



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Electromagnétisme et Systèmes Haute Fréquence

Présentée et soutenue par :

M. MATHIEU CHALNOT

le mardi 2 mars 2021

Titre :

Plateforme de communication sans fil pour réseaux de capteurs ultra rapides en environnement extrême

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique, Télécommunications (GEETS)

Unité de recherche :

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS)

Directeurs de Thèse :

M. HERVE AUBERT

M. PATRICK PONS

Rapporteurs :

M. FLORENT RAVELET, ENSAM - ARTS ET METIERS PARISTECH

M. TAN-PHU VUONG, INP DE GRENOBLE

Membres du jury :

MME ISABELLE SOCHET, INSA Centre Val de Loire, Présidente

M. HERVE AUBERT, TOULOUSE INP, Membre

M. MICHEL-OLIVIER STURTZER, ISL, Membre

M. PATRICK PONS, LAAS TOULOUSE, Membre

Remerciements

Je remercie mes encadrants de thèse, Hervé Aubert et Patrick Pons pour leur aide. Je remercie Anthony Coustou pour son savoir et son aide. Je remercie l'équipe métrologie du CEA Gramat m'ayant vraiment beaucoup aidé pour la réalisation d'essais de laboratoire. Je remercie aussi l'équipe SDMT s'occupant des essais sur dalle d'expérimentation qui m'ont bien accueilli et m'ont bien aidé à réaliser les mesures que je souhaitais réaliser, dans la mesure du possible. Je remercie l'ensemble de l'équipe du CEA Gramat pour leur aide sur le manuscrit de thèse. Je remercie tout particulièrement l'ensemble de l'équipe pédagogique de l'INP ENSEEIHT pour m'avoir appris la plupart de ce que je sais en 3 ans de formation d'ingénieur, mais aussi de m'avoir accueilli au sein des leurs pour l'encadrements de divers travaux pratiques durant ma thèse. Je les remercie aussi pour m'avoir prêté des câbles RG58. Je remercie l'ensemble du service I2C du LAAS pour leur aide précieuse, aussi bien pour le prêt de matériel, ou l'aide dans la conception de cartes. Je remercie l'équipe de gestion du LAAS que j'ai bien embêté pour mes départs de missions et mes demandes d'achats tardives. Je remercie l'ensemble de mes collègues de l'équipe MINC pour leur partage de connaissances et leur amitié.

Sommaire

INTRODUCTION	17
1. CONTEXTE DE L'ETUDE	23
1.1. INTRODUCTION.....	25
1.2. ONDE DE SOUFFLE.....	25
1.2.1. La détonation comme origine de l'onde de souffle.....	25
1.2.2. Choc hydrodynamique	26
1.2.3. Modèles décrivant l'évolution des propriétés physiques dans le milieu choqué.....	32
1.2.4. Caractérisation d'un explosif par la mesure des caractéristiques de l'onde de souffle	34
1.3. MESURE PHYSIQUE DYNAMIQUE	38
1.3.1. Description du processus de mesure physique.....	38
1.3.2. Objectifs du système de mesure	39
1.4. MESURE DYNAMIQUE D'UNE ONDE DE SOUFFLE	44
1.4.1. Expérimentations de détonique en champ libre	44
1.4.2. Estimation de la surpression crête à partir d'un signal de pression.....	49
1.5. CONCLUSION	54
2. DIMENSIONNEMENT DE LA BANDE PASSANTE D'UN SYSTEME DE MESURE DE PRESSION D'ONDE DE SOUFFLE	57
2.1. INTRODUCTION.....	59
2.2. PROBLEMATIQUE.....	60
2.2.1. Hypothèse : La pression suit l'équation de Friedlander	60
2.2.2. Mesure d'un signal suivant la loi de Friedlander.....	61
2.2.3. Quel objectif de bande passante fixer ?.....	62
2.2.4. Exemple des capteurs de pression incidente PCB.....	63
2.2.5. Signaux de surpression aérienne dans le cas général	66
2.3. BRUIT DE MESURE	67
2.3.1. Bruit thermique	68

2.3.2. Bruit de quantification	68
2.3.3. Erreur de mesure des appareils.....	69
2.3.4. Comparaison bruit thermique et seuil de précision à 1 % .	72
2.4. ORDRE DE GRANDEUR DE LA BANDE PASSANTE SUFFISANTE POUR OBTENIR LA SURPRESSION CRETE PAR LECTURE DIRECTE DE L'ACQUISITION	73
2.4.1. Introduction.....	73
2.4.2. Relation entre le temps de réponse et la bande passante du système de mesure	74
2.4.3. Relation entre le temps de réponse t_r et la sous-estimation de ΔP_{MAX}	80
2.4.4. Comparaison de la sous-estimation de ΔP_{MAX} avec les limitations d'exactitude de mesure.....	81
2.4.5. Conclusion sur cette technique de dimensionnement de la bande passante	83
2.5. EVOLUTION DE LA BANDE PASSANTE OPTIMALE EN FONCTION DE L'ESSAI DE DETONIQUE	84
2.5.1. Choix du modèle empirique donnant un ordre de grandeur des paramètres d'onde de souffle	85
2.5.2. Bande passante nécessaire en fonction de l'essai de détonique	87
2.6. CONCLUSION	89
3. TRANSMISSION FILAIRE DES SIGNAUX DE SURPRESSION AERIEENNE EN DETONIQUE	93
3.1. INTRODUCTION	95
3.2. MESURE DE PRESSION D'ONDE DE SOUFFLE AVEC CAPTEURS PIEZOELECTRIQUES.....	96
3.2.1. Les capteurs de pression piézoélectriques	96
3.2.2. Le standard IEPE	97
3.2.3. Application à la mesure de pression d'onde de souffle sphérique en champ libre	98
3.3. PERFORMANCES DYNAMIQUES D'UN CABLE COAXIAL EN FONCTION DE SA LONGUEUR	101
3.3.1. Calcul de la bande passante théorique	101
3.3.2. Mesures de la bande passante	105
3.3.3. Mesure du temps de montée	107
3.4. REFLEXION DU SIGNAL TRANSITOIRE AUX BOUTS DU CABLE	108

3.4.1. Théorie.....	108
3.4.2. Simulations de la transmission d'échelon de Heaviside ..	112
3.5. MESURES DYNAMIQUES DE SURPRESSION AERIENNE.....	114
3.5.1. Tube à choc	114
3.5.2. Capteur Muller M-60D	116
3.5.3. Utilisation de ce capteur pour tester l'acheminement filaire	116
3.5.4. Génération des signaux de pression rapides avec un générateur de fonctions.....	117
3.5.5. Désadaptation d'impédance et oscillations.....	118
3.6. ESSAIS DE DETONIQUE OU LES LONGUEURS DE CABLE PEUVENT POSER PROBLEME.....	120
3.6.1. Explosif de masse de TNT équivalente m_{TNT} entre 100 g et 100 kg.....	122
3.6.2. Explosif de masse de TNT équivalente m_{TNT} supérieure à 100 kg.....	123
3.6.3. Vérifications de ces prédictions avec un câble RG58 de 100 m	124
3.7. CONCLUSION	126
4. CONCEPTION D'UN SYSTEME SANS FIL POUR LA TRANSMISSION DE SIGNAUX DE SURPRESSION AERIENNE EN DETONIQUE	129
4.1. INTRODUCTION.....	131
4.1.1. Objectifs du nouveau système de transmission sans fil proposé	131
4.1.2. Etat de l'art.....	132
4.2. DESCRIPTION DU FONCTIONNEMENT DU SYSTEME SANS FIL.....	133
4.2.1. Description globale	133
4.2.2. Emetteur	137
4.2.3. Récepteur	144
4.2.4. Traitement	149
4.3. CALIBRAGE	155
4.3.1. Introduction	155
4.3.2. Mesure de la caractéristique tension-fréquence du système sans fil.....	156
4.3.3. Modéliser la caractéristique tension-fréquence du système sans fil.....	161

4.3.4. Modifications du système sans fil pour ajouter le calibrage	165
4.4. MULTI CAPTEURS	171
4.4.1. Accès multiple par répartition en fréquence.....	171
4.5. CONCLUSION	172
5. CARACTERISATION DU SYSTEME SANS FIL.....	174
5.1. INTRODUCTION	175
5.2. DEMONSTRATION ET EXPLICATION DU FONCTIONNEMENT EN PRATIQUE	175
5.2.1. Descriptions des différents circuits électroniques mis en place	175
5.2.2. Génération du signal de calibrage.....	178
5.2.3. Mise en place du calibrage du système sans fil	181
5.2.4. Résultat de mesures en fonction de divers paramètres...	183
5.3. TEST DES PERFORMANCES DE LA LIAISON SANS FIL	190
5.3.1. Distance de transmission	190
5.3.2. Temps de montée.....	192
5.4. TESTS EN CONDITIONS REELLES	194
5.4.1. Note sur la comparaison filaire/sans-fil.....	194
5.4.2. Tests au tube à choc – Sollicitation de type Heaviside....	198
5.4.3. Première campagne de mesures (automne 2018)	200
5.4.4. Deuxième campagne de mesures (été 2019).....	203
5.4.5. Troisième campagne de mesures.....	205
5.5. CONCLUSION	213
6. CONCLUSION GENERALE.....	215
6.1. CONCLUSION	217
6.2. PERSPECTIVES	219
BIBLIOGRAPHIE	223
ANNEXES	235
A LOI DE FRIEDLANDER : CONSIDERATIONS MATHÉMATIQUES	237
A.1 Propriétés de la loi dans le domaine temporel	237
A.2 Transformation de Fourier	239
A.3 Transformation de Laplace.....	240

B. THEORIE DE LA PROPAGATION DE SIGNAUX TRANSITOIRES DANS LES LIGNES DE TRANSMISSION	246
C EXEMPLES DE CODES MATLAB/PYTHON POUR DEMODULER LE SIGNAL	251
C.1 Code python pour trouver la fréquence instantanée de la porteuse au cours du temps	251
C.2 Code Python du calibrage du VCO et démodulation.....	253

Liste des tableaux

Tableau 1: Liste d'équivalents TNT de quelques explosifs existants.....	37
Tableau 2: Bande passante minimale nécessaire pour enregistrer la montée du signal de pression d'onde de souffle, en considérant que l'épaisseur du choc est de l'ordre d'une dizaine de libres parcours moyen.	48
Tableau 3: Durée $\Delta t_{d1\%}$ en fonction de la masse d'explosif et de la distance réduite.	66
Tableau 4 Paramètres des signaux de Friedlander transmis avec le montage filaire	124
Tableau 5: Comparaisons de différents VCO disponibles sur le marché correspondant à nos besoins	138
Tableau 6: Résultat de la comparaison entrée sortie du système sans fil en fonction de la manière de modéliser la caractéristique tension-fréquence.	186
Tableau 7: Descriptions des modèles du Tableau 6.....	186
Tableau 8: Comparaison entrée/sortie pour différentes configurations du système sans fil, spécifiées dans le Tableau 10.....	187
Tableau 9: Comparaison entrée/sortie pour différentes configurations du système sans fil, spécifiées dans le Tableau 10.....	187
Tableau 10: Description des configurations du Tableau 8.....	188
Tableau 11: Incertitude u_{sf} du système sans fil pour différentes configurations.....	189
Tableau 12: Liste des explosifs avec lesquels les essais de transmission sans fil ont été réalisés.	201
Tableau 13: Listes des essais réalisés lors de la troisième campagne de mesure.....	205

Table des illustrations

Figure 1-1: Choc hydrodynamique. Définitions des propriétés physiques du fluide.....	27
Figure 1-2: Onde de souffle après changement de référentiel pour se retrouver dans un cas similaire à la Figure 1-1.....	30
Figure 1-3: Evolution en fonction du temps d'un signal de pression de type Friedlander de durée d'impulsion positive t_+ , d'amplitude maximale ΔP_{max}	33
Figure 1-4: Abaques de similitude issus du document TM5-1300 [31].	36
Figure 1-5: Blocs fonctionnels d'une mesure physique	38
Figure 1-6: Éléments nécessaires à la mesure de pression de souffle.....	44
Figure 1-7: Ensemble des perturbations possibles sur une acquisition de mesure de surpression d'une onde de souffle [65].	46
Figure 1-8: Imprécision sur le temps d'arrivée mesuré.....	50

Figure 1-9: Erreur effectuée sur la surpression crête en fonction de l'erreur sur le temps d'arrivée.....	50
Figure 1-10: Signal de type Friedlander modifié ($\Delta P_{MAX}=25$ bar, $t_+=150$ μ s, $\alpha=2$) en fonction du temps (en rouge) et son logarithme en fonction du temps (en bleu).....	52
Figure 1-11: Ecart relatif entre la théorie et la méthode 1 en % en fonction de l'étendue normalisée par rapport à t_+ ($\Delta t_e/t_+*100$). Résultat indépendant de t_+ ou α	52
Figure 2-1: Problématique étudiée dans ce chapitre.....	61
Figure 2-2: Comparaison de signaux de Friedlander théoriques avec une mesure de pression d'onde de souffle.	64
Figure 2-3: Objectif de précision sur la mesure du maximum du signal de type Friedlander.	72
Figure 2-4: $k_{tm} = 0,35$ insuffisant. Temps de réponse différent du temps de montée. ...	75
Figure 2-5: Application d'un filtre du 1er ordre à un signal de Friedlander théorique....	77
Figure 2-6: Dessin représentant l'erreur ΔPsh entre le maximum de surpression théorique et le maximum de surpression du signal échantillonné.....	79
Figure 2-7: Comparaison de différents modèles de l'évolution du coefficient de décroissance α en fonction de la distance réduite Z (source : [36]).....	85
Figure 2-8: Bandes passantes optimales obtenues avec l'équation 2.3.9 avec $k_{tm}=2$	88
Figure 3-1: Schéma électrique d'un cristal piézoélectrique	96
Figure 3-2: Montage typique associé à un capteur piézoélectrique pour la mesure de pression d'onde de souffle.	97
Figure 3-3: Disposition des différents éléments nécessaires pour une mesure de surpression aérienne à symétrie sphérique et en champ libre avec le standard IEPÉ.	99
Figure 3-4: Bruit de mesure sur le signal de pression avant l'arrivée du front de pression lors d'un essai de détonique. Acheminement avec 80 m de câble coaxial.	100
Figure 3-5: Modèle électrique à éléments distribués d'une portion infinitésimale dx de la ligne.	101
Figure 3-6: Coupe d'un câble coaxial.	103
Figure 3-7: Schéma électrique du montage utilisé pour mesurer la bande passante des câbles coaxiaux RG58.....	105
Figure 3-8: Comparaison de la bande passante du montage en fonction de la longueur de câble RG58.....	106
Figure 3-9: Capture de l'oscilloscope LECROY SDA-813zi [107] lors de la mesure du temps de montée du montage présenté en Figure 3-7.....	107
Figure 3-10: Mesure du temps de montée en fonction de la longueur du câble.	108
Figure 3-11: Allure de la tension V_L pour $k_z < 0$ (courbe rouge) et $k_z > 0$ (courbe bleue).	110
Figure 3-12: Ecart relatif à V_g des différents paliers (équation 3.4.17).	111

Figure 3-13: Schéma du circuit simulé avec ADS. Les caractéristiques du câble sont explicitées sur la Figure 3-14.....	112
Figure 3-14: Coupe d'un câble coaxial, même dénomination des paramètres physiques du câble que la Figure 3-13	112
Figure 3-15: Résultat de simulations de la transmission de signaux de Heaviside avec câbles coaxiaux RG58.....	113
Figure 3-16: Schéma de principe d'un tube à choc à membrane.....	114
Figure 3-17: Digramme distance-temps de la propagation des ondes dans un tube à choc	114
Figure 3-18: Comparaison capteur Müller M60-D et PCB 113B24 en réfléchi.....	117
Figure 3-19: Acheminement avec plusieurs longueurs de câbles RG58 d'un signal de pression rapide reproduit avec un générateur de fonction.....	118
Figure 3-20: Circuit utilisé pour la simulation de la Figure 32.....	119
Figure 3-21: Oscillations obtenues lors d'une mesure de pression réfléchie, et lors d'une simulation de câble RG58 désadapté en entrée.....	119
Figure 3-22: Comparaison $\Delta t_{d1\%}$ avec t_{r1} et t_{r2} , lorsque $m_{TNT} < 10$ kg.....	122
Figure 3-23: Comparaison $\Delta t_{d1\%}$ avec t_{r1} et t_{r2} , lorsque $m_{TNT} > 100$ kg.....	123
Figure 3-24 : Signal 1 du Tableau 4. Comparaison signal programmé dans le générateur de fonction et la sortie d'un câble RG58 de 100 m.....	125
Figure 3-25: Signal 2 du Tableau 4. Comparaison signal programmé dans le générateur de fonction et la sortie d'un câble RG58 de 100 m.....	126
Figure 4-1: Système de transmission sans fil.....	133
Figure 4-2: Architecture la plus simple possible d'un émetteur RF destiné à la transmission sans fil d'un signal de mesure analogique.....	136
Figure 4-3: Diagramme de Bode des circuits représentés dans la feuille de données des VCO d'Analog Devices.....	140
Figure 4-4: Carte d'évaluation du VCO, et l'antenne utilisées pour la conception du système sans fil.....	143
Figure 4-5: Architecture du récepteur.....	144
Figure 4-6: Plusieurs composants de gain G_i et de figure de bruit F_i . Figure de bruit de l'ensemble F_t	145
Figure 4-7: Schéma de la manipulation réelle sur dalle d'expérimentation.....	148
Figure 4-8: Relation entre le nombre de bit équivalent maximal théorique du système sans fil en fonction de la fréquence d'échantillonnage du signal démodulé.....	153
Figure 4-9: Spectres de deux porteuses produites par deux VCO différents, avec le même signal modulant.....	153
Figure 4-10: Architecture classique de démodulation FM.....	155
Figure 4-11: Principe de fonctionnement du système sans fil.....	155
Figure 4-12: Signaux triangulaires en phase et échantillonnés aux mêmes instants.....	158

Figure 4-13: Signaux triangulaires en phase, mais pas échantillonnés exactement aux mêmes moments.	159
Figure 4-14: Signaux triangulaires déphasés.	160
Figure 4-15: Cas de signaux triangulaires où $1/f_{\text{demod}}$ divise T_r	161
Figure 4-16: Dessin représentant la droite recherchée par la méthode de la moyenne géométrique, et un point de mesure.	163
Figure 4-17: Dessin représentant la droite recherchée, un point de mesure, et un point par lequel passe forcément la droite.	164
Figure 4-18: Montage intégrateur suivi d'un montage astable.....	165
Figure 4-19: Première manière de faire pour calibrer le système sans fil.	166
Figure 4-20: Somme des signaux de calibration et de mesure à l'entrée du VCO.	167
Figure 4-21: Architecture de l'émetteur RF avec calibration pour la mesure de pression sans fil.	168
Figure 4-22: Montage classique à amplificateur opérationnel type soustracteur.	168
Figure 4-23: Simulation du montage soustracteur.	169
Figure 4-24: résultat de la simulation du circuit en Figure 4-23.....	169
Figure 4-25: Schéma de principe du multi-capteurs avec la technique FDMA.....	171
Figure 5-1: Circuit de l'émetteur du système sans fil. Montage n°1.....	176
Figure 5-2: Circuit de l'émetteur du système sans fil. Montage n°2.....	177
Figure 5-3: Montage électrique du récepteur du système sans fil.....	177
Figure 5-4: Mesure du signal de calibration.	178
Figure 5-5: Tracé du signal triangulaire mesuré à l'oscilloscope en fonction du signal programmé dans le générateur. Montage électrique en Figure 5-4.....	179
Figure 5-6: Différences entre la valeur programmée et la valeur mesurée, en fonction de la valeur programmée.	180
Figure 5-7: Signaux triangulaire de tension et de fréquence instantanée.....	181
Figure 5-8: Exemple de calibration du système sans fil. Signaux de calibration entrée/sortie en phase.	182
Figure 5-9: Exemple de calibration du système sans fil. Caractéristique tension-fréquence.	182
Figure 5-10: Résultat de la mesure d'un signal, constitué de 120 paliers de $1 \mu\text{s}$ à l'oscilloscope.	184
Figure 5-11: Comparaison des différents paliers en entrée/sortie du système sans fil.	184
Figure 5-12: Nombre de bit effectif de la liaison sans fil en fonction de la fréquence d'échantillonnage du signal démodulé.....	189
Figure 5-13: Expérience réalisée dans le but d'estimer la distance maximale entre les antennes d'émission et de réception.	190

Figure 5-14: Allure du signal démodulé pour des atténuations de plus en plus élevées.	191
Figure 5-15: Entrée du système sans fil (courbe noire), 3 essais d'acheminement à 250 m avec le système sans fil (courbes rouge, violette, et bleue)	192
Figure 5-16: Transmission de signaux de Friedlander avec le système sans fil et un câble de 100 m. Signal n°1.....	193
Figure 5-17: Transmission de signaux de Friedlander avec le système sans fil et un câble de 100 m. Signal n°2.....	194
Figure 5-18: Schéma modélisant l'ensemble des expérimentations effectuées sur dalle d'expérimentation.	195
Figure 5-19: Comparaison entrée sortie d'un câble coaxial chargé par une haute-impédance en sortie et adapté en entrée.	195
Figure 5-20: Simulation d'une ligne de transmission sans pertes avec le logiciel LTSpice.	197
Figure 5-21: Résultat de la simulation en Figure 5-20.	197
Figure 5-22: Comparaison entrée sortie système sans fil lors de la transmission de signaux issus du capteur de pression Müller M60-D.....	199
Figure 5-23: Deux configurations possibles (a ou b) pour tester le système sans fil sur dalle d'expérimentation.....	200
Figure 5-24: Tir 1 de la campagne de mesure DCL.....	201
Figure 5-25: Photo de la carte VCO à un mètre de la charge d'explosive, et du capteur à 0,5m de la charge.	202
Figure 5-26: Comparaison des signaux acheminés par câble coaxial et avec le système sans fil.....	202
Figure 5-27: Schéma de l'expérience réalisée pour tester la transmission sans fil en conditions réelles.	203
Figure 5-28: Résultat graphique de la deuxième campagne de mesure.	204
Figure 5-29: Comparaison des signaux sans fil (bleu) et filaire (rouge).	206
Figure 5-30: Résultat de transmission sans fil d'une mesure de pression (courbe bleue) obtenue après démodulation, possible après calibrage du VCO, et comparaison avec le signal filaire (courbe rouge).....	208
Figure 5-31: Scène filmée par la caméra ultra-rapide avant l'initiation de l'explosif. La position de l'émetteur RF est représentée par le point bleu.....	209
Figure 5-32: Image de l'initiation de l'explosif à l'instant où l'explosif est initié. La position de l'émetteur RF est représentée par le cercle rouge.	210
Figure 5-33: Image de la boule de feu de l'explosion de 600 g de TNT aluminisé, environ 200 μ s après l'initiation de l'explosif.....	211
Figure 5-34: Image de l'explosion d'environ 600 g de TNT aluminisé, 1,15 ms après l'initiation de la charge. La position de l'émetteur RF du système sans fil est représentée par le cercle rouge.....	212

Figure A-1: Loi de Friedlander	237
Figure A-2: 1000 Filtrages d'un signal de mesure. Les maximums de chaque signaux dessinent la courbe originale.....	244
Figure B-1: Echelon de Heaviside.....	246
Figure B-2: Discontinuité d'impédance vue par l'onde à l'entrée de la ligne	247
Figure B-3: Propagation de l'onde incidente aux premiers instants après l'application du signal à l'entrée de la ligne.	247
Figure B-4: Diagramme de Bounce d'une ligne de transmission désadaptée en entrée et en sortie.	249

INTRODUCTION

La thèse a eu lieu au sein du laboratoire LICUR (Laboratoire dédié à l'Instrumentation et aux Capteurs Ultra-Rapides) formé en 2015 à partir de l'équipe MINC et OASIS du LAAS-CNRS et du département DEA du CEA Gramat. Un des objectifs du LICUR est d'améliorer l'instrumentation destinée à la mesure de différentes grandeurs physiques comme la pression, la température, ou encore la vitesse de déplacement de matériaux, pour des applications en détonique.

La détonique est la science s'intéressant aux détonations d'explosifs et à leurs effets mécaniques et thermiques [1]. Cette science a beaucoup d'applications, comme la conception d'armes à la fois performantes et sûres pour les forces armées [2], la conception d'architecture de bâtiments résistants aux effets mécaniques produits par une explosion, qu'elle soit intentionnelle, comme pour l'attentat d'Oklahoma City en 1995, ou non-intentionnelle lors d'accidents comme celui ayant eu lieu à Beyrouth en 2020, ou encore celui de l'usine AZF à Toulouse en 2001. La conception de bâtiments plus résistants est nécessaire afin de minimiser les risques matériels et humains liés à des actes malveillants ou des accidents. Cette conception passe par une étude poussée des ondes de choc aériennes et de leurs interactions avec les structures mécaniques [3].

Les propriétés physiques des ondes de souffles sont difficilement obtenues analytiquement. Bien qu'elles puissent être obtenues par calcul numérique, des expériences de détonique sont souvent réalisées pour valider les simulations. Parmi les différentes grandeurs physiques, la pression est la plus souvent étudiée pour caractériser les explosifs.

L'un des objectifs du LICUR est d'étudier et de concevoir un dispositif ultra-rapide pour mesurer la surpression statique issue d'une onde de choc aérienne. Le temps de réponse visé est au moins dix fois plus faible que les dispositifs existants. Ce dispositif comprend :

- Un transducteur de pression à base de membrane et de jauges de contraintes silicium [4] ;
- Un circuit de conditionnement adapté au transducteur de pression ;
- Une plateforme de communication sans fil multi-capteurs permettant de transmettre les données issues des capteurs en temps réel.

Cette thèse concerne la plateforme de communication sans fil et fait suite à la thèse de J. Fourmann soutenue en décembre 2017.

Les principaux objectifs de cette thèse portent sur :

- L'évaluation des performances dynamiques du système filaire utilisé dans les expérimentations de détonique actuelles pour transmettre les données issues des capteurs. La technologie est basée sur des câbles coaxiaux dont les longueurs sont comprises entre quelques dizaines de mètres et plusieurs centaines de mètres [5] en fonction de la masse de la charge explosive ;
- La validation de la méthode de calibrage et des performances dynamiques de la plateforme de communication sans fil dans un environnement extrême (boule de feu) ;
- L'estimation de la bande passante optimale du système de mesure de pression d'onde de souffle pour pouvoir mesurer précisément le pic de surpression statique lors d'un essai de détonique.

Afin de répondre à ces objectifs le manuscrit est composé de 5 chapitres en plus de l'introduction et de la conclusion générale.

Le chapitre 1 présente le contexte de l'étude avec la description des ondes de souffle et de leur caractérisation.

Le chapitre 2 porte sur le dimensionnement de la bande passante d'un système de mesure de surpression aérienne, en considérant la bande passante des signaux de mesure de pression d'onde de souffle selon l'essai de détonique mené.

Le chapitre 3 précise les caractéristiques de la transmission des signaux de pression d'onde de souffle en fonction de la longueur des câbles coaxiaux utilisés pour acheminer l'information aux appareils de mesure.

Ensuite, le chapitre 4 présente la conception du système sans fil sur lequel se base la thèse, et les améliorations apportées depuis la thèse de J. Fourmann. Ces améliorations portent notamment sur :

- Le calibrage du système sans fil qui permet de retrouver le signal de pression à partir de la fréquence instantanée de la porteuse reçue en réception ;
- Le développement d'une solution permettant la transmission de plusieurs signaux de pression simultanément ;

Enfin, le dernier chapitre porte sur la mesure des performances du nouveau système de transmission sans fil avec :

- L'exactitude du signal transmis ;
- Son temps de montée ;

- La distance maximale de transmission ;
- L'aptitude à fonctionner en milieu extrême.

1. CONTEXTE DE L'ETUDE

1.1. INTRODUCTION

Cette première partie présente le contexte dans lequel s'inscrit la mesure de surpression aérienne produite par une détonation.

Les objectifs de ce premier chapitre sont de :

- Rappeler quelques généralités sur les ondes de souffle produites lors d'expérimentations de détonique ;
- Montrer que la mesure dynamique des propriétés physiques d'une onde de souffle est cruciale pour caractériser un explosif ;
- Décrire le processus de mesures physiques dynamiques ;
- Montrer les difficultés habituellement rencontrées lors de la mesure dynamique de surpression aérienne ;
- Souligner parmi ces difficultés celles étudiées dans le cadre de cette thèse.

1.2. ONDE DE SOUFFLE

1.2.1. La détonation comme origine de l'onde de souffle

Une détonation correspond à la propagation supersonique d'une réaction chimique au sein d'un explosif, qui est un mélange de composés chimiques permettant une réaction exothermique sans apport d'éléments chimiques extérieurs [6]. Après le passage de la réaction, le milieu réactif est transformé en produits de réaction de forte température et pression [7]. Une fois libérés, dans le cas d'un explosif sphérique en champ libre, ces gaz se détendent créant ainsi une sphère dont le rayon augmente de manière supersonique. L'expansion rapide de cette sphère comprime l'air ambiant. L'onde de choc se formant à la surface d'une telle sphère est étudié dans [8] [9], elle est appelée onde de souffle. Une onde de souffle est une onde de choc dont les propriétés physiques décroissent immédiatement après la discontinuité [10]. C'est une onde produite dans un gaz par le dégagement rapide d'énergie de compression. Elle résulte le plus souvent de l'explosion d'une charge explosive [11].

Une détonation est accompagnée par une libération d'énergie très rapide, entre le tiers et la moitié (selon l'explosif) de cette énergie est mécanique et le reste est

thermique [12]. L'énergie mécanique est portée par l'onde de souffle qui est responsable des dégâts à distance de l'explosif. Déterminer ses caractéristiques physiques permet donc de caractériser le pouvoir destructeur de l'explosif.

Dans la partie suivante, nous présentons les modèles théoriques qui décrivent les propriétés physiques d'un fluide de part et d'autre d'un choc hydrodynamique.

1.2.2. Choc hydrodynamique

Une onde de choc est une région très fine de l'espace où la température, la pression et la vitesse particulaire passent d'une valeur à une autre [8]. C'est un endroit de l'espace où les propriétés physiques sont discontinues. Les ondes de choc sont présentes dans beaucoup de phénomènes physiques variés comme le vol supersonique par exemple, la propagation d'une détonation au sein d'un explosif, ou la propagation d'une onde de souffle.

Dans cette partie, nous commençons par présenter les équations de Rankine-Hugoniot dans le cas d'un choc droit dans un écoulement unidimensionnel, et pour l'approximation des gaz parfaits. Ces équations donnent le rapport d'une propriété du fluide de part et d'autre d'une discontinuité : l'onde de choc. Puis, nous appliquons les relations obtenues au cas de l'onde de souffle.

1.2.2.1. Les équations de Rankine-Hugoniot

Soit un écoulement unidimensionnel dans lequel une discontinuité stationnaire sépare deux milieux. Le milieu en amont de la discontinuité contient un fluide de certaines propriétés physiques notées avec l'indice 0 en Figure 1-1. Le milieu aval contient un fluide de propriétés physiques de valeurs différentes notées avec l'indice 1 :

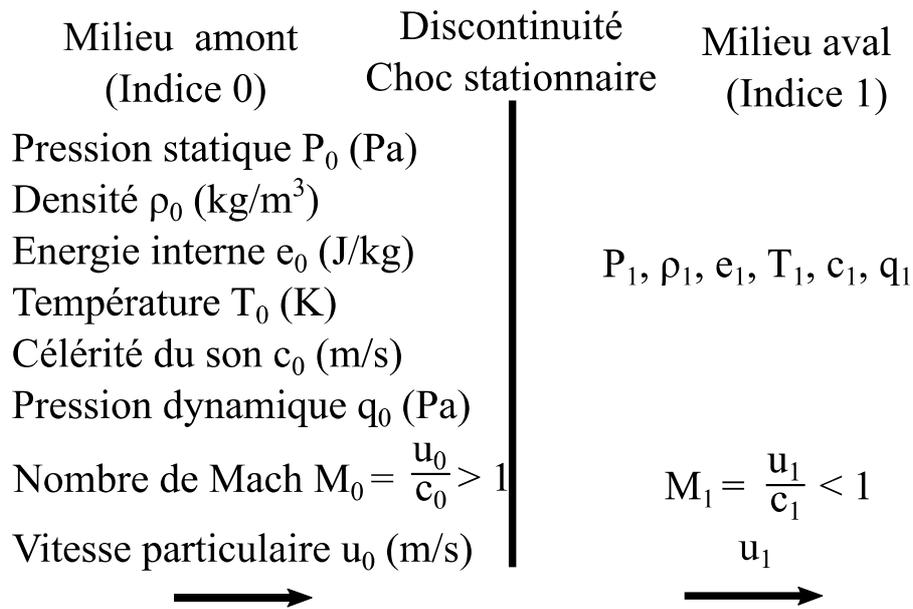


Figure 1-1: Choc hydrodynamique. Définitions des propriétés physiques du fluide

La pression statique P correspond à la pression absolue en un point fixe, et peut être mesurée avec un capteur de pression dont la surface de l'élément sensible est parallèle à la direction du mouvement du fluide, on dit alors que le capteur est utilisé en mode incident. La pression est une force par unité de surface, elle se mesure en Pascal, ce qui est équivalent à des N.m⁻², ou des J.m⁻³. La densité ou masse volumique ρ est définie comme la masse de gaz par unité de volume. On montre l'origine des équations de Rankine-Hugoniot à partir de l'approximation des gaz parfaits, bien qu'elles puissent aussi être utilisées pour des gaz réels, ou des gaz ionisés.

On suppose donc que P et ρ sont liés par l'équation 1.2.1 :

$$P = \rho r T \quad (1.2.1)$$

Avec r , une constante qui dépend du gaz : elle correspond à la constante universelle des gaz parfaits $R = 8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ divisée par la masse molaire du gaz.

On définit e comme étant l'énergie interne par unité de masse (en J.kg⁻¹). Elle est liée à l'enthalpie massique h (en J.kg⁻¹) par la relation 1.2.2 :

$$h = e + \frac{P}{\rho} \quad (1.2.2)$$

L'enthalpie massique est définie par l'équation 1.2.3 :

$$h = C_p T \quad (1.2.3)$$

Avec C_p la capacité calorifique à pression constante.

La pression dynamique q est la pression liée à la vitesse particulière u et à la densité du milieu ρ :

$$q = \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (1.2.4)$$

En considérant un gaz parfait, la vitesse locale c du son est telle que :

$$c = \sqrt{\gamma r T} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad (1.2.5)$$

Avec γ le coefficient polytropique :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (1.2.6)$$

Avec C_v la capacité calorifique à volume constant.

L'écoulement respecte les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, respectivement :

$$\rho_1 u_1 = \rho_0 u_0 \quad (1.2.7)$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_0 + \rho_0 u_0^2 \quad (1.2.8)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} u_1^2 = h_0 + \frac{1}{2} u_0^2 \quad (1.2.9)$$

A partir du système d'équations 1.2.1 à 1.2.9, on démontre les équations de Rankine-Hugoniot, qui décrivent la relation entre les valeurs d'une propriété physique du fluide de part et d'autre de la discontinuité, en fonction du nombre de Mach du fluide. Une démonstration claire est disponible dans [13].

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (1.2.10)$$

$$\frac{u_1}{u_0} = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_0^2}{(\gamma + 1)M_0^2} \quad (1.2.11)$$

Le nombre de Mach M (M_0 ou M_I) est le rapport entre la vitesse particulière du fluide et la vitesse du son localement. L'écoulement est supersonique quand son nombre de Mach est supérieur à 1. Dans la partie suivante, on applique ces relations au cas de la propagation supersonique d'une onde de souffle.

1.2.2.2. Application à l'onde de souffle

Une onde de souffle est générée par la détonation d'un explosif. Elle se propage à une vitesse supersonique, notée D . Un nombre de Mach M_S lui est associé, qui est le rapport de la vitesse du choc D avec la vitesse du son c_0 dans le milieu dans lequel elle se propage :

$$M_S = \frac{D}{c_0} \quad (1.2.12)$$

L'onde de souffle sépare deux milieux :

- un milieu dit « choqué », dont les propriétés physiques sont notées avec l'indice 1. La vitesse de l'écoulement dans le milieu 1 peut ne pas être supersonique dans le cas de chocs faibles ;
- un milieu frais, l'air ambiant, qui est supposé au repos avant la détonation. Les propriétés physiques de ce milieu sont notées avec l'indice 0. L'air ambiant est un fluide de vitesse nulle dans le référentiel du laboratoire, $v_0 = 0 \text{ m/s}$ (dans le référentiel du laboratoire, les vitesses particulières sont notées v , dans le référentiel du choc, elles sont notées u).

Cette configuration peut être modélisée par le cas présenté dans la partie précédente. On se ramène à un choc stationnaire par un changement de référentiel, en considérant par la suite un référentiel lié au choc. On peut alors modéliser l'air ambiant du milieu frais par un fluide s'écoulant vers la discontinuité à la vitesse D , la vitesse de l'onde de souffle. La représentation de cette dernière dans ce nouveau référentiel est illustré en Figure 1-2.

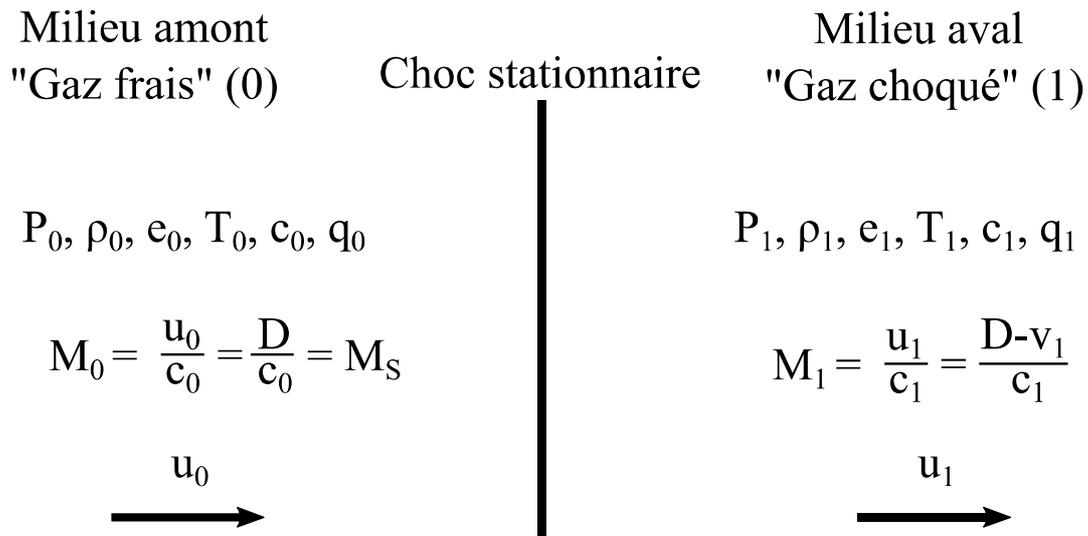


Figure 1-2: Onde de souffle après changement de référentiel pour se retrouver dans un cas similaire à la Figure 1-1

En remplaçant les termes dans l'équation 1.2.11 par les grandeurs respectives définies en Figure 1-2, on trouve la valeur de la pression maximale de l'onde de souffle :

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma M_S^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (1.2.13)$$

De la même manière, on peut obtenir le rapport de n'importe quelle propriété thermodynamique du milieu choqué, au niveau du choc, avec sa valeur dans le milieu frais. Il est intéressant de comparer la vitesse du choc D et la vitesse particulière dans le milieu choqué v_1 . A l'aide des équations de Rankine-Hugoniot, on peut montrer que :

$$\frac{v_1}{D} = \frac{2}{\gamma + 1} \frac{M_S^2 - 1}{M_S^2} < 1 \quad (1.2.14)$$

La vitesse des particules du milieu choqué v_1 est inférieure à la vitesse du choc D . Lors de l'expansion de l'air choqué de vitesse v_1 , une énergie mécanique se propage encore plus vite, c'est l'onde de souffle.

M_1 est le nombre de Mach du fluide dans l'onde de souffle, tandis que M_S est le nombre de Mach de l'onde de souffle [14].

Les pressions P_1 et P_0 sont les pressions du fluide de part et d'autre de l'onde de choc. On rappelle qu'une onde de souffle est une onde de choc dont les propriétés physiques décroissent immédiatement après la discontinuité. La

surpression statique maximale ΔP_{MAX} de l'onde de souffle, ou surpression crête, est observée au niveau du choc, elle est définie de la manière suivante :

$$\Delta P_{MAX} = P_1 - P_0 \quad (1.2.15)$$

Deux cas de figures sont possibles :

- Soit on mesure le nombre de Mach M_s de l'onde de souffle pour obtenir toutes les grandeurs thermodynamiques de part et d'autre du choc [15] [16] ;
- Soit on mesure la surpression crête pour ensuite obtenir le nombre de Mach M_s à partir des relations de Rankine-Hugoniot, et ensuite obtenir tout le reste par calcul.

Le nombre de Mach M_s peut être obtenu en observant le front de choc se déplacer avec une caméra ultra-rapide [17], ou avec plusieurs capteurs de pression positionnés à une distance connue de la charge, permettant d'obtenir le temps d'arrivée et donc la vitesse du choc [18]. La mesure de la surpression statique est souvent réalisée avec des capteurs de pression rapides, en mode incident. A partir de la mesure de la surpression statique, on peut retrouver le nombre de Mach de l'onde de souffle, mais aussi d'autres grandeurs comme la température ou la densité au niveau du choc grâce aux formules suivantes par exemple :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1) \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta P_{MAX}}{P_0} + 1 \right)}{(\gamma - 1) \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta P_{MAX}}{P_0} + 1 \right) + 2} \quad (1.2.16)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{\left(\frac{\Delta P_{MAX}}{P_0} + 1 \right) \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\Delta P_{MAX}}{P_0} + 1 \right)}{(\gamma + 1) \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta P_{MAX}}{P_0} + 1 \right)} \quad (1.2.17)$$

La mesure de la pression statique est réalisée car c'est la plus facile, même si la mesure de la vitesse matérielle ou de la densité sont possibles [17]. Dans le domaine de la mesure de surpression aérienne, il est possible de mesurer différentes sortes de pression. On peut parler de :

- Pression statique P , ou pression incidente ;
- Surpression statique ΔP qui représente la différence de pression entre le milieu choqué et non choqué ;

- Pression dynamique q , causée par le mouvement du fluide, définie avec l'équation 1.2.4 ;
- Pression d'arrêt, ou pression totale, égale à la somme de la pression statique et de la pression dynamique ;
- Pression réfléchie, qui est la pression s'exerçant sur une paroi lors de la réflexion de l'onde de choc sur cette dernière. Cette paroi peut être inclinée par rapport au choc. Elle est mesurée avec un capteur de pression dont la surface n'est pas parallèle à la direction du mouvement de l'air. Le capteur est alors utilisé en mode réfléchi.

Grâce aux équations de Rankine-Hugoniot, on peut obtenir en théorie n'importe quelle propriété du fluide au niveau du choc à partir de sa valeur dans le milieu frais et du nombre de Mach de l'onde de souffle. Par contre, elles ne permettent pas de décrire l'évolution des propriétés du fluide dans le milieu choqué. Nous allons voir dans la partie suivante les outils existants qui permettent de le faire.

1.2.3. Modèles décrivant l'évolution des propriétés physiques dans le milieu choqué

Il n'existe pas de solutions analytiques au problème du point source, c'est-à-dire la libération instantanée d'une énergie de compression en un point de l'espace [11] [19]. Les recherches sur le sujet partent d'approximations comme décrire l'onde de choc en zone lointaine, ou résoudre le problème pour un choc assez fort permettant de négliger la pression ambiante [8], ou alors un choc très faible [20]. On parle alors de modèles semi-empiriques. Des solutions au problème peuvent être obtenues en partant des données expérimentales on parle alors de modèles empiriques. Les propriétés physiques d'une onde de souffle peuvent aussi être trouvées par calcul numérique (CFD : *Computational Fluid Dynamics*) [21]. Plusieurs codes de simulation (Cheetah [22] [23], FLACS [24], Ouranos [25]) ont été créés pour décrire l'évolution des propriétés physiques d'une onde de souffle dans l'espace en fonction du temps. Des mesures de détonique sont alors réalisées afin de valider ces codes de simulations numériques.

En un point fixe distant de la source de l'onde de souffle, Après l'arrivée du choc, la plupart des grandeurs thermodynamiques décroissent exponentiellement en fonction du temps. Certaines suivent l'équation de Friedlander [26] [27], une loi empirique qui peut être graphiquement représentée par la Figure 1-3.

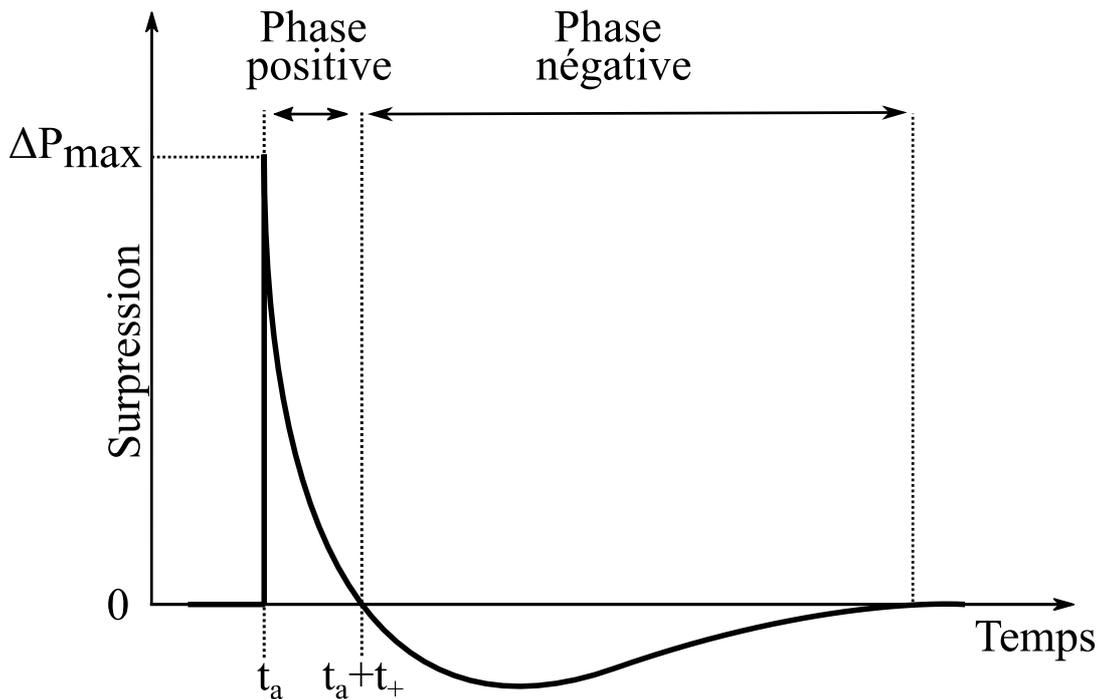


Figure 1-3: Evolution en fonction du temps d'un signal de pression de type Friedlander de durée d'impulsion positive t_+ , d'amplitude maximale ΔP_{max} .

La loi de Friedlander peut être écrite mathématiquement de la manière suivante :

$$\forall t > t_a \quad \Delta P(t) = \Delta P_{MAX} e^{-\alpha \frac{t-t_a}{t_+}} \left(1 - \frac{t-t_a}{t_+}\right) \quad (1.2.18a)$$

$$\forall t < t_a \quad \Delta P(t) = 0 \quad (1.2.18b)$$

La pression ambiante P_0 est mesurée avant l'arrivée du front de pression à l'instant $t = t_a$. La surpression statique $\Delta P(t) = P(t) - P_0$ passe de 0 à la surpression statique maximale ΔP_{MAX} quasi instantanément. Ensuite, elle décroît exponentiellement. La pression revient à la pression ambiante au bout d'une durée t_+ , dite durée d'impulsion positive. La pression mesurée passe ensuite sous la pression ambiante, c'est la phase négative. Physiquement, la partie positive représentée sur la Figure 1-3 est expliquée par l'intensification de la pression due à l'énergie de compression rapidement libérée, et la partie négative est la diminution de la pression due à la sur-expansion des gaz [28] [29].

On parle d'équation de Friedlander lorsque le paramètre de décroissance de l'exponentielle $\alpha = 1$, et d'équation de Friedlander modifiée si $\alpha \neq 1$ [26]. Lors du passage d'une onde de choc aérienne en champ libre, les évolutions temporelles de la pression totale, réfléchiée et de la densité du gaz suivent aussi la loi de Friedlander, mais pas avec les mêmes paramètres de pression d'onde de souffle α , ΔP_{MAX} , t_+ .

On définit aussi l'impulsion de pression positive I_+ (équation 1.2.19) comme l'aire sous la courbe décrivant la surpression statique lors de la phase positive [30].

$$I_+ = \int_{t_a}^{t_a+t_+} \Delta P(t) dt = \frac{\Delta P_{MAX} t_+}{\alpha^2} (\alpha - 1 + e^{-\alpha}) \quad (1.2.19)$$

L'impulsion de pression I_+ est très importante lorsque l'on s'intéresse aux dégâts sur les structures [31].

Plus de détails intéressants sur la loi de Friedlander dans le domaine temporel ont été placés en annexe.

Dans la littérature, les paramètres d'onde de souffle sont t_a , I_+ , ΔP_{MAX} et t_+ . Toutefois, dans ce manuscrit, on ne se concentre pas autant sur l'impulsion positive I_+ que sur la surpression crête ΔP_{MAX} car I_+ s'écrit en fonction des autres paramètres (équation 1.2.19). Par ailleurs, dans le cadre de cette thèse, les recherches ont plus porté sur la détermination de ΔP_{MAX} plutôt que celle du temps d'arrivée t_a . C'est pourquoi dans la suite du manuscrit, on désigne les trois paramètres α , ΔP_{MAX} , et t_+ comme les paramètres d'onde de souffle (en anglais : *blast wave parameters*).

1.2.4. Caractérisation d'un explosif par la mesure des caractéristiques de l'onde de souffle

1.2.4.1. Loi de similitude

L'onde de souffle est caractérisée par la source d'énergie qui lui a donné naissance, et réciproquement. Les propriétés physiques d'une onde de souffle mesurées à une certaine distance d_0 d'une source d'énergie de compression E_0 peuvent être identiques à celles mesurées à une distance d_1 d'une source d'énergie E_1 . On considère que pour un explosif donné, l'énergie libérée est proportionnelle à la masse d'explosif [32]. Pour trouver le lien entre les masses m_0 et m_1 d'explosifs donnant les mêmes ondes de souffle aux distances respectives d_0 et d_1 , il faut se pencher sur la géométrie du problème. En considérant que l'énergie mécanique portée par l'onde de souffle est contenue dans le volume qu'elle entoure, le rapport des énergies doit être le cube de celui des distances [29]:

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{m_1}{m_0} = \left(\frac{d_1}{d_0}\right)^3 \quad (1.2.20)$$

Les paramètres d'onde de souffle sont donc souvent donnés pour une certaine distance réduite Z définie de la manière suivante avec la loi de similitude de Hopkinson-Cranz (équation 1.2.21) [33] :

$$Z = \frac{d}{\sqrt[3]{m}} \quad (1.2.21)$$

Avec d la distance radiale à l'explosif et m la masse de la charge.

Ainsi, pour une onde de souffle d'une certaine masse explosive à une distance donnée, il faut multiplier la masse d'explosif par 8 si on veut la même onde de souffle deux fois plus loin [29]. Par exemple, selon cette loi, le pic de surpression d'une onde de choc observé à une distance d de 0.5 m d'une masse m de 500 g d'explosif sera identique à celui mesuré à 5 m de 500 kg d'explosif de même nature. Cette loi montre que l'on peut évaluer les effets d'une explosion à grande échelle à l'aide d'essais à petite échelle. Cette loi est utilisée pour généraliser les données obtenues.

Les lois de similitudes ont également des domaines de validité. En champ proche ($Z < 1 \text{ m.kg}^{-1/3}$), la loi de similitude de Hopkinson-Cranz ne serait plus valide à partir du moment où le capteur serait situé dans la boule de feu [34]. En champ lointain ($Z > 10 \text{ m.kg}^{-1/3}$), à mesure que l'onde de souffle se propage, sa pression devient de plus en plus comparable à la pression ambiante, et donc des lois de similitudes prenant en compte les conditions atmosphériques doivent être utilisées [33].

Dans un premier temps, servons-nous de la distance réduite Z pour représenter l'ordre de grandeur des paramètres d'onde de souffle.

1.2.4.2. Abaques de similitude

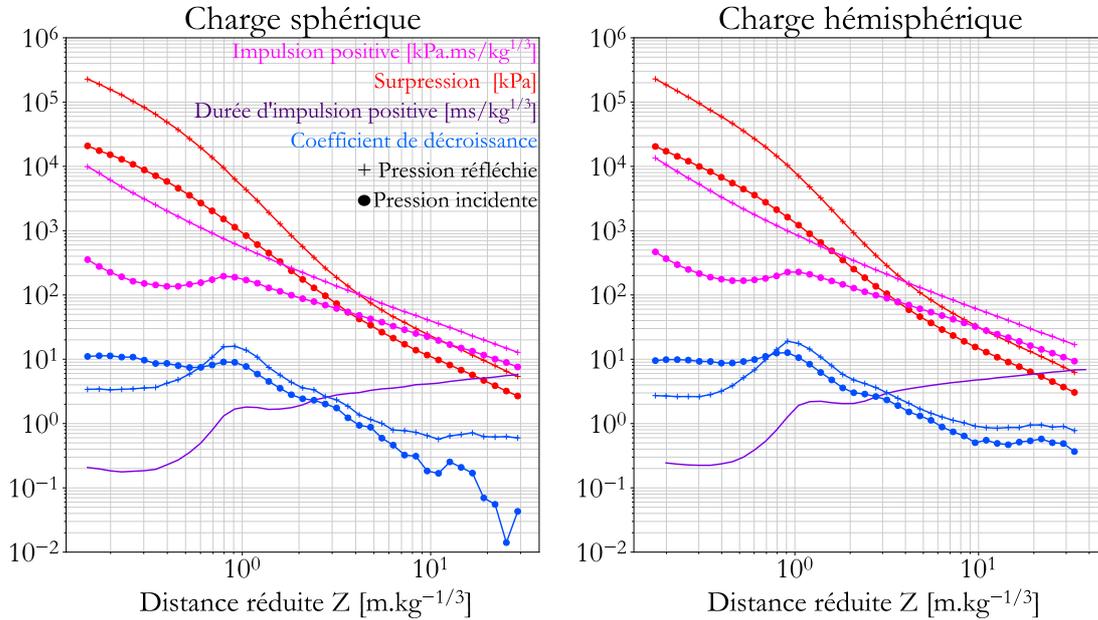
Puisque les paramètres d'onde de souffle ne peuvent pas être donnés analytiquement et que seul des calculs numériques en donnent une valeur théorique, des mesures de pression d'onde de souffle sont menés à titre de comparaison. Les résultats de ces mesures sont rassemblés dans des abaques.

Il existe plusieurs modèles empiriques, mais le plus communément utilisé est issu du standard américain TM5-1300 [33], en Figure 1-4, lui-même issu du modèle empirique « Kingery & Bulmash » [35] selon [28].

Différents modèles empiriques ont été comparés dans [36] [37], la conclusion principale en résultant est que tous les modèles donnent des paramètres d'onde de souffle différents pour $Z < 1 \text{ m.kg}^{-1/3}$, pour n'importe quels paramètres de pression d'onde de souffle. Cela est lié au fait que la mesure est de plus en plus difficile lorsque l'on approche le capteur de l'explosif (voir partie 1.4.1).

Parmi les abaques donnés dans [33], aucune ne donne le paramètre de décroissance de l'exponentielle α . Il a été rajouté sur la Figure 1-4 en le calculant à

partir de l'impulsion positive I_+ connaissant l'équation 1.2.19, comme déjà réalisé dans la littérature, dans [36].



Les abaquas issus de [33] en Figure 1-4 ont été modifiées pour qu'elles soient dans le système international d'unités. Différents paramètres d'onde de souffle en fonction de la distance réduite Z sont donnés pour le Trinitrotoluène (TNT), qui est un explosif souvent utilisé.

Que l'on soit dans le cas d'une onde de souffle à symétrie sphérique ou hémisphérique, il n'y a qu'une seule courbe pour la durée positive t_+ alors qu'il y a deux courbes pour les autres paramètres d'onde de souffle selon que le mesurande soit la pression réfléchie ou incidente. Selon [29], la durée d'impulsion positive t_+ est la même dans les deux cas.

L'abaque est valable pour une charge de TNT, mais elle peut servir pour un explosif de nature différente si son équivalent TNT est connu. Ce terme est défini dans la partie suivante.

1.2.4.3. Equivalent TNT

La mesure de la surpression crête ΔP_{MAX} permet aussi de donner une valeur d'équivalent TNT de l'explosif testé. Une définition générale de l'équivalent TNT est le rapport entre la masse d'explosif testé et la masse de TNT qui donnerait les mêmes effets à la même distance radiale [38]. La valeur d'équivalent TNT dépend donc de l'effet que l'on choisit de comparer. Cela peut être l'impulsion de pression

ou la surpression crête. Le choix du TNT comme explosif de référence s'est imposé du fait de la quantité importante d'essais réalisés avec cet explosif [39].

Une valeur d'équivalent TNT doit être donnée en précisant la définition que l'on choisit, comme le fait la référence [40]. L'équivalent TNT E_p basé sur la surpression crête est donné par la formule suivante :

$$E_p = \frac{m_{TNT}}{m} = \left(\frac{Z}{Z_{TNT}} \right)_{\Delta P_{MAX}=CST}^3 \quad (1.2.22)$$

Avec m_{TNT} la masse de TNT en kg qui donne la même surpression crête que la masse m en kg d'explosif testé à la même distance.

Cet équivalent peut se calculer de la même manière en prenant l'impulsion de pression plutôt que le maximum de surpression :

$$E_I = \frac{m_{TNT}}{m} = \left(\frac{Z}{Z_{TNT}} \right)_{I+=CST}^3 \quad (1.2.23)$$

Selon [40], ces deux définitions de l'équivalent TNT donnent la même valeur pour des distances réduites $Z > 2 m/kg^{1/3}$.

Selon [41], il faut préciser la distance réduite Z à laquelle l'équivalent TNT d'un explosif est mesuré.

Comme exemple d'équivalents TNT de quelques explosifs existants, on reprend la liste de Remennikov [42] :

<i>Explosif</i>	<i>Equivalent TNT</i>
TNT	1,000
Pentolite	1,129
C4	1,148
RDX	1,185
Semtex	1,250
PETN	1,282
Dynamite	1,300

Tableau 1: Liste d'équivalents TNT de quelques explosifs existants

A partir des propriétés physiques d'une onde de souffle, la quantité d'énergie libérée peut être estimée, et l'équivalent TNT d'un explosif donné peut être calculé. Ces propriétés physiques de l'onde de souffle sont souvent déterminées par la mesure lors d'expériences de détonique.

La mesure dynamique de surpression aérienne est une mesure physique, on résume dans la partie suivante le processus de mesure dynamique de propriétés physiques.

1.3. MESURE PHYSIQUE DYNAMIQUE

1.3.1. Description du processus de mesure physique

La plupart des capteurs, qu'ils soient naturels ou artificiels respectent le schéma présenté en Figure 1-5.

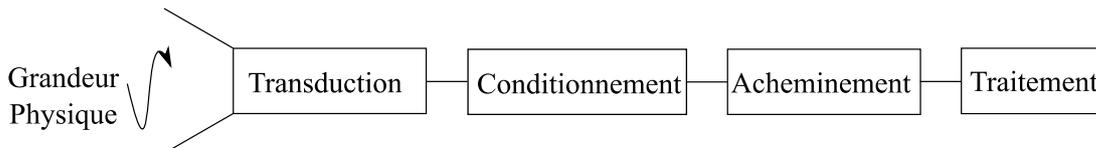


Figure 1-5: Blocs fonctionnels d'une mesure physique

La conception d'un tel système de mesure passe dans un premier temps par la définition de la grandeur physique à mesurer. Une grandeur physique que l'on mesure est appelée mesurande. On suppose que ce mesurande a une valeur vraie, elle correspond à celle obtenue par un mesurage parfait [43]. Le mesurage est l'ensemble des techniques mises en place dans le but de donner une valeur au mesurande.

L'élément suivant est la transduction, qui consiste à transformer une grandeur physique en une autre plus facile à traiter. Dans le cas de la mesure dynamique de surpression aérienne, la transduction est réalisée par un capteur de pression. A la grandeur thermodynamique qu'est la pression à l'entrée du bloc transduction est associée une grandeur électrique à la sortie du bloc.

Le signal électrique en sortie du transducteur est rarement exploitable tel quel, il est souvent nécessaire de lui appliquer certaines opérations comme :

- L'amplification ou l'atténuation suivant le cas de figure, permettant de traiter des signaux de dynamiques de tension acceptables ;
- Le filtrage ;
- L'adaptation d'impédance [44].

Réaliser ces opérations est le rôle du conditionneur. Ce bloc est conçu de manière à adapter les autres éléments de la chaîne de mesure au transducteur choisi. Par exemple, selon le matériau utilisé pour fabriquer l'élément sensible d'un capteur de pression piézoélectrique qui peut être du quartz ou un matériau céramique, les montages électroniques habituellement utilisés comme conditionneurs ne sont pas les mêmes [45].

L'élément suivant le conditionneur est l'acheminement du signal de mesure sur une distance donnée. Les techniques d'acheminement usuelles sont :

- Les lignes de transmission comme par exemple les câbles coaxiaux ou les lignes bifilaires ;
- Les fibres optiques ;
- Les ondes électromagnétiques.

Selon le cas de figure, il peut être plus pratique d'utiliser une technique d'acheminement plutôt qu'une autre. Dans le cadre de cette thèse, on se concentre principalement sur la transmission des signaux avec câbles coaxiaux (chapitre 3), et ondes électromagnétiques (chapitres 4 et 5).

Selon le système de mesure étudié, l'acheminement n'est en fait pas présent seulement entre le conditionneur et le bloc traitant le signal. L'acheminement peut être entre n'importe quel élément de la Figure 1-5. Même si une partie du conditionnement est intégrée avec le capteur, il y a quand même une ligne acheminant un signal électrique entre un composant et un autre.

Le dernier bloc concerne le traitement des signaux. Dans le cas d'un signal électrique analogique, il est souvent constitué d'un convertisseur analogique-numérique qui échantillonne et quantifie le signal analogique.

Tous ces éléments doivent être pensés de manière à ce que les objectifs fixés puissent être atteints avec le système de mesure global. Ces objectifs sont détaillés dans la partie suivante.

1.3.2. Objectifs du système de mesure

1.3.2.1. Rapidité

Dans certains cas, il peut être nécessaire de concevoir un système de mesure suffisamment rapide pour suivre les variations temporelles d'un mesurande.

1.3.2.1.1. Bande passante

La rapidité d'un système de mesure peut être quantifiée par sa bande passante. Elle est définie comme étant l'écart entre les fréquences minimale et maximale entre lesquelles le système de mesure fonctionne de manière nominale. Le terme de fréquence de coupure désigne ces fréquences minimales et maximales.

Les signaux temporels peuvent être décrits dans le domaine fréquentiel grâce à la transformée de Fourier. En effectuant cette opération à un signal de mesure temporel, on obtient son spectre. La bande passante du système de mesure doit

inclure le spectre du mesurande pour restituer ce dernier sans modification dans le domaine temporel.

Il faut préciser la définition de la bande passante que l'on utilise lorsque l'on caractérise un système de mesure. La définition classique en électronique d'une fréquence de coupure est la fréquence à laquelle la puissance du signal transmis est moitié moindre que celle qu'il restitue de manière nominale, c'est la fréquence de coupure à - 3 dB.

Toutefois, le système de mesure peut restituer à sa sortie un signal dont le spectre est bien différent de celui du mesurande, dans sa bande passante à - 3 dB. Un système de mesure qui peut être modélisé par une équation différentielle du second ordre pourra présenter une fréquence de résonance, qui apparaîtra dans la bande passante à - 3 dB. C'est pourquoi la bande passante utile est aussi utilisée, c'est la bande passante du système de mesure pour laquelle ce dernier ne modifie pas le spectre du mesurande au-delà d'un seuil à préciser dans la définition.

Prenons comme exemple les capteurs de pression piézoélectriques. Ces derniers se comportent comme un filtre de type passe-bas du second ordre. Leur bande passante utile pour les applications de détonique est généralement considérée comme égale au cinquième de leur fréquence de résonance [46] [47].

Un système de mesure idéal a une réponse impulsionnelle de la forme d'une porte (c'est-à-dire constante pour une bande de fréquence) incluant le spectre du mesurande. Dans le cadre d'une mesure de pression d'onde de souffle par exemple, du fait de la nature du choc, le spectre du mesurande n'est pas compris dans la bande passante des systèmes de mesure disponibles. Les signaux temporels décrivant l'allure de la pression d'onde de souffle sont discontinus. Un signal temporel discontinu contient toutes les fréquences. Actuellement, la pression d'une onde de souffle ne peut pas être mesurée sans être filtrée.

1.3.2.1.2. Temps de montée

La rapidité d'un système de mesure peut aussi être décrite avec son temps de montée. La définition du temps de montée habituellement utilisée est le temps mis par le signal pour passer de 10 % à 90 % de l'amplitude de la réponse indicielle [48]. L'amplitude prise en compte dans le calcul est la valeur finale (régime établi) moins la valeur initiale de l'acquisition.

Le lien entre le temps de montée d'un signal de type échelon à la sortie d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure f_c peut être décrit par l'équation 1.3.1 [49] [50] :

$$t_m = \frac{k_{tm}}{f_c} \quad (1.3.1)$$

Avec k_{tm} une constante dépendant du filtre. Pour un filtre gaussien, alors $k_{tm} = 0,35$. Si le filtre ressemble plus à une porte, c'est-à-dire si l'ordre du filtre est élevé, alors $k_{tm} = 0,5$ [49]. Pour dimensionner une bande passante à partir d'un temps de montée, on peut arbitrairement prendre une valeur de k_{tm} plus élevée pour être sûr d'avoir une bande passante suffisante.

1.3.2.2. Distance de transmission

La distance sur laquelle le signal doit être acheminé est une contrainte à prendre en compte lors de la conception d'un système de mesure.

Dans le cas de la mesure de surpression aérienne, le capteur se situe aux alentours d'un environnement comportant beaucoup de risques. La protection la plus efficace face aux explosions est la distance à la source si bien que la baie d'acquisition est située en sécurité à grande distance de l'explosif. Cette distance peut varier de quelques dizaines de mètres à un kilomètre en fonction de la puissance de l'explosif.

Les lignes de transmission [51] peuvent transmettre des signaux de fréquence allant jusqu'à plusieurs dizaines de GHz sur des distances de l'ordre du mètre. Si des distances de l'ordre de la centaine de mètres sont visées, la bande passante sera beaucoup plus limitée, surtout par le fait que les câbles RF sont très chers pour des distances élevées (> 5 m). Un acheminement basé sur les lignes de transmission sur une telle distance peut limiter la bande passante des signaux transmis, et modifier la valeur du signal de tension analogique. C'est ce que l'on montre dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

1.3.2.3. Erreurs de mesures

L'ensemble du système doit être pensé de manière à respecter un objectif d'exactitude de mesure, qui est définie selon [43] comme étant « l'étroitesse de l'accord entre le résultat d'un mesurage et la valeur vraie ». L'exactitude est un concept qualitatif alors que l'incertitude de mesure est un concept quantitatif [52]. Cette dernière est définie selon [43] comme étant un paramètre, associé au résultat d'un mesurage, qui caractérise la dispersion des valeurs qui pourraient raisonnablement être attribuées au mesurande. L'exactitude est un concept traduisant le fait que la valeur exacte du mesurande n'est jamais connue exactement, l'incertitude est l'intervalle autour du résultat du mesurage dans lequel la valeur vraie se situe probablement.

Le résultat d'un mesurage n'est toujours qu'une estimation de la valeur vraie cherchée, et diminuer l'incertitude associée au résultat du mesurage est un objectif lors de la conception d'un système de mesure.

Lors de cette conception, un compromis doit être réalisé entre l'incertitude associée au résultat du mesurage et la rapidité du système.

Cela peut être difficilement concevable alors que des systèmes de mesures de signaux RF de bande passante allant jusqu'à la centaine de GHz existent de nos jours. Ces systèmes ont souvent pour objectif de mesurer des signaux en régime harmonique, et des signaux modulés portant l'information dans leur fréquence. Cela est différent d'une mesure de signaux analogiques en bande de base où l'information est contenue dans la valeur du signal à mesurer.

Prenons un premier exemple avec les oscilloscopes numériques (DSO). Pour des bandes passantes allant jusqu'à la centaine de MHz, des numériseurs avec plus de 12 bits de quantification existent, et l'exactitude des appareils spécifiée dans leur feuille de données peuvent être de l'ordre de 0.1 % de la valeur maximale qu'ils peuvent accepter à leur entrée.

Par contre, pour mesurer des signaux analogiques de bande passante supérieure à 100 MHz, la rapidité des appareils augmente au détriment de l'exactitude du résultat, qui est dans ce cas de l'ordre de 1% [53].

L'exactitude spécifiée dans les feuilles de données des appareils de mesure (souvent avec le terme anglais « accuracy ») est l'écart maximal entre le résultat de mesure donné par l'appareil et la valeur vraie.

De nos jours, les oscilloscopes sont souvent des appareils complexes proposant beaucoup de fonctionnalités permettant d'améliorer la qualité des acquisitions, comme :

- Un suréchantillonnage suivi d'un moyennage [54]. Cette technique est réalisée au détriment de la bande passante de l'acquisition ;
- Un moyennage de plusieurs acquisitions d'un signal périodique [55], ce qui n'est pas possible dans le cadre de la mesure de pression d'onde de souffle ;
- Disposer d'une bande passante réglable pour trouver un compromis entre la bande passante nécessaire et le bruit de mesure [56].

Ces techniques permettent de diminuer l'erreur aléatoire, qui est la différence entre le résultat du mesurage et la moyenne d'une infinité de mesurages du même mesurande. Elle est expliquée majoritairement par le bruit du système électronique. L'impact du bruit sur la mesure peut être réduit en garantissant un rapport signal sur bruit (SNR) important, ce qui peut se faire par exemple en :

- Evitant les impédance élevées, sources de bruit thermique ;
- Choissant/concevant un capteur avec une sensibilité suffisante ;
- Soignant l'ensemble du circuit afin d'éviter des sources de bruit issues de couplages électromagnétiques.

Par contre, les fonctionnalités des oscilloscopes réduisant l'erreur aléatoire ne diminuent pas l'erreur systématique. Elle correspond à la différence entre la moyenne d'un nombre infini de mesurages et la valeur vraie. Pour un oscilloscope, ces erreurs proviennent le plus souvent de deux sources principales :

- L'erreur sur le gain de l'amplification/atténuation ;
- L'erreur sur la composante continue (ou offset) du signal.

Selon [57], ces erreurs systématiques peuvent être réduites en connaissant le spectre du signal appliqué à l'oscilloscope.

Un autre exemple d'exactitude de mesure sacrifiée aux dépens d'une bande passante élevée est typiquement le cas du capteur Müller M60-D [58]. C'est un capteur de pression de bande passante à -3 dB de l'ordre de la dizaine de MHz. Pourtant, il n'est jamais utilisé pour une mesure de pression d'onde de souffle du fait de nombreux défauts, comme une fréquence de coupure basse élevée, sa sensibilité à la température et au vieillissement causée par le matériau de l'élément sensible (le PVDF ou polyfluorure de vinylidène), et les oscillations que présente sa réponse à un signal transitoire.

La rapidité du système de mesure est donc limitée par les objectifs d'incertitudes de mesure visés. Il faut trouver un compromis, c'est l'objectif du chapitre 2.

Dans le chapitre 3, on montre aussi que l'incertitude de mesure sur la surpression crête augmente avec la longueur de câble dans le cas d'une transmission filaire, et donc de la distance de transmission.

