms
Communication des données par l'ADC	2720 ns/(couple I/Q)	12000	32,6 ms
Attente de la décharge du capteur	3000 ns/interrogation	12000	36 ms

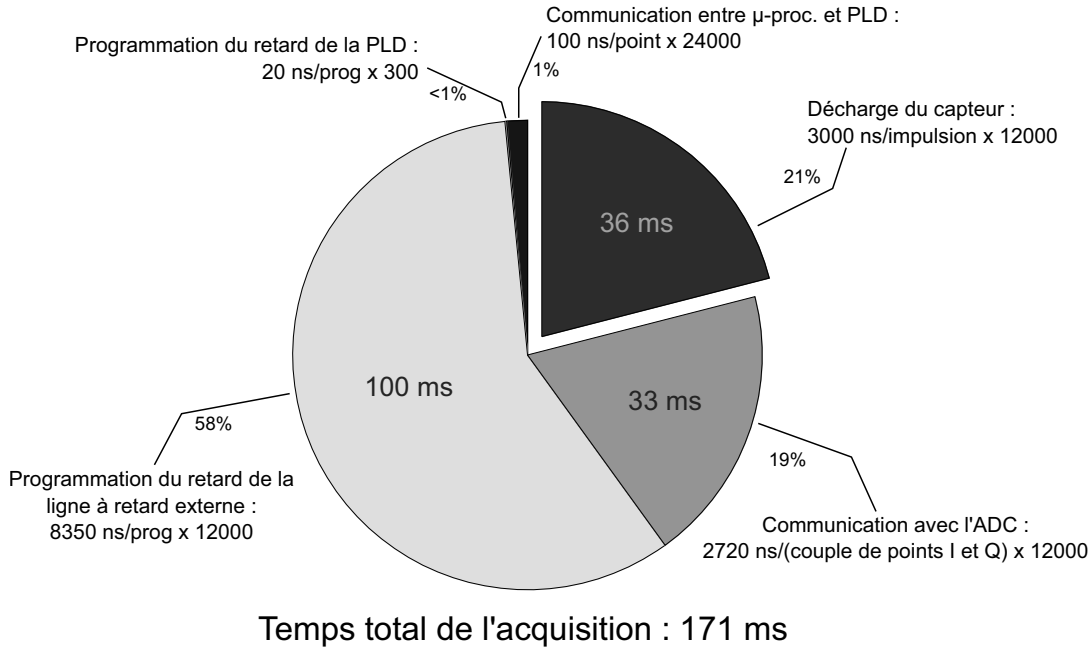


FIGURE 4.8 – Répartition du temps total d'acquisition par méthode stroboscopique d'une réponse de 12000 couples de points I et Q entre les différentes étapes du processus opératoire.

il est nécessaire de réduire le temps total d'acquisition d'une réponse. En sachant que l'étape de l'attente de la décharge du capteur est incompressible afin d'éviter le recouvrement temporel des réponses, les deux autres étapes pouvant être significativement réduites sont la programmation du retard de la ligne à retard externe (100 ms soit 58% du temps total de l'acquisition) et la communication de la donnée par l'ADC (33 ms soit 19% du temps total de l'acquisition).

Ces résultats sont cohérents avec les mesures, effectuées en pratique, du temps total d'acquisition d'une réponse qui varient entre 170 et 220 ms. Ces mesures sont issues de l'observation sur un oscilloscope (LeCroy Waverunner LT374M) de l'état de sortie d'un signal (généré par la PLD) indiquant le début et la fin d'une acquisition par un changement d'état logique. Nous verrons au paragraphe suivant les solutions pour minimiser le temps d'acquisition malgré les inconvénients de la méthode stroboscopique, tout d'abord en ré-organisant les étapes du processus opératoire puis en réduisant le nombre de points nécessaires à la mesure.

4.4 Optimisation de l'électronique

4.4.1 Réduction du temps de programmation

Une première solution pour minimiser les latences dues au processus opératoire est de réduire le nombre de programmations de la ligne à retard externe dont la contribution au temps d'acquisition est la plus importante (100 ms). Il est bien évidemment possible d'implanter le protocole de communication SPI au sein de la logique programmable pour gagner en réactivité du système lors d'une programmation. Cependant, cela irait à l'encontre de notre objectif de réserver la PLD pour les tâches critiques et de profiter le plus possible de la souplesse de l'utilisation des outils proposés par le système d'exploitation du microprocesseur. La logique programmable doit être réservée pour les tâches temps-réel simples ne pouvant être accomplies par le microprocesseur, contrairement au traitement des données et à la communication.

Nous remarquons toutefois que la durée de la modification du délai τ_g généré par la logique programmable (20 ns) est insignifiante comparée à la durée d'une programmation de la ligne externe (8370 ns). Il est préférable d'opter pour une acquisition en peigne (figure 4.9), afin de minimiser le nombre de programmations de la ligne à retard externe. Dans ce cas, nous fixons une valeur de délai à la ligne à retard externe et nous numérisons 300 couples de points I et Q correspondant à chaque valeur de délai $m \cdot \tau_g$ généré par la PLD. Cette méthode permet de réduire le nombre de programmations de la ligne à retard externe à 40 (12000/300) soit 334 μs du temps d'acquisition consacré à cette étape au lieu de 100 ms.

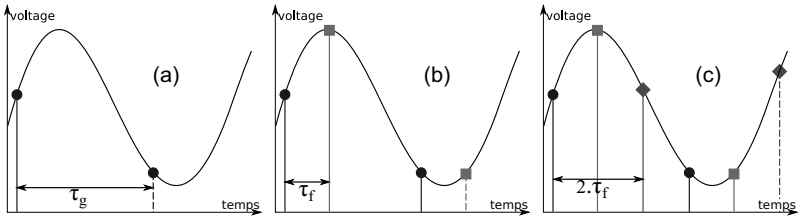


FIGURE 4.9 – Parcours d'un signal (dont l'échelle temporelle est reconstruite) en alternant les retards grossiers τ_g et fins τ_f à trois étapes différentes (les lignes pointillées indiquent l'étape suivante) avec : (a) un retard nul programmé pour ligne à retard externe, (b) et (c) des retards respectivement de τ_f et $2 \cdot \tau_f$ programmés pour la ligne à retard externe.

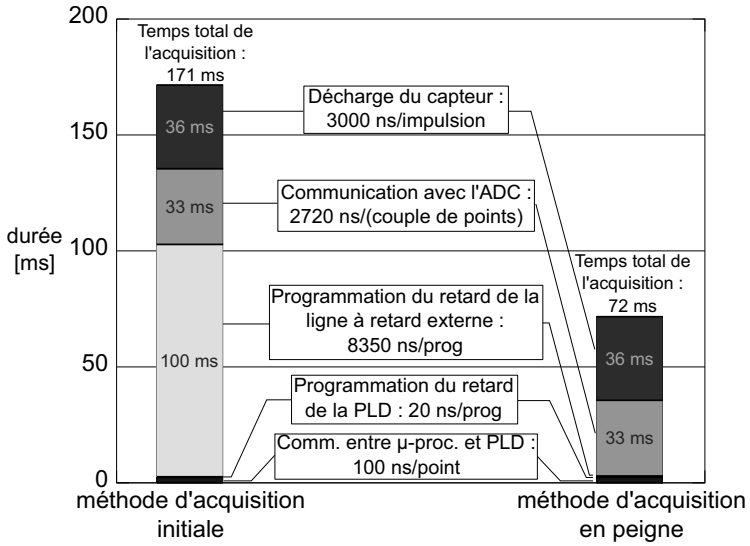


FIGURE 4.10 – Comparatif des durées des étapes du processus opératoire de la méthode initiale et de la méthode en peigne.

En figure 4.10, nous voyons que le temps total de l'acquisition a été divisé de plus d'un facteur deux en utilisant une stratégie en peigne plutôt que de reconfigurer la ligne à retard externe à chaque excitation du capteur. Cependant, il reste difficile d'assurer l'hypothèse de stationnarité de la réponse pour des durées d'acquisition aussi longues (72 ms), surtout pour les cas où le capteur est mobile ou que la visibilité du capteur est courte. Il faut toutefois garder à l'esprit que nous voulons connaître avant tout le temps de vol de l'onde pour chacun de nos échos et pour cela, nous devons seulement identifier la position temporelle de chaque écho afin d'en mesurer la phase au centre. Il n'est donc pas nécessaire de capturer 12000 points par réponse à chaque mesure.

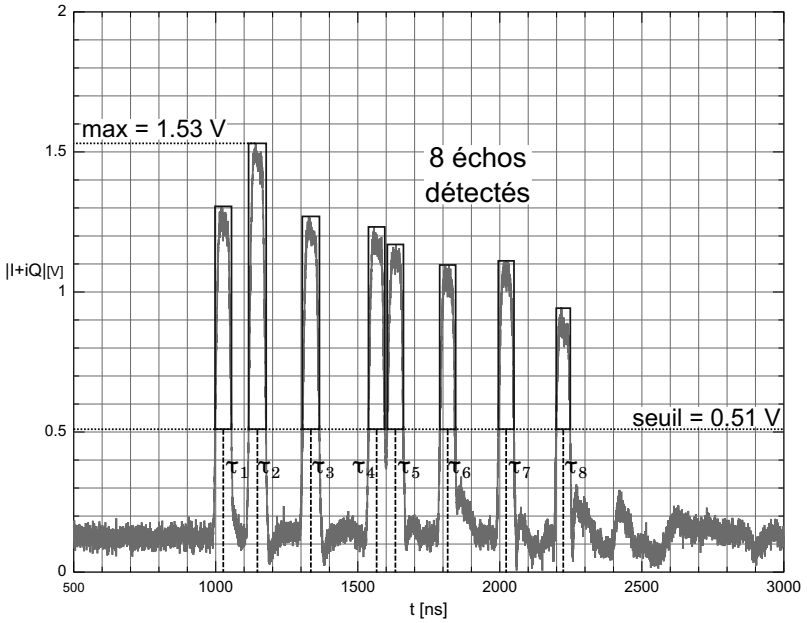


FIGURE 4.11 – Détection de 8 échos par comparaison du module $|I + jQ|$ à une valeur seuil définie comme valeur maximale du module divisée par 3.

4.4.2 Réduction du nombre de points par acquisition

Acquisition à 24 couples de points I-Q

Partant de la constatation que la phase au centre de chaque écho permet de retrouver l'ensemble des informations délivrées par le capteur, nous arrivons à la conclusion que seuls 8 points de mesure des signaux I et Q s'avèrent nécessaires à la mesure. Pour être sûr d'échantillonner le signal au centre de chaque écho malgré les fluctuations du temps de vol, nous pouvons appliquer un asservissement de l'interrogation avec deux points sur les flancs des échos et le point à étudier au centre.

La durée de l'impulsion τ_i est définie par la PLD comme un multiple k de la période de l'horloge de cadencement T_{clk} (dans notre cas $\tau_i = 8 \times T_{clk} = 80$ ns). En choisissant un multiple pair, nous pouvons sélectionner trois points séparés d'une demi-durée d'impulsion, à l'aide du délai grossier généré par la PLD. La largeur temporelle d'un écho étant égale à celle de l'impulsion, nous pouvons sélectionner un point en début d'écho, un point au centre et le dernier point en fin d'écho.

Pour la mise en place de cette méthode, il faut impérativement effectuer une mesure préalable de l'ensemble de la réponse et identifier les échos à étudier par la méthode de notre choix. Une méthode simple, bien que peu robuste, consiste à comparer le module $|I + jQ|$ à une valeur seuil. La valeur seuil est choisie de façon expérimentale, en fonction par exemple de la valeur maximale du signal reçu (dans le cas présenté, nous prendrons simplement la valeur maximale divisée par 3). Nous considérons comme faisant partie d'un écho les suites de points ininterrompues de $|I + jQ|$, supérieures à la valeur seuil, équivalentes à une durée légèrement inférieure à la durée d'impulsion (figure 4.11).

