Développement d'un étalon de pression acoustique de référence et d'une méthode d'étalonnage associée pour l'étalonnage de capteurs infrasonores à 1 Hz

Paul Vincent

▶ **To cite this version:**

Paul Vincent. Développement d'un étalon de pression acoustique de référence et d'une méthode d'étalonnage associée pour l'étalonnage de capteurs infrasonores à 1 Hz. Acoustique [physics.class-ph]. Le Mans Université, 2018. Français. NNT : 2018LEMA1025 . tel-02021046

HAL Id: tel-02021046
https://theses.hal.science/tel-02021046

Submitted on 15 Feb 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT DE

LE MANS UNIVERSITE
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 602
Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : *Acoustique*

Par
Paul VINCENT

Développement d'un étalon de pression acoustique et d'une méthode d'étalonnage de référence associée pour l'étalonnage de capteurs infrasonores à 1 Hz

Thèse présentée et soutenue au Mans, le 10 décembre 2018
Unité de recherche : UMR CNRS 6613
Thèse N° : 2018LEMA1025

Rapporteurs avant soutenance :

Thérèse LEBLOIS	Professeur, FEMTO-ST (UMR CNRS 6174), Univ. Bourgogne Franche Comté, Besançon
François COULOUVRAT	Directeur de recherche CNRS, UPMC (UMR CNRS 7190), Paris

Composition du Jury :

Président :	Bertrand DUBUS	Directeur de recherche CNRS, IEMN ISEN (UMR CNRS 8520), Lille
Dir. de thèse :	Stéphane DURAND	Maître de conférences, LAUM (UMR CNRS 6613), Le Mans
Co-encadrants :	Franck LARSONNIER	Ingénieur Recherche, CEA, Bruyères-le-Châtel
	Dominique RODRIGUES	Docteur, LNE, Trappes

Invité

Julien MARTY	Docteur, OTICE, Vienne

Remerciements

Cette thèse a eu pour cadre principal la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives (CEA), en collaboration avec le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE) et Le Mans Université, cofinancée par le CEA et le LNE.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à Franck Larsonnier, un de mes responsables au CEA, à l'origine de cette thèse. Malgré la réelle difficulté à le localiser dans les couloirs, des étages aux sous-sols du CEA, ce qui est certainement inhérent à ses responsabilités et sa passion pour la métrologie, il s'est toujours montré disponible et à l'écoute de mes interrogations. Il a fait preuve d'une grande patience et d'une extraordinaire pédagogie envers moi, transformant ainsi l'idée que je me faisais de la métrologie d'une *matière que j'ai le moins appréciée pendant mes études à l'ENS* en une science pluridisciplinaire, riche, logique, et indispensable à l'équilibre de la société. Il m'a accordé une grande confiance en me laissant beaucoup d'autonomie et de moyens, ce qui a rendu cette expérience d'autant plus enrichissante et adaptée à ma curiosité scientifique. Je tiens également à lui exprimer ma sincère reconnaissance pour son écoute et son humanité. J'ai beaucoup apprécié de travailler avec lui, et je suis très heureux de continuer dans cette dynamique et ces thématiques, en travaillant par la suite au CEA.

Je remercie également chaleureusement Stéphane Durand, mon directeur de thèse. Même si nos emplois du temps respectifs et la distance qui nous séparait ne nous ont pas permis de nous voir aussi régulièrement que prévu, sa disponibilité, son écoute et ses conseils m'ont été d'une grande aide tout au long de la thèse. Nos longues discussions téléphoniques ont été très riches et productives. Nous nous sommes aussi découvert une passion commune pour la photographie et peut-être que dans quelques mois nous allons pouvoir continuer à en discuter, avec un Z 7 entre les mains ?

Je tiens à remercier tout particulièrement Dominique Rodrigues, un de mes responsables au LNE, qui m'a offert l'opportunité de travailler au LNE, sur des sujets de métrologie fondamentale. Malgré son emploi du temps surchargé, j'ai beaucoup apprécié le temps qu'il a su me consacrer, les journées de travail et les quelques déplacements ensemble. Les longs moments d'échanges lors de l'écriture de *the* publication, entre Madère et les Alpes, resteront dans ma mémoire un bon souvenir de doctorant. Je suis heureux de pouvoir continuer notre collaboration et les travaux sur l'étalon primaire entre le LNE et le CEA.

Un grand merci à Mme Thérèse Leblois et M. François Coulouvrat d'avoir accepté, malgré leur charge de travail importante, d'être rapporteurs de ce document, ainsi qu'à M. Bertrand Dubus et aux membres du jury d'avoir également accepté de discuter mes travaux. Je suis très honoré de bénéficier de leur expérience et de leurs points de vue avisés.

Un très sincère remerciement à Francis Guillois pour son amitié, son humour et nos échanges sur tous les sujets, et le reste, en espérant n'avoir rien oublié. Rien n'est identique, puisque tout est différent, surtout lorsque ce n'est pas pareillement la même chose.

Je souhaite également remercier ceux qui ont participé directement, d'une manière ou d'une autre à la réalisation de cette thèse au CEA : les membres des laboratoires MEL et CDS, même sans les nommer, je leur exprime ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli parmi eux avec une ambiance très conviviale et joyeuse. Peux-être que l'année prochaine je viendrai travailler avec une nouvelle ~~voiture~~ Peugeot, qui sait ?

Je tiens à remercier mes parents, sans qui je n'aurais certainement pas été jusqu'au bout de mes passions. Merci pour leur accompagnement humain et leur confiance en la vie, pour ce parcours scolaire presque classique : par l'ENS jusqu'au CEA, par Nancy, par Lyon et par l'université du Mans. Bravo et merci pour leur patience, leurs encouragements, leur justesse et leur écoute. Vu que le problème complexe est simplifié (*cf.* p. 34), je les remercie pour leurs relectures patiemment menées.

Je remercie également ma sœur Adeline, qui a relu en profondeur ce manuscrit. Grâce à son puissant pouvoir d'analyse et ses pertinentes propositions de corrections, elle a su me guider pour rendre la lecture du document plus compréhensible et plus fluide. Merci à elle pour sa patience et ses conseils. Je suis malgré tout fier de lui avoir appris quelques mots nouveaux (on dit d'ailleurs : *LE mesurande !*).

Enfin, je remercie Clotilde mon épouse, pour tout l'amour qu'elle me donne, pour son soutien quotidien et sa patience, je lui suis infiniment reconnaissant. Même si la thématique du sujet de thèse provient du domaine de la *physique*, elle a su être à l'écoute et porter un intérêt certain à mes travaux et mes passions.

Table des matières

Liste des figures vii

Liste des tableaux ix

1 Introduction 1
- 1.1 Contexte . . . 2
- 1.2 Problématique . . . 3
- 1.3 Générateurs de pression dynamique infrasonore . . . 6
  - 1.3.1 Systèmes par comparaison . . . 6
  - 1.3.2 Systèmes par mesure indirecte . . . 13
  - 1.3.3 Conclusion sur les générateurs d'infrasons . . . 17

2 Modélisations analytiques 19
- 2.1 Modélisation paramétrique d'un générateur infrason . . . 21
  - 2.1.1 Expression du déplacement de la membrane . . . 23
  - 2.1.2 Non-linéarités du haut-parleur . . . 24
  - 2.1.3 Modélisation de la pression dans les cavités . . . 26
  - 2.1.4 Expression de la pression dans la cavité avant . . . 32
  - 2.1.5 Discussion sur les modèles du générateur infrason . . . 33
- 2.2 Admittance acoustique de transfert et norme CEI . . . 35
  - 2.2.1 CEI 61094-2:2009 : solution « ondes planes » . . . 36
  - 2.2.2 CEI 61094-2:2009 : solution « basses fréquences » . . . 38
  - 2.2.3 Modèle alternatif pour les basses fréquences . . . 41
  - 2.2.4 Comparaison des modèles . . . 44

3 Validations expérimentales 47
- 3.1 Estimation du modèle à 17 paramètres . . . 49
  - 3.1.1 Description du dispositif expérimental . . . 50
  - 3.1.2 Algorithme génétique . . . 56
  - 3.1.3 Minimisation barycentrée . . . 59
  - 3.1.4 Résultats et discussions . . . 60
  - 3.1.5 Conclusion sur la modélisation à 17 paramètres . . . 64
- 3.2 Validations des formulations de l'admittance acoustique de transfert . . . 65
  - 3.2.1 Protocole expérimental . . . 65
  - 3.2.2 Méthodologie . . . 67
  - 3.2.3 Contrôle de l'environnement . . . 69

3.2.4 Préamplificateurs . . . 70
3.2.5 Étanchéité . . . 71
3.2.6 Traitement des mesures . . . 73
3.2.7 Résultats et discussions . . . 76
3.2.8 Conclusion sur les modèles d'admittance acoustique de transfert . . . 80

4 Étalon primaire **81**
4.1 Pistonphone . . . 83
4.1.1 Principe général . . . 83
4.1.2 Expressions basiques . . . 83
4.2 Modèle théorique . . . 84
4.2.1 Grandeur mesurée et mesurande . . . 84
4.2.2 Expression de l'impédance acoustique de transfert . . . 85
4.3 Description du dispositif . . . 86
4.3.1 Ordres de grandeurs dimensionnels . . . 86
4.3.2 Schéma synoptique du fonctionnement du banc primaire . . . 91
4.3.3 Ordres de grandeurs fréquentiels . . . 91
4.3.4 Propagation d'incertitudes . . . 92
4.4 Conclusion sur le banc primaire . . . 93

5 Conclusion **95**

A Générateur d'infrasons du CEA **99**
A.1 Mode de fonctionnement CALIBRAC . . . 100
A.2 Méthode de fonctionnement par comparaison . . . 102
A.3 Caractérisation sous variation de température . . . 104

B Numérisation d'amplitude et de phase **109**

C Cavité arrière d'un microphone LS1p **111**

D Exemple de généalogie génétique **115**

E Tableau des paramètres estimés **119**

F Préamplificateur Microphone Infrason **121**
F.1 Réponse fréquentielle . . . 121
F.2 Électronique PMI . . . 122

G Cavités en saphir **127**

H Plans étalon primaire **131**

I Liste des acronymes **137**

J Liste des symboles **139**

Bibliographie **145**

Liste des figures

1.1 État de l'art des CMC. . . . 3
1.2 Synoptique d'une traçabilité. . . . 4
1.3 Système par comparaison. . . . 6
1.4 Schéma de fonctionnement et vue externe du CS18 SPL-VLF. . . . 7
1.5 Générateur G.R.A.S. 42AE LFC. . . . 8
1.6 Générateur B&K 4221. . . . 9
1.7 Générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. . . . 10
1.8 Générateur de l'université de Pennsylvanie. . . . 11
1.9 Système du SNL. . . . 12
1.10 Système par mesure indirecte. . . . 13
1.11 Capteur MB2005 couplé au pistonphone laser du NPL. . . . 14
1.12 Pistonphone de l'INM chinois. . . . 15
1.13 Générateur Eagle du CEA. . . . 16

2.1 Vue 3D du générateur. . . . 21
2.2 Amplitude (dB Pa ref. 1 Pa) de la réponse en pression du GPDI du CEA. . . . 22
2.3 Illustartion du GPDI. . . . 23
2.4 Raideurs de membrane. . . . 25
2.5 Ratio des capacités calorifiques spécifiques complexe. . . . 31
2.6 Géométrie d'un coupleur cylindrique avec deux microphones couplés. . . . 35
2.7 Réponse théorique de l'admittance acoustique de transfert. . . . 45

3.1 Réponse théorique microphone et microbaromètre. . . . 49
3.2 Photos du dispositif de mesure. . . . 50
3.3 Constantes localisées et schéma du MB2000. . . . 51
3.4 Schéma du dispositif de mesure. . . . 52
3.5 Capture d'écran DORIS. . . . 53
3.6 Procecssus d'égalisation de la pression statique. . . . 54
3.7 Pression statique pendant la mesure. . . . 55
3.8 Température pendant la mesure. . . . 55
3.9 Illustration du processus évolutif. . . . 57
3.10 Mesures et modèles analytiques de la réponse du GPDI. . . . 62
3.11 Mesures et déviation des modèles analytiques de la réponse du GPDI. . . . 63
3.12 Illustration du dispositif de mesure. . . . 66
3.13 Système de mesure pour la réciprocité. . . . 67
3.14 Photographie du laboratoire. . . . 68

3.15 Écarts en amplitude et en phase de la correction thermique. 68
3.16 Exemple de variation de pression statique. 69
3.17 Exemple de variation de température. 70
3.18 Régimes transitoires des préamplificateurs. 71
3.19 Densité spectrale de puissance. 72
3.20 Illustratique de l'ouverture de la porte. 73
3.21 Amplitude à 100 Hz et déviations. 74
3.22 Processus pour une amplitude corrigée 74
3.23 Amplitude corrigée. 76
3.24 Mesures de l'estimateur d'erreur. 78
3.25 Déviation des admittances. 79

4.1 Circuit équivalent du pistonphone. 84
4.2 Schéma de l'étalon primaire dans sa position de fonctionnement. En bleu est représentée la cavité cylindrique de hauteur h_0 et de diamètre Φ_0. 85
4.3 Réponse de l'impédance de la cavité de l'étalon primaire. 86
4.4 Vue numérique 3D de l'étalon primaire. 87
4.5 Détails de la base de la cavité de l'étalon primaire. 88
4.6 Détails sur l'interféromètre laser. 88
4.7 Détails sur le piston : un haut-parleur accessoirisé. 89
4.8 Déplacement et profils au centre de la membrane à 0,3 Hz. 90
4.9 Déplacement et profils au centre de la membrane à 10 Hz. 90
4.10 Déplacement et profils du bord du piston à 10 Hz. 90
4.11 Schéma synoptique du fonctionnement du banc primaire. 91
4.12 Propagation d'incertitude par la méthode de Monte Carlo. 93

A.1 Principe de fonctionnement de l'IS Calibrator du CEA 99
A.2 Modèle 3D du calibreur du CEA en vue éclatée, et descriptif de ses composants 100
A.3 IS Calibrator en mode Calibrac 101
A.4 IS Calibrator en mode par comparaison 102
A.5 Réponse mesurée de l'IS Calibrator par un microphone et un microbaromètre 103
A.6 Phase mesurée de l'IS Calibrator 104
A.7 Probabilité d'occurrence d'une température dans le laboratoire de métrologie 104
A.8 Calibreur du CEA dans l'enceinte climatique du LNE 105
A.9 Réponse en fréquence du calibreur à différentes températures 106
A.10 Écart en dB de la réponse du calibreur par rapport à la mesure à 23°C 106

C.1 Photographies du démontage d'un microphone 111
C.2 Effets thermodynamiques dans la cavité arrière des microphones 111
C.3 Vue en coupe d'un microphone 112
C.4 Étanchéité du microphone 113

D.1 Exemple de processus d'évolution. 115
D.2 Détails sur des générations : sélection, croisement et mutation. 116
D.3 Détails sur une génération : croisement et mutation. 117

F.1 Réponse électrique PMI. 121

F.2 PMI 3D Top. . . . 122
F.3 PMI 3D Bottom. . . . 122
F.4 Schematic print PMI. . . . 123
F.5 Assembly Drawing PMI. . . . 124
F.6 Master Drawing PMI. . . . 125

G.1 Vue 3D et en coupe du support des microphones. . . . 127
G.2 Support des microphones. . . . 128
G.3 Cavité en saphir 10mm. . . . 129

H.1 Étalon primaire : plan de détail du dispositif interférométrique. . . . 134
H.2 Étalon primaire : plan du haut-parleur équipé. . . . 135

Liste des tableaux

1.1 Spécifications du système CS18 SPL-VLF. . . . 7
1.2 Spécifications 42AE Low Frequency Calibrator. . . . 9
1.3 Spécifications du GPDI du CEA. . . . 10
1.4 Spécifications du GPDI de l'université de Pennsylvanie. . . . 11
1.5 Spécifications du GPDI du SNL. . . . 13
1.6 Spécifications du pistonphone Laser du NPL. . . . 14
1.7 Spécifications du GPDI de l'INM chinois. . . . 15
1.8 Spécifications du GPDI « Eagle » du CEA. . . . 17

2.1 Liste des paramètres du modèle général. . . . 33

3.1 Paramètres d'un MB2000 pour un modèle à constantes localisées. . . . 51
3.2 Paramètres du modèle utilisé pour caractériser le générateur d'infrasons. . . . 58
3.3 Zones d'influence significatives du modèle général. . . . 59

4.1 Tableau de la variation des paramètres du modèle. . . . 92

E.1 Mesure ou estimation des paramètres du modèle général. . . . 119

Chapitre 1

Introduction

« Le chemin le plus court
d'un point à un autre
c'est de ne pas y aller. »

PHILIPPE GELUCK

« On a vu des choses tellement terribles
qui ne sont jamais arrivées...
Alors maintenant, on se méfie. »

FRANCIS GUILLOIS

Sommaire

1.1 Contexte 2
1.2 Problématique 3
1.3 Générateurs de pression dynamique infrasonore 6
1.3.1 Systèmes par comparaison 6
1.3.2 Systèmes par mesure indirecte 13
1.3.3 Conclusion sur les générateurs d'infrasons 17

1.1 Contexte

Les infrasons sont des ondes acoustiques dont la fréquence se situe en dessous du seuil moyen d'audition de l'oreille humaine, soit environ 20 Hz. Les longueurs d'onde caractéristiques de tels signaux sont de l'ordre de 17 m à 20 Hz, et 3400 km à 10^{-4} Hz. Récemment, la demande de mesures aux fréquences infrasonores a émergé [1, 2], en lien avec les problématiques liées à la surveillance des volcans [3], tsunamis [4], avalanches [5], éoliennes [6] ou encore pour le transport routier [7, 8]. Une autre application clé consiste à couvrir les besoins de l'Organisation du Traité d'Interdiction Complète des Essais Nucléaires (OTICE), qui fournit une surveillance internationale globale pour l'interdiction des essais nucléaires. Afin de garantir le respect du traité, l'OTICE déploie des capteurs géophysiques tout autour du globe au sein du Système de Surveillance International (SSI) et mesure notamment de manière continue des infrasons avec des capteurs microbarométriques. Le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) développe ce type de microbaromètres depuis plus de 40 ans, et équipe plus de 80 % des capteurs infrasonores du réseau SSI. Pour répondre à son besoin, l'OTICE exige des spécifications et des tolérances pour son réseau de capteurs infrasonores, notamment sur leur réponse en fréquences dans la bande 0,02 - 4 Hz [9].

Soutenue par le besoin de maîtrise, de respect des tolérances et de confiance dans la qualité des résultats de mesure, la confirmation métrologique des capteurs du domaine des infrasons s'avère être un enjeu important, notamment lorsque la mesure contribue à une prise de décision sur la scène internationale. Ce processus s'appuie sur différents principes et méthodes, avec notamment l'étalonnage des capteurs. En comparant la mesure avec une référence connue, l'erreur et l'incertitude de mesure associées sont obtenues. Cette référence est l'étalon de la grandeur physique observée, ici une pression dynamique infrasonore. L'erreur est la différence entre la valeur mesurée et la valeur vraie de la grandeur que l'on cherche à mesurer. L'incertitude est une quantification du doute que l'on a sur le résultat de mesure.

Dans le domaine des pressions dynamiques, la méthode actuellement utilisée dans le monde et reconnue par le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) pour l'étalonnage primaire des microphones étalons est la méthode absolue de la réciprocité, décrite dans la norme internationale CEI 61094-2:2009 [10]. Cette méthode, basée sur l'usage de coupleurs fermés, est couramment appliquée dans les Instituts Nationaux de Métrologie (INM) à des fréquences jusqu'à 25 kHz pour les hautes fréquences et récemment jusqu'à 2 Hz en basses fréquences [11]. Alors que la méthode de réciprocité est utilisée pour déterminer la sensibilité des microphones étalons dans une bande étendue des fréquences audibles, l'étalonnage primaire pour des fréquences infrasonores sous les 2 Hz n'a pas été étudié jusqu'à récemment. Ceci est d'autant plus vrai qu'il n'existe pas de *Calibration and Measurement Capabilities* (CMC) dans la base de donnée du BIPM [12] pour les fréquences sous les 2 Hz, excepté pour les pressions statiques, dont les CMC sont données au travers de méthodes spécifiques, comme les balances de pression [13]. À titre d'exemple, un des rares laboratoires nationaux de métrologie ayant une capacité d'étalonnage à 2 Hz, l'INM chinois, dispose dans la base de donnée du BIPM d'une capacité avec une incertitude étendue absolue à 0,2 dB pour 2 Hz, alors qu'elle est seulement à 0,05 dB pour 63 Hz (k=2, niveau de confiance de 95%). Le manque d'étalon primaire dans

la bande de fréquences des infrasons et le niveau de confiance actuel permet seulement de faire des mesures relatives entre laboratoires pour un même capteur. Dans une certaine mesure et jusqu'à un certain niveau d'incertitude, il n'est pas possible de comparer les réponses de différents types de capteurs sans référence primaire.

La figure 1.1 contextualise sur une échelle de fréquences l'état de l'art des CMC depuis les pressions statiques jusqu'aux pressions acoustiques. Au travers de la capacité d'étalonnage des INM, on peut observer une absence d'étalon entre ces deux domaines.

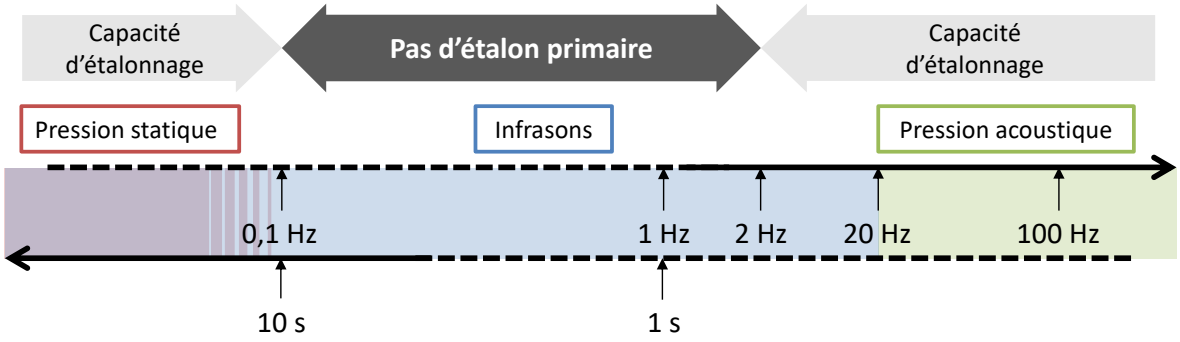


FIGURE 1.1 – L'état actuel de l'art des CMC depuis la gamme des pressions statiques, jusqu'aux pressions acoustiques.

Reconnaissant ces défis, le Comité Consultatif de l'Acoustique, des Ultrasons et des Vibrations (CCAUV) du BIPM a souligné dans son dernier document stratégique pour la période 2017-2027 [14] le besoin de capacité d'étalonnage acoustique à des fréquences inférieures à 20 Hz, et prévoit de renouveler une comparaison clé dans une bande de fréquences au-dessus de 2 Hz en 2022. Un des challenges est de faire participer à cette inter-comparaison un étalon primaire du domaine des infrasons.

1.2 Problématique

L'étalonnage est le moyen de quantifier l'erreur et l'intervalle de confiance (c'est-à-dire l'incertitude) d'une mesure. Pour garantir cet étalonnage, il faut entre autres être en mesure d'assurer la *traçabilité* métrologique des références utilisées avec le Système International d'unités (SI). Ce terme désigne la « propriété d'un résultat de mesure selon laquelle ce résultat peut être relié à une référence par l'intermédiaire d'une chaîne ininterrompue et documentée d'étalonnages dont chacun contribue à l'incertitude de mesure » [15]. Comme vu précédemment, cette référence n'existe pas dans le domaine des infrasons. La figure 1.2 présente un exemple de traçabilité d'un résultat de mesure à une référence métrologique.

La thèse présentée ici a pour objectif le développement d'un étalon primaire pour la bande des infrasons, c'est-à-dire en dessous de 20 Hz. Son titre est le « développement d'un étalon de pression acoustique et d'une méthode d'étalonnage de référence associée pour l'étalonnage de capteurs infrasonores à 1 Hz ». D'après le Vocabulaire International de Métrologie (VIM) [15], « un étalon est une réalisation d'une grandeur donnée, avec une valeur déterminée et une incertitude de mesure associée, utilisée comme référence ». À ce

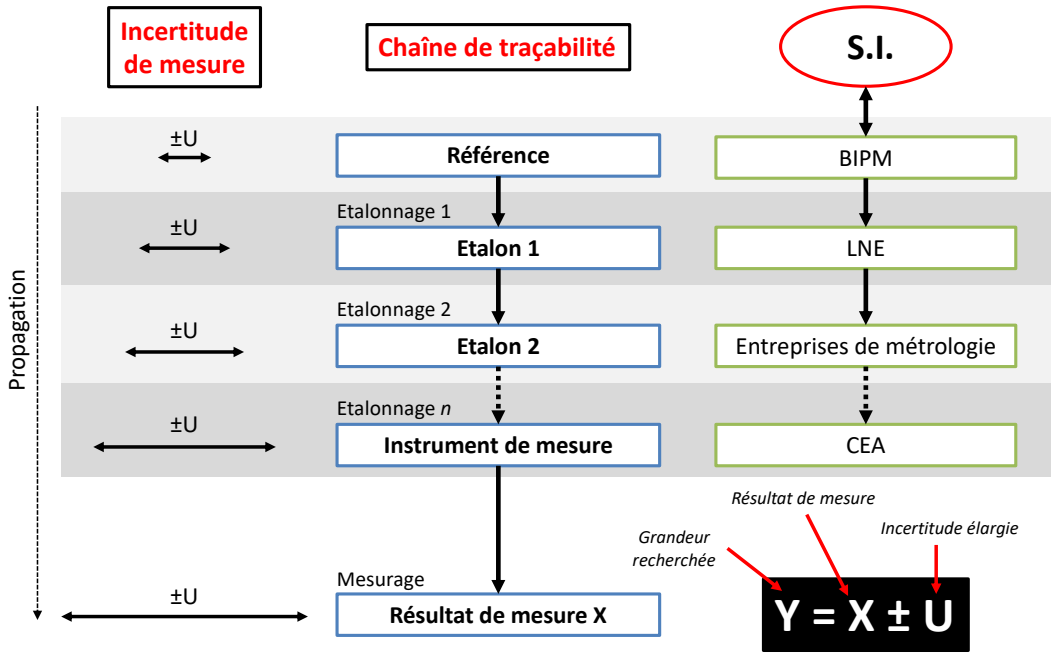


FIGURE 1.2 – Synoptique de la traçabilité d'un résultat de mesure à une référence.

titre, l'étalon primaire se doit d'avoir une incertitude de mesure la plus faible possible, et une grande stabilité dans le temps. L'exigence métrologique associée au processus de développement d'un étalon primaire demande une grande rigueur dans la caractérisation de l'objet, du modèle analytique et de la méthode de mesure. L'enjeu de cette thèse n'est pas uniquement la réalisation d'un étalon de référence, il s'agit surtout de garantir que cet objet, ses méthodes d'utilisation et ses modèles correspondent aux exigences de traçabilité au SI. Il faut donc être en mesure de prouver et de comparer les développements réalisés par rapport à la définition des grandeurs physiques du SI.