1.4. MESURE DYNAMIQUE D'UNE ONDE DE SOUFFLE

1.4.1. Expérimentations de détonique en champ libre

1.4.1.1. Introduction

Un bon état de l'art de la caractérisation d'onde de souffle par la mesure est présenté dans les références [16] [59]. On y découvre que le meilleur moyen de caractériser une onde de souffle passe par la mesure de la pression, qu'elle soit statique, réfléchie ou totale. C'est la mesure de pression qui donne les meilleurs résultats. Selon [17], il n'existe actuellement pas de moyen pour mesurer assez rapidement la température d'une onde de souffle en champ libre. Pour des essais avec tube à choc, des méthodes optiques permettent de mesurer la température d'un choc dans un gaz [60]. Toutefois, aucun résultat de mesure de température d'onde de souffle en champ libre n'a été trouvé dans la littérature. Les autres grandeurs comme la densité ou la vitesse particulière de l'onde de souffle sont mesurables mais sont moins performantes selon [17].

C'est pourquoi on se concentre dans ce manuscrit sur la mesure de surpression aérienne. Les expériences sur lesquelles se basent la thèse sont des expériences en champ libre, c'est-à-dire que l'onde de souffle ne rencontre pas d'obstacle lors de sa propagation.

1.4.1.2. Présentation des éléments nécessaires à un essai de détonique en champ libre

Les différents éléments nécessaires à une expérimentation de détonique en champ libre, lorsque les masses d'explosifs sont supérieures à la centaine de grammes, sont présentés en Figure 1-6.



Figure 1-6: Eléments nécessaires à la mesure de pression de souffle.

Sur la Figure 1-6, la charge explosive à caractériser est représentée en (1), mais le schéma est aussi valable pour une source quelconque d'une onde de souffle (explosion physique d'une enceinte pressurisée par exemple), elle-même représentée en (2). Ces deux premiers points constituent un environnement extrême de température et de pression, que l'on peut tenter de caractériser avec un système de mesure (3). On parle de mesures en champ proche lorsque les capteurs sont placés très près de la source ($Z < 1m.kg^{1/3}$). Une distance de protection en (4) et un abri de protection (5) sont nécessaires afin de garantir la sécurité du personnel et du matériel. Ce schéma vaut pour des sources d'onde de souffle puissantes, pas pour des essais à échelle très réduite, comme ceux réalisés dans [61] [62] [63] où la distance de protection n'est pas vraiment nécessaire. On parle d'échelle réduite (*small scale*) lorsque les charges ont une masse inférieure à l'ordre du kilogramme. La Figure 1-6 est un schéma d'une mesure de surpression aérienne à symétrie sphérique en champ libre. L'explosif est placé à une distance suffisante du sol pour retarder les effets de la réflexion de l'onde de souffle sur le sol, comme dans [40] [38][25] par exemple. Des mesures de surpression aérienne à symétrie hémisphérique en champ libre sont aussi possibles, comme dans [64] par exemple.

Avec le schéma présenté en Figure 1-6, on peut déjà prévoir les difficultés imposées par l'environnement extrême d'une mesure de détonique, on les étudie plus en détails dans la partie suivante.

1.4.1.3. Difficultés imposées par l'expérimentation

Du fait de l'environnement extrême, beaucoup de contraintes s'appliquent au dispositif utilisé pour mesurer la pression d'onde de souffle. Du matériel spécifique est nécessaire.

Lors d'expérimentations de détonique, plus les capteurs sont proches de l'explosion, plus ils subissent un environnement extrême. En champ lointain, le capteur ne subit que l'onde de souffle, et les surpressions statiques sont inférieures au bar. Plus la mesure est réalisée proche de l'explosif, plus les dispositifs doivent être solides afin de résister à la surpression. A partir d'une certaine distance réduite, la boule de feu atteint également le capteur. Ce dernier ne doit alors pas être trop sensible à la température pour garantir une erreur de mesure minimale. Ces remarques sur le capteur concernent aussi bien le transducteur que son électronique et le packaging associé.

Lorsqu'un capteur de pression est placé aux alentours d'une explosion pour effectuer une mesure dynamique, des problèmes de mesures sont souvent rencontrés. Ils sont représentés en Figure 1-7, issue de cette référence [65] :

- 1- L'onde de choc se déplace dans le support mécanique (généralement en métal) plus vite que dans l'air. L'élément sensible est donc soumis, avant l'arrivée du front de pression dans l'air, à des contraintes mécaniques se propageant dans les parties solides. Ce phénomène peut expliquer des perturbations indésirables sur l'acquisition avant le front de pression ;
- 2- Du fait du temps de montée fini du système de mesure, le maximum de l'acquisition apparaît plus tard que le maximum de surpression théorique ;
- 3- La réponse impulsionnelle des transducteurs de pression peut être modélisée par un système de type passe-bas du second ordre. Un tel système oscille lorsqu'on lui applique un signal transitoire en entrée. Cela est à l'origine de modifications sur l'acquisition au niveau de sa valeur maximale ;
- 4- En champ proche, l'onde de choc peut être réfléchiée par l'environnement, ce qui peut causer des perturbations ;
- 5- La pression peut aussi décroître localement selon [65] ;
- 6- Des projections de particules issues de l'explosion peuvent impacter le capteur et dégrader le signal de mesure ;
- 7- La fréquence de coupure basse du système de mesure peut être trop élevée dans certains types de capteurs comme les capteurs à transduction piézoélectrique, ce qui induit une décroissance prématurée du signal ;
- 8- La température peut avoir un effet sur les capteurs.

Toutes ces perturbations indésirables font que le signal de pression mesuré ne ressemble pas trop à un signal de type Friedlander.

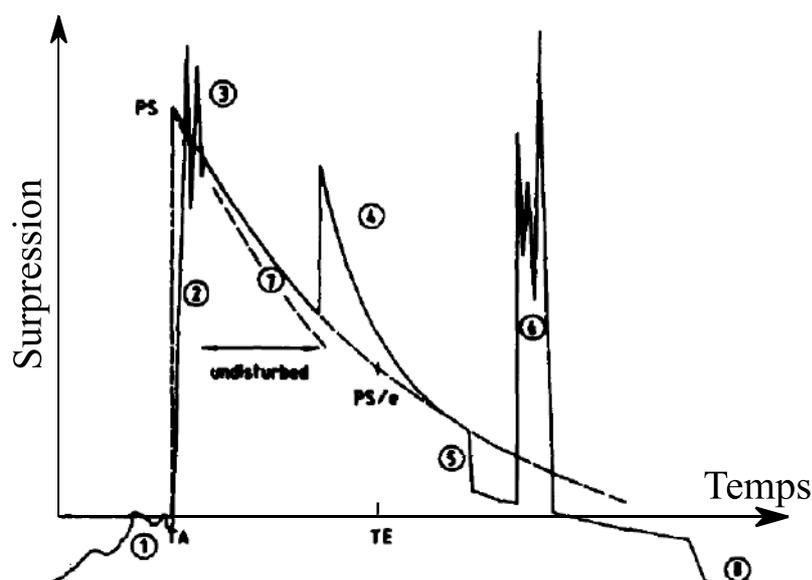


Figure 1-7: Ensemble des perturbations possibles sur une acquisition de mesure de surpression d'une onde de souffle [65].

1.4.1.4. Difficultés imposées par le mesurande

Une pression est une force par unité de surface. En un point de l'espace, c'est donc la force appliquée à une surface infinitésimale. En pratique, il est impossible de réaliser un capteur de pression dont l'élément sensible a une surface infinitésimale. Lors d'expérimentations en mode incident, l'onde de choc met donc une certaine durée pour parcourir l'ensemble de la surface du capteur, ce qui rallonge son temps de montée. Les capteurs commerciaux présentent des éléments sensibles dont le diamètre est généralement supérieur à 1 mm. Pour une vitesse d'onde de choc de 1000 m/s, un temps de 1 μ s est donc nécessaire pour parcourir la totalité de la surface sensible du capteur. Cela ajoute une incertitude supplémentaire sur la mesure de la surpression crête ΔP_{MAX} .

Le temps de montée du phénomène physique, peut avoir plusieurs définitions [29]. Dans le cas d'une mesure de surpression incidente, une définition peut être l'épaisseur du choc divisée par sa vitesse. Quelques références parlent d'une épaisseur du choc de l'ordre d'une dizaine de libres parcours moyens [34] [11]. Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une molécule de gaz entre deux collisions avec d'autres molécules voisines. Il dépend de la température et de la pression. Une simulation réalisée par le CEA Gramat à l'aide du code hydrodynamique « Alexia » donne un libre parcours moyen de 10 nm pour un choc de surpression crête $\Delta P_{MAX} = 3$ bar. Pour une telle surpression crête, $\gamma \approx 1,4$, et l'approximation des gaz parfaits est encore valable. On peut utiliser les équations de Rankine-Hugoniot pour obtenir la vitesse de l'onde de choc D :

$$D = c_0 \sqrt{\frac{6 \Delta P_{MAX}}{7 P_A} + 1} \approx 643 \text{ m. s}^{-1} \quad (1.4.1)$$

Le temps mis par la pression pour passer de la valeur du milieu frais à celle du milieu choqué, est donc de l'ordre de 0,2 ns. Ce temps de montée diminue avec l'intensité du choc, car le libre parcours moyen diminue et la vitesse du choc augmente.

Une électronique spécifique peut mesurer des signaux électriques de temps de montée de l'ordre de la centaine de ps [66]. Par contre, les temps de montée restituables par les capteurs de pression incidente actuels sont supérieurs à la μ s [67] [68] [69].

Néanmoins, il faut préciser que tous les signaux de surpression aérienne ne sont pas aussi rapides. Des mesures de surpression d'onde de souffle avec des temps de montée de l'ordre de 10 μ s ont été obtenues dans [70] pour des chocs de surpression maximale de l'ordre de 0,3 bar, de tels temps de montée sont mesurables par des capteurs actuels.

Par contre, pour les chocs de surpression maximale plus élevée, le temps de montée du phénomène physique peut être très court.

Le Tableau 2 montre la bande passante f_c minimale (calculée avec l'équation 1.3.1 avec $k_m = 0,35$) qu'il faudrait pour restituer parfaitement la montée d'un signal de type échelon de temps de montée t_m égal à l'épaisseur du choc divisé par sa vitesse, pour différentes surpression crête ΔP_{MAX} .

ΔP_{MAX} [bar]	Libre parcours moyen [nm]	Vitesse du choc [km/s]	t_m [ps]	f_c [GHz]
2	13,0	0,5	260	1,4
10	5,00	1	50	7,0
40	3,75	2	19	20
100	2,50	3	8	42

Tableau 2: Bande passante minimale nécessaire pour enregistrer la montée du signal de pression d'onde de souffle, en considérant que l'épaisseur du choc est de l'ordre d'une dizaine de libres parcours moyen.

Le Tableau 2 montre que pour mesurer assez rapidement le passage de la pression ambiante à la surpression crête, il faut une bande passante de mesure très élevée. En émettant l'hypothèse que le temps d'arrivée t_a de l'onde de choc est le mieux mesuré lorsque le système est capable de mesurer la surpression lorsqu'elle passe de 0 à ΔP_{MAX} , une marge de progression quasiment infinie est possible sur la rapidité d'un système de mesure de pression d'onde de souffle.

Toutefois, il n'est pas nécessaire de mesurer la montée du signal de pression avec une grande exactitude pour obtenir une bonne estimation de la surpression crête, c'est ce que l'on montre en détail dans le chapitre 2.

Pour mesurer la surpression maximale ΔP_{MAX} , il faut que le temps de réponse du système de mesure soit négligeable devant la durée d'impulsion positive t_+ du signal de Friedlander (équation 1.2.18). Cela est compréhensible en observant la Figure 1-7. Si le temps de réponse de la chaîne de mesure n'est pas négligeable devant la durée d'impulsion positive, la surpression aura déjà beaucoup diminué lorsque le système sera capable de fournir une valeur exploitable après l'arrivée de l'onde de choc.

La durée d'impulsion positive diminue avec la réduction de la masse d'explosif (Cela s'explique avec une loi de similitude, voir [29]). Si la masse d'explosif (ou de manière générale, l'énergie de compression libérée par l'explosion) est divisée par 1000, la durée d'impulsion positive est divisée par 10. Les signaux de pression issus d'essais à petite échelle dans la littérature [61] [71] [63] [72] ne ressemblent pas du

tout à une loi de Friedlander et cela est dû à une durée d'impulsion positive très courte.

La durée d'impulsion positive ne diminue pas seulement avec la masse d'explosif, mais aussi avec la distance réduite Z . En observant l'abaque en Figure 1-4, on constate qu'entre une distance réduite $Z = 1 \text{ m.kg}^{-1/3}$ et $Z = 0,5 \text{ m.kg}^{-1/3}$, la durée d'impulsion positive est divisée par 10, le fait de réaliser des mesures en champs proche augmente la bande passante des signaux de pression à mesurer. Selon l'essai de détonique souhaité, la mesure de surpression de l'onde de souffle est plus ou moins difficile :

- Plus l'échelle de l'essai est réduite (masse de TNT équivalente faible), plus les signaux seront difficiles à mesurer du fait d'une bande passante très élevée ;
- Plus la mesure est réalisée en champ proche, plus elle est difficile ;
- Quelle que soit l'échelle de l'essai ou la distance réduite, la surpression crête est la valeur du signal immédiatement après la discontinuité, ce qui la rend très difficile à mesurer.

Il existe des méthodes dans l'état de l'art permettant de retrouver les paramètres d'onde de souffle à partir de signaux bruités. On les présente dans la partie suivante

1.4.2. Estimation de la surpression crête à partir d'un signal de pression

Comme nous l'avons vu sur la Figure 1-7, il existe de nombreuses perturbations indésirables sur les signaux de mesure. Il existe différentes méthodes dans l'état de l'art permettant de retrouver les paramètres d'onde de souffle à partir de signaux bruités.

1.4.2.1. Mesure du temps d'arrivée

Une valeur de temps d'arrivée (c'est-à-dire l'intervalle de temps entre l'initiation de l'explosif et l'arrivée de l'onde de souffle au capteur) est souvent nécessaire pour trouver la surpression crête selon la manière de procéder. C'est pourquoi on commence par présenter la technique utilisée pour déterminer sa valeur.

Comme déjà expliqué en partie précédente, le temps de montée du phénomène physique est inférieur à la ns en théorie alors que le temps de montée actuel des

systèmes de mesure de pression d'onde de souffle est de l'ordre de la μs . C'est pourquoi l'estimation du temps d'arrivée t_a implique un choix arbitraire, comme le montre la Figure 1-8. Cette référence [73] détermine la valeur du temps d'arrivée en considérant le premier point sortant du bruit de mesure observé avant l'arrivée du front. Une autre manière de faire est de fixer le temps d'arrivée t_a à l'instant où la courbe représentant la surpression mesurée au cours du temps atteint une valeur seuil S tel que $S = 0,1 \times \Delta P_{MAX}$.

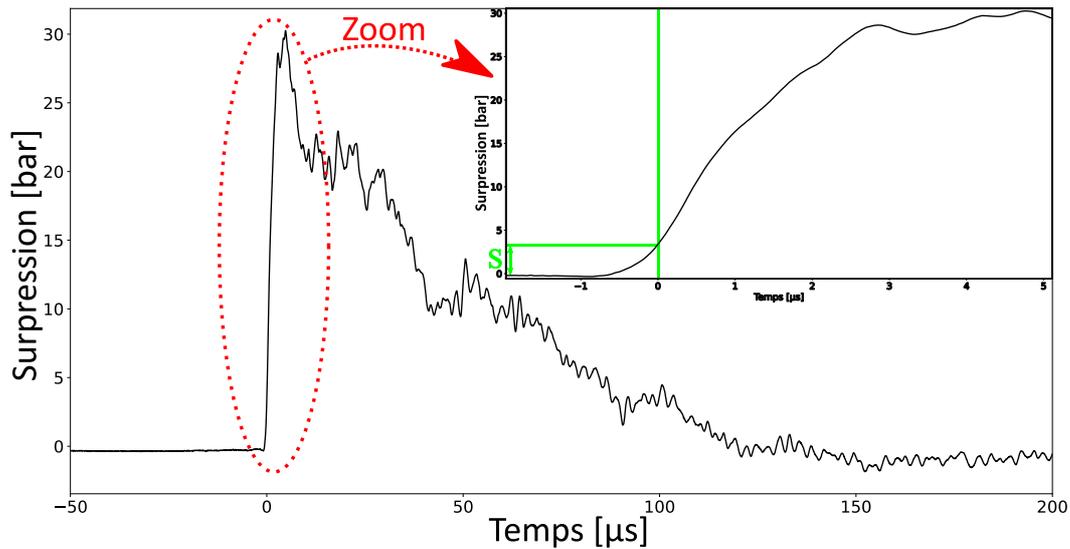


Figure 1-8: Imprécision sur le temps d'arrivée mesuré.

Une erreur $\delta\Delta P_{MAX}$ est réalisée sur ΔP_{MAX} si cette dernière est déterminée en utilisant une valeur de t_a affectée d'une erreur δt_a , comme le montre la Figure 1-9.

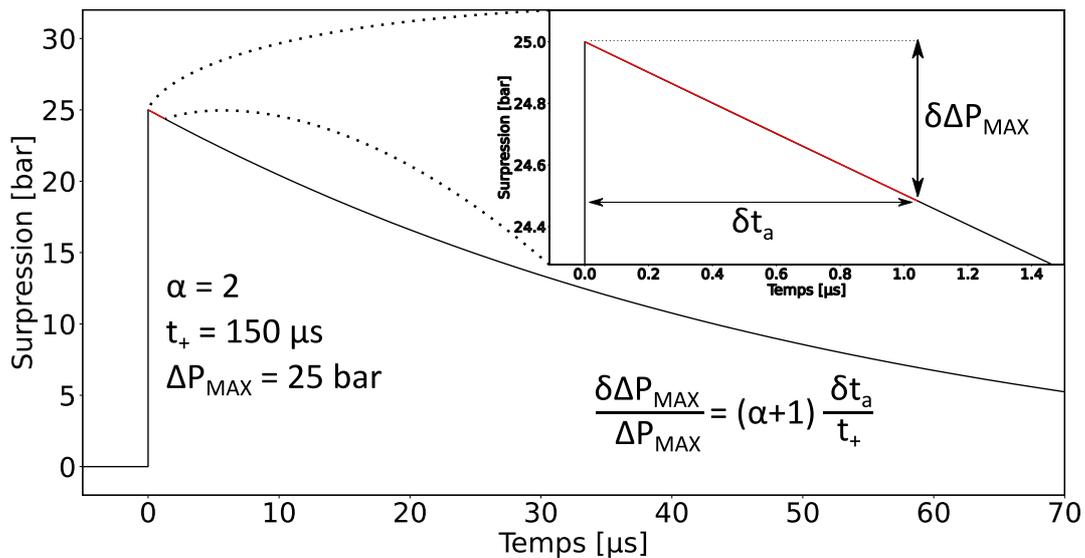


Figure 1-9: Erreur effectuée sur la surpression crête en fonction de l'erreur sur le temps d'arrivée.

Si une erreur δt_a égale à $n\%$ de t_+ est commise sur t_a lors de sa mesure, alors une erreur $\delta \Delta P_{MAX}$ de $(\alpha+1) \times n\%$ est réalisée sur ΔP_{MAX} . En prenant le cas concret de la Figure 1-8, où la durée d'impulsion positive t_+ est environ égale à 150 μs , où α est environ égal à 2 (estimé avec la méthode 2, que l'on étudie en partie 1.4.2.3), et où δt_a est estimé grossièrement à 1 μs , une erreur $\delta \Delta P_{MAX}$ de 2 % est réalisée sur la valeur de ΔP_{MAX} .

Si le temps de montée des signaux de pression mesurés diminue, l'incertitude sur la valeur du temps d'arrivée est réduite dans les mêmes proportions.

Une fois la valeur du temps d'arrivée t_a fixée, il est possible d'utiliser les méthodes présentées dans les deux parties suivantes afin de déterminer les paramètres d'onde de souffle.

1.4.2.2. Méthode 1 : Régression linéaire sur le logarithme du signal de surpression

La première méthode est une régression linéaire sur le logarithme de la surpression. Le terme « méthode 1 » sera utilisé pour faire référence à cette méthode dans la suite du manuscrit. Elle est décrite dans [26] et [29] et est basée sur la limite de l'équation de Friedlander décrivant la surpression statique lorsque t tend vers t_a :

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} \Delta P_{MAX} e^{-\alpha \frac{(t_a + \varepsilon) - t_a}{t_+}} \left(1 - \frac{(t_a + \varepsilon) - t_a}{t_+} \right) \sim \Delta P_{MAX} \left(1 - \frac{\varepsilon}{t_+} (\alpha + 1) \right) \quad (1.4.2)$$

En appliquant la fonction logarithme des deux côtés de l'équation, on obtient l'équation d'une droite en fonction du temps :

$$\ln \left(\lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} p(t_a + \varepsilon) \right) = \ln(\Delta P_{MAX}) - \frac{\varepsilon}{t_+} (\alpha + 1) \quad (1.4.3)$$

Ensuite, une régression linéaire est réalisée sur une portion de l'acquisition de durée Δt_e , débutant à l'instant où elle est maximale. L'ordonnée à l'origine $\ln(\Delta P_{MAX})$ peut ainsi être trouvée ainsi que la pente de la droite $\frac{\alpha+1}{t_+}$ si on connaît le temps d'arrivée t_a . C'est de cette manière que l'on peut retrouver ΔP_{MAX} . On présente un exemple avec un signal théorique en Figure 1-10.

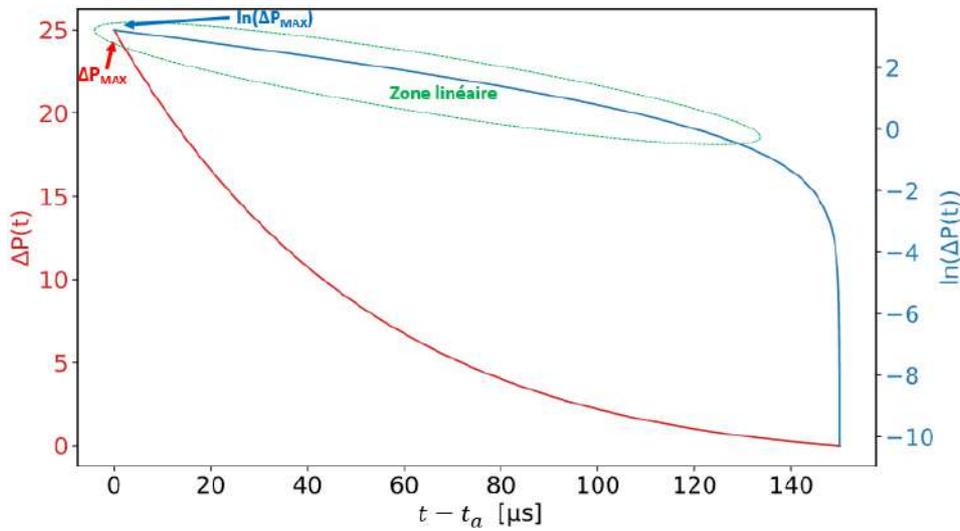


Figure 1-10: Signal de type Friedlander modifié ($\Delta P_{MAX}=25$ bar, $t_+=150$ μ s, $\alpha=2$) en fonction du temps (en rouge) et son logarithme en fonction du temps (en bleu).

Dans les sources [26] [29] [30] qui étudient déjà cette méthode, l'impact de l'étendue Δt_e sur laquelle la régression linéaire est réalisée n'est pas considéré. Un signal théorique de Friedlander a été utilisé afin d'estimer la capacité de cette méthode à retrouver ΔP_{MAX} avec précision. L'écart a ensuite été calculé entre la valeur vraie de la surpression crête ΔP_{MAX} (celle du signal théorique sur lequel on pratique la méthode) et celui retrouvé par la régression linéaire, noté ΔP_{M1} . Les résultats obtenus sont présentés en Figure 1-11 en fonction de l'étendue normalisée $\Delta t_e/t_+$.

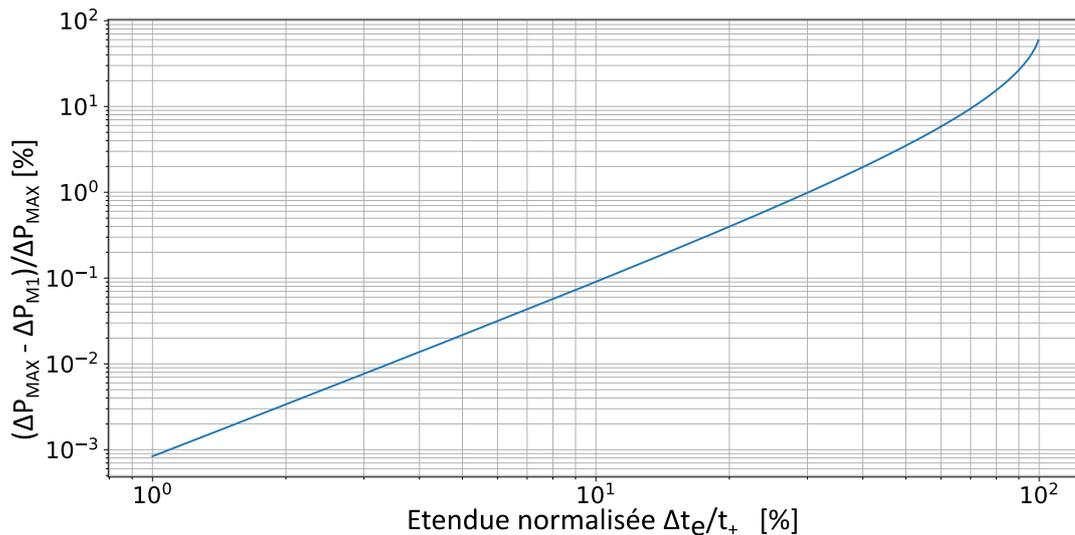


Figure 1-11: Ecart relatif entre la théorie et la méthode 1 en % en fonction de l'étendue normalisée par rapport à t_+ ($\Delta t_e/t_+ * 100$). Résultat indépendant de t_+ ou α .

Jusqu'à une étendue Δt_e de $0,3t_+$, on voit que l'erreur en fonction de l'étendue normalisée suit une droite sur le graphique de la Figure 1-11 en échelle log-log.

L'erreur est proportionnelle au carré de l'étendue normalisée $\Delta t_e / t_+$. Pour $\Delta t_e / t_+$ inférieur à 0,3 l'erreur entre la théorie et la mesure est inférieure à 1 %.

Cette méthode permet donc de retrouver ΔP_{MAX} malgré la distorsion et le bruit au niveau du front. Néanmoins, la portion du signal juste après le pic de suppression est souvent bruitée par les oscillations du capteur [64]. Sachant que cette méthode se concentre sur cette portion on ne peut que penser que l'estimation est probablement imprécise en pratique. Cela dépend de la durée d'impulsion positive et de la configuration du montage. La référence [30] étudie les résultats donnés par cette méthode, les auteurs comparent les résultats qu'ils ont par la méthode 1 avec ceux qu'ils obtiennent lorsqu'ils prennent le maximum du signal enregistré directement. La conclusion qu'ils en tirent est qu'elles donnent à peu près le même résultat.

1.4.2.3. Méthode 2 : Optimisation

La deuxième méthode consiste à utiliser une régression non-linéaire sur le signal mesuré afin d'obtenir les paramètres d'onde de souffle. Le terme « méthode 2 » sera utilisé par la suite pour faire référence à cette méthode, qui est présentée dans [26] [64] [65]. On suppose que, lorsque la distance réduite est assez grande ($Z > 1 \text{ m} \cdot \text{kg}^{1/3}$), le signal de pression statique suit la loi de Friedlander modifiée. Après avoir effectué la mesure dynamique, un vecteur de points de mesure (t_i, P_i) est obtenu. Seule la partie du signal après le maximum mesuré est considérée. Il est possible de trouver les meilleurs paramètres de pression d'onde de souffle tels que la somme $S(\beta)$ des différences au carré entre la loi de Friedlander $f(\Delta P_{MAX}, t_+, a)$ (équation 1.2.18) et les points de mesure soit minimale. Ces différences sont appelées résidus $r_i(\beta)$.

La somme $S(\beta)$ des résidus au carré est telle que :

$$S(\beta) = \sum_i (f(\beta, t_i) - p(t_i))^2 = \sum_i r_i^2 \quad (1.4.4)$$

Avec :

- β : le vecteur de paramètre de pression d'onde de souffle ;
- f : la loi de Friedlander ;
- $p(t_i)$: l'ordonnée du point de mesure, la pression mesurée à l'instant t_i .

La méthode de Gauss-Newton est choisie pour trouver le minimum de $S(\beta)$. Il faut d'abord donner une première estimation grossière du vecteur de paramètres β , puis la méthode procède par itération pour trouver l'optimum au sens des moindres carrés :

$$\beta^{n+1} = \beta^n - (J_r^T J_r)^{-1} J_r^T \quad (1.4.5)$$

Avec n le numéro de l'itération et J_r la matrice jacobienne telle que :

$$(J_r)_{i,j} = \frac{\partial r_i(\beta^n)}{\partial \beta_j} \quad (1.4.6)$$

Dans notre cas, admettons qu'on ait un signal de pression de 20000 points de mesures, et les trois paramètres de pression d'onde de souffle à optimiser. La jacobienne, calculée à chaque itération, sera de taille 20000x3. En suivant l'équation 1.4.5, le vecteur de paramètres converge rapidement vers celui qui minimise les résidus. On peut choisir les points de mesures du signal que l'on veut, et pratiquer la régression sur l'intervalle de signal que l'on veut. Cette méthode a besoin de paramètres d'entrées initiaux. On peut en avoir une idée en prenant le maximum du signal brut en sortie du capteur ou en utilisant la méthode 1.

En pratique, il vaut mieux utiliser l'étendue la plus grande possible, la moitié de t_+ minimum, pour que le modèle ne s'écarte pas de la mesure. Si le signal est trop bruité, il est impossible de retrouver les paramètres, car l'algorithme ne fonctionne pas et le vecteur de paramètres β ne converge pas.

Avec cette méthode, préférer utiliser un capteur de pression de temps de montée court n'est utile que si ce temps de montée n'est pas négligeable devant la durée d'impulsion positive du signal de pression.

1.4.2.4. Méthode 3 : Lecture directe du pic de surpression

La méthode à laquelle on fera référence en utilisant le terme « méthode 3 » dans ce manuscrit consiste simplement à estimer le paramètre d'onde de souffle par une lecture directe de l'acquisition. Cette méthode est par exemple utilisée dans [30].

Cette méthode n'est utile que pour la surpression crête ΔP_{MAX} et la durée d'impulsion positive t_+ . Par contre, elle ne permet pas de trouver le coefficient de décroissance α .

1.5. CONCLUSION

Une onde de souffle peut être modélisée par une discontinuité de propriétés physiques dans un fluide, elle se propage à une vitesse supersonique. C'est une

onde de choc dont les propriétés physiques décroissent immédiatement après la discontinuité.

Les équations de Rankine-Hugoniot permettent de calculer les paramètres physiques (pression, température, densité) juste après le choc à partir de leur valeur dans le milieu ambiant et du nombre de Mach (Rapport de la vitesse du choc sur la célérité du son dans le milieu non choqué) de l'onde de souffle. Mais la théorie des gaz parfaits, généralement utilisée pour calculer ces paramètres physiques, entraîne une erreur d'autant plus grande que la pression est supérieure à 3 bar. C'est pourquoi des codes de simulation sont développés car ils constituent actuellement le seul moyen permettant de déterminer théoriquement les propriétés physiques d'une onde de souffle. Des expérimentations de détonique sont alors nécessaires pour caractériser les ondes de souffle et valider ces codes de simulation.

D'après la littérature, la mesure de la surpression est le paramètre physique qui permet d'obtenir les meilleurs résultats pour caractériser l'onde de souffle. En un point donné de l'espace, le temps nécessaire à la pression pour passer de la pression atmosphérique à la pression maximale P_{MAX} est typiquement inférieur à 1 ns pour une pression supérieure à 2 bar alors que le temps de montée des capteurs existants est supérieur à 1 μ s. Cette augmentation brutale de pression est suivie par une décroissance exponentielle qui peut être décrite par la loi de Friedlander dont les caractéristiques sont données par trois principaux paramètres, appelés paramètres d'onde de souffle (la surpression crête ΔP_{MAX} , le facteur de décroissance de l'exponentielle α et la durée de l'impulsion positive t_+). Ces paramètres d'onde de souffle varient selon l'essai de détonique mené, c'est-à-dire selon la masse d'explosif, et la distance capteur-explosif. Des modèles sous forme d'abaques prédisant la valeur des paramètres d'onde de souffle en fonction de l'essai existent. Mais ces abaques sont issus de modèles empiriques et il existe une différence notable entre les différents modèles pour $Z < 1 \text{ m.kg}^{-1/3}$.

De plus, du fait de l'environnement extrême, de nombreuses perturbations sont observées sur les acquisitions de surpression incidente. C'est pourquoi des techniques indirectes ont été développées dans la littérature pour déterminer plus précisément les paramètres d'onde de souffle à partir d'une acquisition. Ces techniques ont été décrites dans ce chapitre en ajoutant des estimations sur les erreurs potentielles dans la détermination de ΔP_{MAX} .

Les variations de pression étant ultra-rapides, un système de mesure dynamique de large bande passante est donc nécessaire. Les contraintes d'exactitude de mesure et de rapidité s'appliquent à l'ensemble de la chaîne de mesure (transduction, conditionnement, acheminement, traitement). Compte tenu

des règles de sécurité lors des expérimentations de détonique, la distance entre le capteur et les appareils de mesure peut atteindre plusieurs centaines de mètres, ce qui peut limiter la bande passante du système.

Les objectifs de rapidité, d'exactitude de mesure et de distance de transmission ont été discutés dans ce chapitre. Un compromis entre ces trois contraintes devra être trouvé, c'est l'objectif des deux prochains chapitres.

2.
DIMENSIONNEMENT DE LA
BANDE PASSANTE D'UN
SYSTEME DE MESURE DE
PRESSION D'ONDE DE SOUFFLE

2.1. INTRODUCTION

Ce chapitre traite du dimensionnement de la bande passante des systèmes de mesure de pression d'onde de souffle. La surpression crête sera déterminée avec une lecture directe de l'acquisition (c'est-à-dire en utilisant la méthode 3 présentée en partie 1.4.2). La relation entre la valeur de bande passante issue de ce dimensionnement et l'essai de détonique sera aussi recherchée.

Ce chapitre a pour objectifs :

- D'expliciter la problématique de la rapidité limitée des systèmes de mesure de surpression aérienne de manière générale, dans la continuité du chapitre 1 ;
- De montrer la marge de progression possible pour les systèmes de mesure de surpression aérienne en termes de rapidité. La comparaison de leur réponse avec l'évolution de la loi de Friedlander théorique est donc réalisée ;
- D'étudier la vitesse à laquelle la surpression décroît juste après l'arrivée du choc, en fonction des paramètres d'onde de souffle, et donc en fonction de la distance réduite Z et de la masse équivalente de TNT m_{TNT} . Cela va permettre de montrer rapidement que selon l'essai de détonique, la bande passante nécessaire n'est pas la même.

Après cette introduction, ce chapitre 2 continue avec une partie décrivant l'ensemble de la problématique étudiée par la suite.

La partie suivante est dédiée à l'ensemble des phénomènes qui réduisent l'exactitude d'un résultat de mesure lorsque la bande passante du système qui la réalise augmente, comme le bruit thermique par exemple, ou le fait que les instruments sont de moins en moins performants en termes d'exactitude de mesure, à mesure que leur bande passante augmente [74].

Seulement après avoir bien décrit la problématique et ce qui peut limiter la bande passante du système de mesure, une technique s'attachant à donner un ordre de grandeur de la bande passante suffisante pour un système de mesure d'onde de souffle est présentée. Cette technique s'appuie sur les propriétés mathématiques de l'équation de Friedlander (équation 1.2.18), qui ont été résumées dans l'annexe A.

Ce chapitre est conclu par une partie consacrée à la valeur de cette bande passante suffisante, en fonction de l'échelle de l'essai de détonique en considérant les paramètres d'onde de souffle donnés par le modèle de Kingery & Bulmash, pour un explosif de type TNT. C'est-à-dire qu'au lieu de se servir de ce modèle empirique pour dimensionner la résistance mécanique d'une structure, ou de dimensionner une charge explosive pour qu'elle détruise une structure, on se sert de ces abaques pour dimensionner la bande passante du système de mesure sondant l'onde de souffle afin qu'il permette une estimation correcte de la surpression crête, par une lecture directe de l'acquisition.

2.2. PROBLEMATIQUE

2.2.1. Hypothèse : La pression suit l'équation de Friedlander

Le modèle théorique le plus utilisé représentant l'évolution temporelle de la pression d'une onde de souffle est l'équation de Friedlander. Comme expliqué dans le chapitre 1, cette équation est un modèle empirique, c'est-à-dire qu'elle provient de l'observation des acquisitions de surpression obtenues en pratique.

Jamais une acquisition résultant d'une mesure de surpression aérienne n'a donné de valeurs exploitables entre le moment où l'onde de souffle est arrivée sur le capteur et $1 \mu\text{s}$ après cet instant. Puisque la loi de Friedlander est un modèle empirique, personne ne sait si ce modèle décrit correctement la surpression entre 0 et $1 \mu\text{s}$ après que l'onde de souffle ait atteint le capteur.

Toutefois, ce chapitre est basé sur l'hypothèse que la loi de Friedlander modélise correctement la surpression sur l'intégralité de la partie positive au moins.

Ce n'est pas le cas pour tous les signaux de surpression aérienne. Il faut que la surpression au niveau du front de l'onde de souffle soit supérieure à un certain seuil, de l'ordre du bar, car des signaux de surpression avec des temps de montée mesurables sont observés sinon [70], et il n'y a pas besoin d'augmenter la bande passante des systèmes de mesure de surpression aérienne dans ce cas. Ce chapitre traite des signaux suivant la forme représentée en Figure 1-3, c'est-à-dire une variation d'une valeur à une autre en une durée inférieure à la centaine de ps, puis une décroissance exponentielle dont la rapidité dépend de l'essai de détonique.

2.2.2. Mesure d'un signal suivant la loi de Friedlander

Le reste du chapitre part donc de l'hypothèse que le mesurande suit la loi de Friedlander. Dans le chapitre 1 explicitant le contexte de l'étude, il a été souligné que du fait de la variation ultra-rapide d'un tel signal, l'estimation des paramètres d'onde de souffle était compliquée.

C'est en tout cas une conclusion qui ressort de beaucoup d'écrits sur le sujet (keyword : Blast Pressure Measurement). Par exemple, on peut lire dans [65] :

« ... l'onde de souffle forme un pic, la pression chute dès qu'elle atteint sa valeur maximale. Comme il n'y a pas de plateau, ou une valeur qui peut être atteinte, le mot pic doit être considéré sérieusement ... »

Dans le cas d'un signal dynamique ayant la forme d'un signal de Heaviside, la valeur du signal après la discontinuité est facilement mesurable car cette dernière est maintenue. Par contre, dans le cas d'un signal dynamique de Friedlander, la valeur n'est pas maintenue, ce qui la rend plus difficile à mesurer. C'est ce que l'on comprend du texte repris de [65].

Dans [29], on peut lire :

« Un capteur doit aussi présenter une réponse rapide de manière à effectuer des mesures dans un temps très court. Ainsi la discontinuité de pression au niveau du front est source de difficulté, pour les instruments qui ne peuvent effectuer des mesures instantanément de manière précise en pratique ».

Ce que l'on comprend du texte pris de [29], c'est que n'importe quel système de mesure se comporte comme un filtre passe bas. Tous les systèmes de mesure ont une fréquence de coupure haute. Si la surpression suit réellement l'équation de Friedlander telle que représentée en Figure 1-3, elle ne peut pas être mesurée sans être filtrée, comme le montre la Figure 2-1.

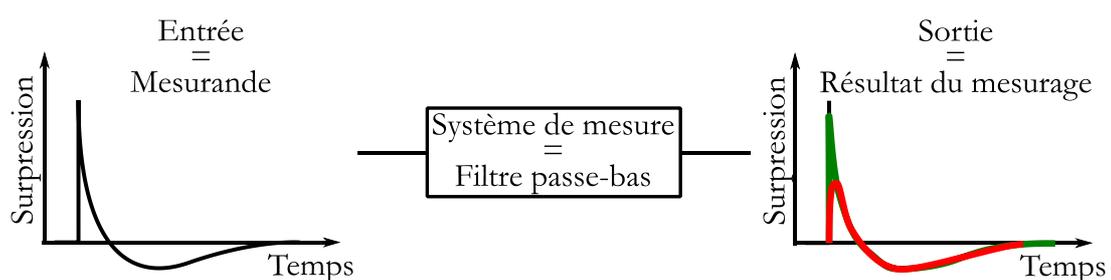


Figure 2-1: Problématique étudiée dans ce chapitre.

Les systèmes de mesure ont une rapidité limitée, le maximum n'est atteint que par le signal théorique. La valeur maximale du signal mesuré est par contre toujours différente. Elle n'est pas nécessairement inférieure, cela dépend du filtre et de sa fréquence de coupure.

Les signaux vert et rouge de la Figure 2-1 ressemblent à des réponses de filtres passe-bas du premier ordre, sans dépassement. Le système de mesure n'a pas eu le temps de restituer la valeur maximale qu'avait le mesurande en entrée alors que ce dernier a déjà diminué.

C'est ce problème que l'on se donne pour mission de limiter en concevant des systèmes de mesure de surpression aérienne toujours plus rapides.

2.2.3. Quel objectif de bande passante fixer ?

Toutes les généralités évoquées depuis la partie 1.2.3, expliquent que beaucoup d'écrits dans la littérature sont consacrés à la conception de systèmes de mesure de surpression aérienne toujours plus rapides (par exemple : [75] [2] [4]). Puisque c'est le capteur qui limite le plus la bande passante du système de mesure, c'est souvent cet élément que l'on essaye en général d'améliorer (comme dans les références citées).

Aucune de ces ressources ne donne un ordre de grandeur de la bande passante du système de mesure nécessaire afin d'atteindre un objectif, bien défini également.

On peut par exemple citer l'article [75] dans lequel on peut lire :

« Les résultats expérimentaux montrent que le capteur peut atteindre les exigences de mesures de signaux de pression hautes-fréquences »

Par contre, ces exigences n'ont pas été bien définies dans le reste de leur article.

Cette autre source [2] par exemple parle d'une technologie basée sur un élément sensible en PVDF et d'un acheminement par fibre optique pour espérer atteindre une bande passante de l'ordre du GHz. Mais même si un tel système de mesure existait, on peut se demander si l'évaluation des paramètres de pression d'onde de souffle serait vraiment améliorée par rapport à un système de bande passante intermédiaire.

Lors de la mesure de pression d'une onde de souffle, l'objectif peut être :

- La mesure d'un seul paramètre d'onde de souffle comme le temps d'arrivée t_a [76] [25], ou bien l'ensemble des paramètres ;
- Une mesure en champ lointain [64], ou une mesure en champ proche [71] ;
- Mesurer la surpression dans le cadre d'expérimentations à échelle réduite [70], à échelle moyenne [25], ou à grande échelle [9] ;
- D'obtenir la surpression crête ΔP_{MAX} à 10 % près au plus, ou à 1 %, ou 0,1 % près. Selon le niveau de précision souhaité, et selon l'essai de détonique réalisé, les systèmes de mesure ne sont pas toujours capables de donner la surpression crête à 0,1 % près, ou même à 1 % près. C'est ce que montre ce chapitre 2 et le chapitre 3. Par niveau de précision, on entend « écart relatif maximal entre la valeur mesurée et la valeur théorique ». Ce cas de figure est intéressant car on a vu en introduction que la valeur théorique n'est donnée que par la CFD, et que ce résultat doit être vérifié par la mesure. Dans le cadre de cette thèse, on suppose que la valeur théorique est donnée par la loi de Friedlander.

En fonction de l'utilisation du système de mesure à concevoir, la bande passante nécessaire n'est pas la même.

Avec la Figure 2-1, on suppose que le résultat du mesurage est amélioré à mesure que la fréquence de coupure haute augmente. Toutefois, lorsque l'on se donne pour mission de concevoir un nouveau système de mesure destiné à la surpression aérienne pour régler ce problème de bande passante limitée, il faut se fixer un objectif. Est-ce que la bande passante à atteindre pour mesurer correctement la pression d'une onde de souffle est de 100 kHz comme le prétend cette référence [77] ? Ou bien faut-il viser une bande passante de 1 GHz comme le fait cette référence [2] ? L'objectif de ce chapitre est de chercher une réponse.

Dans un premier temps, afin de décrire le besoin en termes de temps de montée plus rapides, il a été choisi de prendre un cas particulier en exemple, le cas d'une mesure de pression d'onde de souffle réalisée au CEA Gramat.

2.2.4. Exemple des capteurs de pression incidente PCB

Une mesure de pression d'onde de souffle réalisée en 2018 est comparée aux réponses théoriques de différents systèmes de mesure, afin d'illustrer graphiquement la marge de progression encore possible concernant la rapidité des systèmes de mesure de surpression aérienne.

Une charge sphérique de C4, d'une masse d'environ 500 g à 3 m de hauteur produit une onde de souffle sphérique en champs libre. L'expérimentation a été décrite schématiquement sur la Figure 1-6 et sera précisée dans le chapitre 3 (Figure 3-3). Lors de la détonation, la surpression statique est mesurée à 0,5 m de la charge, avec un capteur PCB 113A34 [78], de fréquence de résonance supérieure à 400 kHz selon sa feuille de données. L'acheminement du signal analogique du capteur à la baie d'acquisition est réalisé avec des câbles coaxiaux, de longueur totale de 80 m.

La méthode 2 (décrite en partie 1.4.2.3) est pratiquée sur l'intégralité de la partie positive de l'acquisition, afin de déterminer les paramètres d'onde de souffle. Les résultats obtenus sont $\Delta P_{MAX} = 32,5 \text{ bar}$, $\alpha = 2,2$, et $t_+ = 143 \mu\text{s}$.

Un signal théorique de Friedlander en résulte, ce dernier est ensuite filtré par différentes fonctions de transfert simples modélisant les systèmes de mesure existants. Les résultats sont comparés en Figure 2-2.

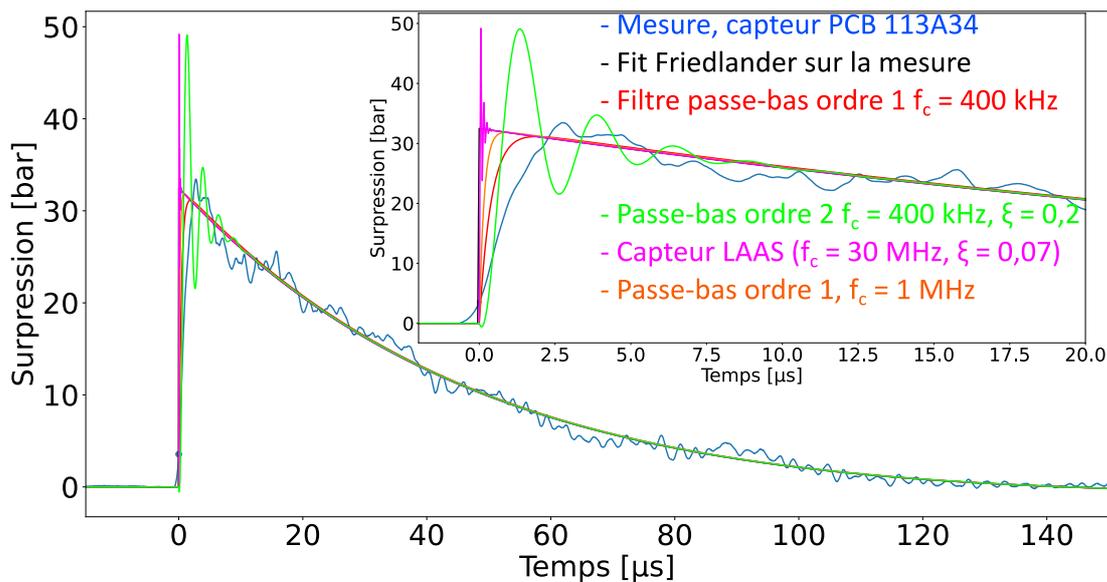


Figure 2-2: Comparaison de signaux de Friedlander théoriques avec une mesure de pression d'onde de souffle.

Le signal théorique obtenu est représenté par une courbe noire en pointillé. C'est le résultat de l'optimisation des paramètres d'onde de souffle sur le signal de mesure choisi, obtenu sur dalle d'expérimentation (courbe bleue).

Le choix a été fait de comparer l'acquisition résultant de la mesure avec la réponse d'un filtre passe bas d'ordre 1 de fréquence de coupure $f_c = 400 \text{ kHz}$. La sortie d'un tel filtre à une entrée suivant le signal théorique en noir est représentée en rouge sur la Figure 2-2.

La comparaison peut aussi être réalisée avec un filtre passe-bas du second ordre, régit par l'équation 29 de l'annexe A. La réponse d'un tel système à une entrée suivant la courbe noire est représentée en vert sur la Figure 2-2.

En mesurant la fonction de transfert du capteur, il est possible de calculer un filtre de compensation [79] [80] [77], qui permet d'augmenter sa bande passante utile jusqu'à sa fréquence de coupure à -3 dB. Celle des capteurs PCB 113A étant de l'ordre du MHz, une acquisition ressemblant à la courbe orange de la Figure 2-2 serait obtenue en théorie en compensant ce type de capteur.

De nouveaux capteurs de pression en cours de développement au LAAS présentent une fréquence de résonance $f_r \approx 30 \text{ MHz}$, avec un facteur d'amortissement $\xi \approx 0,07$. En théorie, la réponse d'un tel système du second ordre à une entrée de type Friedlander suivant la courbe noire est représentée par la courbe en violet sur la Figure 2-2.

Les courbes violette, verte, orange et rouge résultent de l'application d'un filtre au signal théorique représenté par la courbe noire. Ce dernier n'est jamais obtenu en pratique du fait du bruit de mesure, visible sur la courbe bleue représentant l'acquisition. Ces signaux théoriques idéaux permettent néanmoins d'apprécier les améliorations possibles que l'on peut viser en termes de temps de réponse, à partir d'un exemple.

En observant la Figure 2-2, on peut voir qu'une fois le choc arrivé au capteur, le système de mesure actuel met $2,5 \mu\text{s}$ à peu près pour donner une valeur similaire à la loi théorique. C'est pourquoi on peut penser que l'on pourrait obtenir des points de mesure de surpression plus proches de la valeur vraie du mesurande sur les 2 premières μs de la partie positive en améliorant la rapidité du système de mesure. Avec la mesure prise en exemple, on peut observer que l'on pourra toujours améliorer le temps de montée des systèmes de mesure, de manière à essayer d'obtenir un signal électrique image de la pression que le capteur subit réellement le plus tôt possible après l'arrivée du choc.

L'objectif de ce chapitre est de donner un ordre de grandeur pour le temps de réponse du système de mesure jusqu'auquel il est pertinent d'aboutir pour mesurer la surpression crête d'une onde de souffle avec une erreur de mesure donnée.

Le signal étudié en Figure 2-2 a été choisi comme exemple, mais les paramètres d'onde de souffle auraient très bien pu être différents [72] [61], l'objectif de la partie suivante est de comparer l'impact d'un temps de réponse donné, sur des signaux de paramètres d'onde de souffle différents. Cela va permettre de montrer de quels

paramètres dépend la bande passante nécessaire pour un système de mesure de surpression aérienne.

2.2.5. Signaux de surpression aérienne dans le cas général

Dans la partie précédente, il a pu être observé que dans le cas où la durée d'impulsion positive était d'environ $t_+ \approx 150 \mu s$, et $\alpha \approx 2$, le temps que le capteur réponde une fois l'onde de souffle arrivée, la surpression donnée par la loi de Friedlander avait déjà diminué légèrement.

Toutefois, cette décroissance peut être plus rapide selon l'essai de détonique. Le Tableau 3 donne la durée pour laquelle la surpression a diminué de 1 % après l'arrivée de l'onde de souffle, pour quelques essais de détonique différents. Cette durée, notée $\Delta t_{d1\%}$, est calculée en considérant que la surpression au cours du temps suit la loi de Friedlander. Les paramètres d'onde de souffle de l'abaque en Figure 1-4 ont été considérés pour le calcul de $\Delta t_{d1\%}$, ils sont aussi rappelés dans le Tableau 3. Les valeurs de $\Delta t_{d1\%}$ ont été calculées à partir des propriétés mathématiques de la loi de Friedlander théorique données dans l'annexe A.

	Masse équivalente d'explosif TNT $m_{TNT} = 100 \text{ g}$			Masse équivalente d'explosif TNT $m_{TNT} = 100 \text{ kg}$			Masse équivalente d'explosif TNT $m_{TNT} = 100 \text{ t}$		
$Z =$ $d/m_{TNT}^{1/3}$ [m/kg ^{1/3}]	0,1	1	10	0,1	1	10	0,1	1	10
d [m]	0,05	0,5	5	5	50	500	5	50	500
α	10	20	0,2	10	10	1	10	10	1
t_+ [ms]	0,1	1	2	2	20	40	20	200	400
$\Delta t_{d1\%}$ [μs]	0,1	2	50	1	20	500	10	200	5000

Tableau 3: Durée $\Delta t_{d1\%}$ en fonction de la masse d'explosif et de la distance réduite.

Pour une charge sphérique de TNT, un capteur situé à une distance réduite de 0,1 m/kg^{1/3} touche quasiment la charge. C'est la limite basse fixée à laquelle il est possible de sonder l'onde de souffle.

Selon l'essai de détonique, une fois l'onde de souffle arrivée au capteur, cette dernière ne diminue pas à la même vitesse. Prenons le cas de la détonation d'une

charge de TNT de masse $m_{TNT} \approx 100$ g, dont la surpression est mesurée à 5 cm de la source (distance réduite $Z \approx 0,1$ m/kg^{1/3}). Alors la surpression mesurée aura diminué de 1 % en une durée $\Delta t_{d1\%} \approx 100$ ns, tandis que le temps de réponse des capteurs disponible, comme on l'a vu dans la partie précédente, est supérieur à 1 μ s. C'est pourquoi les résultats de la référence [71], qui présente un essai de détonique comparable, sont difficilement exploitables pour obtenir les paramètres d'onde de souffle.

Par contre, pour le cas d'une onde de souffle produite par une masse d'explosif TNT $m_{TNT} \approx 100$ kg, dont la surpression est sondée à une distance de 50 m (distance réduite $Z \approx 1$ m/kg^{1/3}), le mesurande a diminué de 1 % en 20 μ s, ce qui est bien supérieur au temps de réponse des capteurs existants.

L'impact de la bande passante limitée du système de mesure sur la détermination de la surpression crête ΔP_{MAX} n'est pas le même selon l'essai de détonique, comme le montre le Tableau 3.

Par contre, concernant l'estimation du temps d'arrivée t_a , tant que le système de mesure n'a pas un temps de réponse comparable au temps de montée du phénomène physique, cette estimation peut probablement être améliorée avec un système de mesure plus rapide. C'est ce que l'on a expliqué en détail en partie 1.4.1.4.

Il a donc été montré que du fait de la nature transitoire du signal analogique à mesurer, le système donnera un résultat de mesurage de plus en plus proche de la valeur vraie le plus rapidement possible après l'arrivée du choc à mesure que sa rapidité augmente. Toutefois, plus un système est large bande, plus l'incertitude associée au résultat qu'il donne augmente, du fait du bruit de mesure. On le décrit dans la partie suivante.

2.3. BRUIT DE MESURE

Lorsque la bande passante d'une chaîne de mesure augmente, plusieurs limitations deviennent de plus en plus contraignantes. L'objectif de cette partie est de les lister.

Parmi ces limitations se trouve le bruit de mesure. Le bruit en électronique peut être causé par différents phénomènes. Dans cette partie, seule les sources de bruit les plus importantes, que sont le bruit thermique (bien supérieur au bruit de grenaille [81]) et le bruit de quantification, sont considérées.

2.3.1. Bruit thermique

Le bruit thermique est lié à l'agitation des porteurs de charges électriques dans une résistance. La variance v_{bt} de la tension aux bornes de la résistance est donnée par la relation de Nyquist :

$$v_{bt} = 4k_bRTB = N_0B \quad (2.3.1)$$

Avec :

- k_b la constante de Boltzman, égale à $1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$;
- T la température en Kelvin ;
- B la bande passante du signal ;
- R est la résistance aux bornes de laquelle le bruit est considéré.

L'amplitude de bruit n'augmente pas avec la valeur de la tension à mesurer. Que l'objectif soit de mesurer une tension de 1 V ou de 10 V, la valeur RMS du bruit est identique. Le rapport signal sur bruit est proportionnel à la valeur de la tension à mesurer en ne prenant en compte que le bruit thermique.

Il n'y a pas que le bruit thermique aux bornes d'une résistance qui se comporte de cette manière. L'ensemble des composants électroniques en général donnent des signaux électriques affectés d'un bruit dont la variance augmente proportionnellement avec la bande passante (Un exemple est le bruit spécifié en $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans la feuille de données d'un amplificateur opérationnel, comme celui-là [82]).

Un système de mesure est rarement constitué d'un composant électronique unique. Pour prendre en compte le bruit thermique, il faut le calculer dans le cas d'un circuit électronique donné, qui dépend du système de mesure considéré. Dans ce chapitre, on prendra souvent une résistance de 50Ω ou de $1 \text{ M}\Omega$, en considérant que l'on aura au moins la résistance d'entrée de la baie d'acquisition qui peut prendre ces deux valeurs.

2.3.2. Bruit de quantification

L'opération de quantification, ne peut pas retranscrire exactement la valeur de la tension analogique en entrée, du fait d'un nombre discret et fini d'états en sortie. Prenons le cas d'un ADC avec un nombre de bits de quantification N_D . Il va pouvoir discrétiser une plage de tension analogique incluse dans l'intervalle $[-$

$V_{MADC} : +V_{MADC}]$ en 2^{N_D} valeurs discrètes différentes, avec $\pm V_{MADC}$ les tensions maximale et minimale mesurables par le convertisseur analogique-numérique. L'écart δV_{ADC} entre chaque valeur discrète est tel que :

$$\delta V_{ADC} = \frac{2V_{MADC}}{2^{N_D} - 1} \quad (2.3.2)$$

L'entrée est analogique, et la sortie numérique, ce qui fait que l'opération de quantification diminue la quantité d'information portée par le signal. Pour une valeur discrète appelée V_i en sortie, la tension en entrée appelée V_e peut être comprise dans un intervalle tel que $V_e \in [V_i - \frac{\delta V_{ADC}}{2} : V_i + \frac{\delta V_{ADC}}{2}]$. En supposant que l'écart entre V_e et V_i suit une loi uniforme, on obtient l'écart-type de cet écart tel que :

$$\sigma_q = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{V_{MADC}}{2^{N_D} - 1} \quad (2.3.3)$$

L'amplitude de bruit augmente avec la valeur de la tension à mesurer. Que l'objectif soit de mesurer une tension de 1 V ou de 10 V, le rapport signal sur bruit est identique si le calibre a augmenté dans les mêmes proportions, dans le cas où seul le bruit de quantification est considéré. L'amplitude du bruit de quantification est proportionnelle à la valeur de la tension maximale mesurable par l'appareil.

Avec un système de mesure de 14 bits de résolution [83] et une tension maximale mesurable par le convertisseur analogique-numérique de 5 V, l'écart-type du bruit de quantification est de $\sigma_q = 51 \mu\text{V}$.

En pratique, plus la bande passante d'un oscilloscope est élevée, moins le nombre de bits effectifs N_D est élevé. De plus, ce n'est pas parce qu'un instrument de mesure est construit avec un ADC de 14 bits de quantification que l'écart-type du bruit obtenu sera effectivement σ_q . En effet, du fait de la construction de l'appareil, d'autres sources de bruit sont à prendre en compte, et le nombre de bit effectif (ENOB) est toujours inférieur au nombre de bit de quantification de l'appareil [84].

C'est pourquoi dans la partie suivante, on se concentre sur l'exactitude d'une chaîne de mesure standard.

2.3.3. Erreur de mesure des appareils

Pour continuer, on part du principe qu'une tension analogique est mesurée de manière classique avec un oscilloscope, qui numérise le signal analogique. Cela est réalisé avec un convertisseur analogique-numérique. Ce composant ne peut pas

être utilisé tout seul pour mesurer une tension analogique [85] [84] [86]. Il faut d'autres composants ayant le rôle de conditionneur. La plage de tension $[-V_{MADC} : +V_{MADC}]$ que l'ADC est capable de numériser reste constante. Par contre, la plage de tension mesurable par un appareil de mesure est souvent réglable. Un amplificateur à gain variable (VGA) est donc nécessaire avant l'ADC afin que le signal ait la bonne amplitude à l'entrée du composant. Une erreur sur le gain du VGA est souvent donnée dans la feuille de données caractéristiques.

De plus, il est parfois nécessaire de mesurer des signaux analogiques ayant une composante continue. Un offset est donc ajouté avant l'ADC afin que la tension analogique à son entrée soit toujours comprise dans une plage $[-V_{MADC} : +V_{MADC}]$. Une erreur est aussi attribuée à la valeur de cet offset.

Ces erreurs sur la valeur du gain et de l'offset sont données sous forme de pourcentage du calibre de l'appareil dans sa notice d'utilisation. Par exemple, on peut lire dans la notice d'utilisation [83] de la carte GN412 du fabricant HBM :

$$DC \text{ Offset error} = 0.1\% \text{ of Full Scale} \pm 100 \mu V \quad (2.3.4)$$

La tension pleine échelle (*full scale*) correspond au calibre choisi par l'utilisateur, c'est-à-dire l'étendue de tension acceptable à l'entrée de l'appareil. Elle est égale à deux fois la tension maximale V_M mesurable par l'appareil. Avec V_M supérieure à l'ordre du volt, on peut négliger les 100 μV de l'équation 2.3.4 et supposer une relation linéaire entre l'erreur et la tension maximale mesurable.

Cette erreur spécifiée avec l'équation 2.3.4 dans la notice d'utilisation est l'erreur maximale garantie par le fabricant sur la valeur moyenne du résultat de mesure fourni par l'appareil. L'erreur effectivement obtenue lors de l'utilisation de l'appareil ne peut pas être déterminée précisément. On sait juste qu'elle est inférieure à ce que donne l'équation 2.3.4. Cette dernière équation a été estimée par le fabricant de l'appareil de mesure en prenant en compte l'ensemble des grandeurs d'influences, comme la température, le vieillissement de l'appareil etc... [87].

Il faut effectuer un calcul d'incertitude pour estimer l'ensemble des valeurs probables que peut prendre l'erreur de mesure.

Dans la suite du manuscrit, l'objectif sera de déterminer la bande passante maximale qu'il est judicieux de viser pour l'instrument de mesure de surpression aérienne. L'incertitude minimale accompagnant obligatoirement une mesure réalisée en pratique est donc comparée avec l'amélioration de la détermination de la surpression crête apportée par une augmentation de la bande passante de l'instrument de mesure.

Sous-estimer l'incertitude de mesure des appareils aura pour effet de surestimer la bande passante maximale adéquate.

L'objectif n'est pas de donner la surpression crête accompagnée d'une estimation correcte de l'incertitude associée. L'objectif est d'obtenir un ordre de grandeur de la bande passante maximale du système de mesure de surpression aérienne qu'il est pertinent de viser lors de sa conception. C'est pourquoi prendre une valeur d'incertitude minimale permet de continuer le raisonnement.

L'équation 2.3.4 est valable dans le cas de cet appareil [83] en particulier mais de manière générale, l'erreur de mesure maximale garantie par le fabricant est toujours donnée sous la forme d'un pourcentage de l'étendue maximale mesurable. Ce pourcentage est dans la suite noté k_{mes} .

$$\frac{\delta V}{V_M} = k_{mes} \quad (2.3.5)$$

Dans le meilleur des cas, la pleine échelle du numériseur (« *Full Scale* ») est égale à l'amplitude du signal à mesurer. Cette amplitude peut être considérée égale à $k_s \Delta P_{MAX}$, avec k_s la sensibilité du capteur en V/bar, si la partie négative de la surpression est négligée. On considère un capteur parfait générant une tension parfaitement proportionnelle à la surpression, qui suit une équation de Friedlander théorique.

Si la tension V_M de l'équation 2.3.5 est considérée comme l'image de ΔP_{MAX} , alors cette équation peut être utilisée pour fixer un *seuil de précision* sur ΔP_{MAX} . Ce seuil de précision est défini comme étant la limite de l'écart entre la surpression crête théorique ΔP_{MAX} et la surpression crête ΔP_{mes} en sortie d'un système de bande passante limitée, relatif à ΔP_{MAX} :

$$\frac{|\Delta P_{mes} - \Delta P_{MAX}|}{\Delta P_{MAX}} = k_{mes} \quad (2.3.6)$$

Pour des appareils de bande passante inférieure à 400 MHz, l'erreur maximale garantie par le fabricant peut être de l'ordre de 0,5 % de l'étendue de l'appareil [88]. Pour les instruments de bande passante supérieures, le pourcentage maximum garanti par le fabricant sera plutôt de l'ordre de 1 % [53].

2.3.4. Comparaison bruit thermique et seuil de précision à 1 %

Une loi de Friedlander de paramètres d'onde de souffle $\alpha = 2$ et $t_+ = 150 \mu\text{s}$ a été filtré avec des filtres d'ordre 1 de bande passante de 1 MHz, 10 MHz, et 100 MHz. Le bruit thermique aux bornes d'une résistance de $1 \text{ M}\Omega$ avec de telles bandes passantes affecte les signaux en sortie. La sortie de ces systèmes est comparée avec un intervalle de largeur de $\pm 1 \%$ de ΔV_{MAX} , avec $\Delta V_{MAX} = 1 \text{ V}$. Cette comparaison est représentée en Figure 2-3.

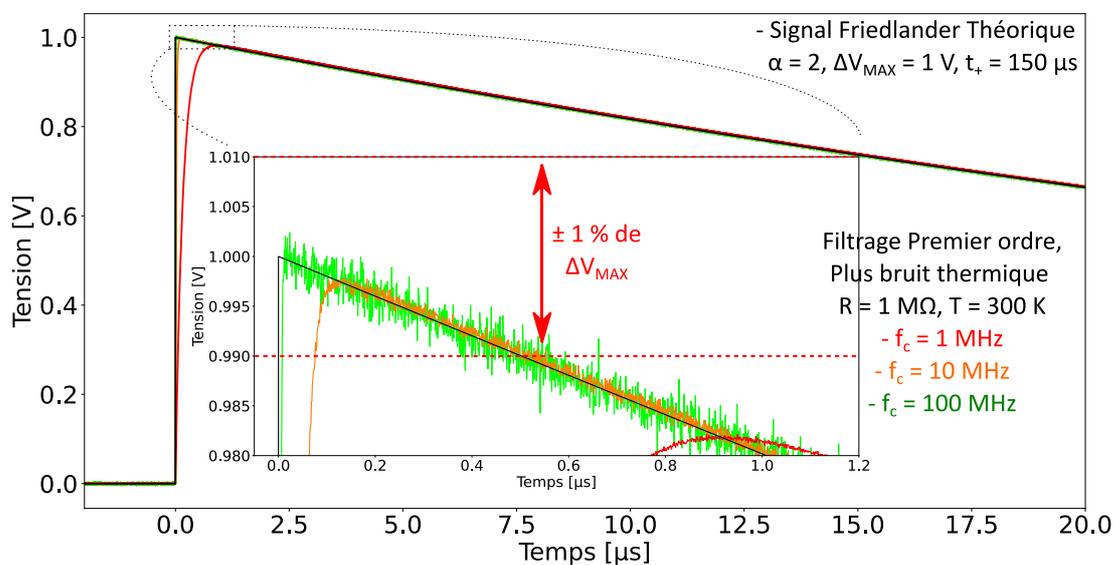


Figure 2-3: Objectif de précision sur la mesure du maximum du signal de type Friedlander.

Pour obtenir ΔV_{MAX} à 1 % près au plus, avec une lecture directe de l'acquisition (c'est-à-dire en utilisant la méthode 3 décrite en partie 1.4.2.4), un système de bande passante de 10 MHz à l'air d'être suffisant pour les signaux représentés en Figure 2-3.

L'amplitude du bruit thermique aux bornes d'une résistance de $1 \text{ M}\Omega$ à une température de $20 \text{ }^\circ\text{C}$ est selon cette simulation bien inférieure au seuil de 1 %. Ce cas de figure a été pris comme exemple arbitrairement, mais pour estimer l'impact du bruit thermique, il faudrait considérer un système électronique complet. Pour d'autres circuits, l'amplitude du bruit peut être plus ou moins élevée.

Dans ce chapitre, le bruit de quantification et le bruit thermique seront considérés comme les limitations théoriques de bandes passantes. A partir de la bande passante optimale trouvée en prenant en compte le bruit thermique, l'incertitude sur la valeur de ΔV_{MAX} augmente à mesure que la bande passante augmente. Toutefois, cette valeur de bande passante est bien supérieure à celle trouvée lorsque l'on se fixe un seuil de précision de 1 % ou 0,1 %.

2.4. ORDRE DE GRANDEUR DE LA BANDE PASSANTE SUFFISANTE POUR OBTENIR LA SURPRESSION CRÊTE PAR LECTURE DIRECTE DE L'ACQUISITION

2.4.1. Introduction

Lorsqu'une loi de Friedlander telle que celle affichée en Figure 2-2 est filtrée par des filtres passe-bas d'ordre 1 de fréquences de coupures de 1 MHz, 10 MHz, et 100 MHz, l'écart entre le maximum du signal en sortie du filtre et le maximum du signal théorique appliqué à l'entrée du filtre, est respectivement de 2 %, 0,2 %, et 0,02 %. Sachant que les oscilloscopes actuels ne permettent pas de mesurer des signaux temporels, avec une bande passante de 100 MHz et une exactitude de 0,02 %, il ne vaut mieux pas tenter de réaliser un capteur de plus de 100 MHz de bande passante utile (c'est pourtant une bande passante dix fois inférieure à ce qui est visé dans [2]).

Comme le montre la Figure 2-1 et la Figure 2-2, la valeur de la surpression crête, lorsqu'elle est lue directement sur l'acquisition, a une valeur différente si l'acquisition est donnée par une chaîne de mesure de bande passante utile limitée. Si cette dernière augmente à l'infini, la valeur de la surpression crête obtenue par lecture directe s'approche de plus en plus de la valeur vraie. Cette affirmation est vraie pour un filtrage à l'ordre 1. Pour des filtres d'ordre supérieur, un dépassement peut être observé.

Toutefois, les appareils de mesure ont une exactitude de plus en plus limitée à mesure que leur bande passante augmente, du fait du bruit thermique et du bruit de quantification.

La technique décrite dans cette partie respecte le schéma suivant :

- Premièrement, on cherche la relation entre le temps de réponse maximal du système de mesure, lors de l'application d'un signal de Friedlander, et sa fréquence de coupure haute. Rechercher le temps de réponse maximal du système pour une bande passante donnée permettra de borner la bande passante nécessaire pour le système de mesure. On pourra alors affirmer que pour lire directement la surpression crête à partir d'une acquisition, il ne sera pas nécessaire que le système de mesure de surpression aérienne ait une bande passante supérieure à la limite ainsi trouvée, parce qu'on sera sûr qu'avec une telle bande passante, le système de mesure aura « répondu » ;

- Ensuite, ce temps de réponse sera supposé négligeable devant la durée d'impulsion positive (en fait, le domaine de validité de la bande passante optimale trouvée dépend aussi de α , le domaine de validité sera clairement explicite). Cette approximation sera vérifiée, car le raisonnement consiste à faire tendre la bande passante vers l'infini. Le maximum en sortie du système variera donc linéairement en fonction du temps de réponse, selon l'équation en annexe ;
- A partir des deux points précédents, la sous-estimation de la surpression crête sera donc obtenue en fonction de la fréquence de coupure haute du système. Cette sous-estimation sera comparée au bruit du système de mesure. Lorsque cette sous-estimation devient inférieure à deux fois l'écart-type du bruit considéré, il est inutile de rechercher une bande passante plus élevée.