Nous prenons ensuite l'indice temporel du centre de ces échos à τ_f près (250 ps). Nous fixons alors la valeur du délai fin (programmation de la ligne à retard externe) et nous numérisons les points correspondant à cette valeur et à cette valeur plus ou moins une demi-durée d'impulsion (programmation de la PLD). Si un des deux points situés de chaque côté de l'écho vient à dépasser une valeur seuil (par exemple, la même valeur que celle utilisée pour détecter les échos), cela indique alors que le temps de vol a été modifié et qu'il faut ajuster le centre de l'écho en conséquence (figure 4.12). Pour recaler la mesure, il est possible d'effectuer l'analyse d'une nouvelle mesure complète ou simplement ajuster par un ou plusieurs pas grossiers nos indices temporels.

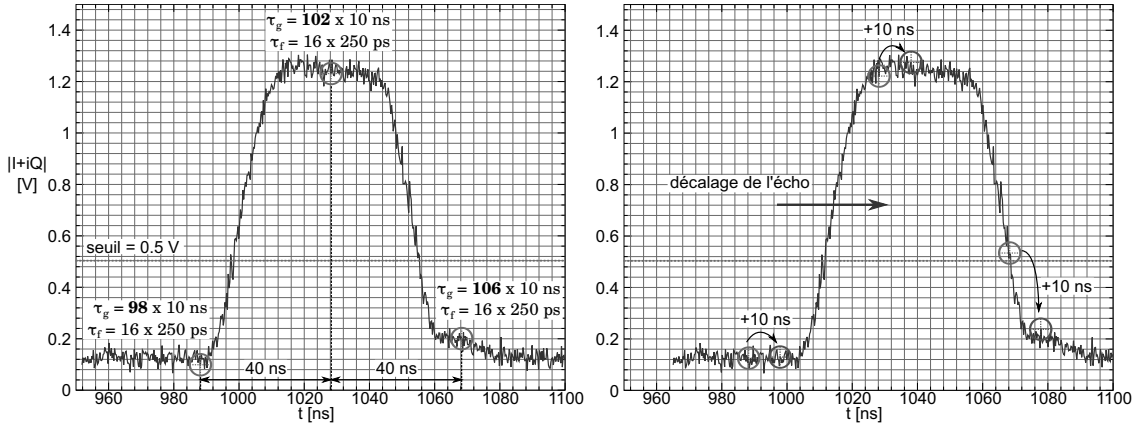


FIGURE 4.12 – Principe de l'asservissement sur 3 points de mesure autour d'un écho : lorsque la position de l'écho est modifiée, un des points de mesure sur les flancs de l'écho dépasse une valeur seuil et les indices temporels des points sont ajustés grossièrement par pas τ_g.

TABLEAU 4.3 – Contribution de chaque étape opératoire de l'acquisition d'une réponse à 24 couples de points I-Q.

Description de l'étape	Durée d'une étape	Nombre de répétitions	Durée cumulée
Communication entre la PLD et le microprocesseur	100 ns/point	2×24	4,8 μs
Programmation du retard généré par la PLD (τ_g)	20 ns/programmation	24	0,48 μs
Programmation du retard généré par la ligne externe (τ_f)	8350 ns/programmation	8	66,8 μs
Communication des données par l'ADC	2720 ns/(couple I/Q)	24	65,3 μs
Attente de la décharge du capteur	3000 ns/interrogation	24	72 μs

Il nous faut alors seulement 3 couples de points I-Q par écho lors de la mesure soit 24 couples de points I-Q pour un capteur de 8 échos. En sachant que la programmation de la ligne à retard

n'est effectuée que 8 fois, le temps d'acquisition T_{acq} est alors de 209 μs (détail dans le tableau 4.3) soit une fréquence de rafraîchissement de l'information de 4,8 kHz. Nous avons divisé ici le temps d'acquisition de la première méthode par plus de 800 et nous garantissons d'éviter les rotations de phase supérieures à 2π pour applications de mesures de température les plus courantes. Néanmoins, nous pouvons encore réduire le nombre de points utiles à la mesure, afin de minimiser le temps d'acquisition, en prévision d'applications où le capteur n'est visible que sur de courtes durées (capteur en mouvement).

Acquisition à 8 couples de points I-Q

Nous avons observé que lorsque l'impulsion est assez longue, la phase est constante au centre de l'écho dans une zone que nous pouvons considérer comme représentative de la phase effective du signal. Pour la réponse présentée en figure 4.7, cette zone est définie pour 40 ns autour du centre des échos. De plus, en partant du calcul de la sensibilité thermique du temps de vol s_τ (équ. 4.4, p.107), nous pouvons déterminer une plage de température δT° pour laquelle un point est toujours à $\pm$20 ns ($\delta\tau$) du centre d'un écho :

$$\delta T^\circ = \frac{\delta\tau}{s_\tau} \tag{4.7}$$

La sensibilité d'un écho à la température étant proportionnelle à son temps de vol, nous prenons le plus grand temps de vol de notre capteur (2,2 μs) pour l'application numérique de l'équation 4.7. Nous en déduisons que les fluctuations de temps de vol des échos sont inférieures à $\pm$20 ns pour la plage de température de $\pm$150 K autour de la température initiale T_0. Nous pouvons conclure que pour une gamme de température de 300 °C autour de l'ambiant, nous n'avons pas à modifier l'indice temporel des points de mesure si ceux-ci sont pris au centre des échos lors de la première acquisition indispensable servant à la calibration.

Il est donc possible d'effectuer une mesure avec 8 impulsions ce qui correspond à un temps d'acquisition T_{acq} de 114 μs soit une bande passante de 9 kHz. Nous pouvons noter que c'est également le temps de lecture minimal pour une application de détection d'un code 8 bits d'identification de capteur (codé par la présence ou non d'un écho [48]) avec notre méthode d'interrogation stroboscopique. Toujours dans l'objectif de minimiser le temps d'acquisition, la mesure physique peut être effectuée en utilisant les informations fournies par deux échos seulement.

Acquisition à 2 couples de points I-Q

En utilisant le même raisonnement que précédemment, nous effectuons l'analyse différentielle des variations de phase entre deux échos pour la mesure physique. Nous pouvons donc limiter l'acquisition à 2 couples de points I-Q pour une plage de température donnée (300 °C autour de l'ambiant). Nous obtenons alors un temps d'acquisition de 29 μs (bande passante de 35 kHz). Ce temps d'acquisition est le minimum possible avec les composants de notre prototype.

Dans le cas où nous envisageons une mesure qualitative des variations de phase, par exemple pour une mesure de vibration via un capteur de contrainte, nous pouvons utiliser un unique couple de points I-Q et obtenir une acquisition à 170 kHz, en partant du principe qu'il est inutile de reprogrammer les retards générés par la PLD et la ligne externe à chaque acquisition. En revanche, n'utiliser qu'un seul point de mesure signifie que l'on perd la maîtrise des variations de la liaison radiofréquence. Il est préférable alors de se tourner vers une autre électronique offrant la bande passante nécessaire pour l'acquisition et le traitement des données.

4.5 Électronique temps-réel : Application à la mesure de contrainte

Pour la récupération en temps-réel des réponses de la ligne à retard, nous dérivons de son utilisation première une électronique décrite dans [2] et conçue pour l'acquisition d'images issues d'une caméra rapide. La caméra instrumentée (PhotonFocus MVD1024E160) permet l'acquisition de 150 images par secondes de 1024x1024 pixels avec une résolution de 10 bits par pixel. L'électronique est pensée pour l'acquisition de ces images ainsi que le traitement en temps-réel pour la détection du déplacement dans le plan d'une structure soumise à des vibrations. La démonstration expérimentale du fonctionnement de l'électronique confirme la mesure du déplacement d'une branche d'un diapason résonant à 440 Hz avec une résolution inférieure à 5 μm. Cette mesure est effectuée en analysant une région d'intérêt de 4 à 12 lignes de 1024 pixels permettant une acquisition comprise entre 12800 et 38400 images par seconde. Les données après traitement sont communiquées à un microprocesseur (iMX27) pour le stockage et l'affichage en différé sur un écran externe. L'acquisition des images, le traitement et l'affichage des données en parallèle sont rendus possible par l'utilisation d'un FPGA Spartan 6 de Xilinx cadencé par une horloge à 1 GHz.

Pour notre application d'interrogation de ligne à retard, nous conserverons le module de transmission différentielle à basse-tension (*Low Voltage Differential Signaling* ou LVDS), permettant une communication à haut débit avec la caméra, ainsi que les modules de communication des données au microprocesseur pour l'affichage sur un écran externe. Le système RADAR impulsionnel de l'approche à temps équivalent (système RF du schéma en figure 4.6) est adapté afin de synchroniser le déclenchement des impulsions avec le début de l'acquisition d'une réponse. La caméra est remplacée par un convertisseur analogique-numérique rapide (HMCAD1511 de Hittite), communiquant également en suivant la norme LVDS, pour l'acquisition à 500 MS/s des voies I et Q en sortie du démodulateur avec une résolution de 8 bits.

Le convertisseur analogique-numérique est configuré pour communiquer huit données en parallèle (soit quatre échantillons de 8 bits pour chacune des deux voies) avec une horloge de communication à 1 GHz. Le bus de communication entre le FPGA et l'ADC atteint donc un débit de 8 Gbits/s. Le seul traitement effectué sur les données consiste à placer les données reçues dans dans une mémoire interne au FPGA (*Block RAM*) en attente d'un envoi au microprocesseur pour

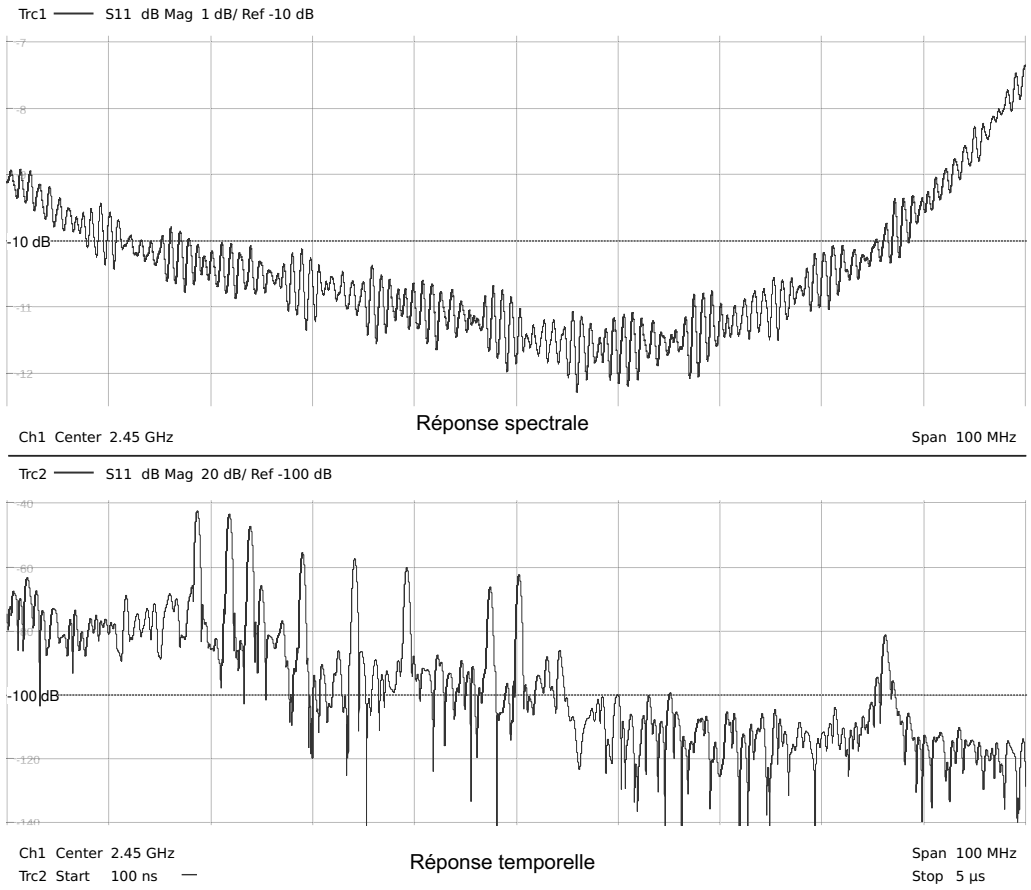


FIGURE 4.13 – Réponse spectrale (en haut) et temporelle (en bas) de la ligne à retard SAW utilisée comme capteur de contrainte.

l'affichage sur l'écran externe. Pour cela, un module sérialiseur/désérialiseur, codé dans le FPGA, organise les données pour reconstruire les deux séries de quatre échantillons successifs à partir des huit échantillons reçus simultanément. Finalement, l'acquisition d'une réponse complète nécessite 2048 points/voie (soit 4096 couples de points I-Q) équivalent à une mesure de 4 μs à 500 MS/s.