Le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE) a pour mission de service public la faculté de détenir, maintenir et réaliser les étalons nationaux des différentes grandeurs physiques et de pouvoir assurer la traçabilité au SI des mesures. En ce sens, le CEA s'est tourné vers le LNE, au sein duquel se trouvera l'étalon primaire pour les infrasons. Afin de pouvoir atteindre cet objectif d'effectuer des étalonnages aux fréquences infrasonores, cette thèse s'articule autour de quatre chapitres.

On se propose tout d'abord dans le présent et premier chapitre de décrire le contexte, la problématique, l'état de l'art et d'introduire le fonctionnement de quelques Générateurs de Pression Dynamique dans la bande des Infrasons (GPDI). Ces dispositifs permettent de produire la grandeur physique recherchée : une pression infrasonore. L'analyse des GPDI permet de se faire une idée des développements à mener pour la réalisation de l'étalon primaire.

Le deuxième chapitre présente des développements analytiques. Dans sa première partie, un système physique générateur d'infrasons est modélisé analytiquement. Dans sa seconde partie, une discussion est portée sur des développements de modèles analytiques d'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques. Le principe de

la démarche est d'abord de décrire un GPDI existant au travers d'un modèle paramétrique comportant 17 paramètres, pour ensuite simplifier le problème analytique afin d'atteindre les exigences métrologiques que demande la définition et le développement d'un étalon primaire. En effet, la modélisation paramétrique est trop riche en nombre de paramètres et ne permet donc pas d'envisager l'utilisation telle quelle du générateur en tant qu'étalon primaire. En revanche, la compréhension complète du système permet de définir les grandeurs importantes pour l'élaboration de l'étalon primaire. Afin de diminuer la complexité du problème, et en se basant sur la norme pour l'étalonnage des microphones étalons par la méthode de la réciprocité [10], la seconde partie discute des modèles qui décrivent le comportement acoustique des cavités cylindriques dans les basses fréquences. La validité et la performance de la méthode de réciprocité doivent être discutées pour cette bande de fréquences. Cette méthode utilise deux microphones réciproques couplés acoustiquement par un coupleur, généralement de forme cylindrique, fermé à ses extrémités par les diaphragmes des microphones, l'un servant d'émetteur et l'autre de récepteur. Le produit des efficacités des microphones est déterminé à partir de mesures électriques et du calcul analytique de l'admittance acoustique de transfert du système. Cette opération est répétée avec trois couples de microphones. Le calcul de l'admittance acoustique de transfert est une question clé lors de l'étalonnage de la réciprocité de pression des microphones. Puisque cette quantité décrit les effets acoustiques et thermodynamiques dans les cavités cylindriques, la validité de sa formulation est une étape indispensable au développement d'un étalon primaire. La modélisation analytique de cette quantité a été largement étudiée, y compris pour la contribution des effets thermiques et visqueux, avec plusieurs discussions concernant la validité des formulations dans le but d'effectuer des étalonnages primaires des microphones [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. En particulier, la norme CEI 61094-2:2009 [10] fournit deux formulations pour le calcul de l'admittance acoustique de transfert. Elles ont été révisées plusieurs fois au cours des dernières années, et ce depuis la première édition de la CEI 327 [27] publiée en 1971. Récemment, R. Jackett et E. Olsen [25, 24] ont mis en évidence des différences significatives de comportement entre les modèles standardisés à très basses fréquences, entraînant des incohérences dans les résultats d'étalonnage. Une formulation alternative théorique, développée dans le cadre de cette thèse, est proposée à la fin du chapitre 2.

Le troisième chapitre présente deux processus expérimentaux. Dans sa première partie, on se propose d'estimer les 17 paramètres de la modélisation analytique du GPDI du CEA effectuée au chapitre précédent, au travers d'un algorithme d'optimisation génétique évolutif, à partir de la mesure de sa réponse en fréquences effectuée avec un microphone et un microbaromètre. Cette étude est réalisée sur une plage de fréquences allant de 4,0 10^{-4} Hz à 300 Hz. Le dispositif expérimental et la comparaison de la mesure avec la modélisation analytique permettent d'identifier les paramètres qui jouent un rôle dans le comportement du générateur d'infrasons. Les résultats permettent d'envisager des améliorations mécaniques du système avec la compréhension des phénomènes physiques en jeu. Ils améliorent la confiance dans les mesures effectuées avec cet équipement. Ils apportent également des clés pour le développement d'un étalon primaire. La seconde partie de ce chapitre vise à discuter des limitations en basses fréquences des formulations standardisées de l'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques et des for-

mulations alternatives présentées dans le deuxième chapitre. L'étude expérimentale dans la bande de fréquences 0,04 Hz – 100 Hz souligne certaines limitations et valide la formulation alternative proposée. Une présentation précise du dispositif et de la méthodologie de mesure est fournie, ainsi que les résultats et les discussions sur l'expérimentation.

Enfin, un quatrième chapitre présente l'objet étalon primaire créé lors de cette thèse et son modèle associé, à partir des descriptions et des développements des chapitres qui précèdent. Dans une première partie, le modèle analytique générique appliqué à un pistonphone est présenté. Son application à l'étalon est développé dans une deuxième partie. Il permet de transformer la grandeur mesurée d'une variation de volume d'une cavité cylindrique en le mesurande recherché, c'est-à-dire : une variation de pression dynamique infrasonore. Des ordres de grandeurs dimensionnels et fréquentiels de son domaine de fonctionnement sont présentés ensuite dans la dernière partie.

1.3 Générateurs de pression dynamique infrasonore

Cette partie présente une sélection de quelques GPDI dont la description est disponible dans la littérature. Étant donné la fonction première de ces dispositifs : générer une pression dynamique infrasonore dans l'air, ils se présentent comme de bon candidats à l'étude du développement d'un étalon primaire de cette grandeur physique. La présentation des GPDI est divisée en deux sous-parties, correspondant aux deux modes de fonctionnement principaux. Pour les systèmes par comparaison, un capteur de référence dans la grandeur mesurée permet d'obtenir l'information sur le niveau de pression généré en leur sein. Pour les systèmes de mesure indirectes, cette information est obtenue par la mesure d'une autre grandeur physique, reliée à la pression par une relation analytique.

1.3.1 Systèmes par comparaison

Les systèmes *par comparaison* sont appelés ainsi dans le sens où la méthode de mesure pour l'étalonnage des capteurs est faite par « comparaison d'un mesurande à une grandeur de même nature » [15]. C'est-à-dire que le résultat de mesure du capteur à étalonner (DUT pour *Device Under Test*) est comparé au résultat de mesure donné par une référence métrologique pour le mesurage de la même grandeur physique, ici des infrasons générés par le GPDI (figure 1.3).

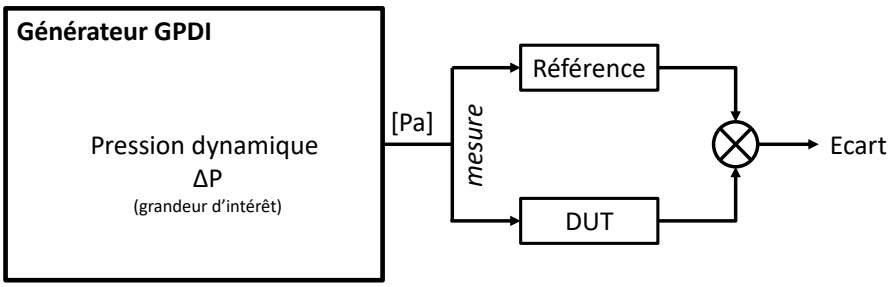


FIGURE 1.3 – Illustration d'un système d'étalonnage par comparaison. Le champ de pression généré dans le GPDI est mesuré à la fois par le capteur de référence et par le DUT.

Pour les systèmes présentés ci-après, le capteur de référence est un capteur de pression ou un microphone. Cette référence est toujours intégrée au système d'une manière ou d'une autre. On peut souligner le fait que de tels GPDI ne peuvent être considérés comme des systèmes primaires puisqu'aucun INM n'a la capacité d'étalonner un capteur de pression dynamique dans des fréquences en dessous de 2 Hz [12].

Tous les systèmes présentés dans cette partie sont basés sur le principe du piston-phone. C'est-à-dire qu'une variation de volume de la cavité à laquelle sont couplés les capteurs entraîne une variation de pression. Ce qui différencie ces générateurs sont leurs dimensions, la complexité de leur cavité, leur plage fréquentielle de fonctionnement, leur niveau de pression, ou encore le type de capteur de référence utilisé.

Système de SPEKTRA

Le GPDI CS18 SPL-VLF a été développé en 2009 par la société SPEKTRA. La variation de pression est générée par un piston qui modifie le volume d'une cavité fermée. La référence est un capteur différentiel de pression statique [28]. La figure 1.4 tirée de [29] donne un aperçu du fonctionnement de ce système. Ce générateur répond aux spécifications décrites brièvement dans le tableau 1.1.

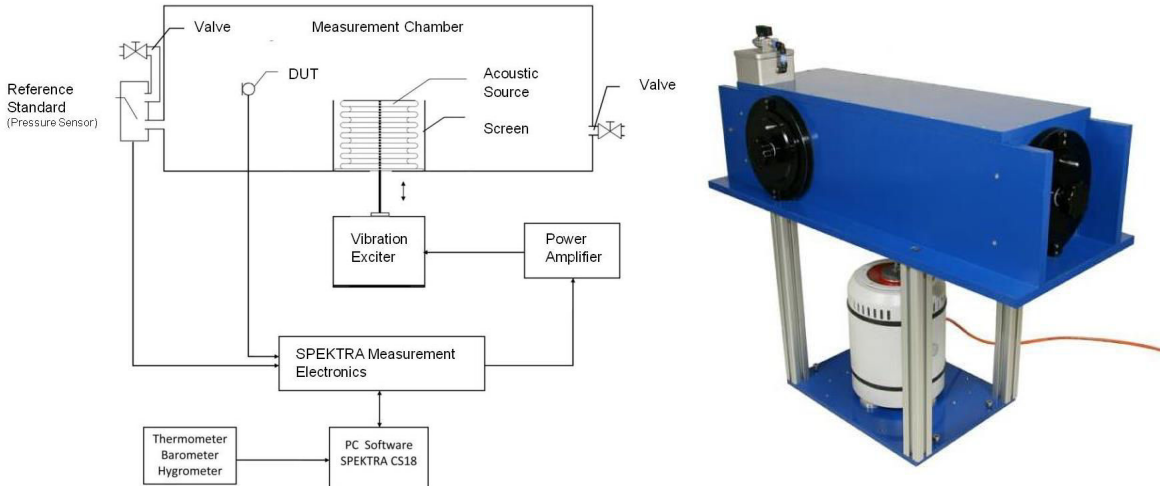


FIGURE 1.4 – Schéma de fonctionnement et vue externe du CS18 SPL-VLF.

Description	CS18 SPL-VLF
Taille de la chambre de pression	20 cm × 20 cm × 65 cm
Bande de fréquences	0,1 – 31,5 Hz
Échelle de pression	10 Pa – 32 Pa
Référence métrologique	Capteur différentiel de pression statique

TABLEAU 1.1 – Spécifications du système CS18 SPL-VLF.

La cavité est suffisamment grande (environ 26 L) pour contenir le système de mesure à caractériser, et s'affranchir ainsi des problèmes de couplage acoustique qui peuvent exister entre la cavité et le système de mesure.

Une des problématiques importantes lors de la conception d'un générateur de pression dynamique en très basses fréquences est l'étanchéité en pression. En effet, une fuite de pression même très faible a un impact extrêmement important sur la réponse du calibreur, en créant un court-circuit acoustique. Le fait de pouvoir insérer le système à caractériser dans la chambre de pression permet de s'affranchir des risques de fuites au niveau de son couplage. L'article [28] montre que la pression reste homogène jusqu'à 10 Hz dans toute la cavité, et qu'elle l'est jusqu'à 31,5 Hz dans la zone de positionnement du capteur à un degré d'incertitude acceptable pour le système. L'actionneur est un excitateur électrodynamique qui met en mouvement un soufflet métallique. C'est la modification du volume du soufflet qui induit la variation du volume de la cavité. Ce dispositif permet d'atteindre des niveaux de pression jusqu'à environ 32 Pa.

Système de G.R.A.S.

Le modèle *42AE Low Frequency Calibrator* développé par la société G.R.A.S. permet de caractériser la sensibilité en pression des microphones à des fréquences allant de 250 Hz jusqu'à 0,01 Hz.

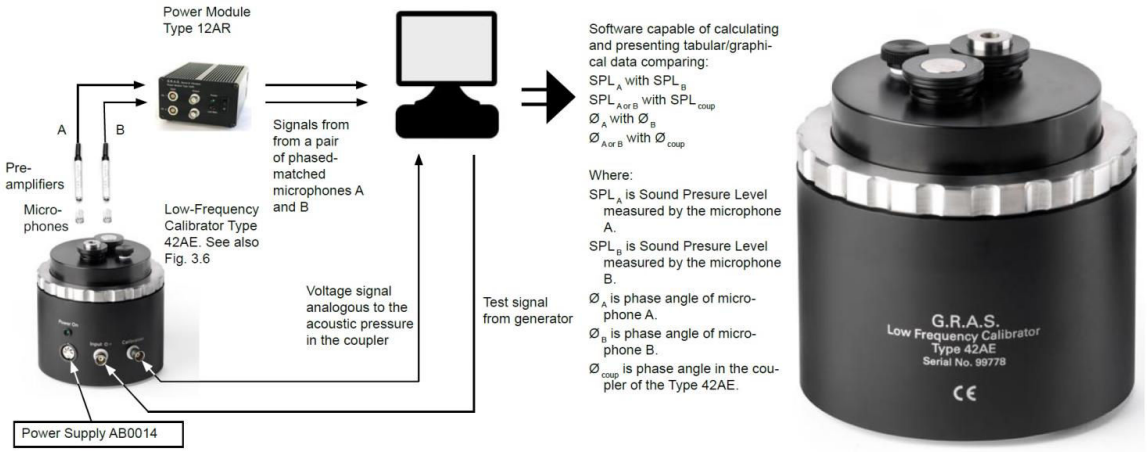


FIGURE 1.5 – Générateur G.R.A.S. 42AE LFC [30].

Ce dispositif se présente sous la forme d'une petite cavité fermée dans laquelle deux microphones sont insérés. Un premier microphone sert de référence, le second est celui que l'on cherche à étalonner. Le signal acoustique généré dans la cavité provient d'un piston de 55 mm de diamètre entrainé par une bobine couplée à un aimant permanent.

Il faut bien noter que pour ce GPDI (ainsi que tous ceux de cette partie), le raccordement à une chaîne métrologique se fait via l'étalonnage du microphone qui sert ici de référence. Compte tenu de l'absence d'étalon primaire aux fréquences inférieures à 2 Hz, ce système n'est pas traçable au SI, et la génération de pression dynamique n'est donc pas garantie avec un niveau d'incertitude donné. Le tableau 1.2 présente les spécifications

du système. La forme de son piston et de sa cavité ne permettent pas à ce système d'être un bon candidat à l'épreuve d'une modélisation pour le développement d'un étalon primaire.

Description	42AE Low Frequency Calibrator
Bande de fréquences (±2 dB)	0,01 – 250 Hz
Échelle de pression	jusqu'à 40 Pa
Référence métrologique	Microphone

TABLEAU 1.2 – Spécifications 42AE Low Frequency Calibrator [30].

Calibreur de B&K

Le *High Pressure Microphone Calibrator 4221* commercialisé par Brüel & Kjær (B&K) dans les années 1980 se présentait sous la même forme que le calibreur de G.R.A.S. [31]. Ce produit n'est plus commercialisé, et aucune nouvelle version n'a été réalisée par B&K. Il s'agissait d'un piston électrodynamiquement entraîné dans une cavité étanche, à laquelle deux microphones sont couplés : un microphone de référence et un microphone à caractériser. Le niveau de pression acoustique généré pouvait aller jusqu'à 500 Pa. Ce calibreur permettait d'effectuer des mesures allant de 0,01 Hz à 95 Hz. De même que le GPDI de G.R.A.S., ce dispositif n'était pas traçable au SI. La figure 1.6 présente une vue externe et en coupe du B&K 4221.

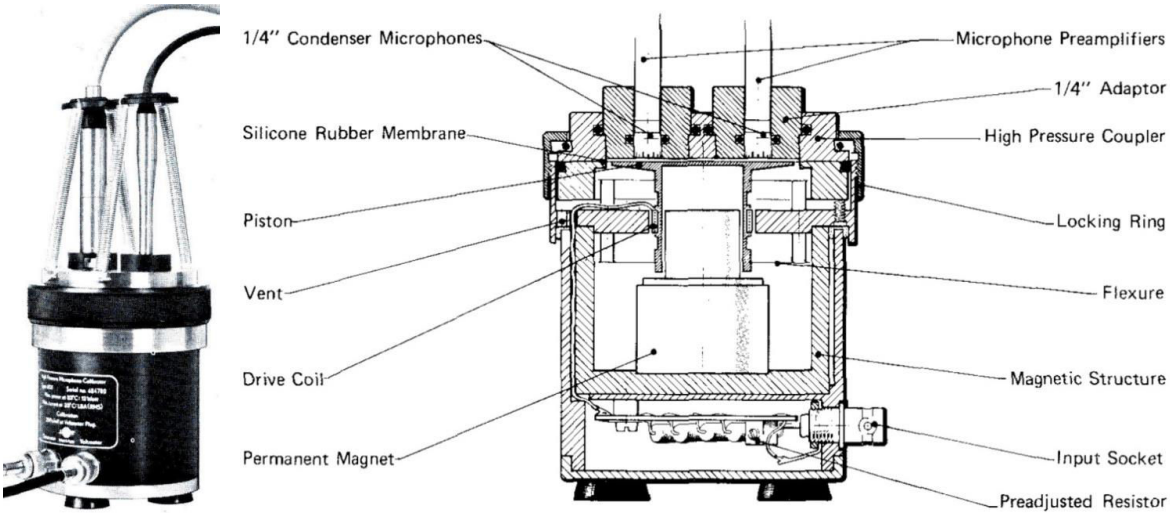


FIGURE 1.6 – Générateur B&K 4221 [31].

Générateur du CEA

Ce GPDI a été développé par le CEA pour répondre aux exigences métrologiques du réseau de surveillance SSI de l'OTICE. La figure 1.7 présente une vue extérieure du dispositif. Un capteur géophysique de mesure d'ondes infrasonores dans l'atmosphère (un microbaromètre MB3) est couplé à la cavité avant, au premier plan sur la photo.

FIGURE 1.7 – Générateur de pression dynamique infrasonore du CEA.

Deux cavités cylindriques étanches sont séparées par une membrane plate et rigide associée à l'ensemble mobile d'un haut-parleur. Le déplacement de cette membrane en néoprène entraîne une variation de volume dans les cavités, ce qui induit une variation de pression. Le haut-parleur, situé dans la cavité arrière, est entraîné par une tension dynamique qui induit le mouvement du piston. La cavité avant est cylindrique, avec un diamètre de 374 mm et une hauteur de 270 mm. La pression d'intérêt à laquelle sont soumis les capteurs est donc celle dans cette cavité avant. Les principales caractéristiques du générateur de pression dynamique du CEA sont une bande de fréquences comprises entre 10^{-4} Hz et 100 Hz, une fréquence de résonance à 90 Hz, et un niveau de pression dynamique maximale de 50 Pa. La référence métrologique de ce système est un microphone étalonné à 2 Hz. Le tableau 1.8 présente ses caractéristiques principales. L'annexe A fournit plus de détails et spécifications de ce GPDI.

Description	GPDI du CEA
Bande de fréquences	0,0001 – 100 Hz
Échelle de pression	jusqu'à 50 Pa
Dimensions de la cavité	27 cm ×Φ 37 cm
Référence métrologique	Microphone

TABLEAU 1.3 – Spécifications du GPDI du CEA.

Même s'il s'agit d'un système par comparaison, sa cavité cylindrique, ses dimensions, sa bande de fréquences de fonctionnement font de ce GPDI un très bon candidat à l'étude d'une modélisation analytique pour le développement d'un étalon primaire. Ce dispositif est étudié plus en détails dans les parties 2.1 et 3.1 de cette thèse.

Générateur de l'université de Pennsylvanie

Ce GPDI a été étudié analytiquement en 2009 à l'université de Pennsylvanie, dans le cadre des travaux de thèse de Timothy Merrill Marston [32]. Les études présentées dans son mémoire portent principalement sur la modélisation analytique des effets thermo-visqueux qui apparaissent aux fréquences infrasonores dans les cavités fermées. La pression à l'intérieur de la chambre est calculée à partir d'une approximation par différences finies. Le GPDI est présenté schématiquement sur la figure 1.8, tirée de [32]. Ce piston-phone peut produire des signaux de pression dynamique infrasonore dans la bande de fréquences de 0,001 Hz à 30 Hz, et jusqu'à 50 Pa. Il possède deux capteurs de référence : un microphone pour les hautes fréquences, et un capteur de pression différentiel. Une particularité de ce GPDI est sa deuxième cavité (« control chamber » de la figure 1.8) : celle-ci est utilisée comme référence de pression pour le capteur différentiel.

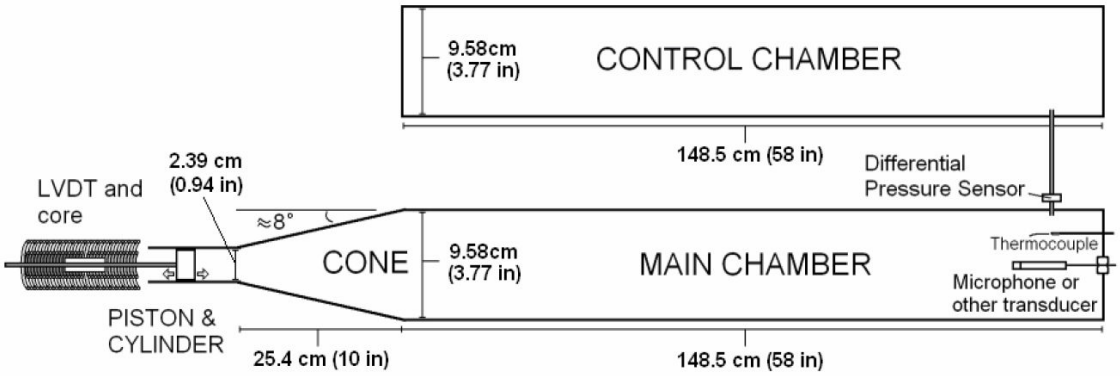


FIGURE 1.8 – Générateur de l'université de Pennsylvanie [32].

Ce dispositif pourrait être candidat pour l'étude analytique d'un GPDI, mais plusieurs limitations se posent quant à son niveau de fiabilité :

— la chambre principale n'est pas de forme totalement cylindrique, ce qui limite la validité du modèle présenté dans [32];

— la modélisation par approximation aux différences finies n'est pas souhaitable pour atteindre les exigences d'un modèle étalon, dans la mesure du possible.

Description	GPDI de l'université de Pennsylvanie
Bande de fréquences	0,001 – 30 Hz
Échelle de pression	jusqu'à 50 Pa
Dimensions de la cavité	1,7 m ×Φ 9,6 cm
Référence métrologique	Microphone et capteur de pression statique différentiel

TABLEAU 1.4 – Spécifications du GPDI de l'université de Pennsylvanie.

Système de génération de pression du SNL

Au même titre que le GPDI du CEA, celui du Sandia National Laboratories (SNL) [33] est un dispositif utilisé dans le cadre de la vérification de la réponse des microbaromètres déployés par l'OTICE. Un des points forts de ce système est la taille de sa cavité. Plusieurs capteurs (DUT) peuvent être insérés en son sein pour qualifier simultanément leur réponse dans les mêmes conditions de pression et de température. En effet, ce GPDI possède la particularité de pouvoir fixer les conditions environnementales au sein de la chambre de pression à des niveaux de pression statique et de température définis. Néanmoins, pour le moment, le générateur est un système par comparaison, avec comme capteur de référence un microbaromètre MB2005 développé par le CEA. La figure 1.9 présente des photographies du dispositif.

FIGURE 1.9 – Système du SNL [33].

Deux haut-parleurs à fort déplacement sont situés de part et d'autre de la cavité. Le déplacement de leur membrane entraîne une variation de volume de la cavité, ce qui génère une variation de pression. Le volume intérieur de la chambre est d'environ 1,4 m^3. La bande de fréquences de fonctionnement est de 0,01 Hz jusqu'à 10 Hz. Le niveau de pression à l'intérieur de la chambre est de quelques pascals. Comme la figure 1.9 le présente dans la photo en bas à gauche, un dispositif de mesure du déplacement de la membrane des haut-parleurs est mis en place. Ce système est en cours de caractérisation au SNL. L'objectif est à terme de prendre en référence le champ de déplacement des membranes des haut-parleurs.

Description	GPDI du SNL
Bande de fréquences	0,01 – 10 Hz
Échelle de pression	jusqu'à 10 Pa
Volume de la cavité	1,4 m^3
Référence métrologique	Microbaromètre MB2005

TABLEAU 1.5 – Spécifications du GPDI du SNL.