L'ensemble des calculs que l'on propose dans cette partie partent de l'hypothèse de l'utilisation d'un capteur parfait, restituant une tension ΔV à sa sortie parfaitement proportionnelle à la surpression ΔP qu'il subit. On intervertira donc souvent la surpression ΔP en variation de tension ΔV , car ces deux grandeurs sont proportionnelles. Le coefficient de proportionnalité est la sensibilité du capteur, k_s , en V/bar.

2.4.2. Relation entre le temps de réponse et la bande passante du système de mesure

2.4.2.1. Simulation pour un filtre passe-bas du premier ordre

Pour un signal de type Friedlander, le temps de montée n'a pas de sens car la valeur maximale n'est pas maintenue. Par contre, les systèmes de mesures physiques ont des temps de montée qui peuvent être mesurés en appliquant des échelons à leur entrée. Le temps de montée a été défini en partie 1.3.2.1.2. Pour un système de fonction de transfert ayant la forme d'une fonction Gaussienne, le coefficient k_{tm} de l'équation 1.3.1 est égal à 0,35 [49]. Sinon, pour des filtres d'ordres plus élevés, $k_{tm} = 0,5$. La relation 1.3.1 a l'avantage d'être simple, la bande passante est inversement proportionnelle au temps de montée.

Toutefois, lorsque l'on applique à l'entrée d'un filtre passe-bas d'ordre 1 un signal de type Friedlander, la sortie n'a pas atteint son maximum au bout d'une durée t_m donnée par l'équation 1.3.1, même avec $k_{tm} = 0,5$. Ce problème est illustré en Figure 2-4. Cela est expliqué par la définition du temps de montée, qui est la durée mise par le signal pour passer de 10 % à 90 % de la réponse indiciale.

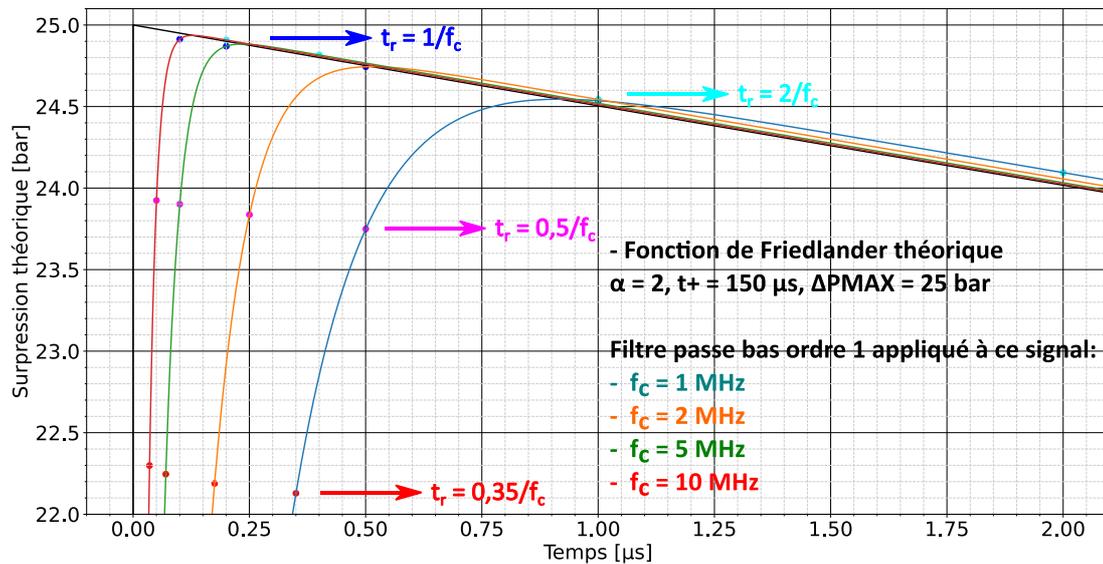


Figure 2-4: $k_{tm} = 0,35$ insuffisant. Temps de réponse différent du temps de montée.

Pour continuer, on définit le temps de réponse t_r de la chaîne de mesure comme étant la durée mise par la sortie du système pour atteindre son maximum lors de l'application d'un signal de type Friedlander de paramètres d'onde de souffle donnés. Le temps de réponse est ainsi défini parce que :

- Pour un système type filtre passe bas d'ordre 1, lorsque le signal en sortie du système est maximum, à ce moment précis il est approximativement égal au signal à l'entrée du système (voir démonstration en annexe A).
- De plus, si la bande passante du système n'est pas trop limitée, une fois que le signal en sortie du filtre a atteint son maximum, il restitue une valeur proche, et de plus en plus proche de la valeur de l'entrée (Cela est montré dans la suite en Figure 2-5, mais aussi en annexe A).

Pour le cas présenté en Figure 2-4, le temps de montée t_m donné par la relation 1.3.1 peut être considéré comme le temps de réponse t_r si $k_{tm} = 2$. Pour un système de mesure de bande passante de 1 MHz, cette valeur de t_r est surestimée.

Comme déjà précisé un peu plus haut, on recherche une limite pour l'ordre de grandeur de la bande passante du système de mesure à partir de laquelle il est inutile d'accéder car l'exactitude sur la surpression crête obtenue par lecture directe n'est pas améliorée avec une bande passante supérieure.

La Figure 2-4 permet de considérer dans un premier temps le temps de réponse t_r comme étant égal à t_m , obtenu à partir de l'équation 1.3.1, avec $k_{tm} = 2$. Une première estimation de la relation entre le temps de réponse et la bande passante du système de mesure sera donc :

$$t_r < \frac{2}{f_c} \quad (2.4.1)$$

Il faut prendre la valeur t_r comme la durée maximale mise par le signal en sortie du système, de fréquence de coupure haute f_c , pour atteindre sa valeur maximale.

2.4.2.2. Solution analytique approchée pour un système du premier ordre

En annexe, la valeur de la durée que met la sortie d'un filtre passe bas du premier ordre pour atteindre sa valeur maximale, à l'application d'un signal de Friedlander a été trouvée analytiquement (équation 28 de l'annexe A). Cette valeur est notée t_{max} . La valeur de cette durée a été trouvée analytiquement dans le cas où l'approximation $\omega_c \gg \alpha/t_+$ est valable.

Du fait de la non-proportionnalité entre t_{max} et f_c , continuer les calculs avec cette formule est plus difficile que dans la partie précédente où la bande passante était simplement inversement proportionnelle au temps de réponse. Les deux valeurs sont comparées dans la partie suivante.

2.4.2.3. Comparaison de t_{max} et t_m obtenu avec $k_{tm} = 2$

L'objectif de cette partie est de choisir un des deux temps de réponse déterminés dans les parties précédentes.

Un signal de type Friedlander de paramètres d'onde de souffle $\alpha = 2$, $t_+ = 150 \mu s$ et $\Delta P_{MAX} = 25 \text{ bar}$ est simulé. Ce signal théorique est ensuite appliqué à l'entrée d'un filtre passe-bas d'ordre 1. La sortie $s(t)$ du filtre est comparée avec son entrée pour différentes fréquences de coupure en Figure 2-5. Les points $s(t_{max})$ et $s(t_r)$ sont aussi affichés sur la courbe à titre de comparaison.

L'écart relatif entre l'entrée et la sortie du filtre est aussi calculée et affichée à droite de la Figure 2-5.

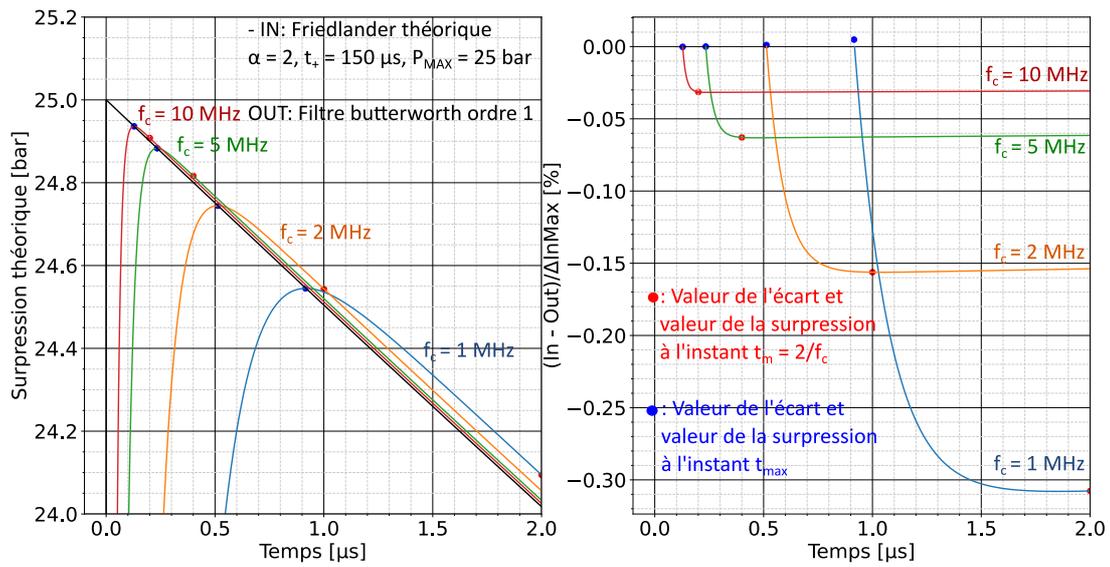


Figure 2-5: Application d'un filtre du 1er ordre à un signal de Friedlander théorique.

La Figure 2-5 permet d'affirmer qu'avec un filtre d'ordre 1 :

- A l'instant où la sortie atteint sa valeur maximale (qui peut être considéré égal à t_{max} si l'approximation $\omega_c \gg a/t_+$ est vérifiée), elle est approximativement égale à la valeur à l'entrée du système au même instant ;
- Si l'approximation $\omega_c \gg a/t_+$ est valable, alors une fois le maximum atteint, la sortie est quasiment égale à l'entrée. Cette affirmation est de plus en plus vérifiée à mesure que la bande passante f_c augmente, et à mesure que le temps t augmente.

Du fait du zoom entre 0 et 2 μs , on ne peut pas observer sur la Figure 2-5 l'évolution de l'écart relatif entrée/sortie pour des valeurs de temps $t > 2 \mu s$, mais cet écart décroît exponentiellement en fonction du temps (voir calculs en annexe A). Sur la Figure 2-5, cet écart relatif représenté sur le graphique de droite à l'air d'atteindre un plateau peu après que la sortie ait atteint son maximum. La valeur de ce plateau est de plus en plus faible à mesure que la bande passante est élevée.

Sur ces courbes ont été affichés les instants $t = t_{max}$, trouvés analytiquement en annexe, et $t = t_m$ trouvé avec l'équation 1.3.1 avec $k_{tm} = 2$. Une fois ce temps t_m écoulé après que le transitoire ait été appliqué en entrée, la sortie a forcément atteint sa valeur maximale. Plus la fréquence de coupure du filtre augmente, et plus le point $s(t_m)$ s'approche du maximum, à peu près égal à $s(t_{max})$.

La valeur de t_m calculée avec une certaine valeur k_{tm} est supérieure à t_{max} seulement si :

$$f_c < \frac{(\alpha + 1)e^{2\pi k_{tm}}}{2\pi t_+} = f_{clim} \quad (2.4.2)$$

Si $f_c > f_{lim}$, le temps de réponse donné par l'équation 1.3.1 avec k_{tm} donné sera inférieur à la durée mise par la sortie du système pour atteindre sa valeur maximale, comme pour $k_{tm} = 0,35$ en Figure 2-4 par exemple. On ne pourra alors pas considérer dans ce cas, que le système de mesure aura répondu au bout d'une durée $t_m = k_{tm} / f_c$.

2.4.2.4. Validité du temps de réponse choisi

Les calculs précédents ont été réalisés dans le cas d'un système du premier ordre. Pour des filtres différents, le temps de réponse choisi peut être supérieur à $2/f_c$, parce que :

- Plus un filtre a un ordre élevé, plus il atténue les hautes-fréquences rapidement à partir de sa fréquence de coupure. Les variations rapides du signal temporel seront donc de plus en plus atténuées à mesure que l'ordre du filtre augmente. Son temps de réponse pourra donc être plus grand ;
- Selon le type de filtre, des dépassements peuvent être observés [89]. Ces dépassements peuvent augmenter le temps de réponse.

Il faudrait étudier en détail le filtrage d'une fonction de Friedlander avec des filtres différents pour voir si la valeur de temps de réponse choisie est correcte ou non.

La finalité de ce chapitre est de donner un ordre de grandeur de la bande passante nécessaire au système de mesure de surpression aérienne, et on suppose que la valeur de temps de réponse donnée par l'équation 2.4.1 est valable pour les bandes passantes inférieures au GHz.

2.4.2.5. Relation entre le temps de réponse et la bande passante en considérant la fréquence d'échantillonnage

Dans cette partie, une autre manière de relier le temps de réponse à la bande passante du système de mesure est présentée.

Supposons qu'un capteur parfait sonde la pression de l'onde de souffle, et qu'il restitue un signal de tension à sa sortie suivant une loi de Friedlander théorique (équation 1.2.18).

Ce signal théorique est ensuite échantillonné à une fréquence d'échantillonnage f_s . Le théorème de Shannon fait que la bande passante maximale B d'un tel signal échantillonné est telle que :

$$B < \frac{f_s}{2} \quad (2.4.3)$$

On suppose ici qu'immédiatement après le front, le signal de pression en sortie de la chaîne de mesure n'est pas instantanément restitué du fait de l'échantillonnage du signal.

Un biais ΔP_{SH} est commis sur ΔP_{MAX} du fait de l'échantillonnage. Il est schématisé en Figure 2-6. Il faut le comparer avec le bruit observé pour une bande passante donnée.

Ce biais est une variable aléatoire qui suit une loi uniforme. Il prend une valeur entre 0, qui est le cas où un échantillon est acquis au moment où le signal est égal à son maximum, et la valeur $\delta \Delta P_{SH}$. Cette valeur maximale du biais, est obtenue dans le pire cas où un échantillon du signal est acquis à l'instant infiniment proche de l'instant où le signal est maximal, mais inférieur, comme représenté en Figure 2-6.

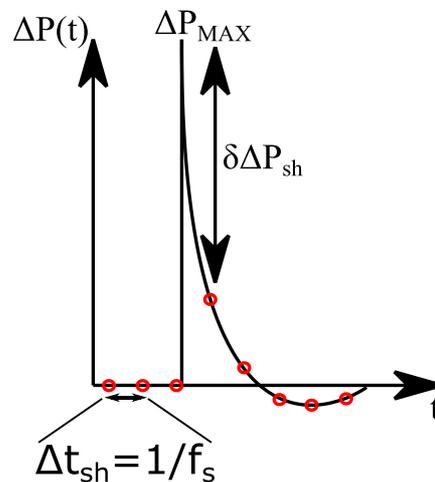


Figure 2-6: Dessin représentant l'erreur ΔP_{sh} entre le maximum de surpression théorique et le maximum de surpression du signal échantillonné.

Pour continuer, le pire cas est considéré. Le temps de réponse est donc au pire égal à :

$$t_r = \Delta t_{sh} = \frac{1}{2B_{sh}} \quad (2.4.4)$$

Une formule, reliant le temps de réponse à la bande passante B_{sb} du système de mesure, analogue à la formule 2.4.1 trouvée dans les parties précédentes, a été obtenue en considérant que la bande passante du signal était limitée par l'échantillonnage et le théorème de Shannon.

Ce raisonnement n'est valide que dans le cas où le signal numérique n'est pas suréchantillonné [54], ce qui est par exemple le cas du système sans fil actuel, présenté au chapitre 4 et 5.

Avec la relation 2.4.4, la bande passante du système de mesure est inversement proportionnelle au temps de réponse, comme pour la relation 2.4.1. Les valeurs de bandes passantes trouvées varieront donc de la même manière en fonction de α et de t_+ .

2.4.3. Relation entre le temps de réponse t_r et la sous-estimation de ΔP_{MAX}

On continue le raisonnement décrit en partie 2.4.1. Après avoir essayé de trouver une relation simple entre le temps de réponse et la bande passante du système de mesure dans la partie précédente, l'objectif maintenant est de relier la sous-estimation de la surpression crête déterminée par une lecture directe du signal en sortie du système de bande passante limitée.

Dans la partie précédente (partie 2.4.2.1), le temps de réponse a été défini comme étant la durée à partir de laquelle la sortie avait atteint son maximum, car dans le cas d'un système de mesure qui peut être modélisé par un filtre passe bas d'ordre 1, lorsque la sortie a atteint sa valeur maximale en sortie du système, l'entrée et la sortie sont très proches, et de plus en plus proche.

Si la chaîne de mesure ne peut pas être modélisée par un système du premier ordre, il n'a pas été montré dans les parties précédente que l'on pouvait toujours considérer que le système avait répondu au bout de la durée t_r choisie.

Pour continuer le raisonnement, il faut se placer dans le cas où un système de mesure répond au bout d'une durée t_r après l'arrivée du choc. On considère que le mesurande appliqué à l'entrée suit la loi de Friedlander.

« répondre au bout d'une durée t_r » signifie que le système donne une valeur proche, acceptable, de son entrée au bout d'une durée t_r .

Si cette durée t_r est négligeable devant la durée d'impulsion positive, la sortie du système est égale à l'entrée, dans une région où la loi de Friedlander peut être linéarisée, comme on l'a montré en annexe (on l'a montré en introduction aussi,

avec la Figure 1-9). La sous-estimation $\delta\Delta P_{MAXtr}$ commise lors de la lecture directe de la surpression crête ΔP_{MAX} sur une acquisition donnée par un système de mesure de temps de réponse t_r sera donc donné par la formule suivante :

$$\frac{\delta\Delta P_{MAXtr}}{\Delta P_{MAX}} \approx \frac{t_r}{t_+} (\alpha + 1) \quad (2.4.5)$$

Cette équation est par exemple observable sur le graphique de gauche sur la Figure 2-5. Les maximums des sorties sont sur la droite $\Delta P_{MAX}(1-(\alpha+1)t/t_+)$. Elle est valable dans le cas où $\alpha t_r/t_+ \ll 0$.

2.4.4. Comparaison de la sous-estimation de ΔP_{MAX} avec les limitations d'exactitude de mesure

2.4.4.1. Bruit thermique

Pour un système de mesure de surpression aérienne qui peut être modélisé par un système d'ordre 1, le maximum du signal en sortie est affecté d'une sous-estimation $\delta\Delta P_{MAXtr}$. A mesure que la fréquence de coupure du filtre augmente, cette sous-estimation diminue alors que la variance du bruit thermique (équation 2.3.1, partie 2.3.1) augmente.

Lorsque le biais $\delta\Delta P_{MAXtr}$ est égale à deux fois l'écart-type du bruit thermique, on suppose qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un système de mesure de bande passante supérieure afin d'obtenir la surpression crête par une lecture directe de l'acquisition. Cette condition est choisie car l'amplitude du bruit thermique est d'environ $2\sigma_{bt}$, avec σ_{bt} l'écart-type du bruit thermique.

A partir des équations 2.3.1, 2.4.1 ou 2.4.4, et 2.4.5, on trouve que la bande passante B_{OPT} à laquelle cette condition est remplie est telle que :

$$B_{OPT} < \sqrt[3]{\frac{(k_s \Delta P_{MAX} (\alpha + 1))^2}{N_0 t_+^2}} \quad (2.4.6)$$

Avec k_s la sensibilité du capteur en V/bar.

Plus la tension en sortie du capteur est élevée, plus le rapport entre l'amplitude du signal utile et l'amplitude du bruit thermique (le SNR) est important, et moins le bruit thermique est gênant.

Effectuons une application numérique en considérant une mesure de surpression aérienne à 0,5 m de 0,5 kg de d'explosif C4. Un tel signal de surpression suit l'équation de Friedlander, avec $\alpha = 2$ et $t_+ = 150 \mu s$. Considérons un capteur de sensibilité 100 mV/bar, et une surpression maximale de 25 bar. Pour effectuer une application numérique, il reste à chiffrer N_D . Dans le système de mesure, il y aura au moins l'impédance d'entrée de la baie d'acquisition, à une température de 300 K. Cela donne une bande passante optimale d'environ $B_{OPT} \approx 50$ MHz si l'impédance d'entrée de la baie d'acquisition est de 1 M Ω , et $B_{OPT} \approx 1,4$ GHz si cette impédance est de 50 Ω .

2.4.4.2. Bruit de quantification

Dans le cas d'une baie d'acquisition d'impédance d'entrée égale à 50 Ω , le bruit de quantification va limiter la bande passante nécessaire pour l'obtention de la surpression crête par une lecture directe de l'acquisition. De la même manière que la partie précédente, la bande passante optimale est considérée atteinte lorsque la sous-estimation $\delta \Delta P_{MAXr}$ est de l'ordre de deux fois l'écart-type du bruit de quantification donné par l'équation 2.3.3.

Avec les équations 2.3.3, 2.4.1, et 2.4.5, il est possible de trouver la formule suivante :

$$B_{OPT} < \frac{\alpha + 1}{t_+} \cdot \sqrt{3} \cdot 2^{N_D} \quad (2.4.7)$$

Si la bande passante du système de mesure augmente au-delà de cette limite B_{OPT} , l'amélioration sur la lecture directe de la surpression crête sera inférieure à l'amplitude du bruit de quantification, $2\sigma_q$.

Avec un nombre de bit de quantification $N_D = 14$, et des paramètres d'onde de souffle tels que $\alpha = 2$, $t_+ = 150 \mu s$, cela donne une bande passante optimale B_{opt} de 500 MHz. Un appareil avec des spécifications similaires existe [88]. Mais son nombre de bit de quantification effectif (ENOB) n'est sûrement pas de 14, ce qui signifie qu'en l'utilisant, la bande passante optimale est sûrement inférieure.

Avec un nombre de bit de quantification de $N_D = 10$, $B_{OPT} = 35$ MHz.

2.4.4.3. Exactitude limitée des appareils de mesures existants

Il a été discuté en partie 2.3.3 de l'exactitude de mesure finie des appareils. La mesure d'une tension analogique est toujours affectée d'une erreur. Cette dernière

ne peut pas être connue précisément. Il faut réaliser une analyse statistique pour en donner un ensemble de valeurs probables, le calcul d'incertitude.

Ce n'est pas l'objectif de cette partie. L'objectif est plutôt d'estimer la bande passante nécessaire au plus pour un système mesurant la valeur maximale d'une grandeur physique suivant une loi de Friedlander. Cette valeur maximale est obtenue par une lecture directe de l'acquisition. La mesure de cette valeur maximale va s'approcher de plus en plus de la valeur vraie à mesure que la bande passante du système de mesure augmente, cela a été supposé et justifié dans la problématique. Il y a donc une bande passante pour laquelle la valeur maximale obtenue par lecture directe est au plus éloignée de k_{mes} % de la surpression crête théorique.

En combinant les équations 2.3.5, 2.4.1, et 2.4.5, on trouve :

$$B_{OPT} < \frac{k_{tm}(\alpha + 1)}{t_+ k_{mes}} \quad (2.4.8)$$

Avec les paramètres d'onde de souffle $\alpha = 2$, $t_+ = 150 \mu s$, et $k_{mes} = 0,1$ %, $k_{tm} = 2$, on trouve $B_{opt} = 40$ MHz.

Si le système de mesure complet peut être modélisé par un système du premier ordre, et si l'écart entre le résultat de la mesure de la surpression crête par lecture directe et la valeur vraie n'est pas souhaitée à moins de 0,1 % de la valeur vraie de ΔP_{MAX} , alors une bande passante utile de 40 MHz seulement est nécessaire.

2.4.5. Conclusion sur cette technique de dimensionnement de la bande passante

Pour simplifier les calculs, un filtre passe-bas du premier ordre a été considéré pour modéliser la chaîne de mesure. Cela a permis de relier la fréquence de coupure haute du montage à son temps de réponse (équation 2.4.1). Dans le cas d'un système du premier ordre, ce temps de réponse est facilement défini. C'est la durée mise par le signal en sortie du filtre pour atteindre sa valeur maximale après que le choc soit arrivé au capteur.

Le problème est qu'un système de mesure de surpression aérienne est difficilement modélisable par un filtre du premier ordre. Au lieu que la sortie du système soit égale à son entrée à l'instant où la sortie est maximale, il est probable que ce ne soit pas le cas du fait d'un dépassement, ou du fait du temps de propagation du filtre, qui retarde l'apparition du maximum en sortie. Dans ce cas la définition que l'on a choisie pour le temps de réponse peut ne pas être valable.

Toutefois, la valeur de temps de réponse donnée par l'équation 2.3.2 peut être utilisable selon le filtre, et selon la nouvelle définition du temps de réponse. La suite des calculs suppose simplement qu'au bout d'une durée t_r après l'arrivée du choc, la valeur du signal de sortie est proche de celle de l'entrée. Proche doit être défini avec la définition du temps de réponse. Par exemple, en Figure 2-2, un filtre d'ordre 1 et 2 sont comparés. Pour le premier ordre, supposer que le système a répondu au bout d'une durée $t_r = 2 / f_c$ donne une valeur de $5 \mu\text{s}$, ce qui est surestimé. Pour la même durée t_r , on peut considérer que le filtre d'ordre de 2 de fréquence de résonance égale à la fréquence de coupure du filtre d'ordre 1 a quasiment répondu aussi. Répondre est une question de définition.

Ensuite, le second point faible de cette technique est que les bruits thermiques et de quantification ont été considérés séparément. Pour un système de mesure, les deux ont lieu en même temps. Les équations analytiques donnant la bande passante optimale en considérant les deux bruits en même temps n'ont pas été trouvées.

2.5. EVOLUTION DE LA BANDE PASSANTE OPTIMALE EN FONCTION DE L'ESSAI DE DETONIQUE

Dans la partie précédente, on a pris le cas particulier d'une onde de souffle générée par 0,5 kg de C4 et sondée par un capteur à 0,5 m de l'explosif. Ce cas de figure a été considéré car durant la thèse, cette expérience de détonique a été réalisée 10 fois à l'identique, et les paramètres d'onde de souffle obtenus ont été moyennés sur 10 essais (En considérant que sur les 10 essais réalisés au rythme d'une expérience par jour, les conditions atmosphériques étaient identiques). Pour cette expérience de détonique, les paramètres d'onde de souffle étaient donc bien connus.

Par contre, pour des expérimentations de détonique différentes, avec des masses ou des natures d'explosifs différentes, ou des mesures à d'autres distances réduites, on ne dispose que d'un ordre de grandeur pour les paramètres d'onde de souffle. Il serait intéressant d'appliquer les formules de bandes passantes suffisantes trouvées dans les parties précédentes dans le cas général. C'est l'objectif de cette partie.

La relation 2.4.8 donne une bande passante suffisante pour le système de mesure inversement proportionnelle à la durée d'impulsion positive t_+ et inversement proportionnelle au niveau de précision souhaité sur la surpression

crête obtenue par lecture directe. C'est donc cette relation que l'on utilisera pour continuer.

2.5.1. Choix du modèle empirique donnant un ordre de grandeur des paramètres d'onde de souffle

Le choix du modèle donnant les paramètres d'onde de souffle en fonction de l'essai de détonique, c'est-à-dire principalement de la masse d'explosif et de la distance réduite Z , a été de prendre le modèle empirique de Kingery & Bulmash, car c'est le modèle le plus utilisé.

Les abaques de ce modèle empirique sont tous donnés en Figure 1-4.

2.5.1.1. Limitation du dimensionnement de la bande passante à partir de ce modèle

2.5.1.1.1. Valable en ordre de grandeur

La comparaison des différents modèles empiriques donnant la valeur de α en fonction de Z (comparaison réalisée dans [36], le résultat graphique de leur comparaison est en Figure 2-7) montre qu'aucun modèle ne donne la même valeur. Cela renforce l'idée que l'on peut avoir difficilement confiance à un quelconque modèle donnant les valeurs de α en fonction de Z , même celui issu des abaques issus du standard TM5-1300 [33].

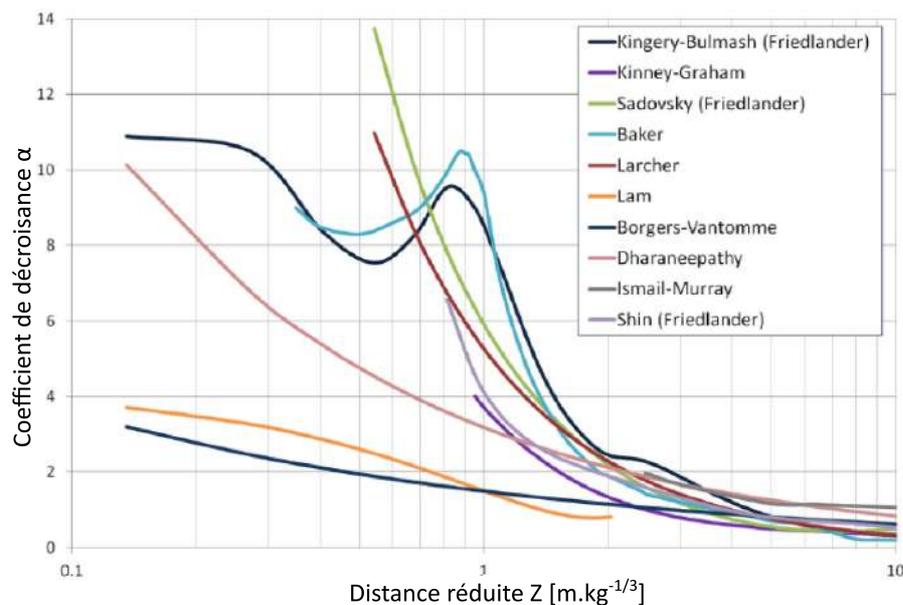


Figure 2-7: Comparaison de différents modèles de l'évolution du coefficient de décroissance α en fonction de la distance réduite Z (source : [36]).

Une autre source [37] compare les différents modèles empiriques pour l'ensemble des paramètres d'onde de souffle. Les différences sont extrêmement importantes.

Cette source [64] étudie la variabilité des résultats de mesure de surpression aérienne pour une même expérience de détonique réalisée plusieurs fois. Après avoir répété une dizaine d'expériences à l'identique, ils trouvent des résultats conformes aux données de Kingery & Bulmash en ordre de grandeur seulement.

2.5.1.1.2. Valable que pour le TNT pour les distances réduites faible

Si les abaques en Figure 2-6 suffisaient, les mesures de surpression aérienne dans le cadre d'expérimentation de détonique ne seraient plus réalisées. En champ proche, selon la nature de l'explosif, la forme, le degré de confinement, des paramètres d'onde de souffle bien différents peuvent être obtenus. Puisque le dimensionnement de la bande passante repose sur la valeur de ces paramètres, il faut préciser qu'il n'est valable que pour les charges de TNT.

Par exemple, si à masse équivalente un autre explosif génère une onde de souffle de paramètre de décroissance α dix fois plus grand, et de durée d'impulsion positive 2 fois moins grande qu'une onde de souffle générée par une charge de TNT, la bande passante au plus requise par le système de mesure est sous-estimée d'un facteur de 20.

2.5.1.1.3. Doutes sur la valeur du coefficient de décroissance

Selon l'équation 1.2.19, pour trouver α en fonction des autres paramètres d'onde de souffle, il faut que :

$$\frac{I_+}{\Delta P_{max} t_+} = \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\alpha^2} + \frac{e^{-\alpha}}{\alpha^2} \quad (2.5.1)$$

Le terme à droite du signe égal de l'équation 2.5.1 tend vers une valeur finie lorsqu' α tend vers 0 :

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\alpha^2} + \frac{e^{-\alpha}}{\alpha^2} = 0,5 \quad (2.5.2)$$

Or, pour des distances réduites Z supérieures à 10, et pour une mesure de pression incidente avec une onde de souffle à symétrie sphérique, les paramètres d'onde de souffle donnés en Figure 1-4 font tendre le rapport $\frac{I_+}{\Delta P_{MAX} t_+}$ vers 0,5 à

mesure que Z augmente. α tend donc vers 0, la courbe décrivant la pression en fonction du temps est donc une droite telle que :

$$p(t) = \Delta P_{MAX} \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) \quad (2.5.3)$$

Cette équation ne peut être valable que pour la partie positive. Pour ces valeurs de distances réduites Z élevées, la loi de Friedlander ne modéliserait la pression que sur la partie positive. Cela est en désaccord avec cette référence [27] qui affirme que α est égal à 1 pour les pressions inférieures au bar, et différent de 1 sinon (Ce qui est le cas par contre pour des mesures de pression réfléchie d'onde de souffle à symétrie hémisphérique).

2.5.2. Bande passante nécessaire en fonction de l'essai de détonique

Des abaques donnant la bande passante au plus nécessaire pour obtenir ΔP_{MAX} à 1 % près au plus sont présentées en Figure 2-8. Elles ont été calculées en considérant :

- Qu'un seuil de précision noté k_{mes} égale à 1% est nécessaire sur la valeur de la surpression crête, et que la bande passante optimale était donnée par l'équation 2.4.8. Cette équation donnant la bande passante optimale comme étant inversement proportionnelle au seuil de précision k_{mes} sur ΔP_{MAX} , il suffit de diviser la valeur donnée par la courbe choisie de la Figure 2-8 par k_{mes} ;
- Qu'un système de mesure se comportant comme un filtre passe-bas du premier ordre est utilisé. Le temps de réponse t_r est pris comme étant égal à deux fois l'inverse de la fréquence de coupure du filtre. Cette approximation a été choisie et discutée en partie 2.4.2 ;
- Les cas les plus simples de mesure de surpression de souffle, c'est-à-dire une pression réfléchie par une surface dont la normale est parallèle au sens de l'écoulement, une pression incidente, une charge sphérique ou hémisphérique.

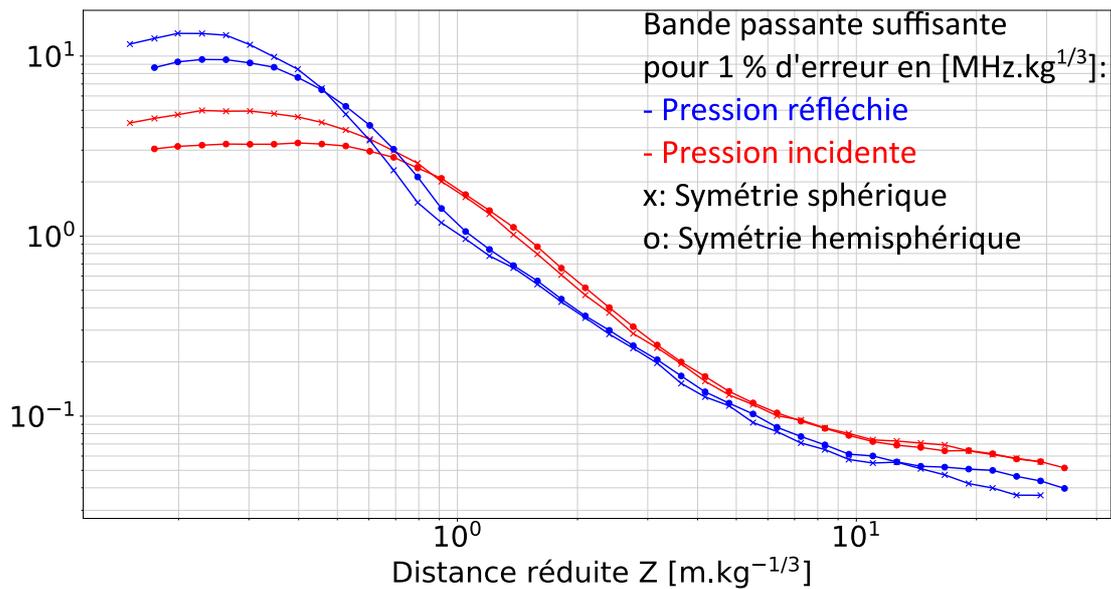


Figure 2-8: Bandes passantes optimales obtenues avec l'équation 2.4.8 avec $k_{tm}=2$.

Les bandes passantes limites obtenues en considérant que le bruit thermique limite la mesure n'ont pas été reportées sur la Figure 2-8, du fait de nombreux paramètres supplémentaires nécessaires. Le bruit thermique ne provient pas seulement d'une résistance, mais d'une multitude de composants constituant l'ensemble du circuit électronique. Tout, ou une partie de ce-dernier peut subir la boule de feu et donc être porté à des températures élevées. De plus, dans la formule trouvée concernant le bruit thermique (équation 2.4.6), la bande passante limite est inversement proportionnelle à la durée d'impulsion positive t_+ puissance $2/3$. Au final, la bande passante limite trouvée est donc inversement proportionnelle à la masse équivalente d'explosif TNT puissance $2/9$, ce qui n'est pas pratique.

Un signal temporel de tension analogique, d'amplitude donnée, ne peut pas être exactement déterminé. C'est une variable aléatoire, et sa mesure est toujours qu'une estimation, avec une incertitude relative à l'amplitude très rarement inférieure à 0,1 % [53]. C'est pourquoi on a représenté l'abaque donné par la relation 2.4.8, qui considère que la bande passante optimale pour le système destiné à la mesure de surpression aérienne est limitée par l'exactitude finie des mesures.

Cette relation a aussi l'avantage de fournir une bande passante optimale inversement proportionnelle à la durée d'impulsion positive t_+ . Au final, la bande passante optimale trouvée est donc inversement proportionnelle à la racine cubique de la masse d'explosif TNT équivalente.

Les abaques s'utilisent de la manière suivante :

- On commence par calculer la distance réduite Z de l'essai considéré avec l'équation 1.2.21. Par exemple, une mesure réalisée à 0,5 m de 0,5 kg de TNT donne une distance réduite de $0,6 \text{ m.kg}^{-1/3}$;
- La courbe correspondante au cas de figure de l'essai de détonique doit ensuite être utilisée pour trouver une valeur ;
- La valeur de bande passante trouvée est en $\text{MHz.kg}^{1/3}$, il faut la diviser par la masse équivalente d'explosif TNT pour trouver la bande passante optimale pour l'essai considéré.

Avec les abaques en Figure 2-8, on peut voir que pour une masse équivalente de TNT de 1 kg, et pour une distance réduite $Z = 1 \text{ m.kg}^{1/3}$, il faudrait un système de mesure de bande passante de 2 MHz pour obtenir la surpression crête par lecture directe avec une exactitude de 1 %, et une bande passante de 20 MHz pour l'obtenir avec une exactitude de 0,1%.

Il existe des configurations pour lesquelles il n'y aura probablement jamais de système de mesure assez rapide pour restituer le signal de pression au mieux. Si la pression réfléchiée à une distance réduite $Z = 0,25 \text{ m.kg}^{-1/3}$ d'une charge de 1 g est recherchée à 0,1 % près, alors la bande passante nécessaire afin d'obtenir la surpression crête serait de l'ordre du GHz selon l'abaque en Figure 2-8.

Ce genre d'essai peut se concevoir, des essais de détonique avec des masses d'explosif de l'ordre de la dizaine de gramme, ou des mesures de surpression aérienne générée par une source de masse équivalente de TNT de l'ordre du gramme peuvent être mise en place [62]. Il est par contre impossible (et il ne sera probablement jamais possible) de mesurer la surpression crête de tels essais, par une lecture directe.

Pour les tests menés au CEA de Gramat, où l'explosif a une masse supérieure à 100 g, où les distances réduites sont telles que $Z > 0,5 \text{ m.kg}^{-1/3}$, la bande passante limite est certainement inférieure à la centaine de MHz, selon l'abaque en Figure 2-8.

2.6. CONCLUSION

Dans le cas des mesures de surpression aérienne actuellement réalisées, il faut attendre au minimum 1 μs après l'arrivée de l'onde de choc pour que l'acquisition obtenue représente réellement la surpression subie par le capteur (cf. partie 2.2.4, Figure 2-2).

Cette durée est largement supérieure au temps de montée réel du phénomène physique qui est certainement inférieur à la ns (Tableau 2). Il y a donc à première vue une marge d'amélioration conséquente pour le temps de réponse des systèmes

de mesure de pression d'onde de souffle. C'est pourquoi la conception de systèmes les plus rapides possibles sont recherchés [4] [67] [75] [77]. Toutefois, il existe peu d'études dans la littérature qui sont consacrées au dimensionnement de la bande passante d'un tel système de mesure. C'est ce que l'on a essayé de faire dans ce chapitre.

Les phénomènes physiques réduisant de plus en plus l'exactitude du résultat du mesurage lorsque la bande passante augmente ont tout d'abord été décrits. Les phénomènes pris en compte sont le bruit thermique, le bruit de quantification et les performances des appareils de mesure de manière générale. Les appareils les plus performants permettent de faire des mesures de tension avec une incertitude de l'ordre de 0.1 % de l'étendue pleine échelle.

Pour mesurer la phase transitoire de la surpression lors du passage de la pression atmosphérique au pic de surpression ΔP_{MAX} , une bande passante supérieure à 1 GHz est nécessaire (pour une surpression crête supérieure au bar). Toutefois, pour obtenir la valeur de ΔP_{MAX} , il suffit que le temps de réponse du système de mesure soit négligeable devant la durée d'impulsion positive t_+ .

Le modèle mis en œuvre en partie 2.4 permet d'estimer l'ordre de grandeur de la bande passante nécessaire, en fonction de la précision souhaitée sur la mesure directe de ΔP_{MAX} et de l'essai de détonique (distance réduite Z et masse de l'explosif). Ce modèle est valable pour du TNT et souffre d'incertitude importante sur la valeur du paramètre de décroissance α pour $Z < 2 \text{ m/kg}^{1/3}$. Ce paramètre est en effet mal connu pour les mesures en champ proche et c'est d'ailleurs pour cela que des expérimentations de détonique sont réalisées.

Cette bande passante est inversement proportionnelle à la durée d'impulsion positive t_+ et au niveau de précision requis sur ΔP_{MAX} .

Un abaque est proposé (Figure 2-8) et permet d'obtenir la bande passante normalisée en fonction de la distance réduite Z , de la symétrie de la charge (sphérique et hémisphérique) et du type de pression (incidente et réfléchie). Cette normalisation est effectuée par rapport à la racine cubique de la masse équivalente d'explosif TNT.

Cette bande passante peut être multipliée par un facteur 100 en passant d'une mesure en champ lointain ($Z > 10$) à une mesure en champ proche ($Z < 1$) et divisée par un facteur 10 en passant d'une masse de 100 g à une masse de 1000 g.

Pour obtenir ΔP_{MAX} avec une erreur de 1%, la bande passante nécessaire est inférieure à 5 MHz/kg^{1/3} et 20 MHz/kg^{1/3} respectivement pour une pression incidente et une pression réfléchie. Pour des masses de TNT supérieures à 100 g,

la bande passante nécessaire est alors inférieure à 11 MHz et 43 MHz. Ces bandes passantes maximales sont obtenues pour des distances réduites très faibles ($Z < 0,5 \text{ m/kg}^{1/3}$) et diminuent avec l'augmentation de Z .

Si la précision visée pour ΔP_{MAX} est supérieure à 1 %, on peut donc dire que la bande passante nécessaire sera inférieure à 50 MHz pour des configurations avec une masse de TNT supérieure à 100 g.

3. TRANSMISSION FILAIRE DES SIGNAUX DE SURPRESSION AERIENNE EN DETONIQUE

3.1. INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est d'étudier l'architecture typique d'une mesure de surpression aérienne en champ libre dans le cadre d'expériences de détonique. On insistera sur les capteurs piézoélectriques, puisqu'ils sont très souvent utilisés pour cette application (la plupart des références citées utilisent des capteurs piézoélectriques). Ce troisième chapitre débute avec leur présentation en partie 3.2.

Pour guider le signal de mesure jusqu'à une baie d'acquisition, située à une certaine distance de protection, les câbles coaxiaux sont actuellement utilisés. Ils peuvent limiter la bande passante de la chaîne de mesure. Cette limitation est décrite en détail en partie 3.3.

De plus, la réflexion des signaux transitoires aux entrée/sortie du câble peut modifier le signal censé être l'image du mesurande. On décrit ces modifications dans la partie 3.4.

Dans le chapitre précédent, il a été montré que la bande passante nécessaire pour le système de mesure était élevée surtout pour les essais à échelle réduite. Il n'y a pas besoin de longs câbles pour acheminer les signaux de pression si les masses d'explosif sont inférieures à la centaine de grammes. C'est pourquoi ce chapitre sera terminé par une partie consacrée à l'identification des types d'essais de détonique où les longueurs de câble sont forcément problématiques. L'objectif de cette dernière partie est de déterminer dans quelles conditions les câbles peuvent limiter la bande passante du système de mesure. L'erreur effectuée sur la mesure de la surpression maximale dépend de plusieurs facteurs :

- La longueur des câbles. La bande passante intrinsèque sera calculée à l'aide d'un modèle analytique en considérant une adaptation d'impédance parfaite ;
- L'adaptation d'impédance en entrée et en sortie du câble dont l'impact dépend aussi de la longueur des câbles ;
- La vitesse de décroissance de la pression après le passage de l'onde de choc ;

3.2. MESURE DE PRESSION D'ONDE DE SOUFFLE AVEC CAPTEURS PIEZOELECTRIQUES

3.2.1. Les capteurs de pression piézoélectriques

La mesure de surpression aérienne est très souvent réalisée en utilisant des capteurs piézoélectriques commerciaux spécifiquement développés pour ces applications [90] [77] [75].

Parmi les matériaux les plus couramment utilisés, on peut citer le quartz [78] [91], la céramique comme le PZT (titano-zirconate de plomb) [92] et plus récemment la tourmaline [93]. La bande passante à -3 dB des capteurs mettant en œuvre ces matériaux est inférieure à 1 MHz. D'autres capteurs utilisent du PVDF (Polyfluorure de vinylidène) qui permet d'obtenir des bandes passantes à -3 dB inférieures à la dizaine de MHz [58]. Néanmoins le PVDF présente des inconvénients majeurs (pyroélectricité, sensibilité au vieillissement, température maximale d'utilisation de 65°C). Les caractéristiques comparées de ces différents matériaux pour leur application en détonique sont données dans [94] [55].

Un matériau piézoélectrique présente une charge électrique q_c à ses bornes lorsqu'une contrainte mécanique lui est appliquée. Le cristal piézoélectrique peut être schématisé électriquement par une capacité C_C en parallèle avec sa résistance d'isolation R_C , comme sur la Figure 3-1 [95] [96].

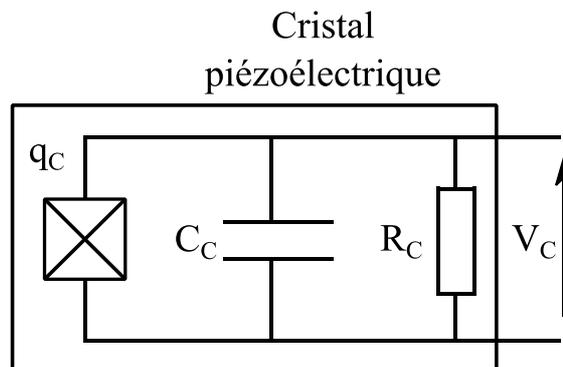


Figure 3-1: Schéma électrique d'un cristal piézoélectrique

Du fait de la présence de la capacité C_C , une tension est créée aux bornes du cristal selon la loi de l'électrostatique (équation 3.2.1) :

$$V_C = \frac{q_C}{C_C} \quad (3.2.1)$$

Le conditionneur associé au capteur va dépendre du matériau utilisé.

Si le matériau piézoélectrique présente une forte capacité C_C (c'est le cas des matériaux céramiques et du PVDF), un conditionneur basé sur un amplificateur de

charges est utilisé car la tension aux bornes du cristal est faible. Cet amplificateur peut être intégré ou non dans le capteur.

Si le matériau utilisé présente une faible capacité C_C (comme le Quartz par exemple), selon l'équation 3.2.1, la tension V_C sera plus élevée, et le conditionneur pourra être un amplificateur de tension [45].

La moindre ligne de transmission reliant le cristal piézoélectrique au reste du circuit ramène une capacité parasite, et augmente la capacité effective vue par l'amplificateur. Ce dernier devra donc être intégré pour garder une sensibilité acceptable (de l'ordre de 100 mV/bar). Un standard nommé IEPE (*Internal Electronic Piezoelectric*) [47] repose sur ce principe et est présenté dans la partie suivante.

3.2.2. Le standard IEPE

Le standard IEPE consiste à intégrer un amplificateur de tension avec le capteur. L'alimentation de l'amplificateur et l'acheminement du signal se fait avec un seul et même câble. Des marques propriétaires de capteurs piézoélectriques telles que ICP® pour la firme PCB, ou Isotron® pour la firme Endevco sont basées sur ce standard [47].

L'amplificateur de tension est représenté en Figure 3-2. C'est un montage suiveur, ou drain commun, à transistor MOSFET. Ce schéma est décrit dans les références suivantes [45][47], d'autres références ajoutent un transistor bipolaire au circuit [46] [97].

Le transistor servant d'amplificateur est alimenté avec une source de courant, notée I_{BIAS} sur la Figure 3-2, reliée à son drain.

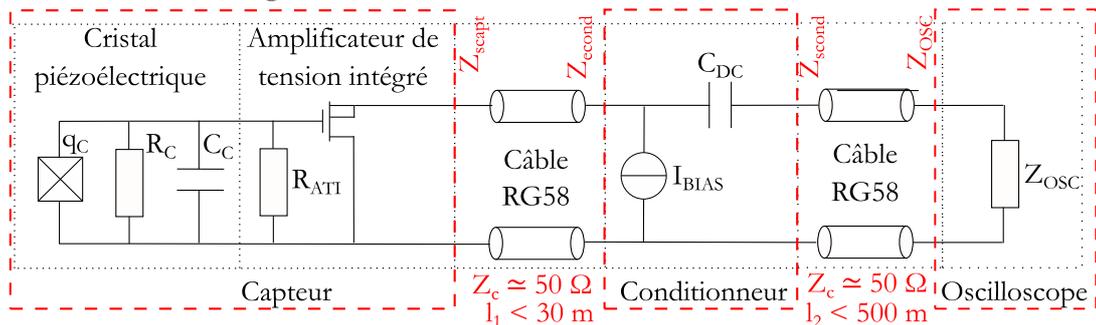


Figure 3-2: Montage typique associé à un capteur piézoélectrique pour la mesure de pression d'onde de souffle.

La résistance R_{ATI} sert à polariser le transistor. Elle forme un filtre passe bas avec la capacité C_c . Ce filtre passe bas est utilisé pour atténuer la résonance comme dans [98] [99].

La capacité d'un câble placé après l'amplificateur de tension est moins critique que celle ramenée par un câble placé juste après l'élément sensible. C'est pourquoi

le bloc Conditionneur de la Figure 3-2 peut être éloigné de l'environnement extrême, à condition que la source de courant soit assez puissante pour garantir un courant de polarisation suffisant au transistor au bout du câble.

L'impédance Z_{scapt} à l'entrée de ce câble est l'impédance de sortie de l'amplificateur de tension intégré. Elle dépend de la résistance du transistor R_{DS} , qui dépend du courant de polarisation. Elle ne peut pas être donnée précisément. Dans la partie 3.4, nous étudierons les conséquences d'une désadaptation d'impédance à l'entrée du câble. Par exemple dans les spécifications des capteurs piézoélectriques de référence PCB-113B/A, l'impédance de sortie des capteurs est garantie pour être inférieure à 100Ω .

Le conditionneur est constitué de la source de courant alimentant l'amplificateur intégré avec le capteur, et d'une capacité de liaison C_{DC} . Dans certains conditionneurs, une diode à courant constant (*Current Limiting Diode*, CLD) en série avec une source de tension est utilisée [45]. Le courant de polarisation emprunte la même voie que celle du signal.

La capacité de liaison C_{DC} et l'utilisation d'une baie d'acquisition en haute-impédance notée Z_{OSC} permet de filtrer la tension continue d'une dizaine de volts générée par la source de courant nécessaire à l'alimentation du capteur. Cette architecture permet d'alimenter le capteur et d'acheminer le signal avec un seul câble. Une haute impédance Z_{OSC} est nécessaire en couplage AC pour abaisser au maximum la fréquence de coupure basse. La capacité C_{DC} est de l'ordre de la dizaine de μF , ce qui donne une fréquence de coupure basse du montage de l'ordre du mHz.

3.2.3. Application à la mesure de pression d'onde de souffle sphérique en champ libre

Une configuration de montage expérimental pour la caractérisation de détonation à symétrie sphérique en champ libre est schématisée en Figure 3-3 [38] [30]. A part les éléments liés à la charge, rien ne change dans le cas d'une mesure d'une onde de souffle hémisphérique (comme dans ces publications par exemples [72] [64]), ou dans le cas d'une mesure de surpression réfléchie.



Figure 3-3: Disposition des différents éléments nécessaires pour une mesure de surpression aérienne à symétrie sphérique et en champ libre avec le standard IEPE.

La Figure 3-3 illustre le cheminement de l'information à travers les différents éléments qui sont présents [38]. La configuration est précisée pour une expérimentation typique au CEA-Gramat :

- 1- Une charge de l'ordre du kg environ maintenue en hauteur grâce à un câble attaché à une potence. Maintenir la charge à distance du sol permet de mesurer la surpression d'une onde de souffle à symétrie sphérique ;
- 2- Un capteur avec son pré-conditionnement intégré est situé à la hauteur de la charge. Le capteur est fixé sur un support spécifique effilé qui minimise les perturbations sur la propagation de l'onde de choc. La distance entre la charge et le capteur est comprise entre 0,5 m et 3 m ;
- 3- Des câbles coaxiaux de type RG58 relient le capteur au conditionneur. Cette longueur l_1 de câble doit être inférieure à 30 m pour garantir un courant d'alimentation du capteur suffisant [5]. La distance directe entre le capteur et le conditionneur est inférieure à 10 m environ mais la longueur des câbles est plus importante (20 m) à cause de la configuration expérimentale et pour les protéger de l'onde de souffle ;
- 4- Un conditionneur constitué d'une source de courant nécessaire pour alimenter le capteur et d'une capacité de liaison permettant de filtrer la composante continue du signal. Le conditionneur est situé dans un petit bunker pour le protéger de l'explosion. L'impédance d'entrée Z_{cond} et de sortie Z_{scnd} du conditionneur peuvent être égale à l'impédance caractéristique des câbles coaxiaux ;
- 5- Des câbles coaxiaux de type RG58 de longueurs l_2 relient le conditionneur à la baie d'acquisition. La distance directe entre le capteur et le conditionneur est de 30 m environ mais la longueur des câbles est plus importante (60 m environ) à cause de la configuration expérimentale et pour les protéger de l'onde de souffle. Ces câbles peuvent être adaptés ;
- 6- Une baie d'acquisition d'impédance d'entrée notée Z_{osc} , située dans un bunker qui abrite également le personnel technique. L'oscilloscope est réglé en mode haute impédance pour baisser au maximum la fréquence de coupure basse du montage liée au couplage courant alternatif (AC).

L'impédance caractéristique Z_C des câbles coaxiaux RG 58 est voisine de 50Ω mais il existe une incertitude sur cette valeur. Les spécifications des constructeurs garantissent une impédance comprise entre 47Ω et 53Ω [100].

Le câble coaxial est connu pour bien isoler le signal qu'il propage des perturbations extérieures du fait de son blindage. Toutefois, la couverture n'est pas parfaite, elle est de l'ordre de 95% pour le câble RG58 [100]. Le blindage est constitué d'une multitude de brins qui entourent le diélectrique. Des études existent sur les effets de perturbations extérieures sur un tel câble [101], la conclusion est que les effets indésirables augmentent avec la longueur de la ligne. Ces effets peuvent exister, mais le bruit de mesure qu'ils causent reste faible.

Toutefois, lors des mesures avec le montage filaire au CEA Gramat, un bruit peut être présent, il est visible avant l'arrivée du front et représenté en Figure 3-4.

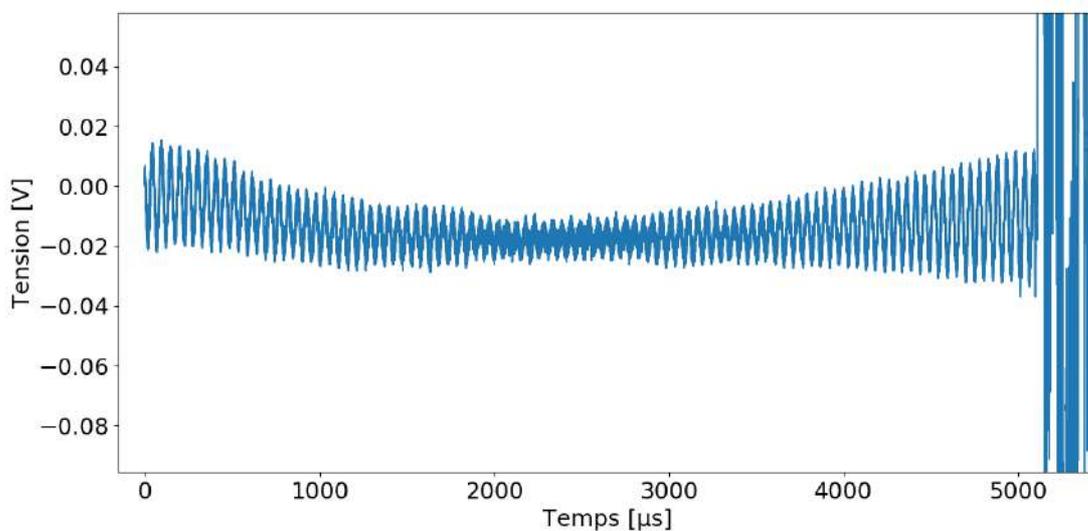


Figure 3-4: Bruit de mesure sur le signal de pression avant l'arrivée du front de pression lors d'un essai de détonique. Acheminement avec 80 m de câble coaxial.

Le montage filaire tel qu'il est présenté en Figure 3-3 est un problème classique de compatibilité électromagnétique (CEM) appelé boucle de masse. Cette référence [102] applique le cas d'un câble coaxial dont le conducteur externe est branché à la terre en entrée et en sortie et montre qu'il y a des perturbations sur le signal utile du fait de la boucle de masse. C'est ce qui explique probablement le bruit observé lors de la mesure représenté en Figure 3-4. Ce phénomène a aussi lieu lors de l'utilisation de capteurs piézoélectriques à amplificateur de tension intégré [103].

En CEM, l'une des techniques pour réduire les effets de perturbations, qu'elles soient conduites ou rayonnées, est le filtrage. Pour notre application, le filtrage n'est pas possible si on veut atteindre les objectifs attendus de bande passante. De plus, le bruit observé en Figure 3-4 se trouve dans la bande de fréquence du signal utile, on ne peut donc pas le filtrer sans modifier le signal utile.

En plus des problèmes de CEM apportés par le montage filaire, on peut citer le problème de l'environnement extrême. Les câbles dont le diélectrique est du

polyéthylène, ce qui est le cas du câble RG58, sont sensibles aux températures extrêmes. Cette référence [104] étudie l'impact des stress thermiques sur les câbles coaxiaux et leur conclusion est qu'il faut changer les câbles qui ont subi de fortes températures ($> 100\text{ }^{\circ}\text{C}$).

3.3. PERFORMANCES DYNAMIQUES D'UN CABLE COAXIAL EN FONCTION DE SA LONGUEUR

3.3.1. Calcul de la bande passante théorique

Les câbles coaxiaux sont des lignes de transmission qui peuvent être représentées par leur modèle éléments distribués dans une certaine bande de fréquence. Une portion de ligne de longueur infinitésimale est représentée en Figure 3-5, sur laquelle on peut observer :

- L'inductance linéique L_l en H/m ;
- La résistance linéique R_l en Ω/m ;
- La conductance linéique G_l en S/m ;
- La capacité linéique C_l en F/m .

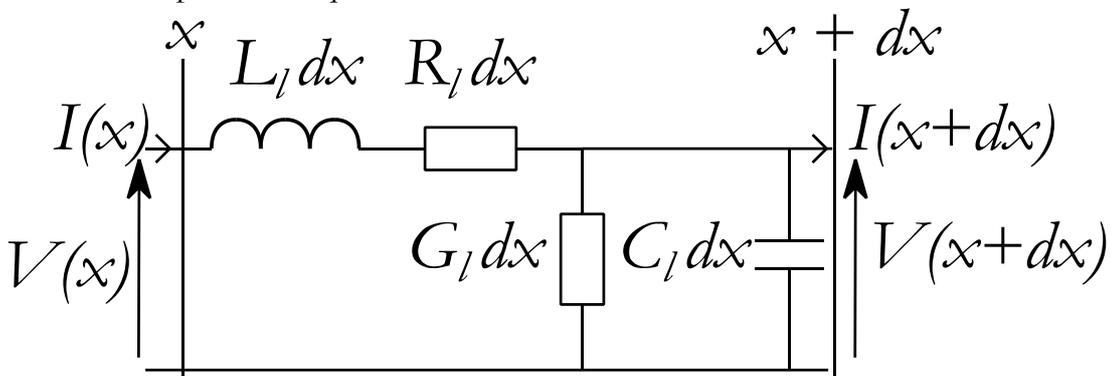


Figure 3-5: Modèle électrique à éléments distribués d'une portion infinitésimale dx de la ligne.

La résistance et la conductance linéiques caractérisent à la fois les pertes liées aux imperfections des conducteurs disposant d'une résistivité non-nulle et le défaut d'isolement lié au diélectrique entraînant des courants de fuite. D'autres pertes sont également à noter, à savoir celles engendrées par le phénomène physique appelé effet de peau, ayant pour conséquence de concentrer les courants en périphérie des conducteurs à mesure que la fréquence augmente.

En appliquant la loi des mailles et la loi de Kirchhoff, on trouve :

$$\frac{dV(x)}{dx} = -(R_l + jL_l\omega)I(x) \quad (3.3.1a)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} = -(G_l + jC_l\omega)V(x) \quad (3.3.1b)$$

Avec ω la pulsation du signal en *rad/s*, et j le terme complexe.

On trouve l'équation d'onde pour I et V à partir d'une dérivation par rapport à x des deux équations ci-dessus :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} - \gamma_l^2 V(x) = 0 \quad (3.3.2a)$$

$$\frac{d^2I(x)}{dx^2} - \gamma_l^2 I(x) = 0 \quad (3.3.2b)$$

Avec γ_l la constante de propagation :

$$\gamma_l = \alpha_l + j\beta_l = \sqrt{(R_l + j\omega L_l)(G_l + j\omega C_l)} \quad (3.3.3)$$

où α_l est la constante d'atténuation et β_l la constante de phase.

Les solutions aux équations d'ondes sont les suivantes :

$$V(x) = V^+ e^{-\gamma_l x} + V^- e^{+\gamma_l x} \quad (3.3.4a)$$

$$I(x) = I^+ e^{-\gamma_l x} + I^- e^{+\gamma_l x} \quad (3.3.4b)$$

Le terme à gauche du signe +, pour les deux équations 3.3.4 correspond à une onde se propageant en sens direct de l'entrée vers la sortie de la ligne, et le terme de droite correspond à une onde rétrograde ou réfléchie se propageant en sens inverse. En se limitant à la partie réelle de l'onde progressive en régime permanent sinusoïdal, on obtient :

$$v(x, t) = \Re(V^+ e^{-\alpha_l x} e^{-j\beta_l x} e^{j\omega t}) = V^+ e^{-\alpha_l x} \cos(\omega t - \beta_l x) \quad (3.3.5)$$

L'équation 3.3.5 montre de par le facteur $e^{-\alpha_l x}$ que l'amplitude des oscillations décroît exponentiellement le long d'une ligne de transmission avec pertes. L'atténuation est caractérisée par la constante d'atténuation α_l , qui dépend de la fréquence. La relation (équation 3.3.6) entre cette constante et la fréquence est donnée dans [105] pour un câble coaxial dont les paramètres sont précisés sur la Figure 3-6.

$$\alpha_l = \frac{\sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}}{2\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \ln \frac{b_l}{a_l}} \left(\frac{1}{a_l} + \frac{1}{b_l} \right) + \frac{\omega\epsilon'' \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}}}{2} \quad (3.3.6)$$

Avec :

- a_l le rayon du conducteur interne et b_l le rayon interne du conducteur externe (en mètre) ;
- σ la conductivité électrique du métal utilisé pour la construction du câble coaxial, en Siemens ;
- $\epsilon' = \epsilon_r \epsilon_0$ où $\epsilon_0 = 1/(36\pi) \times 10^{-9} \text{ F/m}$ est la permittivité diélectrique du vide, et où ϵ_r est la permittivité relative du matériau diélectrique entre les deux conducteurs. ϵ' est la partie réelle de la permittivité effective du matériau ;
- $\epsilon'' = \epsilon' \times \tan(\delta)$ la partie imaginaire de la permittivité diélectrique effective du matériau. La valeur de $\tan(\delta)$ est spécifiée dans la feuille de données à une fréquence donnée ;
- $\mu' = \mu_r \mu_0$ où $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ est la perméabilité magnétique du vide, et μ_r la perméabilité magnétique relative du matériau entre les deux conducteurs.

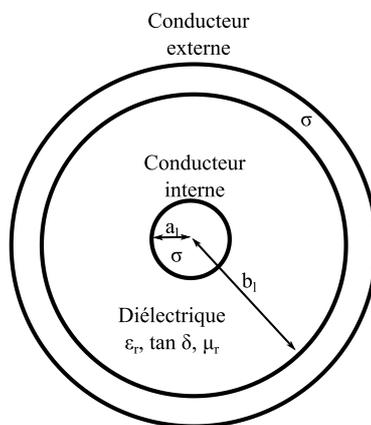


Figure 3-6: Coupe d'un câble coaxial.

La conséquence de l'équation 3.3.5 est que toute tension V_e appliquée à l'entrée d'une ligne de transmission de longueur l , sera au minimum atténuée d'un facteur $e^{-\alpha_l l}$ comme le montre l'expression du module de V_s , la tension en bout de ligne :

$$|V_s| = |V_e| e^{-\alpha_l l} \quad (3.3.7)$$

La bande passante à -3 dB est définie dans l'introduction comme étant la fréquence à partir de laquelle seulement la moitié de la puissance injectée en entrée se retrouve en sortie. On cherche la longueur l , pour un signal de pulsation ω , où la puissance de l'onde en entrée est divisée par deux en sortie :

$$10 \log \frac{P_s}{P_e} = -3 \text{ dB} \quad (3.3.8)$$

Avec P_e et P_s , respectivement la puissance en entrée et en sortie du câble. En combinant les équations 3.3.7 et 3.3.8, on obtient après simplification :

$$\alpha_l(\omega_c) = \frac{0,345}{l} \quad (3.3.9)$$

Avec $\omega_c = 2\pi f_c$ la pulsation de coupure et f_c la fréquence de coupure haute à -3 dB que l'on cherche.

Il faut relier l'équation 3.3.9 avec l'équation 3.3.6 pour trouver la pulsation de coupure ω_c d'un câble coaxial de longueur l donnée. On peut dans un premier temps négliger le terme à droite du signe + dans l'équation 3.3.6, car les pertes liées à la conduction électrique dans les conducteurs sont bien plus importantes que les pertes liées aux imperfections du diélectrique pour les fréquences inférieures à la centaine de MHz. Avec cette approximation, on obtient théoriquement :

$$f_c = \frac{0,345^2 \times 4\sigma \times (\ln \frac{b_l}{a_l})^2}{\pi \epsilon' \left(\frac{1}{a_l} + \frac{1}{b_l} \right)^2} \times \frac{1}{l^2} \quad (3.3.10)$$

La fréquence de coupure haute f_c est inversement proportionnelle au carré de la longueur de câble l lorsque les pertes diélectriques sont négligeables devant les pertes par effet de peau. Ce modèle ne prend pas en compte la capacité parasite de l'oscilloscope à la sortie du câble coaxial alors que c'est cet élément qui limite la bande passante du montage pour des câbles courts. C'est pourquoi l'utilisation de ce modèle est réduite à des longueurs de câble supérieures à 50 m.

Ce modèle sur la fréquence de coupure f_c est comparé dans la partie suivante avec les mesures pour un câble coaxial RG58.

3.3.2. Mesures de la bande passante

Le câble coaxial RG58 est utilisé pour acheminer le signal. Ses caractéristiques sont les suivantes :

$$2b_l = 2,95 \text{ mm} \pm 0,15 \text{ mm}, \quad 2a_l = 0,9 \text{ mm}, \quad \varepsilon_r' = 2,25$$

La mesure de la bande passante des câbles a été effectuée pour des longueurs allant de 30 m à 400 m. Le montage électrique est schématisé en Figure 3-7. Celui-ci est assez représentatif de celui utilisé lors d'une expérimentation de détonique et permet de mesurer la fréquence de coupure haute d'un câble coaxial chargé en haute impédance en sortie.

L'impédance de sortie des capteurs de pression IEPE n'est pas connue (Elle est juste garantie inférieure à 100Ω dans la feuille de données de ce capteur [78] par exemple). Toutefois, le choix est fait de remplacer le capteur et son conditionneur par le générateur de fonctions Tektronix AFG3022B d'impédance interne $Z_g = 50 \Omega$ [106].

L'oscilloscope est réglé en mode haute-impédance ($Z_L = 1 \text{ M}\Omega // 20 \text{ pF}$), ce qui est le cas lors de l'utilisation d'un capteur de pression construit selon le standard IEPE. Ce test permet donc de mesurer la valeur maximale de la fréquence de coupure haute du montage employé sur dalle d'expérimentation et respectant le standard IEPE, si l'on suppose que le câble est adapté en entrée. Pour mesurer la fréquence de coupure haute d'une longueur de câble RG58 seule, il aurait fallu mettre l'oscilloscope en mode 50Ω , mais c'est la fréquence de coupure haute du montage employé sur dalle d'expérimentation pour acheminer les signaux de pression qui est testé.

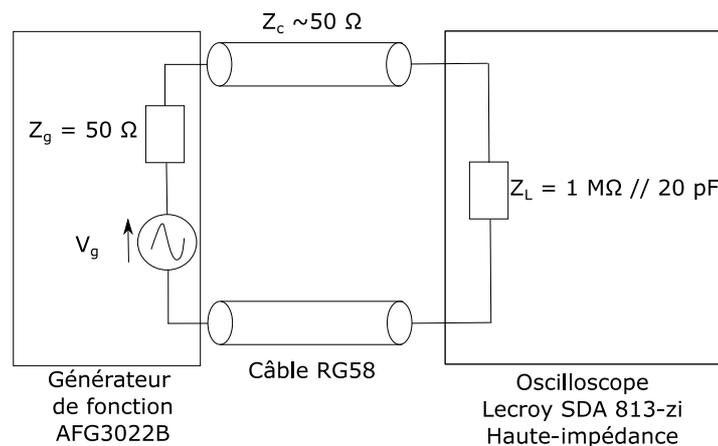


Figure 3-7: Schéma électrique du montage utilisé pour mesurer la bande passante des câbles coaxiaux RG58.

Il est possible de mesurer la bande passante d'un montage en transmettant des impulsions très courtes, puis en observant la transformée de Fourier de la réponse

temporelle du signal mesuré par la baie d'acquisition. Une méthode différente permettant un résultat rapide à l'oscilloscope est utilisée. Elle consiste à appliquer des signaux sinusoïdaux de fréquence de plus en plus élevées à l'entrée des câbles. Au fur et à mesure que la fréquence augmente, l'amplitude de la sinusoïde mesurée par l'oscilloscope en sortie en mode haute impédance décroît. Lorsque son amplitude a diminué d'un facteur $\sqrt{2}$, on obtient la fréquence à laquelle le signal est atténué de 3 dB. Les résultats de la mesure sont comparés avec le modèle théorique (équation 3.3.10) en Figure 3-8.