Pour caractériser le fonctionnement de notre électronique, nous reprenons l'application de mesure de la contrainte à l'aide d'une ligne à retard. La ligne à retard, dont les réponses spectrales et temporelles sont reportées en figure 4.13, est fixée au diapason résonant à 440 Hz à l'aide d'une colle Epotek (H760E). Le diapason est mis en vibrations grâce à un haut parleur commandé par un synthétiseur de fréquence. Lorsque le diapason vibre, la réponse de la ligne à retard est modifiée en conséquence des contraintes qui lui sont appliquées. Le schéma du système expérimental est représenté en figure 4.14. Enfin, pour visualiser les variations de contraintes mesurées par la ligne à retard, le microprocesseur sélectionne un point de la réponse situé au milieu d'un écho et les valeurs des composantes I et Q de ce point sont envoyées à l'afficheur externe. Nous pouvons observer directement le mode fondamental à 440 Hz du diapason de la réponse du diapason en figure 4.15.

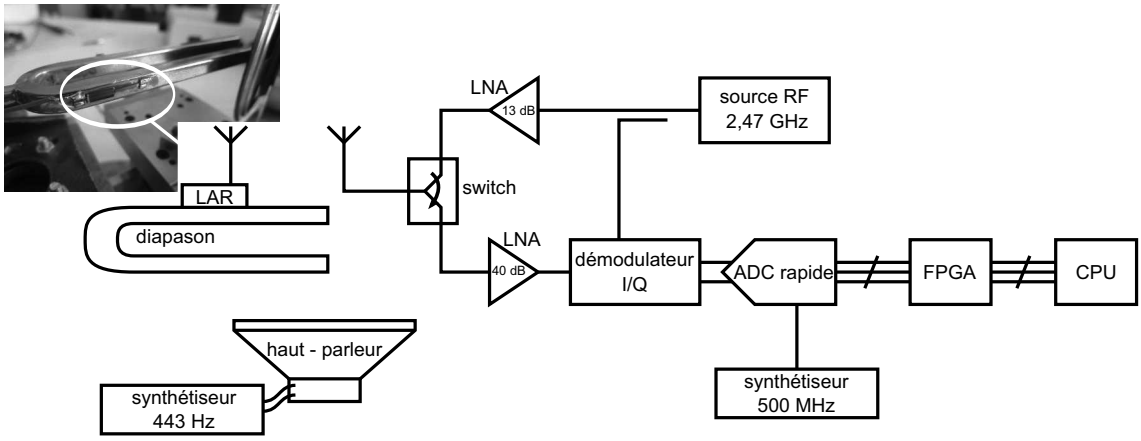
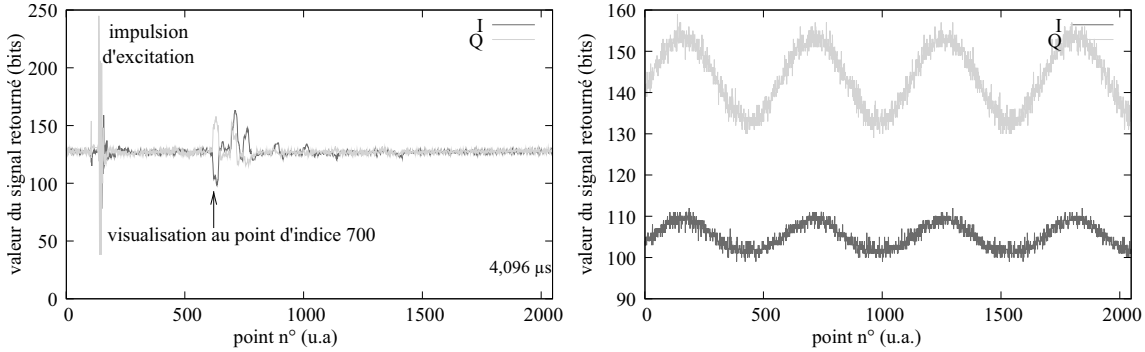


FIGURE 4.14 – Schéma du système expérimental de caractérisation des vibrations d'un diapason par l'interrogation en temps-réel d'une ligne à retard SAW.



(a) (b)

FIGURE 4.15 – Acquisition des signaux en phase et en quadrature de phase de la réponse de la ligne à retard en temps-réel pour une durée de 4,096 μs (a) et visualisation des variations des signaux, au point de mesure d'indice 700, sur 2048 acquisitions (b).

L'électronique décrite ici présente une bande passante de fonctionnement suffisante pour acquérir une réponse de ligne à retard en temps réel avec une fréquence d'échantillonnage de 500 MS/s. Cependant, la fréquence de rafraîchissement de l'information ne peut dépasser la limite imposée par le temps de décharge du capteur (250 kHz pour un temps de décharge de 4 μs). La capacité de calcul présentée par cette électronique est nécessaire pour l'acquisition et le traitement d'images. Toutefois, nous avons vu que la mesure d'une grandeur physique par interrogation d'une ligne à retard utilisée comme capteur est possible avec seulement deux points de la réponse, après l'analyse de la réponse initiale utile à la calibration. Tant que le traitement effectué sur les données acquises se limite à l'interprétation physique de la mesure, la méthode stroboscopique répond aux besoins de la majorité des applications. En revanche, les possibilités offertes par la puissance de calcul de l'électronique temps réel permettent l'ouverture sur de nouvelles applications, telles que l'interrogation simultanée de plusieurs capteurs aux échos entrelacés [85] ou encore la détection et la mesure d'un capteur en particulier parmi un groupe en effectuant une intercorrélation en temps réel entre le signal reçu et la réponse connue de ce capteur.

4.6 Conclusion

En utilisant les connaissances acquises dans les précédents chapitres, nous avons réfléchi à une mise en œuvre d'une électronique d'interrogation de ligne à retard à ondes élastiques. Nous avons comparé les méthodes RADAR FMCW et impulsionnel et nous avons établi que le choix d'une méthode par rapport à l'autre est lié à un compromis entre la bande passante et la puissance d'émission. Cependant, nous avons choisi la méthode impulsionnelle présentant des étapes moins importantes de post-traitement en dépit d'une fréquence de rafraîchissement de l'information moins élevée, due à la nécessité de la décharge complète de la ligne à retard entre chaque interrogation.

Le prototypage d'une méthode d'échantillonnage en temps équivalent nous permet de réduire les contraintes de bande passante des composants. Grâce à cette approche, nous avons numérisé la réponse d'une ligne à retard utilisée comme capteur de température et nous avons montré l'avantage de la mesure par analyse différentielle de la phase entre deux échos. En optimisant la stratégie d'interrogation, nous avons pu diminuer le temps d'acquisition d'une mesure, principal inconvénient de cette méthode d'échantillonnage en temps équivalent. De plus, une seconde approche d'optimisation, imposant néanmoins une étape d'apprentissage de la réponse du capteur, permet de ne récupérer que les points importants de la réponse pour la mesure physique et réduit le temps d'acquisition jusqu'à approcher les limites imposées par la méthode RADAR impulsionnelle employée.

Enfin nous avons présenté une méthode d'acquisition en temps-réel, demandant de grande ressources pour gérer l'important flux de données et nous l'avons mise en œuvre pour l'interrogation d'une ligne à retard utilisée comme capteur de contrainte pour visualiser les vibrations d'un dia-

pason à 440 Hz. Cette électronique, dérivée d'une approche optique pour la mesure de vibration, reste également limitée par l'approche impulsionnelle de l'interrogation en terme de fréquence de rafraîchissement de l'information. En conclusion, nous pouvons établir que si l'électronique à bande passante élevée présente des perspectives intéressantes pour le traitement en temps réel de la réponse, l'interrogation stroboscopique intelligente répond à la problématique initiale d'effectuer la mesure d'une grandeur physique, par une ligne à retard SAW utilisée comme capteur, en exploitant une électronique à faible consommation en ressources de calculs.

Conclusion générale

Les objectifs principaux de cette thèse résidaient dans la réalisation d'un oscillateur à résonateur acoustique à ondes de volume et d'une électronique d'interrogation, par méthode RADAR, d'une ligne à retard à ondes élastiques, utilisée comme capteur passif interrogeable sans fil, pour la mesure de grandeurs physiques. Nous savons que la principale limite de la métrologie est le bruit de mesure et pendant que toute une branche de la physique s'évertue à en connaître son origine et ses caractéristiques, nous nous efforçons de le contourner en proposant une approche de montée en fréquence de l'oscillateur local, sans étapes de multiplication qui introduisent des sources de bruit supplémentaires dans la synthèse. Nous nous sommes également posés la question de l'impact du bruit de phase de l'oscillateur local du système RADAR sur les caractéristiques d'une interrogation de capteurs à ondes élastiques.

Après avoir présenté les outils nécessaires à l'étude, nous avons cherché à connaître comment le bruit de l'oscillateur conditionne la résolution de mesure d'un RADAR à ondes continues, en partant de l'équation générale du RADAR où nous avons introduit la notion de bruit de phase. En considérant les lignes à retard à ondes élastiques comme des cibles coopératives pour un système RADAR, nous avons pu appliquer la réflexion précédente pour définir théoriquement les limitations imposées par le bruit de l'oscillateur sur la résolution de mesure d'une grandeur physique. Nous avons pris le cas d'une ligne à retard utilisée comme capteur de température et nous avons pu observer le phénomène de façon expérimentale. Nous avons également conclu que pour un oscillateur présentant un plancher de bruit de phase de -110 $dBrad^2.Hz^{-1}$, ce phénomène n'est visible que pour de bonnes conditions d'interrogations, c'est-à-dire pour une puissance du signal émis supérieure à 10 dBm et une distance d'interrogation inférieure à 21,5 cm. Dans le cas contraire, le bruit apporté par l'amplificateur de la chaîne de réception est prépondérant sur le bruit dû aux instabilités de l'oscillateur.

Dans la continuité de la réflexion sur l'influence du bruit de l'oscillateur dans les applications de métrologie, par l'intermédiaire du projet présenté dans le chapitre 3, nous avons cherché à répondre à une demande toujours croissante d'oscillateurs compacts aux qualités fonctionnelles repoussant les limites de l'état de l'art. En effet, les technologies actuelles, bien que connaissant des succès importants en termes de stabilité ultime, grâce notamment à des méthodes cryogéniques à base de résonateurs diélectriques, de refroidissement d'atomes ou de stabilisation de sources laser, sont

peu adaptées aux applications embarquées du fait de leur encombrement et de l'instrumentation complexe qui leur est associée. Nous avons alors exploité une technologie de résonateurs à ondes de volume de type HBAR, encore en développement, présentant des coefficients de qualité permettant d'atteindre des produits QF supérieurs à $1 \cdot 10^{13}$. Pour pouvoir simuler le bruit de phase de l'oscillateur en boucle fermée, nous avons développé un montage amplificateur à transistor que nous avons simulé, réalisé et caractérisé tout en réfléchissant à l'architecture de l'oscillateur. Pour la simplicité de son principe et de sa réalisation à l'aide de composants discrets, nous avons choisi une structure d'oscillateur à boucle de rétro-action comportant un résonateur quadripôle exploité en transmission. Par la simulation et la mesure de véhicules de test, nous avons pu observer que le choix du point de fonctionnement de l'oscillateur impacte au premier ordre sur son bruit de phase, en tout cas lors de l'exploitation de modes sur-couplés, occasionnant des variations de plus de 10 dBc/Hz sur la zone de contribution du bruit flicker. En conclusion de l'étude de ces oscillateurs, nous avons mis en évidence une marge de progression significative en terme de bruit de phase par le choix du point de fonctionnement en jouant sur le déphasage dans la boucle, possibilité offerte en régulant la tension d'alimentation de l'amplificateur ou, de manière plus délicate, en adaptant la sortie du résonateur à l'entrée de l'amplificateur. À l'issue du projet, nous avons délivré deux oscillateurs de test reposant sur cette architecture, ayant deux modes de fonctionnement (2,339 GHz et 2,349 GHz) et présentant un plancher de bruit à -155 dBc/Hz à 1 MHz de la porteuse et un bruit de phase de -100 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse. La simulation présente cependant un bruit de phase phase inférieur d'une dizaine de dB pour des écarts à la porteuse supérieurs à 50 kHz par rapport aux amplificateurs commerciaux à l'état de l'art tels que l'oscillateur à quartz Pascall OCXO fonctionnant à 100 MHz ou l'oscillateur à résonateur SAW Rakon OCSO fonctionnant à 500 MHz, ramenés théoriquement à 4 GHz. Les outils de simulation, mis en place dans le cadre de cette thèse, ont également permis d'identifier un point critique pour l'amélioration du bruit de phase de l'oscillateur, à savoir la réduction du bruit flicker de l'amplificateur, et offrent une possibilité d'optimisation assistée pour les prochaines réalisations.