1.3.2 Systèmes par mesure indirecte

Pour ces dispositifs, la valeur de la grandeur recherchée (ici la pression dynamique dans la cavité) s'obtient « à partir de mesures effectuées par des méthodes de mesure directes d'autres grandeurs liées au mesurande par une relation connue » [15] (figure 1.10). La conception de ces GPDI est basée sur le principe du pistonphone, expérimenté pour la première fois par Wente en 1917 [34]. La transformation analytique du champ déplacement d'un piston dans une cavité fermée permet d'obtenir la valeur du champ de pression. Ces dispositifs sont, par leur principe de fonctionnement, de très bons candidats à l'élaboration d'un étalon primaire. Il faut cependant garder à l'esprit que le modèle analytique utilisé doit être vérifiable et vérifié dans le cas d'un étalon primaire.

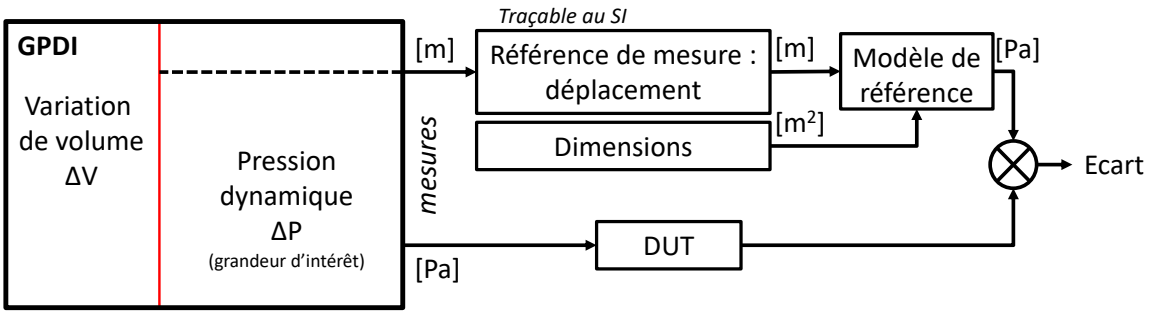


FIGURE 1.10 – Illustration d'un système d'étalonnage par mesure indirecte. Le champ de déplacement du piston dans une cavité fermée est mesuré par un capteur de déplacement traçable au SI. À partir des dimensions, un modèle permet d'en déduire le niveau de pression dans la cavité. Le champ de pression généré dans le GPDI est lui mesuré par le DUT. La comparaison des deux informations permet d'obtenir l'erreur du capteur à étalonner.

Pistonphone laser du NPL

Le pistonphone laser du NPL (National Physical Laboratory, l'INM du Royaume-Uni) a fonctionné dans ce laboratoire de 1977 [35] jusqu'à 2016, année de sa fermeture. La mesure du déplacement du piston est un interféromètre laser étalonné. Ce système a fait l'objet d'une comparaison internationale en 2009, montrant des incertitudes de l'ordre de ±0,25 dB sur résultats d'étalonnage dans les plus basses fréquences de l'étude, à savoir 2 Hz [11]. La figure 1.11 présente deux photographies de ce GPDI avec lequel un microbaromètre MB2005 est couplé. Le tableau 1.6 présente des spécifications générales de ce pistonphone.

Description	Pistonphone Laser
Dimensions de la cavité	L60 mm × Φ15 mm
Bande de fréquences	0,1 – 100 Hz
Niveau de pression	4 Pa
Référence métrologique	Interféromètre, ou microphone

TABLEAU 1.6 – Spécifications du pistonphone Laser du NPL.

La particularité de ce système est d'une part sa taille. En effet, la cavité ne peut pas accueillir le capteur à calibrer en son sein, il doit être couplé au système. D'autre part, malgré des dimensions relativement faibles, le niveau de pression en son sein ne dépasse pas 4 Pa [36]. En revanche, son interféromètre laser permet de mesurer de manière très fiable le déplacement du piston afin d'avoir une information sur la variation de volume. Le défaut principal de ce dispositif est son manque d'étanchéité. Les fuites qui apparaissent (court-circuits acoustiques) limitent la plage de fréquences de fonctionnement autour du dixième de Hertz.

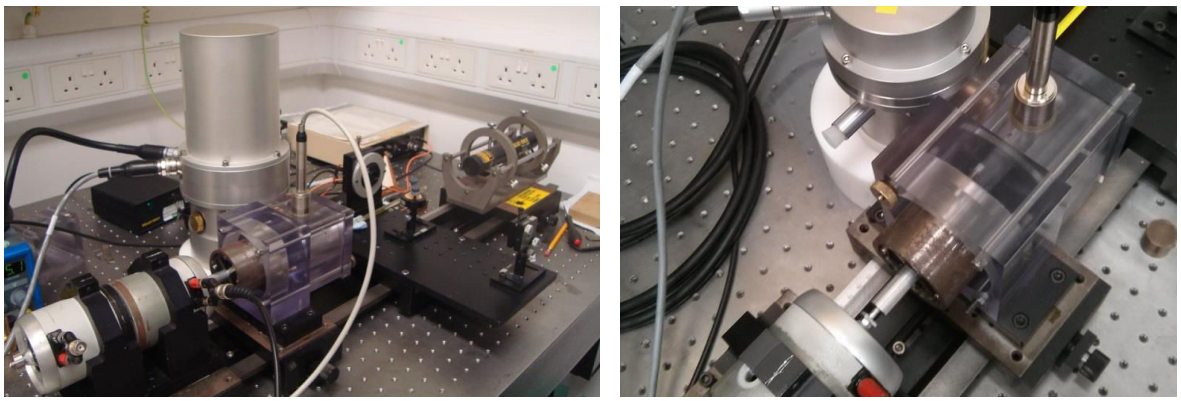


FIGURE 1.11 – Capteur MB2005 couplé au pistonphone laser du NPL [36].

Générateur du NMI (*National Institute of Metrology of China*)

Le NMI a développé un dispositif de génération de pression dynamique infrasonore dans les années 2010. Le dispositif, présenté schématiquement en figure 1.12, est basé sur le même principe de fonctionnement que le pistonphone du NPL. Un interféromètre laser mesure le déplacement d'un piston dans une cavité cylindrique. Le diamètre de ce piston est de 0,1 mm inférieur à celui de la cavité à laquelle les capteurs sont couplés. L'étanchéité se fait au niveau de cet ajustement, sans joints toriques. Cette technologie impose une correction des fuites qui apparaissent en très basses fréquences, et limite la plage de fonctionnement aux alentours de 1 Hz. Le niveau de pression dans la cavité peut monter jusqu'à 30 Pa. Un des intérêts de ce système est son faible niveau de distorsion. Mais la

plage de fréquences de fonctionnement et sa technologie de conception ne permettent pas d'envisager d'utiliser ce système en l'état comme étalon primaire.

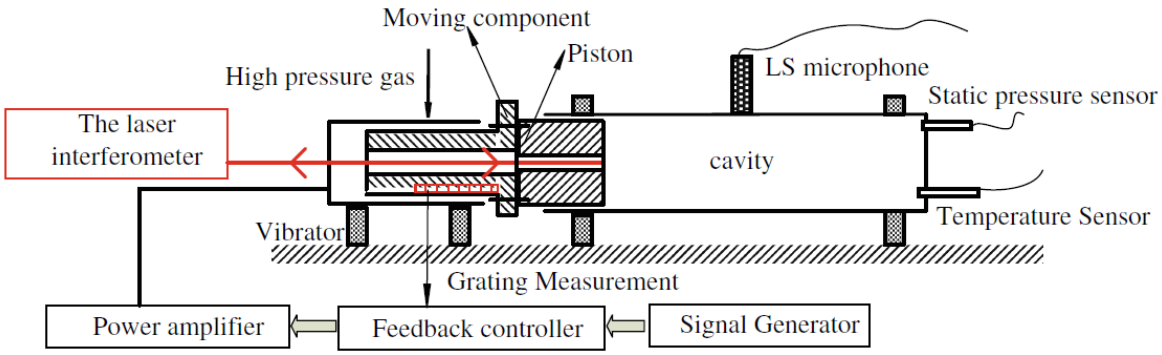


FIGURE 1.12 – Illustration du pistonphone de l'INM chinois [37].

Ce GPDI a été caractérisé et amélioré récemment [2, 38]. La modification de l'actionneur et la gestion analytique du niveau de fuite du système permet d'atteindre des fréquences jusqu'à 0,001 Hz, dans la cavité de 10 cm de diamètre et 53 cm de longueur.

Description	Pistonphone Laser
Dimensions de la cavité	L53 cm × Φ10 cm
Bande de fréquences	0,001 – 100 Hz
Niveau de pression	30 Pa
Référence métrologique	Interféromètre

TABLEAU 1.7 – Spécifications du GPDI de l'INM chinois [37].

Ce nouveau générateur de pression est un très bon candidat à la réalisation d'un étalon primaire. Néanmoins, la maîtrise complète des fuites dans sa cavité principale est un point qui nécessiterait d'être résolu afin de diminuer le niveau d'incertitude sur le niveau de pression infrasonore en son sein. Aussi, le modèle analytique utilisé, tiré de la norme [10], se doit d'être vérifié dans la bande de fréquences des infrasons. Différentes formulations analytiques sont testées expérimentalement au chapitre 3 de cette thèse.

Eagle laser du CEA

Dans le cadre de cette thèse, et dans une démarche d'augmentation de la confiance accordée à la caractérisation des capteurs de l'OTICE, sur la base du GPDI du CEA présenté au paragraphe 1.3.1, un nouveau générateur a été fabriqué. Ce nouveau GPDI, baptisé Eagle, utilise un interféromètre laser pour mesurer le déplacement de la membrane du haut-parleur. La connaissance du champ de déplacement et des dimensions de la cavité permet d'avoir l'information du champ de pression dynamique en son sein. La figure 1.13 présente des photographies du dispositif. On peut observer en ① le GPDI ; en

②, ③ et ④ les systèmes de couplage respectivement pour un microbaromètre, un microphone 1 pouce, et un microphone 1/2 pouce; et en ⑤ l'interféromètre laser. Le dispositif est placé dans une chambre à pression statique régulée (⑥).

Ce GPDI peut être vu comme un prototype de l'étalon primaire présenté au chapitre 4, ou alors comme étalon de transfert. En effet, il a été développé en prenant en compte la majorité des points clés identifiés pour la conception de l'étalon. On peut citer entre autres un niveau d'étanchéité amélioré par rapport à la précédente version, grâce à l'utilisation de brides à vide (② figure 1.13), ou encore la mesure du déplacement de la membrane avec un interféromètre laser, et enfin le contrôle de l'environnement avec la chambre à pression statique régulée.

Du fait même de sa conception, ce générateur se trouve être un très bon candidat pour le développement d'un étalon primaire dans la grandeur des pressions dynamiques infrasonores. Néanmoins, la forme de sa cavité, pas suffisamment cylindrique, complique la validation des hypothèses du modèle utilisé pour obtenir le niveau de pression à partir de la mesure du déplacement de la membrane.

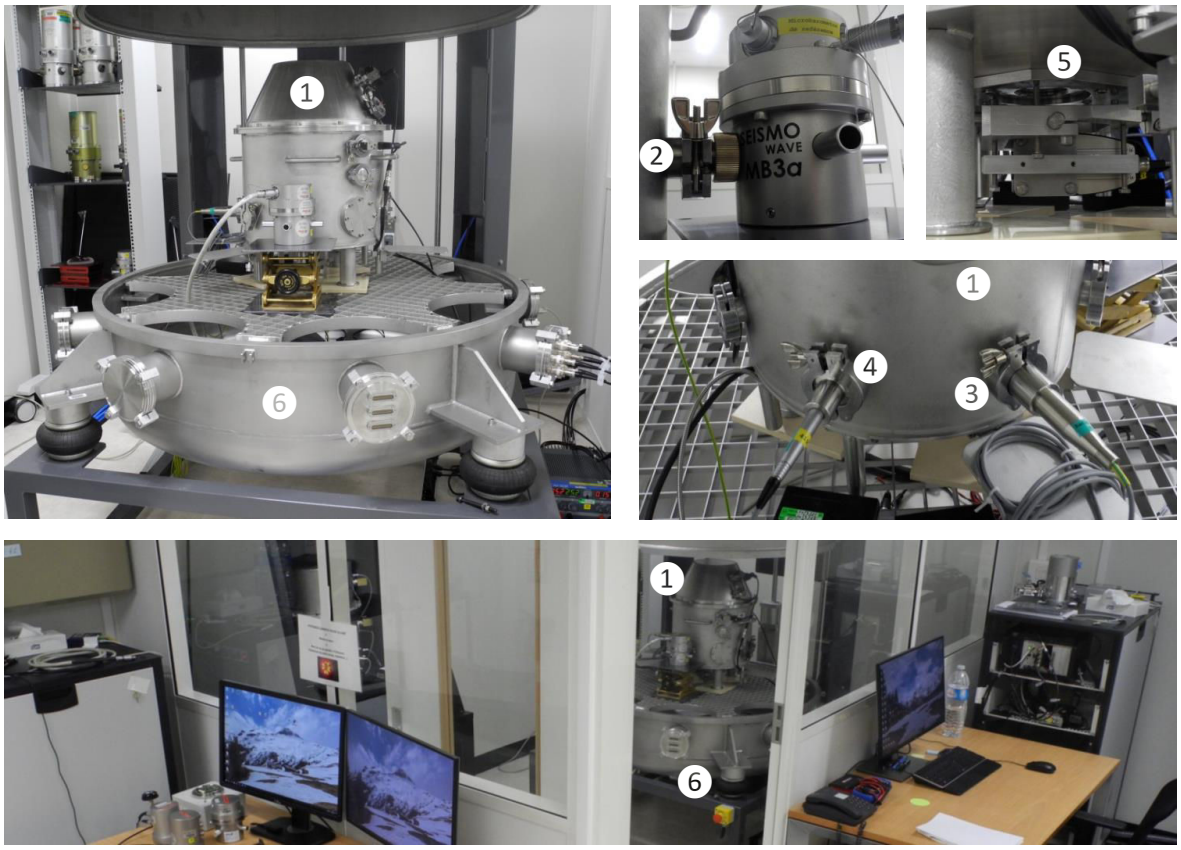


FIGURE 1.13 – Générateur Eagle du CEA. Les éléments présentés sont en ① le GPDI; en ②, ③ et ④ les systèmes de couplage respectivement pour un microbaromètre, un microphone 1 pouce, et un microphone 1/2 pouce; et en ⑤ l'interféromètre laser. Le dispositif est placé dans une chambre à pression statique régulée (⑥).

Description	GPDI « Eagle » du CEA
Bande de fréquences	0,0001 – 100 Hz
Échelle de pression	jusqu'à 50 Pa
Dimensions de la cavité	27 cm ×Φ 37 cm
Référence métrologique	Interféromètre

TABLEAU 1.8 – Spécifications du GPDI « Eagle » du CEA.

1.3.3 Conclusion sur les générateurs d'infrasons

La présentation succincte de quelques générateurs de pression dynamique infrasonore permet d'avoir une vision élargie sur la manière de concevoir un étalon primaire pour cette grandeur. La méthode de mesure indirecte est une méthode primaire qui permet d'obtenir le niveau de pression dans la cavité, en raccordant des pascals [Pa] acoustiques aux unités du SI. Il faut pour cela réussir à raccorder toutes les grandeurs composant l'unité [Pa]=[kg]·[m]$^{-1}$·s^{-2}. La mesure d'un champ de déplacement dans une cavité permet de raccorder le mètre [m] et la seconde [s] potentiellement sur toute la bande de fréquences, depuis le continu jusqu'à 20 Hz, avec l'usage d'un interféromètre laser. Le raccordement au kilogramme [kg] se fait indirectement avec l'usage d'un modèle. En revanche, la comparaison de la mesure de pression dynamique avec une référence de la même grandeur physique n'est aujourd'hui pas traçable au SI, et par nature, ce n'est pas un étalon primaire.

On peut dès à présent identifier quelques points primordiaux pour la conception du banc primaire :

1. afin d'avoir une limite en fréquence la plus basse possible, il est nécessaire de maîtriser parfaitement le niveau de fuite dans la cavité à laquelle les capteurs à étalonner sont couplés, pour proscrire ainsi les court-circuits acoustiques, sources d'incertitudes ;
2. la conception sur la base d'un pistonphone semble être la manière la plus adéquate comme principe de fonctionnement ;
3. la mesure du déplacement du piston permet d'obtenir, à partir d'une grandeur mesurée, le mesurande de pression dynamique infrasonore voulu, au travers d'un modèle ;
4. il est nécessaire de maîtriser la modélisation analytique qui transforme la variation de volume en variation de pression.

Le chapitre 2 présente dans un premier temps une modélisation analytique d'un GPDI avec une cavité cylindrique, à savoir celui du CEA présenté au paragraphe 1.3.1. Dans un second temps, le comportement acoustique en basses fréquences des cavités cylindriques est développé et discuté au travers de plusieurs formulations.

Chapitre 2

Modélisations analytiques

« Pourquoi faire des mathématiques? Parce que les mathématiques, ça sert à faire de la physique. La physique, ça sert à faire des frigidaires. Les frigidaires, ça sert à y mettre des langoustes, et les langoustes, ça sert aux mathématiciens, qui les mangent et sont alors dans les bonnes dispositions pour faire des mathématiques, qui servent à la physique, qui sert à faire des frigidaires qui... »

LAURENT SCHWARTZ,
MÉDAILLE FIELDS, PROFESSEUR À POLYTECHNIQUE

« Le réel n'a pas forcément fait Polytechnique. »

UN NORMALIEN

Sommaire

2.1 Modélisation paramétrique d'un générateur infrason 21
2.1.1 Expression du déplacement de la membrane 23
2.1.2 Non-linéarités du haut-parleur 24
2.1.3 Modélisation de la pression dans les cavités 26
2.1.4 Expression de la pression dans la cavité avant 32
2.1.5 Discussion sur les modèles du générateur infrason 33
2.2 Admittance acoustique de transfert et norme CEI 35
2.2.1 CEI 61094-2:2009 : solution « ondes planes » 36
2.2.2 CEI 61094-2:2009 : solution « basses fréquences » 38
2.2.3 Modèle alternatif pour les basses fréquences 41
2.2.4 Comparaison des modèles 44

L'objectif de ce chapitre est de décrire analytiquement un système physique générateur d'infrasons, comme instrument d'étude à la réalisation d'un étalon primaire, puis de discuter et développer des modèles analytiques dont l'un d'entre eux pourra servir de modèle étalon. Le principe de la démarche est dans un premier temps de décrire analytiquement un générateur de pression dynamique infrasonore existant (GPDI), au travers d'un modèle paramétrique comportant 17 paramètres. Dans un second temps, le problème analytique sera simplifié afin d'atteindre les exigences métrologiques que demande le développement d'un étalon primaire.

Le GPDI du CEA a été développé dans les années 2000 pour répondre à la demande de l'Organisation du Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires (OTICE) sur la confiance de la réponse des capteurs microbarométriques infrasonores déployés au sein du Système de Surveillance Internationale (SSI). Ce réseau de surveillance international comporte divers capteurs géophysiques, dont des capteurs microbarométriques, et permet une couverture mondiale pour la surveillance du respect du traité. Avant leur utilisation sur le terrain, les microbaromètres sont contrôlés en laboratoire avec le GPDI du CEA. C'est un système métrologique par comparaison, dont la référence est un microphone étalonné à 20 Hz. Le savoir-faire et le recul sur le comportement de ce système par le CEA en ont fait un bon candidat à l'ébauche d'un étalon primaire : un étalon générateur de pression dynamique dans la bande des fréquences inférieures à 20 Hz, dont la réponse en pression serait traçable au système international d'unités (SI).

La première partie de ce chapitre propose une modélisation analytique de la réponse en pression de ce GPDI. Trois modèles sont proposés afin de décrire la pression dynamique dans sa cavité avant. Ces modèles, trop riches en nombre de paramètres, ne permettent pas d'envisager l'utilisation telle quel du GPDI en tant qu'étalon primaire. En revanche, la compréhension complète du système permettra de définir les grandeurs importantes pour l'élaboration de l'étalon. L'objet de la seconde partie du chapitre est de diminuer la complexité analytique des modèles présentés, afin de tendre vers les exigences métrologiques d'un modèle étalon. En se basant sur la norme pour l'étalonnage des microphones étalons par la méthode de la réciprocité [10], cette seconde partie discute des modèles qui décrivent le comportement acoustique des cavités cylindriques en basses fréquences. Une formulation alternative est proposée à la fin du chapitre.

2.1 Modélisation paramétrique d'un générateur infrason

Comme précisé précédemment, le choix du GPDI à étudier s'est porté sur celui du CEA. Le générateur de pression dynamique infrasonore du CEA est basé sur un concept de pistonphone [36]. Deux cavités cylindriques étanches sont séparées par une membrane plate et rigide associée à l'ensemble mobile d'un haut-parleur. Le déplacement de cette membrane en néoprène entraîne une variation de volume dans les cavités, ce qui induit une variation de pression. Ce dispositif peut être assimilé à un piston rigide avec un mouvement de translation dans une cavité cylindre. Le haut-parleur, situé dans la cavité arrière, est entraîné par une tension dynamique qui induit le mouvement du piston. La cavité avant, à laquelle sont couplés le capteur de référence (un microphone) et le DUT, est en position verticale. Elle a les dimensions suivantes : 374 mm de diamètre et 270 mm de hauteur. La pression d'intérêt à laquelle sont soumis les capteurs est donc celle dans cette cavité avant. L'annexe A présente certains comportements et détails mécaniques du GPDI. La figure 2.1 est une vue 3D du système dans laquelle la cavité arrière a été rendue transparente. Les éléments principaux présents sur la figure sont : la cavité arrière dans laquelle se trouve un haut-parleur et sa membrane modifiée, la cavité avant à laquelle sont couplés les capteurs à caractériser, ainsi qu'un microphone de laboratoire également couplé à cette cavité.

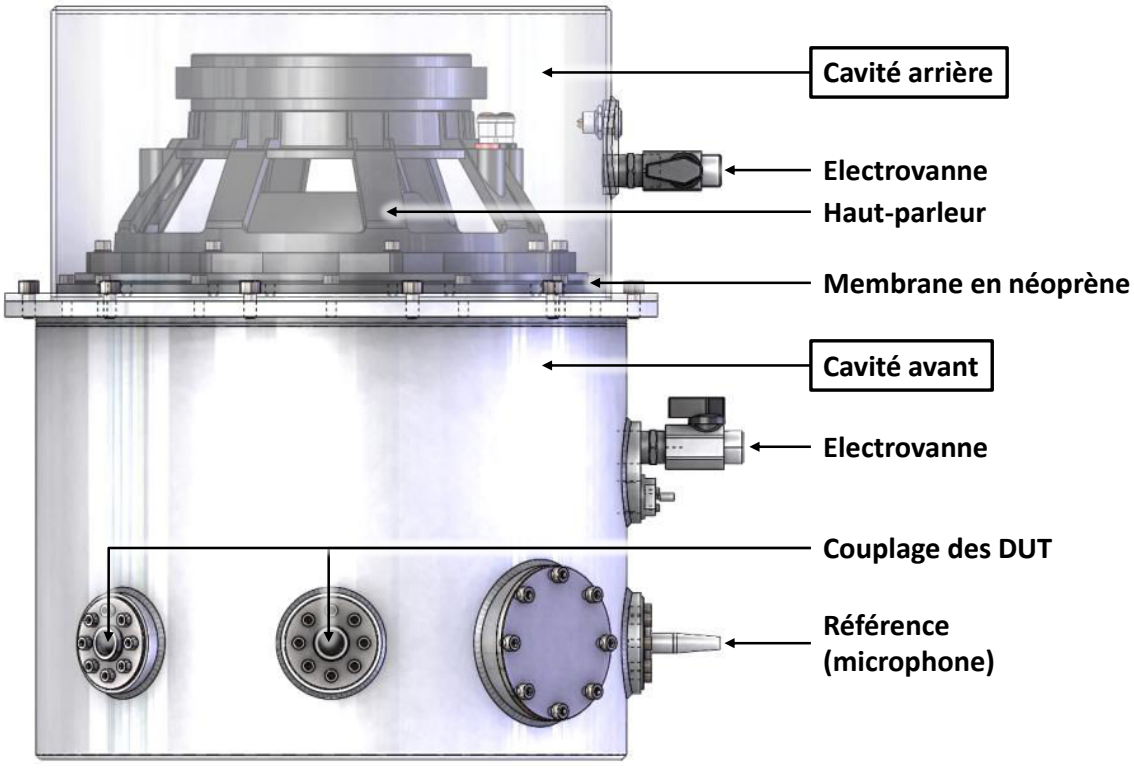


FIGURE 2.1 – Vue 3D du générateur d'infrason du CEA.

Les principales caractéristiques du GPDI du CEA sont une bande de fréquences allant de $4,0 \cdot 10^{-4}$ Hz à 300 Hz, une fréquence de résonance à 90 Hz, et un niveau de pression dynamique maximum de 50 Pa. La figure 2.2 présente une mesure de l'amplitude (en dB Pa ref. 1 Pa) d'une réponse typique du GPDI. On peut y observer trois comportements dans trois zones distinctes :

— en hautes fréquences, pour des fréquences supérieures à 10 Hz, la résonance du haut-parleur est très marquée et sélective ;

— au milieu de sa bande de fréquences, entre 0,04 Hz et 10 Hz, une pente à environ -0,4 dB/décade est visible ;

— en très basses fréquences, sous 0,04 Hz, on peut distinguer une zone de transition des transformations thermodynamiques dans les cavités, allant de l'isotherme vers l'adiabatique.