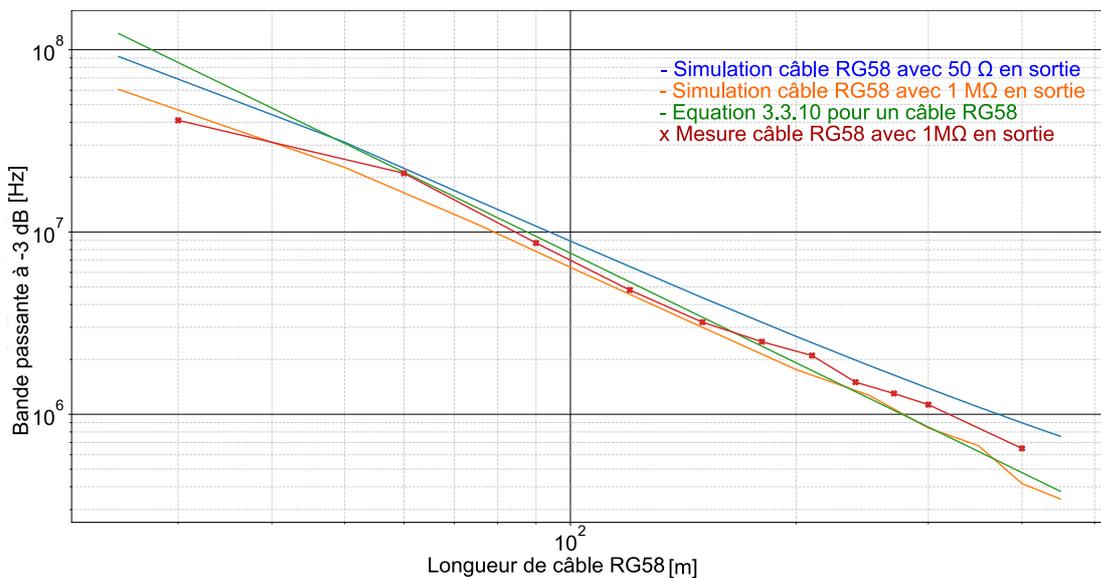


Figure 3-8: Comparaison de la bande passante du montage en fonction de la longueur de câble RG58.

Pour la mesure avec la longueur de câble de 30 m, le modèle théorique surestime la bande passante du montage. Pour une telle longueur de câble, la bande passante effective du montage est limitée par les capacités parasites de l'oscilloscope et du générateur de fonctions plutôt que par l'atténuation de l'onde dans le câble. Pour les longueurs de câbles allant de 60 m à 150 m, la concordance entre le modèle théorique et les mesures est parfaite, puis le modèle s'écarte un peu à mesure que la longueur augmente. L'écart peut être expliqué par :

- La relation 3.3.6 n'est peut-être pas valable pour des fréquences aussi faibles (< 2 MHz). Le détail de sa démonstration n'a pas été étudié ;
- L'architecture du montage électrique utilisé pour mesurer cette fréquence de coupure à -3 dB avec une charge de $1\text{ M}\Omega$ en sortie crée une onde stationnaire dans le câble. Il faudrait refaire la manipulation avec $50\ \Omega$ pour voir si la loi théorique trouvée (équation 3.3.10) est respectée.

Dans tous les cas, il faut retenir que la bande passante est inversement proportionnelle à la longueur de câble au carré et que pour un câble coaxial RG58 d'une centaine de mètres celle-ci est de l'ordre de 5 MHz.

Après avoir étudié la relation entre la longueur de câble séparant le capteur de la baie d'acquisition et la bande passante du montage, intéressons-nous à la dégradation du temps de montée des signaux de type échelon de Heaviside transmis par ce montage.

3.3.3. Mesure du temps de montée

Le montage électrique utilisé lors de ces mesures est le même que celui décrit sur la Figure 3-7, mais le signal sinusoïdal est remplacé par un signal échelon.

La mesure du temps de montée est faite directement par l'oscilloscope et correspond au temps mis par le signal pour passer de 10 % à 90 % de l'amplitude de la réponse indicielle. L'acquisition est réalisée une centaine de fois et un moyennage sur une centaine de points est automatiquement calculé par l'appareil. Un exemple de mesure de temps de montée est présenté en Figure 3-9.



Figure 3-9: Capture de l'oscilloscope LECROY SDA-813zi [107] lors de la mesure du temps de montée du montage présenté en Figure 3-7.

Pour une longueur de câble RG58 de 400 m, le temps de montée est de 1 µs.

Le temps de montée mesuré en fonction de la longueur de câble est présenté en Figure 3-10. Il peut être modélisé par un polynôme d'ordre 2.

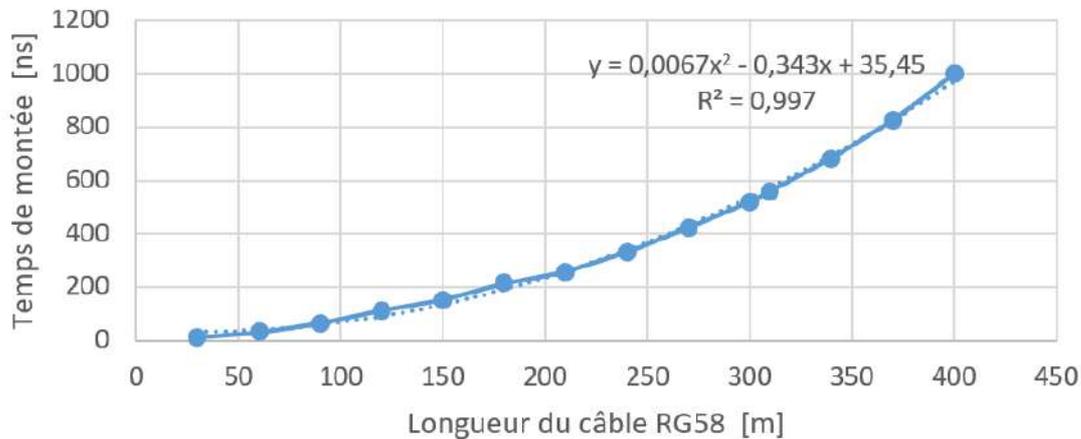


Figure 3-10: Mesure du temps de montée en fonction de la longueur du câble.

Sachant que la bande passante est inversement proportionnelle au carré de la longueur de câble, et que le temps de montée et la bande passante sont inversement proportionnels, il aurait fallu trouver une relation en l^2 entre le temps de montée et la longueur de câble. Au lieu de cela, un polynôme d'ordre 2 a été trouvé. Cela peut être expliqué par la désadaptation d'impédance entre le câble et le générateur de fonction. En effet l'impédance caractéristique du câble coaxial RG58 n'est pas exactement égale à 50Ω [100], Ce point sera explicité plus en détail dans la partie suivante.

3.4. REFLEXION DU SIGNAL TRANSITOIRE AUX BOUTS DU CABLE

3.4.1. Théorie

La description de la réflexion des signaux transitoires dans une ligne de transmission désadaptée a été rappelée en annexe B.

Si un signal transitoire d'amplitude V_g est appliqué à l'entrée d'un câble chargé en haute-impédance en sortie, avec une source de tension d'impédance Z_g légèrement différente de l'impédance caractéristique du câble Z_0 , alors au lieu de restituer directement la valeur de V_g une fois l'onde arrivée au bout du câble, le montage restitue une valeur intermédiaire V_{LINT} tel que :

$$V_{LINT} = \frac{2V_g}{2 + k_z} \quad (3.4.1)$$

Cette valeur intermédiaire V_{LINT} est restituée le temps que l'onde réfléchie au niveau de la sortie du câble fasse un aller-retour, soit une durée de $2t_d$, avec t_d la durée mise par l'onde pour aller d'un bout à l'autre de la ligne. Cette durée t_d est donnée par l'équation 3 de l'annexe B.

Si l'écart relatif entre Z_c et Z_g est supérieur à 2 %, d'autres réflexions sont visibles. Le signal observé à l'oscilloscope est donc mathématiquement décrit par l'équation suivante, démontrée en annexe :

$$\forall t \in [t_{2n+1}; t_{2n+3}[\quad V_L(t) = V_g \cdot \left(1 - \left(\frac{k_z}{2 + k_z} \right)^{n+1} \right) \quad (3.4.2)$$

Avec $k_z = \frac{Z_g - Z_c}{Z_c}$. n est le nombre de réflexion produite au niveau de l'oscilloscope sans compter la première. Cette équation fonctionne à partir de $t = t_1$, et pour $t \in [t_{2n+1}; t_{2n+3}[$.

Si k_z est négatif, alors au fur à mesure que n augmente, c'est-à-dire au fur et à mesure que les réflexions apparaissent, la tension V_L passe progressivement d'une valeur supérieure à une valeur inférieure à V_g , comme le montre la courbe rouge de la Figure 3-11. On a alors affaire à un ou plusieurs dépassements en fonction du niveau de désadaptation à l'entrée du câble. La valeur du dépassement maximal est V_{LINT} donné par l'équation 3.4.1.

Si k_z est positif, il n'y a pas de dépassement, mais V_L met autant de temps pour atteindre V_g , c'est la courbe bleue de la Figure 3-11. La première valeur atteinte par le signal vu par l'oscilloscope en haute impédance est aussi V_{LINT} , mais la valeur de ce premier palier est inférieure à V_g .

Si k_z est strictement nul, c'est-à-dire si le câble est adapté en entrée, la tension en sortie de câble atteint la valeur de V_g directement, aucune réflexion n'est visible sur le signal.

Si l'écart entre Z_g et Z_c est entre 5 et 20 %, et si le temps de montée est considéré nul, l'allure de la tension observée est présentée en Figure 3-11 :

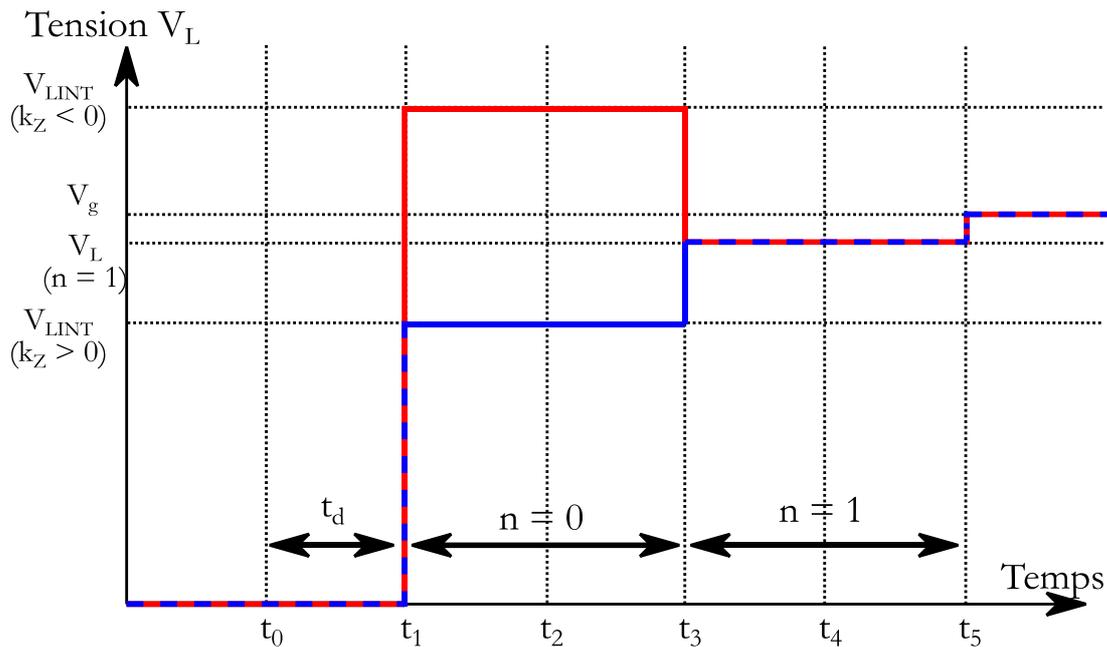


Figure 3-11: Allure de la tension V_L pour $k_z < 0$ (courbe rouge) et $k_z > 0$ (courbe bleue).

Il faut insister sur le fait que la Figure 3-11 représente l'allure d'une tension observée au bout d'une ligne de transmission sans pertes et légèrement désadaptée en entrée, avec un système de mesure de tension réglé en mode haute impédance. Les pertes étudiées dans la partie précédente font que le signal observé au bout de la ligne ne passe pas d'une valeur à une autre instantanément, il n'est pas discontinu comme le signal représenté en Figure 3-11.

Si l'écart entre Z_g et Z_C est entre 5 et 20 %, le régime établi est atteint lorsque la première onde réfléchie au niveau de l'oscilloscope a fait 2 allers-retours dans le câble, soit une durée de $4t_d$ (équation 3.4.2).

Pour les écarts négatifs faibles ($k_z < 5\%$), un seul rebond est visible et la valeur maximale lue à l'oscilloscope est :

$$\frac{V_{LMAX}}{V_g} = 1 - \frac{k_z}{2} \quad (3.4.3)$$

Dans ce cas, la valeur intermédiaire est moitié moindre que l'écart relatif entre l'impédance caractéristique et l'impédance de la source.

A partir de l'équation 3.4.2, il est possible de calculer le niveau des différents paliers de la tension V_L en fonction de la désadaptation d'impédance k_z .

Dans la feuille de données des capteurs PCB 113B/A, l'impédance de sortie des capteurs est garantie inférieure à 100Ω . Dans la feuille de données des câbles coaxiaux RG58, leur impédance caractéristique est garantie à $50 \Omega \pm 3 \Omega$.

La Figure 3-14 précise la valeur relative des trois premiers paliers ($n = 0$ à 2) pour les désadaptations d'impédance potentielles en entrée du câble. La figure de gauche correspond à l'incertitude sur certitude sur Z_g comprise entre 20Ω et 100Ω , alors que celle de droite simule l'incertitude sur Z_c comprise entre 47Ω et 53Ω .

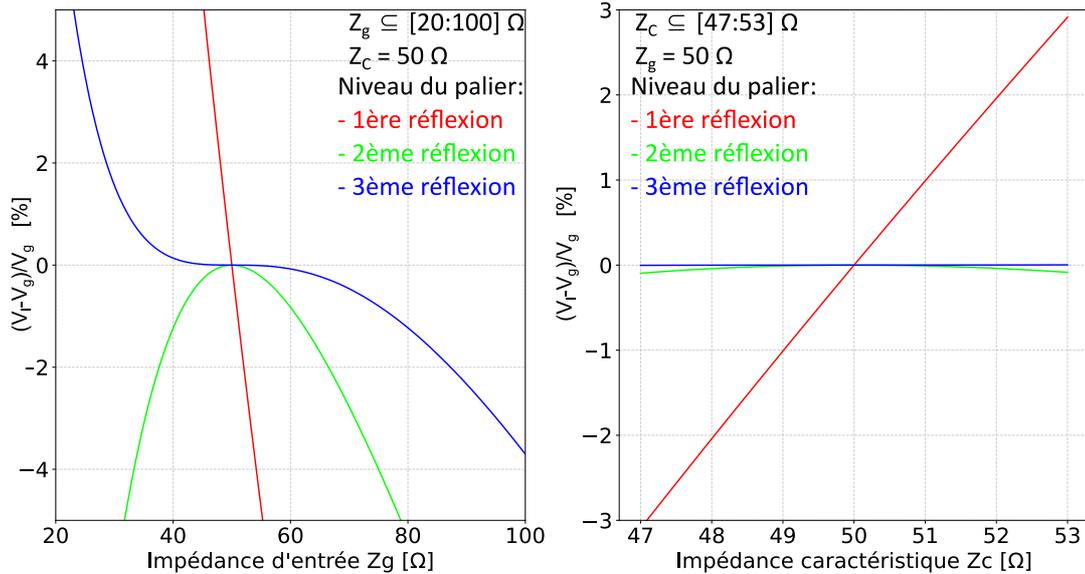


Figure 3-12: Ecart relatif à V_g des différents paliers (équation 3.4.2).

Pour l'étendue de valeurs possibles pour l'impédance de sortie du capteur de pression de type IEPE (graphique de gauche de la Figure 3-12), l'écart entre la tension d'entrée et la tension en bout de ligne est encore supérieur à 4 % après la troisième réflexion (qui correspond à une durée de $4 \cdot t_d$). Il faut attendre la quatrième réflexion (soit $6 \cdot t_d$) pour que l'écart soit inférieur à 1 %.

Pour l'étendue de valeurs possibles pour l'impédance caractéristique Z_c du câble coaxial (graphique de droite de la Figure 3-12), la valeur du palier intermédiaire atteint 3 % de la valeur de consigne après la première réflexion (durée de t_d). Il faut attendre la seconde réflexion (soit $2 \cdot t_d$) pour que l'écart soit inférieur à 1 %.

Pour un câble RG58 de 100 m de long, le temps de trajet de l'onde pour aller d'un bout à l'autre du câble est $t_d = 500 \text{ ns}$. Avec les désadaptations potentielles précédentes, il faut donc attendre respectivement $1 \mu\text{s}$ ($47 \Omega < Z_c < 53 \Omega$) et $3 \mu\text{s}$ ($20 \Omega < Z_g < 100 \Omega$) pour que la différence de tension entre l'entrée et la sortie du câble soit inférieure à 1 %.

3.4.2. Simulations de la transmission d'échelon de Heaviside

Le logiciel de simulation *Advanced Design System* (ADS) de Keysight est utilisé pour étudier la transmission d'un échelon de tension avec un temps de montée négligeable (40 ns) qui symbolise un capteur avec un temps de réponse négligeable. Le modèle du câble coaxial est déjà défini dans le logiciel. Le schéma électrique du circuit simulé est présenté en Figure 3-13. Les caractéristiques du câble coaxial RG58 ont déjà été précisées en partie 3.3.2. Il faut noter que son impédance caractéristique Z_c n'est pas précisément connue. Elle est comprise entre 47Ω et 53Ω [100].

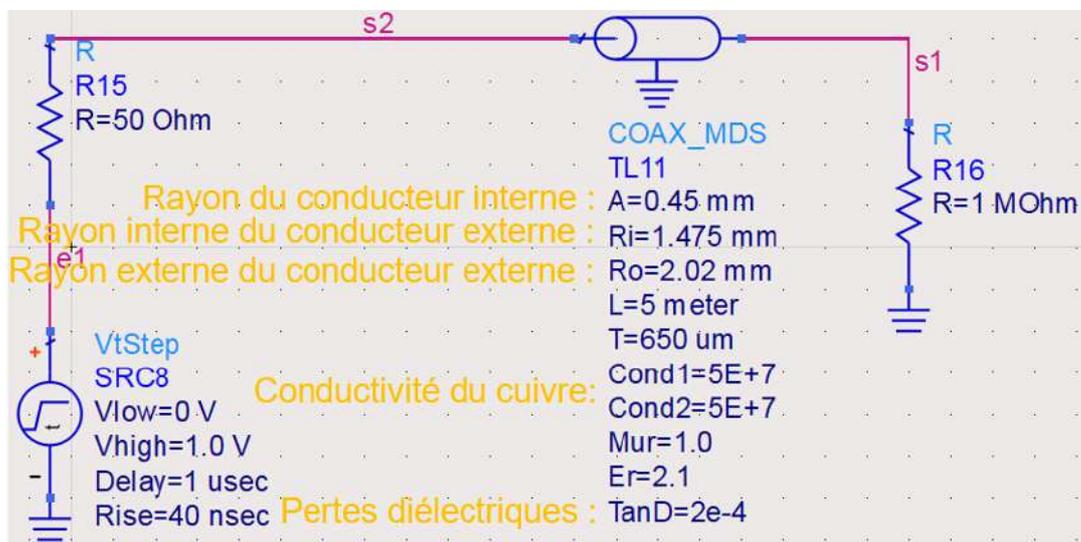


Figure 3-13: Schéma du circuit simulé avec ADS. Les caractéristiques du câble sont explicitées sur la Figure 3-14.

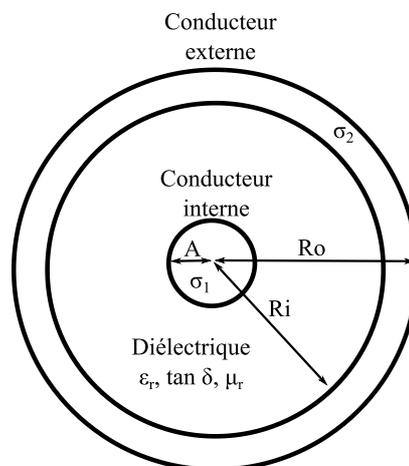


Figure 3-14: Coupe d'un câble coaxial, même dénomination des paramètres physiques du câble que la Figure 3-13

Chapitre 3

Les simulations ont été réalisées pour des longueurs de câble comprises entre 25 m et 200 m et pour 3 valeurs d'impédance de sortie de la source de tension ($Z_g = 47 \Omega$, 50Ω et 53Ω) qui encadrent la valeur de l'impédance caractéristique du câble.

Les résultats sont présentés sur la Figure 3-15.

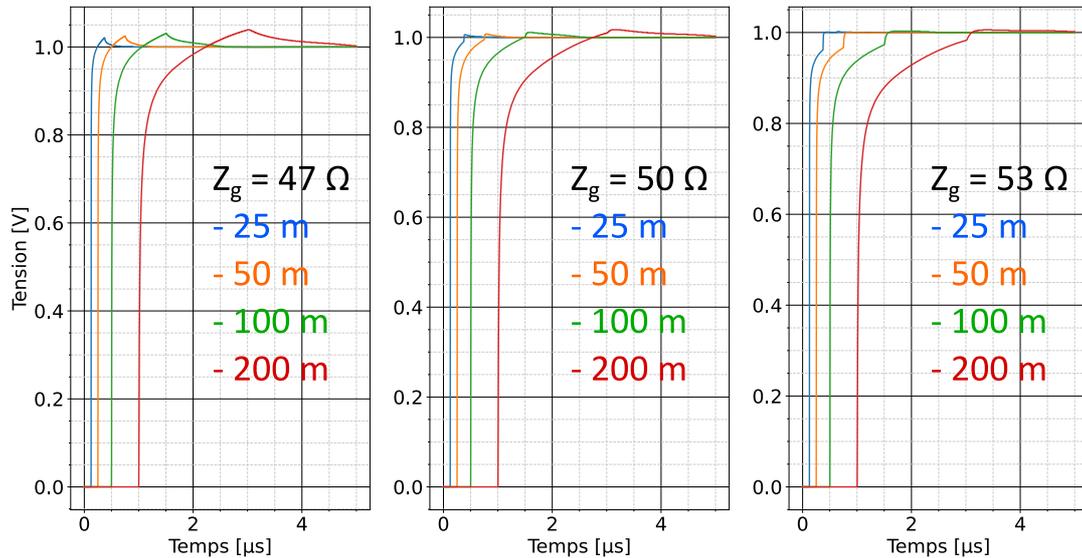


Figure 3-15: Résultat de simulations de la transmission de signaux de Heaviside avec câbles coaxiaux RG58.

Dans tous les cas, le temps de réponse augmente avec la longueur du câble. Suivant le signe ($Z_g - Z_c$) de la désadaptation, on retrouve bien un comportement avec dépassement ($Z_g = 47 \Omega$) ou sans dépassement ($Z_g = 53 \Omega$). Pour $Z_g = 50 \Omega$, on constate bien qu'il existe une désadaptation qui provoque une distorsion, signe que l'impédance caractéristique du câble est bien différente de 50Ω . Pour un câble de 100 m de long, le temps de montée à 90 % est supérieur à 100 ns. Cette valeur est assez proche de celle mesurée dans la partie 3.3 (70 ns). Le temps nécessaire pour que l'écart de tension entre l'entrée et la sortie soit inférieur à 1 % est voisin de $1.5 \mu\text{s}$ pour un câble de 100 m et pour $Z_g = 47 \Omega$. Ce temps est proche de celui calculé par le modèle théorique ($1.5 \mu\text{s}$) dans la partie 3.4.1.

3.5. MESURES DYNAMIQUES DE SURPRESSION AERIENNE

3.5.1. Tube à choc

En laboratoire, il est possible de générer des ondes de chocs de forme bien déterminée, telle qu'un échelon de pression. Il est possible d'étudier la réponse des capteurs de pression à une telle sollicitation. Un moyen classique de laboratoire pour l'étalonnage et la vérification des capteurs de pression en dynamique est le tube à choc. Un schéma de principe est présenté en Figure 3-16.

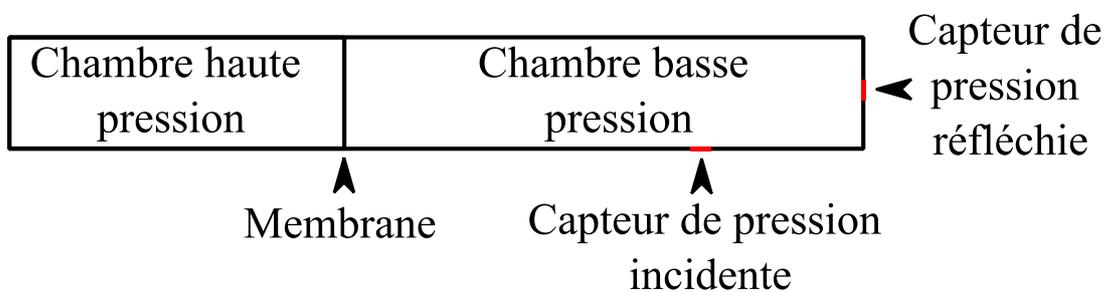


Figure 3-16: Schéma de principe d'un tube à choc à membrane.

Le tube à choc du CEA-Gramat [79] [108] a été utilisé durant cette thèse. Il respecte le schéma de la Figure 3-16. Une membrane en nickel conçue pour rompre à une pression donnée sépare le tube en deux chambres, l'une contenant un gaz comprimé généralement de l'azote et une autre contenant le gaz choqué, généralement l'air ambiant. A la rupture de la membrane, la propagation des différentes ondes créées sont représentées en Figure 3-17 :

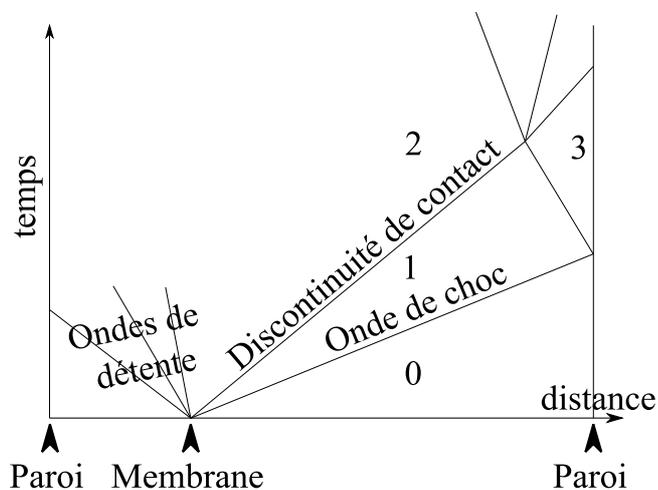


Figure 3-17: Digramme distance-temps de la propagation des ondes dans un tube à choc

Du fait des différences de pression, le gaz comprimé se déplace dans l'enceinte basse pression lorsque la membrane cède, poussant ainsi le gaz à basse pression. L'interface entre les deux gaz est appelée discontinuité de contact. On a vu dans le chapitre 1 avec les équations de Rankine-Hugoniot que le gaz se déplaçant dans le milieu frais crée une onde de choc, et que cette dernière va plus vite. Elle fait passer l'air de l'enceinte basse pression de l'état frais à l'état choqué et elle le met en mouvement. La zone marquée par un 0 sur la Figure 3-17 désigne l'air ambiant avant que l'onde soit arrivée à l'abscisse considérée. La zone 1 désigne l'air ambiant choqué, et la zone 2 désigne l'azote qui pousse le gaz frais. Arrivée au fond du tube, l'onde est réfléchi. Un capteur placé sur cette paroi mesure une pression constante après sa réflexion, dans la zone 3. C'est ce phénomène qui permet d'utiliser un tube à choc pour étalonner dynamiquement un capteur de pression. L'étalonnage est réalisé par la méthode de comparaison, en comparant le signal fourni par un capteur à étalonner lorsqu'il subit l'onde de choc, avec celui donné par le capteur étalon. C'est l'objectif du tube à choc du CEA Gramat. La manipulation est expliquée dans [109].

En première approximation, on peut supposer que lorsque l'onde de choc arrive au fond du tube, un capteur utilisé en réfléchi sur cette paroi subira une variation de pression de type échelon de Heaviside. La durée pendant laquelle la pression reste constante après la première réflexion du choc dépend de sa vitesse et de la longueur du tube. Le temps de montée mis par la pression pour passer de la pression ambiante à la pression de l'air choqué, dépend de l'intensité du choc. Plus la pression du gaz comprimé est forte à la rupture de la membrane, plus le choc se déplace vite, et plus son épaisseur diminue, ce qui fait que le temps de montée diminue [109]. Il est inférieur à la ns pour des chocs supérieurs à 10 bar. Un signal de type échelon de temps de montée t_m de 1 ns a une bande passante de 350 MHz au moins, selon l'équation 1.3.1, avec $k_{tm} = 0,35$. Par conséquent, on peut étudier le spectre de la fonction de transfert d'un capteur de pression jusqu'à des dizaines de MHz au moins, en théorie.

En supposant que cette fonction de transfert ne change pas d'un essai à l'autre, on peut améliorer les mesures temporelles de pression statique par le processus suivant :

- La première étape consiste à déterminer la fonction de transfert de la chaîne de mesure (capteur + amplificateur + câble si possible) qui sera utilisé sur dalle d'expérimentation avec explosif ;
- Ensuite, l'essai de détonique est réalisé et un signal de pression suivant la loi de Friedlander (modifiée ou non) est obtenu si c'est un essai en champ libre ;
- La déconvolution dans le domaine fréquentiel est ensuite réalisée. Le signal expérimental est corrigé des erreurs de la chaîne de mesure identifiées via sa fonction de transfert. Pour cela, la transformée de Fourier du signal de pression est divisée par la fonction de transfert précédemment déterminée.
- L'opération est ensuite complétée par l'application d'une transformée de Fourier inverse pour récupérer le signal temporel expérimental corrigé.

Cette manipulation est réalisée dans [77] [79] [73].

3.5.2. Capteur Muller M-60D

Le tube à choc a été utilisé pour tester un capteur du commerce et présentant un temps de montée de 60 ns pour une utilisation en mesure de pression réfléchie, le capteur Muller M-60D [58]. L'élément sensible est constitué de PVDF, son conditionneur utilise un amplificateur de charge, sa sortie est donc inversée car comme expliqué précédemment, les conditionneurs des capteurs de pression utilisant un amplificateur de charges ont leur sortie inversée du fait de leur circuit électronique. Ce capteur peut être utilisé pour mesurer des fronts de pression inférieurs à 10 bar.

3.5.3. Utilisation de ce capteur pour tester l'acheminement filaire

L'objectif de l'expérimentation décrite dans cette partie est de présenter des fronts de pressions identiques au capteur avec le tube à choc, et de transmettre leur réponse avec des longueurs de câble de plus en plus longues pour observer leur impact sur le signal. Le capteur Müller est choisi car il présente un temps de montée de 60 ns, ce qui ne peut pas être transmis avec une longueur de câble supérieure à 100 m selon la Figure 3-10. L'objectif de cette expérimentation était de le montrer,

mais elle est compliquée par la réponse du capteur, qui varie au fil des essais., comme le montre la Figure 3-18.

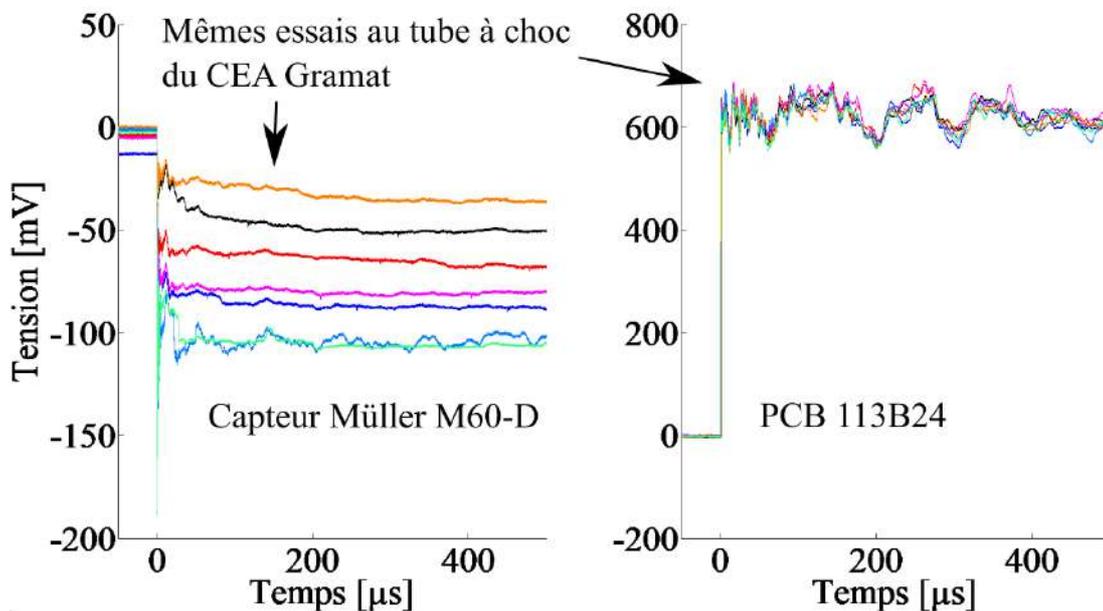


Figure 3-18: Comparaison capteur Müller M60-D et PCB 113B24 en réfléchi.

Le front de pression appliqué est quasiment identique comme le montre le graphique de droite en Figure 3-18, qui est un graphique représentant la sortie d'un autre capteur de pression utilisé dans des conditions identiques lors des mêmes essais. Les réponses du capteur PCB sont similaires lors de chaque essai alors que les réponses du capteur Müller ne sont jamais les mêmes.

3.5.4. Génération des signaux de pression rapides avec un générateur de fonctions

Pour pallier à ce problème de non reproductibilité, les réponses du capteur Müller ont été numérisées lors de plusieurs tests à l'aide d'un montage filaire avec un câble court, de longueur 5 m. Ces signaux ont ensuite pu être reproduits avec le générateur de fonctions Tektronix AFG3022B de manière constante autant de fois que nécessaire. La Figure 3-19 montre le résultat de la transmission filaire d'un de ces signaux avec des câbles RG58 de différentes longueurs, chargés en sortie par un oscilloscope en haute impédance.

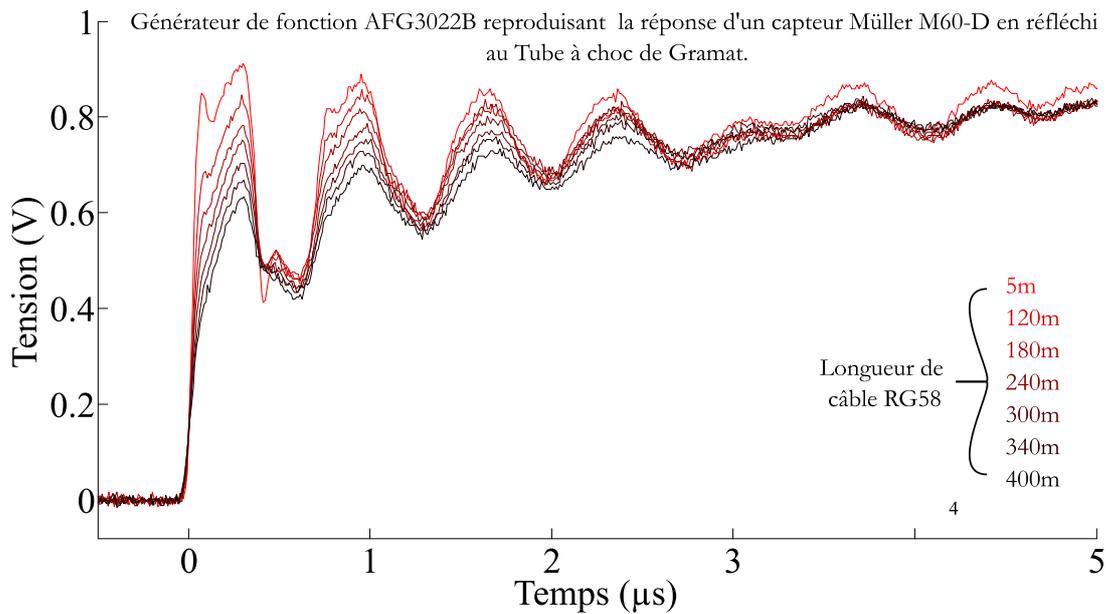


Figure 3-19: Acheminement avec plusieurs longueurs de câbles RG58 d'un signal de pression rapide reproduit avec un générateur de fonction.

On observe des modifications plus ou moins importantes suivant la longueur de câble. Les signaux sont surtout modifiés au niveau de l'amplitude des oscillations sur un intervalle court ($< 3 \mu\text{s}$) après le front de pression.

3.5.5. Désadaptation d'impédance et oscillations

La fréquence de résonance du capteur n'est pas spécifiée dans ses caractéristiques constructeur, ce qui soulève un doute sur la nature des oscillations obtenues, visibles sur la Figure 3-18. Ces oscillations peuvent aussi être obtenues si l'impédance de sortie de l'amplificateur de charge n'est pas égale à l'impédance caractéristique du câble coaxial, comme le montre la Figure 3-21.

Lors de l'utilisation d'un capteur PCB, ou d'un capteur Muller, on ne peut pas donner de valeur pour l'impédance de sortie du conditionneur, elle n'est en tout cas pas donnée dans la feuille de données techniques du composant. Le montage présenté dans le guide de conditionnement des capteurs PCB [45], et représenté dans le manuscrit en Figure 3-2 montre bien que l'impédance à l'entrée du câble est fixée par la résistance du transistor, qui n'est certainement pas égale à l'impédance caractéristique du câble coaxial. Par contre, aucune des deux fiches techniques ne spécifient l'impédance de sortie de leur conditionneur, qui devrait être égale à l'impédance caractéristique du câble coaxial.

Des oscillations de mêmes formes peuvent aussi être obtenues sur la réponse indiciaire d'un montage constitué d'un câble d'une certaine longueur, chargé par

une impédance élevée en sortie, à l'entrée duquel le signal est appliqué avec une source d'impédance bien inférieure à l'impédance caractéristique du câble.

C'est ce que l'on montre avec la simulation d'un montage, présenté en Figure 3-20, où une ligne coaxiale de 30 m est chargée en entrée par une impédance de 10 Ω et par une charge de 1 M Ω en sortie. Le résultat de la transmission d'un échelon de tension par ce montage est comparé à une mesure de pression réfléchie avec le capteur Müller M60-D.

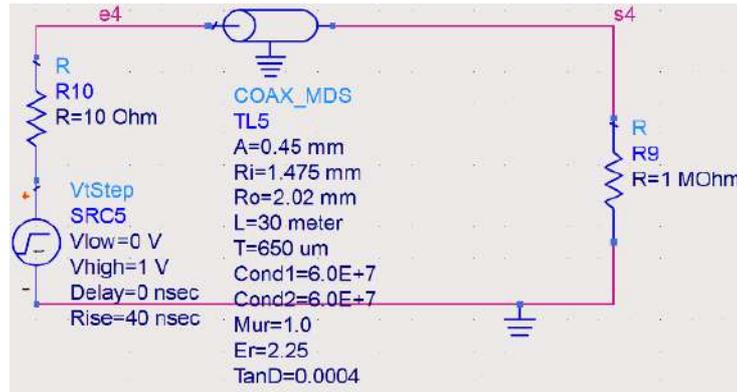


Figure 3-20: Circuit utilisé pour la simulation de la Figure 32.

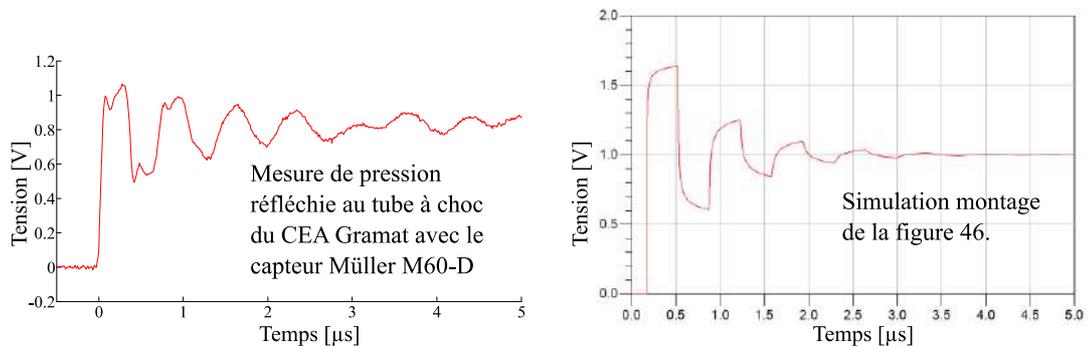


Figure 3-21: Oscillations obtenues lors d'une mesure de pression réfléchie, et lors d'une simulation de câble RG58 désadapté en entrée.

Des oscillations similaires à celles observées sur la réponse indicielle du capteur Müller M60-D peuvent être obtenues lors de la transmission d'un échelon avec un câble désadapté en entrée en simulation.

3.6. ESSAIS DE DETONIQUE OU LES LONGUEURS DE CÂBLE PEUVENT POSER PROBLEME

Plus les essais sont à échelle réduite, et plus la bande passante des signaux à transmettre est élevée (Voir chapitre 2, Figure 2-8). Toutefois, dans ce cas, la longueur de câble diminue car la distance de protection est moins élevée. Pour les essais à très petite échelle en champ libre (masse équivalente de TNT $m_{TNT} < 100$ g), les longueurs de câble peuvent être de l'ordre de quelques mètres, et la plupart des limitations étudiées dans les parties précédentes ne posent pas problème. Dans ce cas, des câbles RF sont utilisables, leur impédance caractéristique est mieux contrôlée et ils ne limitent pas la bande passante du système de mesure.

Pour des essais à très grande échelle (masse équivalente de TNT $m_{TNT} > 1$ t), si les capteurs sont placés en champ lointain, les abaques en Figure 2-8 montrent que la bande passante suffisante, pour obtenir ΔP_{MAX} par une lecture directe de l'acquisition, est plus réduite. La bande passante des câbles serait donc suffisante dans ce cas (problèmes de couplage électromagnétique mis à part).

Toutefois, il existe un domaine où les câbles peuvent limiter la bande passante des signaux, dans l'hypothèse où un capteur restituant les variations ultra-rapides de pression est utilisé.

Afin de savoir si une longueur de câble l donnée limite la rapidité du système de mesure au point d'empêcher la lecture directe de la surpression crête ΔP_{MAX} sur l'acquisition à moins de 1 % d'écart relatif avec sa valeur théorique, on va comparer son temps de réponse avec la durée $\Delta t_{d1\%}$ pour laquelle la surpression a diminué de 1 % par rapport à sa valeur maximale atteinte à l'arrivée de l'onde de souffle.

Lorsqu'un signal de Friedlander est appliqué à l'entrée d'un filtre passe-bas, le système donne correctement la valeur de son entrée après une durée $t_{r1} = 2/f_c$ au plus après l'application du front (le passage de la surpression de 0 bar à ΔP_{MAX}). Cela a été justifié en partie 2.4.2.

La fréquence de coupure haute f_c du montage filaire en fonction de la longueur de câble coaxial RG58 a été déterminée en partie 3.3.

On peut donc obtenir le temps de réponse t_{r1} maximum d'une longueur de câble donnée, lorsqu'un signal de Friedlander est appliqué. Ce temps de réponse t_{r1} est comparé à la durée $\Delta t_{d1\%}$ mise par la surpression pour décroître de 1% par rapport à sa valeur maximale. Ce temps de réponse t_{r1} , obtenu en combinant les

relations 3.3.10 et 2.4.1, n'est valable que dans le cas où la ligne est parfaitement adaptée à au moins une de ces deux extrémités.

Il y a aussi le cas du câble coaxial chargé en sortie par un oscilloscope en haute impédance est désadapté en entrée. Dans ce cas, le temps de réponse à 1 % est allongé dans le cas d'un signal de type échelon. Il faut dans ce cas attendre un aller-retour de l'onde réfléchie dans le câble afin que la tension lue par l'oscilloscope soit représentative du mesurande. Si ce cas de figure se présente, on considère que le temps de réponse t_{r2} de la ligne est au moins tel que $t_{r2} = 2 t_d$, avec t_d la durée d'un aller-retour dans le câble, donnée par l'équation 3.4.2.

Puisque t_{r1} est proportionnel à la longueur de la ligne au carré, et que t_{r2} est proportionnel à la longueur de la ligne, il y a une valeur de longueur pour laquelle t_{r1} devient supérieur à t_{r2} . Physiquement, cela peut être expliqué par le fait que les perturbations dues aux réflexions sont terminées alors que le signal n'a toujours pas fini de réagir au transitoire du fait de la bande passante dégradée par la longueur de la ligne. Pour choisir un temps de réponse en fonction du cas de figure, si la ligne est adaptée en impédance en entrée, alors il faudra choisir t_{r1} . Si la ligne est désadaptée en entrée, il faudra choisir la plus grande des valeurs entre t_{r1} et t_{r2} .

Dans le cas où $k_Z < 0$, le dépassement engendré peut faire que l'acquisition atteigne une valeur environ égale à ΔP_{MAX} à ± 1 % près. Toutefois, cela ne fonctionne que pour certaines valeurs de désadaptation. Si l'écart entre l'impédance d'entrée et l'impédance caractéristique du câble est trop important, le maximum de l'acquisition peut être affecté d'une erreur plus grande.

Comme le montre les simulations en Figure 3-15, ce n'est pas parce que les réflexions ont fait un aller-retour dans le câble que l'on peut forcément considérer que le système a répondu. Du fait de la bande passante dégradée, les signaux ne varient pas instantanément, et un certain temps est nécessaire en plus de t_{r2} pour que les perturbations dues aux réflexions ne soient plus visibles. Dans la suite, la valeur de t_{r2} sera utilisée comme temps de réponse minimal pour un câble désadapté en entrée.

Dans les deux parties suivantes, ces deux temps de réponse t_{r1} et t_{r2} sont comparés à la durée $\Delta t_{d1\%}$, premièrement dans le cas où l'explosif a une masse équivalente de TNT m_{TNT} entre 100 g et 10 kg, et dans un second temps lorsque l'explosif a une masse équivalente de TNT m_{TNT} entre 100 kg et 10 t.

3.6.1. Explosif de masse de TNT équivalente m_{TNT} entre 100 g et 100 kg

La comparaison de la durée $\Delta t_{d1\%}$, qui est la durée mise par le signal de Friedlander que suit l'onde de souffle pour diminuer de 1% de ΔP_{MAX} , est comparée aux temps de réponse définis précédemment. La comparaison est présentée en Figure 3-22.

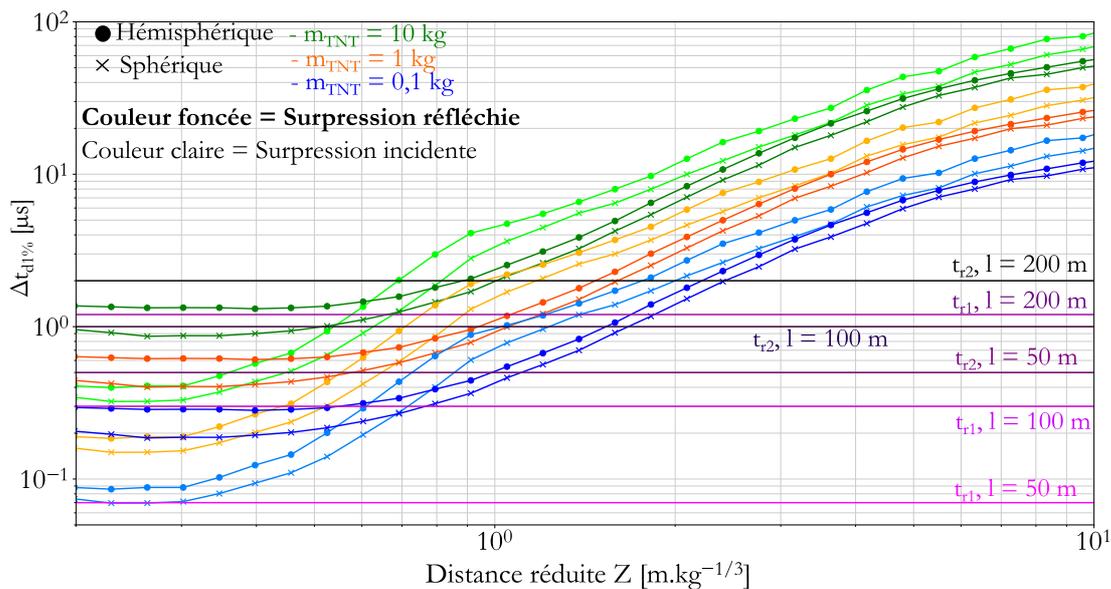


Figure 3-22: Comparaison $\Delta t_{d1\%}$ avec t_{r1} et t_{r2} , lorsque $m_{TNT} < 10$ kg.

Selon la Figure 3-22, pour les distances réduites $Z > 2 \text{ m/kg}^{1/3}$, si la longueur de câble RG58 est inférieure à 200 m, alors il est peu probable que l'acheminement empêche la détermination de la surpression crête en prenant directement la valeur maximale de l'acquisition, pour des ondes de souffle produites par des charges de masse équivalente de TNT supérieure à 100 g.

Pour des distances réduites $Z < 0,7 \text{ m/kg}^{1/3}$, si la longueur de câble RG58 $l > 200$ m, alors il est fort probable que l'acheminement empêche la détermination de la surpression crête, à moins de 1% d'écart avec sa valeur théorique, en prenant directement la valeur maximale de l'acquisition, lorsque $m_{TNT} < 10$ kg.

Il est peu probable que l'acheminement constitué d'une longueur de câble RG58 $l < 50$ m adaptée en entrée empêche la détermination de la surpression crête, à moins de 1% d'écart avec sa valeur théorique, en prenant directement la valeur maximale de l'acquisition, lorsque $m_{TNT} > 100$ g.

3.6.2. Explosif de masse de TNT équivalente m_{TNT} supérieure à 100 kg

Selon la Figure 3-23, pour les distances réduites $Z > 1,5 \text{ m/kg}^{1/3}$, si la longueur de câble RG58 est inférieure à 500 m, alors il est peu probable que l'acheminement empêche la détermination de la surpression crête en prenant directement la valeur maximale de l'acquisition, pour des ondes de souffle produites par des charges de masses équivalentes de TNT supérieures à 100 kg.

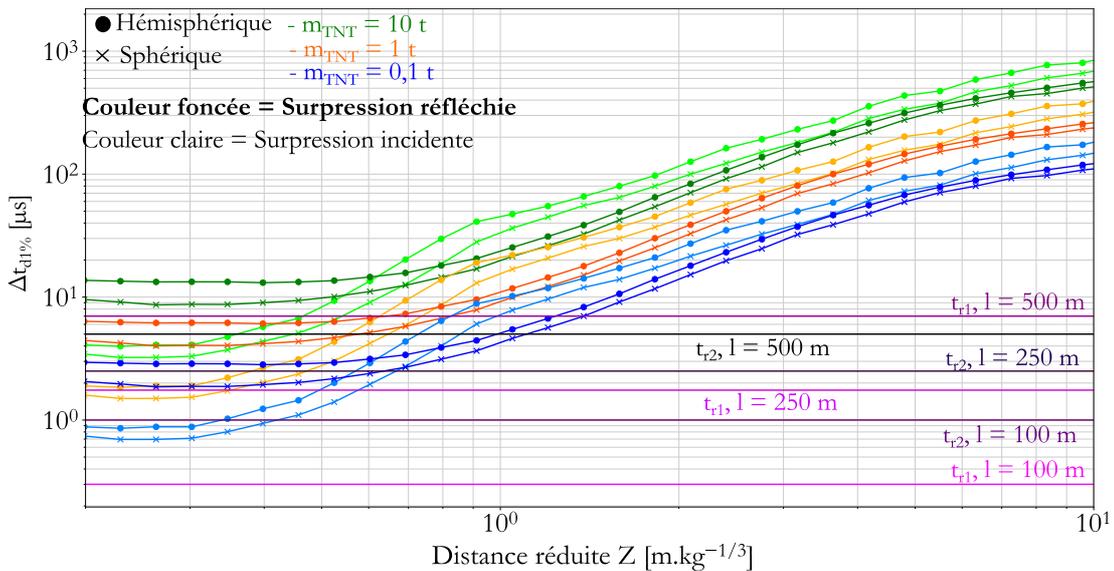


Figure 3-23: Comparaison $\Delta t_{d1\%}$ avec t_{r1} et t_{r2} , lorsque $m_{TNT} > 100 \text{ kg}$.

Pour des distances réduites $Z < 0,6 \text{ m/kg}^{1/3}$, si la longueur de câble RG58 $l > 500 \text{ m}$, alors il est fort probable que l'acheminement empêche la détermination de la surpression crête, à moins de 1% d'écart avec sa valeur théorique, en prenant directement la valeur maximale de l'acquisition, lorsque $m_{TNT} < 10 \text{ t}$.

Si la longueur de câble RG58 $l < 100 \text{ m}$, alors il est peu probable que l'acheminement empêche la détermination de la surpression crête, à moins de 1% d'écart avec sa valeur théorique, en prenant directement la valeur maximale de l'acquisition, lorsque $m_{TNT} > 100 \text{ kg}$.

3.6.3. Vérifications de ces prédictions avec un câble RG58 de 100 m

Selon la Figure 3-22, si le signal issu d'un capteur de pression parfait était transmis avec un câble de 100 m, pour certains essais de détonique, l'acheminement empêcherait la détermination de la surpression crête à moins de 1 % près par une lecture directe. En tout cas, pour certains essais, le temps $\Delta t_{d1\%}$ mis par la surpression pour diminuer de 1 % de ΔP_{MAX} est inférieur au temps de réponse définis. La définition choisie pour le temps de réponse est deux fois l'inverse de la fréquence de coupure si le câble est adapté, ou bien la durée d'un aller-retour dans le câble coaxial s'il est légèrement désadapté en entrée.

L'objectif de cette partie est de le vérifier en générant des signaux de Friedlander parfaits avec un générateur de fonctions, puis en les appliquant à l'entrée d'un câble RG58 de 100 m de long. L'impédance de la source de tension en entrée est de 50 Ω . L'impédance caractéristique du câble est d'environ 50 Ω . L'impédance en sortie du câble est celle de l'oscilloscope Lecroy 813-Zi réglé en mode 1 M Ω . Le montage est le même que celui présenté en Figure 3-7.

Les paramètres d'onde de souffle choisis sont ceux donnés par les abaques de Kingery et Bulmash, en Figure 1-4. Plusieurs cas sont traités, ils sont répertoriés dans le Tableau 4.

	Signal 1	Signal 2
m_{TNT} [kg]	1	1
Z [m/kg ^{1/3}]	1	0,3
α	15	10
t_+ [μ s]	2000	200
$\Delta t_{d1\%}$ [μ s]	1,3	0,18
$B_{OPT1\%}$ [MHz]	2	10

Tableau 4 Paramètres des signaux de Friedlander transmis avec le montage filaire

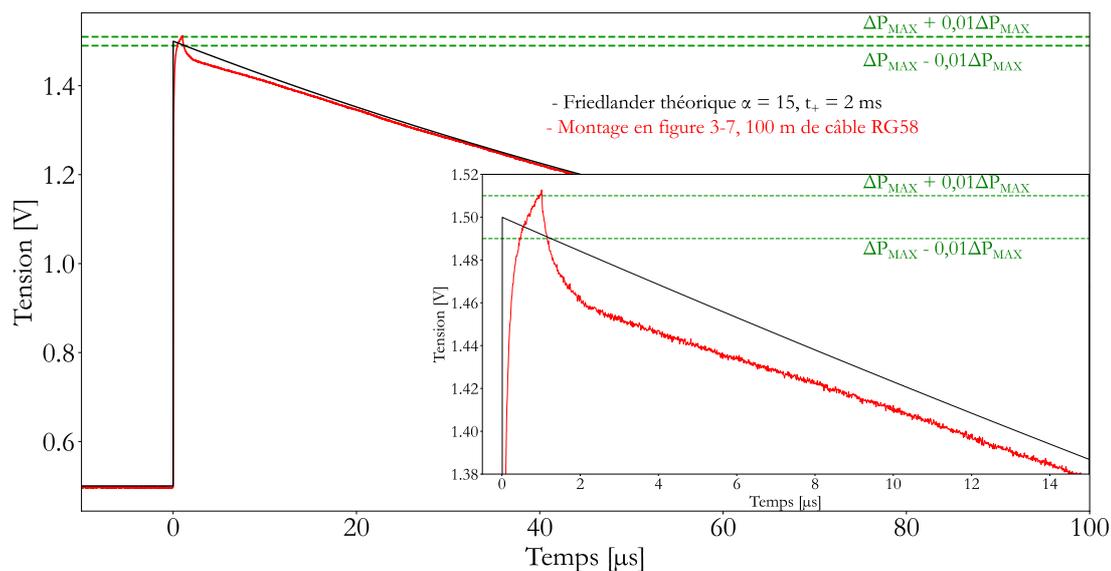


Figure 3-24 : Signal 1 du Tableau 4. Comparaison signal programmé dans le générateur de fonction et la sortie d'un câble RG58 de 100 m.

Sur le graphique en Figure 3-24 représentant la transmission du signal 1 avec 100 m de câble coaxial, on peut remarquer que le la loi théorique de Friedlander a déjà diminué de 1 % que le signal mesuré par l'oscilloscope n'est toujours pas représentatif de la tension appliquée à son entrée. De plus, la valeur maximale lue par l'oscilloscope est affectée d'une erreur supérieure à 1 % de ΔP_{MAX} du fait de la désadaptation à l'entrée du câble. Ce signal n°1 a été construit avec des paramètres d'onde de souffle obtenus à partir du modèle Kingery et Bulmash, spécifiés dans le Tableau 4. La masse équivalente d'explosif TNT et la distance réduite Z correspondent aux essais du CEA Gramat.

Comme la Figure 3-22 l'avait montré, pour un signal de Friedlander avec de tels paramètres d'onde de souffle, la durée $\Delta t_{d1\%}$ est quasiment égale à la durée $t_{r2} = 2t_d$. En observant la Figure 3-24, on peut se demander si cette durée peut être prise t_{r2} comme le temps de réponse.

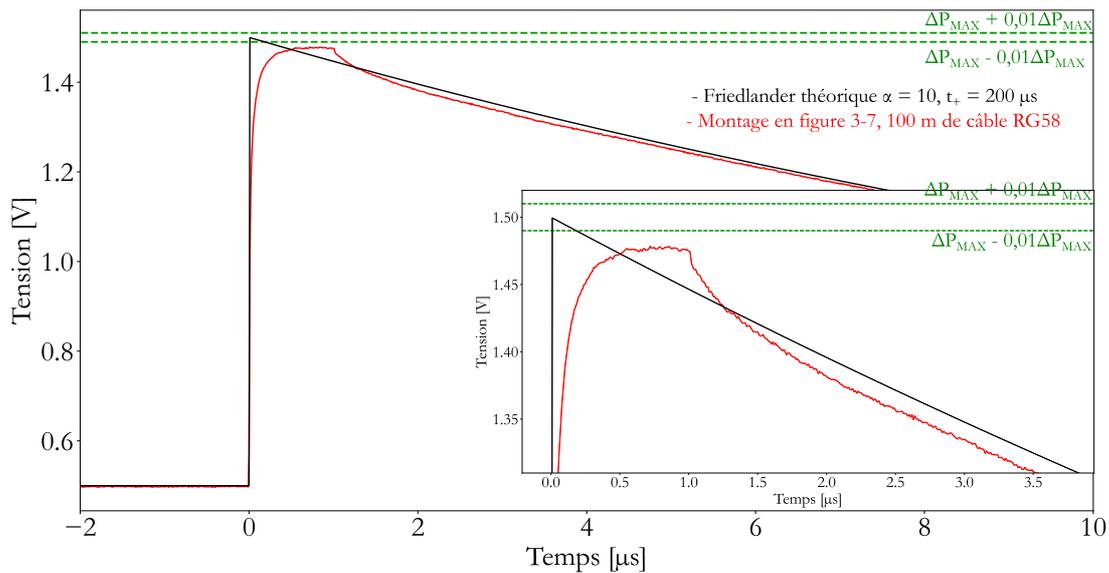


Figure 3-25: Signal 2 du Tableau 4. Comparaison signal programmé dans le générateur de fonction et la sortie d'un câble RG58 de 100 m.

Sur les résultats de transmission en Figure 3-25, on peut voir que le montage ne permet pas de restituer le signal en entrée du câble, qui suit la loi de Friedlander, avant que ce dernier ait déjà diminué de 1 % de la valeur maximale. Cela conforte donc la Figure 3-22 qui le prédisait.

3.7. CONCLUSION

Peu importe l'architecture du capteur, une expérimentation de détonique en champ libre constitue une manipulation dangereuse de laquelle il faut être protégé. La meilleure protection face à une onde de souffle est la distance à la source. Par conséquent, le signal en sortie du capteur sondant l'onde de souffle doit souvent être acheminé en lieu sûr à grande distance de l'environnement extrême. Ces signaux que l'on se donne pour objectif de transmettre sont transitoires et ultrarapides du fait de la nature du choc. Ils sont analogiques aussi, car un système complexe numérisant le signal aux alentours de l'environnement extrême n'est pas souhaité.

Les longs câbles coaxiaux utilisés pour transmettre de tels signaux peuvent augmenter les erreurs sur la mesure du pic de surpression. L'objectif de ce chapitre a donc été de préciser à partir de quelle longueur ces câbles pouvaient dégrader la mesure.

Dans un premier temps, il a été démontré que la bande passante maximale d'un câble parfaitement adapté en entrée et en sortie est inversement proportionnelle à sa longueur au carré. Cette bande passante est donc limitée à 30

MHz pour un câble de 50 m, alors que des longueurs de câbles allant jusqu'à des centaines de mètres sont parfois utilisées [5].

Dans un second temps, il a été rappelé que les signaux transitoires sont réfléchis lorsqu'ils rencontrent une désadaptation d'impédance dans la ligne de transmission qui les achemine. Lorsqu'un signal échelon est appliqué à l'entrée du câble, le signal en sortie sera représentatif du signal d'entrée au bout d'un certain nombre d'aller-retour de l'onde électromagnétique dans le câble. Ce temps de réponse augmente avec la valeur de désadaptation en entrée et en sortie du câble et est proportionnel à la longueur du câble. Plus l'erreur souhaitée entre le signal en entrée et en sortie de câble sera faible, plus le nombre d'aller-retour nécessaire sera important.

Dans le cas du standard IEPE utilisé classiquement pour les capteurs piézoélectriques, la ligne est chargée par une haute impédance en sortie afin de permettre l'alimentation du capteur avec le même câble que celui utilisé pour acheminer le signal utile. Par ailleurs l'impédance de sortie du capteur dépend du courant d'alimentation et sa valeur n'est pas connue précisément.

Pour les câbles RG58 classiquement utilisés dans les expérimentations de détonique, l'impédance caractéristique de 50Ω est spécifiée avec une incertitude de $\pm 6 \%$.

Le modèle développé a été utilisé pour estimer le temps de réponse d'un câble chargé par une résistance de $1 M\Omega$ en sortie et pour différentes configurations de désadaptation en entrée du câble. Ce temps de réponse a été calculé pour un écart inférieur à 1% entre le signal en sortie et en entrée de câble. En prenant en compte l'incertitude sur la valeur de l'impédance caractéristique Z_c du câble ($47 \Omega < Z_c < 53 \Omega$), il faut attendre à minima que le signal fasse un aller-retour le long du câble. Concernant l'incertitude sur l'impédance de sortie Z_g du capteur ($20 \Omega < Z_g < 100 \Omega$), cela augmente le temps de réponse d'un facteur 3 par rapport au cas précédent.

Ce modèle a ensuite été utilisé pour estimer l'impact du câble sur la détermination de la surpression maximale ΔP_{MAX} lors d'expérimentations de détonique en champ libre. Pour cela le temps de réponse du câble à 1% a été comparé au temps nécessaire pour que le signal Friedlander diminue de 1% .

L'étude a été réalisée pour des distances réduites Z comprises entre $0.1 \text{ m/kg}^{1/3}$ et $10 \text{ m/kg}^{1/3}$ et pour des masses de TNT comprises entre 100 g et

10 t. L'analyse a porté sur des ondes de souffle à symétrie sphérique et hémisphérique et pour des pressions incidentes et réfléchies.

En considérant le cas idéal d'un câble adapté en impédance en entrée, on peut conclure qu'un câble de longueur inférieure à 50 m n'introduit pas d'erreur supérieure à 1 % sur la mesure directe de ΔP_{MAX} quelle que soit la valeur de la distance réduite Z , à partir du moment où la masse de TNT est supérieure à 100 g. Les cas les plus critiques concernent les faibles distances réduites Z et les faibles masses. Pour $Z < 0.5 \text{ m/kg}^{1/3}$ et pour une masse de TNT de 100 g, la longueur maximale de câble est inférieure à 20 m.

La bande passante de l'acheminement doit être dimensionnée en considérant le spectre des signaux à transmettre. Les nouveaux capteurs de pression développés par le LICUR disposeraient d'une fréquence de résonance de 30 MHz. La bande passante de l'acheminement doit donc être supérieure afin de garantir l'intégrité du signal. Une transmission par câble coaxial est dans ce cas possible, mais la longueur doit être limitée à 50 m, et le câble doit être parfaitement adapté en entrée. Ces deux conditions ne sont pas toujours réunies.

Cela justifie la conception d'une nouvelle technique d'acheminement, garantissant une bande passante de transmission indépendante de la distance de protection imposée par l'échelle de l'essai de détonique. La conception d'un tel système est présentée dans le chapitre suivant.

**4. CONCEPTION D'UN SYSTEME
SANS FIL POUR LA
TRANSMISSION DE SIGNAUX DE
SURPRESSION AERIENNE EN
DETONIQUE**

4.1. INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la conception d'un nouveau système de transmission, un système sans fil, capable d'acheminer des signaux de bande passante supérieure à 30 MHz sur des distances pouvant atteindre quelques centaines de mètres. Le chapitre 3 a en effet montré que les câbles RG58 classiquement utilisés dans les expérimentations de détonique pouvaient limiter la bande passante du système dans différentes configurations.

Le fonctionnement du système sans fil développé sera tout d'abord présenté, tout en soulignant les améliorations apportées depuis la thèse de J. Fourmann [79] [110] [111] [112]. Les améliorations apportées au système sans fil depuis ont été publiées dans ces références [113] [114].

Dans ce chapitre, après cette introduction résumant l'état de l'art de la mesure de suppression aérienne sans fil et les objectifs du projet, on continue avec une partie expliquant rapidement le fonctionnement global du système sans fil, qui est conçu de manière à avoir l'architecture la plus simple possible, afin de résister à l'environnement extrême. Si plus de précisions sont nécessaires sur le fonctionnement, on peut se référer aux travaux de J. Fourmann.

Ensuite, une partie de ce chapitre se concentre sur le calibrage du système sans fil. C'est dans cette partie que l'on apprend comment à partir d'une mesure de fréquence instantanée obtenue en réception après démodulation, on arrive à retrouver une estimation correcte de la tension analogique appliquée à l'entrée de l'émetteur.

Enfin, une quatrième partie est consacrée à la possibilité de transmettre plusieurs voies simultanément avec plusieurs systèmes sans fil.

4.1.1. Objectifs du nouveau système de transmission sans fil proposé

Les objectifs du système sans fil ont déjà bien été définis pendant la thèse de J. Fourmann :

- Fréquence de coupure haute du signal analogique à transmettre supérieure à 100 MHz ;

- Temps de montée de l'ordre de quelques nanosecondes ;
- Distance de transmission supérieure à 100 m ;
- Puissance isotrope rayonnée équivalente (PIRE) inférieure à 10 dBm ;
- Encombrement spatial du système de mesure le plus réduit possible afin de ne pas perturber l'onde de souffle ;
- Etendue temporelle limitée à 2 ms.

Durant sa thèse, J. Fourmann a montré que ces objectifs étaient atteignables avec le nouveau système sans fil proposé. De nouvelles spécifications ont été rajoutées depuis :

- Possibilité d'étendre le système à une dizaine de capteurs. Objectif décrit en partie 4.4 ;
- Utilisation du système sans fil en champs proche ($Z < 1 \text{ m/kg}^{1/3}$). Objectif décrit en partie 5.4.5 ;
- La meilleure exactitude de mesure possible. Objectif décrit en partie 1.3.2.3.

Le système sans fil que l'on présente dans cette thèse n'a pas du tout les mêmes objectifs que les autres systèmes sans fil de l'état de l'art. Ce dernier est rappelé dans la partie suivante.

4.1.2. Etat de l'art

La seule étude publiée à l'heure actuelle (12/2020), s'attachant à améliorer l'acheminement du signal lors d'une mesure de pression aux alentours d'un explosif initié, en remplaçant la liaison filaire par un système sans fil est apparue en 2019 [90]. Dans cette référence, le signal de pression en sortie du conditionneur est d'abord numérisé par le système à proximité de l'explosif, puis des données numériques sont acheminées par un système de télécommunication utilisant la technologie bien connue LoRaWAN (*Long Range, Wide Area Network*). Les points forts de leur système sont :

- capacité de transmettre beaucoup de voies simultanément ;
- grande portée ;
- peu d'énergie consommée.

Par contre de nombreux points faibles existent :

- complexité de la conception de l'émetteur du fait de la transmission de données numériques. L'architecture repose en effet sur l'utilisation d'un

- convertisseur analogique-numérique et d'un FPGA, ce qui est difficilement intégrable avec un capteur dans un système miniature ;
- faible bande passante des signaux transmis. Celle-ci n'est d'ailleurs pas précisée dans leur étude, mais la bande passante de transmission est clairement le point faible de la technologie LoRaWAN. La fréquence d'échantillonnage pour leurs essais est de 1 MS/s, ce qui donne une bande passante de 500 kHz au maximum ;
 - faible fréquence de la porteuse radiofréquence (RF), ce qui peut être problématique si l'émetteur est dans la boule de feu. Aucune vérification du fonctionnement pour des capteurs proches de l'environnement extrême n'a d'ailleurs été effectuée ;
 - le résultat de leur transmission est comparé avec différents modèles empiriques, déjà connus pour être peu fiables [37], alors que les abaques les plus utilisées par les ingénieurs en détonique viennent plutôt de ce modèle [33]. Les écarts obtenus entre les modèles empiriques qu'ils prennent en compte arbitrairement et leur transmission allant jusqu'à 75% masquent les écarts de quelques % obtenus entre la liaison filaire et leur liaison sans fil. Ces derniers écarts ne sont pas expliqués dans l'étude.

4.2. DESCRIPTION DU FONCTIONNEMENT DU SYSTEME SANS FIL

4.2.1. Description globale

4.2.1.1. Transmission sans fil

La plupart des systèmes de communications sans fil ont une architecture respectant le schéma en Figure 4-1. C'est aussi le cas du système de communication que l'on présente dans cette thèse.

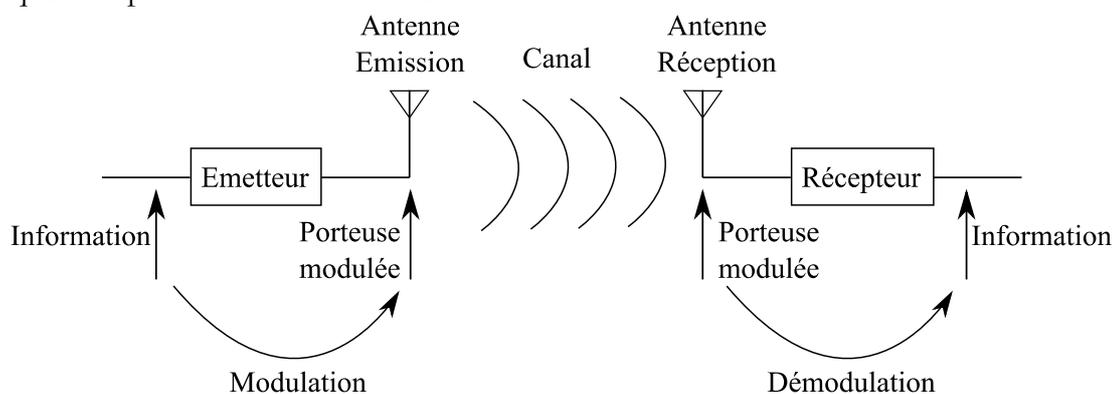


Figure 4-1: Système de transmission sans fil.