En utilisant les connaissances acquises lors de ces travaux, nous avons répondu au dernier objectif de cette thèse qui était de réaliser une électronique d'interrogation de lignes à retard à ondes élastiques pour la mesure physique. Le choix de l'architecture de cette électronique a été conditionné par le fait qu'elle devait être compacte et aux capacités de calcul réduites. Pour répondre à ces conditions, nous avons considéré une approche stroboscopique convenant idéalement à une interrogation par méthode RADAR impulsionnelle. La réalisation d'une électronique prototype exploitant ce principe, associée à un capteur de température, a permis une mesure de température de résolution inférieure à 0,2 K pour une fréquence de rafraîchissement de l'information de 5,8 kHz. La stratégie initiale d'interrogation étant limitée par les inconvénients inhérents à la stroboscopie, nous avons optimisé le temps d'acquisition en réfléchissant à une stratégie intelligente, limitant le nombre de points de mesure pour la récupération de l'information utile. Pour une mesure à deux

points dans la gamme de $\pm$150 K autour de la température initiale, nous avons pu réduire le temps d'acquisition à 29 μs soit une bande passante de 35 kHz et nous avons également pu approcher, dans le cas d'une estimation qualitative de l'évolution de la grandeur physique observée, la limite du taux de rafraîchissement de l'information imposée par la méthode RADAR impulsionnelle. Enfin, nous avons exploité une électronique de mesure de vibration par méthode optique pour l'acquisition en temps réel d'une réponse de ligne à retard utilisée comme capteur de contrainte. Les capacités de calcul de cette électronique large bande laissent envisager l'intégration d'un traitement complexe en temps réel sur les réponses de ces capteurs passifs et sans fils afin d'en améliorer la détection, la résolution et la robustesse de leur interrogation.

Annexe A

Interrogation de résonateur SAW

L'interrogation d'un résonateur SAW est effectuée dans le domaine spectral car l'information de vitesse de phase de l'onde acoustique se retrouve dans le décalage en fréquence de la réponse du capteur.

Un résonateur est caractérisé par deux propriétés : sa fréquence de résonance et son facteur de qualité. Ce dernier est représentatif des pertes que le système oscillant dissipe à chaque pseudo-période. Des recherches portent sur la mesure d'un paramètre physique en analysant la modification du facteur de qualité d'un dispositif à onde élastique (pour des applications de micro-balance notamment [86]). Cependant, cette approche nécessite une résolution spectrale de mesure permettant l'évaluation précise du facteur de qualité, difficile à obtenir pour des mesures sans fils par méthode RADAR. Une alternative à cette approche consiste à étudier les variations de la fréquence de résonance du résonateur.

Pour retrouver ces fréquences de résonance, il existe plusieurs méthodes qui comportent toutes une étape de charge et une étape de décharge du résonateur. Pour maximiser l'énergie stockée dans le résonateur, il faut le charger au minimum pendant un temps $\tau_c = Q/(\pi f_0)$ avec Q le facteur de qualité du résonateur et f_0 sa fréquence de résonance. La durée de sa décharge complète est équivalente à τ_c et son enveloppe a la forme d'une exponentielle décroissante (figure A.1). Pour la mesure en pratique, le système charge le résonateur en commutant sur une courte durée devant τ_c sur la réception afin d'observer le niveau de charge du résonateur. Enfin, pour fournir de l'énergie au résonateur et en obtenir une réponse, il est nécessaire que le spectre du signal d'interrogation recouvre, même partiellement, celui du résonateur.

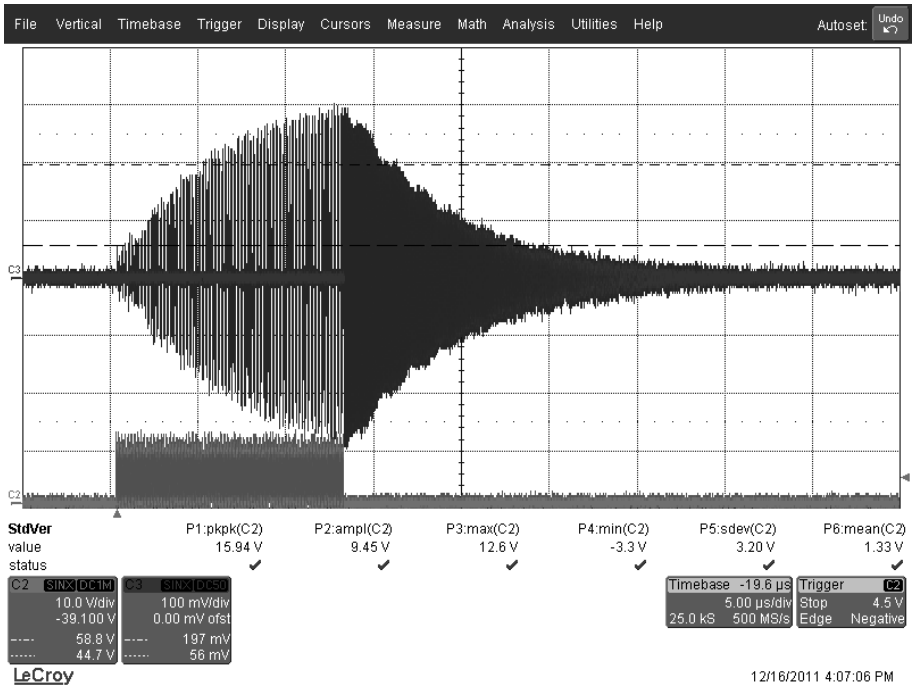


FIGURE A.1 – Enveloppe de charge d'un résonateur.

Une mesure différentielle [87], à l'aide un résonateur de référence et un résonateur de mesure, permet de s'affranchir de l'influence de l'impédance des antennes, de la position du capteur et de l'impédance de la ligne de transmission entre l'interrogateur et le capteur. Bien entendu, le résonateur de référence est moins sensible que le second à la grandeur physique à mesurer. Pour les différencier lors de la mesure, chaque résonateur présente une fréquence de résonance différente. La résolution spectrale du système de mesure conditionne la capacité à différencier la fréquence du résonateur de référence f_r de la fréquence du résonateur de mesure f_m. L'objectif de cette interrogation est de déterminer la différence de fréquence, représentative de la mesure physique.

La première approche consiste à analyser la réponse impulsionnelle du capteur [88, 89]. Pour cela, il faut émettre une impulsion à bande de fréquence suffisamment large pour émettre assez d'énergie dans les zones de recouvrement spectrale correspondant aux deux résonateurs. Pour la partie réception, la réponse est mélangée avec un signal d'oscillateur local pour réaliser une détection hétérodyne. Il est possible d'effectuer une double détection hétérodyne pour atténuer les fréquences images parasites et réduire la sensibilité aux signaux indésirables en-dehors de la bande de fréquence concernée [90]. La composante différentielle en sortie de l'étape de mélange, obtenue par un filtrage passe-bas, est échantillonnée et l'écart de fréquence est déterminé par une méthode de détection des maxima de la transformée de Fourier (figure A.2).

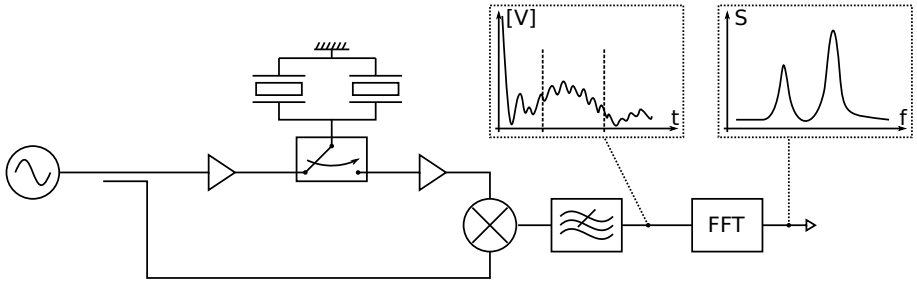


FIGURE A.2 – Schéma de fonctionnement d'un interrogateur à impulsion large bande analysant la décharge de deux résonateurs par transformée de Fourier.

Cette méthode demande une bande passante de mesure suffisamment large pour couvrir les réponses spectrale des deux résonateurs et nécessite également une capacité de calcul permettant d'effectuer la transformée de Fourier de la réponse. Une seconde méthode d'interrogation permet de contourner ces deux inconvénients au prix d'un temps de mesure plus long. Le balayage fréquentiel de cette méthode est proche du fonctionnement des analyseurs de réseau avec une isolation entre l'émission et la réception augmentée par la séparation temporelle de ces deux étapes [91, 92]. Le signal, à fréquence variable et à bande passante étroite, couvre une partie du spectre de la réponse. Le système analyse la puissance de la réponse reçue et réitère l'interrogation en décalant la fréquence d'émission d'un pas δf. Le pas fréquentiel doit permettre d'obtenir au minimum trois points dans la bande passante du résonateur afin de garantir la détection de la résonance.

L'opération est répétée pour la totalité de la bande de fréquence voulue avant de procéder à la recherche des maxima de puissance du signal reçu pour en déduire les fréquences de résonance. Bien entendu, la détection de puissance n'est possible que dans le cas d'un réglage correct de la puissance de signal reçu par un contrôle de gain automatique (AGC pour *Automatic Gain Control*). Plus particulièrement, la saturation du signal ne permet pas de détecter un maximum dans la réponse [93].

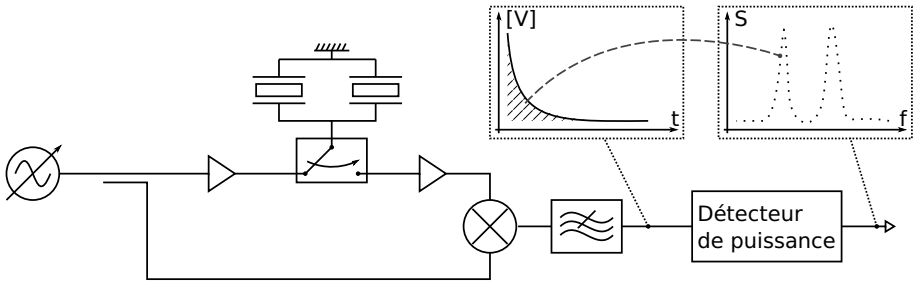


FIGURE A.3 – Schéma de fonctionnement d'un interrogateur à pas de fréquence retrouvant la résonance des deux dispositifs par un détecteur de puissance.

La bande passante de mesure, ainsi que la résolution de la mesure, sont dépendantes des pas de fréquences réalisés. Par contre, plus les pas de fréquences sont fins, plus le temps de mesure

augmente (chaque point nécessite un temps $2Q/(\pi f)$ de mesure). Cependant, il existe des méthodes d'interrogation qui permettent de réduire le nombre de points de mesure en effectuant une approximation parabolique (développement de Taylor au deuxième ordre) sur la réponse et un asservissement sur la position du maximum [94].

Annexe B

Bruit de numérisation

Dans le cas où la conversion analogique-numérique d'un signal respecte le théorème de Nyquist-Shannon [95], le bruit ajouté par cette étape provient du bruit de quantification [96, 97]. La quantification, consistant à discrétiser l'amplitude du signal, induit une imprécision dépendante du pas de quantification q (figure B.1) sur la définition du signal. Cette erreur est comprise entre $-q/2$ et $q/2$. L'écart-type de l'erreur σ due à cette imprécision est constante et est définie par la relation :

$$\sigma = \frac{q}{\sqrt{12}} \tag{B.1}$$

Le spectre du bruit dû à cette erreur est constant sur la bande passante B (figure B.1) et vaut :

$$N = \frac{q^2}{B \cdot 12}$$

Ce bruit peut être réduit en augmentant le nombre de bits significatifs lors de la conversion, ce qui équivaut à réduire le pas de quantification.