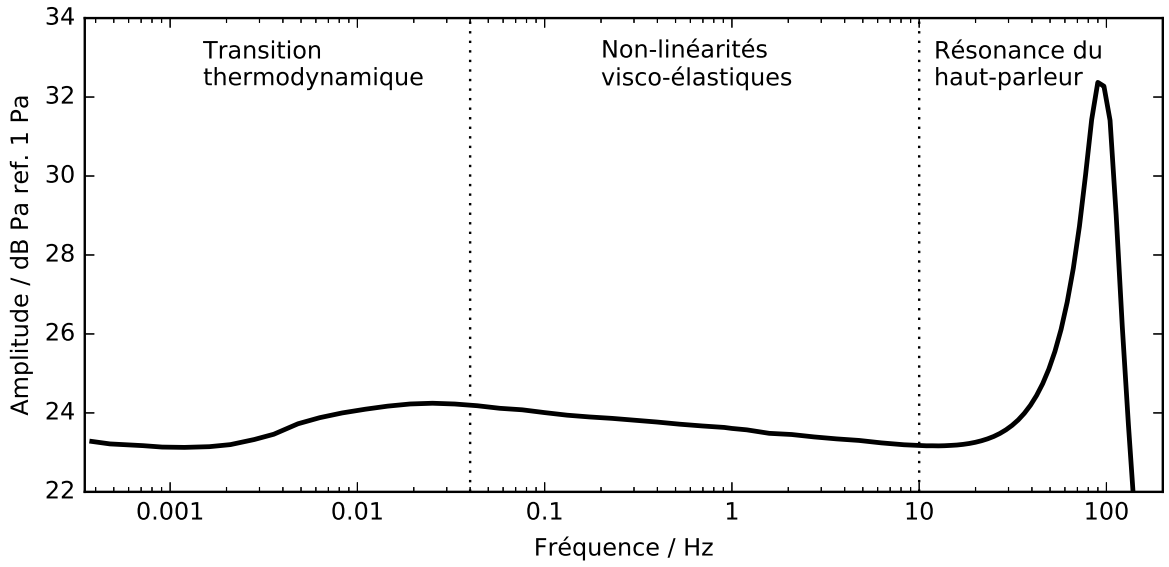


FIGURE 2.2 – Amplitude (dB Pa ref. 1 Pa) de la réponse en pression du GPDI du CEA.

La figure 2.3 introduit les variables [1] décrivant la géométrie du GPDI : V_f et V_b sont respectivement les volumes des cavités avant et arrière, S_f et S_b les surfaces vibrantes correspondantes, A_f et A_b les surfaces totales correspondantes, et ξ le déplacement de la membrane. Les pressions dynamiques P_f et P_b sont respectivement celles dans les cavités avant et arrière. Dans le cadre de cette étude, le volume de l'objet sous essai (DUT) n'est pas pris en compte. En effet, le capteur utilisé pour les mesures possède un volume interne environ 100 fois inférieur à celui de la cavité avant du GPDI.

L'objectif est de produire une modélisation paramétrique du générateur du CEA afin d'identifier les paramètres qui jouent un rôle important dans le comportement du système de génération de pression infrasonore. La pression d'intérêt est celle qui se trouve dans la cavité avant, à laquelle les capteurs à étalonner et le microphone de référence sont couplés (respectivement *DUT* et *Mic* sur la figure 2.3). Dans cette section, cette pression dynamique est exprimée par trois modèles paramétriques. Ces trois modèles ont pour

1. les indices de ces variables sont tirés de leur signification en anglais.

hypothèse principale une pression uniforme dans les cavités. Cette hypothèse se vérifie largement lorsqu'on compare les dimensions caractéristiques du système aux longueurs d'onde de sa bande de fréquences de fonctionnement (la longueur d'onde $\lambda_0 \approx 17$ m à 20 Hz, et $\lambda_0 \approx 3400$ km à 10^{-4} Hz). Le premier modèle est sous hypothèse adiabatique, le second est sous hypothèse dite de « petite cavité », et le troisième est un modèle général basé uniquement sur l'hypothèse d'une pression uniforme. La principale différence parmi ces modélisations est que le modèle général prend en compte la transition de la transformation thermodynamique de l'état isotherme à l'état adiabatique.

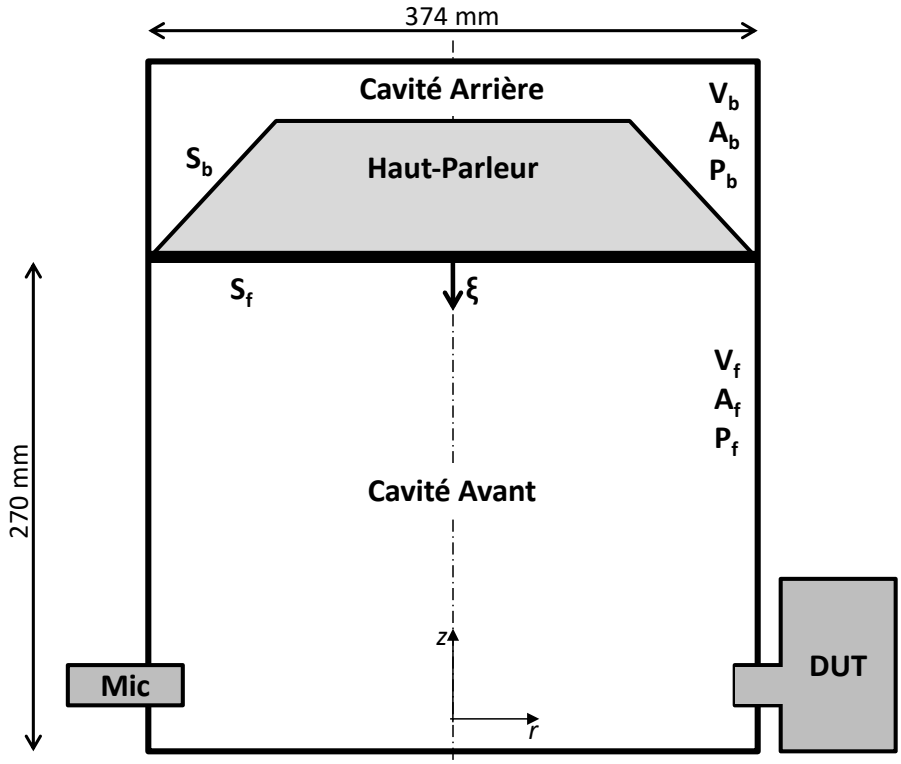


FIGURE 2.3 – Illustration et introduction des variables pour la modélisation paramétrique du GPDI.

2.1.1 Expression du déplacement de la membrane

En admettant un seul degré de liberté, le champ de déplacement ξ de la membrane, considéré comme uniforme, peut s'écrire dans le cas d'un régime sinusoïdal avec la seconde loi de Newton par :

$$-m\omega^2\xi = \mathrm{B}l\, i - j\omega h\xi - \mathrm{K}\xi + mg - \mathrm{S}_f\mathrm{P}_f + \mathrm{S}_b\mathrm{P}_b, \tag{2.1}$$

avec ω la pulsation [rad·s^{-1}], ξ le déplacement de la membrane [m], $\mathrm{B}l$ le facteur de force du haut-parleur [T·m], i le courant électrique injecté dans la bobine du haut-parleur [A], h le coefficient des frottements fluides [N·s·m^{-1}], K la raideur de la membrane [N·m^{-1}], mg la force de gravité [N] appliquée à l'ensemble mobile du haut-parleur de masse m [kg], et $\mathrm{S}_f\mathrm{P}_f$ et $\mathrm{S}_b\mathrm{P}_b$ les forces de pression [N] respectivement sur l'avant et l'arrière de la membrane. Certains de ces paramètres sont présentés en figure 2.3.

Le courant électrique i peut s'exprimer par la loi d'Ohm généralisée en régime sinusoïdal permanent de pulsation ω :

$$i = \frac{\mathrm{U} - j\omega \mathrm{B}l\xi}{\mathrm{R_{HP}} + j\omega \mathrm{L_{HP}}}, \tag{2.2}$$

où U est la tension appliquée aux bornes du haut-parleur [V], $\mathrm{R_{HP}}$ la résistance électrique de la bobine [Ω], et $\mathrm{L_{HP}}$ l'inductance de la bobine [H]. Il en résulte l'équation caractéristique du champ de déplacement de la membrane dans le GPDI :

$$\left(\mathrm{K} + j\omega h - m\omega^2 + \frac{j\omega(\mathrm{B}l)^2}{\mathrm{R_{HP}} + j\omega \mathrm{L_{HP}}}\right)\xi = \frac{\mathrm{B}l\,\mathrm{U}}{\mathrm{R_{HP}} + j\omega \mathrm{L_{HP}}} + mg - \mathrm{S}_f \mathrm{P}_f + \mathrm{S}_b \mathrm{P}_b. \tag{2.3}$$

2.1.2 Non-linéarités du haut-parleur

Dans la pratique, la modélisation précédente du haut-parleur n'est jamais respectée parfaitement. En particulier, elle ne prend pas en compte les comportements des éléments mécaniques constituant l'équipage mobile, de par les matériaux utilisés et les géométries mises en œuvre (par exemple : déformation de la membrane du diaphragme, comportement visco-élastique de la membrane en néoprène, ...). B. Maillou, dans sa thèse [39] intitulée « Caractérisation et identification non-paramétrique des non-linéarités de suspensions de haut-parleurs », décrit le comportement non-linéaire des éléments mécaniques du haut-parleur, même à faible amplitude de mouvement (inférieur à 0,1 mm).

Le comportement visco-élastique ou non-linéaire des suspensions d'un haut-parleur (et par analogie, également de la membrane en néoprène du GPDI du CEA) a fait l'objet de plusieurs tentatives de modélisation, notamment le phénomène de fluage (*creep* en anglais). Ce phénomène correspond à la manifestation de la visco-élasticité dans le domaine temporel. Si un matériau visco-élastique est soumis à une contrainte constante, cette contrainte entraîne une déformation qui augmente au cours du temps, les chaînes de polymère constituant le matériau ayant plus de temps pour se détendre. Ce phénomène entraine donc une augmentation de la pression en basses fréquences pour une force constante.

Compte tenu de la modification de la membrane du haut-parleur du GPDI du CEA en rigidifiant sa suspension, compte tenu de son fonctionnement en basses fréquences, et compte tenu de l'existence d'une pente à -0,4 dB/décade pour un U constant en amplitude sur la réponse en pression dans la cavité avant mesurée par différents capteurs, il semble effectivement nécessaire de prendre en compte le comportement non-linéaire visco-élastique de la membrane du haut-parleur.

Afin de modéliser le phénomène de fluage dans un haut-parleur au niveau de sa suspension, Knudsen [40] propose d'adapter le modèle classique de raideur linéaire, car trop éloigné selon lui des résultats expérimentaux qu'il obtient. Les modèles qu'il propose sont issus en partie de la théorie de la visco-élasticité, de la description temporelle du phénomène dans les métaux, ainsi que de certains résultats expérimentaux. Il adapte notamment le modèle classique avec une loi de Bailey-Norton pour le fluage. Comme les effets de fluage mettent du temps à apparaître, ils sont généralement négligés dans les analyses dynamiques, mais ils se manifestent de manière notable en très basses fréquences.

Le modèle classique pour la description de la force de rappel élastique de la membrane utilise une raideur constante K_0. Dans le domaine fréquentiel, un des modèles de Knudsen [40] peut s'exprimer sous la forme :

$$K = K(\omega) = K_0 (j\omega)^{\epsilon}, \tag{2.4}$$

où $0 < \epsilon < 1$ est un paramètre propre au matériau, gouvernant les effets non-linéaires visco-élastiques dans la membrane. Une des limitations de cette loi vient du fait qu'en hautes fréquences, elle tend à rendre la raideur de la membrane infinie. Plus récemment, Ritter [41] décrit un modèle de raideur non linéaire $K = K(\omega)$ comme suit :

$$K = K(\omega) = K_0 \left[1 - \alpha \log_{10} \frac{j\frac{\omega}{\omega_k} e^{-j\tan^{-1}\left(\frac{\omega}{\omega_k}\right)}}{\sqrt{1+\left(\frac{\omega}{\omega_k}\right)^2}} \right]^{-1}, \tag{2.5}$$

où K_0 est la raideur classique [$N \cdot m^{-1}$], α est un paramètre de fluage, et ω_k peut être interprété comme étant la pulsation à partir de laquelle le phénomène de fluage de la membrane commence à disparaître pour laisser place à une raideur classique constante [$rad \cdot s^{-1}$]. L'intérêt de ce modèle est qu'il exprime un comportement pour lequel la raideur est constante lorsque $\omega_k \ll \omega$ et diminue lorsque la fréquence diminue. De ce fait, on peut s'attendre à ce que l'amplitude du champ de pression dans la cavité augmente lorsque la fréquence diminue, et plus particulièrement dans le domaine des infrasons, là où $\omega \ll \omega_k$.

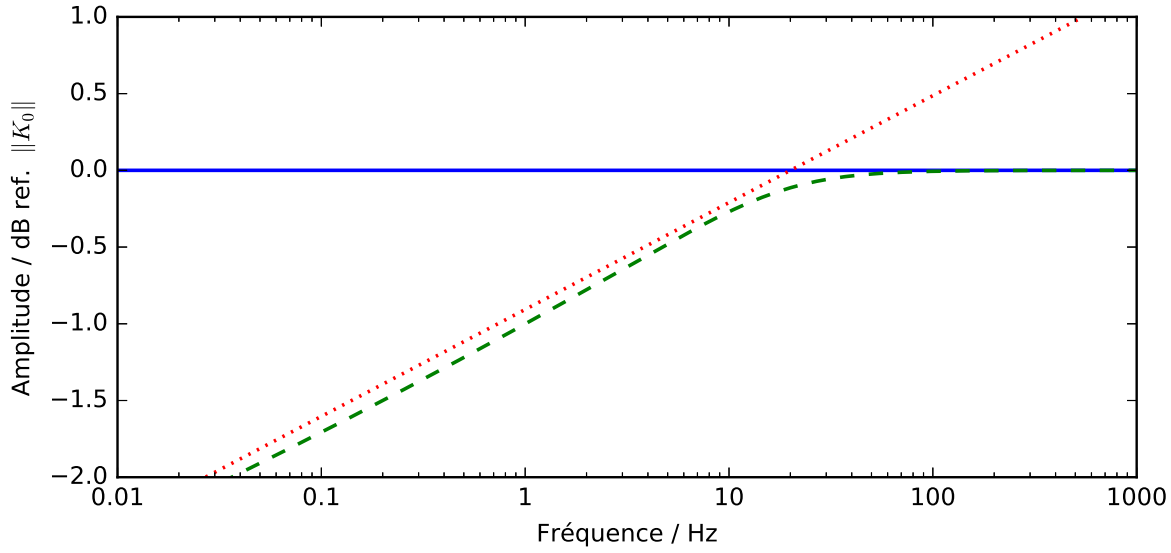


FIGURE 2.4 – Amplitude des différents modèles de raideur (– pour la raideur constante, ··· pour le modèle de Knudsen [40]), - - pour la raideur de Ritter [41], sur une plage de fréquences allant de 10^{-2} Hz à 10^3 Hz.

La figure 2.4 présente les trois modélisations de raideurs de la membrane décrites précédemment. On constate que le comportement du modèle de Ritter correspond à une

raideur constante en hautes fréquences, et à une raideur de fluage comme le modèle de Knudsen en basses fréquences.

Dans la mesure où le déplacement de la membrane reste relativement faible (environ 70 µm pour générer 20 Pa), la non-linéarité du facteur de force $Bl = Bl(\xi)$ n'est pas prise en compte ici. Cependant, de nombreux travaux sur ce phénomène ont été réalisés [42, 43], et seraient utiles pour modéliser des fortes amplitudes de déplacement de la membrane.

À ce stade, il reste donc à exprimer les pressions P_f et P_b en fonction de ξ pour l'équation (2.3). Trois modèles sont présentés pour ces grandeurs : l'un est adiabatique, le second est sous hypothèse « petite cavité », et le troisième est un modèle général.

2.1.3 Modélisation de la pression dans les cavités

Modèle avec hypothèse adiabatique

La façon la plus simple d'exprimer la pression dans une cavité est de considérer une transformation adiabatique, telle qu'elle est utilisée dans un problème acoustique classique. La première loi de la thermodynamique donne la relation entre la pression dynamique p dans un volume V pour un gaz parfait comme suit :

$$\frac{p}{P_0} + \gamma \frac{\delta V}{V} = 0\,, \tag{2.6}$$

$$\text{soit, } p = -\frac{\gamma\,\delta V}{\chi_T V}\,, \tag{2.7}$$

où $\delta V = \iint_S \xi.dS = S\,\xi$ est la variation du volume V due au mouvement ξ de la surface de la membrane S, avec γ le rapport des capacités calorifiques, et $\chi_T = -1/V\,(\partial V/\partial P)_T$ le coefficient de compressibilité isotherme. Pour un gaz parfait, $\chi_T = 1/P_0$, où P_0 est la pression statique ambiante.

Dans le cas du générateur d'infrasons du CEA, on peut donc exprimer P_f, la pression d'intérêt, avec l'hypothèse adiabatique, sous la forme :

$$P_f = -\frac{\gamma\,\delta V_f}{\chi_T V_f}\,. \tag{2.8}$$

Modèle avec hypothèse « petite cavité »

L'objet de ce paragraphe est de rechercher une solution du problème pour P_f en considérant une « petite cavité ». Cette dénomination désigne une cavité dont les dimensions sont très inférieures à la longueur d'onde λ_0, mais qui restent très supérieures à l'épaisseur des couches limites thermiques δ_h et visqueuses δ_v :

$$\lambda_0 \gg \sqrt[3]{V} \qquad \text{et} \qquad \delta_{v,h} \ll \sqrt[3]{V}\,, \tag{2.9}$$

où

$$\delta_v \approx \sqrt{2\ell'_v c_0/\omega} \qquad \text{et} \qquad \delta_h \approx \sqrt{2\alpha_t/\omega}\,, \tag{2.10}$$

avec ℓ_v définie en équation (2.12). À 0,1 Hz, ces épaisseurs ont une valeur inférieure à 2 cm. L'amplitude du mouvement acoustique est suffisamment faible pour pouvoir linéariser les équations. Les équations linéarisées homogènes gouvernant le mouvement du fluide dans les cavités du GPDI ([44] § 2.5.1) peuvent s'écrire :

– Équation de Navier-Stokes

L'équation fondamentale de la dynamique peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{1}{c_0}\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{1}{\rho_0 c_0}\nabla p=\ell_v\nabla(\nabla\cdot v)-\ell'_v\nabla\times(\nabla\times v)+\frac{F}{c_0}, \tag{2.11}$$

avec ρ_0 la densité statique du gaz, v la vitesse particulaire, F une source de force, c_0 la célérité adiabatique du son définie par $c_0=\sqrt{\gamma/\rho_0\chi_T}$, et ℓ_v et ℓ'_v les longueurs caractéristiques définies par :

$$\ell_v=\frac{1}{\rho_0 c_0}\left(\frac{4}{3}\mu+\eta\right)\qquad\text{et}\qquad\ell'_v=\frac{\mu}{\rho_0 c_0}, \tag{2.12}$$

avec les coefficients de viscosité de cisaillement μ et de volume η.
Du fait des dimensions des cavités très inférieures à la longueur d'onde $\left(\sqrt[3]{V}\ll\lambda_0\right)$, et du champ de pression ne présentant pas de variation spatiale au voisinage des parois, ce champ de pression est supposé uniforme dans chacune des cavités. Par suite $\nabla p=0$ et la vitesse particulaire est quasi nulle en tout point des cavités.

– Équation de conservation de la masse

Cette équation traduit la compressibilité du fluide. Elle peut être exprimée sous la forme intégrale suivante :

$$\iiint_V\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}+\mathrm{div}\rho_0 v\right)dV=0, \tag{2.13}$$

avec t le temps, et ρ la variation de densité du fluide. En prenant A la surface totale de la cavité, cette équation peut prendre la forme suivante :

$$\iiint_V\frac{\partial\rho}{\partial t}dV+\rho_0\iint_A v.dA=0. \tag{2.14}$$

Certaines parois de la cavité sont animées d'un mouvement vibratoire de déplacement ξ (la membrane considérée rigide) et d'autres sont caractérisées comme étant parfaitement fixes et rigides. Dans le domaine de Fourier, avec S la surface vibrante, l'équation précédente prend la forme suivante :

$$\iiint_V j\omega\rho dV+j\omega\rho_0\iint_S\xi.dS=0. \tag{2.15}$$

L'écart instantané de masse volumique ρ peut être exprimé en fonction des variables indépendantes p et τ par la relation caractérisant la bivariance du fluide (linéarisée)

$$\rho=\rho_0\chi_T(p-\beta\tau), \tag{2.16}$$

avec τ la variation de température, et β l'accroissement de pression par unité d'accroissement de température à volume constant. En reportant cette expression dans l'équation (2.15), il s'ensuit :

$$p-\frac{\beta}{V}\iiint_V\tau dV=-\frac{\delta V}{\chi_T V}. \tag{2.17}$$

Cette dernière équation montre en particulier que le champ de pression ne dépend pas de $\tau(r,t)$ mais de sa valeur moyenne sur tout le volume V de la cavité (alors même que τ varie de façon importante dans les couches limites). Il reste donc à exprimer la valeur moyenne $\langle\tau\rangle$ pour avoir l'information sur les pressions P_f et P_b, nécessaire pour l'équation (2.3).

– Équation de Fourier pour la conduction de la chaleur

Cette équation, dans laquelle l'écart instantané d'entropie s est exprimé en fonction des variables indépendantes p et τ par :

$$s = \frac{C_p}{T}\tau + \frac{\beta\chi_T}{\rho_0}p,$$

avec C_P la capacité calorifique isobare et T la température, peut s'écrire :

$$\left(\frac{1}{c_0}\frac{\partial}{\partial t} - \ell_h\Delta\right)\tau = \frac{\gamma-1}{\beta\gamma}\frac{1}{c_0}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{h_c}{c_0 C_p}, \tag{2.18}$$

où ℓ_h est la longueur caractéristique de diffusion thermique définie par $\ell_h = \alpha_t/c_0$, et α_t la diffusivité thermique de l'air. Les termes F et h_c représentent l'influence de sources acoustiques de force, de débit et de chaleur dans le domaine considéré. En dehors des sources, ces termes sont nuls.

M. Bruneau dans le *Manuel d'acoustique fondamentale*, édition de 1998 [44], présente un développement du champ de pression acoustique en « petite cavité ». Pour ce faire, il pose comme hypothèses que les dimensions des cavités sont très inférieures à la longueur d'onde ($\sqrt[3]{V} \ll \lambda_0$) et que le champ de pression est supposé uniforme dans chacune des cavités. Ces hypothèses, ainsi que la faible restriction du fait que l'épaisseur des couches limites thermiques soit très petite par rapport aux dimensions des cavités lui permettent d'écrire une solution simplifiée pour la moyenne volumique du champ de température :

$$\frac{1}{V}\iiint_V \tau dV = \left(1 - \frac{1-j}{\sqrt{2}}\frac{A}{V}\sqrt{\frac{c_0\ell_h}{\omega}}\right)\frac{\gamma-1}{\beta\gamma}p. \tag{2.19}$$

Le report de ce résultat dans l'équation 2.17 en l'absence de source permet d'exprimer un rapport complexe corrigé des capacités calorifiques γ' sous l'hypothèse «petite cavité» dans une cavité cylindrique :

$$\gamma' = \frac{\gamma}{1 + \frac{1-j}{\sqrt{2}}(\gamma-1)\frac{A}{V}\sqrt{\frac{c_0\ell_h}{\omega}}}. \tag{2.20}$$

Dans le cas du générateur infrason du CEA, on peut ainsi exprimer P_f, la pression d'intérêt, avec l'hypothèse « petite cavité », sous la forme :

$$P_f = -\frac{\gamma'_f \delta V_f}{\chi_T V_f}. \tag{2.21}$$

Modèle général avec transition isotherme vers adiabatique

Dans la très grande majorité des problématiques d'acoustique, on ne se soucie pas de savoir si la transformation thermodynamique est isotherme ou adiabatique. N. Fletcher se propose de mener une discussion dans [45] sur la validité de l'hypothèse de l'adiabaticité du mouvement acoustique.

Dans la mesure où le fluide est non conducteur de chaleur, l'écart de température associé aux écarts de pression entre des particules de fluide voisines ne peut se traduire par un transfert de chaleur. Ce qui se traduit par $dQ = 0$, où dQ désigne la quantité de chaleur massique reçue par un élément de fluide. Par suite, compte tenu que $dQ = T dS$, le mouvement acoustique est isentropique :

$$T dS = 0. \tag{2.22}$$

Puisqu'une relation adiabatique est isentropique, le postulat qui consiste à utiliser comme équation d'état pour un gaz parfait la relation $PV^\gamma = \textit{constante}$ est en fait une très bonne approximation dans le cas de l'acoustique audible, et ce dans l'immense majorité des situations. On se propose dans ce paragraphe de vérifier dans quelle mesure l'hypothèse d'un mouvement adiabatique est valide à l'intérieur de la cavité du GPDI du CEA en très basses fréquences.

La quantité de chaleur massique dQ reçue par un élément de fluide peut être exprimée sous la forme suivante

$$dQ = \rho_0 C_v dT + P_0 dV, \tag{2.23}$$

avec ρ_0 et P_0 la masse volumique statique et la pression statique, C_v la capacité calorifique massique isochore, dT et dV respectivement les variations de température et de volume. Le postulat d'adiabaticité du mouvement stipule que $dQ = 0$, soit :

$$\rho_0 C_v dT = -P_0 dV. \tag{2.24}$$

Pour que cette approximation soit valide, il faut que le membre de gauche de l'équation (2.23) soit négligeable devant le membre de droite, soit

$$|dQ| \ll \left|\rho_0 C_v dT\right|, \tag{2.25}$$

et dans le cas d'une durée infinitésimale,

$$\left|\frac{\partial Q}{\partial t}\right| \ll \rho_0 C_v \left|\frac{\partial T}{\partial t}\right|. \tag{2.26}$$

La variation de transfert thermique dans un gaz à température ordinaire est majoritairement due à la conduction :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \tag{2.27}$$

avec λ la conductivité thermique du gaz. L'équation 2.26 devient donc :

$$\left|\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right| \ll \frac{1}{\alpha_t}\left|\frac{\partial T}{\partial t}\right|. \tag{2.28}$$

La linéarisation de l'équation d'état d'un gaz parfait pour une pression sinusoïdale et pour des ondes de faible amplitude permet d'écrire au premier ordre :

$$k_0^2 \left|\sin(k_0 x - \omega t)\right| \ll \frac{\omega}{\alpha_t}\left|\cos(k_0 x - \omega t)\right|, \tag{2.29}$$

ou encore,

$$\omega \ll \frac{c_0^2}{\alpha_t}, \tag{2.30}$$

avec $c_0 = \omega / k_0$, la célérité adiabatique du son et son nombre d'onde k_0.