L'objectif est de transmettre une information portée par une onde électromagnétique. Elle voyagera à la vitesse de la lumière dans le milieu dans lequel elle se propage. Dans notre cas, l'information est sous forme d'un signal de tension analogique.

Une antenne ne peut pas rayonner n'importe que type d'onde électromagnétique. Il faut :

- Être dans le cas d'un régime harmonique, donc que le signal soit sinusoïdal ;
- Une fréquence centrale suffisamment élevée (supérieure à la dizaine de MHz).

Les systèmes de communication sans fil respectent ces conditions grâce à l'opération de modulation/démodulation. Un signal de tension sinusoïdal haute fréquence est généré par l'émetteur, et appliqué à l'entrée d'une antenne. Cette dernière rayonne une partie de l'onde électromagnétique guidée à son entrée. L'antenne d'émission (Tx) transforme un signal électrique guidé en une onde électromagnétique se propageant dans l'espace, et l'antenne de réception (Rx) effectue l'opération inverse. Que l'on parle de l'onde guidée entre l'émetteur et l'antenne, ou de celle qu'elle rayonne, on utilise le terme de « porteuse radiofréquence » (RF). L'opération de modulation consiste à inscrire l'information sur la porteuse RF, et la démodulation est l'opération inverse. On inscrit l'information dans la fréquence, l'amplitude, ou la phase de la porteuse générée par l'émetteur, qui peut être ainsi rayonnée facilement.

La modulation analogique de fréquence a été choisie. Elle est décrite succinctement dans la partie suivante.

4.2.1.2. Modulation analogique de fréquence

La modulation de fréquence (FM) analogique consiste à inscrire l'information dans la phase $\Theta(t)$ (on peut parler aussi de modulation angulaire) de la porteuse RF $V_{RF}(t)$ générée par l'émetteur :

$$V_{RF}(t) = A \times \cos(2\pi ft + \varphi) \quad (4.2.1)$$

Avec A l'amplitude de la porteuse, f sa fréquence, et φ sa phase à l'origine.

La fréquence instantanée varie en fonction d'un signal modulant en entrée $e(t)$ de la manière suivante :

$$f(t) = f_0 + k_0 e(t) \quad (4.2.2)$$

On suppose avec la relation 4.2.2 qu'une relation de type affine lie la fréquence instantanée $f(t)$ avec f_0 comme fréquence centrale, et k_0 comme coefficient de proportionnalité.

La pulsation instantanée peut être déduite de l'équation 4.2.2 :

$$\omega(t) = \omega_0 + 2\pi k_0 e(t) \quad (4.2.3)$$

De la pulsation instantanée de la porteuse, on peut obtenir la phase qui est, par définition, l'intégrale de la pulsation :

$$\theta(t) = \omega_0 t + 2\pi k_0 \int e(t) dt \quad (4.2.4)$$

On obtient donc la formule de la porteuse au cours du temps :

$$V_{RF}(t) = A \times \cos\left(\omega_0 t + 2\pi k_0 \int e(t) dt\right) \quad (4.2.5)$$

Le spectre de $V_{RF}(t)$ ne se calcule que lorsque le signal modulant est sinusoïdal.

La bande passante B_s du signal modulant impose celle des équipements RF traitant la porteuse. Leur bande passante doit inclure celle de la porteuse modulée en fréquence, notée B_{RF} , donnée par la règle de Carson [115] qui stipule que 98% de la puissance de la porteuse RF modulée en fréquence est incluse dans une bande B_{RF} telle que :

$$B_{RF} = 2(B_s + \Delta f) \quad (4.2.6)$$

Où B_s est la bande passante du signal modulant à l'entrée de l'émetteur (égale à sa fréquence maximale dans notre cas), et Δf est la déviation en fréquence maximale, c'est-à-dire la fréquence instantanée maximale de la porteuse moins la fréquence centrale f_0 .

4.2.1.3. Principe de fonctionnement

Pour remplacer la technique d'acheminement filaire actuelle décrite au chapitre 3, il faut concevoir un système sans fil respectant les contraintes déjà spécifiées en partie 4.1.1. C'est-à-dire que le futur capteur sans fil doit être :

- large bande, pour pouvoir restituer les variations ultra-rapides de pression ;
- résistant à l'environnement extrême ;
- compact, pour ne pas perturber l'écoulement de l'onde de souffle.

L'idéal serait donc qu'il soit le plus simple possible, et être constitué du moins de composants possible, car plus il y a de composants, et plus :

- le risque qu'il y ait un composant qui limite la bande passante augmente ;
- le risque qu'il y en ai un qui tombe en panne du fait de l'environnement extrême augmente ;
- l'encombrement spatial du système augmente.

Le concept choisi porte sur l'utilisation d'un seul composant : un oscillateur contrôlé en tension (VCO) en boucle ouverte. C'est-à-dire que la fréquence de la porteuse générée par le composant n'est pas asservie. L'idée est de brancher ce composant à la sortie du capteur de pression. La sortie du VCO est une tension sinusoïdale en bande C (6 GHz), et il est donc possible de la propager sur une distance de l'ordre du km avec une antenne radioélectrique. Le signal de tension en sortie du capteur, proportionnel à la pression mesurée, est donc appliqué à l'entrée du VCO, comme indiqué sur la Figure 4-2.

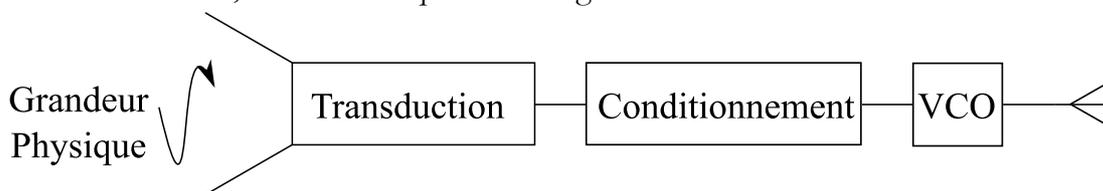


Figure 4-2: Architecture la plus simple possible d'un émetteur RF destiné à la transmission sans fil d'un signal de mesure analogique.

A l'entrée du VCO, l'information est la valeur de la tension en fonction du temps. A sa sortie, l'information est la valeur de la fréquence instantanée de l'onde créée par ce composant. C'est le principe de la modulation analogique de fréquence. En première approximation, on suppose que la fréquence de cette onde varie linéairement avec la tension à l'entrée du composant (équation 4.2.2). Cette onde rayonnée par l'antenne branchée en sortie du VCO, est reçue par une autre antenne en réception, pouvant se trouver à des distances importantes (de l'ordre du km). Tant que la puissance de la porteuse en réception est au-delà d'un seuil, sa fréquence instantanée peut être mesurée avec précision. C'est comme cela que l'information en sortie du capteur de pression peut être transmise, sans fil, à des centaines de mètres avec une large bande passante (100 MHz au moins).

On va maintenant rentrer dans les détails de la conception de l'architecture du système sans fil, en commençant par décrire l'émetteur dans la partie suivante.

4.2.2. Emetteur

4.2.2.1. VCO

Des oscillateurs contrôlés en tension (VCO) sont capables de générer une porteuse de fréquence élevée (de l'ordre du GHz), dont la fréquence est contrôlée par un signal de tension analogique. Un VCO est le composant clé de la modulation de fréquence analogique. Il suffit de brancher une antenne adaptée à la sortie du composant pour propager l'information sans fil. Cette dernière est inscrite dans la fréquence de l'onde électromagnétique rayonnée.

Le choix du composant se fait à partir :

- De la fréquence centrale souhaitée ;
- De la puissance de la porteuse souhaitée ;
- Et pour notre application, de la bande passante de modulation.

Des VCO ont été acquis par le LAAS-CNRS, ils sont comparés dans le Tableau 5.

	HMC358 [116]	HMC732 [117]	HMC587 [118]	HMC586 [119]	HMC733 [120]
Bande passante de modulation	> 100MHz	> 80MHz	> 70MHz	> 70MHz	> 70MHz
Puissance de sortie [dBm]	10	1	5	5	3
Bande de fréquence de la porteuse [GHz]	[5,8 : 6,8]	[6 : 12]	[5 : 10]	[4 : 8]	[10 : 20]
Plage de tension de modulation [V]	[0 : 10]	[-1 : 25]	[0 : 22]	[0 : 22]	[-1 : 25]

Tableau 5: Comparaisons de différents VCO disponibles sur le marché correspondant à nos besoins

4.2.2.1.1. Choix du VCO en sélectionnant la bonne fréquence centrale

Au vu de ce que l'on a déjà dit dans la partie 4.1.1 et 4.2.1.3, il faut que le système sans fil soit constitué du moins de composants possible. On part donc du principe que la fréquence de la porteuse n'est pas modifiée entre le VCO et l'antenne Tx (par un mélangeur par exemple). Dans ce cas, le VCO conditionne la fréquence de la porteuse. C'est le premier critère à prendre en compte lors du choix du VCO : La fréquence f_0 de la porteuse RF.

Choix de la fréquence de la porteuse incluse dans une bande de fréquence libre d'utilisation

L'ensemble des VCO cités dans le Tableau 5 permettent de générer des porteuses de fréquence centrale f_0 entre 4 et 20 GHz. L'idéal serait d'utiliser la bande ISM $5,800 \pm 0,075$ GHz, ou celle de $2,45 \pm 0,05$ GHz, ou bien celle de $24,125 \pm 0,125$ GHz.

Toutefois, si l'objectif est de valider des concepts de manière ponctuelle, dans le cadre d'expérimentations de détonique, elles-mêmes habituellement réalisées dans des endroits isolés, utiliser une porteuse dont la fréquence centrale n'est pas incluse dans une bande de fréquence libre d'utilisation peut être possible.

Choix de la fréquence centrale en considérant l'environnement extrême

Il faut aussi choisir la fréquence f_0 en prenant en compte l'environnement extrême. Si on vise un système sans fil utilisable même avec l'émetteur RF à l'intérieur de la boule de feu générée par la détonation de l'explosif, alors il faut définir la meilleure bande de fréquence garantissant son fonctionnement. Selon [71], pour les charges d'explosif solides sphériques, le rayon de la boule de feu atteint une valeur environ 20 fois supérieure au rayon de la sphère d'explosif, ce qui donne une distance réduite $Z = 1 \text{ m}/\text{kg}^{1/3}$.

On peut considérer la boule de feu comme un plasma. Les plasmas ne permettent pas la propagation des ondes électromagnétiques de fréquence inférieure à un seuil f_{cp} tel que :

$$f_{cp} = \sqrt{\frac{e^2 n}{4\pi^2 M \epsilon_0}} \quad (4.2.7)$$

Avec :

- e la charge élémentaire de l'électron, $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$;
- n la densité électronique du plasma ;

- M la masse de l'électron $M = 9 \times 10^{-31} \text{ kg}$;
- ε_0 la permittivité électrique de vide.

La densité électronique dans la boule de feu d'un explosif condensé peut atteindre $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ selon [121], ce qui en théorie ne permet pas la propagation des ondes électromagnétiques de fréquences inférieures au THz. Des solutions pour propager une onde dans un plasma à une fréquence inférieure au seuil f_{cp} ont été étudiées dans [122] (pour une autre application que la détonique).

Pour choisir une fréquence de porteuse RF f_0 , il vaut donc mieux choisir la valeur la plus élevée possible afin d'assurer le fonctionnement du système sans fil au sein de la boule de feu.

Puisque cette dernière rend incertaine la transmission sans fil des données, des expériences ont été menées pour montrer la faisabilité de la mesure sans fil. Ces expérimentations sont présentées dans le chapitre 5, en partie 5.4.

Pour la conception du système sans fil, on part donc sur une fréquence incluse dans la bande ISM de 5,8 GHz, et si des problèmes de transmission sont avérés, on passera à la bande ISM $24,000 \pm 0,075 \text{ GHz}$.

Les effets de la boule de feu produite lors d'une détonation sur la propagation des ondes électromagnétiques n'ont pas été plus étudiées dans le cadre de cette thèse. La complexité de la détonation dépasse le cadre de l'électronique, et fait appel à des connaissances extrêmement poussées en thermochimie, en calcul numérique, en mécanique des fluides et thermodynamique. Pour plus de précisions sur l'effet d'un choc sur la propagation d'une onde électromagnétique, voir [123]. Pour plus de détails sur la boule de feu générée lors de la détonation, voir [124].

4.2.2.1.2. Choix du VCO en fonction de la puissance de la porteuse RF

La puissance PIRE ne doit pas dépasser 10 dBm.

Dans ce cas, tous les VCO du Tableau 5 sont utilisables. Pour certains, des amplificateurs de puissances peuvent être utilisés afin d'émettre une puissance PIRE légèrement inférieure au seuil de 10 dBm. Il vaut mieux émettre une onde la plus puissante possible afin de garantir qu'assez de puissance puisse être reçue au niveau de la réception.

4.2.2.1.3. Choix du VCO disposant d'une bande passante de modulation élevée.

Pour être capable de restituer un signal analogique de large bande passante avec le système sans fil, il faut que tous les composants en bande de base puissent traiter un signal de bande passante équivalente à l'objectif fixé. Le VCO est le dernier de ces composants. Il faut donc qu'il ait une bande passante de modulation

supérieure à l'objectif fixé et spécifié en partie 4.1.1. C'est le second critère à observer lors du choix d'un VCO.

D'autres VCO non présents dans le Tableau 5 disposent d'une bande passante de modulation de 100 MHz, comme le VCO ROS-5815C-119+ du fournisseur Minicircuits.

Bien qu'aucune bande passante de modulation ne soit donnée dans les documentations techniques des VCO, ces documentations donnent tout de même le circuit modélisant l'entrée de modulation des composants. Une simulation permet de trouver le diagramme de Bode, et donc la bande passante à -3 dB. Le résultat est présenté en Figure 4-3.

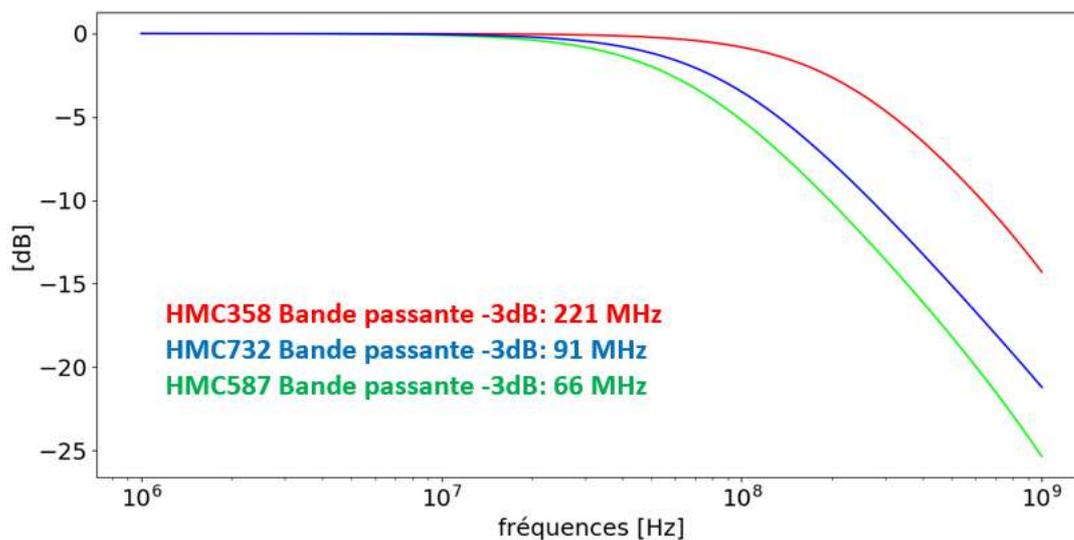


Figure 4-3: Diagramme de Bode des circuits représentés dans la feuille de données des VCO d'Analog Devices.

La caractérisation des bandes passantes des autres VCO que le HMC358 n'a pas été réalisée dans le cadre de cette thèse. Les méthodes déjà décrites dans ces références [125] [79] peuvent être suivies pour estimer la bande passante de modulation d'un VCO. Le Tableau 5 montre qu'à part le VCO HMC358, aucun des autres ne respecte l'objectif de bande passante B_S du signal modulant.

Les autres VCO sont utilisables si on accepte une bande passante B_S de l'ordre de 50 MHz.

Les autres caractéristiques des VCO, comme la tension d'alimentation ou la dynamique de tension acceptable par l'entrée de modulation sont secondaires, car un conditionneur est conçu entre le capteur et le VCO pour rendre les deux compatibles. On se penche sur la conception de ce bloc dans la partie suivante.

4.2.2.2. Conditionneur

L'idée présentée dans la partie 4.2.1.3 selon laquelle il suffit de brancher un VCO directement à la sortie d'un capteur ne fonctionne pas en pratique, un conditionneur est nécessaire. Cette partie du circuit entre le capteur et le VCO fait que le système de transmission sans fil peut être adapté au capteur, et donc à la grandeur physique dont le signal analogique à transmettre est l'image.

Après le capteur, selon le cas de figure, il peut être nécessaire :

- De garantir une certaine impédance de charge vue par le capteur, comme pour le standard IEPE ;
- D'ajouter un signal connu de calibrage (voir partie 4.3), ou un offset afin d'éviter d'appliquer un signal inférieur à 0 V à l'entrée du VCO ;
- D'amplifier, d'atténuer, ou de filtrer la sortie du capteur.

Le conditionneur est conçu pour réaliser ces fonctions. Les deux dernières fonctions de la liste sont aussi réalisées dans un oscilloscope, qui est l'appareil habituellement utilisé pour réaliser des mesures dynamiques de tension.

En fait, cette partie du système est identique à celle présente entre le connecteur d'entrée d'un oscilloscope et son convertisseur analogique/numérique (ADC). Ce dernier composant est simplement remplacé par un VCO dans notre système sans fil.

Cette partie du circuit doit être extrêmement soignée et comporter le moins de composants possible afin de garantir l'intégrité du signal analogique à transmettre. Les composants après le VCO n'ont pas d'impact sur la valeur du signal analogique transmis avec le système sans fil car la porteuse est modulée en fréquence. Par contre, si un signal indésirable est ajouté au signal utile avant le VCO (donc par le conditionneur), il sera probablement présent sur le signal démodulé. Il faut donc éviter une architecture de conditionneur complexe.

Ce problème est aussi rencontré lors de la conception d'un oscilloscope (*signal path design*).

4.2.2.3. Capteurs

Durant la thèse, le système sans fil développé a été utilisé avec un capteur de pression Müller M60-3, mais aussi avec des capteurs de pression PCB. En fait, il convient pour n'importe quel capteur générant en sortie un signal de tension analogique. Il est conçu sur mesure afin de résoudre les contraintes imposées par la mesure de pression de souffle, spécifiées en partie 1.4. Le système sans fil peut être adapté au capteur par l'intermédiaire du conditionneur. Pour caractériser le

système sans fil, le capteur sera souvent remplacé par un générateur de fonction produisant un signal de référence, une comparaison entrée/sortie pourra ensuite être réalisée.

4.2.2.4. Antenne et composants éventuels après le VCO

Les contraintes imposées à l'antenne sont les suivantes :

- Encombrement spatial minimal ;
- Pertes par désadaptation minimales ;
- Bande passante de la porteuse incluse dans la bande B_{ATx} de l'antenne, qui est définie comme étant la bande de fréquence dans laquelle ses caractéristiques nominales, comme le gain ou l'impédance d'entrée, sont respectées.

Utiliser une antenne directive permet d'améliorer le bilan de liaison, mais rend plus compliquée la mise en place des capteurs sans fil sur le terrain car l'antenne doit être bien orientée. Ce problème ne se pose pas pour une antenne quasi omnidirectionnelle.

Ce problème peut être résolu en concevant plusieurs systèmes sans fil adaptés à différentes distances. De la même manière que l'on change de gamme de capteur entre des mesures de pression d'étendues 0-20 bar et 0-100 bar, on change de système sans fil pour des distances de transmission 0-200 m ou 0-1000 m. Le paramètre qui change entre les deux est l'orientation de l'antenne qui doit être préalablement réglée et l'intégration ou non d'un amplificateur de puissance, si on reste en dessous d'un seuil de puissance rayonnée de 10 dBm. On voit avec le Tableau 5 que l'on peut par exemple utiliser le VCO HMC732 avec un amplificateur de puissance de 10 dB de gain tout en restant en-dessous du seuil de puissance PIRE de 10 dBm imposée par le CEA Gramat.

Afin de respecter un encombrement minimal, une antenne demi-onde est utilisée. Puisque la fréquence de la porteuse choisie se situe aux alentours de 6 GHz, la taille de l'antenne n'est que de quelques cm, ce qui est compatible avec une mesure de pression d'onde de souffle à échelle réduite, en champ proche. Une photo du VCO muni de son antenne est en Figure 4-4.

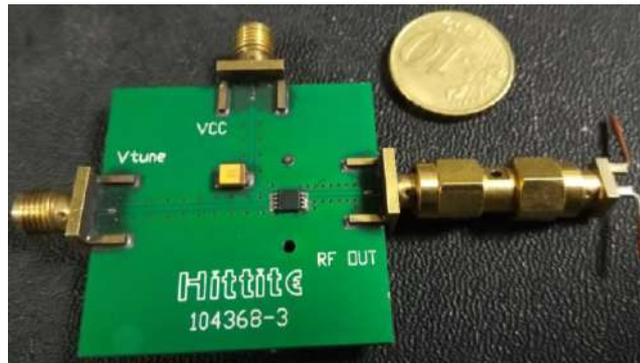


Figure 4-4: Carte d'évaluation du VCO, et l'antenne utilisées pour la conception du système sans fil.

La bande passante B_{ATx} d'une telle antenne, relative à la fréquence centrale de la porteuse, ne dépasse pas 2 %, donc environ 100 MHz. Cela est inférieur à la bande passante B_T de la porteuse donnée par la règle de Carson (équation 4.2.6), et ne permet pas en théorie de transmettre un signal modulant de 100 MHz de bande passante. Il faudra donc penser à changer l'antenne pour améliorer le système sans fil. Le système développé est un prototype. Sachant qu'il n'existe aucun capteur à l'heure actuelle disposant d'une bande passante à -3dB égale à 100 MHz, on choisit donc de continuer d'effectuer des tests avec cette antenne. L'intégration d'antennes en bande ISM est assez facile et des modules déjà fonctionnels peuvent même être achetés et soudés directement pour une conception plus facile [126].

La bande de fréquence de la porteuse RF change en fonction du VCO utilisé et de la plage de tension à l'entrée du VCO. Le conditionneur décrit en partie 4.2.2.2 doit être conçu de manière à ce que le VCO génère une porteuse RF de fréquence incluse dans la bande passante de l'antenne B_{ATx} . Un atténuateur peut être placé avant le VCO, suivant la dynamique du signal en sortie du capteur pour rester dans ce cas. La solution à ce problème serait de concevoir plusieurs systèmes sans fil différents pour différentes étendues de pression. Au niveau de la conception, seule l'atténuation entre le conditionneur du capteur et le VCO change.

Si l'atténuation n'est pas souhaitée entre le conditionneur du capteur et le VCO, et que l'on se permet d'émettre en dehors de la bande ISM, et qu'en plus la distance de transmission est élevée, alors des antennes larges bandes et directives doivent être utilisées. Si les antennes doivent en plus respecter des critères d'encombrement spatial, le défi devient compliqué à relever. Des antennes quasi-yagi peuvent être utilisées, d'encombrement spatial plus faible mais de conception beaucoup plus compliqué.

Les pertes d'insertion de l'antenne demi-onde que l'on utilise actuellement sont importantes. En laboratoire, un circulateur peut être utilisé entre le VCO et l'antenne afin de réduire le taux d'onde stationnaire. Sur dalle d'expérimentation avec explosif, le circulateur augmente l'encombrement spatial et on choisit de ne pas l'utiliser.

4.2.3. Récepteur

4.2.3.1. Description globale de l'architecture

Un récepteur employant la technique d'échantillonnage direct est utilisé. Cette technique consiste à numériser directement la porteuse RF reçue par l'antenne de réception après amplification. Elle est facile à mettre en place pour des fréquences inférieures à 6 GHz. Un schéma bloc est représenté en Figure 4-5.

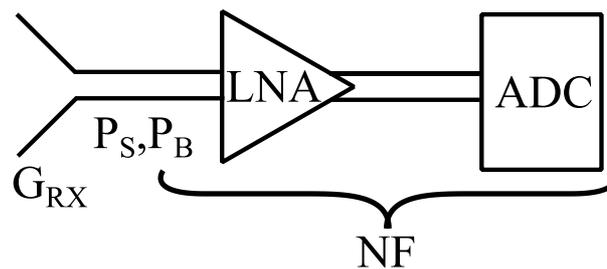


Figure 4-5: Architecture du récepteur

Après l'antenne, le signal électrique est amplifié afin que la puissance du signal utile à l'entrée du numériseur soit suffisante. Sur la Figure 4-5, LNA est l'acronyme de *Low Noise Amplifier*, ce bloc symbolise l'amplification de la porteuse radiofréquence (RF) détectée à la sortie de l'antenne. NF est l'acronyme de *Noise Figure*, la figure de bruit du récepteur.

Après l'amplification du signal, ce dernier est numérisé. L'acronyme ADC de la Figure 4-5 est l'acronyme d'*Analog to Digital Conversion*, ce bloc symbolise l'échantillonnage et la quantification de la porteuse RF.

4.2.3.2. Antenne de réception

Le premier élément du récepteur est l'antenne de réception Rx. Elle effectue l'opération inverse de l'antenne d'émission c'est-à-dire qu'elle convertit en signal électrique l'onde électromagnétique qu'elle intercepte. Les contraintes ne sont pas les mêmes que pour l'antenne d'émission qui devait être robuste et compacte, ce qui était difficilement compatible avec une bonne directivité. La compacité de l'antenne Rx n'est pas requise, ce qui fait que l'on peut utiliser une antenne cornet, une antenne directive. Le gain typique d'une telle antenne est de 15 dBi.

La puissance électrique P_S du signal utile à la sortie de l'antenne de réception est d'autant plus grande que son gain G_{RX} est élevé. A la sortie de cette antenne de réception se trouve aussi un signal indésirable, le bruit de Johnson, ou bruit thermique qui peut être exprimé en puissance :

$$P_B = k_B B_{ARx} T_A \quad (4.2.8)$$

Avec B_{ARx} la bande passante de l'antenne, et T_A la température de bruit de l'antenne. k_B est la constante de Boltzman en J/K. Pour estimer la puissance de bruit P_B en sortie de l'antenne, une température de bruit $T_A = 300$ K sera prise pour effectuer le calcul. Cette valeur est un ordre de grandeur, car la valeur réelle est difficile à calculer. Pour des précisions sur son calcul, voir [127].

Des études [128] [129] montrent qu'avec la détonation d'explosifs condensés, des émissions électromagnétiques sont créées. En effet, la réaction chimique libère des particules chargées qui n'ont pas le même poids (cations et électrons libres). Elles se séparent sous l'influence du choc et créent un champ électrique variant dans le temps et l'espace, ce qui donne naissance à des radiations électromagnétiques. Ces radiations peuvent augmenter la température de bruit de l'antenne de réception. Toutefois, ces études spécifient que les ondes électromagnétiques générées ont des fréquences inférieures au GHz.

A la sortie de l'antenne, une puissance de bruit P_B et la puissance du signal utile P_s donne un CNR (*carrier to noise ratio*) tel que :

$$CNR = \frac{P_s}{P_B} \quad (4.2.9)$$

4.2.3.3. Amplificateurs

Les amplificateurs sont choisis de sorte que la figure de bruit de l'ensemble du système situé après l'antenne ait une figure de bruit totale la plus faible possible. La figure de bruit d'un ensemble de composants, comme présenté en Figure 4-6, est donnée par la formule de Friis (équation 4.2.10).

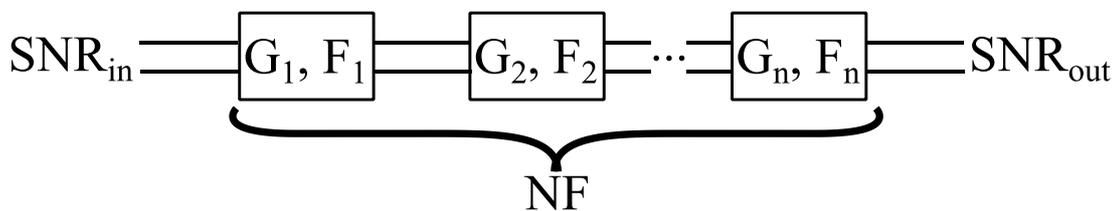


Figure 4-6: Plusieurs composants de gain G_i et de figure de bruit F_i . Figure de bruit de l'ensemble NF .

$$NF = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1 G_2 \dots G_n} \quad (4.2.10)$$

Pour diminuer la figure de bruit de l'ensemble du système, un amplificateur faible bruit (LNA) est placé juste après l'antenne de réception. La figure de bruit de l'ensemble est donc quasiment celle du premier LNA.

Un seul LNA peut ne pas suffire à fournir un signal de puissance suffisante à l'entrée du numériseur. Plusieurs sont donc utilisés, et leur nombre dépend de l'expérimentation à mener. Les transmissions sur dalle d'expérimentation présentées dans le chapitre 5 sont réalisées avec une amplification de 40 dB. Le choix des amplificateurs RF après le premier LNA se fait en fonction :

- de la bande de fréquence d'utilisation ;
- de son gain ;
- de son prix.

Le récepteur ne peut que dégrader le CNR. Si un amplificateur est utilisé, dans le cas idéal d'un système parfait, celui-ci amplifierait autant le bruit que le signal utile, mais c'est n'est jamais le cas. En pratique on a :

$$F_i = \frac{CNR_{IN}}{CNR_{OUT}} > 1 \quad (4.2.11)$$

F_i est la figure de bruit du ième composant considéré, c'est une grandeur qui caractérise la dégradation du CNR par le composant. Un amplificateur peut être modélisé par une simple multiplication. Il multiplie son entrée par son gain G . Si du bruit est présent en entrée, ce-dernier sera multiplié au moins autant que le signal utile, ce qui fait que le CNR ne peut qu'être dégradé, et donc que la figure de bruit NF soit forcément supérieure à 1.

4.2.3.4. Numériseur

Lors de l'échantillonnage direct d'une porteuse RF, on observe un phénomène appelé effet de seuil (*noise threshold* en anglais). Selon la référence [130], le CNR doit être supérieur à 10 dB afin de mesurer la fréquence instantanée correctement. On a donc :

$$CNR_s = \frac{P_s}{NF \cdot P_B} = 10 \text{ dB} \quad (4.2.12)$$

Après amplification, la porteuse est numérisée par un oscilloscope de bande passante suffisante, à une certaine fréquence d'échantillonnage f_{sp} . Un vecteur

d'échantillons en résulte. Le nombre de bit effectif (ENOB) du numériseur est très important pour cette application.

Dans la partie suivante, nous verrons que les performances du numériseur en bout de chaîne ont un grand impact sur le signal démodulé, il faut notamment :

- Que la fréquence d'échantillonnage avec laquelle la porteuse est numérisée soit la plus grande possible devant la fréquence instantanée à mesurer (≈ 6 GHz) ;
- Il faut que le numériseur ait une mémoire importante afin d'enregistrer une porteuse de durée $t_{acq} = 2$ ms à une fréquence d'échantillonnage f_{sp} fixée à 20 GS/s.

Une fois la porteuse numérisée, il faut trouver sa fréquence instantanée au cours du temps à partir du vecteur d'échantillons que donne l'oscilloscope. Cette opération est explicitée en partie 4.2.4.

4.2.3.5. Calcul théorique de la distance maximale de transmission du système sans fil

Ce calcul prend en compte la puissance du signal utile P_S , et la puissance de bruit P_B à la sortie de l'antenne.

En théorie, il est possible de donner la distance maximale de transmission en espace libre en appliquant l'équation de Friis [127] :

$$\frac{P_S}{P_{TX}} = G_{TX} G_{RX} \left(\frac{\lambda}{4\pi d_{txrx}} \right)^2 \quad (4.2.13)$$

Avec :

$$\lambda = \frac{c}{f_0} \quad (4.2.14)$$

Avec :

- c la vitesse de la lumière en m/s ;
- f_0 la fréquence de la porteuse en Hz ;
- d_{txrx} la distance entre les deux antennes en mètres ;
- G_{TX} et G_{RX} le gain linéaire de l'antenne d'émission et le gain linéaire de l'antenne de réception ;
- P_{TX} et P_S la puissance émise et la puissance reçue en W.

Pour calculer cette distance maximale, il faut prendre en compte tous les éléments du système sans fil :

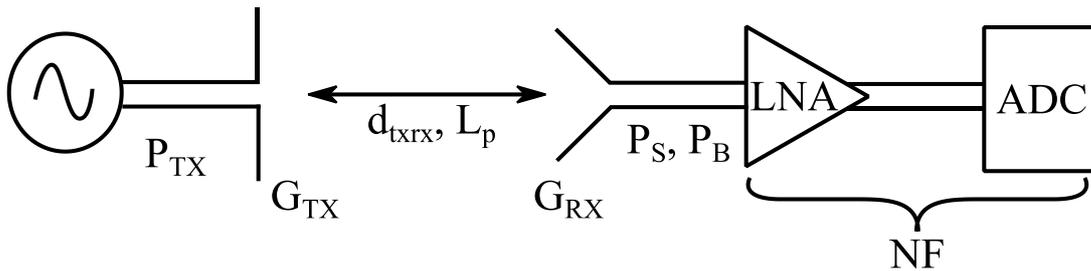


Figure 4-7: Schéma de la manipulation réelle sur dalle d'expérimentation.

Sur la Figure 4-7, L_p symbolise les pertes en espace libre.

L'émetteur applique un signal électrique de puissance P_{TX} à l'entrée d'une antenne de gain G_{TX} .

L'onde électromagnétique arrivant jusqu'à l'antenne de réception est au moins atténuée d'un facteur L_p , qui représente les pertes en espace libre. On néglige dans un premier temps les autres atténuations subies par l'onde électromagnétique se propageant entre les deux antennes. Les autres atténuations peuvent être :

- l'effet du multi-trajets qui affaiblit un peu plus l'onde électromagnétique du fait d'un déphasage entre plusieurs ondes suivant des chemins différents, causant des interférences ;
- des obstacles perturbant la propagation de l'onde comme des murs ou des arbres, ou même la boule de feu ;
- les pertes par désadaptation d'impédance à l'entrée de l'antenne d'émission.

A partir des équations 4.2.8-13, on peut donner une formule de distance de fonctionnement maximale entre les deux antennes :

$$d_{MAX} < \sqrt{\frac{P_e G_{RX} G_{TX} c^2}{(CNR_s) k_B B_{ARx} T_A (NF) (4\pi f)^2}} \quad (4.2.15)$$

Ce raisonnement donnant la distance maximale théorique de fonctionnement du système sans fil est aussi présenté dans [131]. On peut considérer une valeur de figure de bruit du récepteur $NF = 2 \text{ dB}$, une puissance émise P_E de 10 dBm, des gains de 1 dBi et 16 dBi pour les antennes d'émission et de réception respectivement, une bande passante de 150 MHz et un CNR minimal de 10. Avec ces valeurs on obtient une distance maximale de 900 m.

Si une distance de transmission supérieure à 900 m est nécessaire, il faut soit augmenter la puissance émise, soit le gain des antennes.

4.2.4. Traitement

4.2.4.1. Présentation globale de la technique employée

L'objectif est de donner un signal représentant la fréquence instantanée de la porteuse au cours du temps. Le signal fourni sera un signal numérisé, c'est-à-dire quantifié avec une certaine résolution, et échantillonné avec une certaine fréquence d'échantillonnage notée f_{demod} . Ce signal est obtenu à partir du vecteur de point de mesure de la porteuse RF, elle-même échantillonnée à une fréquence d'échantillonnage f_{sp} . Une transformée de Fourier rapide glissante est effectuée tout au long de la porteuse. C'est-à-dire qu'elle est coupée en $n_{fft} = \left\lfloor \frac{f_{sp}}{f_{demod}} \right\rfloor$ portions égales, et qu'une transformée de Fourier rapide (FFT) est réalisée sur chaque portion. Elles ont toutes une durée $T_{demod} = 1 / f_{demod}$. La porteuse reçue étant une sinusoïde, sa transformée de Fourier rapide est un sinus cardinal dont la valeur maximale est située à la fréquence de la sinusoïde. La valeur de la fréquence instantanée de la porteuse sur la portion de signal considéré est prise comme étant le maximum de la transformée de Fourier de la portion. Pour que cela fonctionne, la porteuse peut être filtrée avec un filtre numérique avant l'opération de FFT glissante afin d'atténuer les harmoniques indésirables en dehors de la bande de fréquence utilisée par la porteuse.

Ainsi résulte de l'opération de transformée de Fourier rapide glissante un vecteur de point de mesure de variation de fréquence instantanée de la porteuse RF reçue en réception.

L'estimation de la fréquence instantanée est réalisée sur une portion de signal de durée $T_{demod} = 1 / f_{demod}$, donc plus la fréquence d'échantillonnage souhaitée pour le signal démodulé est élevée, moins il y a d'information dans la fenêtre considérée, et plus l'estimation est difficile.

La technique de *Zero-Padding* est utilisée. Elle consiste à ajouter un nombre d'échantillons nuls au bout de la portion du signal temporel sur laquelle la FFT est réalisée. Cela augmente la résolution de la FFT, et donc celle du signal démodulé également.

4.2.4.2. Durée d'acquisition

La durée d'acquisition est actuellement limitée à cause de l'architecture à échantillonnage direct pour le récepteur. Pour numériser une porteuse RF à 6 GHz,

il faut la numériser à 12 GS/s au minimum afin de respecter le théorème d'échantillonnage de Shannon.

Supposons que la porteuse RF en réception soit échantillonnée à une fréquence d'échantillonnage $f_s = 20 \text{ GS/s}$. Il faudra donc 40 millions d'échantillons afin de représenter la porteuse sur une durée $T_{acq} = 2 \text{ ms}$. Mémoriser 40 millions d'échantillons est la limite des oscilloscopes actuels.

Cette durée d'acquisition de 2 ms serait donc la limite maximale pour la durée d'acquisition du système actuel.

4.2.4.3. Bande passante

La technique employée pour trouver la fréquence instantanée de la porteuse au cours du temps limite sa bande passante. Prenons le cas du système sans fil actuel comme exemple.

Une porteuse de fréquence centrale $f_0 = 5,8 \text{ GHz}$ est échantillonnée à une fréquence d'échantillonnage de $f_{sp} = 20 \text{ GS/s}$. Sa fréquence instantanée est estimée sur une période $T_{demod} = 5 \text{ ns}$, ce qui équivaut à fournir en sortie du système sans fil un signal échantillonné à une fréquence $f_{demod} = 200 \text{ MS/s}$, donc de bande passante maximale $B_{ssf} = 100 \text{ MHz}$, selon le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon. Seulement 100 échantillons sont disponibles pour estimer la fréquence de la porteuse à l'aide d'une FFT. En pratique, si une bande passante plus élevée est visée, et donc que T_{demod} diminue encore plus, la qualité des signaux transmis se dégrade avec la configuration actuelle, même en utilisant au maximum la technique de *zero-padding*. On ne sait pas si elle se détériore simplement car le bruit augmente avec la bande passante, ou bien si l'on atteint les limites du système sans fil du fait d'un nombre de points de mesure trop faible.

La bande passante peut donc être limitée par la technique d'échantillonnage direct (*direct sampling*), car il y a de moins en moins d'information dans la portion du signal temporel dont on effectue la FFT à mesure que la bande passante du signal démodulé augmente.

Les composants traitant le signal modulant avant le VCO limitent aussi la bande passante du signal transmis. Dans la partie suivante, on étudie l'erreur de mesure commise lors de la mesure la fréquence instantanée avec la technique présentée.

4.2.4.4. Erreur aléatoire sur la mesure de la fréquence instantanée avec cette technique

La mesure de la fréquence instantanée de la porteuse $f_0(t)$ est effectuée en prenant le maximum de la transformée de Fourier rapide du vecteur d'échantillons donné par le convertisseur analogique-numérique. Cette technique donne une variance minimale sur la pulsation selon [132] :

$$var_{min}(\omega) \geq \frac{12\sigma^2 f_{sp}^2}{V_{RF}^2 N(N^2 - 1)} \quad (4.2.16)$$

Avec :

- f_{sp} : la fréquence d'échantillonnage de la porteuse RF ;
- σ : l'écart-type sur les échantillons de tension en volt ;
- V_{RF} : l'amplitude de la porteuse échantillonnée en volt ;
- N : le nombre d'échantillons sur lequel est effectué la transformée de Fourier rapide.

On considère que la source de bruit la plus importante est le bruit de quantification, décrit en partie 2.3.2. L'écart-type du bruit sera donc donné par l'équation 2.3.3.

A partir des équations 4.2.16 et 2.3.3 et en effectuant le changement de variable $f_0 = \omega_0 / 2\pi$, l'expression de l'écart type sur la fréquence est déduite :

$$\sigma_{min}(f_0) \geq \frac{2^{-N_D} V_M f_{sp}}{\pi V_{RF} N^{\frac{3}{2}}} = \frac{2^{-N_D} V_M \sqrt{f_{demod}^3}}{\pi V_{RF} \sqrt{f_{sp}}} \quad (4.2.17)$$

Avec :

- f_{sp} , la fréquence d'échantillonnage avec laquelle la porteuse est numérisée ;
- V_{RF} , l'amplitude de la porteuse effectivement mesurée en V ;
- V_M , l'amplitude maximale mesurable par l'appareil, en V ;
- N_D , le nombre de bit effectif (*ENOB*) du numériseur ;
- f_0 , la fréquence instantanée de la porteuse que l'on mesure ;
- N , le nombre d'échantillons de la porteuse numérisée utilisés pour déterminer la fréquence instantanée f_0 ;
- f_{demod} , la fréquence d'échantillonnage du signal démodulé.

Le nombre de bits effectifs de l'oscilloscope Lecroy SDA-813zi numérisant la porteuse est au moins de $N_D = 5$ bits à 6 GHz. En pratique on a le rapport $\frac{V_M}{V_{RF}}$ au moins égal à 2. La fréquence d'échantillonnage de la porteuse est $f_{sp} = 20 \text{ GS/s}$, et

la fréquence d'échantillonnage f_{demod} souhaitée pour le signal démodulé est de 100 MS/s. Cela donne une valeur minimale pour l'écart-type $\sigma_{min}(f_0)$ de 100 kHz.

Avec le gain de conversion du VCO, $k_0 = 150 \text{ MHz}/V$, et la valeur de $\sigma_{min}(f_0)$ trouvée, l'écart-type sur la tension démodulée sera donc de 0,7 mV au minimum.

Ce qui est équivalent d'après l'équation 2.3.3 à un numériseur d'au plus 12 bits de résolution avec une amplitude maximale de tension à l'entrée du VCO de 5 V.

Le bruit obtenu après démodulation d'un signal modulé en fréquence ne dépend pas de l'amplitude du signal modulant contrairement à une mesure réalisée en numérisant directement le signal en bande de base où l'écart type du bruit est proportionnel à l'amplitude maximale à l'entrée du numériseur (équation 2.3.3).

Dans le cas du système sans fil, plus l'amplitude maximale à l'entrée du VCO augmente, plus le SNR augmente, car l'écart-type du bruit reste constant, ce qui n'est pas le cas d'une mesure avec un oscilloscope classique, où l'écart-type de bruit de quantification est proportionnel à la tension pleine échelle du convertisseur analogique-numérique.

Notons ΔV_{MOX} l'amplitude du signal modulant appliqué à l'entrée du VCO. Avec les équations 2.3.3 et 4.2.17, il est possible de donner le nombre de bit équivalent du système sans fil au mieux, en fonction de la fréquence d'échantillonnage souhaitée pour le signal démodulé :

$$N_{dmaxssf} = lb \left(\frac{k_0 \Delta V_{MOX}}{\sqrt{3} \sigma_{min}} \right) \quad (4.2.18)$$

Où $N_{dmaxssf}$ est le nombre de bit maximal qu'aurait un numériseur qui échantillonnerait directement le signal analogique, tout en ayant le même écart-type de bruit. lb est le logarithme en base 2.

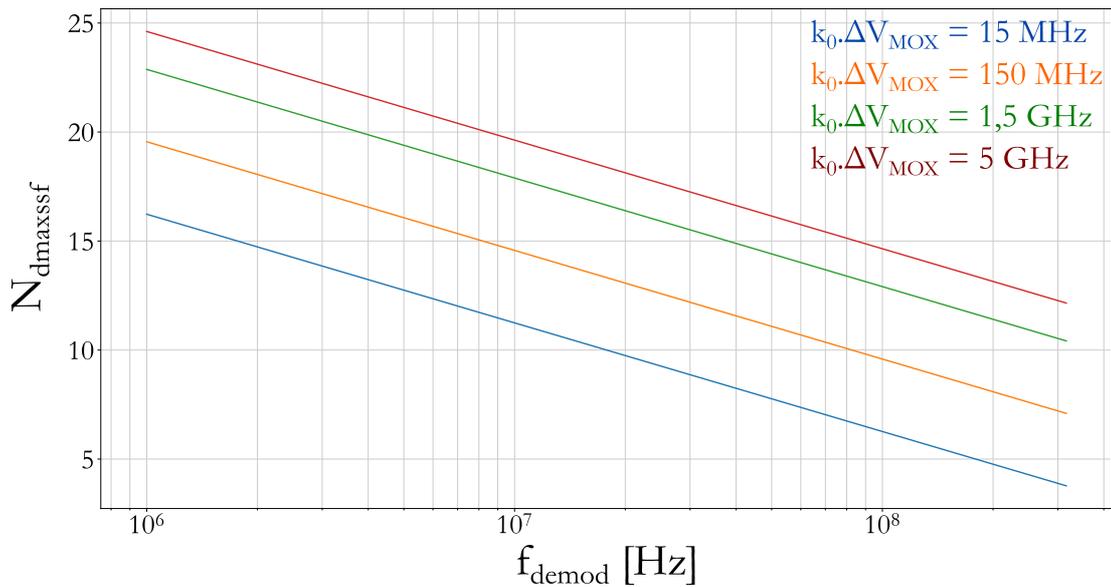


Figure 4-8: Relation entre le nombre de bit équivalent maximal théorique du système sans fil en fonction de la fréquence d'échantillonnage du signal démodulé.

Le produit $k_0 \cdot \Delta V_{MOX}$ n'est pas tout à fait l'encombrement spectral de la porteuse, qui est donné par la règle de Carson (équation 4.2.6). Toutefois, lorsque $k_0 \cdot \Delta V_{MOX} \gg B_s$, ce produit est à peu près égal à la bande passante de la porteuse modulée en fréquence. Deux exemples de spectres sont présentés en Figure 4-9.

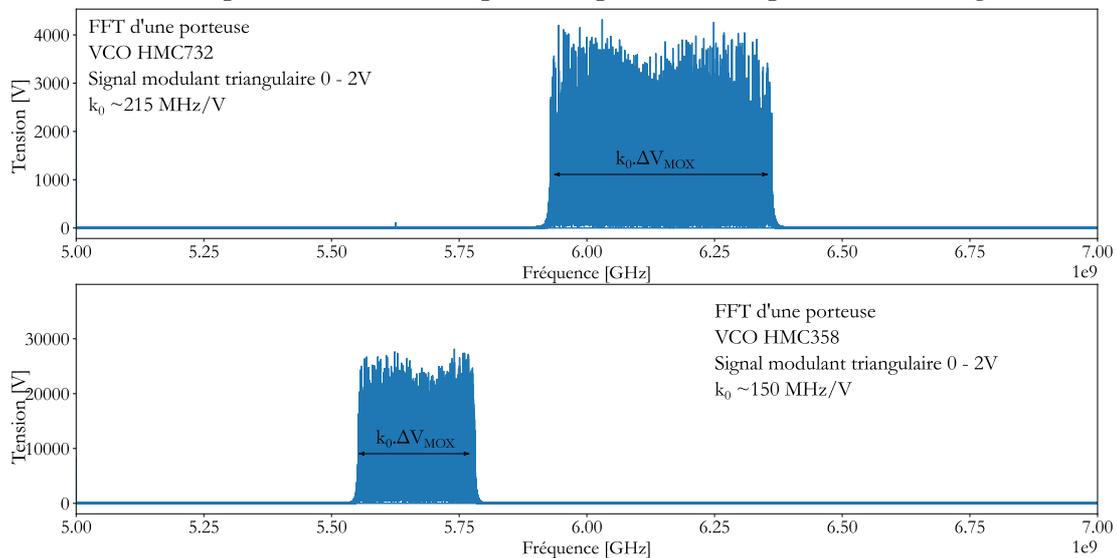


Figure 4-9: Spectres de deux porteuses produites par deux VCO différents, avec le même signal modulant.

En pratique, il est difficile, mais possible d'avoir un signal modulant de 10 V à l'entrée du VCO. La Figure 4-8 montre que dans ces conditions, avec un gain de conversion k_0 de 500 MHz/V (à peu près celui du VCO HMC732 [117] entre 0 et 10 V), il est possible d'obtenir au mieux une mesure avec un nombre de bits

de résolution maximal $N_{dmaxssf}$ de 14 avec 100 MHz de bande passante B_s du signal modulant.

Toutefois, $N_{dmaxssf}$ n'est pas le nombre de bit effectif (*ENOB*), qui est une valeur que l'on détermine par la mesure car elle peut être dégradée par tout un tas de phénomènes indésirables, comme des sources de bruit au niveau du conditionneur par exemple.

Les courbes représentées sur le graphique en Figure 4-8 ont été calculées avec un nombre de bits effectifs $N_D = 5$ bits pour l'oscilloscope numérisant la porteuse, un rapport $\frac{V_M}{V_{RF}}$ égal à 2, une fréquence d'échantillonnage de la porteuse $f_{sp} = 20$ GS/s.

L'oscilloscope à disposition a moins de 11 bits de résolution effective si sa bande passante est limitée à quelques centaines de MHz. Toutefois, la mesure d'un signal de tension analogique de bande passante allant jusqu'à la centaine de MHz avec un ENOB supérieur peut être réalisée avec cet oscilloscope. Il suffit de moduler une porteuse RF avec ce signal à mesurer, à l'aide d'un VCO disposant d'une large bande passante de modulation.

Le système sans fil peut atteindre un ENOB supérieur à 12 avec une bande passante de transmission de 100 MHz. Toutefois, il n'est pas pratique de transmettre de tels signaux avec le système sans fil, parce que :

- Il faut une antenne large bande ;
- Il faut accepter un encombrement spectral très élevé. Ce n'est pas compatible avec la transmission sans fil simultanée de plusieurs voies de mesure.

4.2.4.5. Solution possible pour améliorer la bande passante et la durée d'acquisition

Une manière d'augmenter la bande passante sans altérer la qualité des signaux transmis serait que l'ADC échantillonne à une cadence plus élevée, ce qui limite l'étendue temporelle du signal à cause de la profondeur mémoire limitée de l'oscilloscope. Avec les oscilloscopes disponibles, il est possible d'échantillonner à 80 GS/s, ce qui pourrait en théorie multiplier la bande passante du système sans fil par deux (par rapport à une fréquence d'échantillonnage de 20 GS/s, selon la formule 4.2.17) si le nombre de bits effectifs (*ENOB*) reste le même.

Cela améliorerait la bande passante des signaux transmis, mais pas assez pour profiter pleinement de ce qu'il est possible de transmettre. Dans cette référence

[133], un design de VCO restitué en simulation des temps de montées inférieurs à la nanoseconde, et la démodulation par numérisation directe de la porteuse est incompatible. La solution serait d'utiliser un démodulateur FM classique, représenté en Figure 4-10. Cette architecture n'a pas été testée, c'est une perspective de la thèse.

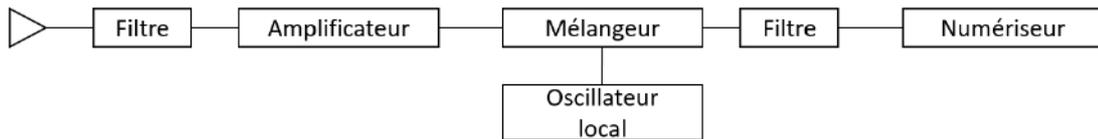


Figure 4-10: Architecture classique de démodulation FM

On a donc vu que le système sans fil pouvait permettre de transmettre des variations de pression ultra-rapide, par l'intermédiaire d'une porteuse RF dont la fréquence instantanée est l'image de la pression. La partie suivante décrit une technique pour retrouver la valeur de la tension appliquée à l'entrée du système sans fil à partir de la mesure de la fréquence instantanée de la porteuse RF en réception.

4.3. CALIBRAGE

4.3.1. Introduction

A cette étape de la conception du système, les seules données obtenues à partir de la porteuse en réception sont ses variations de fréquences instantanées $\Delta f(t)$. Il faut, à partir de $\Delta f(t)$, estimer la tension $\Delta V_e(t)$ appliquée à l'entrée du système sans fil. Le résultat de cette mesure est $\Delta V_s(t)$, tel que présenté en Figure 4-11.

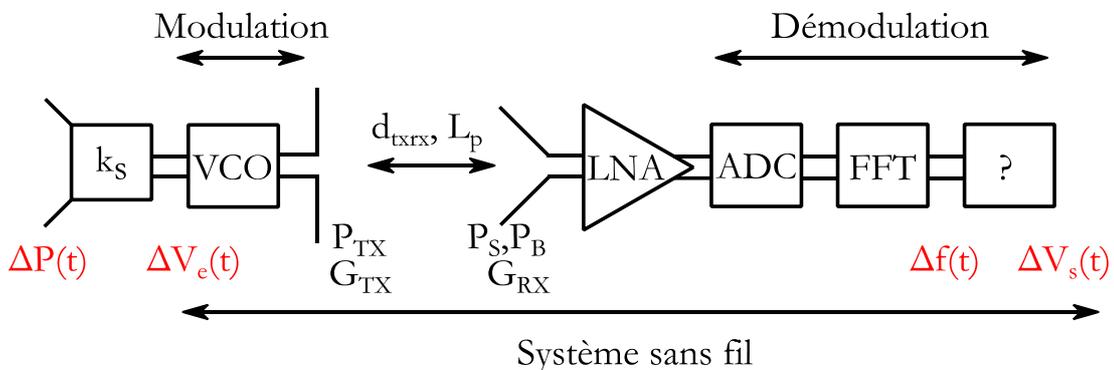


Figure 4-11: Principe de fonctionnement du système sans fil.

Dans ce chapitre, le mesurande est $\Delta V_e(t)$, et le résultat du mesurage est $\Delta V_s(t)$, car comme au chapitre 2, on considère que les variations de tension $\Delta V_e(t)$ sont

proportionnelles aux variations de pression $\Delta P(t)$. La sensibilité k_s du capteur est considérée connue, son incertitude est mise de côté.

Le capteur produit donc une tension $\Delta V_e(t)$, qui est appliquée à l'entrée du système sans fil. L'information passe ensuite au travers des différents composants du système, représentés en Figure 4-11 et décrits dans la partie précédente.

La numérisation de la porteuse RF en réception fait partie du processus de démodulation, ce dernier se poursuit avec la transformée de Fourier numérique rapide glissante tout au long de la porteuse RF. Les variations de fréquences instantanées $\Delta f(t)$ résultent de cette opération. Elles représentent le signal de pression, mais la relation entre les deux est à ce stade de la conception inconnue. Il manque une dernière opération donnant le résultat du mesurage $\Delta V_s(t)$ de la tension $\Delta V_e(t)$, et donc de la pression $\Delta P(t)$, à partir de $\Delta f(t)$.

L'opération de transformée de Fourier numérique rapide (FFT) glissante n'est pas suffisante pour démoduler le signal car des variations de fréquences instantanées en résultent tandis qu'un signal de tension est souhaité. C'est pourquoi le calibrage du système sans fil a été pensé pour compléter la démodulation en réception.

4.3.2. Mesure de la caractéristique tension-fréquence du système sans fil

4.3.2.1. Mesure de la caractéristique à l'aide d'un signal triangulaire

A l'entrée du système sans fil est appliqué un signal de tension triangulaire, de période $2T_r$ et d'amplitude A_{st} , à la place de $\Delta V_e(t)$ sur la Figure 4-11. Ce signal de tension triangulaire est par la suite noté s_{val} . Ce signal, servant à calibrer le système sans fil, est analogique lorsqu'il est appliqué à l'entrée du système sans fil.

Par contre, la représentation disponible pour s_{val} est toujours numérique, c'est un vecteur de point. En effet, il est toujours nécessaire de mesurer le signal de calibrage à l'entrée du système sans fil, et donc de le numériser avec une certaine fréquence d'échantillonnage notée f_{ssval} .

Au moment où ce signal s_{val} est appliqué à l'entrée du système sans fil, la sortie de ce dernier est aussi enregistrée. Une variation de fréquence instantanée de la porteuse RF est obtenue en réception. Comme on l'a vu en partie 4.2.4.1, c'est un vecteur de points de mesure de fréquence instantanée qui résulte de la transformée de Fourier rapide glissante. La fréquence d'échantillonnage du signal

résultant de cette opération est choisie par l'utilisateur lors de la démodulation et sera notée f_{ssfcal} . Le vecteur de point de mesure de fréquence instantanée, noté s_{fcal} , est l'image du signal de calibrage s_{vcal} appliqué à l'entrée du système sans fil. La fonction reliant les vecteurs s_{vcal} et s_{fcal} est la caractéristique tension-fréquence du système sans fil que l'on cherche.

Si le vecteur de points de mesure de tension s_{vcal} a effectivement produit les variations de fréquence instantanée s_{fcal} , et que les deux signaux sont issus d'un échantillonnage à la même fréquence, c'est-à-dire si $f_{ssvcal} = f_{ssfcal}$, alors il est possible d'associer chaque point de mesure de tension du vecteur s_{vcal} avec le point de mesure de fréquence instantanée correspondant du vecteur s_{fcal} .

Dans toute la suite, la fréquence d'échantillonnage commune aux vecteurs de points de mesure s_{vcal} et s_{fcal} sera notée f_{demod} . On aura donc $f_{ssvcal} = f_{ssfcal} = f_{demod}$.

4.3.2.2. Association des mesures de fréquence avec les mesures de tension

Pour simplifier le problème, la suite sera valable sous l'hypothèse d'une caractéristique de type affine. Le signal de tension triangulaire s_{vcal} de période $2T_r$ et d'amplitude A_{st} produira donc un signal s_{fcal} de points de mesure de fréquences instantanées triangulaire, de période $2T_r$ et d'amplitude notée Δf_{fcal} .

De plus, la plupart des schémas ne présenteront qu'une période des signaux triangulaires, mais en pratique il est possible d'appliquer plusieurs périodes.

Des signaux triangulaires non bruités seront représentés, car l'objectif ici est de comprendre comment les points du vecteur s_{fcal} sont associés aux points du vecteur s_{vcal} .

4.3.2.2.1. Cas où les signaux triangulaires sont en phase, et où l'échantillonnage est réalisé en phase

Ce cas de figure consiste à avoir deux vecteurs s_{vcal} et s_{fcal} représentant deux signaux triangulaires exactement en phase, et échantillonnés aux mêmes moments, comme on l'a représenté sur la Figure 4-12.

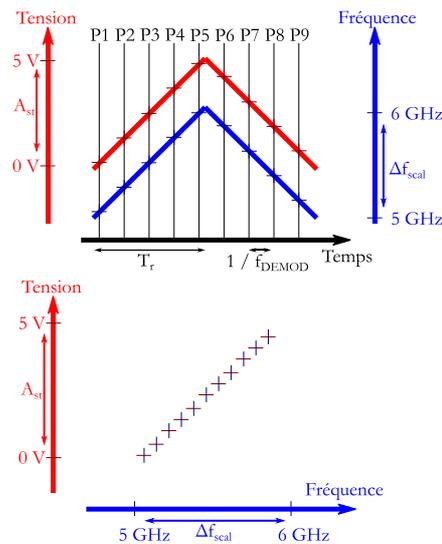


Figure 4-12: Signaux triangulaires en phase et échantillonnés aux mêmes instants.

Chaque point du vecteur s_{val} correspond donc au point de s_{fcal} de même indice. Ce cas n'arrive jamais car les signaux ne sont jamais échantillonnés aux mêmes instants. Les signaux triangulaires peuvent être en phase par contre.

4.3.2.2.2. Cas où les signaux triangulaires sont en phase, mais l'échantillonnage est déphasé

Ce cas de figure peut arriver lorsque l'entrée et la sortie de l'émetteur sont enregistrées avec le même oscilloscope large bande (il faut un oscilloscope large bande pour enregistrer la porteuse RF). Les signaux triangulaires s_{val} et s_{fcal} sont en phase dans ce cas de figure. L'échantillonnage des deux signaux triangulaires est effectué à la même fréquence d'échantillonnage f_{demod} . Pourtant, les deux signaux peuvent ne pas être échantillonnés aux mêmes moments, comme le montre la Figure 4-13.

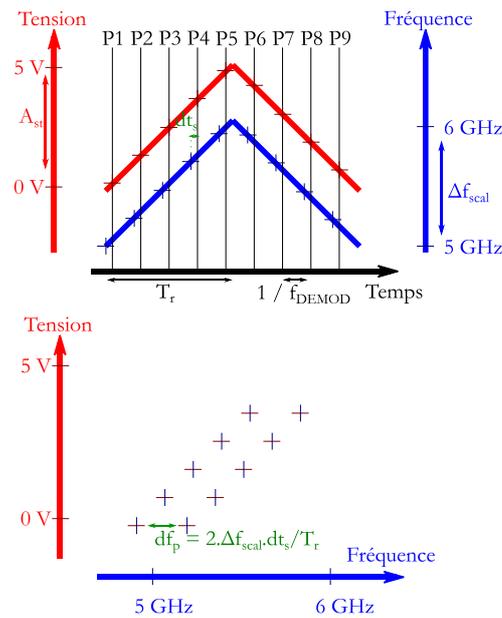


Figure 4-13: Signaux triangulaires en phase, mais pas échantillonnés exactement aux mêmes moments.

Au moment où l'enregistrement est enclenché, l'écart temporel dt_s entre les deux déphasages suit une loi uniforme à valeur dans $[-1/2f_{demod} : 1/2f_{demod}]$. Ensuite, cet écart dt_s est constant pour toute la durée de l'acquisition. Pour un échantillon de s_{scal} affecté à une rampe montante, le point de s_{scal} de même indice n'est pas la fréquence instantanée produite si la tension considérée est appliquée à l'entrée du système sans fil. Le point correspondant de s_{scal} est affecté d'un écart $df_p/2$. Cet écart est représenté sur la Figure 4-13. Pour un échantillon de s_{scal} affecté à une rampe descendante, le point de fréquence correspondant de s_{scal} est affecté d'un écart $-df_p/2$.

Lorsque le nuage de point s_{scal} en fonction de s_{scal} est tracé sur un graphique, comme sur le graphique du bas de la Figure 4-13, deux droites espacées de df_p sont ainsi obtenues. Cet écart peut être réduit en augmentant le produit $f_{demod} \cdot T_r$, ce qui est facilement réalisable puisque les paramètres f_{demod} et T_r sont choisis soit lors de la conception, soit lors de la démodulation.

Cet écart peut être réduit aussi lors de la démodulation par programmation en faisant varier l'instant de la première fenêtre sur laquelle la transformée de Fourier est réalisée.

Tous les échantillons des rampes montantes sont espacés du même petit écart, qui est l'opposé de l'écart affectant les échantillons des rampes descendantes (cela est vrai pour une caractéristique linéaire). Lorsqu'une régression sera effectuée afin de modéliser le nuage de point (voir partie 4.3.3), ces écarts dû au fait que les deux signaux triangulaires n'aient pas été échantillonnés aux mêmes moments n'auront pas d'effet.

4.3.2.2.3. Cas où les signaux triangulaires sont déphasés

Ce cas de figure se produit lorsque le signal triangulaire de tension de calibration est appliqué à l'entrée du système sans fil de manière continue, plutôt que d'appliquer un nombre fixé de rampes montantes et descendantes.

Lorsque le signal est appliqué de manière continue, il est enregistré sur une durée T_{acq} , qui commence à n'importe quel moment. Dans ce cas, la phase à l'origine du signal triangulaire suit une loi uniforme dont la valeur est comprise dans l'intervalle $[0 : 2\pi]$.

Cela explique que les deux vecteurs s_{vcal} et s_{fcal} peuvent représenter des signaux triangulaires, contenir le même nombre de point mais être complètement décorrélés, comme le graphique du haut de la Figure 4-14.

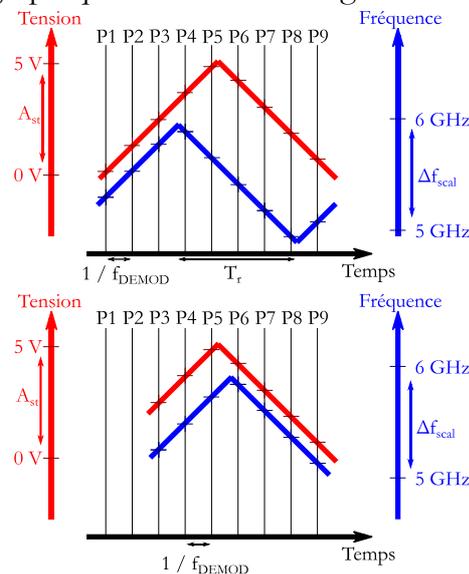


Figure 4-14: Signaux triangulaires déphasés.

Pour obtenir deux vecteurs de points s_{vcal}' et s_{fcal}' , avec lesquels il est possible de déterminer la caractéristique tension fréquence du système sans fil, la corrélation croisée (*cross correlation*) [134] [135] des deux vecteurs s_{vcal} et s_{fcal} est maximisée.

De cette opération résulte deux vecteurs de points s_{vcal}' et s_{fcal}' , représentés schématiquement sur le graphique du bas de la Figure 4-14.

Une fois cette opération réalisée, on se retrouve dans le cas de figure de la partie précédente, et la caractéristique tension fréquence du système sans fil peut être déterminée.

4.3.2.2.4. Cas particulier intéressant

Dans le cas particulier où $1/f_{demod}$ divise T_r , au fur et à mesure que les périodes du signal de tension triangulaire sont appliquées à l'entrée du système sans fil, ce sont toujours les mêmes échantillons de tension qui sont appliqués périodiquement, comme sur la Figure 4-15.

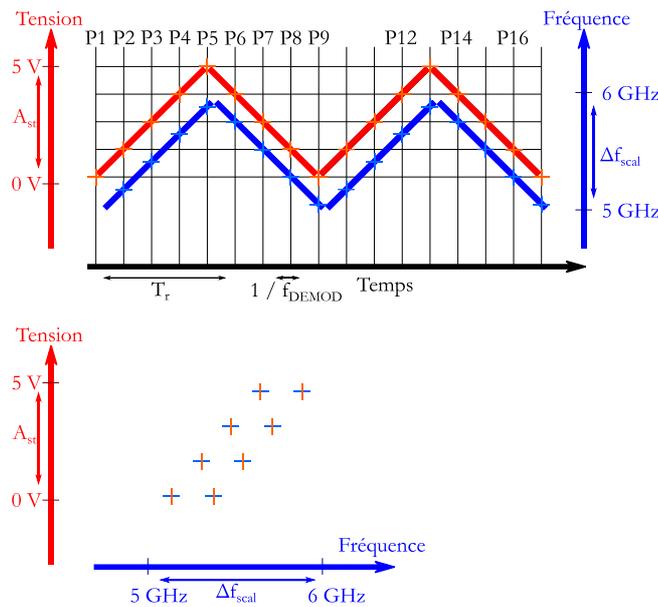


Figure 4-15: Cas de signaux triangulaires où $1/f_{demod}$ divise T_r .

$T_r \cdot f_{demod} + 1$ échantillons espacés d'une tension égale à $A_{st} / (T_r \cdot f_{demod})$, répartis sur la plage A_{st} de tensions calibrées sont donc appliqués chacun autant de fois qu'il y a eu de rampe de calibration d'appliquées à l'entrée du système sans fil. Supposons que le signal triangulaire de calibration soit constitué d'un nombre de rampes n_r . Le nuage de point est donc constitué de $T_r \cdot f_{demod} + 1$ groupes de n_r échantillons. Si la tension de calibration est exacte (par exemple si un signal théorique est utilisé), chacun des n_r échantillons de n'importe quel des $T_r \cdot f_{demod} + 1$ groupes sont alignés, comme sur le graphique du bas de la Figure 4-15.

4.3.3. Modéliser la caractéristique tension-fréquence du système sans fil

Notons x_i les points du vecteur s_{fcal} , et y_i les points du vecteur s_{vcal} . L'objectif est de trouver un modèle représentant au mieux le nuage de points (x_i, y_i) , assez bien en tout cas de sorte que lorsqu'un signal est appliqué sur l'entrée du VCO par la suite, on puisse le déduire à partir de la fréquence instantanée de la porteuse reçue et du modèle seulement.

4.3.3.1. Régression polynomiale

Avec cette manière de faire, la méthode des moindres carrés est utilisée pour trouver un polynôme comme modèle minimisant la somme des résidus r_i :

$$r_i = y_i - f_n(x_i) \tag{4.3.1}$$

$$f_n(x) = \sum_{j=0}^n a_j x^j \quad (4.3.2)$$

En pratique, selon la plage de tensions calibrées et selon le VCO utilisé, on observe une amélioration des résultats avec l'ordre du polynôme.

La régression polynomiale est plus adaptée lorsque l'amplitude des signaux est élevée, car sur de courtes plages de tension, la caractéristique du VCO peut être modélisée par une droite.

4.3.3.2. Régression linéaire par moyenne géométrique

Lorsque l'on pratique une régression linéaire d'un vecteur de mesure X sur un vecteur de mesure Y , il n'y a aucune raison de prendre X comme variable indépendante et Y comme variable dépendante si les deux vecteurs sont aléatoires, entachés d'erreur de mesure [136]. C'est pourtant ce qui est fait si la méthode des moindres carrés est utilisée. Supposons un calibrage du VCO réalisé dans de mauvaises conditions, où la mesure de la tension appliquée à l'entrée du VCO y_i et la mesure de la fréquence instantanée de la porteuse x_i sont entachées d'erreurs respectives ε_i et η_i , et supposons qu'il existe une relation linéaire exacte de paramètres α_d et β_d entre les valeurs vraies mais non observées (x_i^*, y_i^*) :

$$y_i = y_i^* + \varepsilon_i \quad (4.3.3)$$

$$x_i = x_i^* + \eta_i \quad (4.3.4)$$

$$y_i^* = \alpha_d + \beta_d x_i^* \quad (4.3.5)$$

$$y_i = \alpha_d + \beta_d x_i + \varepsilon_i^* \quad (4.3.6)$$

Avec $\varepsilon_i^* = \varepsilon_i - \beta_d \eta_i$

Dans ces conditions, l'estimation des paramètres $\hat{\alpha}_d$ et $\hat{\beta}_d$ par les moindres carrés sera biaisée.

Il a été montré dans la référence [136] que lorsque l'on n'a pas d'information sur les variances des erreurs, on peut utiliser la régression linéaire par moyenne géométrique (GMR). Pour la mettre en place en pratique, il faut :

- Pratiquer une régression linéaire par les moindres carrés (OLS) des y_i sur les x_i . Une pente β_1 est déterminée.
- Ensuite, une OLS des x_i sur les y_i est effectuée, une pente β_2 est trouvée.
- Pour corriger le biais sur la pente β_1 et prendre en compte l'erreur sur les mesures x_i , la moyenne géométrique de β_1 et β_2 peut être utilisée.