En plus du bruit inévitable de la quantification, il faut inclure le bruit des convertisseurs réels. Les principales sources de bruit sont dues à l'échantillonneur-bloqueur (*Sample-and-Hold*). Après échantillonnage, il doit maintenir sa tension lors de la conversion. Toutes fluctuations de la tension supérieures au pas de quantification se traduira par un bruit d'amplitude supplémentaire.

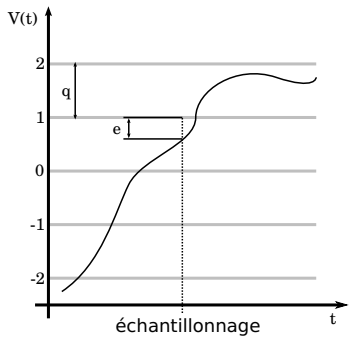


FIGURE B.1 – Erreur e lors de la conversion analogique-numérique avec q le pas de quantification.

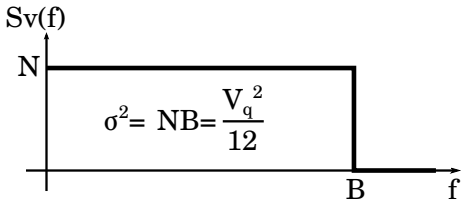


FIGURE B.2 – Représentation de la densité spectrale de l'erreur de quantification.

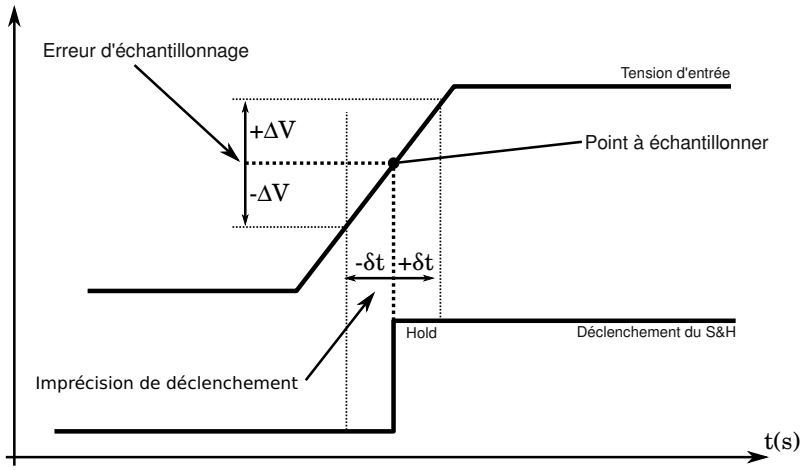


FIGURE B.3 – Effet de l'imprécision de déclenchement de l'échantillonneur-bloqueur sur la mesure.

L'instant de déclenchement de l'échantillonneur-bloqueur est également source de bruit. Comme présenté en figure B.3, un décalage temporel de $\pm\delta t$ induit une erreur de $\pm\Delta V$ sur la tension mesurée. L'imprécision de déclenchement (ou jitter en anglais) peut être interne au composant ou provenir du signal externe qui le commande. La pente maximale d'un signal sinusoïdale se trouve lors du passage à zéro et lorsque δt tend vers zéro, la pente maximale du signal $v(t) = V \cdot sin(2\pi ft)$ équivaut à :

$$\frac{\Delta v(t)}{\delta t} = V \cdot 2\pi f$$

L'expression des variations relatives de tension par rapport à une incertitude temporelle devient :

$$\frac{\Delta v}{V} = 2\pi f \delta t$$

avec δt pouvant être assimilé à un jitter de convertisseur. Nous pouvons alors déduire le rapport signal sur bruit dû au jitter d'un convertisseur par la relation suivante [98] :

$$S/R = -20 \cdot \log 10(2\pi f_e \sigma_j)$$

avec S/R le ratio signal à bruit dû au jitter en dB, f_e la fréquence d'entrée à numériser et σ_j le jitter RMSsecondes.

Table des figures

1.1 Principe de fonctionnement d'un RADAR : le signal généré et rayonné au travers de l'antenne émettrice se réfléchit sur la cible et une partie des ondes réfléchies est captée par l'antenne réceptrice avant d'être mise en forme. 12

1.2 Simulation d'une antenne YAGI à 17 éléments en trois dimensions et sa projection en élévation à sa fréquence de fonctionnement de 434 MHz, effectuées à l'aide du logiciel *xnec2c*. 14

1.3 Étage d'émission d'un RADAR à impulsions constitué d'un circuit à transistor en mode avalanche. 16

1.4 RADAR à ondes pulsées permettant une démodulation du signal retourné. 17

1.5 RADAR à onde continue en configuration mono-statique utilisant un circulateur. . 17

1.6 RADAR FMCW utilisant un VCO commandé par une rampe de tension. 18

1.7 La non-linéarité en fréquence du signal d'excitation ne permet plus de retrouver le délai en fonction de la différence de fréquence des signaux émis et reçu car la proportionnalité entre Δf et ΔT n'est plus respectée. 19

1.8 Signaux émis et reçus et fréquence de battement dans le cas (a) d'une cible fixe, (b) d'une cible s'éloignant du RADAR et (c) d'une cible s'approchant du RADAR. . . 20

1.9 Signaux émis et reçus et fréquence de battement dans le cas (a) d'une cible fixe à la distance maximale mesurable, signaux émis et reçu en opposition de phase et (b) d'une cible s'éloignant du RADAR à la vitesse maximale mesurable, fréquence de battement nulle durant un temps $t_{v_{max}}$. 21

1.10 RADAR FSCW, la source de fréquence est commandée numériquement pour effectuer des sauts de fréquence. 22

1.11 Densité de bruit de phase de la source comparée à la puissance du signal reçu convertie en densité de phase, f représentant l'écart à la porteuse de la source. 23

1.12 Bruits d'amplitude et de phase par rapport à un signal de référence. 24

1.13 Pic de Dirac d'un oscillateur idéal et étalement fréquentiel de la puissance dû au bruit d'un oscillateur réel. 25

1.14 Relations entre spectre de bruit de phase $S_\varphi(f)$, de fréquence relative $S_y(f)$ et variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$. 27
1.15 Banc de mesure de bruit de phase à mélangeur saturé. 28
1.16 Représentation du bruit de phase d'un amplificateur, l'abcisse étant en échelle logarithmique. 29
1.17 Influence de l'effet Leeson et de la fréquence de coupure de l'amplificateur sur la courbe de bruit de phase dans une boucle d'oscillateur, les abcisses étant en échelle logarithmique. 30
1.18 Schéma en coupe de résonateur BAW et ses composants électriques équivalents pour la résonance fondamentale (cf § 1.3.1). 32
1.19 Ligne à retard en technologie SAW fonctionnant en transmission en vue schématique du dessus (en haut) et de profil (en bas). 34
1.20 Configuration simple et double ports d'un résonateur SAW. 35
1.21 Description des différentes couches composant un FBAR. 35
1.22 Description des différentes couches composant un SMR. Nous pouvons noter la superposition de couches d'impédance acoustique différente afin de constituer un miroir de Bragg. 36
1.23 Description des différentes couches composant un HBAR. Cette fois, l'énergie est confinée dans un substrat à haute qualité élastique. 37
1.24 Spectre de 100 MHz à 1,2 GHz d'un HBAR (à gauche) et un agrandissement entre 620 MHz et 650 MHz (à droite). 38
1.25 Schéma d'un oscillateur à amplificateur opérationnel dans un circuit amplificateur à résistance négative. 39
1.26 Schémas simplifiés des oscillateurs Colpitts, Clapp et Hartley : les éléments encadrés peuvent être remplacés par un résonateur à ondes élastiques. 39
1.27 Schéma simplifié d'un oscillateur « Pierce », l'inductance encadrée pouvant être remplacée par un résonateur à ondes élastiques. 40
1.28 Schéma d'un oscillateur en transmission comportant un résonateur à ondes élastiques, un filtre passe-bande de sélection de la fréquence de fonctionnement, un amplificateur d'entretien et un coupleur de sortie. 40

2.1 Ligne à retard réflectrice (simple-port) à ondes élastiques de surface. 44
2.2 Réponses lors d'une mesure filaire de la ligne à retard exploitée comme corps d'épreuve pour nos travaux. (a) : réponse spectrale en réflexion de la ligne à retard CTR entre 2,3 et 2,5 GHz. (b) : réponse temporelle sur 3 μs avec un signal d'excitation centré à 2,427 GHz et une bande passante de 54 MHz. 45
2.3 Résolution de température imposée par le bruit de l'oscillateur local et l'amplificateur faible bruit en fonction de la distance d'interrogation. 52

2.4 Schéma du banc de mesure de l'influence du bruit de phase de la source de fréquence sur la mesure d'une ligne à retard à onde élastique. 53
2.5 Chaîne de dégradation du bruit de phase avec un montage d'une série d'amplificateurs où F_x est le facteur de bruit de chaque amplificateur. L'atténuation Att_{dB} est choisie pour $P_{LO} = P = P_0 \cdot G_1 \cdot G_2 \cdot G_3$. 55
2.6 Spectres de bruit de phase des sources de fréquences mesurés à l'aide du banc Agilent E5052A. 56
2.7 Module |I+jQ| d'une réponse I-Q pour chaque série de mesures avec en rouge, au sommet de chaque écho, le point utilisé pour l'analyse de bruit. 57
2.8 Évolution de la phase, déduite de la sortie du démodulateur I-Q, de chaque écho pour une série de 100 mesures successives. 58
2.9 Écart-type moyen des phases au centre des échos des séries de mesures pour les trois sources différentes et valeurs théoriques de l'écart-type de la phase pour $L(f) = -135 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}, $L(f) = -130 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}, $L(f) = -124 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}. . . . 59
2.10 Fluctuations de température correspondant aux fluctuations de phase ainsi que les valeurs théoriques des résolutions de mesure imposées pour $L(f) = -135 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}, $L(f) = -130 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}, $L(f) = -124 \pm 1$ dBc.Hz^{-1}. 60

3.1 Étapes du processus de fabrication des HBAR à niobate de lithium sur quartz. . . 64
3.2 Coupe de l'assemblage du HBAR final fabriqué par le CEA-LETI. 65
3.3 Spectre large bande (à gauche)et agrandissement (à droite) d'un HBAR AlN/Saphir. 66
3.4 Agrandissement des trois modes de résonances de la figure précédente (span de 4 MHz). 67
3.5 Schéma du montage à émetteur commun théorique. 68
3.6 Coefficients de stabilité simulés du montage à émetteur commun théorique. 69
3.7 Aperçu du circuit simplifié comportant des lignes de substrat codé selon le processus « ADS ». 70
3.8 Facteurs de stabilité et gain en transmission pour la simulation de l'amplificateur à 434 MHz. 70
3.9 Facteurs de stabilité et gain en transmission pour la simulation de l'amplificateur à 2,45 GHz. 71
3.10 Mesures des paramètres S_{11} (comparé à la simulation en (a)) et S_{21} (avec et sans filtre passe-bas en sortie en (b)), de l'amplificateur à 434 MHz sur une bande spectrale s'étendant de 100 MHz à 2 GHz. 71
3.11 Schéma de l'amplificateur à émetteur découplé. 72
3.12 Comparaison entre les paramètres S_{11} (a) et S_{21} (b) simulés et mesurés de l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation basse impédance. 73
3.13 Schéma du banc de mesure du bruit de phase en boucle ouverte des amplificateurs utilisés. 73

3.14 Schéma de l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation basse impédance indiquant les modifications apportées à la polarisation de la base du transistor par rapport au schéma de la figure 3.11. 74

3.15 Comparatif des bruits de phase des amplificateurs à contre-réaction à la fréquence de fonctionnement de 434 MHz pour une puissance d'entrée de −19 dBm. 75

3.16 Mise en évidence de la dépendance du bruit additif envers la puissance d'entrée de l'amplificateur. 76

3.17 Bruit de phase pour l'amplificateur à contre-réaction initial (émetteur commun), avec une puissance d'entrée de -19 dBm, et le circuit à émetteur découplé, avec une puissance d'entrée de -10 dBm, tous deux à polarisation de type « haute impédance ». 77