La distance sur laquelle la chaleur se diffuse pendant une durée t est environ $\sqrt{\alpha_t t}$. Aussi, les régions de hautes et basses pressions, correspondant aux régions de hautes et basses températures, sont séparées d'une distance de $\lambda_0/2$ (une demi-longueur d'onde). Pour une pulsation ω, le temps nécessaire à cette avance est π/ω. La condition de validité de l'hypothèse adiabatique devient donc :

$$\sqrt{\frac{\alpha_t \pi}{\omega}} \ll \frac{\lambda_0}{2}. \tag{2.31}$$

Ceci permet de déduire une condition haute fréquence de l'adiabaticité :

$$\omega \ll \frac{\pi c_0^2}{\alpha_t}. \tag{2.32}$$

Pour de l'air en conditions ambiantes, $c_0 \approx 340\, m.s^{-1}$, et $\alpha_t \approx 2,11 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$. La condition haute fréquence pour respecter l'hypothèse d'adiabaticité du milieu donne :

$$f \ll 3 \cdot 10^9\,\mathrm{Hz}. \tag{2.33}$$

On se situe très loin de la zone de réponse du GPDI du CEA, on peut donc considérer que le mouvement acoustique en son sein est a priori adiabatique en hautes fréquences.

Dans le cas d'un tube cylindrique de rayon a en basses fréquences, où la longueur d'onde est bien plus grande que a, c'est ce rayon qui devient la longueur caractéristique à comparer aux transferts thermiques. L'équation 2.31 se transforme en

$$\sqrt{\frac{\alpha_t \pi}{\omega}} \ll a, \tag{2.34}$$

ou encore, la limite basse fréquence de l'adiabaticité :

$$\omega \gg \frac{\pi \alpha_t}{a^2}. \tag{2.35}$$

Dans la cavité avant du GPDI du CEA, cela correspond à :

$$f \gg 1 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{Hz}. \tag{2.36}$$

Par conséquent, il semble que les effets isothermes commencent à être importants pour les fréquences inférieures à 10^{-2} Hz. On peut donc en déduire que la zone de transition entre un mouvement isotherme et un mouvement adiabatique se situe dans la zone de réponse fréquentielle du GPDI. Dans une grande partie du spectre en hautes fréquences, l'hypothèse adiabatique peut être retenue, mais il est nécessaire d'étudier plus finement cette transition.

Les effets thermodynamiques dans une onde acoustique ont été théoriquement décrits par Daniels [16] et Golay [46] pour des géométries simples telles qu'une sphère, une cavité rectangulaire ou une cavité cylindrique infinie.

En utilisant les équations homogènes linéarisées, l'équation (2.17) montre en particulier que le champ de pression ne dépend pas de $\tau(r,t)$ mais de sa valeur moyenne sur tout le volume V de la cavité (alors même que τ varie de façon importante dans les couches

limites). Il reste ici à exprimer la valeur moyenne $\langle\tau\rangle$ avec pour seule hypothèse une pression uniforme dans la cavité pour avoir l'information sur les pressions P_f et P_b, nécessaire dans l'équation (2.3).

Guianvarc'h *et al.* [47, 48] développent une formulation pour exprimer $\langle\tau\rangle$ dans un cylindre fermé développé à l'origine par Gerber [18]. La moyenne volumétrique de cette solution dans le domaine de Fourier peut s'écrire comme suit

$$\frac{\beta}{p}\langle\tau\rangle = \frac{8}{\pi^2}\frac{\gamma-1}{\gamma}\sum_{m=0}^{+\infty}\sum_{n=1}^{+\infty}\frac{1}{(m+1/2)^2\lambda_n^2}\frac{1}{1+\dfrac{\lambda_n^2 R^2+(m+1/2)^2\pi^2}{(1+2R)^2}\dfrac{A^2}{V^2}\dfrac{c_0\ell_h}{j\omega}}, \tag{2.37}$$

avec λ_n les zéros de rang n de la fonction de Bessel $J_n(x)$, et $R = \ell/(2a)$. À partir de cette solution, un rapport complexe de capacité calorifique corrigé γ'' peut être écrit pour tenir compte des effets thermodynamiques dans une cavité cylindrique fermée,

$$\gamma'' = \left[1-\beta/p\,\langle\tau\rangle\right]^{-1}. \tag{2.38}$$

La figure 2.5 présente un exemple de la transition thermodynamique d'une transformation isotherme à une transformation adiabatique dans le GPDI du CEA.

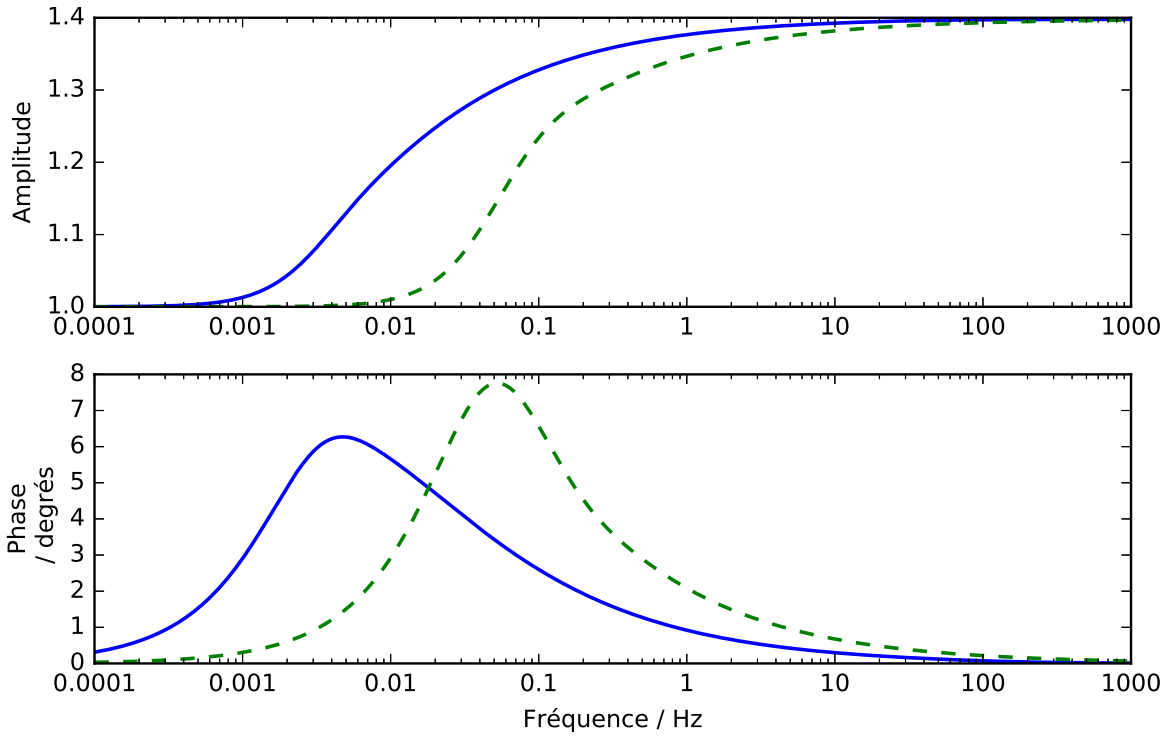


FIGURE 2.5 – Amplitude et phase du ratio des capacités calorifiques spécifiques complexe γ'' qui prend en compte les effets thermodynamiques dans les cavités du générateur infrason (– pour la cavité avant, - - pour la cavité arrière) sur une bande de fréquences allant de 10^{-4} Hz à 10^3 Hz.

En très basses fréquences, $|\gamma''| = 1$, ce qui est l'équivalent d'une transformation isotherme. Dans la bande de fréquences la plus élevée, $|\gamma''| = 1,4$, ce qui équivaut à une transforma-

tion adiabatique. On peut observer que la transition thermodynamique se situe bien dans la zone de fonctionnement du GPDI.

Dans le cas du générateur infrason du CEA, on peut ainsi exprimer P_f, la pression d'intérêt, avec pour seule hypothèse une pression uniforme, sous la forme :

$$P_f = -\frac{\gamma''_f \delta V_f}{\chi_T V_f}. \tag{2.39}$$

2.1.4 Expression de la pression dans la cavité avant

Du fait du choix de la normale à la surface vibrante choisie sortante, dans la cavité avant $\delta V_f = -S_f \xi$ et dans la cavité arrière $\delta V_b = S_b \xi$, l'expression des pressions dans les cavités du GPDI peut s'écrire

$$P_f = \frac{\gamma_f S_f}{\chi_T V_f} \xi \quad \text{et} \quad P_b = -\frac{\gamma_b S_b}{\chi_T V_b} \xi. \tag{2.40}$$

En reportant ces pressions dans l'expression (2.3), on obtient,

$$\left[K(\omega) + j\omega h - m\omega^2 + \frac{j\omega (Bl)^2}{R_{HP} + j\omega L_{HP}} + \frac{\gamma_f S_f^2}{V_f \chi_T} + \frac{\gamma_b S_b^2}{V_b \chi_T} \right] \xi = \frac{Bl\, U}{R_{HP} + j\omega L_{HP}} + mg. \tag{2.41}$$

Il s'ensuit l'obtention de l'expression du champ de déplacement de la membrane d'où découle le champ de pression dans la cavité avant :

$$P_f(\omega) = \frac{\left(\dfrac{Bl\, U}{R_{HP} + j\omega L_{HP}} + mg \right) \dfrac{\gamma_f S_f}{\chi_T V_f}}{K(\omega) + j\omega h + \dfrac{j\omega\, (Bl)^2}{R_{HP} + j\omega L_{HP}} - m\omega^2 + \dfrac{\gamma_f S_f^2}{V_f \chi_T} + \dfrac{\gamma_b S_b^2}{V_b \chi_T}}, \tag{2.42}$$

avec

$$K(\omega) = K_0 \left[1 - \alpha \log_{10} \frac{j \dfrac{\omega}{\omega_k} e^{-j \tan^{-1}\left(\frac{\omega}{\omega_k} \right)}}{\sqrt{1 + \left(\dfrac{\omega}{\omega_k} \right)^2}} \right]^{-1}. \tag{2.43}$$

— Dans le cas d'un modèle adiabatique, il faut considérer le rapport de chaleur spécifique classique $\gamma_f = \gamma_b = \gamma$ (avec $\gamma = 1,4$ pour de l'air sec à 20 °C).

— Dans le cas d'un modèle « petite cavité », il faut considérer le rapport de capacités calorifiques spécifiques corrigé $\gamma_f = \gamma'_f$ et $\gamma_b = \gamma'_b$ avec γ' tel que défini dans (2.20).

— Dans le cas du modèle général qui prend en compte la transition thermodynamique d'une transformation isotherme à une transformation adiabatique, il faut considérer le rapport de capacité calorifique corrigé $\gamma_f = \gamma''_f$ et $\gamma_b = \gamma''_b$ avec γ'' défini dans l'équation (2.38).

2.1.5 Discussion sur les modèles du générateur infrason

Les trois modèles présentés par l'équation (2.42) permettent de décrire avec un certain degré de confiance le comportement d'un GPDI. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que l'objectif de cette thèse est le développement d'un étalon primaire. D'après le VIM [15], « un étalon est une réalisation d'une grandeur donnée, avec une valeur déterminée et une incertitude de mesure associée, utilisée comme référence ». À ce titre, l'étalon primaire se doit d'avoir une incertitude de mesure la plus faible possible, et une grande stabilité dans le temps. L'exigence métrologique associée au processus de développement d'un étalon primaire demande une grande rigueur dans la caractérisation de l'objet, du modèle analytique et du processus de mesure.

Si l'on observe avec attention le modèle le plus complet (2.42) avec (2.38) parmi les trois présentés dans la section précédente, on peut voir qu'il nécessite, à partir de la tension d'entrée U, au moins 17 paramètres afin d'obtenir le champ de pression P_f dans la cavité avant du générateur. Ces paramètres sont listés en tableau 2.1 (détails en annexe E).

Nom	Paramètre	Valeur
Tension du Haut-Parleur	U [V]	$= 3,27$
Résistance de la bobine	R_{HP} [Ω]	$= 14,5$
Inductance de la bobine	L_{HP} [H]	$\approx 10^{-2}$
Facteur de force	Bl [T·m]	$\approx 28,8$
Masse de la membrane	m [kg]	$0,3 < m < 0,6$
Frottements fluides	h [Ns·m^{-1}]	> 0
Volume de la cavité avant	V_f [m^3]	$\approx 0,0328$
Volume de la cavité arrière	V_b [m^3]	$\approx 0,0145$
Surface vibrante avant	S_f [m^2]	$\approx 0,06$
Surface vibrante arrière	S_b [m^2]	$\approx 0,06$
Surface totale avant	A_f [m^2]	$\approx 1,1$
Surface totale arrière	A_b [m^2]	$\approx 1,1$
Raideur constante	K_0 [N·s^{-1}]	$10^4 < K_0 < 10^6$
Pulsation propre de fluage	ω_k [rad·s^{-1}]	> 10
Paramètre de fluage	α	$0 < \alpha < 1$
Ratio de cylindricité avant	R_f	$\approx 0,698$
Ratio de cylindricité arrière	R_b	> 0

TABLEAU 2.1 – Liste des paramètres du modèle général.

Si l'on cherche la traçabilité de la grandeur de pression P_f avec cet équipement, il est nécessaire d'avoir une grande confiance dans ces 17 paramètres pour la raccorder à la tension d'entrée U. Certains paramètres sont mesurables et raccordables facilement à un étalon de leur unité, tel que la tension U, les volumes des cavités, ou encore la résistance du haut-parleur R_{HP}.

En revanche, beaucoup de ces paramètres possèdent une grande incertitude, ou ne sont pas mesurables correctement. En ce sens, le système tel qu'il est modélisé ne peut pas être à lui seul un étalon primaire. Le chapitre suivant 3.1 propose donc une série de

mesures et d'optimisations mathématiques afin d'estimer les valeurs de ces paramètres, et ainsi obtenir des informations sur la sensibilité du système à diverses grandeurs physiques.

Dans le but d'envisager le développement d'un étalon primaire pour les pressions dynamiques infrasonores sur la base d'un GPDI tel que celui du CEA, il faut chercher à réduire la complexité du modèle et le nombre de paramètres qui le composent afin d'augmenter la confiance dans la mesure. Si l'on observe la manière dont est développée la modélisation analytique du générateur d'infrasons, on peut constater que le point de départ est la description du champ de déplacement ξ présenté en équation (2.1). L'expression des pressions P_f et P_b en fonction de ξ permet d'obtenir celle de la pression d'intérêt P_f en fonction de la tension U et des autres paramètres liés au modèle. Cette tension peut être traçable à une source de tension étalon. Le fait de choisir U comme point de raccordement nécessite entre autres la caractérisation de l'ensemble mobile du haut-parleur et de la forme de la cavité arrière. Or le modèle utilisé pour la description des effets thermodynamiques dans cette cavité arrière, qui contient le haut-parleur, n'est adapté que pour un cylindre parfait.

Une des solutions qui permet de simplifier grandement la complexité du problème, est d'utiliser la mesure du déplacement de la membrane comme point d'entrée d'une modélisation. Le raccordement d'une mesure de déplacement à l'étalon de sa grandeur est facilement réalisable. Le fait d'utiliser ξ comme grandeur mesurée afin d'obtenir le mesurande de pression $P_f(\xi)$ permet de s'affranchir de la complexité du haut-parleur et de la cavité arrière. Il reste à exprimer la transformation d'une variation de volume en une variation de pression. La section qui suit se base sur les modèles normalisés afin d'obtenir une modélisation fiable de l'impédance acoustique de transfert d'une cavité cylindrique, qui lie la pression dynamique à une variation de volume. Enfin, une formulation alternative est également proposée.

2.2 Admittance acoustique de transfert et norme CEI

L'objectif de cette thèse est la réalisation d'un étalon primaire dans le domaine infrasonore et notamment à 1 Hz. Un des moyens pour y parvenir est de se baser technologiquement sur l'existant, tout en améliorant la confiance que l'on peut avoir dans la mesure et dans un modèle étalon. Les modèles présentés précédemment pour le GPDI du CEA n'ont pas le niveau d'incertitude requis pour prétendre à être un modèle étalon, entre autres du fait du nombre trop important de paramètres. Afin de se rapprocher des exigences métrologiques propres à ce type d'objet et de modèle, le choix s'est dirigé vers l'expression du mesurande P_f à partir de la grandeur mesurée ξ. Pour traduire le comportement du fluide dans la cavité cylindrique d'un générateur de pression dynamique au travers de cette transformation, il faut connaître son admittance acoustique de transfert. L'objectif de cette section est de présenter et comparer les modèles existants et de proposer une formulation alternative adaptée. Les modèles sont testés expérimentalement dans le chapitre suivant.

La norme CEI 61094-2:2009 [10] spécifie les exigences relatives à l'étalonnage en pression des microphones étalons LS (étalon de laboratoire, ou Laboratory Standard) par la méthode de réciprocité, et propose des modèles pour calculer l'impédance acoustique de transfert pour des coupleurs cylindriques.

Dans la suite du chapitre, le système considéré est une cavité cylindrique (longueur ℓ [m], rayon a [m], volume V [m^3]) fermée du côté $z = 0$ par la membrane d'un microphone émetteur entraînée par un champ de déplacement ξ [m] et une vitesse $v_t = j\omega\xi$ [$m{\cdot}s^{-1}$], et à son autre extrémité $z = \ell$ par la membrane du microphone récepteur avec une admittance acoustique Y_r [$m^3{\cdot}s^{-1}{\cdot}Pa^{-1}$] (figure 2.6). Ce dispositif correspond à un système utilisé lors de l'étalonnage des microphones par la méthode de la réciprocité. Dans le cadre de cette thèse, le choix de travailler avec des cavités cylindriques de dimensions normalisées plutôt qu'avec un GPDI, a pour but de pouvoir tester expérimentalement les modèles de manière indépendante. La validation d'un modèle permettra ensuite son utilisation pour l'étalon primaire.

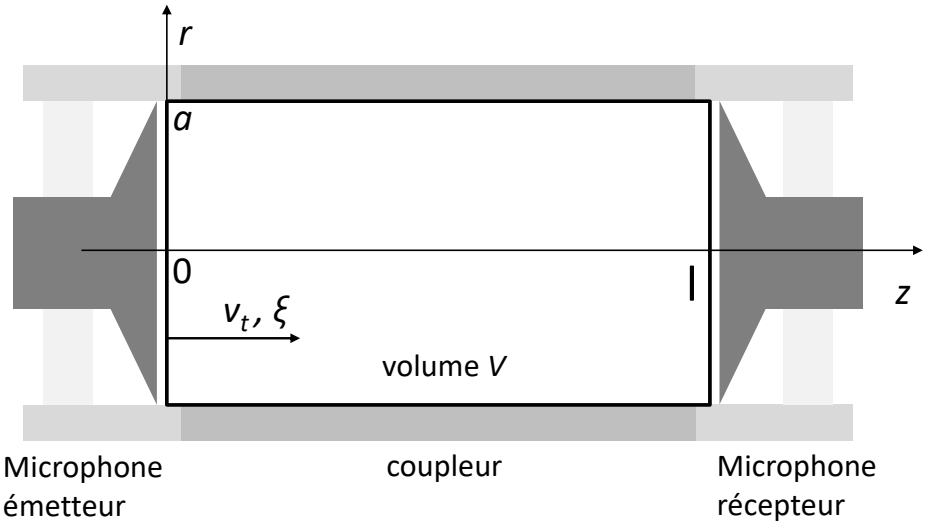


FIGURE 2.6 – Géométrie d'un coupleur cylindrique avec deux microphones couplés.

L'admittance acoustique de transfert Y_a [$m^3 \cdot s^{-1} \cdot Pa^{-1}$] pour un système formé de deux microphones couplés par une cavité, est définie comme étant « le quotient du flux de vitesse en court-circuit produit par le microphone émetteur par la pression acoustique agissant sur la membrane du microphone utilisé en récepteur » [10], c'est-à-dire :

$$Y_a = \frac{S v_t + Y_t\, p(0)}{p(\ell)} = \frac{-j\omega\delta V}{p} + Y_t\,. \tag{2.44}$$

En transposant cette formulation à un générateur infrason, dont l'admittance du générateur Y_t peut être considérée comme nulle, on peut observer qu'avec la connaissance de la variation de volume δV et d'un modèle théorique valide pour Y_a, on obtient une formulation du champ de pression p [Pa].

Dans son annexe A, la norme CEI 61094-2:2009 [10] présente deux formulations pour corriger la conduction thermique dans des conditions polytropiques :

(a.) La solution « ondes planes » qui considère à la fois des effets thermiques et visqueux dans des coupleurs à ondes planes, utilisable aux fréquences les plus hautes.

(b.) La solution « basses fréquences » qui prend en compte seulement des effets thermiques pour toutes les formes de coupleurs cylindriques, avec pour hypothèse majeure une pression uniforme dans la cavité. Cette solution est basée sur les travaux de Gerber [18].

Jackett fait remarquer dans [25] des écarts significatifs entre les modèles aux basses fréquences pour des coupleurs à ondes planes, ce qui indique que l'un des modèles (ou les deux) calcule(nt) incorrectement l'influence de la conduction thermique.

Avec pour objectif la réalisation d'un étalon primaire dans le domaine des fréquences infrasonores, la validation d'une modélisation acoustique pertinente constitue une étape préliminaire essentielle. Lors de l'analyse des origines des deux modèles standardisés, il apparaît qu'ils sont basés sur les équations fondamentales de l'acoustique en fluide thermo-visqueux. Les équations sont simplifiées sur la base de plusieurs hypothèses afin d'éviter une formulation trop complexe du problème. Ces hypothèses sont discutées ci-après. Une formulation alternative aux modèles normalisés est ensuite proposée.

2.2.1 CEI 61094-2:2009 : solution « ondes planes »

Dans le cas des hautes fréquences, il est recommandé d'utiliser la solution « ondes planes » normalisée de la CEI, qui convient à un coupleur cylindrique ayant le même diamètre que la membrane du microphone.

Selon [10], à des fréquences où l'on peut supposer une propagation en ondes planes, l'ensemble du système peut être considéré comme une ligne de transmission homogène. L'admittance acoustique de transfert Y_a est alors donnée sous la forme :

$$Y_a = \left(Y_r + Y_t\right)\cosh(k\ell) + \left(\frac{1}{Z_0} + Y_r Y_t\right)\sinh(k\ell)\,, \tag{2.45}$$

où Z_0 est l'impédance acoustique de l'onde plane dans le coupleur, k est le nombre d'onde complexe et Y_r et Y_t sont respectivement les admittances acoustiques de transfert des microphones récepteur et émetteur. Dans le cas d'un cylindre, le nombre d'onde complexe

k et l'impédance acoustique Z_0 s'écrivent respectivement :

$$k = \frac{j\omega}{c_0}\left(1 + \frac{1-j}{\sqrt{2}}\frac{1}{a}\left(\sqrt{\frac{\eta}{\omega\rho}} + (\gamma-1)\sqrt{\frac{\alpha_t}{\omega}}\right)\right),$$
$$\text{et} \tag{2.46}$$
$$Z_0 = \frac{\rho_0 c_0}{S_0}\left(1 + \frac{1+j}{\sqrt{2}}\frac{1}{a}\left(\sqrt{\frac{\eta}{\omega\rho}} - (\gamma-1)\sqrt{\frac{\alpha_t}{\omega}}\right)\right),$$

où ω est la pulsation [rad·s^{-1}], S_0 [m^2] la section du cylindre, ρ_0 la densité statique du gaz [kg·m^{-3}], c_0 [m·s^{-1}] la célérité adiabatique du son, γ le rapport des capacités calorifiques spécifiques, α_t [m^2·s^{-1}] la diffusivité thermique du gaz contenu dans le coupleur, et η [Pa·s] la viscosité de l'air.

De plus, afin de tenir compte des pertes par conduction thermique qui se produisent sur les surfaces aux extrémités, une admittance Y_b peut être ajoutée à chaque admittance des microphones Y_r et Y_t :

$$Y_b = \frac{S_0}{\rho_0 c_0}\frac{1+j}{\sqrt{2}}(\gamma-1)\frac{1}{c_0}\sqrt{\alpha_t\,\omega}, \tag{2.47}$$

ce qui conduit à l'expression suivante pour l'admittance acoustique de transfert :

$$Y_a = \Big(2Y_b + Y_r + Y_t\Big)\cosh(k\ell) + \left(\frac{1}{Z_0} + (Y_r + Y_b)(Y_t + Y_b)\right)\sinh(k\ell). \tag{2.48}$$

La solution « ondes planes » a été développée en utilisant une description revisitée et cohérente, basée sur les résultats analytiques disponibles dans la littérature, essentiellement la théorie de Kirchhoff [49, 20]. Guianvarc'h *et al.* fournissent dans [23] un développement du modèle qui est d'un grand intérêt ici afin de saisir les limites de la modélisation dans le contexte des infrasons.

Ce modèle normalisé est construit à partir des équations fondamentales de l'acoustique dans le fluide thermo-visqueux, à savoir :

— l'équation de Navier-Stokes ;

— l'équation de conservation de la masse ;

— l'équation de Fourier pour la conduction thermique.

Comme mentionné ci-avant, ces équations sont simplifiées en faisant plusieurs hypothèses afin d'éviter une formulation trop complexe du problème. En particulier, le système d'équations est simplifié en prenant l'hypothèse d'une approximation d'onde quasi plane. Dans le système de coordonnées cylindriques, cette approximation revient essentiellement à considérer que la dérivée spatiale de la variation de température τ [K] et la dérivée spatiale de la vitesse particulaire v [m·s^{-1}] par rapport aux coordonnées d'azimut et de hauteur, sont beaucoup plus petites que la dérivée par rapport à la coordonnée radiale dans l'équation de Fourier et dans celle de Navier-Stokes [23, eq. (10) et (11)].
L'épaisseur de couche limite thermique δ_h [m] peut s'écrire [48] :

$$\delta_h \approx \sqrt{\frac{2\alpha_t}{\omega}}. \tag{2.49}$$

Cette épaisseur étant liée à l'inverse de la racine de la fréquence, la simplification considérée de l'équation de Fourier n'est plus valable à mesure que δ_h augmente et donc que la fréquence diminue. En général, cette hypothèse simplifiée peut être considérée comme valide lorsque l'épaisseur δ_h est beaucoup plus petite que les dimensions caractéristiques de la cavité, ce qui conduit à :

$$\delta_h \ll \sqrt[3]{\mathrm{V}}. \tag{2.50}$$

Par exemple, à 0,1 Hz, la couche limite thermique δ_h atteint 8,2 mm, ce qui n'est pas négligeable par rapport aux dimensions des coupleurs normalisés utilisés pour les étalonnages par réciprocité. Néanmoins, cette formulation simplifiée semble être pertinente pour la description de la vitesse des particules dans une large bande de fréquences, et notamment jusqu'à certaines fréquences plus basses, étant données les dimensions typiques des coupleurs normalisés. La norme [10] stipule d'ailleurs que cette expression du problème reste valable tant que :

$$\omega\rho_0 a^2 > 100\eta, \tag{2.51}$$

ce qui correspond à des fréquences aux alentours de 3 Hz et 12 Hz pour les coupleurs normalisés, utilisés pour les étalonnages par réciprocité (diamètre 1" et 1/2"). De plus, l'impédance d'onde plane dans la cavité cylindrique Z_0 et le nombre d'onde complexe k fournis dans la norme CEI correspondent à des développements asymptotiques de formulations générales [23, eq. (23) et (24d)]. Ces formulations ne sont valables que dans l'hypothèse d'un « tube large », lorsque les couches limites thermiques sont négligées par rapport au rayon du coupleur cylindrique.