L'objectif est de minimiser l'aire \mathcal{A} des triangles rectangles formés par la droite cherchée, et les points de mesures considérés, comme dans [136] :

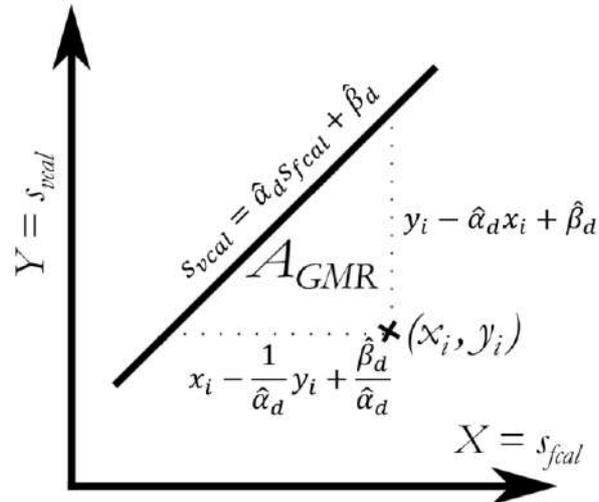


Figure 4-16: Dessin représentant la droite recherchée par la méthode de la moyenne géométrique, et un point de mesure.

Le problème à résoudre est tel que :

$$\min \sum (x_i - (\frac{1}{\hat{\alpha}_d} y_i - \frac{\hat{\beta}_d}{\hat{\alpha}_d})) (y_i - (\hat{\alpha}_d x_i + \hat{\beta}_d))$$

La solution est telle que :

$$\hat{\alpha} = \sqrt{\frac{\overline{Y^2} - \bar{Y}^2}{\overline{X^2} - \bar{X}^2}} = \sqrt{\frac{\hat{\alpha}_{OLS Y|X}}{\hat{\alpha}_{OLS X|Y}}} \quad (4.3.7)$$

$$\hat{\beta}_d = \bar{Y} - \hat{\alpha}_d \bar{X} \quad (4.3.8)$$

La régression linéaire par moyenne géométrique a l'avantage d'être très facile à mettre en place. Par contre, il a été montré que cette méthode est inconsistante, c'est-à-dire que si le nombre de points de mesure tend vers l'infini, la droite trouvée par cette méthode n'est celle qui modélise le nuage de point au mieux [137] [138]. Cette méthode est donc adaptée au cas où peu de points de mesures sont disponibles (de l'ordre d'une dizaine, ce qui n'est pas vraiment notre cas), et si l'abscisse et l'ordonnée sont entachées d'erreur.

4.3.3.3. Régression linéaire par morceaux

Si le signal de calibrage a une large dynamique, des écarts sont observés au final après démodulation entre l'entrée et la sortie du système sans fil car la caractéristique du VCO n'est pas linéaire sur une large étendue. Une solution

possible est de pratiquer une GMR ou une OLS par morceaux. Il est possible de trouver un modèle linéaire plus fidèle à la mesure en l'évaluant sur de plus petites portions. Cette technique de linéarisation par morceau de la caractéristique d'un VCO a déjà été présentée dans [139]. Le modèle trouvé peut être continu ou non suivant la méthode utilisée :

Méthode 1 : Diviser la caractéristique en n morceaux égaux avec le même nombre de points, et pratiquer une GMR sur chacun des n morceaux. Le modèle trouvé n'est pas continu, c'est-à-dire que les différentes droites des différentes portions de la courbe ne se rejoignent pas.

Méthode 2 : Diviser la caractéristique en n morceaux égaux avec le même nombre de points. Pratiquer une GMR sur le premier morceau. Pratiquer une GMR moins un degré de liberté sur les autres morceaux, pour que le modèle soit continu, comme sur la Figure 4-17, où le point (x_0, y_0) représente le point où les deux droites doivent se rejoindre.

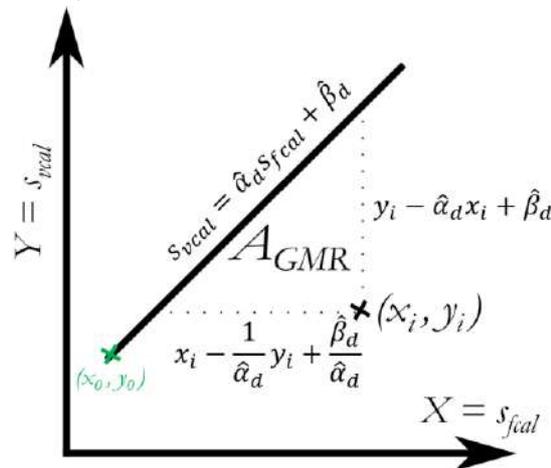


Figure 4-17: Dessin représentant la droite recherchée, un point de mesure, et un point par lequel passe forcément la droite.

Le problème à résoudre est tel que :

$$\min \sum (x_i - (\frac{1}{\hat{\alpha}_d} y_i - \frac{\hat{\beta}_d}{\hat{\alpha}_d})) (y_i - (\hat{\alpha}_d x_i + \hat{\beta}_d))$$

$$y_0 = \hat{\alpha}_d x_0 + \hat{\beta}_d \quad (4.3.9)$$

La solution est telle que :

$$\hat{\alpha}_d = \sqrt{\frac{(Y - y_0)^2}{(X - x_0)^2}} \quad (4.3.10)$$

$$\hat{\beta}_d = y_0 - \hat{\alpha}_d x_0 \quad (4.3.11)$$

Lorsque le nombre de morceaux est grand, les portions sur lesquelles la régression est pratiquée sont petites et la caractéristique du VCO est linéaire.

4.3.4. Modifications du système sans fil pour ajouter le calibrage

Il faut modifier le circuit présenté en Figure 4-11 afin d'appliquer un signal de tension de calibrage à l'entrée du système sans fil avant l'application du signal de mesure de surpression aérienne. L'étendue de tensions calibrées devra inclure l'étendue du signal de mesure.

Dans un premier temps, on se concentre sur la génération du signal de référence, puis on présentera les différentes méthodes permettant d'appliquer ce signal à l'entrée du système sans fil avant l'arrivée du choc sur le capteur.

4.3.4.1. Génération d'un signal de référence

Pour les essais de calibrage, plusieurs types de signaux ont été testés, comme des rampes non symétriques, des signaux sinusoïdaux, et bien sûr le signal triangulaire. C'est ce dernier qui donne le meilleur résultat. C'est pourquoi un système de calibrage intégré du système sans fil devrait comprendre un générateur de signaux triangulaires. Plusieurs circuits différents sont possibles pour réaliser cette fonction. On peut par exemple utiliser un circuit intégrateur suivi d'un montage trigger de schmitt non-inverseur (Figure 4-18).

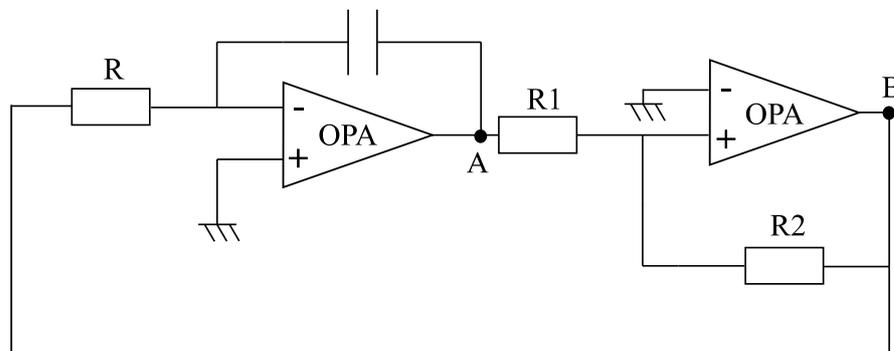


Figure 4-18: Montage intégrateur suivi d'un montage astable.

Au point A, la tension triangulaire varie entre $\pm \frac{R_1}{R_2} V_{SAT}$, avec V_{SAT} la tension de saturation de l'amplificateur opérationnel. La période T_r du signal triangulaire est telle que :

$$T_r = \frac{4R_1RC}{R_2} \quad (4.3.12)$$

Il existe d'autres montages simples [140] pour générer des signaux triangulaires. Dans tous les cas, il ne faut pas que ce montage soit sensible à quoique ce soit, pour que le signal ait des caractéristiques précisément connues dans une

fenêtre d'au moins 1H avant la mise en détonation de l'explosif. En effet, si le générateur de signaux est sensible à la température par exemple et que la valeur du signal de tension change, elle devient inutile.

L'intégration de ce genre de montage n'a pas été réalisée au cours de la thèse. Pour générer un signal de calibration périodique triangulaire, le générateur de fonctions Tektronix AFG3022B a été utilisé. Cet outil génère la tension programmée avec une certaine exactitude spécifiée dans sa feuille de données [106].

4.3.4.2. Application d'un signal de calibration avant l'application du signal de mesure : Méthode 1

Pour appliquer un signal de calibration à l'entrée du système avant l'application du signal de mesure, il est possible de procéder comme ce qui est présenté en Figure 4-19. Une commutation passe d'une voie de calibration à une voie de mesure.

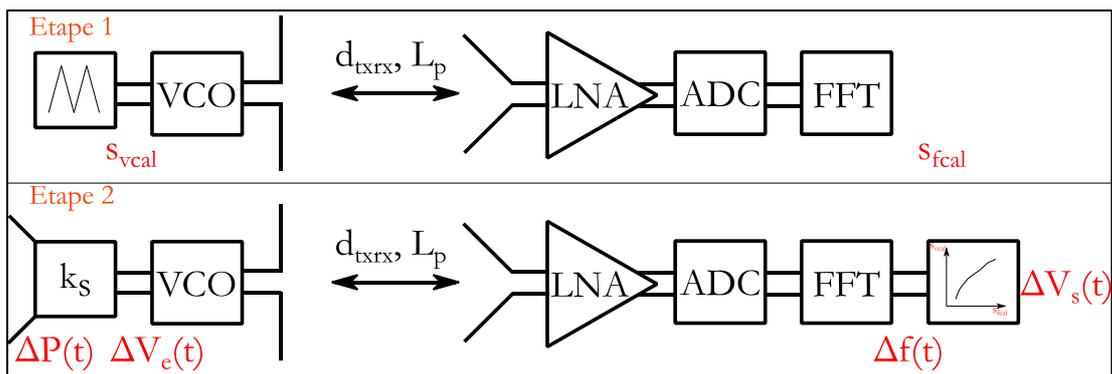


Figure 4-19: Première manière de faire pour calibrer le système sans fil.

Cette commutation peut être réalisée en branchant un système générant un signal de calibration, puis en le débranchant pour le remplacer par le conditionneur du capteur.

Elle peut se faire sinon en utilisant un multiplexeur analogique 2 vers 1, comme ce composant par exemple [141]. L'emploi d'un tel composant a été testé mais l'essai n'a pas été concluant du fait d'un couplage non négligeable entre les deux voies. Cela aurait pu être évité en éteignant le générateur produisant le signal de référence pendant l'application du signal de mesure à l'entrée du VCO.

4.3.4.3. Application d'un signal de calibrage avant l'application du signal de mesure : Méthode 2

4.3.4.3.1. Ajout d'un signal de calibrage avant l'arrivée du choc

Cette méthode suppose qu'avant l'arrivée du choc sur le capteur, ce dernier fournit une tension constante, notée V_{p0} . On en profite pour ajouter au signal de tension de mesure $\Delta V_e(t)$, le signal de calibrage périodique s_{real} , comme présenté sur la Figure 4-20.

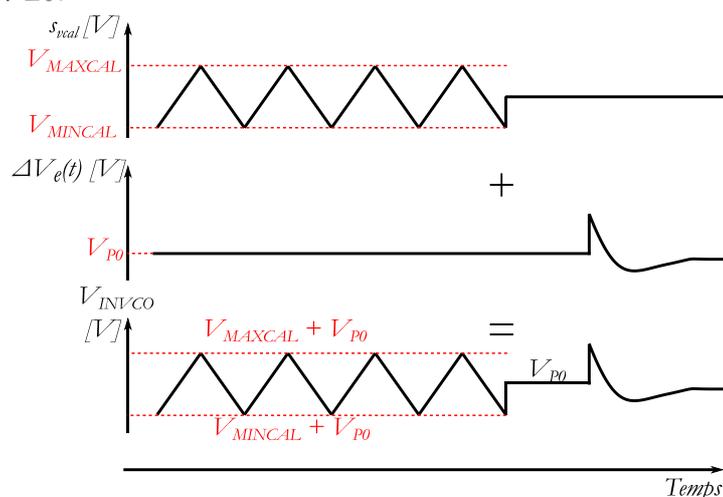


Figure 4-20: Somme des signaux de calibrage et de mesure à l'entrée du VCO.

A moins de connaître la tension constante délivrée par le capteur (ou le conditionneur du capteur) avant l'arrivée du choc, cette méthode ne permet pas de mesurer la pression ambiante. De la même manière que les capteurs piézoélectriques décrits au chapitre 3 ne permettent pas de mesurer la pression ambiante, ce montage pour le système sans fil ne le permet pas non plus.

Elle sera donc utilisée avec des capteurs piézoélectriques en supposant que ces derniers génèrent une tension de 0 V avant l'arrivée du choc.

Un schéma bloc du système sans fil avec l'ajout du signal de calibrage s_{real} , est représenté en Figure 4-21.

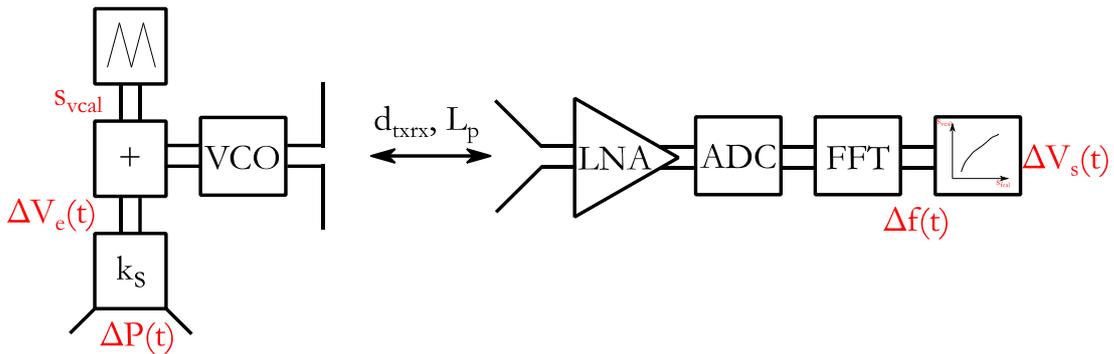


Figure 4-21: Architecture de l'émetteur RF avec calibration pour la mesure de pression sans fil.

Le bloc chargé d'ajouter les signaux de mesure et de calibration sur la Figure 4-21 peut être réalisée avec le montage à amplificateur opérationnel soustracteur, représenté en Figure 4-22 :

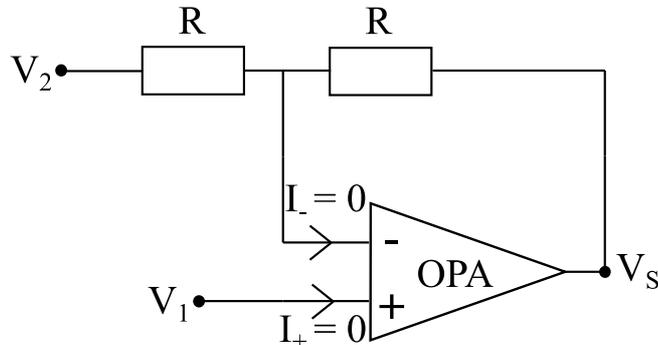


Figure 4-22: Montage classique à amplificateur opérationnel type soustracteur.

Ce montage soustracteur donne une tension V_s en fonction des tensions V_1 et V_2 en entrée de la forme suivante :

$$V_s = 2V_1 - V_2 \quad (4.3.13)$$

L'objectif est donc d'utiliser ce montage avec le signal de mesure $\Delta V_e(t)$ issu du capteur de pression comme potentiel V_1 , et le signal de calibration s_{vcal} , pour l'instant généré par le générateur de fonction, à la place du potentiel V_2 . On pourrait aussi faire l'inverse, l'important est d'appliquer un signal de calibration à l'entrée du VCO.

L'idéal serait de ne pas avoir à appliquer au système sans fil un signal de déclenchement pour passer d'un mode calibration à un mode mesure. Il vaudrait mieux qu'au final, le système de mesure n'ait besoin d'aucun câble, que ce soit pour l'alimentation électrique, ou pour transmettre le signal, ou pour recevoir un signal de déclenchement. Le problème est que les essais actuels ont besoin d'un signal indiquant au système le passage d'un mode calibration à un mode mesure. C'est

pourquoi la partie suivante étudie l'éventualité de l'ajout du signal de calibration s_{val} même une fois que le choc ait atteint le capteur.

4.3.4.3.2. Application du signal de calibration et du signal de mesure simultanément

Dans la partie précédente, il a été montré que le montage en Figure 4-22 permettait d'ajouter un signal de référence au signal de mesure. Avant que l'onde de choc arrive au capteur, ce dernier fournit une tension constante de 0 V. On en profite pour ajouter le signal de calibration.

On suppose qu'il est possible de continuer d'appliquer le signal de calibration pendant que le capteur restitue les variations de pression, et de parvenir à retrouver ces dernières en réception.

Par la simulation, on essaye de valider cette hypothèse. Un schéma du circuit électronique en amont du VCO est présenté en Figure 4-23, et le résultat de sa simulation est présentée en Figure 4-24.

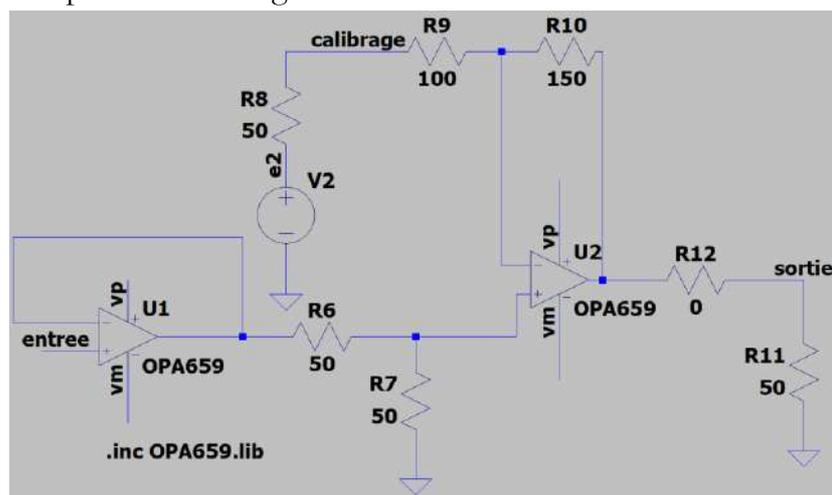


Figure 4-23: Simulation du montage soustracteur.

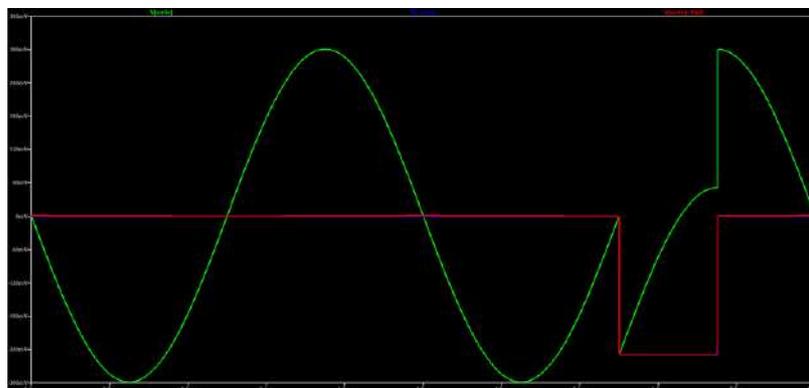


Figure 4-24: résultat de la simulation du circuit en Figure 4-23.

La simulation a été réalisée avec un signal de calibration de type sinusoïdal plutôt que de type triangulaire. On suppose que cela ne change rien au résultat de la

simulation. Le signal de calibrage sinusoïdal est appliqué continuellement sur l'entrée de calibrage du système sans fil. Sur la Figure 4-24, on peut remarquer que le signal de mesure (en bleu sur la figure) est égal à 0 V pendant qu'une première période du signal de calibrage est appliquée à l'entrée de calibrage du montage soustracteur.

Ensuite, le signal de mesure (en bleu) change de valeur brusquement, il a la forme d'une porte. En sortie du montage, le signal (représenté en vert sur la Figure 4-24) est la différence entre le signal de mesure et le signal de calibrage. La simulation montre que l'on peut retrouver une bonne estimation du signal de mesure en ajoutant le signal de calibrage au signal de sortie, on obtient le signal rouge sur la Figure 4-24.

Le problème de cette manière de faire est que si la durée d'acquisition du signal de tension image du signal de pression à transmettre est supérieure à la durée d'une rampe, la somme (ou la différence) du signal de calibrage s_{cal} et du signal de mesure $\Delta V_e(t)$ n'est pas incluse dans la plage de tension calibrée. Un modèle linéaire modélisant la caractéristique est donc nécessaire afin d'extrapoler la caractéristique tension-fréquence du système au-delà de la plage de tension calibrée.

Les résultats de cette manière ne sont pas concluant en pratique, car :

- Une faible étendue de tension (< 800 mV pour le VCO HMC358 et < 500 mV pour le VCO HMC732) doit être utilisée.
- Cette étendue n'est pas celle disponible pour le signal de mesure. C'est celle disponible pour la somme du signal de calibrage et celle du signal de mesure.
- Même en essayant de démoduler au mieux, des restes du signal de calibrage sont présents sur le signal de mesure, ce qui peut être assimilé à de la diaphonie.

Ces contraintes ne permettent pas de transmettre des signaux de bonne qualité. En pratique, le signal de mesure est retrouvé mais qu'il est extrêmement bruité.

Néanmoins, Il est assez important de faire fonctionner cette technique. En effet, si elle ne fonctionne pas, il faut stopper l'application du signal de calibrage à l'entrée du système sans fil avant que l'onde de choc n'arrive au capteur. Cela peut se faire de plusieurs manières qui vont toutes compliquer le système sans fil :

- Un signal de déclenchement transmis au système peut indiquer le moment où éteindre la génération des rampes. On peut imaginer une deuxième

communication sans fil pour la transmission de ce signal de déclenchement ;

- Un calibrage peut être généré sur une durée donnée laissant le temps aux expérimentateurs d'amorcer l'explosif et de s'en aller. En réception, il est possible de savoir si l'application du signal de calibrage est terminée ou non.
- Une détection de l'onde de choc avant qu'elle arrive sur le capteur est peut être possible. Cela peut être réalisé en détectant :
 - o Le signal électrique initiant l'explosif ;
 - o Les radiations émises par la détonation ;
 - o Les perturbations dans le support mécanique avant l'arrivée de l'onde de choc sur le capteur.

On a donc posé les bases du calibrage du système sans fil. Dans la partie suivante, nous allons présentons la possibilité de transmettre plusieurs voies de mesures simultanément avec plusieurs VCO.

4.4. MULTI CAPTEURS

4.4.1. Accès multiple par répartition en fréquence

L'accès multiple par répartition en fréquence (En anglais : Frequency Division Multiple Access, FDMA) est une technique couramment utilisée afin de transmettre différents signaux utilisant une même bande de fréquence.

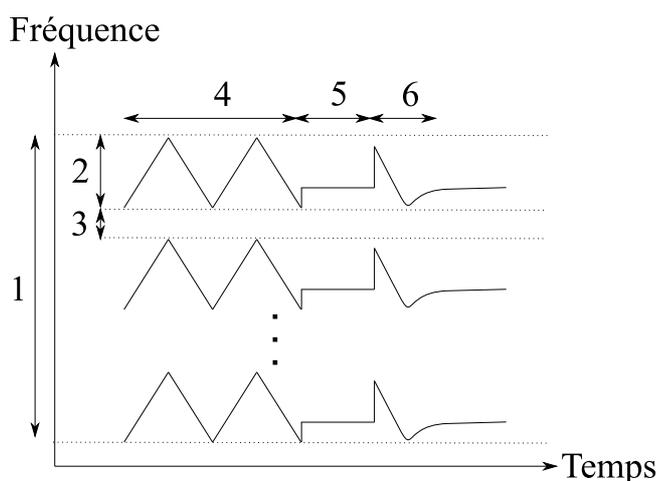


Figure 4-25: Schéma de principe du multi-capteurs avec la technique FDMA.

La bande totale allouée au système de transmission est représentée en (1) sur la Figure 4-25. Elle est divisée en plusieurs canaux représentées en (2). Une bande

de garde (3) est nécessaire pour séparer les canaux. Dans le cadre de notre application, il faut transmettre un signal modulant de calibrage triangulaire (4), puis le signal de mesure de pression d'onde de souffle (6). Une durée sépare le calibrage de la mesure (5).

Cette technique a été utilisée lors d'expérimentation avec explosif pour transmettre les signaux de deux capteurs simultanément.

4.5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié une nouvelle technique d'acheminement sans fil permettant de transmettre des signaux analogiques ultra-rapides sur quelques centaines de mètres. La bande passante des signaux transmis ne dépend pas de la distance entre le capteur et la baie d'acquisition comme pour la liaison filaire, et les problèmes de réflexions du signal de mesure transitoire ne sont plus présents. De plus, ce système résout les problèmes de compatibilité électromagnétiques qui peuvent avoir lieu avec une liaison câblée.

Après avoir décrit les principes généraux sur lesquels sont basés le fonctionnement du système sans fil, comme la modulation analogique de fréquence et la technique d'échantillonnage direct utilisée pour la réception, des analyses théoriques des performances de ce système sans fil ont été effectuées.

Au final, il a été montré qu'en considérant seulement l'atténuation en espace libre, la distance maximale de fonctionnement a été estimée à 900 m. Il a été montré aussi qu'avec 100 MHz de bande passante pour le signal transmis, avec une porteuse RF de bande passante de 150 MHz, un nombre de bit de quantification équivalent de 8 bits pouvait être obtenu en théorie. Pour améliorer ces performances, il faudrait :

- Améliorer le bilan de liaison en augmentant la puissance de l'émetteur, ou bien en changeant les antennes ;
- Essayer une architecture de récepteur hétérodyne pour augmenter la bande passante et le nombre de bit de résolution équivalent.

Ensuite, une méthode permettant d'estimer la tension appliquée à l'entrée du système sans fil à partir de la fréquence instantanée mesurée en réception a été présentée. En appliquant un signal triangulaire de tension de calibrage préalablement, il est possible de mesurer par la suite les tensions appliquées à l'entrée du système sans fil à partir des variations de fréquences instantanées qu'elles produisent, à condition que ces tensions soient incluses dans la plage de tension calibrée.

Ce système de transmission présenté dans ce chapitre peut ne pas fonctionner s'il est à l'intérieur de la boule de feu produite par la détonation d'un explosif. C'est pourquoi des tests en conditions réelles ont été effectués. Les résultats sont présentés dans le chapitre suivant.

5. CARACTERISATION DU SYSTEME SANS FIL

5.1. INTRODUCTION

Ce chapitre a pour but de montrer le fonctionnement du système sans fil en pratique, et d'insister sur les améliorations potentielles apportées par rapport à une liaison filaire.

Dans une première partie, le fonctionnement du système sans fil, déjà décrit dans le chapitre dédié à sa conception, est rappelé en décrivant les moyens mis en œuvre en pratique pour le faire fonctionner. Les résultats de transmission seront observés en fonction de plusieurs réglages, ce qui permettra de comprendre le fonctionnement de l'ensemble du système.

Ensuite, la partie suivante est consacrée à l'observation des performances du système sans fil en termes de distance de transmission et de temps de montée.

Ensuite, les résultats de transmission de signaux de pression en conditions réelles seront présentés.

5.2. DEMONSTRATION ET EXPLICATION DU FONCTIONNEMENT EN PRATIQUE

5.2.1. Descriptions des différents circuits électroniques mis en place

5.2.1.1. Montage n°1 pour l'émetteur

Une première manière de faire est d'appliquer dans un premier temps un signal de calibrage, puis d'appliquer un signal de mesure à l'entrée du système sans fil. Le fonctionnement général de cette technique a été décrite en partie 4.3.4.2 avec la Figure 4-19.

Le schéma électrique du montage utilisé pour la mettre en place en pratique est présenté en Figure 5-1 :

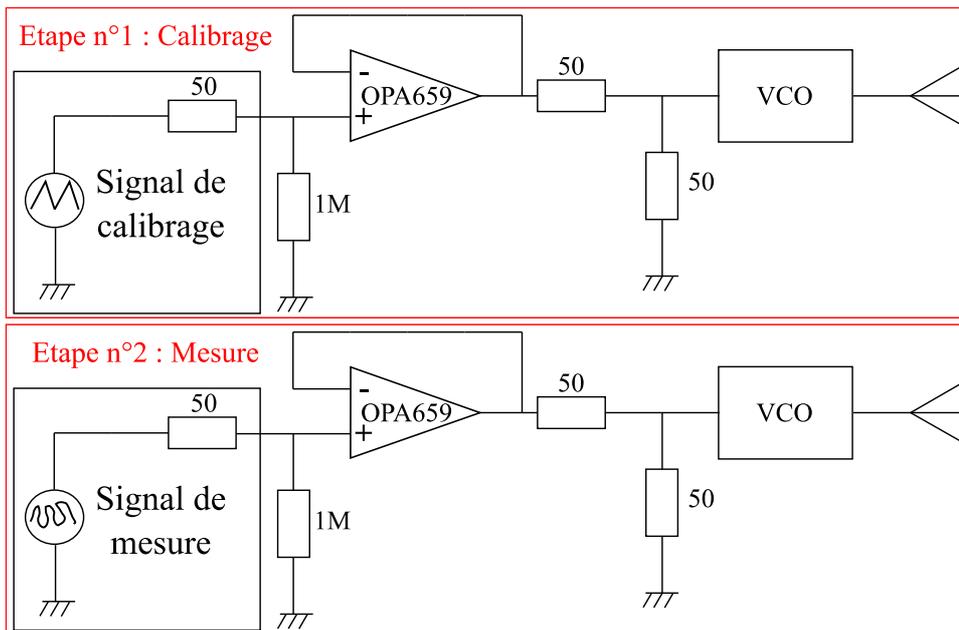


Figure 5-1: Circuit de l'émetteur du système sans fil. Montage n°1.

Le montage en Figure 5-1 sera nommé « montage n°1 » dans la suite du document. Le passage du calibrage à la mesure a essentiellement été réalisé de deux manières différentes durant la thèse :

- Lorsque le générateur de fonction était utilisé pour produire le signal de calibrage et le signal de mesure, alors il était programmé pour générer les deux l'un à la suite de l'autre ;
- Lorsque le signal de mesure était issu d'un capteur de pression lors d'une mesure de détonique, le générateur de fonction était débranché de l'entrée du système sans fil pour être remplacé par le conditionneur du capteur de pression.

5.2.1.2. Montage n°2 pour l'émetteur

Une seconde manière de faire est d'ajouter un signal de calibrage au signal de mesure lorsque ce-dernier est constant, avant que le choc n'atteigne le capteur. Le fonctionnement général de cette technique a été décrite en partie 4.3.4.3.

Le schéma électrique du montage utilisé pour la mettre en place en pratique est présenté en Figure 5-2 :

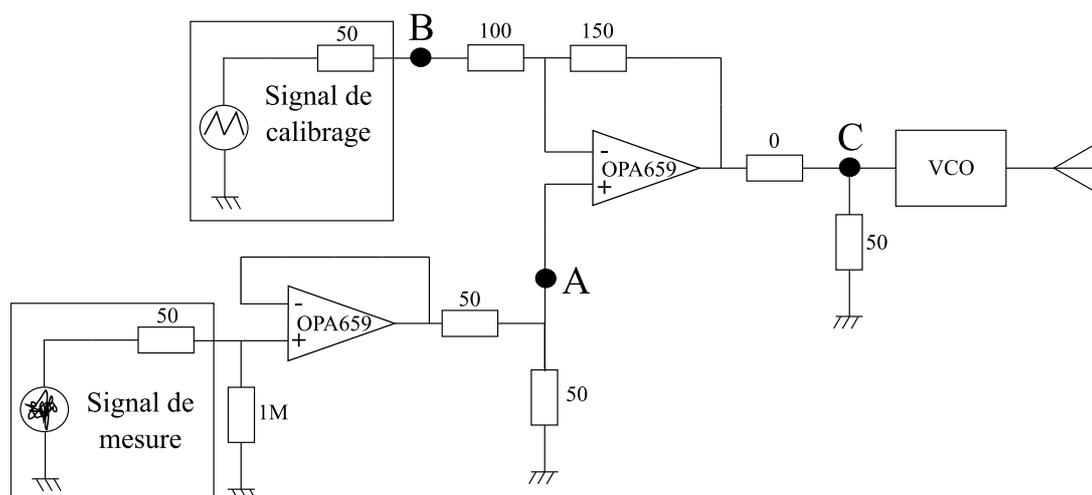


Figure 5-2: Circuit de l'émetteur du système sans fil. Montage n°2.

Cette architecture sera nommée « méthode 2 » dans la suite du document.

Ce montage ne nécessite pas d'intervention manuelle une fois finalisé, ce qui est un avantage lors d'une expérimentation de détonique où seul un personnel habilité peut avoir accès au site avant la détonation.

Par contre, la génération des rampes doit être programmée pour fonctionner avant le choc, et éteinte pendant l'application du signal d'intérêt.

Actuellement, cela est possible grâce à l'utilisation d'un générateur de fonctions qui peut être programmé pour produire un nombre donné de rampe de calibrage juste avant la détonation de la charge.

5.2.1.3. Montage pour la réception

Une fois que les tensions de calibrage et de mesure ont été appliquées à l'entrée du VCO, elles sont modulées en fréquence. A partir de ce stade, quasiment rien ne peut modifier l'information contenue dans la fréquence de la porteuse. Il faut simplement récupérer assez de puissance en réception afin d'être capable de mesurer la fréquence instantanée de la porteuse.

L'architecture et les composants utilisés sont décrits en Figure 5-3.

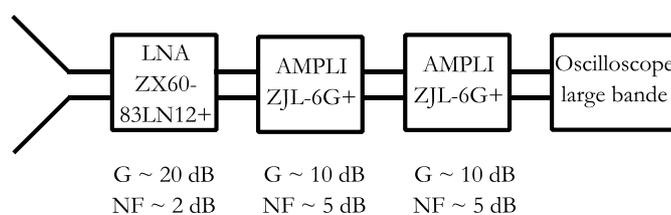


Figure 5-3: Montage électrique du récepteur du système sans fil.

Cette architecture a suffi dans la plupart des configurations. Toutefois, des amplificateurs peuvent être rajoutés si nécessaire.

5.2.2. Génération du signal de calibrage

5.2.2.1. Principe

Durant la thèse, l'intégration d'un générateur de rampe n'a pas été réalisée. Le signal triangulaire a toujours été produit par le générateur de fonctions Tektronix AFG3022B. Le vecteur de points programmé dans l'appareil est un signal déterministe, c'est-à-dire qu'il est parfaitement connu au cours du temps.

Une autre information est aussi disponible, c'est la mesure du signal de calibrage en sortie du générateur à l'aide d'un oscilloscope. Ce signal est aléatoire, du fait du bruit de mesure. Une information n'est par contre pas accessible, c'est la tension effectivement produite à la sortie du générateur. Ces trois signaux sont représentés sur la Figure 5-4.

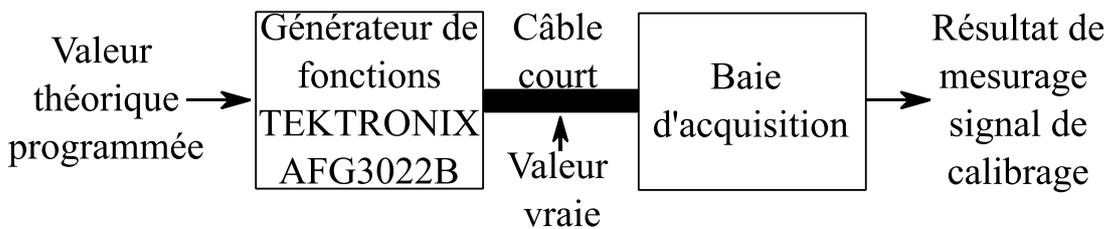


Figure 5-4: Mesure du signal de calibrage.

Quel que soit l'appareil utilisé en guise de baie d'acquisition, le signal mesuré n'est jamais identique au signal programmé dans le générateur de fonctions.

L'écart entre chaque échantillon des deux signaux n'est attribuable à l'un ou l'autre des appareils représentés en Figure 5-4 seulement si l'un des deux présente une incertitude négligeable par rapport à celle de l'autre (incertitude associée à la tension générée dans le cas du générateur de fonction, ou incertitude de mesure dans le cas de l'oscilloscope).

5.2.2.2. Comparaison de plusieurs signaux de calibrage

Dans cette partie, l'objectif est de comparer les signaux triangulaires de tension de calibrage issus de deux mesures effectuées par deux appareils différents, que sont la carte d'acquisition GN412 du fabricant HBM [83] et l'oscilloscope Lecroy 813-zi [107].

L'expérimentation consiste à produire un signal triangulaire avec le générateur de fonctions Tektronix AFG3022B et de le mesurer avec le premier appareil de mesure cité d'une part, puis de le mesurer avec le second appareil de mesure d'autre part. Trois vecteurs résultent de cette opération :

- Le signal triangulaire programmé dans le générateur de fonctions ;
- La mesure n°1 effectuée avec l'oscilloscope cité ;
- La mesure n°2 effectuée avec la carte d'acquisition.

Si les vecteurs issus des mesures sont tracés sur un graphique en fonction du vecteur programmé dans le générateur, alors un nuage de point suivant l'équation $y = x$ est obtenu. Cela est valable si les signaux triangulaires ont une phase à l'origine identique, la corrélation croisée des vecteurs est maximisée pour se placer dans ce cas si besoin, comme expliqué en partie 4.3.2.2.3. Cela est valable aussi à condition que les appareils de mesures utilisés présentent une erreur de mesure moyenne constante en fonction de la tension appliquée.

Cette expérimentation a été réalisée. Le signal programmé dans le générateur de fonction est un signal triangulaire de 2 V d'amplitude et de 1 V d'offset. Sa fréquence est de 250 kHz. Les représentations des 2 signaux de mesure et du signal programmé sont des signaux numériques échantillonnés à une fréquence d'échantillonnage de 100 MS/s. Le résultat du tracé de la mesure n°1 et 2 en fonction de la valeur programmée est représentée en Figure 5-5.

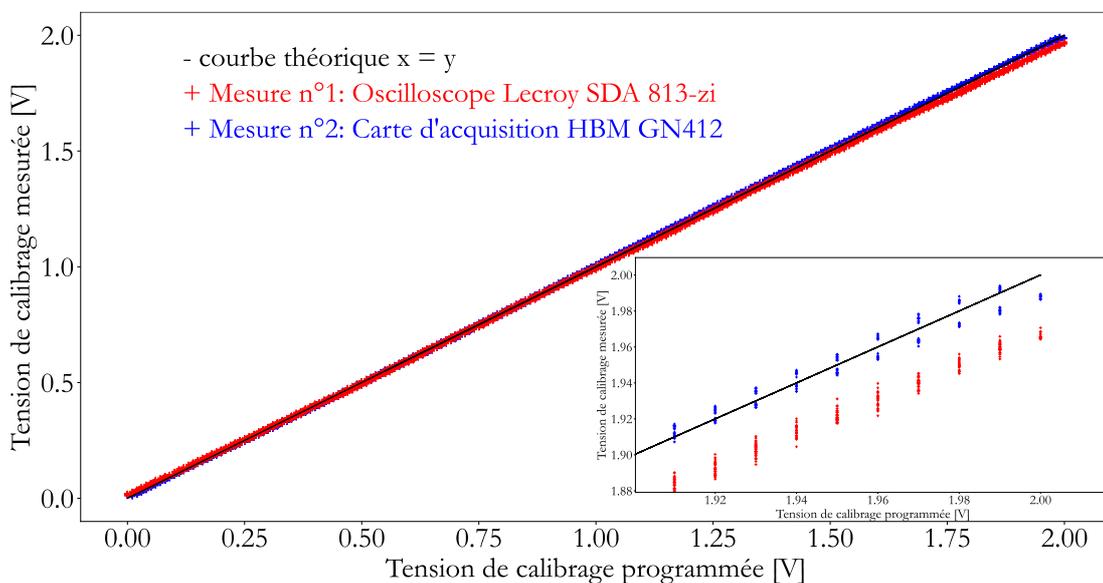


Figure 5-5: Tracé du signal triangulaire mesuré à l'oscilloscope en fonction du signal programmé dans le générateur. Montage électrique en Figure 5-4.

La Figure 5-5 montre que les résultats obtenus sont des nuages de points suivant à peu près l'équation théorique $y = x$. Toutefois, la mesure n°1 réalisée avec l'oscilloscope est plus éloignée de la droite théorique que la mesure effectuée avec la carte d'acquisition. L'oscilloscope est donc moins adapté pour mesurer ce type de signaux, car le graphique en Figure 5-5 semble montrer que l'erreur de mesure est plus importante.

Sur le zoom en Figure 5-5, il est possible d’observer, pour une même valeur de tension programmée, deux groupes d’échantillons de mesures bien séparés. Cela vient du fait que les signaux n’ont pas été échantillonnés exactement aux mêmes moments, comme expliqué en partie 4.3.2.2. L’écart entre les deux groupes de points n’est pas constant en fonction de la tension programmée. Cela peut être expliqué par l’erreur de mesure de l’appareil non constante en fonction de la tension appliquée.

Pour la même expérimentation, l’écart entre la valeur mesurée et programmée pour chaque échantillon a été tracé en fonction de la valeur programmée, en Figure 5-6.

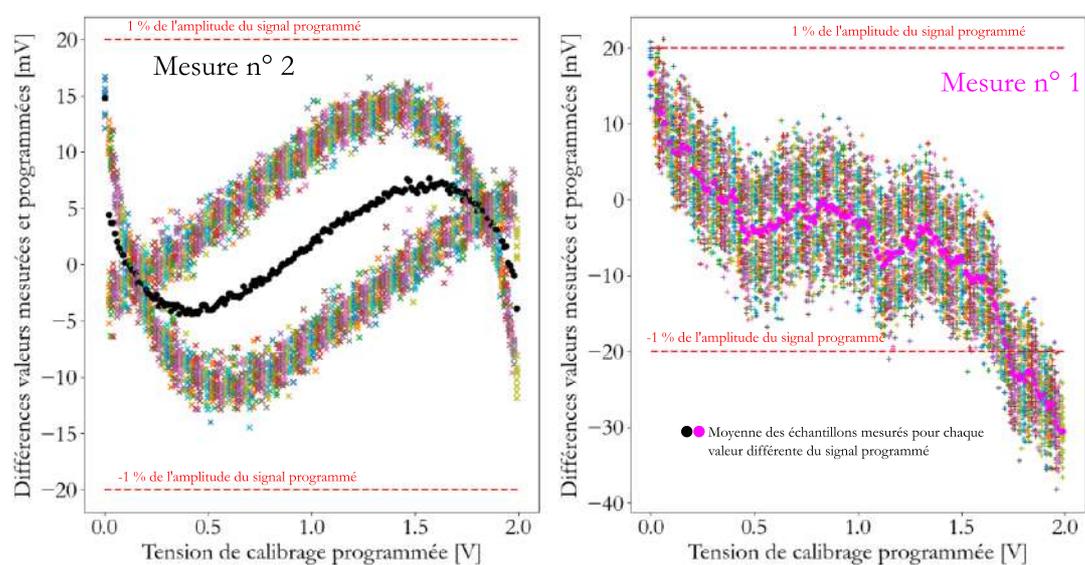


Figure 5-6: Différences entre la valeur programmée et la valeur mesurée, en fonction de la valeur programmée.

La Figure 5-6 montre que l’oscilloscope Lecroy 813-zi est moins adapté que la carte d’acquisition pour donner une représentation du signal de calibration appliqué à l’entrée du système sans fil.

Pour une tension donnée, l’écart moyen entre le signal théorique et le signal mesuré est inclus dans l’intervalle ± 7 mV, ce qui est du même ordre de grandeur que l’erreur de mesure maximale spécifiée dans sa feuille de donnée (la tension pleine échelle (*full scale*) est de 10 V). Ces écarts entre le signal programmé dans le générateur et le résultat de mesure ne peuvent donc pas être attribués plus aux imperfections du générateur qu’à celles de la carte d’acquisition. C’est pourquoi par la suite, le vecteur de point programmé dans le générateur de fonctions sera utilisé comme représentation du signal de calibration appliqué à l’entrée du système sans fil.

Selon la feuille de donnée du générateur de fonctions, l’erreur maximale garantie par le fabricant affectant l’offset et l’amplitude du signal produit est de 1

% [106]. Toutefois, la mesure du signal de calibrage avec la carte d'acquisition montre que l'incertitude associée à la tension de calibrage est inférieure. Les spécifications des appareils de mesure en termes d'exactitude de mesure peuvent être surestimées selon [87], pour prendre en compte l'ensemble des paramètres qui peuvent avoir une influence sur le résultat, comme la température ou le vieillissement de l'appareil.

L'oscilloscope Lecroy 813-zi est plutôt adapté pour mesurer des signaux rapides, mais moins pour mesurer des signaux avec une faible incertitude de mesure. Cela vient du fait que plus les appareils de mesure sont rapides, plus l'incertitude des résultats de mesure qu'ils fournissent augmente.

Cet appareil ne devrait donc pas être utilisé pour obtenir une représentation du signal de calibrage.

5.2.3. Mise en place du calibrage du système sans fil

Le signal triangulaire de tension de calibrage étudié dans la partie précédente est appliqué à l'entrée du système sans fil selon les schémas en Figure 5-1 ou Figure 5-2 selon que le montage n°1 ou 2 est utilisé.

En réception, une porteuse RF modulée en fréquence avec le signal de calibrage est obtenue si la puissance reçue est suffisante. Ensuite, l'ensemble du traitement décrit en partie 4.2.4 est effectué.

Réaliser cette opération de traitement donne le signal bleu en Figure 5-7.

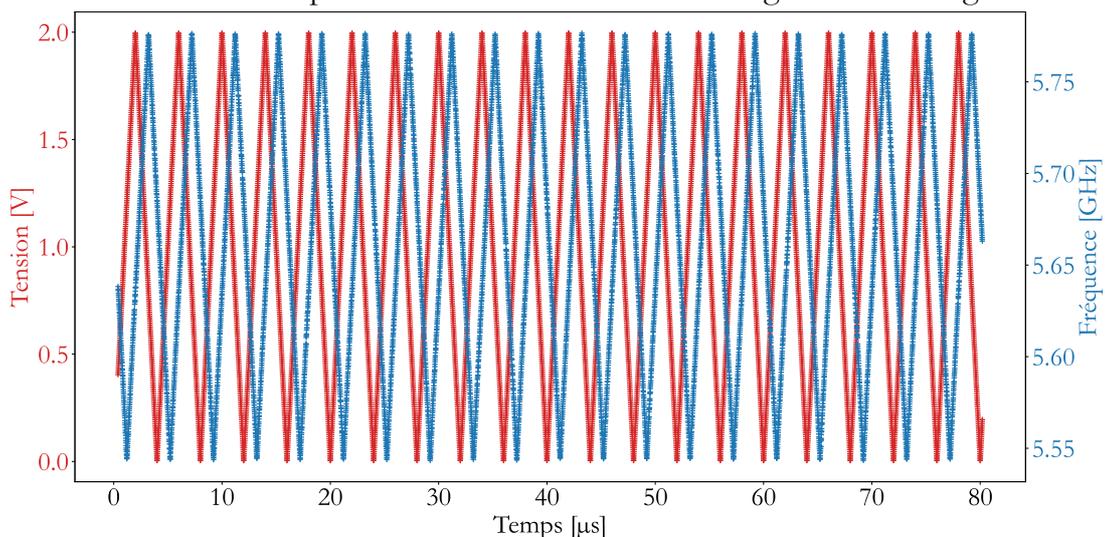


Figure 5-7: Signaux triangulaire de tension et de fréquence instantanée.

Comme expliqué dans la partie 4.3.2.2.3, les signaux obtenus sont déphasés et la corrélation croisée entre les deux vecteurs présentés en Figure 5-7 est ensuite

maximisée. A l'issu de cette opération, 2 vecteurs présentés en Figure 5-8 sont obtenus.

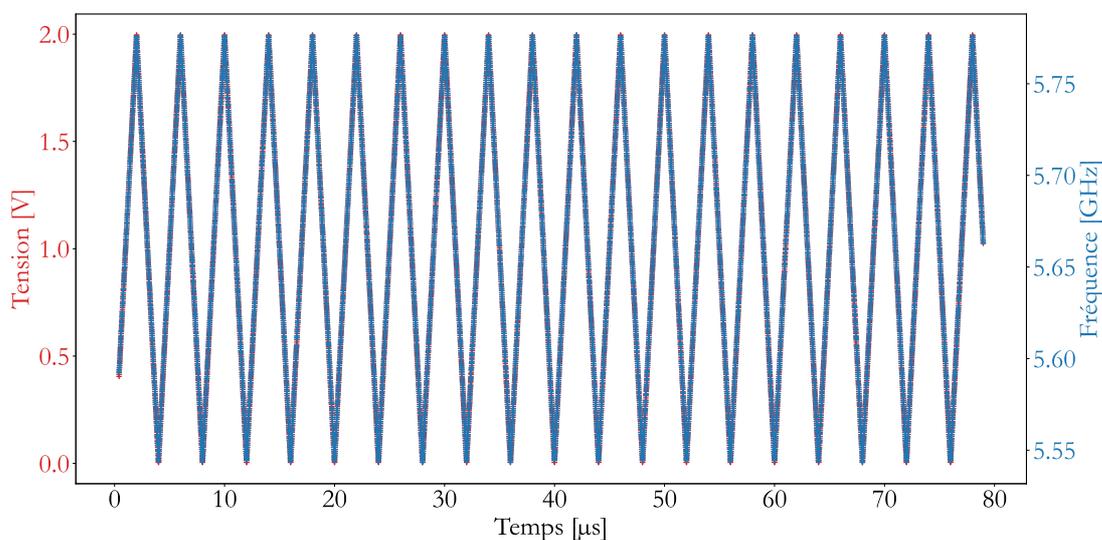


Figure 5-8: Exemple de calibrage du système sans fil. Signaux de calibrage entrée/sortie en phase.

Comme expliqué en partie 4.3.2.2.3, les deux vecteurs de la Figure 5-8 permettent l'estimation de la caractéristique tension-fréquence du système sans fil. Cette dernière est obtenue en traçant sur un graphique un des vecteurs de la Figure 5-8 en fonction de l'autre, comme sur la Figure 5-9.

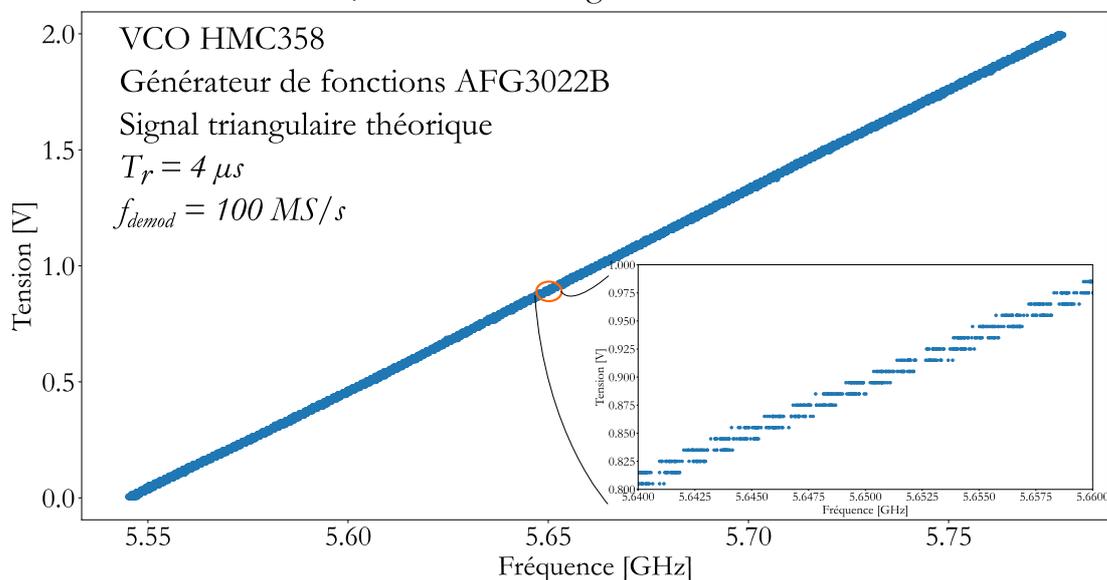


Figure 5-9: Exemple de calibrage du système sans fil. Caractéristique tension-fréquence.

Ensuite, cette caractéristique est modélisée avec une fonction polynomiale, ou une régression linéaire qui peut être réalisée par morceaux, comme expliqué en partie 4.3.3. Cela complète le calibrage du système sans fil, et la démodulation de

n'importe quel signal inconnu appliqué à l'entrée du système sans fil peut à présent être effectuée.

5.2.4. Résultat de mesures en fonction de divers paramètres

5.2.4.1. Description de l'expérimentation réalisée

L'objectif de cette partie est d'étudier l'influence de plusieurs paramètres sur le résultat de mesure résultant d'une transmission sans fil. Les paramètres étudiés sont :

- La fréquence d'échantillonnage de la porteuse ;
- L'amplitude du signal modulant ;
- La puissance de la porteuse en réception ;
- La manière de modéliser la caractéristique tension fréquence.

C'est pourquoi une fois le système sans fil calibré, un signal de mesure produit par le générateur de fonctions Tektronix AFG3022B est appliqué à l'entrée du système. Ce signal de mesure, d'amplitude notée A_{SM} , est une fonction en escalier, comme représenté en Figure 5-10. Il est constitué de N_{pal} paliers de durées égales. Ce signal est numérique, donc échantillonné à une certaine fréquence d'échantillonnage f_{demod} . Chaque palier est donc constitué d'un certain nombre N_e d'échantillons.

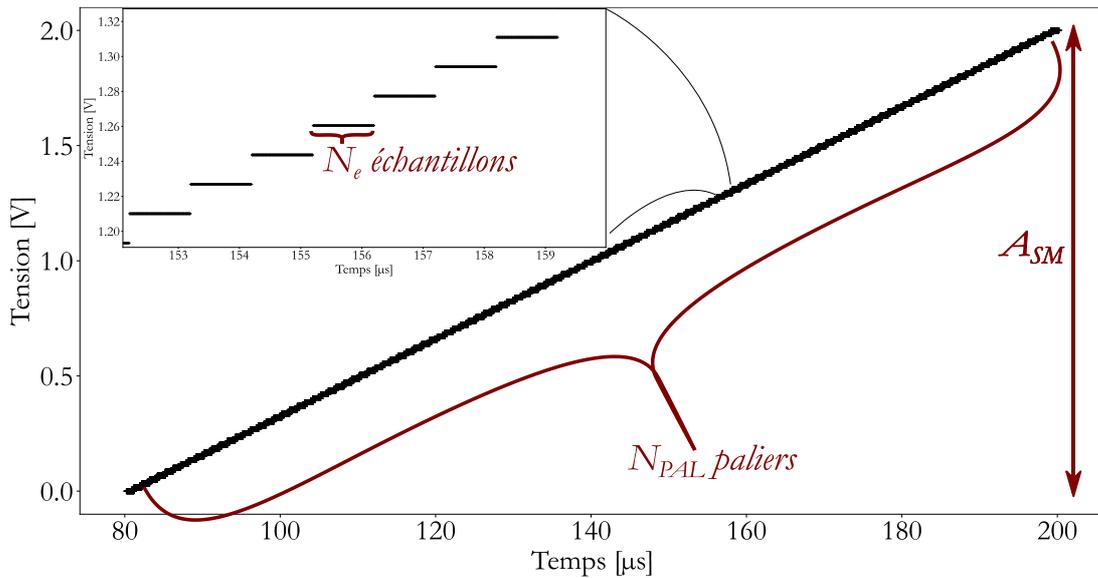


Figure 5-10: Résultat de la mesure d'un signal, constitué de 120 paliers de 1 μ s à l'oscilloscope.

Ce signal de mesure est transmis sans fil. Il est démodulé avec la même fréquence d'échantillonnage que celle à laquelle le signal d'entrée a été numérisé. Un exemple de résultat de transmission sans fil de ce signal, avec la comparaison du signal d'entrée se trouve en Figure 5-11.

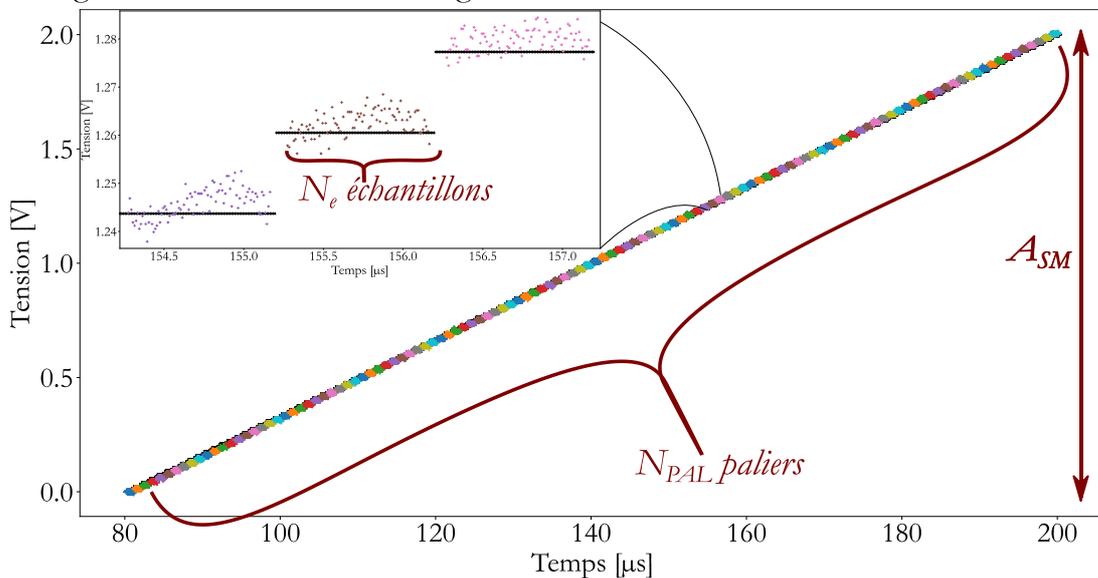


Figure 5-11: Comparaison des différents paliers en entrée/sortie du système sans fil.

Ce signal permet d'estimer l'erreur systématique et aléatoire du système sans fil et du générateur de fonctions. L'erreur systématique est estimée de la manière suivante :

- Pour chaque palier, la moyenne des N_e échantillons est calculée. La moyenne du i ème palier est notée m_{pi} ;

- Pour chaque palier, on calcule la différence entre la moyenne m_{pi} et la moyenne m_{thi} du palier correspondant du signal programmé dans le générateur de fonction ;
- L'écart-type σ_{sys} des N_{pal} différences est ensuite examinée. Cet écart type représente l'erreur systématique de l'ensemble constitué du système sans fil et du générateur de fonction.

Il est possible de calculer l'offset moyen du signal, noté V_{ofs} . σ_{sys} et V_{ofs} peuvent être décrits de la manière suivante :

$$\sigma_{sys} = \sqrt{\sum_{i=0}^{N_{pal}} \frac{(m_{pi} - m_{thi})^2}{N_{pal}}} \quad (5.2.1)$$

$$V_{ofs} = \sum_{i=0}^{N_{pal}} \frac{m_{pi} - m_{thi}}{N_{pal}} \quad (5.2.2)$$

L'erreur aléatoire de l'ensemble du système peut être estimée de la manière suivante :

- Pour chaque palier, l'écart type des N_e échantillons est calculé. L'écart-type du $i^{\text{ème}}$ palier est noté σ_{pi} ;
- La moyenne des N_{pal} écarts-types σ_{pi} représente l'erreur aléatoire de l'ensemble constitué du système sans fil et du générateur de fonctions. Cet écart-type moyen est noté σ_{ale} .

$$\sigma_{ale} = \sum_{i=0}^{N_{pal}} \frac{\sigma_{pi}}{N_{pal}} \quad (5.2.3)$$

5.2.4.2. Variations des résultats en fonction du modèle de la caractéristique tension/fréquence

Le même signal de calibrage et le même signal de mesure que ceux définis dans les parties précédentes sont utilisés. L'erreur systématique moyenne de l'ensemble du système est comparée dans le Tableau 6 en fonction des différents modèles de caractéristique.

Pour comparer ces différents modèles, seule l'erreur systématique moyenne σ_{sys} et l'offset V_{ofs} sont considérés.

Pour les deux grandeurs V_{ofs} et σ_{sys} , les valeurs sont données dans le Tableau 6 en mV et en pourcentage de l'amplitude du signal transmis (0,2 V ou 2 V).

Modèle	Amplitude : 2 V				Amplitude 0,2 V			
	V_{ofs} [mV]	V_{ofs} [%]	σ_{sys} [mV]	σ_{sys} [%]	V_{ofs} [mV]	V_{ofs} [%]	σ_{sys} [mV]	σ_{sys} [%]
1	2,2	0,1	22	1	0,13	0,07	0,7	0,4
2	1,5	0,08	1,2	0,06	0,13	0,07	0,7	0,4
3	1,6	0,08	5,8	0,3	0,13	0,07	0,7	0,4
4	1,7	0,09	5,9	0,3	0,13	0,07	0,7	0,4
5	1,7	0,09	1,3	0,07	0,13	0,07	0,7	0,4
6	1,8	0,09	1,2	0,06	0,13	0,07	0,7	0,4

Tableau 6: Résultat de la comparaison entrée sortie du système sans fil en fonction de la manière de modéliser la caractéristique tension-fréquence.

Modèle	Description
1	Régression linéaire
2	Régression polynomiale, ordre 3
3	Régression linéaire (2 morceaux continus)
4	Régression linéaire (2 morceaux discontinus)
5	Régression linéaire (20 morceaux continus)
6	Régression linéaire (20 morceaux discontinus)

Tableau 7: Descriptions des modèles du Tableau 6.

On peut tirer de ces résultats les conclusions suivantes :

- Le modèle linéaire peut modéliser correctement la courbe si l'on considère une plage de tension de l'ordre de la centaine de mV ;
- Sinon, des modèles non-linéaires sont nécessaires. La régression linéaire par morceaux (avec un nombre élevé de morceaux), ou la régression polynomiale à l'ordre 3 donnent les mêmes résultats.

L'étendue sur laquelle le modèle linéaire peut être utilisé change d'un VCO à l'autre.

5.2.4.3. Variation d'autres paramètres

On peut se demander si les résultats obtenus dans les parties précédentes varient en fonction :

- De la puissance à l'entrée du numériseur à la réception ;
- De la fréquence d'échantillonnage de la porteuse RF ;
- D'un VCO à l'autre ;

C'est pourquoi des essais ont été menés avec deux VCO différents, deux fréquences d'échantillonnage différentes, et deux niveaux d'atténuation différents. Des estimations de l'erreur systématique entrée/sortie pour différentes configurations sont présentées dans le Tableau 8. Les estimations de l'erreur aléatoire sont répertoriées dans le Tableau 9.

	VCO HMC732				VCO HMC358			
	V_{ofs} [mV]	V_{ofs} [%]	σ_{sys} [mV]	σ_{sys} [%]	V_{ofs} [mV]	V_{ofs} [%]	σ_{sys} [mV]	σ_{sys} [%]
Config. 1	1,5	0,08	1,2	0,06	0,41	0,02	2,5	0,1
Config. 2	1,6	0,08	1,3	0,07	0,30	0,02	2,6	0,1
Config. 3	1,5	0,08	1,3	0,07	0,27	0,01	2,6	0,1
Config. 4	1,6	0,08	1,4	0,07	0,18	0,01	2,6	0,1
Config. 5	0,13	0,07	0,65	0,3	0,33	0,2	0,11	0,06
Config. 6	0,10	0,05	0,61	0,3	0,033	0,02	0,12	0,06
Config. 7	0,15	0,08	0,62	0,3	0,024	0,01	0,28	0,1
Config. 8	0,13	0,07	0,61	0,3	0,027	0,01	0,26	0,1

Tableau 8: Comparaison entrée/sortie pour différentes configurations du système sans fil, spécifiées dans le Tableau 10.

	VCO HMC732		VCO HMC358	
	σ_{ale}	%	σ_{ale}	%
Config. 1	0,879	0,04	1,57	0,08
Config. 2	1,15	0,06	1,54	0,08
Config. 3	1,34	0,07	2,47	0,1
Config. 4	1,78	0,09	2,42	0,1
Config. 5	1,05	0,5	1,44	0,7
Config. 6	1,37	0,7	1,44	0,7
Config. 7	1,61	0,8	2,27	1
Config. 8	2,11	1	2,31	1

Tableau 9: Comparaison entrée/sortie pour différentes configurations du système sans fil, spécifiées dans le Tableau 10.

	Amplitude du signal modulant [V]	Fréquence d'échantillonnage de la porteuse f_s [GS/s]	Atténuation de la porteuse [dB]
Config. 1	2	40	0
Config. 2	2	40	20
Config. 3	2	20	0
Config. 4	2	20	20
Config. 5	0.2	40	0
Config. 6	0.2	40	20
Config. 7	0.2	20	0
Config. 8	0.2	20	20

Tableau 10: Description des configurations du Tableau 8.

Pour une amplitude donnée pour le signal modulant, les différents paramètres étudiés n'ont pas d'effet sur l'erreur systématique σ_{sys} du signal démodulé. Par contre, ces paramètres ont un impact sur l'erreur aléatoire σ_{ale} du système sans fil.

L'amplitude du signal modulant a un impact sur l'erreur de mesure obtenue. Cela est lié à l'utilisation de la modulation de fréquence, qui permet d'augmenter le SNR du signal démodulé en augmentant l'amplitude du signal modulant, comme décrit en partie 4.2.4.4.

Selon [142], la combinaison de l'erreur systématique et de l'erreur aléatoire est la somme quadratique des deux. L'erreur totale u_{sf} de l'ensemble constitué du système sans fil et du générateur de fonctions est donc calculée de la manière suivante, à partir des écart-types caractérisant l'erreur systématique σ_{sys} et l'erreur aléatoire σ_{ale} :

$$u_{sf} = 2 \sqrt{\sigma_{sys}^2 + \sigma_{ale}^2} \quad (5.2.4)$$

Un facteur d'élargissement de 2 a été choisi après avoir vérifié que les distributions des erreurs aléatoire et systématique suivaient bien des lois normales.

L'ensemble des différentes valeurs de u_{sf} en fonctions des différentes configurations du Tableau 10 sont répertoriées dans le Tableau 11 :

	HMC732		HMC738	
	u_{sf} [mV]	%	u_{sf} [mV]	%
Config. 1	3,0	0,2	5,9	0,3
Config. 2	3,5	0,2	6,0	0,3
Config. 3	3,7	0,2	7,2	0,4
Config. 4	4,5	0,2	7,1	0,4
Config. 5	2,5	1,2	2,9	1,4
Config. 6	3,0	1,5	2,9	1,4
Config. 7	3,5	1,7	4,6	2,3
Config. 8	4,4	2,2	4,7	2,3

Tableau 11: Incertitude u_{sf} du système sans fil pour différentes configurations.

5.2.4.4. Effet de la fréquence d'échantillonnage du signal démodulé

L'erreur aléatoire du signal en sortie du système sans fil a été observée pour différentes fréquences d'échantillonnage. Le nombre de bit équivalent N_{dssf} de la liaison sans fil peut être calculé avec l'équation suivante :

$$N_{dssf} = lb \left(\frac{A_{SM}}{\sqrt{3}\sigma_{ale}} \right) \quad (5.2.5)$$

L'évolution de N_{dssf} en fonction de la fréquence d'échantillonnage du signal démodulé présenté en Figure 5-12.

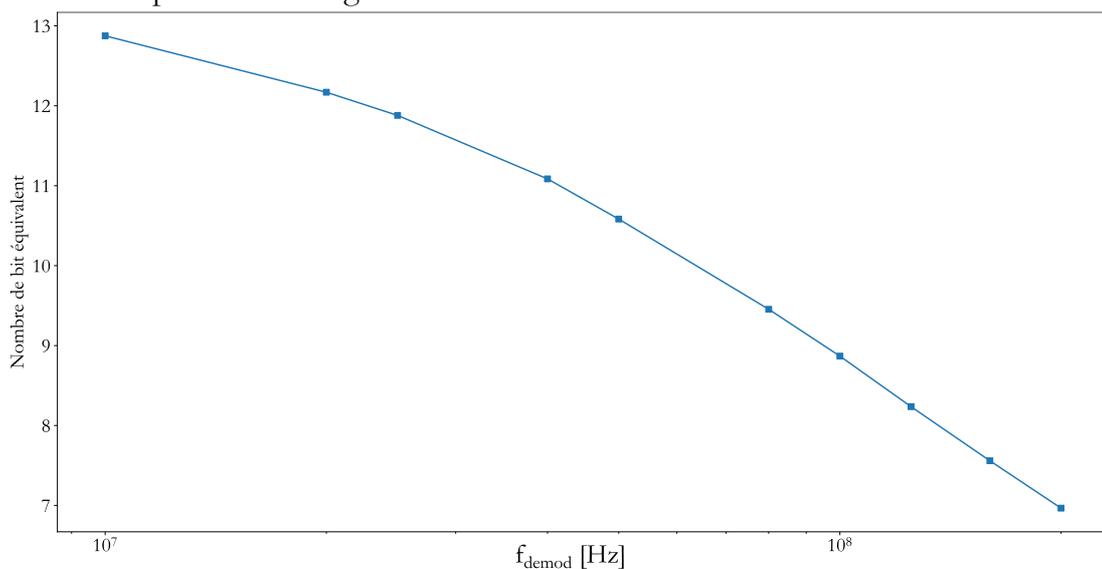


Figure 5-12: Nombre de bit effectif de la liaison sans fil en fonction de la fréquence d'échantillonnage du signal démodulé. VCO HMC358. Bande passante de la porteuse RF de 150 MHz.

Comme expliqué dans la partie 4.2.4.4, ce résultat peut être amélioré en augmentant l'encombrement spectral de la porteuse.

Il est possible aussi que ces résultats soient améliorés en passant à une architecture de récepteur hétérodyne.

5.3. TEST DES PERFORMANCES DE LA LIAISON SANS FIL

5.3.1. Distance de transmission

Une expérimentation a été réalisée pour essayer d'avoir une idée de la distance maximale en pratique, elle est schématisée en Figure 5-13.

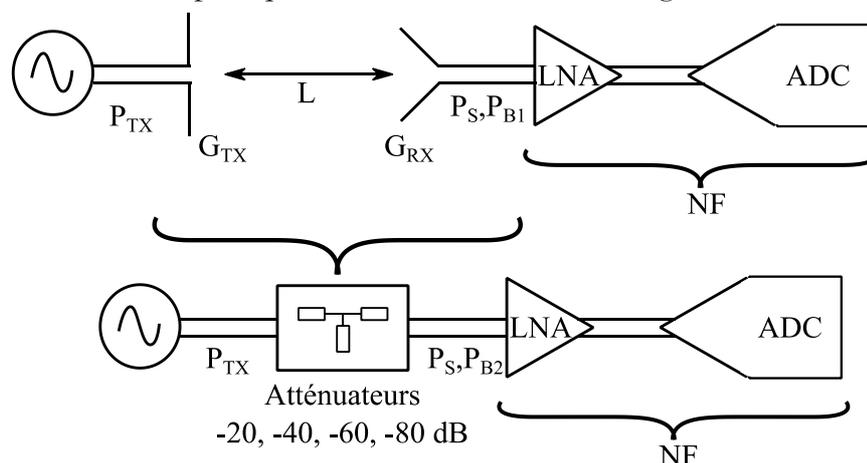


Figure 5-13: Expérience réalisée dans le but d'estimer la distance maximale entre les antennes d'émission et de réception.

Cet essai ne permet pas de trouver la vraie distance maximale car la puissance de bruit en sortie des atténuateurs, notée P_{B2} sur la Figure 5-13 n'est pas la même que la puissance de bruit P_{B1} de l'antenne de réception. Elle a tout de même le mérite de montrer le résultat que l'on obtient lorsque le CNR diminue trop.