3.18 Bruit de phase en boucle ouverte de l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation basse impédance pour deux alimentations différentes : ISO-TECH IPS3303 ou Metrix AX503. 78

3.19 Exemple d'ajout d'une source de bruit obtenue par ajustement paramétrique sur la base d'un transistor en simulation. 78

3.20 Bruit de phase simulé et mesuré pour l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation haute impédance. 79

3.21 Bruit de phase simulé et mesuré pour l'amplificateur à émetteur découplé et à polarisation basse impédance. 80

3.22 Cellule résonante idéale d'un oscillateur Colpitts. 80

3.23 Schéma de l'oscillateur Colpitts à résonateur à ondes élastiques et son équivalence sous forme d'un oscillateur à rétroaction parallèle avec le gain A et la rétroaction β. 81

3.24 Schéma du circuit de l'oscillateur Colpitts avec un modèle idéal de résonateur SAW à 434 MHz. 82

3.25 Résultats de simulation de bruit de phase des trois oscillateurs à résistance négative exploitant des schémas équivalent de résonateurs idéaux. 83

3.26 Simulation de la phase (en rad) en boucle ouverte pour des valeurs de déphasage (longueur électrique L de la ligne idéale) comprises entre 0 et 360 ° (0 et 2π) et module du paramètre S en transmission (en dB) à la résonance si celui-ci est supérieur à 0 dB. 85

3.27 Schéma ADS de la simulation de l'oscillateur en boucle fermée. 85

3.28 Résultats de simulation de bruit de phase (à gauche) et du bruit d'amplitude (à droite) de l'oscillateur en boucle fermée pour des valeurs de déphasage de 50 à 250 °. 86

3.29 Photographies de l'oscillateur réalisé dans un boîtier d'aluminium et de Teflon : à gauche, boîtier fermé et à droite, boîtier ouvert laissant apparaître la face supérieure du circuit imprimé, le coupleur de sortie de l'oscillateur étant sur la seconde face du circuit. 87

3.30 Bruit de phase de l'oscillateur exploitant le mode à 2,339 GHz du résonateur SA669 (OscNi1), mesuré à FEMTO-ST et au centre DGA de Rennes par un banc Agilent E5052A. 88

3.31 Bruit de phase de l'oscillateur exploitant le mode à 2,349 GHz du résonateur SA613 (OscNi2), mesuré à FEMTO-ST et au centre DGA de Rennes par un banc Agilent E5052A. 88

3.32 Comparaison entre le bruit de phase mesuré à FEMTO-ST de l'oscillateur « OscNi2 » verrouillé sur le mode à 2,349 GHz avec une remontée du bruit de phase observée en simulation (cf. figure 3.28) et la simulation de l'oscillateur pour un déphasage dans la boucle de 250 °. 89

3.33 Bruit de phase de l'oscillateur exploitant un résonateur idéal présentant un facteur de qualité de 8000 comparé aux résultats avec le résonateur réel (facteur de qualité de 11600). 90

3.34 Bruit de phase de l'oscillateur utilisant un résonateur idéal pour des valeurs de déphasage additionnel dans la boucle de 160 à 210 °. 91

3.35 Comparaison des bruits de phase d'oscillateurs exploitant des résonateurs idéaux présentant des facteurs de qualité compris entre 10000 et 50000. 92

3.36 Bruits de phase ramenés théoriquement à 4 GHz (cf.§ 1.2.3 p.30) des oscillateurs Pascall OCXO fonctionnant à 100MHz, Rakon OCSO fonctionnant à 500 MHz, OscNi2 mesuré à 2,349 GHz et OscNi2 simulé pour une résonance à 2,38 GHz. . . 95

3.37 Bruit de phase de l'oscillateur OscNi2 mesuré et simulé, à 100 kHz d'écart à la porteuse, comparé à ceux d'oscillateurs commerciaux à faible bruit de phase et à taille réduite et à des résultats de travaux de recherche menés sur les oscillateurs à HBAR. 95

3.38 Bruit de phase des oscillateurs à 100 kHz d'écart à la porteuse en fonction de leur encombrement, la zone à atteindre étant un compromis entre encombrement et bruit de phase. 96

4.1 Recouvrement spectral de la réponse du capteur et des signaux d'interrogation d'un RADAR impulsionnel (a) et d'un RADAR FMCW (b). 100

4.2 Calcul théorique de la distance d'interrogation maximale de notre ligne à retard, en fonction de la puissance pic d'un RADAR à onde pulsée, et de la période de répétition des impulsions permettant de respecter la norme de 10 dBm de puissance moyenne. 102

4.3 Principe de l'échantillonnage en temps équivalent d'un signal, en prenant un point par répétition/période de durée T, avec une fréquence d'échantillonnage de $1/\Delta t$ pour une reconstruction comportant N points. 105

4.4 Architecture du système d'interrogation mise en œuvre dont l'acquisition est assurée par une méthode stroboscopique. 106
4.5 Phases mesurées au centre de deux échos d'une ligne à retard SAW et différence de ces phases sur 8000 mesures. 108
4.6 Schéma de principe du prototype de la méthode stroboscopique pour l'interrogation de lignes à retard à ondes élastiques, utilisées comme capteur, par méthode de RADAR impulsionnel. 111
4.7 Module $|I+jQ|$ et phase $\arg(I+jQ)$, de la réponse du capteur acquise par méthode stroboscopique, calculés à partir des signaux I et Q de sortie du démodulateur. . . 112
4.8 Répartition du temps total d'acquisition par méthode stroboscopique d'une réponse de 12000 couples de points I et Q entre les différentes étapes du processus opératoire. 117
4.9 Parcours d'un signal (dont l'échelle temporelle est reconstruite) en alternant les retards grossiers τ_g et fins τ_f à trois étapes différentes (les lignes pointillées indiquent l'étape suivante) avec : (a) un retard nul programmé pour ligne à retard externe, (b) et (c) des retards respectivement de τ_f et $2 \cdot \tau_f$ programmés pour la ligne à retard externe. 119
4.10 Comparatif des durées des étapes du processus opératoire de la méthode initiale et de la méthode en peigne. 119
4.11 Détection de 8 échos par comparaison du module $|I+jQ|$ à une valeur seuil définie comme valeur maximale du module divisée par 3. 120
4.12 Principe de l'asservissement sur 3 points de mesure autour d'un écho : lorsque la position de l'écho est modifiée, un des points de mesure sur les flancs de l'écho dépasse une valeur seuil et les indices temporels des points sont ajustés grossièrement par pas τ_g. 121
4.13 Réponse spectrale (en haut) et temporelle (en bas) de la ligne à retard SAW utilisée comme capteur de contrainte. 125
4.14 Schéma du système expérimental de caractérisation des vibrations d'un diapason par l'interrogation en temps-réel d'une ligne à retard SAW. 125
4.15 Acquisition des signaux en phase et en quadrature de phase de la réponse de la ligne à retard en temps-réel pour une durée de 4,096 μs (a) et visualisation des variations des signaux, au point de mesure d'indice 700, sur 2048 acquisitions (b). 126

A.1 Enveloppe de charge d'un résonateur. 134
A.2 Schéma de fonctionnement d'un interrogateur à impulsion large bande analysant la décharge de deux résonateurs par transformée de Fourier. 135
A.3 Schéma de fonctionnement d'un interrogateur à pas de fréquence retrouvant la résonance des deux dispositifs par un détecteur de puissance. 135

B.1 Erreur e lors de la conversion analogique-numérique avec q le pas de quantification. 137
B.2 Représentation de la densité spectrale de l'erreur de quantification. 138
B.3 Effet de l'imprécision de déclenchement de l'échantillonneur-bloqueur sur la mesure. 138

Liste des tableaux

1.1 Relation entre les différentes zones spectrales de bruit de phase, les densités spectrales de puissance et la variance d'Allan [17]. 26
1.2 Valeurs typiques des éléments du schéma équivalent BVD pour un quartz fonctionnant à 10 MHz. 31

2.1 Application numérique des pertes d'insertion d'une ligne à retard réflectrice à ondes de Rayleigh en fonction du type de substrat, de la fréquence de fonctionnement et du retard généré. 44
2.2 Application numérique de la distance maximale d'interrogation en fonction du rapport signal à bruit minimal, de la fréquence de la porteuse et des pertes d'insertion du dispositif à interroger. 47
2.3 Influence du bruit de phase sur la résolution de mesure par ligne à retard à ondes élastiques. 50
2.4 Paramètres du calcul des contributions de l'amplificateur à faible bruit et de l'oscillateur local sur la résolution de mesure de température par un système RADAR. . 52
2.5 Liste des composants utilisés pour le banc de mesure de l'influence du bruit de phase sur la mesure d'une ligne à retard. 54

3.1 Valeurs des capacités d'adaptation d'impédance pour trois modèles de résonateurs différents nécessaires à faire converger la simulation. 82
3.2 Facteur de qualité en charge des modes de résonance utilisés. 84
3.3 Fréquences de Leeson des résonateurs idéaux fonctionnant à 2,45 GHz exploités pour les simulations présentées en figure 3.35. 91
3.4 Références des oscillateurs comparés en figure 3.37. 96

4.1 Écart de température de la mesure en fonction des fluctuations de phase au sein des échos observés ($f = 2,427$ GHz, $\frac{\partial v(T^\circ)}{v} = 60$ ppm.K^{-1} et $1/B = 50$ ns). 112
4.2 Contribution de chaque étape opératoire de la méthode stroboscopique sur le temps total d'une acquisition à 4GS/s d'une réponse de 3 μs (12000 couples de points I et Q). 117

4.3 Contribution de chaque étape opératoire de l'acquisition d'une réponse à 24 couples de points I-Q. 122

Bibliographie

[1] G.T. Capraro, A. Farina, H. Griffiths et M.C. Wicks : Knowledge-based RADAR signal and data processing : A tutorial review. *Signal Processing Magazine, IEEE*, 23(1):18–29, 2006.

[2] M.I. Skolnik : *Introduction to Radar*. 1962.

[3] European Radiocommunications Committee *et al.* : ERC recommendation 70-03 relating to the use of short range devices. 2013.

[4] M.I. Skolnik : *Radar Handbook*. Electronic engineering series. McGraw-Hill, 1990.

[5] Y. Blanchard : *Le radar, 1904-2004 : Histoire d'un siècle d'innovations techniques et opérationnelles*. Ellipses, 2004.

[6] A.S. Mudukutore, V. Chandrasekar et R.J. Keeler : Pulse compression for weather radars. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 36(1):125–142, 1998.

[7] D.P. Jorgensen, P.H. Hildebrand et C.L. Frush : Feasibility test of an airborne pulse-doppler meteorological radar. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 22(5):744–757, 1983.

[8] R.A. Brown, L.R. Lemon et D.W. Burgess : Tornado detection by pulsed doppler radar. *Monthly Weather Review*, 106(1):29–38, 1978.

[9] R. Yelf : Where is true time zero ? *In Ground Penetrating Radar, 2004. GPR 2004. Proceedings of the Tenth International Conference on*, volume 1, pages 279–282. IEEE, 2004.

[10] A.E. Schutz : Ground probing radar with multiple antenna capability, 1993. US Patent 5,248,975.

[11] D.J. Daniels : *Ground penetrating radar*. Wiley Online Library, 2005.

[12] J. Lee, Y.-A. Li, M.-H. Hung et S.-J. Huang : A fully-integrated 77-GHz FMCW radar transceiver in 65-nm CMOS technology. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 45(12):2746–2756, 2010.

[13] A. Stelzer, J. Hoftberger, K. Ettinger et R. Weigel : Generation of precise frequency ramps for FSCW applications with a fractional-N-PLL at 24 GHz. *In Microwave Conference, 2003. 33rd European*, pages 1199–1202. IEEE, 2003.

[14] E.S. Ferre-Pikal, J.R. Vig, J.C. Camparo, L.S. Cutler, L. Maleki, W.J. Riley, S.R. Stein, C. Thomas, F.L. Walls et J.D. White : Draft revision of IEEE STD 1139-1988 standard definitions of physical quantities for fundamental, frequency and time metrology-random instabilities. *In Frequency Control Symposium, 1997., Proceedings of the 1997 IEEE International*, pages 338–357. IEEE, 1997.