Par conséquent, la discussion développée ci-dessus suggère que la solution « ondes planes » citée dans la norme CEI 61094-2:2009 n'est pas appropriée pour l'étalonnage par réciprocité des microphones dans la bande de fréquences infrasonores. Cette solution est également inadaptée dans le cas du générateur à infrasons du CEA.

2.2.2 CEI 61094-2:2009 : solution « basses fréquences »

Pour les basses fréquences, la norme CEI 61094-2:2009 recommande l'utilisation de la solution « basses fréquences » qui est appropriée pour tout coupleur de forme cylindrique, étant donné que la pression est supposée uniforme dans la cavité. L'admittance acoustique de transfert Y_a est donnée par :

$$\mathrm{Y}_a = j\omega\frac{\mathrm{V}}{\gamma \mathrm{P}_0}\Delta_\mathrm{H} + \mathrm{Y}_r + \mathrm{Y}_t\,, \tag{2.52}$$

où P_0 [Pa] est la pression statique aux conditions de mesure. La correction thermique Δ_H appliquée au volume de la cavité V s'écrit :

$$\Delta_\mathrm{H} = \frac{\gamma}{1+(\gamma-1)\mathrm{E}_\mathrm{V}}\,, \tag{2.53}$$

avec $\mathrm{R} = \ell/(2a)$, et A [m^2] est l'aire totale des surfaces internes du cylindre,

$$\begin{aligned} \mathrm{E}_\mathrm{V} &= 1 - \mathrm{X}_\mathrm{V} + \frac{\pi\mathrm{R}^2+8\mathrm{R}}{\pi(2\mathrm{R}+1)^2}\mathrm{X}_\mathrm{V}^2 + \frac{3}{4}\sqrt{\pi}\frac{\mathrm{R}^3-6\mathrm{R}^2}{3\sqrt{\pi}(2\mathrm{R}+1)^3}\mathrm{X}_\mathrm{V}^3\,, \\ \mathrm{X}_\mathrm{V} &= \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{V}}\frac{1-j}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\gamma\alpha_t}{\omega}}\,. \end{aligned} \tag{2.54}$$

Cette formulation spécifique est basée sur l'une des deux solutions fournies par Gerber dans [18]. L'auteur résout le problème thermo-acoustique en considérant l'équation de Fourier pour la conduction thermique sans source thermique à l'intérieur du domaine :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \alpha_t \nabla^2\right)\tau = \frac{\gamma - 1}{\beta\gamma}\frac{\partial p}{\partial t}, \tag{2.55}$$

où la notation p représente pour lui la variation de pression produite par un générateur adapté. Cette variation de pression est décrite comme étant la cause de la variation de température τ dans le fluide, où t est le temps, ∇^2 est l'opérateur laplacien, et β l'accroissement de pression par unité d'accroissement de température à volume constant.

De plus, en utilisant la loi thermodynamique linéarisée exprimant la variation de densité en fonction des variables indépendantes p et τ,

$$\rho = \rho_0 \chi_T (p - \beta\tau), \tag{2.56}$$

l'équation de Fourier (2.55) peut se réécrire :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \gamma\alpha_t \nabla^2\right)\tau = \frac{\gamma - 1}{\beta\chi_T\rho_0}\frac{\partial \rho}{\partial t}, \tag{2.57}$$

où la notation ρ représente pour Gerber la variation de densité produite par un générateur adapté, cette variation de densité étant la cause de la variation de température. Il propose de résoudre l'équation de conduction thermique pour τ en considérant deux interprétations différentes :

1. La variation de la pression p produite par un générateur de pression (impédance nulle) est la cause de la variation de température τ. La variation de pression p est supposée être uniforme dans la cavité, cette quantité étant supposée caractériser la source du champ acoustique de l'équation (2.55) ;
2. La variation de la densité ρ produite par un générateur de débit (impédance infinie) est la cause de la variation de température τ. La variation de densité ρ est supposée être uniforme dans la cavité, cette quantité étant supposée caractériser la source du champ acoustique de l'équation (2.57).

La deuxième interprétation (impédance infinie) conduit à l'équation (2.53) pour la correction thermique Δ_H implémentée dans l'édition actuelle de la norme CEI 61094-2:2009 pour la solution « basses fréquences » ainsi que dans l'édition précédente de 1992 [50].

La présentation de deux problèmes mathématiques différents alors que le problème acoustique de la cavité est unique soulève des questions sur la pertinence de la formulation telle que définie par Gerber. Une analyse de ces interprétations semble primordiale afin de comprendre les enjeux relatifs aux conséquences du choix d'un modèle.

(a.) Selon les interprétations de Gerber, l'équation de Fourier pour la conduction thermique est interprétée comme une équation de diffusion dans laquelle le second membre en p (2.55) ou en ρ (2.57) exprime la contribution d'une source (impédance nulle ou infinie) dans le processus de diffusion. Cette approche ne semble pas appropriée puisque ni la variation de pression p ni la variation de densité ρ dans l'équation de conduction de la chaleur ne représentent l'influence d'une source,

mais décrivent l'état thermodynamique du fluide dans la cavité. De façon rigoureuse, si une source thermique agit dans le domaine, sa contribution doit être prise en compte via un terme supplémentaire h_c dans l'équation de conduction thermique [44, section 2.5.1] comme présenté dans l'équation (2.18); en dehors de cette source ce terme devient nul. De plus, si une source agit aux frontières du domaine, elle doit être prise en compte dans les conditions aux limites. Par conséquent, l'interprétation qui consiste à supposer que p ou ρ représentent respectivement l'influence d'un générateur d'impédance nulle ou d'impédance infinie n'est pas appropriée; ceci pourrait conduire à une confusion dans le choix entre les deux interprétations fournies par Gerber. En effet, une revue de la littérature disponible suggère que la mise en œuvre de la deuxième interprétation de Gerber (impédance infinie) dans les éditions 1992 et 2009 de la norme CEI 61094-2 était basée sur la référence [21]. L'auteur avait recommandé cette interprétation en utilisant comme argument le fait que l'impédance acoustique des microphones étalonnés par réciprocité est généralement très élevée.

(b.) En ce qui concerne la seconde interprétation (impédance infinie), on suppose que la variation de densité du fluide ne dépend pas des coordonnées à l'intérieur de la cavité (2.57), *i.e.* que ρ est uniforme. Selon les lois thermodynamiques de base pour les gaz (2.56), lorsque le champ de pression p est uniforme, cette hypothèse est incompatible avec celle selon laquelle le champ de température τ est non uniforme à l'intérieur de la cavité. En revanche, la résolution de l'équation de conduction thermique (2.55) lorsque les dimensions de la cavité sont bien inférieures à la longueur d'onde acoustique et dans la mesure où l'hypothèse que la pression p est uniforme dans le coupleur (première interprétation de Gerber) semble appropriée dans la bande des basses fréquences. Cette formulation est discutée dans la prochaine section.

(c.) La solution (2.54) donnée dans l'actuelle norme CEI 61094-2, est un développement asymptotique de Laplace à court terme sur X_ν, déduit d'une solution générale fournie par Gerber [18, (24b)]. Un tel développement est uniquement valide pour ω non petit, puisque X_ν est proportionnel à $1/\sqrt{\omega}$. Cette solution à court terme n'est pas appropriée dans la mesure où la fréquence diminue et d'autant moins dans la bande des fréquences infrasonores. À titre d'exemple, dans le cas d'une cavité de 6 mm de hauteur et 18,6 mm de diamètre avec deux microphones B&K 4160, l'erreur sur $\|E_V\|$ faite avec le développement à court terme (2.54) par rapport à la solution complète [18] est supérieure à 0,1 dB lorsque la fréquence est inférieure à 0,4 Hz.

Par conséquent, la discussion développée ci-dessus suggère que la solution « basses fréquences » citée dans la norme CEI 61094-2:2009 ne devrait pas être appropriée pour l'étalonnage des microphones étalons par la méthode de réciprocité, en particulier dans la bande des fréquences infrasonores. La section suivante vise à surmonter ces limites par le biais d'une formulation alternative.

2.2.3 Modèle alternatif pour les basses fréquences

La formulation qui suit utilise la description du problème présenté en figure 2.6, et prend pour unique hypothèse une pression uniforme dans la cavité. Les variables décrivant les états dynamiques et thermodynamiques du fluide sont la variation de pression p [Pa], la vitesse des particules v [m·s^{-1}], la variation de densité ρ [kg·m^{-3}], la variation d'entropie s, et la variation de température τ [K]. Les paramètres qui spécifient les propriétés et la nature du fluide sont les valeurs ambiantes de la densité ρ_0 [kg·m^{-3}], la pression statique P_0 [Pa], le coefficient de viscosité de cisaillement μ [Pa·s] et de volume η [Pa·s], et le coefficient de conductivité thermique λ [W·m^{-1}·K^{-1}].

Équations fondamentales de l'acoustique linéaire

Les équations linéarisées et homogènes qui régissent de petites perturbations d'amplitude du fluide peuvent s'écrire :

– **Équation de Navier-Stokes**
Sans source de force, cette équation peut prendre la forme :

$$\frac{1}{c_0}\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0 c_0}\nabla p = \ell_v \nabla(\nabla \cdot v) - \ell'_v \nabla \times (\nabla \times v)\,, \tag{2.58}$$

avec ℓ_v et ℓ'_v des longueurs caractéristiques visqueuses définies par :

$$\ell_v = \frac{1}{\rho_0 c_0}\left(\frac{4}{3}\mu + \eta\right) \quad \text{et} \quad \ell'_v = \frac{\mu}{\rho_0 c_0}\,,$$

et $c_0 = \sqrt{\gamma/(\rho_0 \chi_T)}$ la célérité adiabatique du son. Lorsque les dimensions de la cavité peuvent être considérées comme étant négligeables devant la longueur d'onde, le champ de pression dynamique est considéré uniforme dans la cavité, et ce, même dans les couches limites thermiques et visqueuses. Dans ce cas, $\nabla p = 0$, la vitesse particulaire est proche de zéro en tout point de la cavité, et les effets visqueux disparaissent. En fait, l'équation de Navier Stokes n'est pas requise dans cette formulation du problème, comme pour l'équation (2.11).

– **Équation de conservation de la masse**
L'équation de conservation de la masse peut s'écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla v = 0\,. \tag{2.59}$$

En intégrant cette équation sur le volume complet de la cavité, on obtient :

$$\iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t}\,dV + \rho_0 \iint_A v\,dA = 0\,. \tag{2.60}$$

Puisque certaines surfaces de la cavité sont animées par un mouvement vibratoire (ici en $z = 0$, avec la membrane du microphone émetteur), et d'autres sont caractérisées par leur

impédance Z (pression/vitesse, ici en $z = \ell$, avec le microphone récepteur), cette équation peut prendre la forme suivante :

$$\iiint_{\mathrm{V}} \rho \, \mathrm{dV} + \rho_0 \iint_{\mathrm{A}} \xi \, \mathrm{dA} + \frac{\rho_0}{j\omega} \iint_{\mathrm{A}} \frac{p}{\mathrm{Z}} \, \mathrm{dA} = 0. \tag{2.61}$$

En prenant en compte l'hypothèse de pression uniforme, la valeur moyenne de l'admittance de paroi $1/\mathrm{Z}$ prend la forme :

$$\iint_{\mathrm{A}} \frac{p}{\mathrm{Z}} \, \mathrm{dA} = p \iint_{\mathrm{A}} \frac{1}{\mathrm{Z}} \, \mathrm{dA} = \frac{p\mathrm{A}}{\mathrm{Z}}, \tag{2.62}$$

ce qui permet d'écrire

$$\frac{1}{\rho_0} \iiint_{\mathrm{V}} \rho \, \mathrm{dV} + \delta\mathrm{V} + \frac{p\mathrm{A}}{j\omega\mathrm{Z}} = 0, \tag{2.63}$$

La variation du volume de la cavité $\delta\mathrm{V}$ est due au champ de déplacement de la membrane du microphone émetteur :

$$\delta\mathrm{V} = \iint_{\mathrm{S}} \frac{v}{j\omega} \, \mathrm{dS} = -\mathrm{S}_0 \xi. \tag{2.64}$$

– Équation de bivariance du milieu pour les gaz

La combinaison de l'équation thermodynamique linéarisée exprimant la variation de densité (2.56) avec (2.63) conduit à :

$$\left(1 + \frac{\mathrm{A}}{j\omega\mathrm{Z}\chi_{\mathrm{T}}\mathrm{V}}\right) p - \frac{\beta}{\mathrm{V}} \iiint_{\mathrm{V}} \tau \, \mathrm{dV} = \frac{\delta\mathrm{V}}{\chi_{\mathrm{T}}\mathrm{V}}. \tag{2.65}$$

Cette équation montre en particulier que le champ de pression ne dépend pas de $\tau(r, z, t)$ mais de sa valeur moyenne $\langle\tau\rangle$ sur tout le volume V, alors que τ varie significativement dans les couches limites :

$$\left(1 + \frac{\mathrm{A}}{j\omega\mathrm{Z}\chi_{\mathrm{T}}\mathrm{V}}\right) p - \beta \langle\tau\rangle = \frac{\delta\mathrm{V}}{\chi_{\mathrm{T}}\mathrm{V}}. \tag{2.66}$$

– Équation de Fourier de conduction de la chaleur

L'équation de Fourier pour la conduction thermique, prenant en compte la loi thermodynamique exprimant la variation d'entropie s comme une fonction des variables indépendantes p et τ par :

$$s = \frac{\mathrm{C_P}}{\mathrm{T}}\tau + \frac{\beta\chi_{\mathrm{T}}}{\rho_0} p,$$

peut s'écrire sous la forme :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \alpha_t \nabla^2\right) \tau = \frac{\gamma - 1}{\beta\gamma} \frac{\partial p}{\partial t}, \tag{2.67}$$

Il est important de noter que la variation de pression p dans le second terme de l'équation de la chaleur décrit ici l'état thermodynamique du fluide dans la cavité, et ne représente pas l'influence d'une source.

Avec un champ de pression uniforme dans la cavité, la solution de cette équation pour un problème axisymétrique (solution qui ne dépend pas de la coordonnée azimutale), et

dans le cas où $\tau = 0$ aux parois, est donnée par Gerber [18] pour la valeur moyenne $\langle\tau\rangle$ sur le volume V sous la forme :

$$\langle\tau\rangle = p\,\frac{\gamma-1}{\beta\gamma}\mathrm{E_P}\,, \tag{2.68}$$

avec E_p qui est donné par la formulation générale :

$$\begin{aligned}\mathrm{E_P} &= \sum_{m=0}^{+\infty}\sum_{n=1}^{+\infty}\frac{8/\pi^2}{(m+1/2)^2\lambda_n^2}\,\frac{1}{1+\dfrac{\lambda_n^2\mathrm{R}^2+(m+1/2)^2\pi^2}{(1+2\mathrm{R})^2}\mathrm{X_P^2}}\,,\\ \mathrm{X_P} &= \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{V}}\frac{1-j}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\alpha_t}{\omega}}\,.\end{aligned} \tag{2.69}$$

À partir de cette solution, un développement à court terme par transformée de Laplace peut également être écrit :

$$\mathrm{E_P} \approx 1-\mathrm{X_P}+\frac{\pi\mathrm{R}^2+8\mathrm{R}}{\pi(2\mathrm{R}+1)^2}\mathrm{X_P^2}+\frac{3}{4}\sqrt{\pi}\frac{\mathrm{R}^3-6\mathrm{R}^2}{3\sqrt{\pi}(2\mathrm{R}+1)^3}\mathrm{X_P^3}\,. \tag{2.70}$$

Champ de pression dans la cavité

En combinant (2.68) avec (2.65), le champ de pression dans la cavité est donné par :

$$p = -\frac{\delta\mathrm{V}}{\chi_\mathrm{T}\mathrm{V}}\,\frac{1}{1+\dfrac{1}{j\omega\chi_\mathrm{T}\mathrm{V}}\mathrm{Y}_r-\dfrac{\gamma-1}{\gamma}\mathrm{E_P}}\,, \tag{2.71}$$

dans lequel le ratio A/Z est développé sous la forme :

$$\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{Z}} = \iint_\mathrm{A}\frac{1}{\mathrm{Z}}\mathrm{d}\mathrm{A} = \iint_\mathrm{S}\frac{\mathrm{Y}_r}{\pi a^2}\mathrm{d}\mathrm{S} = \int_0^{2\pi}\int_0^a\frac{\mathrm{Y}_r}{\pi a^2}r\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\theta = \mathrm{Y}_r\,. \tag{2.72}$$

En prenant l'hypothèse d'un gaz parfait dans la cavité, $\gamma/\chi_\mathrm{T} \approx \gamma\mathrm{P}_0$ amène à l'expression :

$$p = -\frac{\delta\mathrm{V}}{\mathrm{V}}\,\frac{\mathrm{P}_0}{1+\dfrac{\mathrm{P}_0}{j\omega\mathrm{V}}\mathrm{Y}_r-\dfrac{\gamma-1}{\gamma}\mathrm{E_P}}\,. \tag{2.73}$$

Admittance acoustique de transfert

L'admittance acoustique de transfert Y_a pour un système formé de deux microphones couplés par une cavité, est définie par :

$$\mathrm{Y}_a = \frac{\mathrm{S}v_t+\mathrm{Y}_t\,p(0)}{p(\ell)} = \frac{-j\omega\delta\mathrm{V}}{p}+\mathrm{Y}_t\,. \tag{2.74}$$

En combinant la définition de Y_a avec l'expression (2.73), il s'ensuit

$$\mathrm{Y}_a = \frac{j\omega\mathrm{V}}{\gamma\mathrm{P}_0}\Big[\gamma\ -(\gamma-1)\mathrm{E_P}\Big]+\mathrm{Y}_r+\mathrm{Y}_t\,. \tag{2.75}$$

Cette solution est équivalente à celle de l'interprétation de Gerber pour un générateur de pression, sauf qu'ici l'admittance du microphone récepteur est prise en compte grâce à la formulation de l'équation de conservation de la masse.

2.2.4 Comparaison des modèles

Les quatre modèles d'admittance acoustique de transfert présentés précédemment peuvent être brièvement présentés comme suit :

1. Le modèle normalisé dans CEI 61094-2:2009 « ondes planes » eq. (2.48).
2. Le modèle normalisé dans CEI 61094-2:2009 « basses fréquences » (2.52) basé sur un développement à court terme de la solution de Gerber pour E_v (2.54).
3. Le *modèle alternatif à court terme basses fréquences* (2.75) basé sur un développement à court terme de la solution de Gerber pour E_p (2.70).
4. Le *modèle alternatif général basses fréquences* (2.75) basé sur la solution complète de Gerber pour E_p (2.69).

La figure 2.7 présente les modèles théoriques d'admittances acoustiques de transfert pour un coupleur cylindrique d'un diamètre de 18,6 mm et d'une hauteur de 6 mm, avec deux microphones B&K 4160. Le cadre propose un zoom des quatre modèles entre 1 Hz et 20 Hz.

Il convient de noter qu'à 1 Hz, la norme CEI 61094-2:2009 solution « basse fréquence » diffère significativement de 0,1 dB par rapport aux autres modèles. À 0,01 Hz, les écarts atteignent plusieurs dB et sont très importants. Ces écarts entre les formulations montrent que la précision de la modélisation acoustique de l'admittance acoustique de transfert est l'un des principaux problèmes à résoudre pour obtenir un étalon primaire acoustique dans la bande de fréquences infrasonores. Déjà à 1 Hz, ce qui est le cœur de l'étude, les modèles diffèrent.

L'objectif du chapitre suivant est de mettre en évidence par l'expérimentation les limites des formulations standardisées et d'estimer la validité potentielle des solutions alternatives en basses fréquences discutées dans cette section, en vue d'appliquer le plus pertinent des modèles à un étalon primaire générateur d'infrasons.

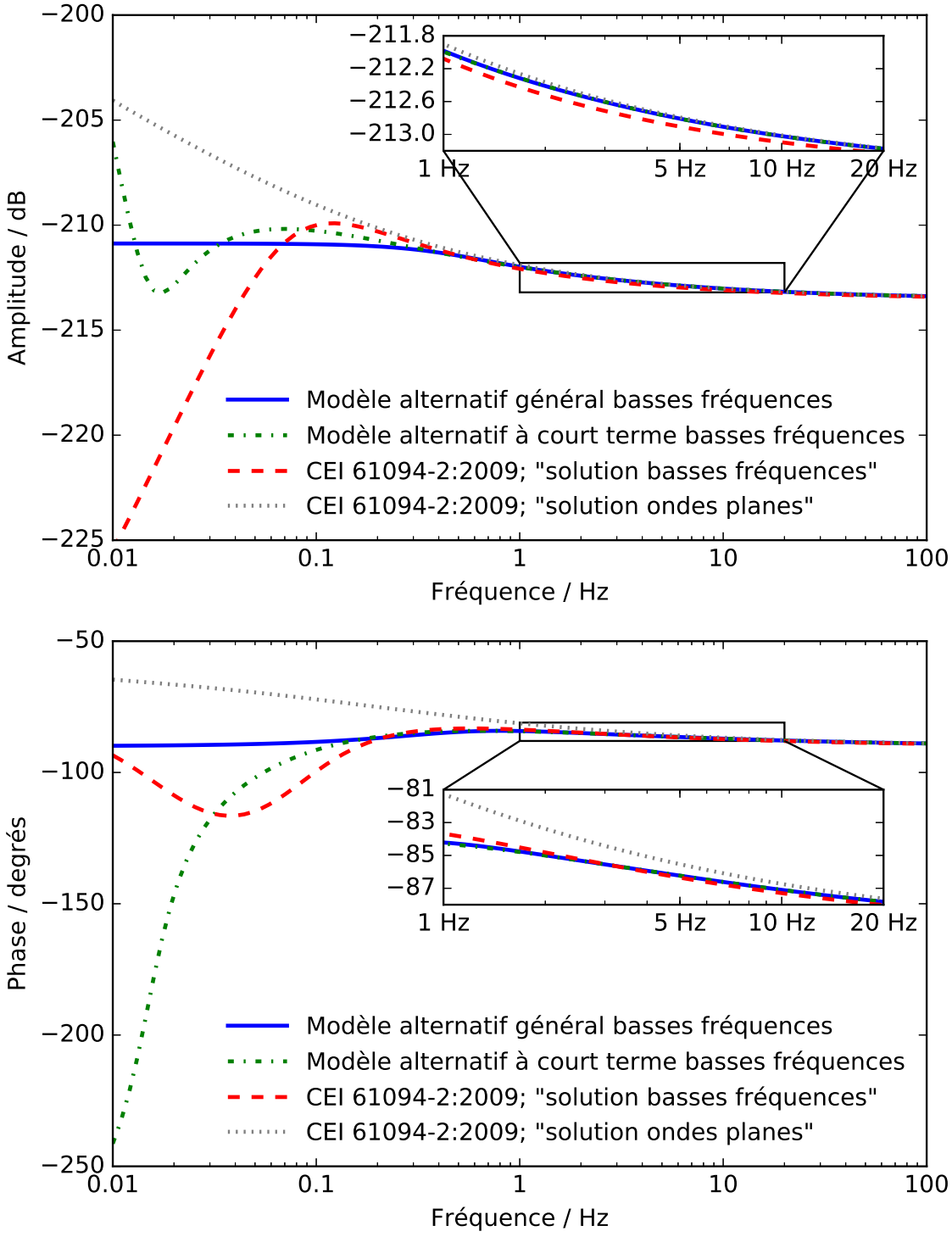


FIGURE 2.7 – Amplitude (en dB ref. 1 $m^3s^{-1}Pa^{-1}$), et phase (en degrés) de l'admittance acoustique de transfert théorique en fonction de la fréquence pour une cavité cylindrique d'un diamètre de 18,6 mm et d'une hauteur de 6 mm couplée à deux microphones B&K Type 4160.

Chapitre 3

Validations expérimentales

« Étant donné un mur,
que se passe-t-il derrière ? »

JEAN TARDIEU

« Tout est relatif.
Et encore, ça dépend. »

ALBERT EINSTEIN, D'APRÈS GRÉGOIRE LACROIX

Sommaire

3.1 Estimation du modèle à 17 paramètres 49
3.1.1 Description du dispositif expérimental 50
3.1.2 Algorithme génétique 56
3.1.3 Minimisation barycentrée 59
3.1.4 Résultats et discussions 60
3.1.5 Conclusion sur la modélisation à 17 paramètres 64
3.2 Validations des formulations de l'admittance acoustique de transfert . . 65
3.2.1 Protocole expérimental 65
3.2.2 Méthodologie 67
3.2.3 Contrôle de l'environnement 69
3.2.4 Préamplificateurs 70
3.2.5 Étanchéité 71
3.2.6 Traitement des mesures 73
3.2.7 Résultats et discussions 76
3.2.8 Conclusion sur les modèles d'admittance acoustique de transfert . 80

L'objectif de ce chapitre est de tester expérimentalement la modélisation paramétrique du système physique générateur d'infrasons présentée au chapitre précédent, qui pourra servir d'exemple à la réalisation d'un étalon primaire, puis de tester la validité des modèles analytiques de l'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques en vue de servir de modèles étalons.