La Figure 5-14 montre la mesure de la fréquence instantanée lors de la transmission de signaux sans fil avec des niveaux d'atténuations de porteuses différents (le schéma de la manipulation est représenté en Figure 5-13)

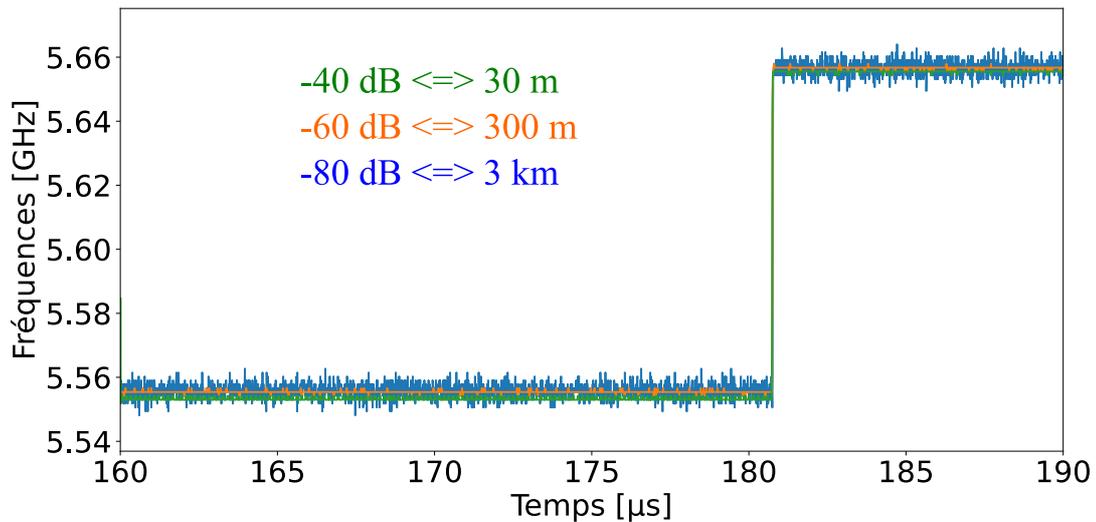


Figure 5-14: Allure du signal démodulé pour des atténuations de plus en plus élevées.

On obtient toujours un temps de montée du signal de l'ordre de la dizaine de ns, mais la qualité du signal s'est nettement dégradée à partir d'une limite d'atténuation. Cette limite pourrait être mesurée précisément avec un atténuateur variable, mais cela n'a pas d'intérêt. Le seuil est différent entre un montage avec atténuateurs modélisant l'atténuation en espace libre et un montage en situation réelle car la puissance de bruit en sortie des atténuateurs n'est pas la même que la puissance de bruit à la sortie d'une antenne.

Comme déjà montré en 5.2.4.3, si la porteuse est atténuée mais que la puissance reçue reste supérieure à un certain seuil, alors la qualité de la transmission n'est pas dégradée. Les distances spécifiées sur la Figure 5-14 sont les étendues théoriques maximales du système sans fil, calculées avec l'équation de Friis donnant l'atténuation en espace libre. Le seuil de CNR en-dessous duquel la qualité du signal démodulé se dégrade est atteint entre 60 dB et 80 dB d'atténuation. Ce qui équivaudrait à une distance entre 300 m et 3 km si :

- la valeur d'atténuation modélise le gain des antennes d'émission et de réception de 1 dBi et 15 dBi respectivement, ainsi que l'atténuation en espace libre ;
- Que la puissance de bruit P_{B2} en sortie des atténuateurs est la même que la puissance de bruit P_{B1} à la sortie de l'antenne de réception utilisée en situation réelle.

5.3.2. Temps de montée

5.3.2.1. Signaux de Heaviside

Des expériences de propagation de signaux transitoires de temps de montée très court ont eu lieu afin de tester le système sans fil. La Figure 5-15 montre le résultat de l'acheminement sur 250 m d'un échelon de Heaviside de 2 ns de temps de montée. Les résultats de la Figure 5-15 ont été obtenus en utilisant le générateur de signaux Agilent 81150A.

Le mode opératoire de mesure est le suivant :

- Le générateur de signaux Agilent 81150A est réglé pour produire des rampes de calibration de 0 V à 2 V, de durée de 2 μ s à l'entrée du système sans fil ;
- Ensuite, l'acquisition de la porteuse modulée en fréquence par ce signal périodique est réalisée au niveau du récepteur (il faut une équipe de deux personnes pour faire la mesure) ;
- Les réglages du générateur de signaux sont changés pour qu'il produise un signal créneau périodique à l'entrée du système sans fil.

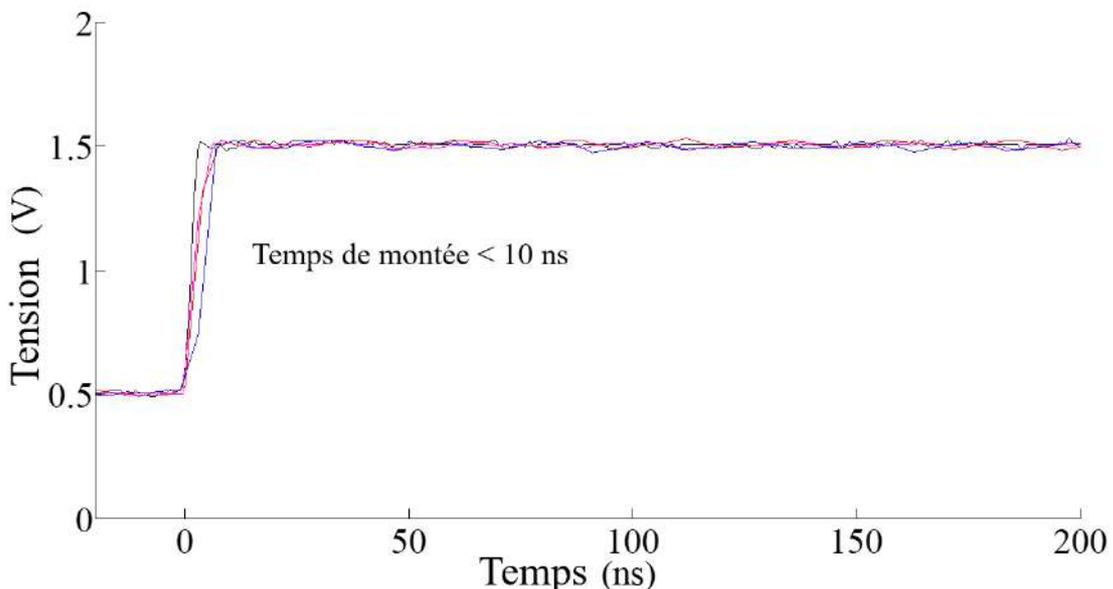


Figure 5-15: Entrée du système sans fil (courbe noire), 3 essais d'acheminement à 250 m avec le système sans fil (courbes rouge, violette, et bleue)

Avec le VCO HMC358, le système sans fil peut transmettre des signaux analogiques de temps de montée inférieur à 10 ns à une distance de 250 m.

La Figure 3-10 montre que l'on aurait environ 500 ns de temps de montée à 250 m de distance avec le montage filaire actuellement utilisé sur dalle d'expérimentation, ce qui est déjà bien plus élevé que ce que donne le prototype

de capteur actuellement développé au LAAS. De plus, si le câble est légèrement désadapté en impédance en entrée, un aller-retour dans le câble sera nécessaire pour que le régime établi soit atteint, soit une durée de 2,5 μs , ce qui n'est pas du tout comparable avec le temps de montée du système sans fil.

5.3.2.2. Signaux de Friedlander

L'objectif de cette partie est de transmettre les mêmes signaux que ceux étudiés en partie 3.6.3, et de montrer que le système sans fil permet la transmission de signaux de mesure de surpression aérienne issus d'essais en champ proche et à échelle réduite. Les résultats de transmission sans fil des signaux 1 et 2 du Tableau 4 en page 124 sont présentés en Figure 5-16 et Figure 5-17.

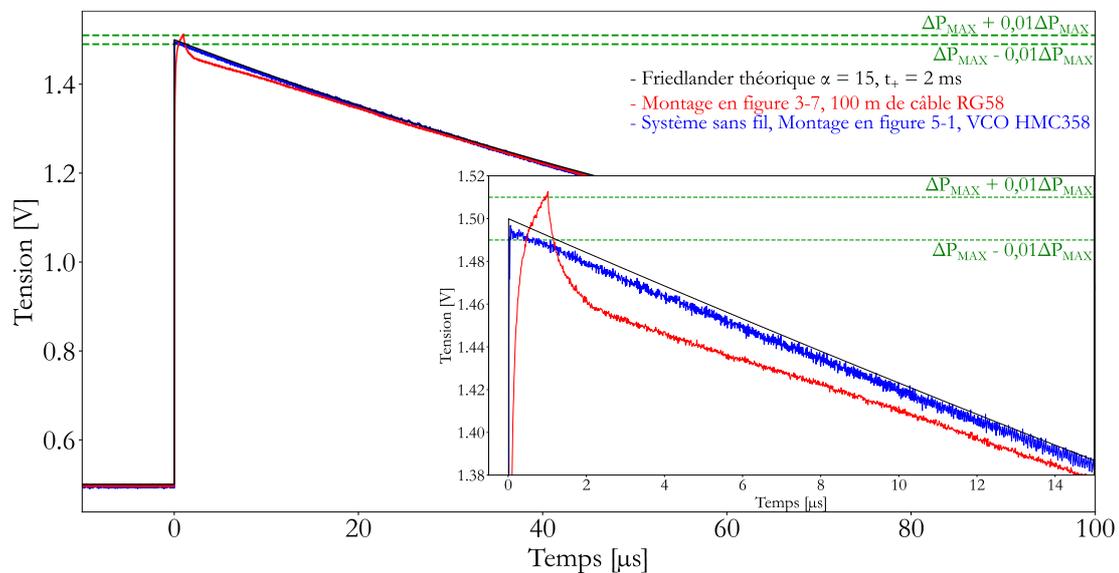


Figure 5-16: Transmission de signaux de Friedlander avec le système sans fil et un câble de 100 m. Signal n°1.

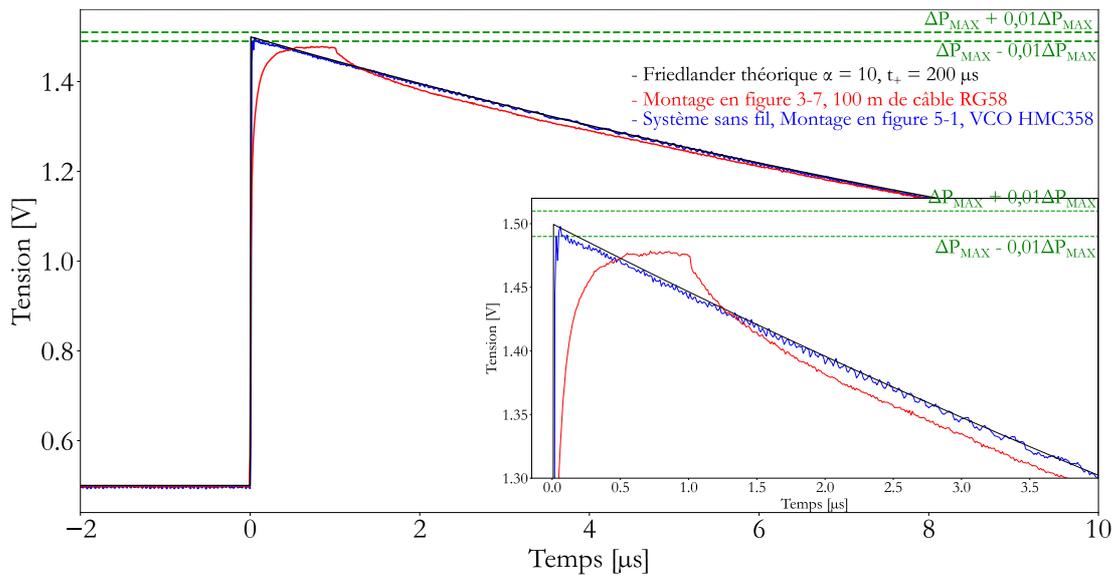


Figure 5-17: Transmission de signaux de Friedlander avec le système sans fil et un câble de 100 m. Signal n°2.

Pour certains essais de détonique, un acheminement avec 100 m de câble RG58 empêche la détermination de la surpression crête par lecture directe à moins de 1 % près. Pour les mêmes essais, le système sans fil le permet.

En partie 5.3.1 et 5.2.4.3, il a été montré que la distance de transmission n'avait pas d'impact sur la rapidité du système, donc les signaux en Figure 5-16 et Figure 5-17 peuvent être obtenus indépendamment de la distance de transmission.

5.4. TESTS EN CONDITIONS REELLES

5.4.1. Note sur la comparaison filaire/sans-fil

5.4.1.1. Présentation du montage général

Les tests du système sans fil lors d'expérimentations de détonique réalisées au CEA Gramat peuvent être schématisés avec la Figure 5-18.

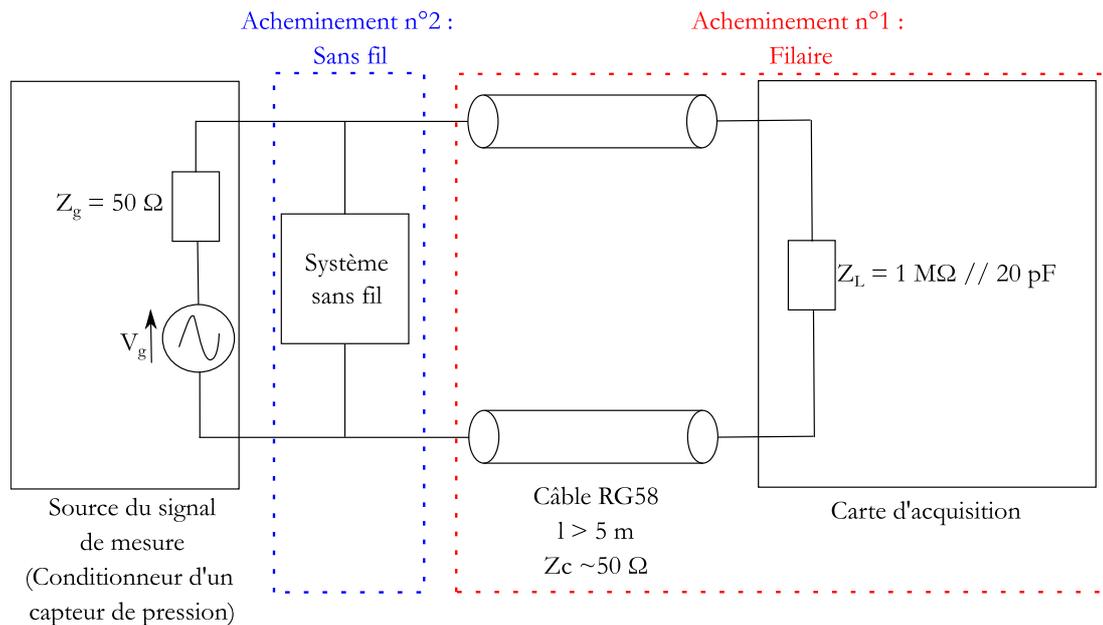


Figure 5-18: Schéma modélisant l'ensemble des expérimentations effectuées sur dalle d'expérimentation.

Le système sans fil est branché en parallèle de la source du signal de mesure à l'entrée du câble permettant l'acheminement filaire. L'impédance d'entrée du système sans fil est de $1\text{ M}\Omega$ de manière à ne pas perturber la transmission filaire.

L'objectif de cette partie est de montrer que les signaux en sortie des 2 techniques d'acheminement ne sont pas identiques.

5.4.1.2. Cas des signaux transitoires ultra-rapides

Lorsque l'expérience présentée en Figure 5-18 est réalisée avec des signaux rapides et des câbles longs, le phénomène reproduit en simulation et représenté en Figure 5-19 est observé.

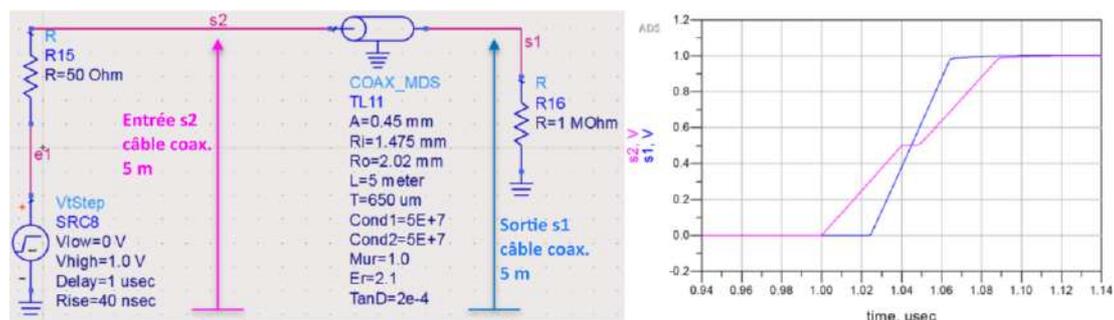


Figure 5-19: Comparaison entrée sortie d'un câble coaxial chargé par une haute-impédance en sortie et adapté en entrée.

Lors de l'acheminement d'un signal transitoire de temps de montée très court avec câble coaxial, l'allure de la tension à l'entrée du câble est différente de ce que

la baie d'acquisition observe en sortie. La forme du signal à l'entrée du câble dépend de sa longueur et du temps de montée du signal transitoire. Ce phénomène se produit lorsque le temps mis par l'onde pour parcourir un aller-retour dans le câble coaxial n'est pas négligeable devant le temps de montée du signal transitoire appliqué à l'entrée du câble.

Ce problème est rarement rencontré dans le cadre de la mesure de pression d'onde de souffle car :

- Actuellement la bande passante de la plupart des capteurs est trop limitée, les temps de montée sont de l'ordre de quelques μs . Il faudrait des câbles de plusieurs kilomètres pour observer ce phénomène, mais il est tout de même visible pour le capteur Müller ;
- Il ne se rencontre que si l'on veut comparer l'acheminement filaire avec une autre technique d'acheminement avec la même sortie capteur simultanément.

5.4.1.3. Cas des signaux sinusoïdaux

Dans la partie précédente, on a vu qu'il n'était pas possible de comparer le temps de montée des deux techniques d'acheminement présentées en Figure 5-18 lorsque l'une est branchée en parallèle de l'autre, avec une même source de tension transitoire, ultra-rapide (temps de montée plus court que le temps de trajet de l'onde pour aller d'un bout à l'autre du câble).

Néanmoins, des problèmes sont aussi rencontrés lorsque la source de tension n'est pas ultra-rapide.

Prenons le cas d'une sinusoïde de fréquence fondamentale f_f allant de 400 kHz à 1 MHz . Ce signal est appliqué à l'entrée d'une ligne de transmission sans pertes. Le temps mis par l'onde pour aller d'un bout à l'autre de la ligne est fixé en simulation à 300 ns , ce qui est équivalent à un câble RG58 de 60 m .

Le montage simulé est présenté en Figure 5-20, et le résultat est en Figure 5-21.

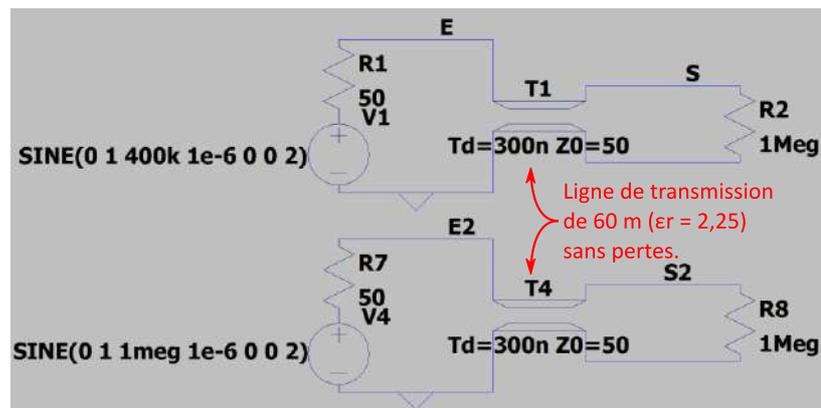


Figure 5-20: Simulation d'une ligne de transmission sans pertes avec le logiciel LTSpice.

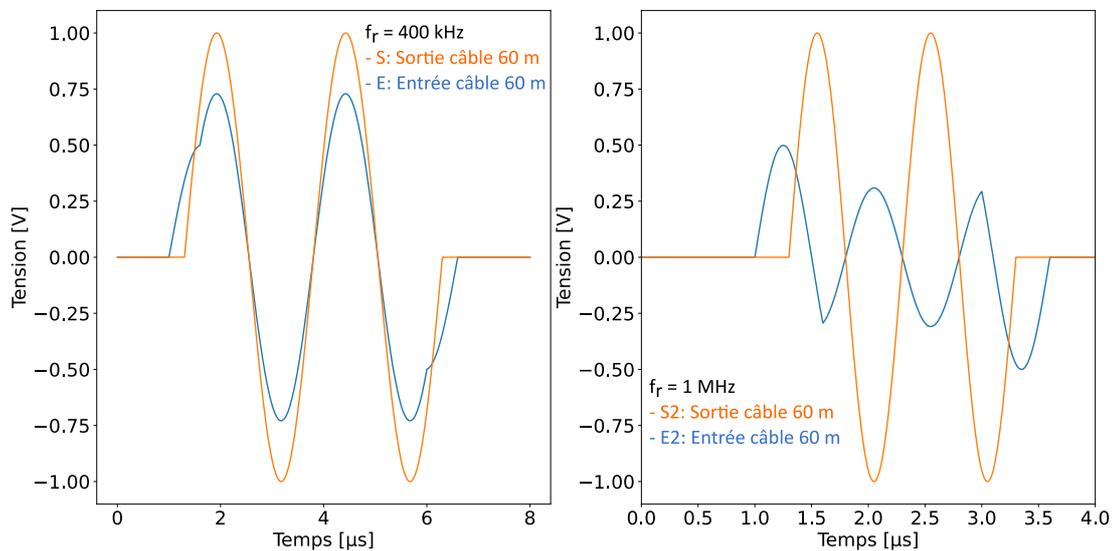


Figure 5-21: Résultat de la simulation en Figure 5-20.

La sortie du câble est différente de son entrée, du fait de la réflexion du signal au niveau de la charge de $1\text{ M}\Omega$ qui revient en entrée créer des interférences. Une onde stationnaire dans la ligne perturbe le signal à l'entrée du câble.

Ce phénomène se produit sur dalle d'expérimentation lors des tests du système sans fil présentés dans les parties suivantes. L'onde de choc excite la fréquence de résonance du capteur. Par conséquent, une composante sinusoïdale de fréquence $f_r > 400\text{ kHz}$ selon la feuille de données du capteur est présente sur le signal en sortie du conditionneur. Cette composante sinusoïdale est à l'origine d'une onde stationnaire dans le câble, ce qui fait que le signal à l'entrée du câble est différent du signal mesuré en sortie.

Ces problèmes d'écarts au niveau des entrée/sortie du câble coaxial peuvent être résolus en générant deux fois un signal identique à l'aide d'un générateur de

fonctions par exemple et en testant d'abord le système d'acheminement n°1, puis le deuxième.

5.4.2. Tests au tube à choc – Sollicitation de type Heaviside

Des expérimentations avec le tube à choc du CEA Gramat ont permis de tester le système sans fil avec des capteurs de pression. La Figure 5-22 montre la transmission sans fil du même signal que celui transmis avec le montage filaire dans la partie 3.5.4, avec quatre autres signaux obtenus dans des conditions expérimentales proches, c'est-à-dire un essai du capteur Müller au tube à choc de Gramat avec une membrane de rupture de 15 bar.

Dans la partie 3.5.3 de ce manuscrit, on a déjà spécifié que le capteur Müller avait une sensibilité variable au fil des essais (cf. Figure 3-18). Différentes réponses de ce capteur à un front de pression de 15 bar ont été numérisées. Puis, ces différentes réponses ont été reproduites par le générateur de fonctions Tektronix AFG3022B, et appliquées à l'entrée du système sans fil.

Le protocole de reproduction des signaux numérisés lors d'essais au tube à choc par le générateur de fonctions Tektronix AFG3022B est le suivant :

- La moyenne du signal brut avant le front de pression a été soustraite à tout le signal ;
- L'amplitude du signal analogique créé par le générateur de fonctions est réglée sur 1 V ;
- Un signal de calibration entre 0 V et 2 V est utilisé, et un signal de mesure entre 0,5 V et 1.5 V est transmis. Un offset est ajouté par le générateur de fonction pour transmettre une tension analogique entre 0,5 V et 1,5 V ;

Ces signaux sont transmis sans fil en laboratoire sur quelques mètres. Le résultat de cette transmission est en Figure 5-22.

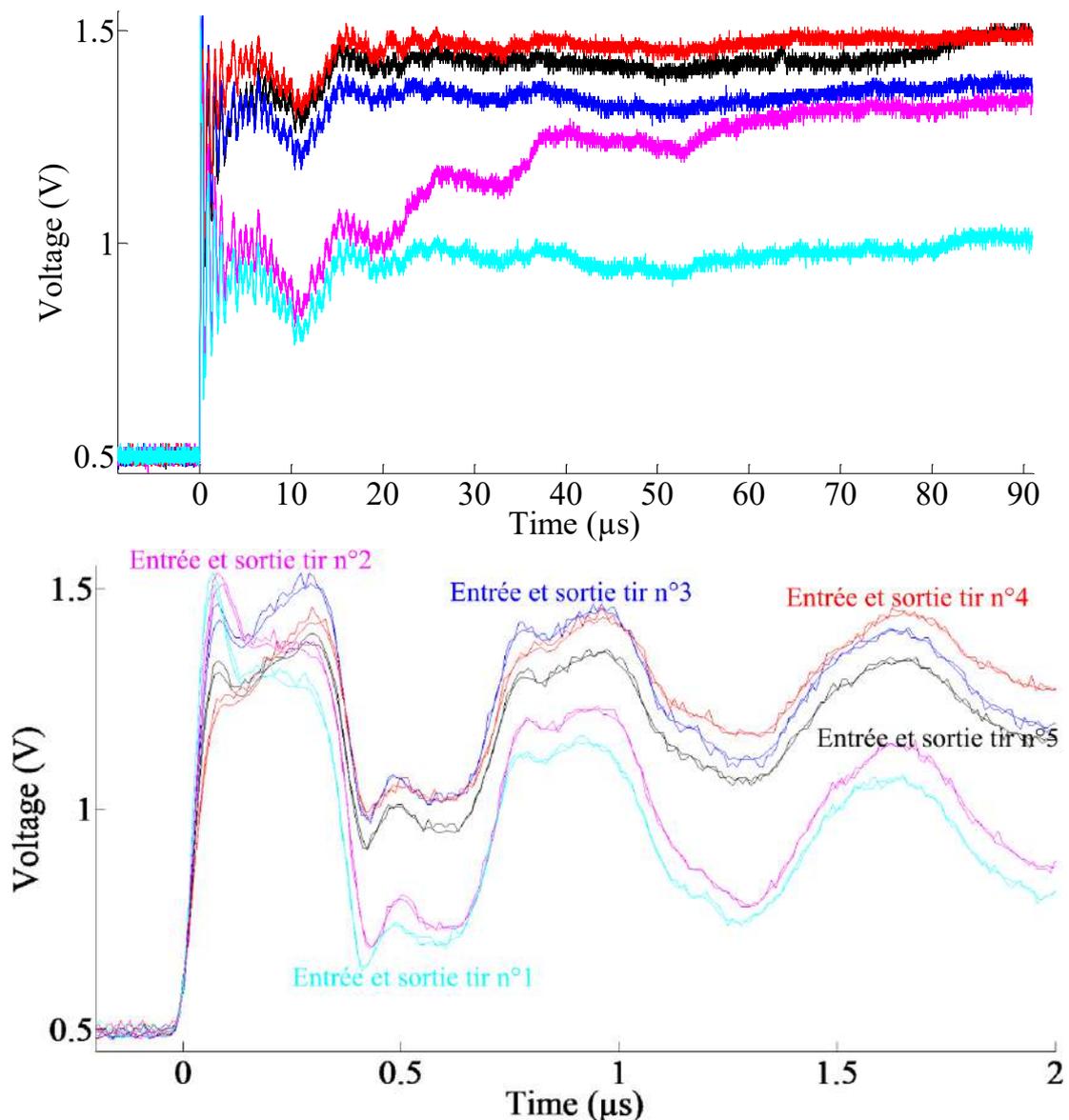


Figure 5-22: Comparaison entrée sortie système sans fil lors de la transmission de signaux issus du capteur de pression Müller M60-D.

Sur le graphique du haut de la Figure 5-22, on ne voit pas l'entrée et la sortie du système sans fil car elles se superposent à peu près, on distingue l'entrée et la sortie sur le zoom sur le front sur le graphique du bas de la figure.

Les signaux transmis sans fil sont affectés d'une erreur de mesure aléatoire plus importante que celle affectant les signaux appliqués à l'entrée du système. Cela est lié aux réglages de l'oscilloscope numérisant les signaux à l'entrée du système sans fil. Un suréchantillonnage et un moyennage a été effectué afin de réduire l'erreur aléatoire, de manière à observer clairement le signal appliqué à l'entrée du système sans fil. C'est pourquoi le signal d'entrée paraît moins bruité.

Toutefois, l'oscilloscope est inutilisable pour mesurer un signal analogique de temps de montée inférieur à 100 ns si ce dernier est acheminé avec un câble de longueur supérieure à 100 m.

5.4.3. Première campagne de mesures (automne 2018)

5.4.3.1. Description globale

Cette première campagne de mesure avait pour objectif de mesurer la surpression d'une onde de souffle sphérique en champ libre, avec des masses d'explosifs de l'ordre du kg. La transmission radiofréquence du signal de pression a pu être testée à proximité de l'explosif, comme présenté en Figure 5-23.

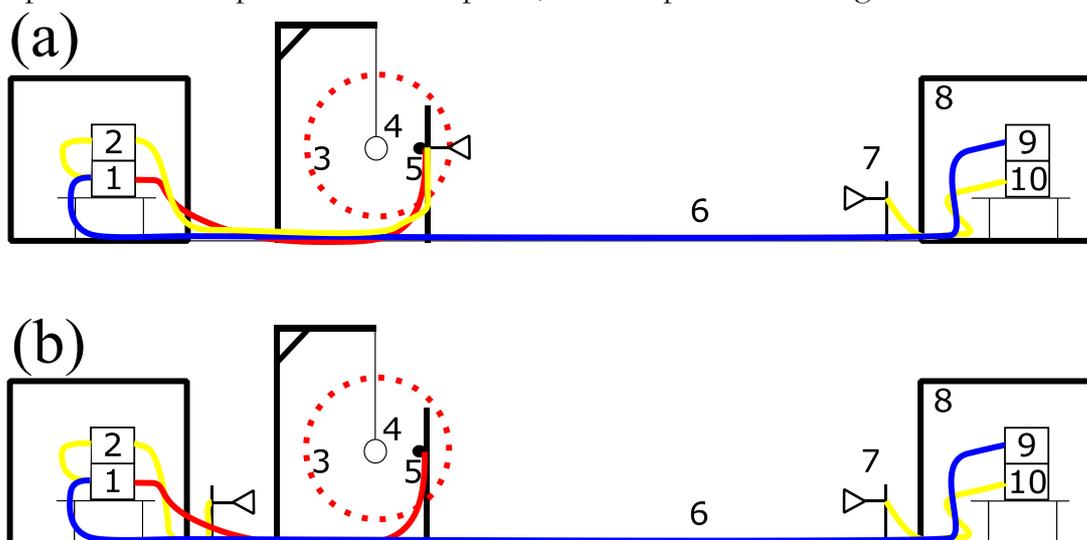


Figure 5-23: Deux configurations possibles (a ou b) pour tester le système sans fil sur dalle d'expérimentation.

Sur la Figure 5-23, le montage filaire est représenté. Son montage électronique a été présenté dans le chapitre 3 avec la Figure 3-2. Sur la sortie du conditionneur du capteur IEPE (1), le conditionneur de l'émetteur du système sans fil est branché en parallèle (2). L'émission RF peut subir l'environnement extrême (3) avec la configuration (a) ou ne pas le subir avec la configuration (b). Une distance d'environ 30 m sépare l'antenne d'émission et de réception (7). A part l'antenne, l'ensemble du récepteur (10) est protégé dans un abri de protection (8).

Les charges explosives testées sont répertoriées dans le Tableau 12.

Explosif	Masse (grammes)
C4	543
C4	526
C4	523
C4	508
C4	509
V401	734
TNT	1836

Tableau 12: Liste des explosifs avec lesquels les essais de transmission sans fil ont été réalisés.

5.4.3.2. Résultats de mesure

5.4.3.2.1. Configuration (a)

Un exemple de résultat de transmission obtenu avec l'émetteur éloigné de la boule de feu est présenté en Figure 5-24.

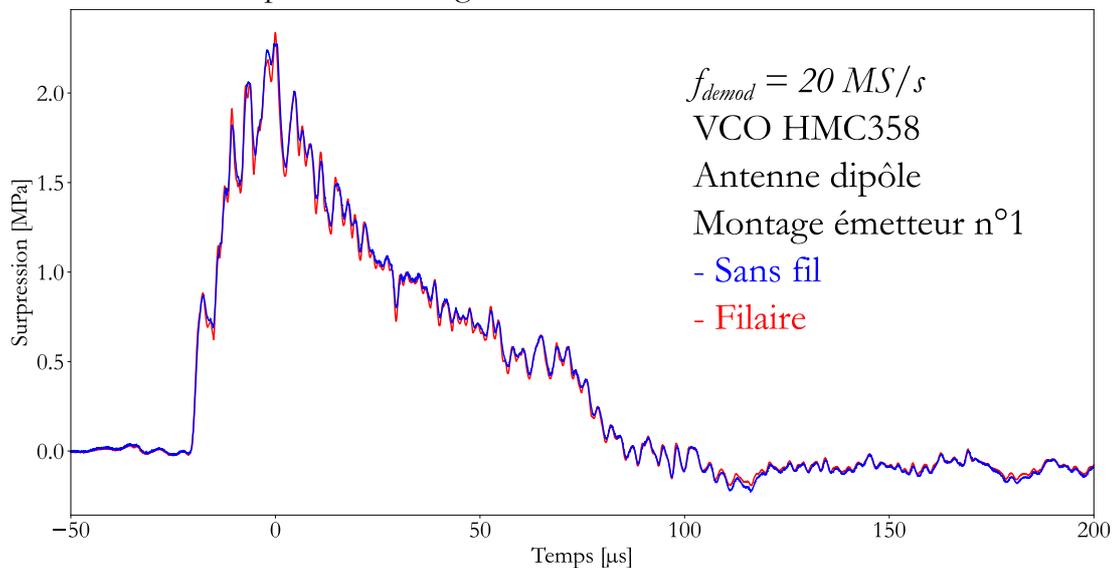


Figure 5-24: Tir 1 de la campagne de mesure DCL.

La conclusion est que lorsque le système sans fil ne subit pas l'environnement extrême, il permet de transmettre à coup sûr le signal de pression issu du capteur.

5.4.3.2.2. Configuration (b)

Des tests sur dalle d'expérimentation ont eu lieu avec l'émetteur RF proche de l'environnement extrême lors de cette campagne de mesures n°1. L'exemple est le tir n°4, où le VCO HMC586 a été placé à moins d'un mètre de la charge explosive. Une photographie de l'expérimentation est en Figure 5-25.

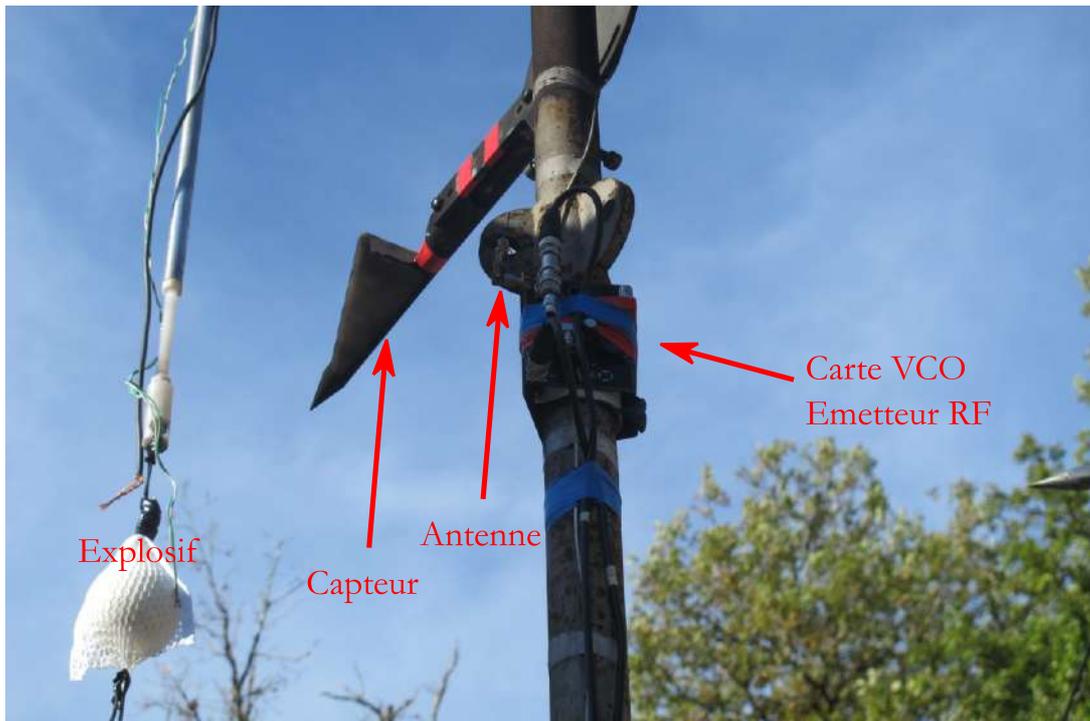


Figure 5-25: Photo de la carte VCO à un mètre de la charge d'explosive, et du capteur à 0,5m de la charge.

Le résultat de la transmission sans fil est présenté en Figure 5-26.

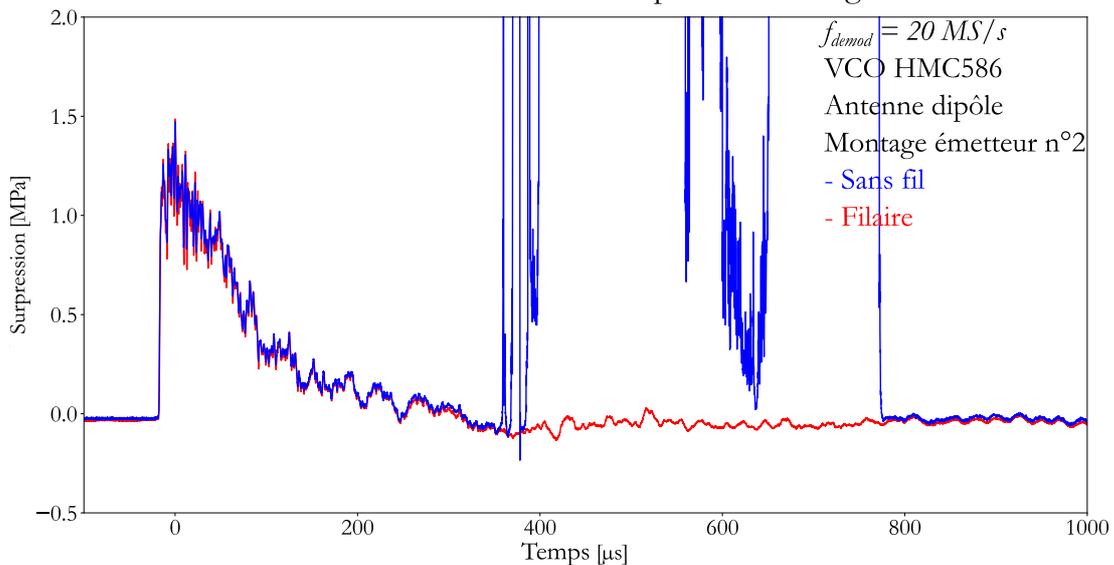


Figure 5-26: Comparaison des signaux acheminés par câble coaxial et avec le système sans fil.

Le VCO et l'antenne ont été directement exposés à la boule de feu, ce qui a limité l'étendue temporelle de la transmission sans fil. Cela a causé des courts-circuits sur la carte, la boule de feu étant conductrice du courant électrique.

L'entrée du VCO a été enregistrée à l'oscilloscope, et les perturbations observées sur le signal démodulé sont aussi observées sur le signal modulant, qui est différent du signal filaire. La conclusion est donc que la boule de feu a modifié l'entrée du VCO par un court-circuit.

5.4.3.2.3. Conclusion de cette campagne de mesure n°1

Cette première campagne de mesure a permis de montrer que lorsque le système sans fil ne subissait pas l'environnement extrême, il pouvait transmettre le signal de pression sans problème.

Par contre, si l'émetteur RF est placé à proximité de l'explosif, alors il faut l'isoler de la boule de feu.

5.4.4. Deuxième campagne de mesures (été 2019)

5.4.4.1. Présentation de l'expérimentation

Cette campagne de mesures avait pour but d'étudier les effets d'une onde de souffle sur un bâtiment en béton. La maquette du bâtiment avait une base rectangulaire, et était constituée de plusieurs étages soutenus par plusieurs poteaux en béton. Un schéma est présenté en Figure 5-27.

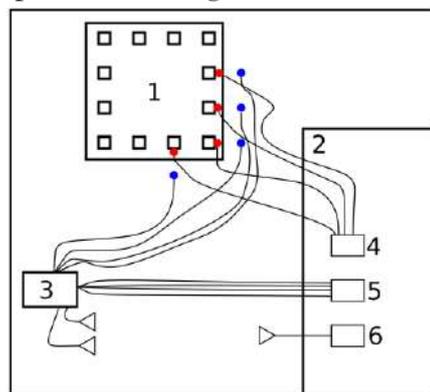


Figure 5-27: Schéma de l'expérience réalisée pour tester la transmission sans fil en conditions réelles.

Quatre charges explosives, représentées en rouge sur la Figure 5-27 ont été placées sur des poteaux soutenant l'édifice en béton (1), et des capteurs de pression PCB 113B24 de sensibilité de 70 mV/bar environ étaient placés à un mètre de chaque charge. Ils sont représentés par un point bleu sur la Figure 5-27. A noter

que cette référence 113B est le successeur des 113A utilisés dans la campagne précédente. Deux voies ont été transmises simultanément avec deux systèmes sans fil, en utilisant deux VCO différents utilisant deux bandes de fréquences différentes bien séparées, une voie à 4 GHz et une autre à 5,6 GHz. L'émission RF était placée dans un petit abri de protection (3) à une dizaine de mètres des explosifs. Une distance d'une dizaine de mètres séparait les antennes d'émission et de réception. A part l'antenne de réception, le reste du récepteur (6) était placé dans le bunker principal (2) avec la baie d'acquisition du montage filaire (5).

Des cornets ont été utilisés en réception et en émission ce qui fait qu'il n'y a pas de problème de transmission, le signal RF reçu est de très bonne qualité.

Le montage n°1 a été utilisé pour l'émetteur, car il n'était pas possible pour cette mesure de générer un signal de déclenchement activant le calibrage du système sans fil.

Plusieurs calibrages ont été réalisés, le plus proche temporellement a été réalisée 20 minutes après l'essai.

5.4.4.2. Résultats

Une seule manipulation de ce type a eu lieu avec le système sans fil, donc deux signaux seulement sont disponibles. Ils sont présentés en Figure 5-28.

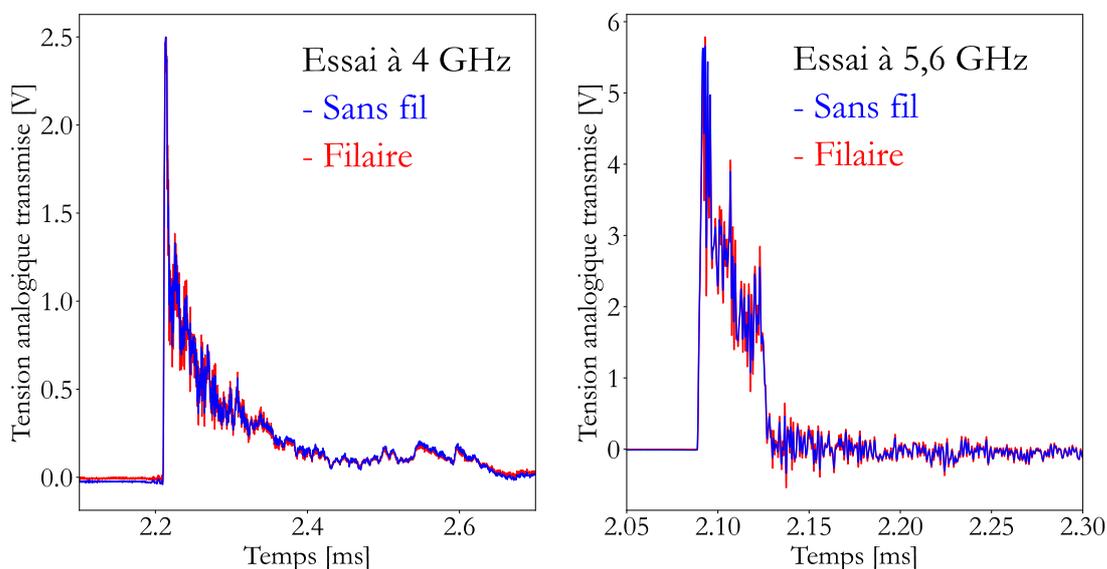


Figure 5-28: Résultat graphique de la deuxième campagne de mesure.

Du fait de l'onde stationnaire dans le câble coaxial, les tensions analogiques transmises avec les deux techniques d'acheminement ne sont pas identiques (problème décrit en partie 5.4.1).

Toutefois, les signaux transmis sont similaires, ce qui montre que si le bilan de liaison est bon, que les antennes sont éloignées de la boule de feu, les signaux de pression incidente peuvent être transmis avec le système sans fil.

Les deux signaux de pression de la Figure 5-28 sont issus d'expérimentation de détonique identiques (même charge, même distance). Pourtant, ils présentent une durée d'impulsion positive bien différente. Cela montre la variabilité des résultats de mesure de surpression aérienne déjà étudiée dans [64] par exemple.

On décrit dans la partie suivante le même type d'expérimentation mais avec l'émetteur RF à l'intérieur de la boule de feu résultant de la détonation d'une charge de masse de l'ordre du kg de divers explosifs condensés.

5.4.5. Troisième campagne de mesures

5.4.5.1. Présentation globale de la campagne de mesure

Les objectifs de cette troisième campagne de mesures étaient de tenter une transmission RF depuis l'intérieur d'une boule de feu en isolant l'émetteur de la boule de feu avec une protection en plastique. Le Tableau 13 liste les essais réalisés.

Numéro du tir	Nature de l'explosif	Masse approximative de la charge [kg]	Multi capteurs	Emission RF depuis l'intérieur de la boule de feu
1	TNT	0,6	Non	Oui
2	TNT LiF	0,6	Oui	Non
3	TNT aluminisé	0,6	Oui	Oui
4	Octoviton LiF	0,8	Oui	Oui
5	Octoviton Aluminisé	0,6	Oui	Oui
6	TNT LiF	2,1	Oui	Oui
7	TNT aluminisé	2	Oui	Oui
8	Octoviton	2	Non	Oui
9	Octoviton LiF	2	Non	Oui
10	Octoviton Aluminisé	2	Non	Non

Tableau 13: Listes des essais réalisés lors de la troisième campagne de mesure

La mise en place des différents éléments est représentée en Figure 5-23. Les objectifs de ces tests de transmission sans fil aux alentours de la boule de feu sont multiples :

- Vérifier que le système sans fil est utilisable au plus près d'une charge explosive ;
- Vérifier que l'environnement extrême ne modifie pas la fréquence de la porteuse ;
- Vérifier que la caractéristique du VCO ne change pas au cours de l'essai ;
- Transmettre les signaux de deux capteurs simultanément avec la technique FDMA.

5.4.5.1. Résultats de transmission sans fil

Parmi tous les résultats obtenus, le résultat de la transmission sans fil d'un signal analogique à moins d'un mètre de 2,125 kg de TNT aluminisé (15% d'aluminium) a été sélectionné. Le résultat de cette transmission est présenté en Figure 5-29, elle est comparée avec l'acheminement filaire.

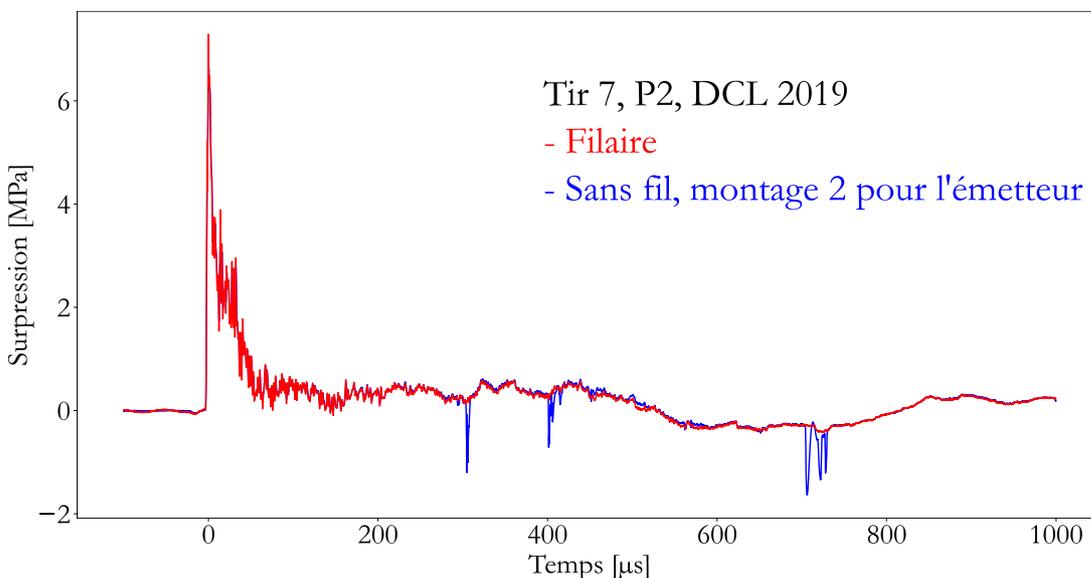


Figure 5-29: Comparaison des signaux sans fil (bleu) et filaire (rouge).

Hormis quelques perturbations, le système sans fil retransmet globalement le signal de pression acheminé avec la liaison filaire. Les perturbations visibles sur la liaison sans fil sont dues à une mauvaise protection de l'électronique. La carte électronique et l'antenne étaient protégées de la boule de feu, mais pas les câbles servant au fonctionnement de cette dernière. Lorsque le système sans fil sera intégré, ces perturbations ne seront sûrement plus présentes grâce à une meilleure protection de l'électronique face à la boule de feu.

L'instant exact auquel la boule de feu atteint l'émetteur RF est inconnu. Selon [25], pour une charge de masse équivalente de RDX, le rayon de la boule de feu atteint 1,5 m au bout de 1 ms. Les données de la caméra ultra-rapide ne sont pas vraiment exploitables avant 1 ms, car la frontière de la boule de feu n'est pas bien délimitée.

La caractéristique du VCO n'a pas l'air de changer sur une durée de l'ordre de la milliseconde dans la boule de feu. La compensation en température n'est donc pas nécessaire. Le fait d'avoir protégé le VCO par une boîte en plastique résout les problèmes de court-circuit dus à la boule de feu rencontrés dans la campagne de mesure précédente.

5.4.5.2. Recoupement des données avec la vidéo issue d'une caméra ultra-rapide

Pour cette campagne d'essais, l'émetteur RF aux alentours de l'explosif a pu être filmé par une caméra ultra-rapide lorsqu'il transmettait sans fil un signal de pression. La caméra ultra-rapide est utilisée lors de ces essais pour observer l'onde de souffle se propager. L'objectif de cette partie est d'utiliser les images de la caméra pour montrer que l'émetteur RF a bien émis le signal de pression depuis l'intérieur de la boule de feu.

La caméra ultra-rapide Phantom V2512 donne un signal vidéo dont la période séparant deux images est de $T_p = 25 \mu s$. Un des deux signaux de pression mesurés lors de l'essai n°3 est tracé en Figure 5-30. La charge était constituée d'un mélange de TNT et de poudre d'aluminium (85/15% TNT/Al) et pesait environ 600 g.

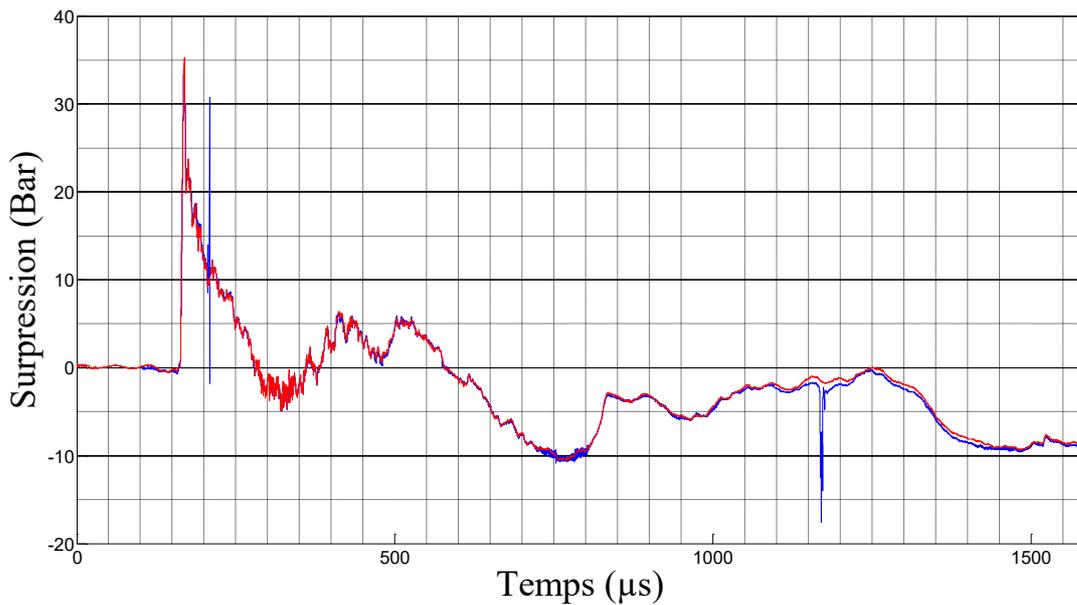


Figure 5-30: Résultat de transmission sans fil d'une mesure de pression (courbe bleue) obtenue après démodulation, possible après calibrage du VCO, et comparaison avec le signal filaire (courbe rouge).

La période T_p correspond à une demi-graduation sur le graphique représenté en Figure 5-30. Une soixantaine d'images ont été capturées durant la transmission sans fil du signal récupéré par le récepteur. Le signal de pression est mesuré en un point situé à une distance de 0,5 m de l'explosif. Le temps d'arrivée t_a indiqué sur la Figure 5-30 est d'environ 160 μs .

Le VCO n'est pas au même endroit que le capteur, il est situé derrière le mât constituant le dispositif mécanique nécessaire au capteur. Le VCO est plutôt à 90 cm de l'explosif. Le transitoire observé sur le signal transmis sans fil sur la Figure 5-30 aux alentours de $t = 200 \mu\text{s}$ est d'ailleurs sûrement l'instant où le choc atteint le VCO.

L'objectif de cette partie est de savoir si les images de la caméra ultra-rapide permettent d'attribuer cette perturbation indésirable à un phénomène visible, que ce soit la boule de feu ou le choc. Ces perturbations transitoires sont souvent observées lors des essais sur les transmissions sans fil, elles pourront être réduites en passant du prototype testé à un système intégré.

L'enregistrement vidéo commence un peu avant $t = 0$ sur la Figure 5-30, qui est l'instant à partir duquel l'explosif est initié. Voici l'exemple d'une image capturée avant $t = 0$:



Figure 5-31: Scène filmée par la caméra ultra-rapide avant l'initiation de l'explosif. La position de l'émetteur RF est représentée par le point bleu.

L'image est intentionnellement assombrie pour trouver un compromis avec le flash lumineux de la détonation. Le système sans-fil aux alentours de l'explosif était le moins encombrant possible spatialement, si bien que l'on ne le voit presque pas sur cette image. En fait, deux VCO sont aux alentours de l'explosif lors de cet essai, mais un des deux n'est pas visible car il est derrière un autre capteur.

Voici l'image capturée au temps $t = 0$:

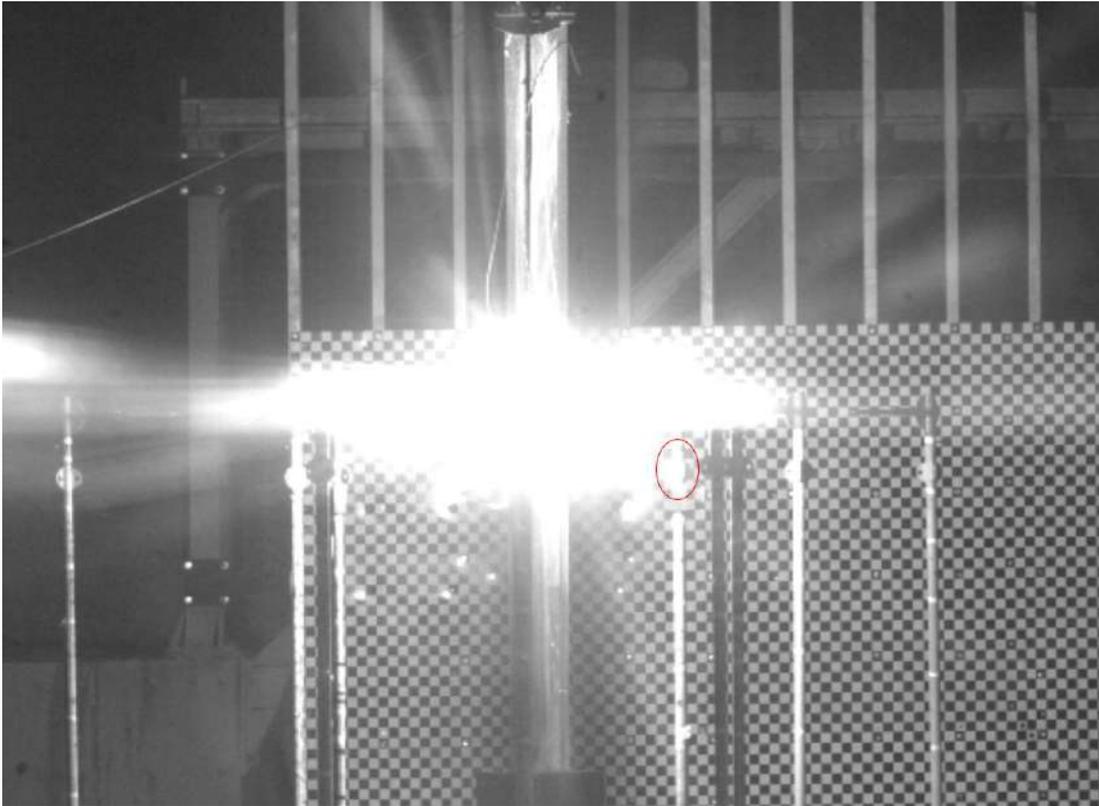


Figure 5-32: Image de l'initiation de l'explosif à l'instant où l'explosif est initié. La position de l'émetteur RF est représentée par le cercle rouge.

Le VCO n'est pas encore dans la boule de feu. Il n'est pas visible à cause du champ de la caméra trop grand. On le repère grâce au mat sur lequel le système sans fil est fixé. A cet instant $t = 0$, le signal RF n'est pas présenté en Figure 5-30. (Les rampes de calibrages étaient encore appliquées à ce moment-là).

Pour les instants suivants, le système sans-fil n'est pas visible car il est masqué par la boule de feu. Un exemple est l'image capturée à l'instant $t \approx 200 \mu\text{s}$ en Figure 5-33 :

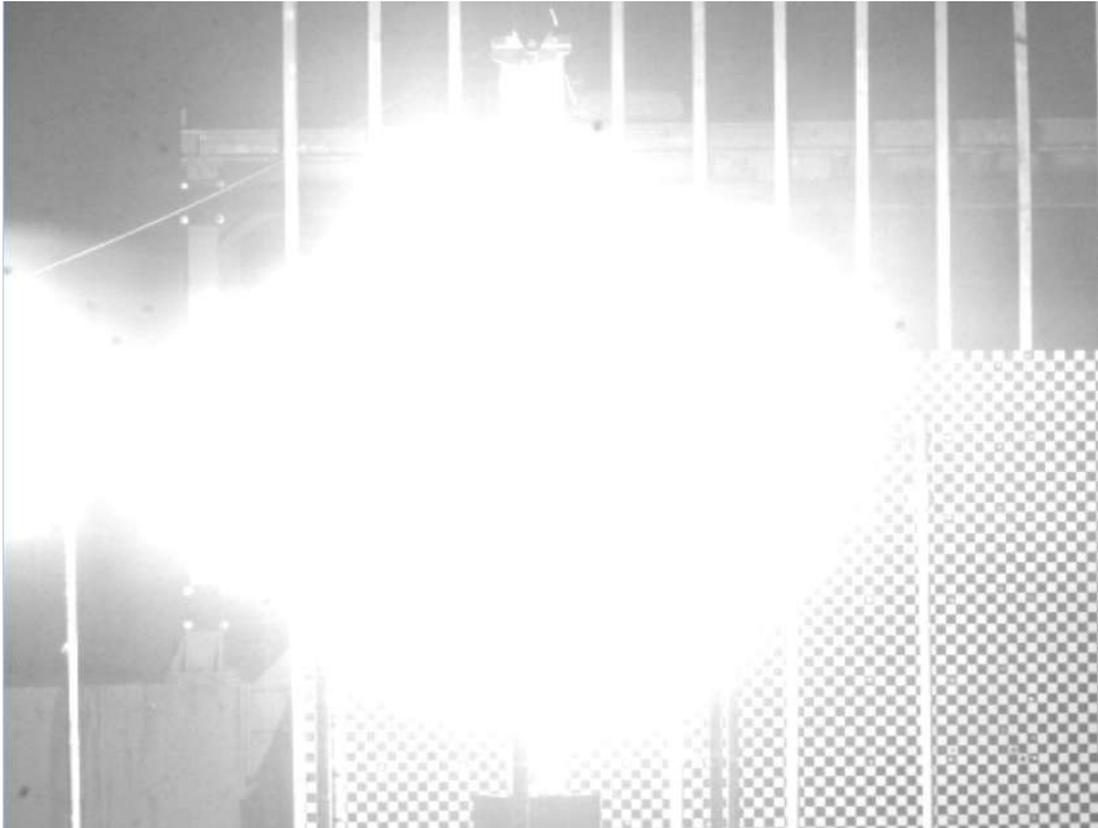


Figure 5-33: Image de la boule de feu de l'explosion de 600 g de TNT aluminisé, environ 200 μ s après l'initiation de l'explosif.

L'onde de souffle n'est pas encore visible à cet instant. Elle est dans la boule de feu. En tout cas, le signal de pression en Figure 5-30 montre que l'onde de souffle est arrivée au niveau du capteur à ce moment-là.

Sur ce signal de pression, on distingue une autre perturbation sur le signal transmis sans-fil aux alentours de l'instant $t = 1150 \mu$ s. Voici l'image capturée par la caméra à peu près à cet instant :



Figure 5-34: Image de l'explosion d'environ 600 g de TNT aluminisé, 1,15 ms après l'initiation de la charge. La position de l'émetteur RF du système sans fil est représentée par le cercle rouge.

On est sûr que le VCO est dans la boule de feu à ce moment-là, la vidéo permet de l'affirmer. Toutefois, elle ne permet pas d'attribuer la perturbation observée sur le signal à un quelconque phénomène, car la boule de feu masque le système sans-fil.

Les points clés qui ressortent de cette étude sont :

- Pour cette configuration, le système sans fil sans boule de feu, avant l'initiation de l'explosif est déjà très difficilement observable ;
- Les images capturées par la caméra ultra-rapide aux instants $t = 200 \mu s$ et $t = 1160 \mu s$ ne permettent pas d'attribuer à un phénomène visible à la vidéo les perturbations sur le signal transmis sans fil sur la Figure 5-30.
- L'image en Figure 5-34 capturée 1,15 ms après l'initiation de l'explosif montre que l'émetteur RF du système sans fil est à l'intérieur de la boule de feu alors qu'il émet un signal de pression.

5.5. CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à la mise en place du système sans fil en pratique. Dans une première partie, le fonctionnement global du système sans fil a été présenté.

Ensuite, les performances du système sans fil ont été caractérisées. Le nombre de bit effectif de la liaison sans fil a été estimé à 8 pour 50 MHz de bande passante et à 7 pour 100 MHz de bande passante, avec une porteuse RF d'encombrement spectral de 150 MHz. La transmission de signaux de temps de montée inférieur à 10 ns a été réalisée pour des distances allant jusqu'à 250 m de distance. Des signaux de Friedlander ont ensuite été transmis. Le système sans fil permet une mesure de la surpression crête par lecture directe à moins de 1 % dans des cas de figure où ce n'est pas possible avec un câble coaxial RG58 de plus de 100 m.

Ensuite, des signaux de pression ont été transmis. Dans un premier temps, une étude a été consacrée à la transmission de signaux de pression de 60 ns de temps de montée issus d'expérimentations réalisées avec le tube à choc du CEA Gramat. Il a été montré que de tels signaux pouvaient être transmis avec le système sans fil sur des centaines de mètres tout en conservant le temps de montée du signal à l'entrée du système.

Les tests du système sans fil en conditions réelles ont ensuite été présentés. L'émission radiofréquence a été effectuée au plus proche de l'explosif, à une distance réduite $Z = 0,8 \text{ m/kg}^{1/3}$. Dans ce cas, il a été montré que la transmission sans fil était quand même possible, même si la boule de feu entoure l'émetteur, à condition que l'électronique soit protégée. Le bilan de liaison doit être amélioré si une bande passante de 100 MHz de transmission est visée avec l'émetteur dans la boule de feu. Il faudra alors changer l'antenne et ajouter un amplificateur de puissance, dans le respect d'une limite de puissance rayonnée de 10 dBm imposée le CEA Gramat.

6. CONCLUSION GENERALE

6.1. CONCLUSION

Le chapitre 1 de cette thèse a été consacré à la description de la grandeur physique que l'on a pour objectif de mesurer : la surpression d'une onde de souffle. Du fait de la variation ultra-rapide du mesurande, la conception de systèmes de mesure larges bandes est recherchée. Pour mesurer la surpression lorsqu'elle passe de 0 à sa valeur maximale, une bande passante extrêmement élevée (> 1 GHz lorsque $\Delta P_{MAX} > 1$ bar) est nécessaire. De la même manière, si les capteurs de pression servent à mesurer le temps d'arrivée de l'onde de souffle, il n'y a pas de limite pour la bande passante du système de mesure, le plus est le mieux.

Toutefois, si l'objectif est de mesurer la surpression crête par une lecture directe de l'acquisition, il y a une limite pour la bande passante du système de mesure et c'est ce que montre le chapitre 2. En supposant que le mesurande suit la loi de Friedlander, et en simplifiant le problème en modélisant le système de mesure par un filtre passe-bas d'ordre 1, des ordres de grandeur de bande passante ont été trouvés. Ils ont été trouvés en considérant que ce qui limitait le plus l'exactitude de mesure était soit le bruit thermique, soit le bruit de quantification, soit les performances des appareils en termes d'incertitude de mesure. Des limites hautes pour l'ordre de grandeur de la bande passante du système de mesure ont donc été trouvées. Elles ont été exprimées analytiquement en fonction des paramètres d'onde de souffle. Ensuite, en utilisant le modèle empirique de Kingery et Bulmash, il a été possible de décrire la bande passante limite au plus nécessaire en fonction de la distance réduite de l'essai et en fonction de la masse équivalente d'explosif TNT m_{TNT} . Au final, pour des valeurs $m_{TNT} > 100$ g, si l'objectif est d'obtenir la surpression crête à 1 % près au plus, alors l'ordre de grandeur de la bande passante optimale au plus nécessaire n'excède pas 40 MHz.

Dans le chapitre 3 la transmission par câble coaxial a été étudiée car c'est la technique d'acheminement actuellement utilisée pour transmettre les signaux électriques analogiques ultra-rapides image de la surpression aérienne, alors qu'elle peut limiter la bande passante du système de mesure. L'objectif de ce chapitre était de décrire exactement ces limitations de bande passante.

En effet, les longueurs de câble peuvent être très élevées (jusqu'à 500 m) lors de ce type d'expérimentation de détonique du fait de la distance de protection requise. Les performances en termes de bande passante de cet acheminement ont donc été décrites en fonction de la longueur de câble. Il a été trouvé que la bande passante à -3 dB du montage était inversement proportionnelle à la longueur de

câble au carré. Pour un câble RG58 de 50 m de long, la bande passante est limitée à 30 MHz.

Il a été montré aussi que les réflexions aux entrée/sortie du câble pouvaient rallonger le temps de réponse du système de mesure. Si un câble chargé par un oscilloscope en haute impédance est légèrement désadapté en entrée, il faut attendre que l'onde réfléchie au niveau de l'oscilloscope fasse un aller-retour dans le câble avant que le signal observé par l'oscilloscope soit représentatif de la tension appliquée en entrée. La durée que met l'onde pour faire un aller-retour est proportionnelle à la longueur du câble. Pour un câble RG58 de 50 m, elle est égale à 500 ns, ce qui est la limite minimum du temps de réponse à 1 % s'il y a une désadaptation d'impédance à l'entrée du câble.

Ensuite, à la fin du chapitre, on a cherché les essais de détonique pour lesquels le temps de réponse à 1% de l'acheminement par câble RG58 était supérieur à la durée mise par la surpression pour décroître de 1 %. Au final, il a été montré que pour des essais de détonique où $m_{TNT} < 100 \text{ kg}$, lorsque la longueur de câble était supérieure à 50 m, il y avait des cas pour certaines distances réduites où le temps de réponse à 1% de l'acheminement était supérieur à la durée mise par le mesurande (que l'on suppose suivre la loi de Friedlander) pour diminuer de 1 % de ΔP_{MAX} . Des vérifications ont été réalisées en produisant des signaux de Friedlander avec les paramètres d'onde de souffle donnés par le modèle empirique de Kingery et Bulmash. Ils ont été produits à l'aide d'un générateur de fonctions et appliqués à l'entrée d'un câble de 100 m chargé en $1 \text{ M}\Omega$. Les résultats obtenus confortent les estimations.

Le nouveau capteur de pression développé par le LICUR disposerait d'une fréquence de résonance de 30 MHz. La longueur de câble est donc limitée à 50 m si un câble RG58. C'est pourquoi le développement d'un nouveau système de transmission a été étudié lors de la thèse, sa conception est l'objet du chapitre 4. Dans ce chapitre, l'élaboration d'un système sans fil, compact et robuste reposant sur la modulation analogique de fréquence a été décrite. La distance maximale théorique de fonctionnement a été calculée. En théorie, le système peut fonctionner jusqu'à une distance de 900 m, à condition qu'il n'y ait pas d'obstacle entre les antennes. Le nombre équivalent de bit de résolution (ENOB) maximal a été donné en théorie aussi, il est de 8 bits pour 100 MHz de bande passante, avec un encombrement spectral pour la porteuse acceptable (150 MHz).

Ensuite, la description du calibrage a été effectuée. Il a été expliqué comment à partir de la fréquence instantanée de la porteuse en réception il est possible d'estimer la tension appliquée à l'entrée du système sans fil.

Le dernier chapitre de ce manuscrit a été dédié aux tests du système sans fil. Une première partie a été dédiée à la mesure de ces performances en laboratoire, comme la mesure de son nombre de bit effectif. Au final, le nombre de bit de résolution effective du système sans fil est de 7 bits pour 100 MHz de bande passante. Les limites de temps de montée et de distance maximale de transmission ont aussi été cherchées en pratique. Au final, la transmission de signaux de temps de montée inférieurs à 10 ns sur une distance de 250 m a pu être réalisée. Il a été montré que le système sans fil pouvait transmettre des signaux de Friedlander de durée d'impulsion courte sans les modifications observées lorsque ces mêmes signaux sont transmis avec 100 m de câbles.