[15] Agilent Technologies : Phase noise measurement solutions, Nov. 2013.

[16] E. Rubiola : *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*. Cambridge books online. Cambridge University Press, 2009.

[17] R. Boudot : *Oscillateurs micro-ondes à haute pureté spectrale*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2006.

[18] G. Cibiel, M. Régis, E. Tournier et O. Llopis : AM noise impact on low level phase noise measurements. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 49(6):784–788, 2002.

[19] E. Rubiola, V. Giordano et H. Stoll : The $\pm 45^\circ$ correlation interferometer as a means to measure phase noise of parametric origin. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 52(1):182–188, 2003.

[20] F.L. Walls, S.R. Stein, J.E. Gray et D.J. Glaze : Design considerations in state-of-the-art signal processing and phase noise measurement systems. *In Proceedings of the 30th Annual Frequency Control Symposium*, pages 269–274, 1976.

[21] E. Rubiola et V. Giordano : On the 1/f frequency noise in ultra-stable quartz oscillators. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 54(1):15–22, 2007.

[22] E. Rubiola et R. Brendel : A generalization of the Leeson effect. *arXiv preprint arXiv :1004.5539*, 2010.

[23] W.G. Cady : The piezoelectric resonator. *Physical Review*, 17:531–533, 1921.

[24] W.G. Cady : The piezoelectric resonator and the effect of electrode spacing upon frequency. *Journal of Applied Physics*, 7(7):237–259, 2004.

[25] R.J. Besson, J.-J. Boy et M.M. Mourey : BVA resonators and oscillators : a review. relation with space requirements and quartz material characterization. *In Frequency Control Symposium, 1995. 49th., Proceedings of the 1995 IEEE International*, pages 590–599. IEEE, 1995.

[26] D. Johannsmann et L.-O. Heim : A simple equation predicting the amplitude of motion of quartz crystal resonators. *Journal of applied physics*, 100(9):094505–094505, 2006.

[27] P.V. Wright : A review of SAW resonator filter technology. *In Ultrasonics Symposium, 1992. Proceedings., IEEE 1992*, pages 29–38. IEEE, 1992.

[28] G. Martin, R. Kunze, M. Weihnacht et B. Wall : A discrete one component wave model and its application to SAW resonator filters. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 41(4):503–511, 1994.

[29] G. Martin et B. Wall : A SAW resonator filter using longitudinal and transverse modes. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 45(6):1559–1564, 1998.

[30] J. Meltaus, S.S. Hong, O. Holmgren, K. Kokkonen et V.P. Plessky : Double-resonance SAW filters. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 54(3): 659–667, 2007.

[31] S. Yoshimoto, Y. Yamamoto, Y. Takahashi et E. Otsuka : Multi-band RF SAW filter for mobile phone using surface mount plastic package. *In Ultrasonics Symposium, 2002. Proceedings. 2002 IEEE*, volume 1, pages 113–118. IEEE, 2002.

[32] L. Reindl, G. Scholl, T. Ostertag, C.C.W. Ruppel, W.-E. Bulst et F. Seifert : SAW devices as wireless passive sensors. *In Ultrasonics Symposium, 1996. Proceedings., 1996 IEEE*, volume 1, pages 363–367. IEEE, 1996.

[33] A. Pohl, G. Ostermayer, L. Reindl et F. Seifert : Monitoring the tire pressure at cars using passive saw sensors. *In Ultrasonics Symposium, 1997. Proceedings., 1997 IEEE*, volume 1, pages 471–474. IEEE, 1997.

[34] A. Pohl : A review of wireless SAW sensors. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 47(2):317–332, 2000.

[35] U. Wolff, F.L. Dickert, G.K. Fischerauer, W. Greibl et C.C.W. Ruppel : SAW sensors for harsh environments. *IEEE sensors journal*, 1(1):4–13, 2001.

[36] J.-M. Friedt, T. Rétornaz, S. Alzuaga, T. Baron, G. Martin, T. Laroche, S. Ballandras, M. Griselin et J.-P. Simonnet : Surface acoustic wave devices as passive buried sensors. *Journal of Applied Physics*, 109(3):034905–034905, 2011.

[37] R.M. White et F.W. Voltmer : Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves. *Applied Physics Letters*, 7(12):314–316, 1965.

[38] K. Yamanouchi, N. Sakurai et T. Satoh : SAW propagation characteristics and fabrication technology of piezoelectric thin film/diamond structure. *In Ultrasonics Symposium, 1989. Proceedings., IEEE 1989*, pages 351–354. IEEE, 1989.

[39] K.M. Lakin : Thin film resonators and filters. *In Ultrasonics Symposium, 1999. Proceedings. 1999 IEEE*, volume 2, pages 895–906. IEEE, 1999.

[40] N.B. Hassine, D. Mercier, P.-H. Renaux, D. Bloch, G. Parat, B. Ivira, P. Waltz, C. Chappaz, R. Fillit et S. Basrour : Self heating under RF power in BAW SMR and its predictive 1D thermal model. *In Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International*, pages 237–240. IEEE, 2009.

[41] M. Pijolat, A. Reinhardt, E. Defay, C. Deguet, D. Mercier, M. Aid, J.-S. Moulet, B. Ghyselen, D. Gachon et S. Ballandras : Large Qxf product for HBAR using Smart Cut™ transfer of $LiNbO_3$ thin layers onto $LiNbO_3$ substrate. *In Ultrasonics Symposium, 2008. IUS 2008. IEEE*, pages 201–204. IEEE, 2008.

[42] K.M. Lakin, G.R. Kline et K.T. McCarron : High-Q microwave acoustic resonators and filters. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 41(12):2139–2146, 1993.

[43] D. Gachon : *Nouveaux résonateurs haute-fréquence à Ondes de Volume dans les films minces piézoélectriques pour les Applications sources Embarquées.* Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, Oct. 2008. Département Temps-Fréquence.

[44] H. Yu, C.-Y. Lee, W. Pang, H. Zhang, A. Brannon, J. Kitching et E.S. Kim : HBAR-Based 3.6 GHz oscillator with low power consumption and low phase noise. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 56(2):400–403, 2009.

[45] E.A. Vittoz, M.G.R. Degrauwe et S. Bitz : High-performance crystal oscillator circuits : theory and application. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 23(3):774–783, 1988.

[46] R.G. Meyer et D.C.-F. Soo : MOS crystal oscillator design. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 15(2):222–228, 1980.

[47] R.C. Ruby et W. Pang : HBAR oscillator and method of manufacture, 2009. US Patent 7,508,286.

[48] V.P. Plessky et L.M. Reindl : Review on SAW RFID tags. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 57(3):654–668, 2010.

[49] S. Scheiblhofer, S. Schuster et A. Stelzer : Signal model and linearization for nonlinear chirps in FMCW RADAR SAW-ID tag request. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 54(4):1477–1483, 2006.

[50] M. Feldmann et J. Henaff : Propagation des ondes élastiques de surface-atlas des configurations calculées pour le quartz, le tantalate de lithium, le niobate de lithium et le vanadosulfure de thallium en ce qui concerne les coefficients de température et le couplage piézoélectrique. *Revue de Physique appliquee*, 12(11):1775–1788, 1977.

[51] D. Ciplys et R. Rimeika : Electromechanical coupling coefficient for surface acoustic waves in proton-exchanged 128 °-rotated Y-cut lithium niobate. *Applied physics letters*, 73(17): 2417–2419, 1998.

[52] D. Morgan : Surface acoustic wave filters, 2007.

[53] R. Fachberger, G. Bruckner, R. Hauser et L. Reindl : Wireless SAW based high-temperature measurement systems. *In International Frequency Control Symposium and Exposition, 2006 IEEE*, pages 358–367. IEEE, 2006.

[54] J.-S. Moulet, M. Pijolat, J. Dechamp, F. Mazen, A. Tauzin, F. Rieutord, A. Reinhardt, E. Defaÿ, C. Deguet, B. Ghyselen *et al.* : High piezoelectric properties in $LiNbO_3$

transferred layer by the Smart Cut™ technology for ultra wide band BAW filter applications. *In Electron Devices Meeting, 2008. IEDM 2008. IEEE International*, pages 1–4. IEEE, 2008.

[55] J. Masson, G. Martin, R. Boudot, Y. Gruson, S. Ballandras, A. Artieda, P. Muralt, B. Belgacem et L. Chommeloux : Fabrication of high stability oscillators using AlN/Si high overtone bulk acoustic resonators. *In Ultrasonics Symposium, 2007. IEEE*, pages 628–631. IEEE, 2007.

[56] J. Masson, D. Gachon, L. Robert, N. Bazin, J.-M. Friedt, G. Martin, S. Alzuaga, R. Rodolphe, B. Guichardaz et S. Ballandras : High overtone bulk acoustic resonators built using aluminum nitride thin films deposited onto AT-cut quartz plates. *In International Frequency Control Symposium and Exposition, 2006 IEEE*, pages 835–838. IEEE, 2006.

[57] M. Pijolat, C. Deguet, C. Billard, D. Mercier, A. Reinhardt, M. Aid, E. Defay et S. Ballandras : High quality factor lithium niobate electrostrictive HBAR resonators. *In Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS), 2011 Joint Conference of the IEEE International*, pages 1–3. IEEE, 2011.

[58] J.M. Rollett : Stability and power-gain invariants of linear twoports. *Circuit Theory, IRE Transactions on*, 9(1):29–32, 1962.

[59] Infineon : Technical Report TR103 - LNA using BFP740 for 2.3 - 2.7 GHz WiMax Application, 2008.

[60] Olivier Llopis, Jean-Marc Dienot, Jacques Verdier, Robert Plana, Michel Gayral et Jacques Graffeuil : Analytic investigation of frequency sensitivity in microwave oscillators : application to the computation of phase noise in a dielectric resonator oscillator. *In Annales des télécommunications*, volume 51, pages 121–129. Springer, 1996.

[61] Olivier Llopis et Gilles Cibiel : Phase noise metrology and modeling of microwave transistor applications to the design of state-of-the-art dielectric resonator oscillators. *In SPIE's First International Symposium on Fluctuations and Noise*, pages 179–191. International Society for Optics and Photonics, 2003.

[62] G. Cibiel, M. Régis, O. Llopis, A. Rennane, L. Bary, R. Plana, Y. Kersalé et V. Giordano : Optimization of an ultra low-phase noise sapphire-SiGe HBT oscillator using nonlinear CAD. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 51(1):33–41, 2004.

[63] O Llopis, G Cibiel, Y Kersale, M Regis, M Chaubet et V Giordano : Ultra low phase noise sapphire-sige hbt oscillator. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, 12(5):157–159, 2002.

[64] G Cibiel, M Regis, O Llopis, Y Kersale, V Giordano, H Lafontaine, R Plana et M Chaubet : Ultra low phase noise sige hbt. application to a c band sapphire resonator

oscillator. *In Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, volume 2, pages 691–694. IEEE, 2002.

[65] S. Gribaldo : *Modélisation non-linéaire et en bruit de composants micro-ondes pour applications à faible bruit de phase.* Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2008.

[66] P. Tinguy, F. Lardet-Vieudrin, B. Dulmet, J. Leost et L. Couteleau : Toward full crystal oscillator integration for RF applications. *In Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, pages 46–51. IEEE, 2010.

[67] P.W. Black : Crystal oscillator with temperature compensation, 1968. US Patent 3,373,379.

[68] N. Nomura, Y. Aoyagi, T.-L. Chou et Y. Sekine : Colpitts-type oscillator for high frequency application. *In Frequency Control Symposium and Exposition, 2004. Proceedings of the 2004 IEEE International*, pages 748–751. IEEE, 2004.

[69] Y. Tsuzuki, T. Adachi et J.W. Zhang : Formulation of nonlinear negative resistance for calculation of start-up characteristics of crystal oscillators. *In Frequency Control Symposium, 1996. 50th., Proceedings of the 1996 IEEE International.*, pages 710–713. IEEE, 1996.

[70] Y. Watanabe, H. Sekimoto, S. Goka et I. Niimi : A dual mode oscillator based on narrow-band crystal oscillators with resonator filters. *In Frequency Control Symposium, 1997., Proceedings of the 1997 IEEE International*, pages 932–937. IEEE, 1997.

[71] M. Addouche : *Modélisation Non Linéaire des Oscillateurs à Quartz, Développement d'un Logiciel de Simulation.* Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2002.