La première partie de ce chapitre propose d'estimer les 17 paramètres de la modélisation analytique du GPDI du CEA, au travers d'un algorithme d'optimisation génétique évolutif, à partir de la mesure de sa réponse en fréquences, mesure effectuée avec un microphone et un microbaromètre. Cette étude est réalisée sur une plage de fréquences allant de $4{,}0 \cdot 10^{-4}$ Hz à 300 Hz. Le dispositif expérimental et la comparaison de la mesure avec la modélisation analytique permettent d'identifier les paramètres qui jouent un rôle important dans le comportement du GPDI. Les résultats permettent d'envisager des améliorations mécaniques du système avec la compréhension des phénomènes physiques en jeu. Ils améliorent la confiance dans les mesures effectuées avec cet équipement. Ils apportent également des clés pour le développement d'un étalon primaire.

La diminution de la complexité de la modélisation du générateur en réduisant son nombre de paramètres revient à utiliser l'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques, utilisée lors de l'étalonnage des microphones étalons par la méthode de réciprocité [10].

Dans la seconde partie, on se propose justement d'étudier expérimentalement la validité des modèles d'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques présentés analytiquement au chapitre précédent. Toujours en vue du développement d'un étalon primaire, cette validation expérimentale de résultats théoriques est une étape primordiale pour évaluer la confiance que l'on pourra avoir dans cet équipement.

Ce chapitre expérimental a pour but de définir un modèle analytique étalon associé à l'objet étalon primaire, qui sera présenté au chapitre suivant.

3.1 Estimation du modèle à 17 paramètres

Cette étude est une étape préliminaire au dimensionnement d'un étalon primaire. En effet, la fonction du générateur infrason du CEA est d'étalonner des capteurs infrasonores, par comparaison de leur réponse avec une référence métrologique : un microphone étalonné à 2 Hz. Un des problèmes majeur de cet équipement est que sa réponse en fréquence n'est pas traçable au SI sous 2 Hz. Ceci est d'autant plus vrai qu'il n'y a pas de CMC (Calibration and Measurement Capabilities) dans la base de données du BIPM (Bureau International des Poids et Mesures) pour les fréquences sous les 2 Hz [13].

Lorsque l'on cherche à connaître la réponse des capteurs sous 2 Hz, aucune référence métrologique n'existe, et il n'est même pas possible d'extrapoler une réponse fiable du microphone de référence dans la partie basse du spectre (figure 3.1).

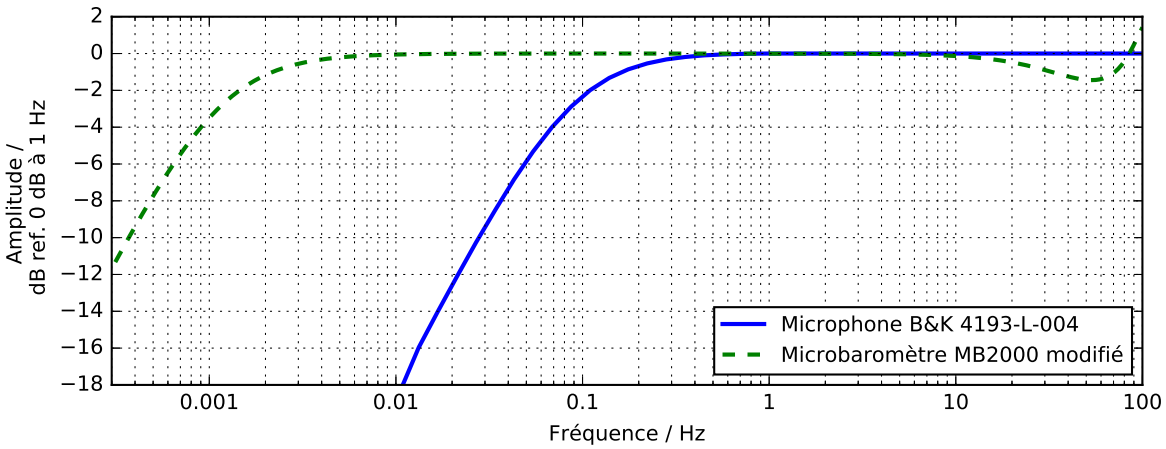


FIGURE 3.1 – Réponse théorique en amplitude d'un microphone B&K 4193-L-004 et du microbaromètre MB2000 modifié pour l'expérience.

Jusqu'à présent, pour prendre en compte le comportement du générateur infrason, seule une réponse parfaitement linéaire, corrigée d'une pente mesurée (cf. figure 2.2), a été prise en compte. L'objet de ce paragraphe est de mesurer la réponse du générateur infrason du CEA avec différents capteurs, afin de minimiser les écarts entre le modèle à 17 paramètres présenté au chapitre précédent et les mesures. Les résultats permettront d'identifier les paramètres qui jouent un rôle important dans le fonctionnement d'un système de génération d'infrason sur une très large bande de fréquences, allant de 10^{-4} Hz jusqu'à 300 Hz.

3.1.1 Description du dispositif expérimental

Les mesures de la réponse du générateur infrason (❶ fig. 3.2) ont été effectuées avec deux capteurs. Pour les points de fréquence de 10 Hz à 300 Hz, un microphone de laboratoire type B&K 4193-L-004 (③ fig. 3.2) est utilisé. Ce microphone est étalonné par le pistonphone laser [36] du NPL (National Physical Laboratory). Sous 10 Hz, et jusqu'à 4,0 10^{-4} Hz, la réponse théorique d'un microbaromètre MB2000 est utilisé (❷ fig. 3.2). Cette réponse théorique est relative à la sensibilité du microphone à 10 Hz.

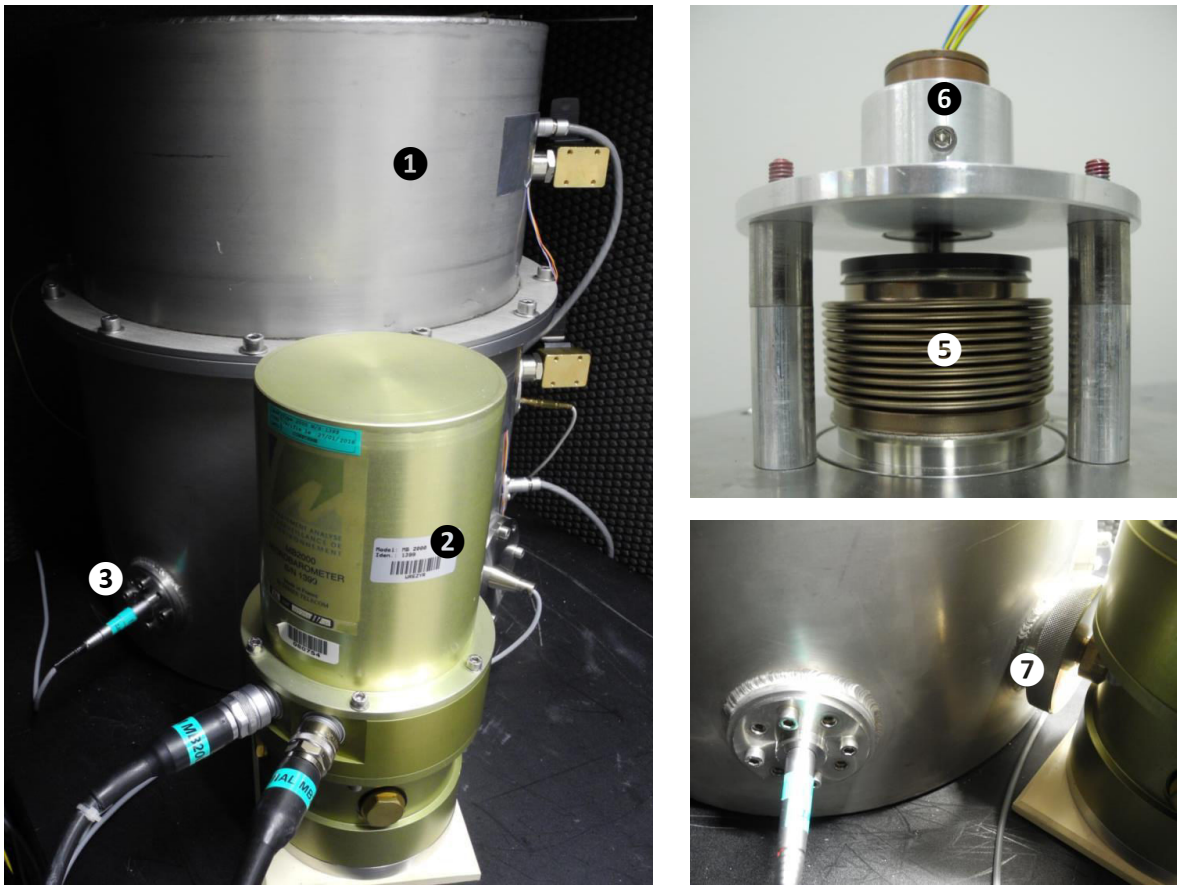
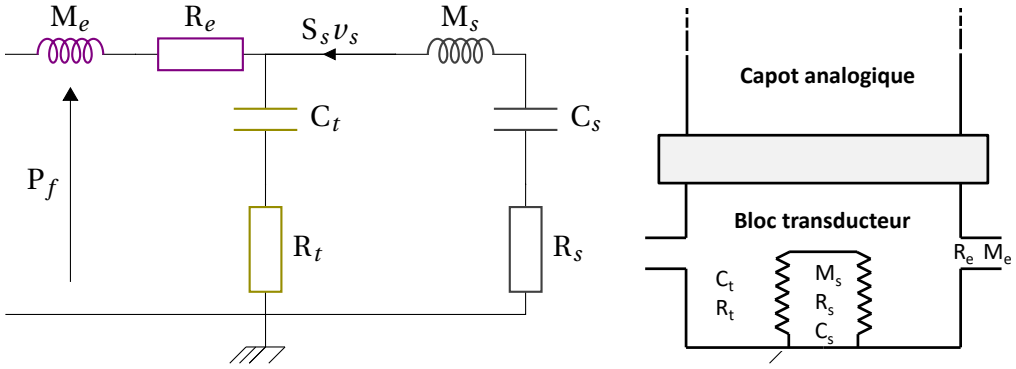


FIGURE 3.2 – Photos du dispositif de mesure.

Le MB2000 (❷ fig. 3.2) est un capteur géophysique qui mesure des pressions dynamiques infrasonores dans l'air. Il est composé dans sa partie basse d'une cavité, exposée au champ de pression à mesurer, dans laquelle se trouve un soufflet métallique anéroïde (⑤ fig. 3.2). La mesure de la déformation de ce soufflet (via un LVDT, ❻ fig. 3.2) donne une image de la variation du champ de pression auquel il est soumis. La cavité du MB2000 est couplée au générateur infrason via une buse cylindrique et un système étanche de couplage (⑦ fig. 3.2). Dans sa partie haute se trouve l'électronique analogique d'acquisition.

Mario Rossi dans [51] présente en détail des analogies possibles entre un système électroacoustique, un système acoustique et un système mécanique. Basée sur cette théorie, la modélisation d'un point de vue acoustique d'un MB2000 peut être réalisée sous la forme présentée en figure 3.3 inspirée des études [52] et [53]. La modélisation à constantes localisées du bloc transducteur d'un MB2000 (3.3a) utilise les grandeurs suivantes : M_e et

M_s sont respectivement les masses acoustiques de la buse de couplage et du volume du soufflet ; R_e, R_t et R_s sont respectivement les raideurs acoustiques de l'entrée d'air, du volume de la cavité du MB2000 et du soufflet ; $S_s v_s$ est le débit du soufflet de surface S_s et de vitesse v_s ; et enfin C_t et C_s sont les compliances acoustiques liées respectivement aux volumes de la cavité du MB2000 et du soufflet. Un schéma descriptif des grandeurs utilisées est disponible en figure 3.3b, et leur valeurs numériques sont présentées en tableau 3.1.



(a) Constantes localisées MB2000.

(b) Schéma du MB2000.

FIGURE 3.3 – Modélisation à constantes localisées du MB2000 et le schéma associé.

À partir de cette description, en négligeant la contribution de la buse de couplage, l'impédance du MB2000 peut s'écrire sous la forme :

$$Z_{\text{MB2000}} = \frac{\left(R_s + j\omega M_s + \frac{1}{j\omega Cs}\right)\left(R_t + \frac{1}{j\omega Ct}\right)}{R_s + j\omega M_s + \frac{1}{j\omega Cs} + R_t + \frac{1}{j\omega Ct}}. \tag{3.1}$$

En dessous de 10 Hz, cette impédance peut être approximée et s'écrire au premier ordre :

$$Z_{\text{MB2000}} = \frac{1}{j\omega\,(C_s + C_t)} + \frac{C_s^2 Rs + C_t^2 R_t}{(Cs + Ct)^2}. \tag{3.2}$$

En prenant les grandeurs numériques du tableau 3.1, on se rend compte que l'influence du soufflet dans l'impédance du capteur est faible. Le MB2000 peut être assimilé en basses fréquences à une simple cavité et une résistance acoustique. Le transducteur de mesure de la déformation du soufflet ayant une réponse linéaire, on peut extrapoler le comportement de ce capteur comme possédant une réponse plate en basses fréquences.

Description	Résistance ac. $(Pa \cdot s \cdot m^{-3})$	Compliance ac. $(m^3 \cdot Pa)$	Masse ac. $(kg \cdot m^{-4})$
Entrée d'air	R_e = *négligée*		M_e = *négligée*
Cavité	$R_t = 500$	$C_t = 4{,}23 \cdot 10^{-9}$	
Soufflet	$R_s = 2{,}62 \cdot 10^5$	$C_s = 5{,}1 \cdot 10^{-11}$	$M_s = 2{,}85 \cdot 10^4$

TABLEAU 3.1 – Paramètres d'un MB2000 pour un modèle à constantes localisées.

Afin d'éviter les problèmes de saturation sur les composants électroniques du capot analogique, un filtre passe-haut du premier ordre dans les basses fréquences est présent dans ce capteur. Il permet également de régler en laboratoire la fréquence de coupure basse du capteur. Dans le cadre de cette expérience, ce filtre du premier ordre est modifié afin d'avoir une fréquence de coupure à -3 dB à environ 1 mHz. Cette modification permet deux choses : la première est de pouvoir choisir et mesurer rigoureusement les composants pour obtenir la réponse théorique du capteur la plus fiable possible ; la seconde est de pouvoir augmenter le rapport signal à bruit dans la partie basse de la bande de fréquences sur laquelle cette étude est menée. Faute de pouvoir être étalonnée, la réponse théorique analytique du microbaromètre [53, 54] est choisie comme référence relative au niveau de pression mesuré à 10 Hz par le microphone.

Descendre à des fréquences si basses est inhabituel pour ce type d'équipement. En effet, l'OTICE demande des caractérisations de capteurs de 0,01 Hz à 28 Hz. Le choix de descendre jusqu'à 10^{-4} Hz est fait afin d'explorer intégralement la zone de transition thermodynamique entre l'isotherme et l'adiabatique pour ce système.

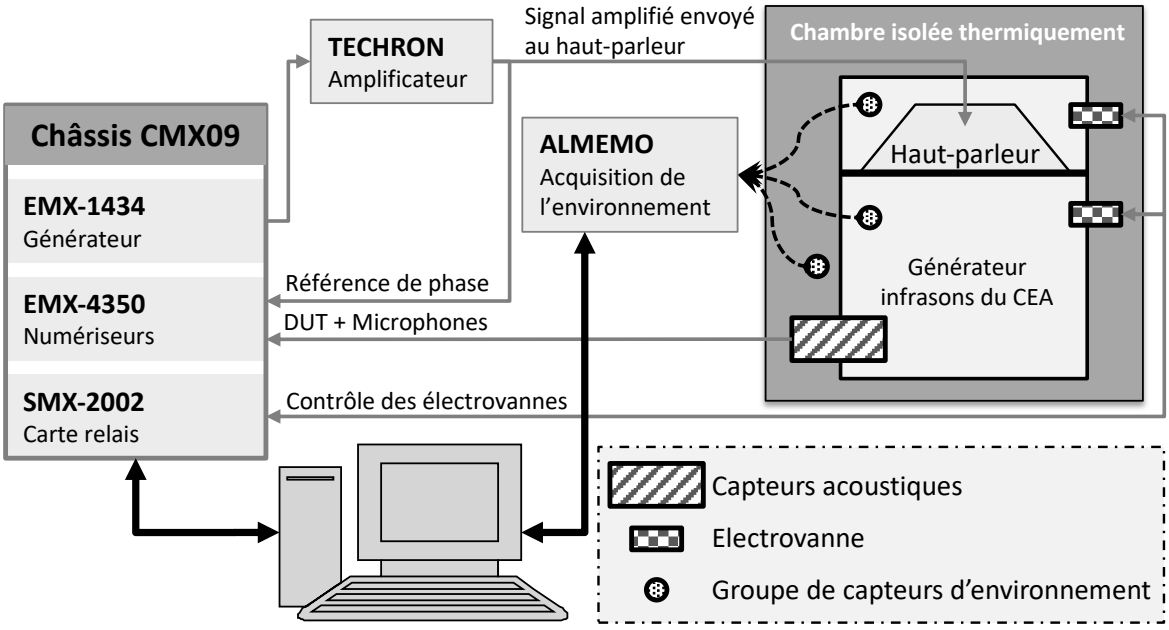


FIGURE 3.4 – Schéma du dispositif de mesure.

La figure 3.4 présente une illustration du dispositif de contrôle/commande du banc de mesure. La génération du signal envoyé au générateur infrason, ainsi que la numérisation des signaux des capteurs sont effectuées par un châssis VTI Instruments CMX09, avec un générateur de forme d'onde EMX-1434 et deux numériseurs 24 bits EMX-4350. Le signal multi-sinus ainsi généré est amplifié au travers d'un amplificateur de puissance qui passe le continu : un AE TECHRON 7224 DC-enabled AC amplifier. Ce signal est envoyé à la fois au haut-parleur du GPDI, et est numérisé par un EMX-4350. Une carte relais SMX-2002 commande deux électrovannes qui servent à égaliser la pression statique entre les deux cavités dans le cas d'importants changements de pression statique à l'extérieur du dispositif pendant l'utilisation du système. Durant toute la séquence de mesure, une sta-

tion ALMEMO 5690-1M enregistre des mesures de l'environnement avec une douzaine de sondes de température, hygrométrie et pression statique. Ces sondes sont placées à l'intérieur et à l'extérieur des cavités, sur les surfaces du GPDI et dans l'air. Le générateur infrason et tous ses capteurs sont localisés dans une chambre fermée, isolée thermiquement, ce qui permet de réduire significativement les hautes-fréquences des variations de température ambiante.

DORIS Metrology

Le système complet est commandé au travers d'un logiciel appelé DORIS Metrology développé dans le cadre de cette thèse. L'acronyme DORIS Metrology signifie *Device for Operating Research in InfraSounds Metrology*. Ce logiciel est utilisé aujourd'hui exclusivement pour le générateur infrason du CEA, mais il est également destiné à commander le banc primaire infrason. À plus long terme, il se transformera petit à petit en plateforme de développement pour les procédures métrologiques des capteurs géophysiques au sens large (infrason, sismique, hydrophone...). La particularité de ce logiciel de commande de banc est qu'il a été développé afin de fonctionner de manière autonome pour toute la durée d'une campagne de mesure, soit pour des périodes allant de quelques heures jusqu'à plusieurs semaines. DORIS Metrology a nécessité 6 mois de développements et de tests au sein du CEA, pour ensuite être industrialisé par une société spécialisée. Une capture d'écran est présentée en figure 3.5. On peut y voir les fonctionnalités de base du logiciel, à savoir l'acquisition et la restitution de l'amplitude et de la phase de signaux numérisés provenant de capteurs géophysiques, ainsi que l'enregistrement de sondes de température, de pression et d'hygrométrie.

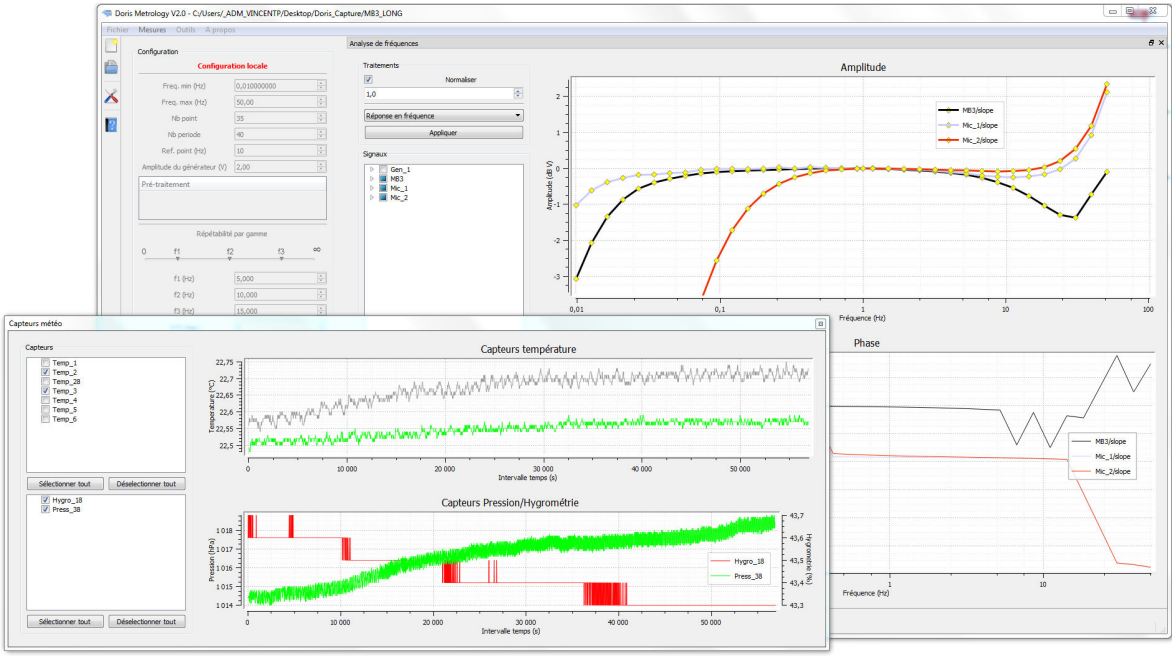


FIGURE 3.5 – Capture d'écran DORIS.

Points de fréquence

Pour chaque point de fréquence d'intérêt, un signal sinusoïdal est généré plusieurs fois, afin d'obtenir suffisamment d'informations de répétabilité. La durée d'une campagne de mesure dépend directement de trois paramètres : la bande de fréquences, le nombre de points d'intérêt, et le nombre de périodes voulues pour chaque point généré. Plus la fréquence est basse, plus la durée de mesure est longue. Dans le cas de cette campagne, les mesures ont duré environ cinq jours consécutifs.

L'amplitude et la phase des signaux numérisés sont obtenues suivant la méthode présentée en annexe B, inspirée par la norme IEEE 1057:2017 [55].

Égalisation de la pression statique

Puisque les mesures durent plusieurs jours pour descendre à 4,0 10^{-4} Hz, la pression statique externe peut varier jusqu'à ±20 hPa autour de la valeur initiale. Il a été observé que le générateur CEA est sensible à la variation de pression statique. Afin de réduire cet effet, une égalisation de la pression statique entre l'intérieur et l'extérieur des cavités est réalisée entre chaque point généré. Pour ce faire, deux électrovannes sont contrôlées par le logiciel au travers de la carte relais. La figure 3.6 présente un synoptique du processus d'égalisation de pression entre les deux cavités.

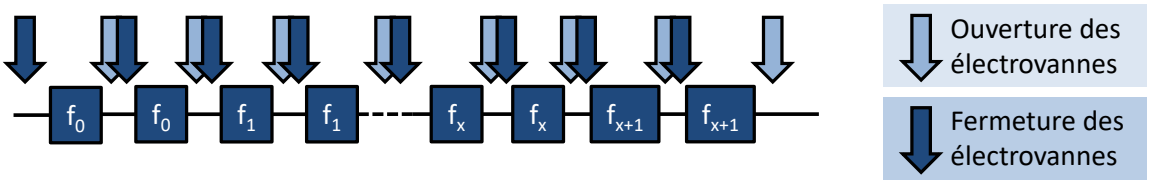


FIGURE 3.6 – Processus d'égalisation de la pression statique entre la cavité avant et la cavité arrière du GPDI, avec l'utilisation d'électrovannes.

L'amplitude de la variation de pression statique externe entre deux égalisations peut atteindre jusqu'à 5 hPa pour les très longs points de mesure.

La figure 3.7 représente une mesure de la pression statique dans la cavité avant du générateur infrason du CEA pendant cette campagne de mesure. La mesure a été effectuée avec un baromètre étalonné. Le zoom dans l'encart de la figure permet d'observer le comportement de la pression statique à l'intérieur du générateur infrason, lorsque celui-ci génère une pression dynamique infrasonore à environ 0,0062 Hz. On peut constater ici la particularité de ce domaine d'étude, où pressions statiques et dynamiques sont deux concepts qui se chevauchent en très basses fréquences. L'intérêt de ce résultat de mesure est la validation de la faisabilité d'un raccordement entre l'étalonnage des pressions statiques et des pressions dynamiques. En effet, cette observation montre que la mesure du champ de pression dynamique dans la cavité du GPDI avec un baromètre (capteur de pression statique) s'avère être possible aux très basses fréquences. Cette propriété sera utilisée dans des études futures avec l'étalon primaire.

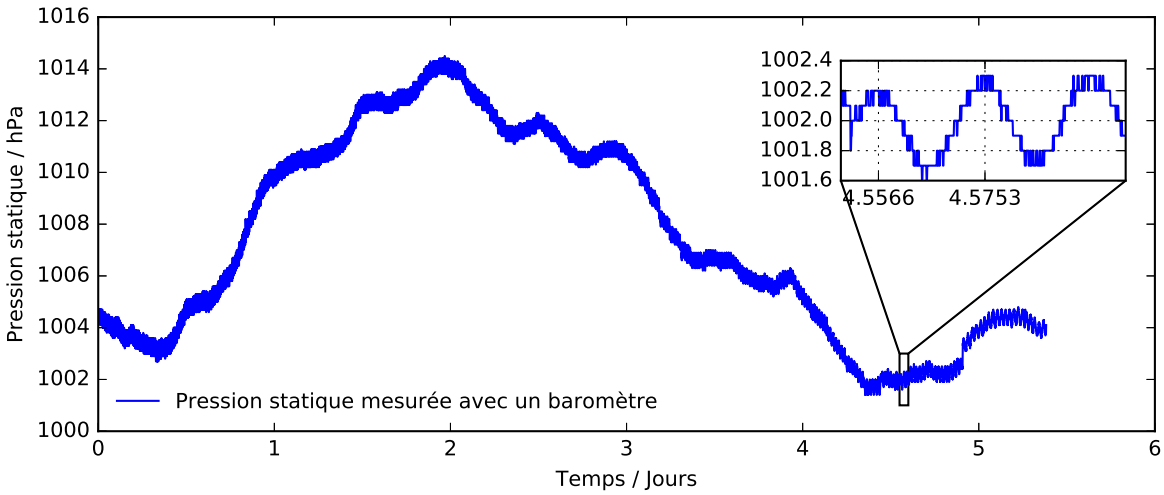


FIGURE 3.7 – Pression statique pendant la campagne mesure.