La seconde partie a été consacrée aux tests du système sans fil en conditions réelles. Des résultats de tests du système sans fil sur dalle d'expérimentation avec explosif ont été présentés. Il a été montré que le système sans fil a fonctionné à 1 m de 2,2 kg de TNT aluminisé, le système sans fil a transmis le signal de pression depuis l'intérieur de la boule de feu. Cela a été vérifié en utilisant les images d'une caméra ultra-rapide filmant l'explosion.

Les nouveautés apportées par ce travail de thèses sont :

- Le calcul du dimensionnement de la bande passante du système de mesure destiné à la mesure de la surpression crête d'une onde de souffle, et la relation entre cette valeur de bande passante optimale et la distance réduite ou la masse d'explosif ;
- La description détaillée des limitations du montage filaire en partant de la physique des lignes de transmission. Cette thèse souligne les problèmes de réflexion du signal qui empêche la mesure de la surpression crête si le câble est désadapté.
- La première transmission sans fil de plusieurs signaux de pression en simultané mesurés sur dalle d'expérimentation ;
- La vérification du fonctionnement du système sans fil lorsque l'émetteur est placé à moins d'un mètre d'une charge de TNT de 2 kg, soit $Z=0,8 \text{ m.kg}^{-1/3}$.

6.2. PERSPECTIVES

La première perspective est d'effectuer des tests de transmission sans fil avec le nouveau capteur de pression développé par l'équipe MINC du LAAS-CNRS. L'idéal serait une mesure de pression d'onde de souffle sur dalle d'expérimentation. Cet objectif ne sera atteint qu'à longs termes.

Une autre perspective serait la transmission de plusieurs signaux de mesures en simultané avec un seul système sans fil. Il faudrait que la transmission sans fil de plusieurs capteurs situés sur la même puce soit possible, pour faire comme dans [18]. Une solution serait d'utiliser le montage soustracteur présenté en Figure 4-22. Un signal de bande de base issu d'un premier capteur constituerait la voie 1. La bande de ce signal serait limité à 50 MHz par exemple. Un signal modulé en fréquence par un signal modulant que serait la sortie d'un deuxième capteur constituerait la voie 2. Ce signal modulé en fréquence ne devra pas présenter de composantes spectrales inférieures à 50 MHz, et avoir un spectre inclus dans la bande passante de modulation du VCO utilisé pour moduler la porteuse à 5.8 GHz, qui portera ainsi deux voies de capteurs simultanément.

Cette tâche constituera un défi difficile à relever, car comme on l'a dit plus haut dans le manuscrit, plus il y a de composants entre le capteur et le VCO et plus l'incertitude du résultat transmis augmente.

Une autre perspective est de trouver un moyen de ne pas avoir à envoyer un signal de déclenchement au système sans fil lors de l'initiation de l'explosif. En effet, puisqu'un signal de calibrage doit être préalablement appliqué au système sans-fil avant l'arrivée de l'onde de choc au capteur, il faut actuellement un signal qui indique au système sans fil qu'il faut passer du calibrage à la mesure.

Des recherches sont en cours à ce sujet.

Concernant le montage filaire, on ne sait pas à l'heure actuelle comment évolue le bruit de mesure en fonction de la longueur de câble.

Concernant les tests du système sans fil avec explosif, on a montré qu'il a fonctionné correctement avec une bande passante de 10 MHz à 1 m de 2 kg de TNT. Toutefois, des améliorations doivent être encore effectuées pour pouvoir transmettre un signal avec 100 MHz de bande depuis l'intérieur de la boule de feu :

- Le bilan de liaison doit être amélioré (il faudrait changer l'antenne et amplifier le signal émis) ;
- L'architecture de réception devrait être repensée car elle limite la bande passante du système sans-fil.

Il est très difficile de mettre le système sans fil plus près de l'explosif actuellement car il n'est pas intégré. Pour tester la transmission plus proche du centre de la boule de feu, il faudrait qu'il soit intégré avec le capteur. C'est une autre perspective de la thèse. On a montré dans le chapitre 5 que l'exactitude de ce système sans fil dépendait de l'exactitude de la tension de calibrage. Actuellement,

un générateur de fonction est utilisé ce qui permet d'obtenir en sortie du système sans fil une tension analogique proche de celle appliquée en entrée. Toutefois, la génération d'un signal triangulaire avec une faible incertitude de mesure avec un circuit électronique intégré n'a pas encore été effectuée dans le cadre de ce projet de mesure sans fil de suppression aérienne.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. O. Krehl, *History of Shock Waves, Explosions and Impact*, Springer, 2009.
- [2] D. B. Watts and M. T. Van Tassel, "Transducer Development for Explosive Measurements," 1989.
- [3] S. Eveillard, Propagation d'une onde de choc en présence d'une barrière de protection, 12/09/13, Université d'Orleans, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00952259>.
- [4] J. Riondet et al, «Design of air blast pressure sensors based on miniature silicon membrane and piezoresistive gauges,» chez *Micromechanics and Microsystems Europe Workshop (MME)*, 2017.
- [5] P. L. Walter, *Air Blast and the Science of Dynamic Pressure Measurement*.
- [6] S. Poëuf, Equations d'état des produits de détonation des explosifs solides, 14/12/2018, ENSMA, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01955764>.
- [7] F. Zhang, *Shock Wave Science and Technology Reference Library*, Springer, 2012.
- [8] G. I. Taylor, «The air wave surrounding an expanding sphere,» *Proceedings of The Royal Society*, vol. 186, pp. 273-292, 1946.
- [9] J. M. Dewey, "The physical properties of the blast wave produced by a stoichiometric propane/oxygen explosion," *Shock Waves*, 2014.
- [10] C. E. Needham, *Blast Waves*, Springer, 2018.
- [11] I. Sochet, "Introduction," in *Blast Effects*, Springer, 2018.
- [12] G. C. Mays and P. D. Smith, *Blast effects on buildings*, Thomas Telford, 1995.
- [13] M. Buffat, "Relations à travers un choc droit," 2007. [Online]. Available: https://perso.univ-lyon1.fr/marc.buffat/COURS/AERO_HTML/node48.html. [Accessed 02 12 2020].
- [14] J. M. Dewey, "The Rankine–Hugoniot Equations: Their Extensions and Inversions Related to Blast Waves," in *Blast Effects Physical Properties of Shock Waves*, Springer, 2018, pp. 17-35.
- [15] J. Kucera, A. C. Anastacio, J. Selesovsky and J. Pachman, "Evaluation of pressure from small charges using time of arrival data - Experimental approach," in *25th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock*, 2018.
- [16] J. M. Dewey, "The air velocity in blast waves from t.n.t. explosions," *Proc. R. Soc. Lond. A279*, p. 366–385, 1964.
- [17] J. M. Dewey, "Measurement of the Physical Properties of Blast Waves," in *Experimental Methods of Shock Wave Research*, Springer, 2016.

- [18] G. Mirshekari, M. Brouillette and L. Fréchet, "Piezoelectric Pressure Microsensor Arrays for the Simultaneous Measurement of Shock Wave Amplitude, Velocity and Direction at a Point," in *International Symposium on Shock Waves*, 2015.
- [19] M. Lutzky and L. Lehto, "Shock Propagation in Spherically Symmetric Exponential Atmosphere," *The Physics of fluids*, vol. 11, no. 7, 1968.
- [20] G. Bach and J. Lee, "An analytical Solution for Blast Waves," *AIAA Journal*, vol. 8, no. 2, 1970.
- [21] H. L. Brode, "Blast Wave from a Spherical Charge," *the physics of fluids*, vol. 2, no. 2, 1959.
- [22] F. Togashi, J. D. Baum, E. Mestreau, R. Löhner and D. Sunshine, "Numerical simulation of long-duration blast wave evolution in confined facilities," *Shock Waves*, no. 20, pp. 409-424, 2010.
- [23] L. E. Fried and P. C. Souers, "CHEETAH: A next generation thermochemical code," LLNL, 1994.
- [24] O. R. Hansen, P. Hinze, D. Engel and S. Davis, "Using computational fluid dynamics (CFD) for blast wave predictions," *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, no. 23, pp. 885-906, 2010.
- [25] M. Genetier, A. Lefrançois, J. Suarez, N. Lecysyn, M. Lavayssière and G. Baudin, "SECONDARY SHOCK MEASUREMENT COMPARISON AND VALIDATION TO IMPLEMENT THE POST-COMBUSTION MODEL," in *MABS*, 2018.
- [26] J. M. Dewey, "The Friedlander Equations," in *Blast Effects*, Springer, 2018, pp. 37-55.
- [27] J. M. Dewey, «The Shape of the Blast Wave: Studies of the Friedlander Equation».
- [28] I. Sochet, "Analyse de l'effet des explosions en milieu non confiné," *techniques de l'ingénieur*, 2020.
- [29] G. F. Kinney et K. J. Graham, *Explosive Shocks in Air*, 1985.
- [30] M. Ishmail et S. G. Murray, «Study of the Blast Wave Parameters from Small Scale Explosions,» *Propellant, Explosives, Pyrotechnics*, pp. 11-17, 1993.
- [31] M. Held, «Blast Waves in Free Air,» *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 1983.
- [32] J. M. Dewey, "Spherical Shock Waves," in *Handbook of shock waves Vol. 2 Shock Wave Interactions and Propagation*, 2001, p. 456.
- [33] «U.S. Army Corps of Engineers, Naval Facilities Engineering Command, Air Force Civil Engineer Support Agency. Unified Facilities Criteria (UFC), Structures to resist the effects of accidental explosions,» 2008.
- [34] B. Julien, «Etude de la propagation des ondes de choc en milieu confiné à géométrie complexe,» 2014.
- [35] M. M. Swisdak, «Simplified Kingery Airblast Calculations,» 1994.

- [36] V. Karlos, M. Larcher et G. Solomos, «Analysis of the blast wave decay coefficient in the Friedlander equation using the Kingery-Bulmash data,» 2015.
- [37] M. D. Goel, V. A. Matsagar, A. K. Gupta et S. Marburg, «An abridged review of blast wave parameters,» *Defence science journal*, 2012.
- [38] E. D. Esparza, "Blast Measurements and Equivalency for Spherical Charges at Small Scaled Distances," *Int. J. Impact Engng*, vol. 4, no. 11, pp. 23-40, 1986.
- [39] I. Sochet, «TNT Equivalency,» chez *Blast Effects*, Springer, 2018.
- [40] R. K. Wharton, S. A. Formby et R. Merrifield, «Airblast TNT equivalence for a range of commercial blasting explosives,» *Journal of Hazardous Materials*, 2000.
- [41] C. Collet and M. M. Van der Voort, "how to determine tnt equivalency for energetic materials and munitions?," in *25th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock*, 2018.
- [42] A. Remennikov, «The state of the art of explosive loads characterisation,» 2007.
- [43] «Evaluation des données de mesure – Guide pour l’expression de l’incertitude de mesure,» 2008.
- [44] W. Kester, S. Wurcer and C. Kitchin, "High Impedance Sensors," in *Op Amp Applications Handbook*, Newnes, 2005.
- [45] P. PIEZOTRONICS, «GENERAL SIGNAL CONDITIONING GUIDE».
- [46] Dytran Instruments, "Introduction to Piezoelectric Pressure Sensors," online access on 11/29/2020 at: <https://www.dytran.com/Tech-Education/>.
- [47] J. Wilson, C. Aszkler and T. Geiger, "Acceleration, Shock, and Vibration," in *Test and Measurement, know it all*, Newnes, 2009, pp. 105-151.
- [48] Matlab, "stepinfo - Rise time, settling time, and other step-response characteristic," [Online]. Available: <https://fr.mathworks.com/help/control/ref/stepinfo.html>. [Accessed 27 12 2020].
- [49] D. Weller, «Relating wideband DSO rise time to bandwidth: Lose the 0.35!,» Agilent Technologies, 2002.
- [50] H. W. Johnson et M. Graham, *High-speed digital design*, Prentice Hall.
- [51] W. Sinnema, *Electronic Transmission Technology: Lines, Waves, and Antennas*, Prentice Hall, 1987.
- [52] T. Kenny, "Sensor Fundamentals," in *Sensor Technology Handbook*, Newnes, 2005, pp. 1-20.
- [53] Keysight Technologies, "What is the amplitude accuracy of my oscilloscope?," [Online]. Available:

<https://www.keysight.com/main/editorial.jsp?cc=US&lc=eng&ckey=806222&nid=-11143.0.00&id=806222>. [Accessed 26 12 2020].

- [54] Silicon Labs, "IMPROVING ADC RESOLUTION BY OVERSAMPLING AND AVERAGING AN118," 2013.
- [55] Keysight Technologies, "Evaluating High-Resolution Oscilloscopes - Getting More than 8-bits of Resolution From Your 8-bit Oscilloscope," 2017.
- [56] Keysight Technologies, "How to determine Oscilloscope Signal Integrity," 2020.
- [57] M. Bertocco, L. Garbin and C. Narduzzi, "Correction of Systematic Effects in Digitizing Oscilloscopes," *IEEE TIM*, vol. 52, no. 3, pp. 871-877, 2003.
- [58] Muller, «Pressure transducers M. Piezoelectric transducers for high frequency measurements,» [En ligne]. Available: <https://mueller-instruments.de/en/pressure-measurement/pressure-sensor-m/>.
- [59] R. E. Reisler, J. H. Keefer et N. H. Ethridge, Air blast instrumentation, 1943-1993, measurement techniques and instrumentation: vol. 1, the nuclear era, 1945-1963; Vol. 2 the high explosive era, 1959-1963, and Vol. 3 air blast structural target and gage calibration. In: MABS Monograph, Defense Nuclea.
- [60] S. Min Jo, H. Shim, G. Park, O. Kwoon and J. Kim, "Temperature determination in a shock tube using hydroxyl radical A-X band emission," *Physics of fluids*, 2019.
- [61] O. Sadot, O. Ram, E. Nof, E. Kochavi and G. Ben-Dor, "Small-Scale Blast Wave Experiments by Means of an Exploding Wire," in *Blast Effects*, 2018, pp. 141-170.
- [62] K. Cheval, O. Loiseau and V. Vala, "Laboratory scale tests for the assessment of solid explosive blast effects. Part I: Free-field test campaign," *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, pp. 613-621, 2010.
- [63] A. Miura, A. Matsuo, T. Mizukaki, T. Shiraishi, G. Utsunomiya, K. Takayama and I. Nojiri, "Reflection and Diffraction Phenomena of Blast Wave. Propagation in Nuclear Fuel Cycle Facility," *JSME Int. J.*, vol. 47, no. 2, 2004.
- [64] S. E. Rigby, A. Tyas, S. D. Fay, S. D. Clarke and J. A. Warren, "Validation of Semi-empirical Blast Pressure Predictions for Far Field Explosions – Is There Inherent Variability in Blast Wave Parameters ?," in *Int. Conf. On Protection of Struct. Against Hazar*, 2014.
- [65] G. H. Guerke, "Evaluation of Blast Pressure Measurements," in *MABS*, 1990.
- [66] M. D. Judd and O. Farish, "high bandwidth measurement of partial discharge current pulses," in *IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, Arlington, Virginia, USA, 1998.
- [67] «W N MacPherson et al 2000 Meas. Sci. Technol. 11 95».

- [68] N. Wu, W. Wang, Y. Tian, X. Zou and M. Maffeo, "Low-cost rapid miniature optical pressure sensors for blast wave measurements," *OPTICS EXPRESS*, vol. 19, no. 11, 2011.
- [69] D. Numata, S. Fujii, H. Nagai and K. Asai, "Ultrafast-Response Anodized-Aluminum Pressure-Sensitive Paints for Unsteady Flow Measurement," *AIAA JOURNAL*, vol. 55, no. 4, 2017.
- [70] X. Rocourt and I. Sochet, "Chap. 5: Exploding Wires," in *Blast Effects*, Springer, 2018, pp. 73-87.
- [71] "Tyas, A. Experimental Measurement of Pressure Loading from Near-Field Blast Events: Techniques, Findings and Future Challenges. Proceedings 2018, 2, 471."
- [72] S. Trélat, M.-O. Sturtzer, S. Eveillard, D. Eckenfels, J. Mory, J.-F. Legendre, F. Braina and B. Soubières, "STRONG EXPLOSION NEAR A CONVEX STRUCTURE: A MULTI-SCALE EXPERIMENTAL STUDY," in *25th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock*, 2018.
- [73] J. Gottlieb, D. Ritzel and I. Miskew, "Signal Processing of Shock Wave Overpressure Records," Defence Research Establishment Suffield Ralston Alberta, 1981.
- [74] P. D. Hale, F. Williams and A. Dienstfrey, "Waveform metrology: Signal measurements in a modulated world," *Metrologia*, 2018.
- [75] Y. Li, Z. Yang, G. Wang et C. Yang, «Research on piezoelectric pressure sensor for shock wave load measurement,» *ISA Transactions*, 2020.
- [76] P. Tadini, K. Gault and I. Sochet, "Shock Wave Overpressure Measurement: Comparison Between Two Piezoelectric Sensor Materials," in *Blast effects*, Springer, 2018, pp. 57-72.
- [77] F. Yang, D. Kong et L. Kong, «Accurate measurement of high-frequency blast waves through dynamic compensation of miniature piezoelectric pressure sensors,» *Sensors and Actuators A: Physical*, pp. 14-23, 2018.
- [78] P. PIEZOTRONICS, « Model 113A34 High Frequency Invar ICP pressure probe Installation and Operating Manual».
- [79] J. Fourmann, Système sans-fil de mesure ultra-rapide de la surpression aérienne en environnement extrême, thèse 2016.
- [80] M. Daudy, "Traitement du signal de capteurs de pression en régime dynamique," 2020.
- [81] Texas Instrument, "Noise Analysis in Operational Amplifier Circuits," Digital Signal Processing Solutions SLVA043B, 2007.
- [82] Texas Instrument, "OPA659 Wideband, Unity-Gain Stable, JFET-Input Operational Amplifier," 2015.
- [83] HBM, «GEN series GN412 Data Sheet».

- [84] A. Schaefer, "The Effective Number of Bits (ENOB) of my R&S Digital Oscilloscope Technical Paper," 2011. [Online]. Available: https://cdn.rohde-schwarz.com/pws/dl_downloads/dl_application/application_notes/1er03/ENOB_Technical_Paper_1ER03_1e.pdf. [Accessed 16 12 2020].
- [85] Measurement Computing Corporation, *Data Acquisition Handbook. A reference for DAQ and Analog & Digital Signal Conditioning*, 2004.
- [86] J. J. Corcoran, "Analog-to-Digital Converters," in *Electronic Instrument Handbook*, Mc-Graw-Hill, 1995.
- [87] Vaisala, "Understanding Measurement Performance and Specifications," 2016.
- [88] National Instruments, "PXIe-5164 specifications".
- [89] R. Keim, "How to Low-Pass Filter a Square Wave," allaboutcircuits, 2018. [Online]. Available: <https://www.allaboutcircuits.com/technical-articles/how-to-low-pass-filter-a-square-wave/>. [Accessed 21 01 2021].
- [90] S. Gao, Y. Tian, X. Dai, M. Fan, X. Shi, J. Zhu et K. Li, «A Novel Distributed Linear-Spatial-Array Sensing System Based on Multichannel LPWAN for Large-Scale Blast Wave Monitoring,» *IEEE Internet Of Things Journal*, 2019.
- [91] «Kistler Type 211B Datasheet».
- [92] «PCB PIEZOTRONICS Model 132A31 Micro ICP® pressure sensor, 140 mV/psi, pigtail conn.».
- [93] «PCB PIEZOTRONICS Model 113B24 ICP Pressure Sensor Installation and Operating Manual».
- [94] R. Sommer et P. Engeler, «16.2 Piezoelectric Pressure Sensor,» chez *Sensor Technology*, Elsevier, 2005, pp. 433-456.
- [95] N. Aupetit, «Signal conditioning for shock sensors».*ST microelectronics AN4708*.
- [96] J. Karki, «Signal Conditioning Piezoelectric Sensors SLOA033A,» *Texas Instrument*, 2000.
- [97] Kistler, «Piezoelectric Theory,» online access on 11/29/2020 at <https://www.kistler.com/files/download/20.290e-05.04.pdf>.
- [98] A. Chu, "Problems in high-shock measurement," Endevco.
- [99] Brüel & Kjaer, *Piezoelectric Accelerometers and Vibration Preamplifiers*, 1987.
- [100] PRO-POWER, «RG58 Coaxial Cable datasheet,» 2016.
- [101] R. Narendra, M. L. Sudheer, V. Jithesh et D. C. Pande, «Coupling of Transient Electromagnetic Fields Radiated by ESD to Aerial Coaxial Cables,» chez *IEEE AEMC*, 2011.

- [102] A. R. Szary Precision Filters, Inc., "Ground Loop Problems with Measurement Systems and How to Avoid Them," [Online]. Available: http://www.pfinc.com/paper_briefs/Ground_Loop_Problems.pdf. [Accessed 07 12 2020].
- [103] F. Levinzon, *Piezoelectric Accelerometers with Integral Electronics*, Springer, 2015.
- [104] Z. Konecna and M. Zavadil, "Impact of Thermal Stress on Coaxial Cable," in *18th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*, 2017.
- [105] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, Wiley.
- [106] "Arbitrary/Function Generators AFG 3011 / 3021B / 3022B / 3101 / 3102 / 3251 / 3252 Data Sheet," [Online]. Available: <http://www.testequipmenthq.com/datasheets/TEKTRONIX-AFG3022B-Datasheet.pdf>.
- [107] Lecroy, «WaveMaster 8 Zi-B Oscilloscopes 4 GHz - 30 GHz».
- [108] J. Luc, A. Lefrançois et M. Lavayssière, «Experimental Studies Around Shock Tube for Dynamic Calibrations of High-Frequency Pressure Transducers,» chez *31st Int. Symp. on Shock Waves*, 2019.
- [109] S. Downes, A. Knott et I. Robinson, «Towards a shock tube method for the dynamic calibration of pressure sensors,» *Phil. Trans. R. Soc. A* 372, 2014.
- [110] J. Fourmann, A. Coustou, H. Aubert, P. Pons, J. Luc, A. Lefrançois, M. Lavayssière and A. Osmont, "Incident Pressure Measurement in Air Blast," in *APS*, 2016.
- [111] J. Fourmann, A. Coustou, H. Aubert, P. Pons, J. Luc, A. Lefrançois, M. Lavayssière and A. Osmont, "Wireless Pressure Measurement in Air Blast using PVDF sensors," 2016.
- [112] J. Fourmann, A. Coustou, H. Aubert, P. Pons, J. Luc, A. Lefrançois, M. Lavayssière and A. Osmont, "Wireless Sensors for the Incident Pressure Measurement in Air Blast," in *EuMA*, London, 2016.
- [113] M. Chalnot, A. Coustou, H. Aubert, P. Pons, M. Lavayssière, A. Lefrançois and J. Luc, "Wireless Transmission of Friedlander-type Signals for the Dynamic Measurement of Blast Pressure," *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 2021.
- [114] M. Chalnot, A. Coustou, H. Aubert, P. Pons, M. Lavayssière, A. Lefrançois and J. Luc, "Microwave Transmission of Pressure Sensor Signal Through Explosive Fireballs," in *IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and North American Radio Science Meeting*, Montréal, Québec, Canada, 2020.
- [115] J. R. Carson, "Notes on the theory of Modulation," *IEEE Proc.*, pp. 893-896, 1963.
- [116] Analog Devices, "MMIC VCO w/ BUFFER AMPLIFIER 5.8-6.8 GHZ HMC358MS8G/358MS8GE datasheet, v04.0607".
- [117] Analog Devices, "HMC732LC4B Wideband MMIC VCO with Buffer Amplifier 6 - 12 GHz".

- [118] ANALOG DEVICES, "HMC587LC4B Wideband MMIC VCO Buffer Amplifier, 5 - 10 GHz".
- [119] ANALOG DEVICES, "HMC586LC4B WIDEBAND MMIC VCO w/ BUFFER AMPLIFIER, 4 - 8 GHz".
- [120] ANALOG DEVICES, "HMC733LC4B WIDEBAND MMIC VCO w/ BUFFER AMPLIFIER, 10 - 20 GHz".
- [121] M. A. Cook, *The Science of High Explosive*, New York: Reinhold, 1958.
- [122] A. O. Korotkevich, A. C. Newell et V. E. Zakharov, «Communication through plasma sheaths,» *J. Appl. Phys.*, 2007.
- [123] B. Rougier, Étude à coeur des propriétés de matériaux innovants par la compréhension de la propagation d'une onde électromagnétique à travers une onde de choc, INPT, 09/012019, <http://www.theses.fr/2019INPT0069>.
- [124] S. Courtaud, Etude et simulation de la postcombustion turbulente des explosifs homogènes sous-oxygénés, INPT, 30/11/17, <http://www.theses.fr/2017INPT0116>.
- [125] Analog Devices, "Determining the FM Bandwidth of a Wideband Varactor Tuned VCO," [Online]. Available: https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/application-notes/determining_the_fm_bandwidth_of_a_varactor_tuned_vco_rev3.pdf. [Accessed 03 08 2020].
- [126] F. ANTENNAS, «Compact Dual-band Reach Xtend (FR05-S1-NO-1-004)».
- [127] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, Wiley, 2005.
- [128] A. L. Kuhl, A. D. White et B. A. Kirkendall, «Electromagnetic Waves from TNT Explosions,» *J. of Electromagnetic Analysis and Applications*, vol. 6, pp. 280-295, 2014.
- [129] H. Kolsky, «Electromagnetic Waves Emitted on Detonation of Explosives,» *Nature*, 1954.
- [130] A. Wojnar, «Exact Threshold Location in Analog FM Systems,» *Proc. IEEE*, pp. 251-253, 1970.
- [131] NAWCWD TP 8347, *Electronic Warfare and Radar Systems Engineering Handbook*, online access on 11/30/2020 at https://www.phys.hawaii.edu/~anita/new/papers/militaryHandbook/rcvr_sen.pdf.
- [132] A. C. Rife and R. R. Boorstyn, "Single-Tone Parameter Estimation from Discrete-Time Observation," *IEEE Trans. on Inf. Theory*, 1974.
- [133] H. D. Lee et B. Park, «An mm-Wave VCO with high-speed amplitude modulation,» chez *Iranian Conference on Electrical Engineering*, Tehran, 2017.
- [134] R. P. Horaud, "cross correlation," inria, [Online]. Available: https://www.canal-u.tv/video/inria/cross_correlation.33265. [Accessed 15 01 21].

- [135] M. bachetti, "La corrélation croisée," [Online]. Available: <http://www.matteobachetti.it/Varie/CNAM2014/Other/correlation-croisee-4p.pdf>. [Accessed 25 01 2021].
- [136] G. Teissier, « La relation d'allométrie, sa signification statistique et biologique,» 1948.
- [137] P. H. Harvey et G. M. Mace, «Comparison between taxa and adaptive trends : problems of methodology,» *Cambridge University Press*.
- [138] N. R. Draper, «Straight Line Regression when both Variables are Subject to Error,» Annual Conference on Applied Statistics in Agriculture, 1991.
- [139] E. Primakov, A. Pereverzev and E. Liventsev, "Automation of Control Voltage Correction to Compensate a Non-Linear VCO Tuning Characteristic," in *2018 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIConRus)*, 2018.
- [140] S. Bernard, F. Azais, Y. Bertrand and M. Renovell, "A high accuracy triangle-wave signal generator for on-chip ADC testing," in *Proceedings The Seventh IEEE European Test Workshop*, Corfu, 2002.
- [141] ANALOG DEVICES, "800 MHz, 2:1 Analog Multiplexers ADV3219/ADV3220 Data Sheet," [Online]. Available: https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADV3219_3220.pdf. [Accessed 26 01 2021].
- [142] J. Taylor, *Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques*, DUNOD.
- [143] WIKIVERSITE, "Fiche : Table des transformées de Laplace," [Online]. Available: https://fr.wikiversity.org/wiki/Transform%C3%A9e_de_Laplace/Fiche/Table_des_transf orm%C3%A9es_de_Laplace. [Accessed 27 12 2020].

ANNEXES

A LOI DE FRIEDLANDER : CONSIDERATIONS MATHÉMATIQUES

A.1 Propriétés de la loi dans le domaine temporel

A.1.1 Propriétés de la loi de Friedlander

L'équation de Friedlander décrivant la surpression d'une onde de souffle est redonnée en équation 1 :

$$\forall t > 0: \quad \Delta P(t) = \Delta P_{MAX} e^{-\alpha \frac{t}{t_+}} \left(1 - \frac{t}{t_+}\right)$$

$$\forall t < 0: \quad \Delta P(t) = 0$$
(1)

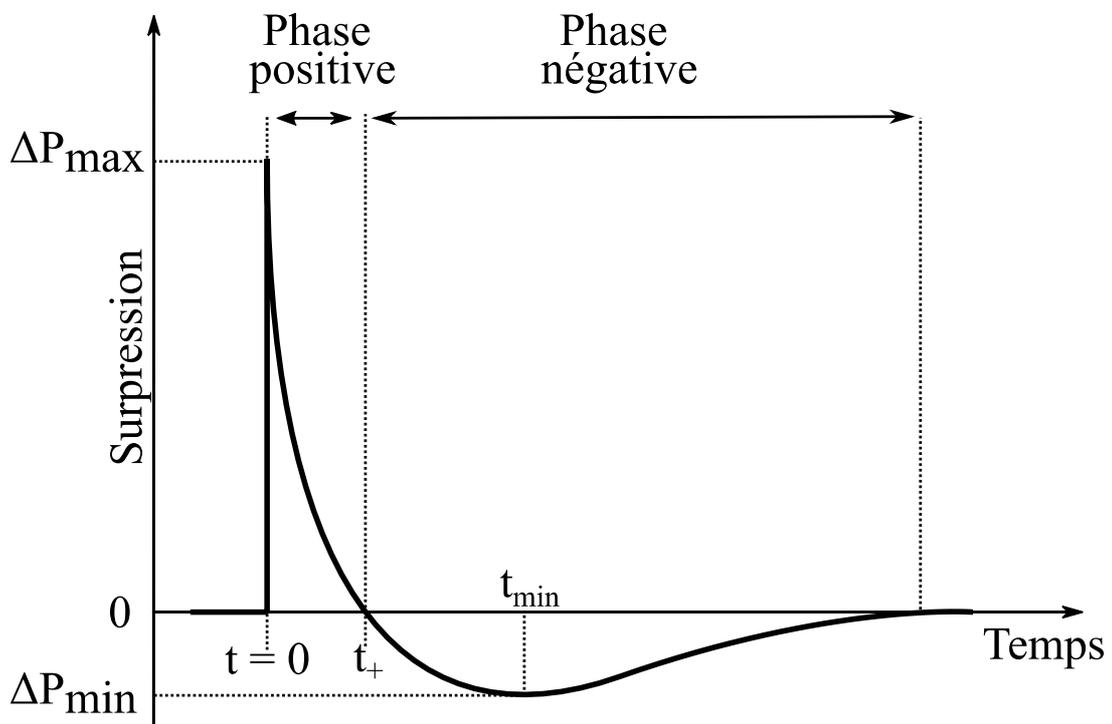


Figure A-1: Loi de Friedlander

A.1.2 Propriétés de sa dérivée

La dérivée de la fonction pour un temps $t > 0$ est telle que :

$$\forall t > 0: \quad \frac{d\Delta P(t)}{dt} = -\Delta P_{MAX} \frac{\alpha + 1}{t_+} e^{-\alpha \frac{t}{t_+}} \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha + 1} \frac{t}{t_+} \right) \quad (2)$$

L'instant t_{min} est trouvé en annulant l'équation 2 :

$$t_{min} = \frac{\alpha + 1}{\alpha} t_+ \quad (3)$$

La valeur ΔP_{MIN} est trouvée en combinant les équations 1 et 3 :

$$\Delta P_{MIN} = \Delta P(t_{min}) = \Delta P_{MAX} e^{-\alpha - 1} \left(1 - \frac{\alpha + 1}{\alpha} \right) \quad (4)$$

La partie négative de la surpression est d'autant moins marquée que le coefficient de décroissance α est élevé. Elle existe qu'importe la valeur du coefficient de décroissance α obtenu en pratique. Lors d'une mesure de surpression aérienne, ce coefficient de décroissance peut prendre une valeur entre 0 et 20. C'est ce que donne les abaques en Figure 1-4. Toutefois, L'équation de Friedlander ne peut pas modéliser intégralement l'évolution de la surpression si $\alpha = 0$. Elle ne la modélise que sur la partie positive dans ce cas.

La dérivée de la fonction de Friedlander a aussi la propriété suivante :

$$\lim_{t \rightarrow 0^+} \frac{d\Delta P(t)}{dt} = -\Delta P_{MAX} \frac{\alpha + 1}{t_+} \quad (5)$$

Le taux de variation de la surpression théorique, une fois le maximum atteint à l'arrivée de l'onde souffle sur le capteur, est d'autant plus élevé (en valeur absolue) que le coefficient de décroissance α est élevé, et est inversement proportionnel à la durée d'impulsion positive t_+ .

A.1.3 Propriété de son intégrale

$$\int_0^{\infty} \Delta P_{MAX} e^{-\alpha \frac{t}{t_+}} \left(1 - \frac{t}{t_+} \right) dt = \Delta P_{MAX} \frac{t_+}{\alpha} \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha} \right) \quad (6)$$

Si $\alpha = 1$, l'intégrale vaut 0.

$$I_+ = \int_0^{t_+} \Delta P_{MAX} e^{-\alpha \frac{t}{t_+}} \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) dt = \frac{\Delta P_{MAX} t_+}{\alpha^2} (\alpha - 1 + e^{-\alpha}) \quad (7)$$

$$I_- = \int_{t_+}^{\infty} \Delta P_{MAX} e^{-\alpha \frac{t}{t_+}} \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) dt = -\frac{\Delta P_{MAX} t_+}{\alpha^2} e^{-\alpha} \quad (8)$$

Lors des mesures de surpression aériennes, dans le cas général, on ne porte que peu d'intérêt à la partie négative car :

- Elle est difficilement observable du fait du bruit de mesure ;
- Elle n'a qu'un rôle mineur dans l'effet destructeur de l'onde de souffle.

A.2 Transformation de Fourier

La transformée de Fourier du signal présenté en Figure A-1 est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta P(\omega) = \frac{\Delta P_{MAX}}{\sqrt{2\pi}} \frac{j\omega + \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(j\omega + \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} \quad (9)$$

Le module de cette transformée de Fourier est tel que :

$$|\Delta P(\omega)| = \frac{\Delta P_{MAX}}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{\left(\frac{\alpha - 1}{t_+}\right)^2 + \omega^2}}{\left(\frac{\alpha}{t_+}\right)^2 + \omega^2} \quad (10)$$

Aux fréquences élevées, la transformée de Fourier d'un signal de Friedlander se comporte de la même manière que celle d'un échelon. Elle diminue en $1/f$.

A.3 Transformation de Laplace

A.3.1 Transformation de Laplace du signal de Friedlander modifié

La loi de Friedlander non modifiée est donnée dans les tables de transformées de Laplace inverses [143]. On trouve facilement par le calcul la transformée de Laplace inverse $E(p)$ d'une loi de Friedlander modifiée :

$$E(p) = \Delta P_{MAX} \frac{p + \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(p + \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} \quad (11)$$

Avec ΔP_{MAX} , α , et t_+ paramètres d'onde de souffle, et p la variable de Laplace.

Dans le domaine temporel, le signal en sortie d'un système soumis à l'application d'un signal à son entrée est donné par un produit de convolution entre le signal d'entrée et la fonction de transfert du système $h(t)$. Dans le domaine de Laplace, le produit de convolution est remplacé par une multiplication :

$$S(p) = E(p) \times H(p) \quad (12)$$

Une fois la sortie du système dans le domaine de Laplace $S(p)$ obtenue, on repasse dans le domaine temporel pour trouver $s(t)$. C'est de cette manière que l'on procède pour simuler la réponse d'un système du premier ou du second ordre à un signal de type Friedlander modifié en entrée.

Sur les réponses $s(t)$ des fonctions de transfert théoriques ainsi calculées, il est possible d'appliquer les méthodes 1, 2 et 3 décrites dans le chapitre 1 en partie 1.4.2. Ces méthodes permettent de retrouver les paramètres d'onde de souffle à partir d'une mesure de surpression aérienne. Ensuite, les résultats de l'application de ces méthodes sur ces signaux filtrés peuvent être comparées à la surpression théorique. Cela permet de fixer une fréquence de résonance f_r , ou une fréquence de coupure f_c théorique en fixant un seuil de précision sur les paramètres d'onde de souffle recherchés.

Dans les parties suivantes, les équations analytiques décrivant la sortie d'un filtre d'ordre 1 et 2 sont démontrées.

A.3.2 Filtrage

A.3.2.1 Premier ordre

Le signal $E(p)$ trouvé dans la partie précédente peut être appliqué à un système de fonction de transfert de type passe bas du premier ordre :

$$H(p) = \frac{\omega_c}{p + \omega_c} \quad (13)$$

Avec $f_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$, la fréquence de coupure en Hz.

En combinant les équations 11-13, la sortie d'un filtre théorique est trouvée :

$$S(p) = \Delta P_{MAX} \frac{p + \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(p + \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} \frac{\omega_c}{p + \omega_c} \quad (14)$$

Après une décomposition en éléments simples, $S(p)$ peut être écrite sous la forme suivante :

$$S(p) = \Delta P_{MAX} \left(\frac{ap + b}{\left(p + \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} + \frac{c}{p + \omega_c} \right) \quad (15)$$

Cette équation peut aussi être réécrite sous la forme d'une fonction de Friedlander à laquelle s'ajoute des perturbations dues au filtrage :

$$S(p) = \Delta P_{MAX} \left(\frac{p + \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(p + \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} + \frac{(a - 1)p + b - \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(p + \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} + \frac{c}{p + \omega_c} \right) \quad (16)$$

On introduit le terme b' :

$$b' = b - \frac{\alpha - 1}{t_+} \quad (17)$$

Les coefficients a , b' et c sont tels que :

$$a = \omega_c \frac{\omega_c - \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(\omega_c - \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} \quad (18)$$

$$b' = \left(\frac{\alpha}{t_+}\right)^2 \frac{\omega_c - \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(\omega_c - \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} \quad (19)$$

$$c = -a \quad (20)$$

A partir des équations 14-20, la réponse d'un filtre passe-bas du premier ordre à une entrée de type Friedlander peut être trouvée, elle est telle que :

$$s(t) = \Delta P_{MAX} \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) e^{-\frac{t}{t_+}} + \Delta P_{MAX} \left((a-1) \left(1 - \alpha \frac{t}{t_+}\right) e^{-\frac{t}{t_+}} + b' t e^{-\frac{t}{t_+}} + c e^{-\omega_c t} \right) \quad (21)$$

Avec α , t_+ , et ΔP_{MAX} les paramètres d'onde de souffle, et ω_c la pulsation de coupure du filtre.

Certaines interprétations peuvent être déduite de l'observation de l'équation 21:

- Lorsque la fréquence de coupure haute du filtre f_c tend vers l'infini, la constante a tend vers 1, et la constante b' tend vers 0. On retrouve donc bien le même signal de Friedlander que l'entrée si la fréquence de coupure du système est infinie ;
- En $t = 0$, la sortie $s(t)$ est égale à 0 alors que l'entrée est à ΔP_{MAX} ;
- L'équation 21 montre que l'on peut écrire la sortie $s(t)$ du filtre sous forme de la fonction de Friedlander appliquée à l'entrée plus des perturbations liées au filtrage. Il faut essayer de les annuler, ou de les limiter ;
- Si on fait l'hypothèse $\omega_c \gg \frac{\alpha}{t_+}$, les expressions des constantes a , b' , c se simplifient : $a = 1$, $b' = \frac{\alpha^2}{\omega_c t_+^2}$.

Il faut essayer de trouver l'instant t_{max} auquel la sortie du filtre $s(t)$ donnée par l'équation 21 est maximale. En effet, le maximum n'est pas à l'instant $t = 0$ car le filtre passe-bas retarde le maximum. Pour trouver l'instant t_{max} , il faut dériver $s(t)$ par rapport au temps, et annuler l'expression trouvée. On note $e(t)$ la fonction de type Friedlander appliquée à l'entrée du filtre, et $w(t)$ les perturbations apportées par ce même filtre. On a donc :

$$s(t) = e(t) + w(t) \quad (22)$$

$$\frac{de}{dt} = -\frac{\Delta P_{MAX} e^{-\frac{t}{t_+}}}{t_+} \left(1 + \alpha - \alpha \frac{t}{t_+}\right) \quad (23)$$

$$\frac{dw}{dt} = \Delta P_{MAX} \left(-\frac{e^{-\frac{t}{t_+}}}{t_+} \left(1 + \alpha - \alpha \frac{t}{t_+} \right) (a - 1) + b' e^{-\frac{t}{t_+}} \left(1 - \alpha \frac{t}{t_+} \right) - c \omega_c e^{-\omega_c t} \right) \quad (24)$$

Il est intéressant chercher la limite du taux de variation de la sortie filtrée lorsque $t \rightarrow 0$.

$$\frac{ds}{dt} |_{t=0} = \Delta P_{MAX} \left(a \frac{(\alpha + 1)}{t_+} + b' - c \omega_c \right) \quad (25)$$

Sous l'approximation $\omega_c \gg \frac{\alpha}{t_+}$, cette équation devient après simplification :

$$\frac{ds}{dt} |_{t=0} = \Delta P_{MAX} \left(\omega_c + \frac{\alpha + 1}{t_+} + \frac{\alpha^2}{\omega_c t_+^2} \right) \approx \Delta P_{MAX} \omega_c \quad (26)$$

A l'arrivée de l'onde de choc, le signal croît d'autant plus vite que la bande passante est élevée, et aussi d'autant plus vite que le choc est puissant.

Sous l'approximation $\omega_c \gg \frac{\alpha}{t_+}$, la dérivée par rapport au temps de la sortie du filtre devient :

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{\Delta P_{MAX} e^{-\frac{t}{t_+}}}{t_+} \left(1 + \alpha - \alpha \frac{t}{t_+} \right) + \Delta P_{MAX} \left(e^{-\omega_c t} + \frac{\alpha^2}{\omega_c t_+^2} e^{-\frac{t}{t_+}} \left(1 - \alpha \frac{t}{t_+} \right) \right) \quad (27)$$

Annuler cette dérivée analytiquement est difficile. Le signal de Friedlander filtré a un taux de variation qui change de signe trois fois :

- Une fois lorsque le maximum est atteint ;
- Une fois lorsque le signal de Friedlander est minimum ;
- Le taux de variation est nul aussi lorsque $t \rightarrow \infty$.

Il y a donc trois valeurs auxquelles la dérivée $\frac{ds}{dt}$ s'annule. Il faut refaire une approximation pour trouver l'instant t_{max} le signal atteint son maximum $s(t_{max})$.

Il faut considérer que l'instant auquel le maximum est atteint en sortie du système est négligeable devant la durée d'impulsion positive, c'est-à-dire $\frac{t_{max}}{t_+} \ll 1$.

On trouve ensuite :

$$t_{max} = \frac{\ln \frac{\omega_c t_+}{\alpha + 1}}{\omega_c} \quad (28)$$

Il est possible de montrer que lorsque la sortie du filtre passe bas du premier ordre atteint sa valeur maximale, la sortie du filtre est égale à son entrée, dans le

cas où $\omega_c \gg \frac{\alpha}{t_+}$ (Il suffit d'écrire $w(t_{\max})$, des termes sont négligeables, et le reste s'annule).

Un signal de mesure a été filtré par un filtre passe bas d'ordre 1 de fréquence de coupure de plus en plus élevée. Pour chaque signal filtré, l'abscisse et l'ordonnée de la valeur maximale sont notées. Puis, on trace le signal original, quelques signaux filtrés, et les maximums de tous les signaux filtrés sur un même graphique, en Figure A-2 :

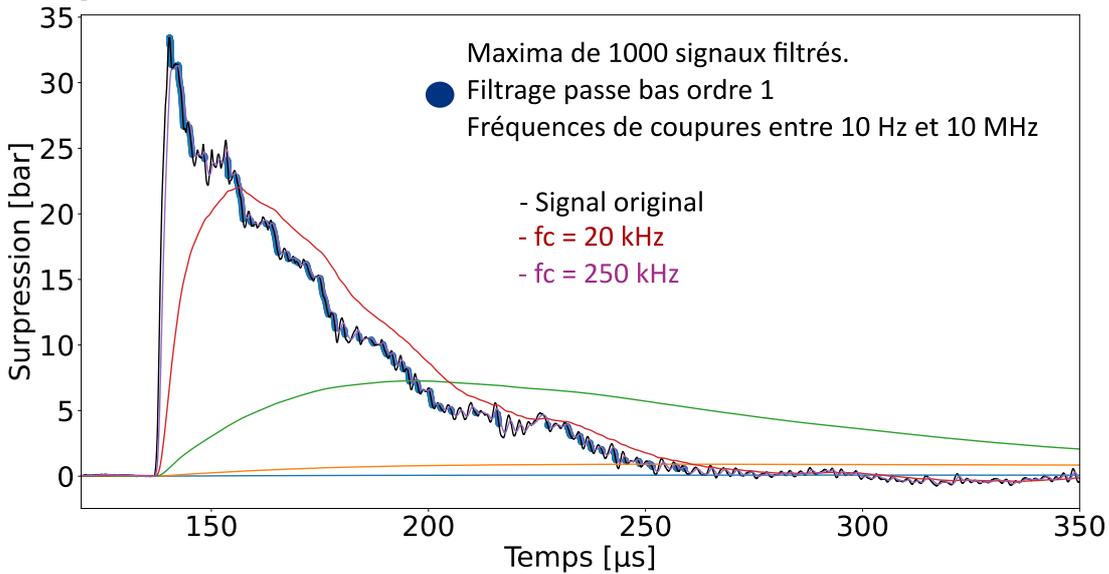


Figure A-2: 1000 Filtrages d'un signal de mesure. Les valeurs maximales de l'ensemble des signaux dessinent la courbe originale.

Même lorsque l'approximation n'est pas vérifiée, et même si le signal filtré n'est pas du type Friedlander théorique, le maximum de la sortie reste proche de la valeur de l'entrée au même instant.

A.3.2.2 Second ordre

Le système de mesure peut aussi être modélisée par une fonction de transfert de type passe bas du second ordre :

$$H(p) = \frac{\omega_r^2}{p^2 + 2\xi\omega_r p + \omega_r^2} \quad (29)$$

Avec :

- ξ le coefficient d'amortissement
- $f_r = \frac{\omega_r}{2\pi}$ la fréquence de résonance en Hz.

Dans ce cas, les calculs sont plus compliqués. Il faut retrouver la sortie temporelle $s(t)$ à partir de $S(p)$ qui s'écrit selon l'équation 30 :

$$S(p) = \frac{\omega_r^2}{p^2 + 2\xi\omega_r p + \omega_r^2} \frac{p + \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(p + \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} \quad (30)$$

On effectue le calcul de la même manière que pour la partie précédente. L'équation 30 est décomposée en éléments simples :

$$S(p) = \Delta P_{MAX} \omega_n^2 \left(\frac{ap + b}{(p^2 + 2\xi\omega_n p + \omega_n^2)} + \frac{cp + d}{\left(p + \frac{\alpha}{t_+}\right)^2} \right) \quad (31)$$

On peut alors montrer que les coefficients valent :

$$a = - \frac{\left(\omega_n^2 - \left(\frac{\alpha}{t_+}\right)^2\right) \left(1 - \frac{2\xi(\alpha - 1)}{\omega_n t_+}\right) + 2 \frac{\alpha}{t_+} \frac{\alpha - 1}{t_+} \left(1 - \frac{\xi\alpha}{\omega_n t_+}\right)}{\left(\omega_n^2 - \left(\frac{\alpha}{t_+}\right)^2\right)^2 + 4\omega_n^2 \frac{\alpha}{t_+} \left(1 - \frac{\xi\alpha}{\omega_n t_+}\right) \left(\frac{\alpha}{t_+} - \xi\omega_n\right)} \quad (32)$$

$$b = \frac{2\omega_n^2 \left(1 - \frac{2\xi(\alpha - 1)}{\omega_n t_+}\right) \left(\frac{\alpha}{t_+} - \xi\omega_n\right) - \left(\omega_n^2 - \left(\frac{\alpha}{t_+}\right)^2\right) \frac{\alpha - 1}{t_+}}{\left(\omega_n^2 - \left(\frac{\alpha}{t_+}\right)^2\right)^2 + 4\omega_n^2 \frac{\alpha}{t_+} \left(1 - \frac{\xi\alpha}{\omega_n t_+}\right) \left(\frac{\alpha}{t_+} - \xi\omega_n\right)} \quad (33)$$

$$c = -a \quad (34)$$

$$d = \frac{\alpha - 1}{\omega_n^2 t_+} - \left(\frac{\alpha}{\omega_n t_+}\right)^2 b \quad (35)$$

Ces coefficients se simplifient légèrement en faisant l'approximation suivante :

$$\omega_n^2 \gg \left(\frac{\alpha}{t_+}\right)^2 \quad (36)$$

Au final, on trouve donc la relation de la sortie d'un système du second ordre réagissant à une entrée de type Friedlander :

$$s(t) = \Delta P_{MAX} \omega_n^2 \left(e^{-\xi\omega_n t} \left(\frac{a\xi + b}{\omega_n \sqrt{1 - \xi^2}} \sin(\omega_n \sqrt{1 - \xi^2} t) + a \times \cos(\omega_n \sqrt{1 - \xi^2} t) \right) + c e^{-\frac{\alpha}{t_+} t} \left(1 - \frac{\alpha}{t_+} t \right) + d t e^{-\frac{\alpha}{t_+} t} \right) \quad (37)$$

En fait les calculs ont été effectués alors que ce genre de filtre peut se faire sans calcul par programmation python, avec la classe « lti » et la fonction « lsim »

de la librairie signal. La comparaison a été effectuée, et les résultats sont à peu près identiques.

B THEORIE DE LA PROPAGATION DE SIGNAUX TRANSITOIRES DANS LES LIGNES DE TRANSMISSION

Cette annexe étudie la transmission d'un échelon de Heaviside, représenté en Figure B-1, avec une ligne de transmission. Cela va permettre de visualiser les modifications apportées par les réflexions aux entrée/sortie d'un câble. La théorie de la propagation de signaux transitoire par les lignes de transmission est bien expliquée dans [51].

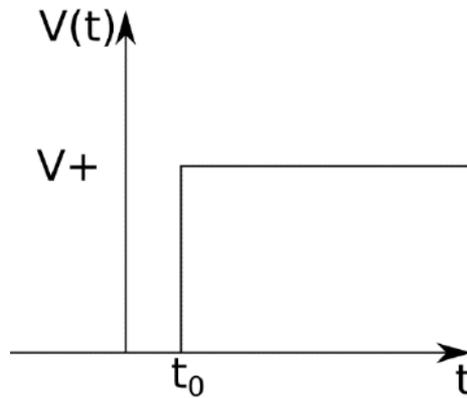


Figure B-1: Echelon de Heaviside

L'échelon de Heaviside peut être écrit mathématiquement de la façon suivante :

$$\forall t < t_0, V_E(t) = 0 \quad (1. a)$$

$$\forall t > t_0, V_E(t) = V_+ \quad (1. b)$$

Cet échelon de tension est appliqué à l'entrée de la ligne d'impédance caractéristique Z_C à l'aide d'une source de tension d'impédance de sortie Z_g , qui symbolise le capteur de pression. Le circuit équivalent est représenté en Figure B-2. Dès le début, le signal fait face à une discontinuité d'impédance. Pour trouver la valeur de la tension V_e de l'onde incidente créée dans la ligne par la source, il faut appliquer la règle du pont diviseur de tension (équation 2).

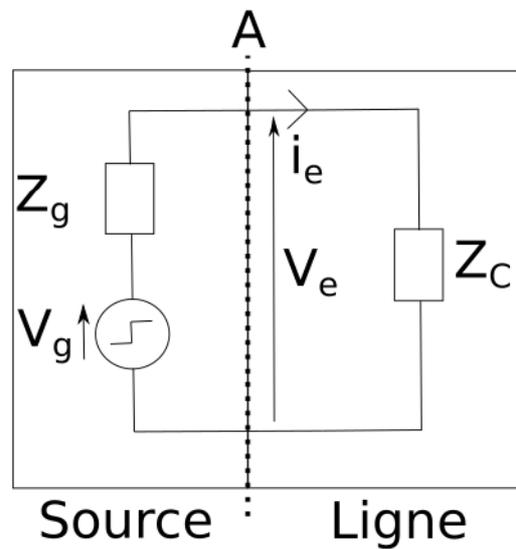


Figure B-2: Discontinuité d'impédance vue par l'onde à l'entrée de la ligne

$$V_e = \frac{Z_C}{Z_g + Z_C} V_g \quad (2)$$

Aux premiers instants après que V_g passe de 0 à V_+ , une onde incidente, de même forme mais d'amplitude V_e se propage dans la ligne comme le montre la Figure B-3.

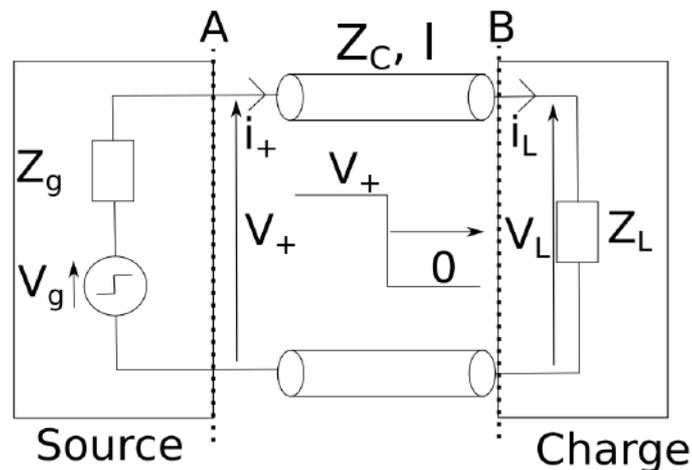


Figure B-3 : Propagation de l'onde incidente aux premiers instants après l'application du signal à l'entrée de la ligne.

Avant son application, ni onde incidente, ni onde réfléchi n'existent dans la ligne. Donc aux premiers instants après l'application du signal V_g à l'entrée de la ligne, seule l'onde incidente existe.

Le front arrive au bout de la ligne (au plan B, Figure B-3) au bout d'une durée t_d , telle que :

$$t_d = \frac{l}{c} \sqrt{\epsilon_r} \quad (3)$$

Avec l la longueur du câble, et c la vitesse de la lumière dans le vide, égale à 3×10^8 m/s.

Une fois arrivée au bout du câble, l'onde incidente rencontre une discontinuité d'impédance si l'impédance de charge Z_L est différente de l'impédance caractéristique du câble Z_C :

$$\frac{V_+}{i_+} = Z_C \neq Z_L \quad (4)$$

Une onde réfléchie est donc créée pour satisfaire la loi d'Ohm à la discontinuité :

$$V_t = V_+ + V_- \quad (5)$$

$$i_t = i_+ + i_- \quad (6)$$

A la discontinuité, une onde électromagnétique de tension V_- et de courant i_- est donc créée dans la ligne :

$$i_- = -\frac{V_-}{Z_C} \quad (7)$$

L'énergie dissipée dans la charge Z_L est le résultat de l'absorption d'une onde, de tension V_t et de courant i_t :

$$\frac{V_t}{i_t} = Z_L = \frac{V_+ + V_-}{i_+ + i_-} = \frac{V_+ + V_-}{\frac{V_+}{Z_C} - \frac{V_-}{Z_C}} \quad (8)$$

On trouve ainsi le coefficient de réflexion Γ_L au niveau de la charge :

$$V_- = \Gamma_L V_+ = \frac{Z_L - Z_C}{Z_L + Z_C} V_+ \quad (9)$$

A partir de cet instant ($t = t_d$) une onde réfléchie apparaît en bout de ligne, induisant la tension suivante :

$$V_L = V_+ + V_- = V_+(1 + \Gamma_L) = 2V_+ \frac{Z_L}{Z_L + Z_C} \quad (10)$$

Au fur et à mesure de la progression de l'onde réfléchie dans la ligne, la tension $V_+ + V_-$ se met en place dans la ligne, jusqu'à ce que l'onde réfléchie arrive à l'entrée de la ligne (Plan A, en Figure B-2 et B-3). A ce moment-là, si $Z_g \neq Z_c$, alors l'onde réfléchie V_- se réfléchit à nouveau sur l'entrée et donne naissance à une nouvelle onde progressive V_{+2} :

$$V_{+2} = \Gamma_e V_- \tag{11}$$

Avec Γ_e le coefficient de réflexion à l'entrée du câble.

La tension en A à l'instant $t = 3.t_d$ s'écrit :

$$V_A = V_+ + V_- + V_{+2} \tag{12}$$

Cette tension s'établit progressivement dans le câble au rythme de l'onde incidente V_{+2} jusqu'à ce qu'elle se réfléchisse sur la sortie. Après cette troisième réflexion, la tension en bout de câble devient en $t = 3.t_d$:

$$V_L = V_+ + V_- + V_{+2} + V_{-2} \tag{13}$$

Une infinité de réflexions se produisent dans la ligne, ceci est schématisé par le diagramme de Bounce présenté en Figure B-4 :

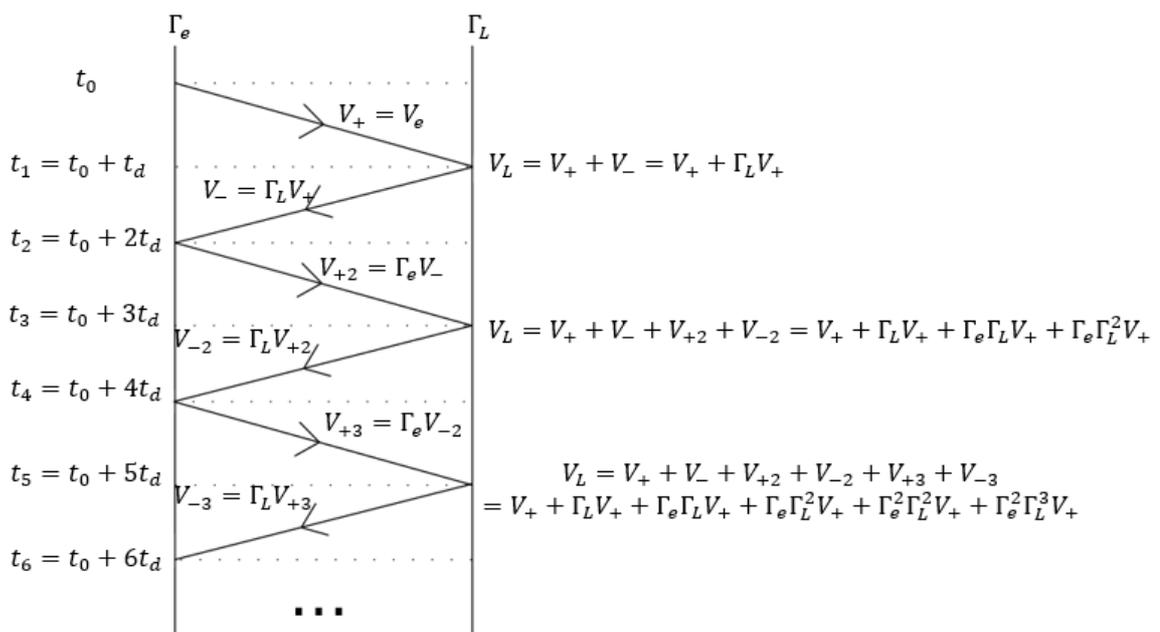


Figure B-4: Diagramme de Bounce d'une ligne de transmission désadaptée en entrée et en sortie.

Appliquons ces équations à un montage suivant le standard IEPE. Un câble de longueur l est chargé en sortie par un oscilloscope en haute impédance, donc $Z_L = 1 M\Omega$. En entrée, on suppose que la ligne est partiellement adaptée :

$$Z_g = Z_C + \Delta Z \quad (14)$$

Les coefficients de réflexion sont alors les suivants :

$$\Gamma_L \sim 1$$

$$\Gamma_e = \frac{Z_g - Z_C}{Z_g + Z_C} = \frac{\Delta Z}{2Z_C + \Delta Z} \quad (15)$$

Sur le diagramme de Bounce représenté en Figure B-4, les équations sont données, et la tension mesurée par l'oscilloscope est donnée par une suite :

$$\Gamma_L = 1 \leftrightarrow V_L = 2 \sum_{i=0}^n \Gamma_e^i V_e \quad (16)$$

Avec :

$$n = 0 \text{ si } t \in [t_1; t_3[$$

$$n = 1 \text{ si } t \in [t_3; t_5[$$

Le nombre n est le nombre de réflexion qui ont lieu au niveau de l'oscilloscope en haute impédance, sans compter la première. En utilisant l'équation 2, 15 et 16, on obtient :

$$\forall t \in [t_{2n+1}; t_{2n+3}[\quad V_L(t) = \frac{2V_g}{2 + \frac{\Delta Z}{Z_C}} \sum_{i=0}^n \Gamma_e^i \quad (17)$$

Posons $k_z = \frac{\Delta Z}{Z_C}$:

$$V_L(t) = \frac{2V_g}{2 + k_z} \cdot \frac{\Gamma_e^{n+1} - 1}{\Gamma_e - 1} = V_g \cdot (1 - \Gamma_e^{n+1}) = V_g \cdot \left(1 - \left(\frac{k_z}{2 + k_z}\right)^{n+1}\right) \quad (18)$$

Cette équation fonctionne à partir de $t = t_i$, et pour $t \in [t_{2n+1}; t_{2n+3}[$.

Lorsque n tend vers l'infini, le terme $\left(\frac{k_z}{2+k_z}\right)^{n+1}$ tend vers 0 (vrai si $Z_C > 0$ et $Z_g > 0$), cela signifie que la mesure V_L réalisée par l'oscilloscope converge vers V_g au fur et à mesure que le régime permanent s'établit.

C EXEMPLES DE CODES MATLAB/PYTHON POUR DEMODULER LE SIGNAL

C.1 Code python pour trouver la fréquence instantanée de la porteuse au cours du temps

```
# Importation de bibliothèques diverses
import numpy as np
import os
import matplotlib.pyplot as plt
import scipy.signal as sgl
os.chdir("Chemin") # Spécification du chemin d'accès à la mesure de la porteuse
#réalisée par l'oscilloscope

f1=np.loadtxt('C1_00001.dat') # Chargement du fichier de mesure
t=f1[:,0] # Axe des temps
carrier=f1[:,1] # Axe des tensions
fs=1/np.mean(np.diff(t)) # Fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope
#mesurant la porteuse

# Filtrage éventuel (nécessaire si bilan de liaison mauvais)
fcb1=5.53e9 #fréquence de coupure basse du spectre utile de la porteuse
fch1=5.68e9 #fréquence de coupure haute du spectre utile de la porteuse
Wn1=np.asarray([fcb1,fch1])
b,a = sgl.iirfilter(4, Wn1, rp=0.1, rs=60,btype='band', analog=False,
ftype='ellip',fs=fs,output='ba')
carrier1=sgl.lfilter(b,a,carrier) # Signal filtré

fdemod=100e6 # Fréquence d'échantillonnage du signal démodulé (100 MS/s)
Tacq=t[-1]-t[0] # Durée de l'acquisition
nfft=int(Tacq*fdemod) # Nombre de FFT instantanées sur tout le signal
```

```

npt=int(np.round(fs/fdemod)) # Nombre de points de signal avec lequel on fait
#la FFT
nxtPw2=int(np.ceil(np.log2(npt)))
n=2**(nxtPw2+6) # Nombre de points dans la FFT (npt+ZéroPadding)
f = np.fft.fftfreq(n, d=1/fs) # Axe des fréquences
# Déclaration de variables avant la boucle for
imin=0 # La première fenêtre commence à l'indice du signal 0
imax=npt # La première fenêtre se termine à l'indice du signal 0+npt
#Vecteurs résultats :
tmax=np.arange(nfft,dtype='float64')
fmax=np.arange(nfft,dtype='float64')
# Manip pour ne considérer dans la FFT que des fréquences entre fcb1 et fch1 :
temp=np.argwhere(f>=fcb1)
i1=temp[0]
temp=np.argwhere(f>=fch1)
i2=temp[0]
for i in np.arange(nfft):
    fft=(abs(np.fft.fft(carrier1[imin:imax],n))) # Valeur absolue de la fft du
# signal filtré
    indx=np.argmax(fft[i1[0]:i2[0]])+i1[0] # Ligne très importante :
# indx est l'indice du vecteur où la valeur absolue de la FFT dans la bande
# utile est maximum
    fmax[i]=abs(f[indx]) # La fréquence instantanée
    tmax[i]=t[imin+int(npt/2)] # L'instant où la fréquence instantanée a été
# mesurée
    imin=imin+int(npt) # Incrémentation, déplacement de npt points # la
# fenêtre sur laquelle la FFT est réalisée
    imax=imin+npt

plt.figure(2) # Evolution de la fréquence instantanée de la porteuse au cours du
#temps
plt.plot(tmax*1e6,fmax)

# Très important ! On sauve les vecteurs que l'on vient de calculer :
k=np.column_stack((tmax,fmax))
np.savetxt("100M_C1_00001.txt",k)

```

C.2 Code Python du calibrage du VCO et démodulation

```
# Importation de bibliothèques diverses
import numpy as np
import os
import matplotlib.pyplot as plt
import scipy.signal as sgl
os.chdir("Chemin") # Spécification du chemin d'accès à la mesure de la porteuse
#réalisée par l'oscilloscope

f1=np.loadtxt('100M_C1_00001.txt') # Chargement du fichier de fréquences
#instantanées
tf=f1[:,0] # Axe des temps
fmax=f1[:,1] # Fréquences instantanées

v1=np.loadtxt('C2_00001.dat') # Chargement du fichier de mesure du signal
#modulant
tv=v1[:,0] # Axe des temps
vmax=v1[:,1] # Echantillons de tension
# Pour continuer, il faut absolument que les signaux v1 et f1 aient la même
#fréquence d'échantillonnage.

# On suppose que les deux signaux v1 et f1 sont des signaux triangulaires.
# Comme déjà bien illustré dans le manuscrit chapitre 4
# On suppose que le vecteur v1 est plus court que le vecteur f1 (au moins de plus
d'une période du signal triangulaire)

# Les deux signaux triangulaires ne sont pas en phase, il faut les recaler :

temp=[]
for i in np.arange(len(v1)-len(f1)):
    vdec=v1[i:len(f1)+i] # Décalage point par point de la porte de même
#longueur que le vecteur de freq. inst
    r=st.spearmanr(f1,vdec) # Corrélation de spearman entre le vect. de fréq. et
#la portion du vect. de tension
    temp.append(r[0]) # On note la corrélation
idbst=np.argmax(temp) # Indice la corrélation est maximale
print(max(temp)) # Affiche le coefficient de corrélation maximal
```

```
vcal=v1[idbst:idbst+len(f)] # signal de tension le mieux corrélé avec le vecteur de  
#freq. inst.
```

```
plt.figure(1) # Affichage d'un graphique  
plt.scatter(t*1e6,vcal,marker='+') # Nuage de points tension de modulation au  
#cours du temps  
Q1=np.polyfit(f,vcal,1) # Régression linéaire  
Q3=np.polyfit(f,vcal,3) # Régression polynomiale ordre 3  
plt.scatter(t*1e6,np.polyval(Q3,f),marker='+') # Sortie démodulée du système  
#sans fil lors du
```

```
plt.figure(2) # Affichage d'un graphique  
plt.scatter(fcal,vcal,marker='+') # Nuage de points représentant la caractéristique  
#du VCO  
plt.plot(fcal,np.polyval(Q3,fcal)) # Fonction modélisant la caractéristique
```

```
# Les polynômes Q3 et Q1 modélisent la caractéristique du VCO, les signaux de  
#tension suivants l'application du signal de calibration v1, peuvent être ensuite  
#démodulés avec la fonction np.polyval. Comme stipulé dans le manuscrit, il faut  
# que le signal de tension v1 eusse été mesuré du mieux possible pour obtenir au  
# final le moins d'écart entrée/sortie.
```

Résumé

La thèse se concentre sur l'acheminement des signaux ultra-rapides délivrés par des capteurs de pression d'onde de souffle lors d'expérimentations de détonique. Ces expérimentations étant très dangereuses, elles impliquent une grande distance de protection à des fins de sécurité. Les signaux de mesure à transmettre sont analogiques et large bande de fréquence. Ils sont en outre altérés par la technique d'acheminement actuelle utilisant des câbles coaxiaux, qui peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres. La limitation de la bande passante causée par ce montage filaire, en plus des problèmes posés par les réflexions du signal électrique aux deux extrémités des câbles, est à l'origine d'une modification de l'allure du signal et complique l'évaluation de la surpression maximale de l'onde de souffle. Un système sans fil a donc été élaboré pour pallier les inconvénients de la technologie actuelle. Un oscillateur contrôlé en tension module en fréquence une porteuse radiofréquence à 5.8 GHz avec le signal directement issu du capteur. Cette porteuse est ensuite rayonnée par une antenne (dipôle demi-onde), puis captée par une antenne cornet placée à distance de l'explosion. La porteuse radiofréquence est alors numérisée directement à la réception après amplification. La fréquence instantanée de la porteuse peut être estimée au cours du temps sur quelques nanosecondes à l'aide d'une transformée de Fourier glissante, ce qui permet la transmission de signaux analogiques transitoires de temps de montée inférieur à 10 ns, indépendamment de la distance de transmission. Pour retrouver le signal de pression appliqué à l'entrée de modulation du VCO à partir de la fréquence instantanée de la porteuse mesurée en réception, l'oscillateur est préalablement calibré à l'aide d'un signal de référence, ce qui permet de déterminer sa caractéristique tension/fréquence. Différents modèles ont été étudiés pour simuler au mieux la caractéristique de l'oscillateur. Au final, des résultats de transmission sans fil de signaux de type échelon (fonction de Heaviside) et de signaux de type pic-détente (fonction de Friedlander) sont d'abord présentés, puis des signaux de mesures réels transmis sans fil depuis l'intérieur de boules de feu formées par la détonation d'explosifs condensés sont obtenus et analysés pour la première fois.

Mots clefs : Onde de souffle, mesure de pression, communication sans fil, large bande

Abstract

Wireless communication for ultra-fast pressure sensor in extreme environment

The thesis focuses on the routing of signals delivered by ultra-fast blast wave pressure sensors during detonics experiments. These experiments being extremely dangerous, they imply a great protection distance for safety purposes. The measurement signals to be transmitted are analog and wide band, and they are currently routed with coaxial cables, which can reach hundreds of meters. Bandwidth limitation caused by wires, in addition to the problems of reflections of the electrical signal at the two ends of the cables, leads to signal integrity degradation and complicates the evaluation of the maximum overpressure of the blast wave. A wireless system has therefore been developed to overcome the drawbacks of current technology. A voltage-controlled oscillator generates a radio frequency carrier at 5.8 GHz frequency modulated with the signal directly from the sensor. This carrier is then radiated by an antenna (half-wave dipole), then picked up by a horn antenna placed away from the explosion. The radiofrequency carrier is then digitized directly on reception after amplification. The instantaneous

frequency of the carrier can be estimated over time over a few nanoseconds using a sliding Fourier transform, which allows the transmission of transient analog signals with rise time of less than 10 ns, regardless of distance. transmission. To find the pressure signal applied to the modulation input of the VCO from the instantaneous frequency of the carrier measured on reception, the oscillator is calibrated beforehand using a reference signal, which makes it possible to determine its voltage / frequency characteristic. Different models have been studied to estimate the characteristic of the oscillator. Finally, wireless transmission of step signals (Heaviside function) and exponential decay type signals (Friedlander function) are presented first, then actual measurement signals wirelessly transmitted from the device are also presented. Those signals were wirelessly transmitted from the inside of the Fireball formed by the detonation of condensed explosives, they are analyzed for the first time.

Keywords: Blast wave, pressure measurement, wireless communication, wideband