[72] R.J. Matthys : Crystal oscillator circuits. *New York, Wiley-Interscience, 1983, 244 p.*, 1, 1983.

[73] D. Halford, A.E. Wainwright et J.A. Barnes : Flicker noise of phase in rf amplifiers and frequency multipliers : Characterization, cause, and cure. *In Proc. 1968 Freq. Cont. Symp*, pages 340–341, 1968.

[74] T. Baron, E. Lebrasseur, G. Martin, D. Gachon, A. Reinhardt, P.-P. Lassagne, D. Rabus *et al.* : High overtone bulk acoustic resonators : application to resonators, filters and sensors. *Acoustics 2012 Nantes*, 2012.

[75] J. Masson, G. Martin, R. Boudot, Y. Gruson, S. Ballandras, A. Artieda, P. Muralt, B. Belgacem et L. Chommeloux : Fabrication of high stability oscillators using AlN/Si high overtone bulk acoustic resonators. *In Ultrasonics Symposium, 2007. IEEE*, pages 628–631. IEEE, 2007.

[76] R. Boudot, M.-D. Li, V. Giordano, N. Rolland, P.-A. Rolland et P. Vincent : A solid-mounted resonator-oscillator-based 4.596 ghz frequency synthesis. *Review of Scientific Instruments*, 82(3):034706, 2011.

[77] N. Chrétien, J.-M. Friedt, G. Martin et S. Ballandras : Acoustic transducers as passive sensors probed through a wireless radiofrequency link. *Instrumentation, Mesure, Métrologie*, 13(3-4):159–178, 2013.

[78] C.E. Shannon : A mathematical theory of communication. *ACM SIGMOBILE Mobile Computing and Communications Review*, 5(1):3–55, 2001.

[79] J.-M. Friedt, A. Saintenoy, S. Chrétien, T. Baron, É. Lebrasseur, T. Laroche, S. Ballandras et M. Griselin : High-overtone bulk acoustic resonator as passive ground penetrating RADAR cooperative targets. *Journal of Applied Physics*, 113(13):134904–134904, 2013.

[80] D. Rabus, T. Baron, É. Lebrasseur, S. Alzuaga, G. Martin, S. Ballandras et J.-M. Friedt : Novel narrowband acoustic sensors for sub-GHz wireless measurements. *In Sensors, 2011 IEEE*, pages 1309–1312. IEEE, 2011.

[81] Agilent Technologies : What is the difference between an equivalent time sampling, Nov. 2013.

[82] LeCroy Corporation : Random interleaved sampling, Juin 2006.

[83] J.H. Kuypers, L.M. Reindl, S. Tanaka et M. Esashi : Maximum accuracy evaluation scheme for wireless SAW delay-line sensors. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 55(7):1640–1652, 2008.

[84] G. Goavec-Mérou, N. Chrétien, J.-M. Friedt, P. Sandoz, G. Martin, M. Lenczner et S. Ballandras : Fast contactless vibrating structure characterization using real time field programmable gate array-based digital signal processing : Demonstrations with a passive wireless acoustic delay line probe and vision. *Review of Scientific Instruments*, 85(1):015109, 2014.

[85] C. Hartmann, P. Hartmann, P. Brown, J. Bellamy, L. Claiborne et W. Bonner : Anti-collision methods for global SAW RFID tag systems. *In Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE*, volume 2, pages 805–808. IEEE, 2004.

[86] M. Rodahl, F. Hook, A. Krozer, P. Brzezinski et B. Kasemo : Quartz crystal microbalance setup for frequency and Q-factor measurements in gaseous and liquid environments. *Review of Scientific Instruments*, 66(7):3924–3930, 1995.

[87] V. Kalinin : Modelling of a wireless SAW system for multiple parameter measurement. *In IEEE International Ultrasonics Symposium*, pages 1790–1793. IEEE, 2001.

[88] V. Kalinin, G. Bown, J. Beckley et R. Lohr : Pulsed interrogation of the SAW torque sensor for electrical power assisted steering. *In Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE*, volume 3, pages 1577–1580. IEEE, 2004.

[89] V. Kalinin : Passive wireless strain and temperature sensors based on SAW devices. *In Radio and Wireless Conference, 2004 IEEE*, pages 187–190. IEEE, 2004.

[90] J.C. Whitaker : *The electronics handbook*. CRC Press, 1996.

[91] C. Droit, J.-M. Friedt, T. Rétornaz et S. Ballandrasa : Interrogation strategies for probing wireless passive SAW sensors. *Procedia Engineering*, 25:1024–1027, 2011.

[92] J.-M. Friedt, C. Droit, G. Martin et S. Ballandras : A wireless interrogation system exploiting narrowband acoustic resonator for remote physical quantity measurement. *Review of scientific instruments*, 81(1):014701–014701, 2010.

[93] D.S. Stevens, J.C. Andle, S. Sabah, S.J. Jumani, B.W.A. Wall, M. Baier, T. Martens et R. Gruenwald : Applications of wireless temperature measurement using SAW resonators. *In Fourth International Symposium on Acoustic Wave Devices for Future Mobile Communication Systems, Chiba University, Japan*, 2010.

[94] J.-M. Friedt, C. Droit, S. Ballandras, S. Alzuaga, G. Martin et P. Sandoz : Remote vibration measurement : A wireless passive surface acoustic wave resonator fast probing strategy. *Review of Scientific Instruments*, 83(5):055001, 2012.

[95] A.J. Jerri : The shannon sampling theorem—its various extensions and applications : A tutorial review. *Proceedings of the IEEE*, 65(11):1565–1596, 1977.

[96] B. Widrow : A study of rough amplitude quantization by means of Nyquist sampling theory. *Circuit Theory, IRE Transactions on*, 3(4):266–276, 1956.

[97] B. Widrow : Statistical analysis of amplitude-quantized sampled-data systems. *American Institute of Electrical Engineers, Part II : Applications and Industry, Transactions of the*, 79(6):555–568, 1961.

[98] Linear Technology : *Understanding the Effect of Clock Jitter on High Speed ADCs*. Design Note 1013. 2006.

[99] M.-A. Dubois, P. Muralt, H. Matsumoto et V.P. Plessky : Solidly mounted resonator based on aluminum nitride thin film. *In Ultrasonics Symposium, 1998. Proceedings., 1998 IEEE*, volume 1, pages 909–912. IEEE, 1998.

[100] G.D. Vendelin, A.M. Pavio et U.L. Rohde : *Microwave circuit design using linear and nonlinear techniques*. Wiley. com, 2005.

Liste des publications

[1] N. Chrétien, J.-M. Friedt et G. Martin : Local oscillator phase noise limitation on the resolution of acoustic delay line wireless passive sensor measurement. *Review of Scientific Instruments*, 85(6):065001, 2014.

[2] G. Goavec-Mérou, N. Chrétien, J.-M. Friedt, P. Sandoz, G. Martin, M. Lenczner et S. Ballandras : Fast contactless vibrating structure characterization using real time field programmable gate array-based digital signal processing : Demonstrations with a passive wireless acoustic delay line probe and vision. *Review of Scientific Instruments*, 85(1):015109, 2014.

[3] N. Chrétien, J.-M. Friedt, G. Martin et S. Ballandras : Acoustic transducers as passive sensors probed through a wireless radiofrequency link. *Instrumentation, Mesure, Métrologie*, 13(3-4):159–178, 2013.

[4] N. Chrétien, J.-M. Friedt, G. Martin et S. Ballandras : A stroboscopic approach to surface acoustic wave delay line interrogation. *In European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS), 2013 Joint*, pages 771–774. IEEE, 2013.

[5] N. Chrétien, G. Martin, E. Lebrasseur, H. Wang, T. Baron, S. Ballandras, E. Henaff, F. Tomaso, M.-T. Delaye, P.-P. Lassagne *et al.* : Double-port AlN/Sapphire high overtone bulk acoustic resonators for the stabilization of radio-frequency oscillators. *In Ultrasonics Symposium (IUS), 2012 IEEE International*, pages 2210–2213. IEEE, 2012.

[6] N. Chrétien, J.-M. Friedt, B. Francois, G. Martin, . Ballandras et P. Varshney : On the need for low phase noise oscillators for wireless passive sensor probing. *In SENSORDEVICES 2012, The Third International Conference on Sensor Device Technologies and Applications*, pages 119–125, 2012.

[7] T. Rétornaz, N. Chrétien, J.-M. Friedt, G. Martin et S. Ballandras : Time reversal : a flexible approach for identifying and measuring surface acoustic wave delay lines acting as wireless, passive sensors. *In International Frequency Control Symposium (IFCS), 2012 IEEE International*. IEEE, 2012.

Résumé

Le travail en bande de base permet de s'affranchir du bruit de multiplication de fréquence d'un signal. Cependant, la conception d'un oscillateur fonctionnant à haute fréquence nécessite d'avoir un composant sélectif en fréquence, fonctionnant à haute fréquence et avec un facteur de qualité élevée. L'approche proposée dans cette thèse consiste à évaluer un composant à onde élastique de volume à harmoniques élevées, le HBAR, pour la réalisation d'un oscillateur compact et stable, travaillant en bande de base à 2,45 GHz, à des fins d'utilisation de source de fréquence pour un système RADAR. Les oscillateurs réalisés présentent un bruit de phase de -100 dBc/Hz pour un écart à la porteuse de 1 kHz, avec une perspective d'amélioration d'une dizaine de dBc/Hz de cette valeur d'après la simulation. L'étude porte également sur l'analyse de l'influence du bruit de phase de l'oscillateur local sur la résolution d'une mesure RADAR dont l'effet est démontré expérimentalement en utilisant une ligne à retard à onde élastique de surface (SAW) comme cible RADAR coopérative. Le travail effectué sur cette cible coopérative a permis d'aboutir à un prototype d'électronique embarqué pour l'interrogation de lignes à retard à ondes élastiques utilisées en tant que capteurs passifs interrogeables à distance. L'architecture de l'interrogateur combine une méthode RADAR impulsionnelle à un système d'échantillonnage en temps équivalent permettant de réduire l'importance de la puissance de calcul dans le traitement de la réponse. Les inconvénients de l'échantillonnage en temps équivalent sont minimisés par une interrogation judicieuse pour acquérir seulement les points nécessaires à la mesure. Les mesures effectuées sur un capteur de température commercial présentent une résolution de 0,2˚C avec une bande passante de 35 kHz. Pour les applications nécessitant une bande passante plus élevée (allant jusqu'à 200 kHz), un second prototype n'ayant pas de restriction sur les ressources de calcul mises en œuvre est également présenté dans cette thèse, combinant la même méthode impulsionnelle avec un échantillonnage en temps réel.

Mots-clés : oscillateur, bruit de phase, HBAR, SAW, interrogation RADAR, échantillonnage en temps équivalent (ETS).

Abstract

Eliminating the step of frequency multiplication, by working in baseband, reduces the phase noise of an oscillator. However, the design of a high frequency oscillator requires a frequency selective component, which operates at high frequency and with a high quality factor. The approach proposed in this thesis is to evaluate a High-overtone Bulk Acoustic-wave Resonator, the HBAR, for the realization of a compact and stable oscillator at 2.45 GHz for a RADAR system. The designed oscillator exhibits a phase noise of -100 dBc/Hz at 1 kHz from the carrier, with an expected improvement of a dozen dBc/Hz according to the simulation. The study also focuses on the analysis of the local oscillator phase noise impact on the resolution of a RADAR measurement and an experimental demonstration is done using a delay line surface acoustic wave (SAW) as cooperative RADAR target. The work on this cooperative target has lead to a prototype of an embedded electronics for interrogating surface acoustic wave delay lines used as passive sensors remotely interrogated through a wireless link. The architecture combines the pulsed RADAR signal generation method with an equivalent time sampling system in order to reduce the computing power needed to process the response. The disadvantages of equivalent time sampling are minimized by a smart interrogation strategy to acquire only mandatory samples. Measurements on a commercial temperature sensor have a resolution of 0.2˚C with a 35 kHz bandwidth. For applications in need of higher bandwidth (up to 200 kHz), a second prototype with no restriction on computing resources is also presented in this thesis, combining the same impulse RADAR method with real-time sampling.

Keywords : oscillator, phase noise, HBAR, SAW, RADAR interrogation, equivalent time sampling (ETS).