Variation de température

La température dans le laboratoire est de $23 \pm 2\,°C$. Puisque le générateur du CEA et les capteurs sont sensibles aux variations de température, ils sont placés dans une chambre isolée thermiquement, utilisée pour filtrer les hautes fréquences des variations de température. L'effet de cette chambre est de diviser par 10 ces variations autour du GPDI, puis par 100 à l'intérieur de la cavité frontale fermée à laquelle les capteurs sont couplés. La mesure commence lorsque l'équilibre thermique global est atteint. La figure 3.8 présente les variations de température pendant la campagne de mesure : dans la cavité arrière du générateur (α), dans sa cavité avant (β), dans la chambre (δ), et dans le laboratoire (γ).

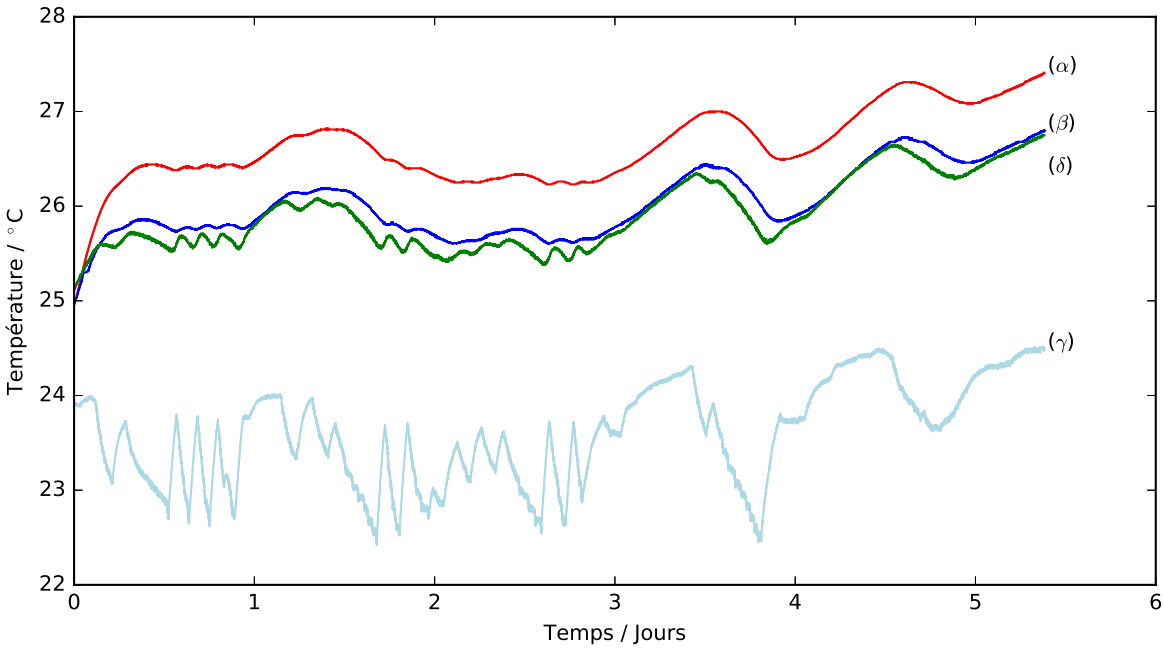


FIGURE 3.8 – Température pendant la campagne mesure.

Quelques observations peuvent être extraites de cette figure. Tout d'abord, la régulation de la température dans le laboratoire (γ) est assez chaotique, même si la température reste comprise entre 22,5 °C et 24,5 °C. Cette fluctuation induit un comportement thermique qui tend à augmenter tout au long de la campagne de mesure. Aussi, on peut observer l'effet de la chambre adiabatique (δ). En effet, les variations de température en son sein sont largement réduites en amplitude. La température dans la cavité avant (β) suit avec retard celle (δ) de la chambre dans laquelle le GPDI se trouve. Enfin, la cavité arrière, qui contient le haut-parleur, voit sa température augmenter plus significativement que la cavité avant, par le fait que la bobine du haut-parleur dissipe de l'énergie. Cette expérience est la dernière qui a été effectuée dans ce laboratoire. Un nouveau local bien plus performant thermiquement a été créé pendant la thèse, ce qui a grandement augmenté la stabilité de la température pour les mesures qui ont suivi. Les performances de ce nouveau laboratoire sont brièvement présentées au paragaphe 3.2.3.

3.1.2 Algorithme génétique

Le modèle mis en place pour décrire le comportement du GPDI du CEA, présenté en équation (2.42), utilise beaucoup de paramètres difficiles à mesurer ou inconnus, comme le facteur de fluage α, le coefficient de frottements fluides h, la masse de la membrane mobile m ou l'aire interne totale de chacune des cavités cylindriques A_f et A_b. La difficulté est de trouver les paramètres du modèle qui correspondent le mieux aux mesures d'amplitude et de phase. Comme il y a jusqu'à 17 paramètres interdépendants qui décrivent le modèle, un algorithme d'optimisation classique ne converge pas correctement. En fait, il a été observé que le point d'origine d'une méthode classique de minimisation a un impact significatif sur la convergence du résultat avec la modélisation du générateur infrason (2.42).

Pour compenser cela, un algorithme génétique (GA) a été adapté de [56]. La principale propriété d'un algorithme évolutif est que l'origine du problème peut être choisie au hasard. Chaque lancement commence à partir d'une nouvelle origine aléatoire. En considérant un nombre suffisant d'itérations, l'algorithme aboutit sensiblement au même résultat final. En outre, la propagation de l'algorithme suit une loi probabiliste choisie pour chaque paramètre.

Les algorithmes génétiques sont basés sur l'évolution d'une population dans un environnement, comme présenté dans [57]. Le principe général est de faire survivre les individus dans un environnement hostile. Les individus ayant le meilleur génome seront les seuls survivants à la fin du processus. Pour cette étude, un individu caractérisé par son génome correspond à un jeu de 17 paramètres indépendants qui décrivent le modèle (2.42). L'environnement hostile correspond aux mesures d'amplitude et de phase du générateur d'infrasons présentées dans la section 3.1, avec lesquelles les individus sont comparés au travers du modèle. Le but du processus évolutif est de trouver le meilleur jeu de paramètres qui fait correspondre le modèle et les mesures (*i.e.* le meilleur génome qui survit à l'environnement). La figure 3.9 présente un diagramme qui décrit le processus d'évolution pour la recherche du meilleur jeu de paramètres.

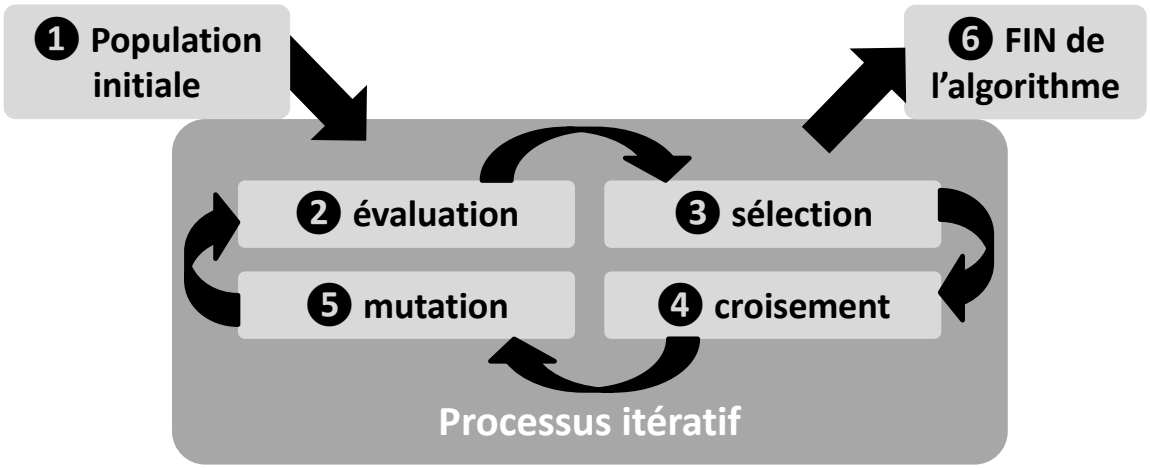


FIGURE 3.9 – Illustration du processus évolutif d'un algorithme génétique.

1. La première étape de l'algorithme est l'initialisation de la population. Chaque individu est caractérisé par son génome. Dans la présente expérience, un génome est un ensemble aléatoire de 17 paramètres indépendants qui correspondent aux grandeurs physiques utilisées pour le modèle de l'équation (2.42). L'attribution du génome suit une loi uniforme bornée pour chaque paramètre. La taille de la population (*i.e.* le nombre d'individus) est choisie de manière à minimiser les coûts de calcul et maximiser la convergence. Pour cette expérience, 500 individus ont été générés au hasard (*i.e.* 500 génomes uniques). Le processus itératif peut commencer.
2. L'étape d'évaluation calcule le résultat du modèle (2.42) avec le génome de chaque individu, ce qui donne un niveau d'amplitude et une réponse en phase pour chaque individu de la population. La survie à l'environnement correspond à tester la proximité du modèle avec les mesures. L'évaluation se fait par une fonction objective qui calcule une valeur arbitraire, une image de cet écart entre le modèle et les mesures.
3. La population évolue par sélection : seuls les individus les plus adaptés à l'environnement survivent. Pour la présente étude, cela correspond à ne conserver que les jeux de paramètres qui produisent avec le modèle (2.42) les résultats d'amplitude et de phase les plus proches des mesures de la réponse du GPDI. Pour sélectionner les individus entre eux, les valeurs de leur fonction d'évaluation sont comparées. Plus cette valeur est faible, meilleur est le jeu de paramètres trouvé. Les meilleurs individus de la population sont sélectionnés grâce à une sélection aléatoire par le biais de 4 tournois [57]. Le principe de tournois dans le processus évolutif a été mis en place afin d'éviter de sélectionner uniquement les individus ayant dans l'absolu une valeur de fonction d'évaluation la plus faible possible. La comparaison d'individus au sein d'un nombre limité de groupes, plutôt que dans la population tout entière, permet de conserver dans le processus des génomes avec des paramètres qui pourraient être corrects même si le résultat global du modèle est relativement éloigné des mesures.

4. À chaque génération, plusieurs individus sont croisés selon un critère probabiliste (choisi pour minimiser le temps de traitement et maximiser la convergence, dans cette étude p=0,7). Les enfants engendrés proviennent d'un croisement à deux points [57], qui permet de mélanger des séquences du génome. Cette étape permet de permuter certains paramètres entre les individus.
5. Certains enfants nés du croisement sont mutés, avec un autre critère probabiliste (dans le cas présent p=0,15). Plusieurs paramètres mutent, suivant une loi polynomiale, avec une probabilité p=0,25 pour l'apparition d'une nouvelle valeur de paramètre.
6. L'algorithme s'arrête lorsqu'un nombre donné de générations est atteint (choisi pour minimiser les coûts de calcul et maximiser la convergence). Le processus est lancé plusieurs fois à partir d'origines différentes afin d'éprouver la convergence.

L'algorithme d'optimisation est écrit en langage Python. L'annexe D fournit quelques exemples de représentation du processus évolutif au travers d'arbres généalogiques. L'étape de sélection est parallélisée afin de réduire le coût du calcul sur une machine multiprocesseurs. Chaque nouveau lancement commence à partir d'un nouvel ensemble aléatoire de paramètres et l'expérience montre qu'ils convergent de manière sensible vers le même résultat présenté dans le tableau 3.2.

Nom	Paramètre	Estimation	Résultat	Erreur
Tension aux bornes du HP	U [V]	$= 3,27$		
Résistance de la bobine	R_{HP} [Ω]	$= 14,5$		
Inductance de la bobine	L_{HP} [H]	$\approx 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$	**2,7%**
Facteur de force	Bl [T·m]	$\approx 28,8$	28,4	**1,3%**
Masse de la membrane	m [kg]	$0,3 < m < 0,6$	0,579	
Frottements fluides	h [N·s·m^{-1}]	> 0	57,1	
Volume de la cavité avant	V_f [m^3]	$\approx 0,0328$	0,03292	**0,4%**
Volume de la cavité arrière	V_b [m^3]	$\approx 0,0145$	0,01457	**0,5%**
Surface vibrante avant	S_f [m^2]	$\approx 0,06$	0,056	**6,7%**
Surface vibrante arrière	S_b [m^2]	$\approx 0,06$	0,069	**13%**
Aire totale cavité avant	A_f [m^2]	$\approx 1,1$	1,15	**4,3%**
Aire totale cavité arrière	A_b [m^2]	$\approx 1,1$	1,14	**3,5%**
Raideur constante	K_0 [N·m^{-1}]	$10^4 < K_0 < 10^6$	$1,43 \cdot 10^5$	
Pulsation propre de fluage	ω_k [rad·s^{-1}]	> 10	116	
Paramètre de fluage	α	$0 < \alpha < 1$	0,095	
Ratio de cylindricité avant	R_f	$\approx 0,698$	0,7	**2,9%**
Ratio de cylindricité arrière	R_b	> 0	$3,4 \cdot 10^{-4}$	

TABLEAU 3.2 – Paramètres du modèle utilisé pour caractériser le générateur d'infrasons.

3.1.3 Minimisation barycentrée

Avant le lancement de l'algorithme génétique, la première étape de l'optimisation consiste à déterminer des valeurs approximatives et des bornes pour chaque paramètre. Les volumes V_f et V_b, la résistance électrique R_{HP}, la tension U et les surfaces vibrantes S_f et S_b sont mesurés.

Une étude paramétrique a montré les zones de fréquence où chaque paramètre a une influence significative (zone thermodynamique, zone de non-linéarité visco-élastique du haut-parleur, zone de résonance ou influence significative sur toute la bande de fréquences). Considérant les zones d'influence présentées dans le tableau 3.3, certains poids doivent être choisis afin d'équilibrer l'optimisation pour chaque zone. Cette étape permet d'obtenir de meilleurs résultats en moins de temps de calcul.

TH $< 0,01$ Hz	NL $[0,01 - 10]$ Hz	RE ≈ 90 Hz	Full $[10^{-4} - 300]$ Hz
A	ω_k, α	ω_k, α, L_{HP}, h	
$R = \ell/(2a)$	K_0	K_0	K_0
V		V, S	V, S
		m, Bl	m, Bl

TABLEAU 3.3 – Zones d'influence significatives du modèle général pour chaque paramètre. TH, NL, RE et Full représentent respectivement la zone THermodynamique, la zone Non Linéaire visco-élastique du haut-parleur, la zone REsonance du haut-parleur et la zone d'influence sur toute la plage de fréquence en amplitude et en phase.

Certains paramètres du tableau 3.3, tels que K_0, V, S, m et Bl, ont une influence importante dans différentes bandes de fréquence. Ces paramètres particulièrement sensibles doivent être correctement estimés afin d'assurer la confiance dans le résultat final. Le tableau 3.2 donne, dans la colonne *Estimation*, les valeurs estimées ou mesurées pour les 17 paramètres du modèle général.

L'erreur arbitraire entre la mesure et le modèle sur l'amplitude Δ_{amp} et sur la phase Δ_{phi}, peut être écrite comme la concaténation de différences pondérées sur trois bandes de fréquences :

$$\begin{aligned} \Delta_{amp} &= p_{11}\, D_a^{[TH]} \oplus p_{12}\, D_a^{[NL]} \oplus p_{13}\, D_a^{[RE]}, \\ \Delta_{phi} &= p_{21}\, D_p^{[TH]} \oplus p_{22}\, D_p^{[NL]} \oplus p_{23}\, D_p^{[RE]}, \end{aligned} \tag{3.3}$$

où les vecteurs D_a=[*mesure - modèle*] et D_p=[*mesure - modèle*] donnent les différences entre la mesure et le modèle, respectivement pour le module d'amplitude et pour les valeurs de phase. Les poids scalaires p_{ij} associés aux trois zones [$f \in$ TH] (zone thermodynamique), [$f \in$ NL] (zone de non-linéarités) et [$f \in$ RE] (zone de résonance) permettent d'équilibrer la minimisation.

De la même manière qu'avec les méthodes classiques de minimisation, le scalaire δ_q à minimiser est ici choisi comme étant la somme des erreurs quadratiques de Δ_{amp} et Δ_{phi} pondérées :

$$\delta_q = p_1 \sqrt{\sum \left(\Delta_{amp}\right)^2} + p_2 \sqrt{\sum \left(\Delta_{phi}\right)^2}, \tag{3.4}$$

avec les scalaires arbitraires p_1 [(dB Pa)$^{-1}$] et p_2 [deg^{-1}] choisis pour équilibrer la différence de poids d'unité entre l'amplitude[dB Pa] et la phase[deg]. L'objectif est d'approcher une situation où une erreur d'amplitude de 0,05 dB est comparable à une erreur de 1 degré en phase : $p_1/p_2 \approx 50$.

En fixant les valeurs les plus mesurables (S_f, S_b, V_f,V_b, U, R_{HP}), plusieurs lancements de l'algorithme génétique sont effectués avec une loi probabiliste bornée uniforme pour les autres paramètres. Cette étape donne une première estimation des paramètres du modèle. À ce stade, une estimation plus précise est nécessaire. Une propagation des incertitudes de Monte Carlo [58] est faite pour obtenir un écart-type du modèle sur l'ensemble de la bande de fréquences. La plage d'incertitude est choisie comme loi uniforme allant de 0,1% de variation pour la valeur mesurée U, jusqu'à 90% de variation pour la valeur inconnue R_b.

Considérant les poids et l'écart-type sur l'amplitude σ_{amp} et la phase σ_{phi}, le minimiseur scalaire devient

$$\delta_q = p_1 \sqrt{\sum \left(\frac{\Delta_{amp}}{\sigma_{amp}}\right)^2} + p_2 \sqrt{\sum \left(\frac{\Delta_{phi}}{\sigma_{phi}}\right)^2}. \tag{3.5}$$

3.1.4 Résultats et discussions

Les mesures et les résultats finaux du modèle analytique sont présentés dans la figure 3.10 et les valeurs des paramètres dans le tableau 3.2. Les mesures ont duré cinq jours pendant lesquels les variables environnementales ont été suivies. Le calcul de la minimisation du modèle avec l'algorithme génétique a pris plusieurs jours sur un ordinateur parallèle pour évaluer d'abord les meilleures pondérations et les constantes de l'algorithme évolutif, puis trouver les paramètres du modèle et converger à chaque exécution. La propagation finale des incertitudes par la méthode de Monte Carlo [58] a été faite sur 10^5 cas.

Les colonnes *Résultat* et *Erreur* du tableau 3.2 montrent une bonne corrélation entre les paramètres attendus ou calculés et les paramètres du modèle général ajusté. L'erreur sur la valeur numérique des volumes est inférieure à 1%. Les résultats présentés sur la figure 3.10 permettent de valider un modèle paramétrique avec des mesures sur près de 6 décades, que ce soit pour le niveau d'amplitude (dB Pa réf. 1 Pa) et pour la phase (degrés). En dehors de la zone de résonance, là où un très léger décalage de fréquence dans le modèle induit une très grande différence avec les mesures, l'écart maximum entre le modèle général et la moyenne des données mesurées est de 0,15 dB et 0,5 degré. En prenant comme référence le modèle général et sa propagation d'incertitude sur 10^5 cas, les déviations en amplitude et en phase entre modèles et mesures sont présentées en figure 3.11. Comme prévu dans l'équation (2.36), le modèle adiabatique n'est plus valide sous 0,03 Hz tant en amplitude (déviation > 0,2 dB) qu'en phase (déviation > 1 degré). Cet effet induit un écart de presque 2 dB entre les deux modèles à 10^{-4} Hz. Comme attendu, le modèle « petite cavité » prend mieux en compte les effets thermodynamiques dans la partie basse du spectre, en amplitude et en phase, mais diverge en très basses fréquences. Plusieurs études ont déjà observé la déviation induite par la transition thermodynamique sur des capteurs [59, 60]. Mais ici, on présente ces effets sur le GPDI, utilisé pour étalonner les

capteurs. D'autre part, on peut observer que la pente de -0,4 dB/décade qui apparaît sur les mesures sous 10 Hz est grandement prise en compte dans le modèle de non-linéarité du haut-parleur (2.5), comme suggéré par [39, 40].

En revanche, le modèle général a plusieurs limites. La solution pour la moyenne volumétrique de la température acoustique (2.37) est valable pour un cylindre parfaitement fermé. En réalité, les cavités du générateur d'infrasons du CEA ne sont pas parfaitement cylindriques, surtout la cavité arrière où se trouve le haut-parleur. Pour compenser cette non-cylindricité, le paramètre R_b, qui correspond normalement au rapport entre la longueur et deux fois le rayon de la cavité arrière, est utilisé ici comme petit paramètre de compensation. Cette approche n'a qu'un léger impact sur les résultats. Dans les hautes fréquences, ce modèle ne tient compte ni des effets liés au volume de l'objet sous essai (DUT), ni de la géométrie de son système de couplage avec la cavité avant. De plus, l'utilisation d'une modélisation à 17 paramètres complique la vérification indépendante de chaque paramètre, surtout si certains d'entre eux ne sont pas mesurables. Une autre limite vient du fait que seule la réponse théorique du microbaromètre soit prise comme référence pour estimer la valeur des paramètres en dessous de 10 Hz. Cela ne permet pas d'utiliser le résultat de ce modèle comme source fiable pour l'étalonnage des capteurs. Enfin, il serait nécessaire de répéter cet essai avec différents niveaux d'amplitude afin d'observer des non-linéarités qui pourraient apparaitre sur la réponse du GPDI.

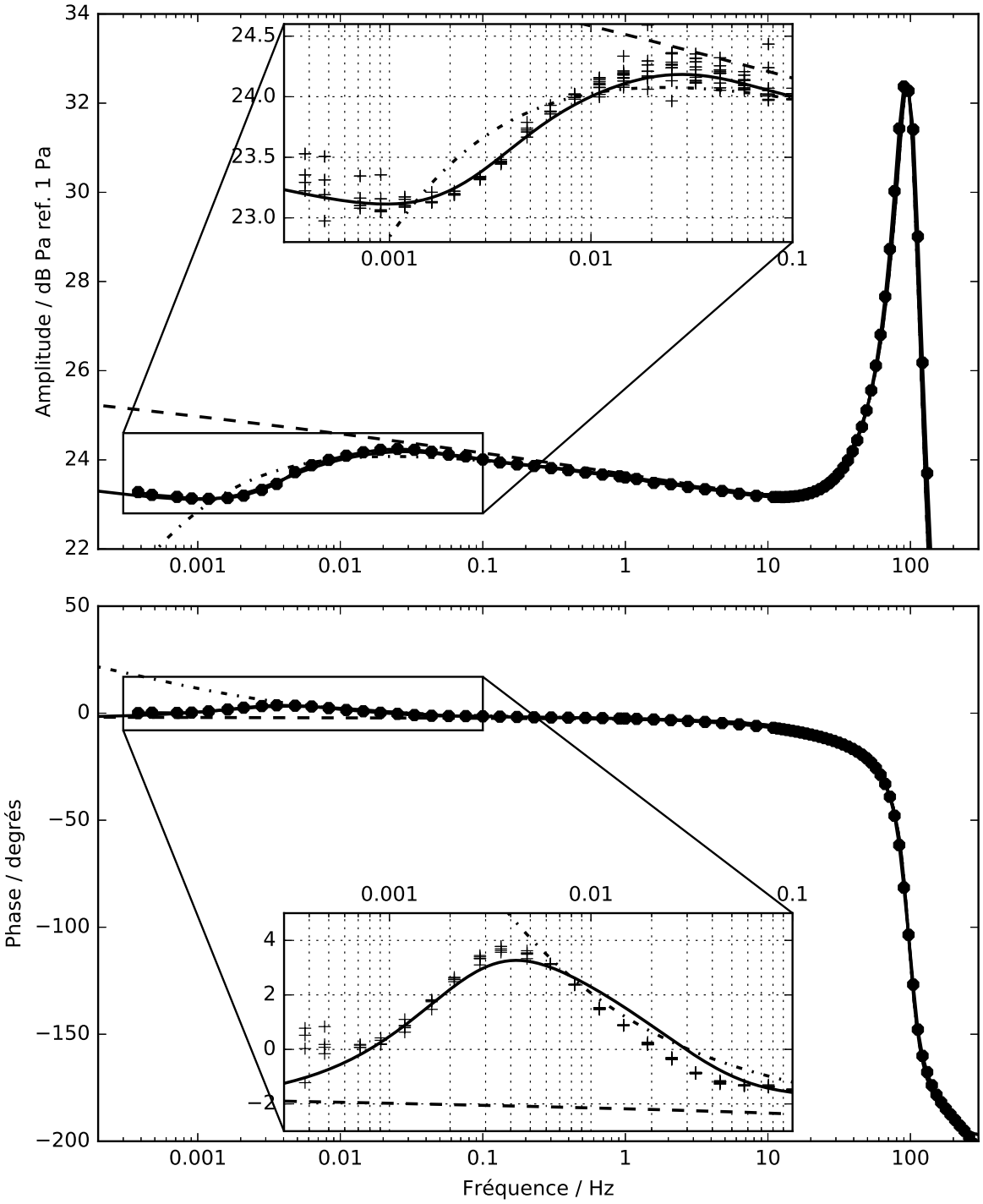


FIGURE 3.10 – Mesures et modèles analytiques de l'amplitude de la pression dynamique (dB réf 1 Pa) et de la phase (degrés), en fonction de la fréquence, dans la cavité avant du GPDI du CEA. Les points (•) sont une moyenne des mesures, les points (+) correspondent à tous les points de mesure. Les courbes solides (——), en tirets (- - -) et en tirets pointillés (-·-·) sont respectivement le modèle général (2.42), le modèle adiabatique (2.8) et le modèle « petite cavité » (2.21).

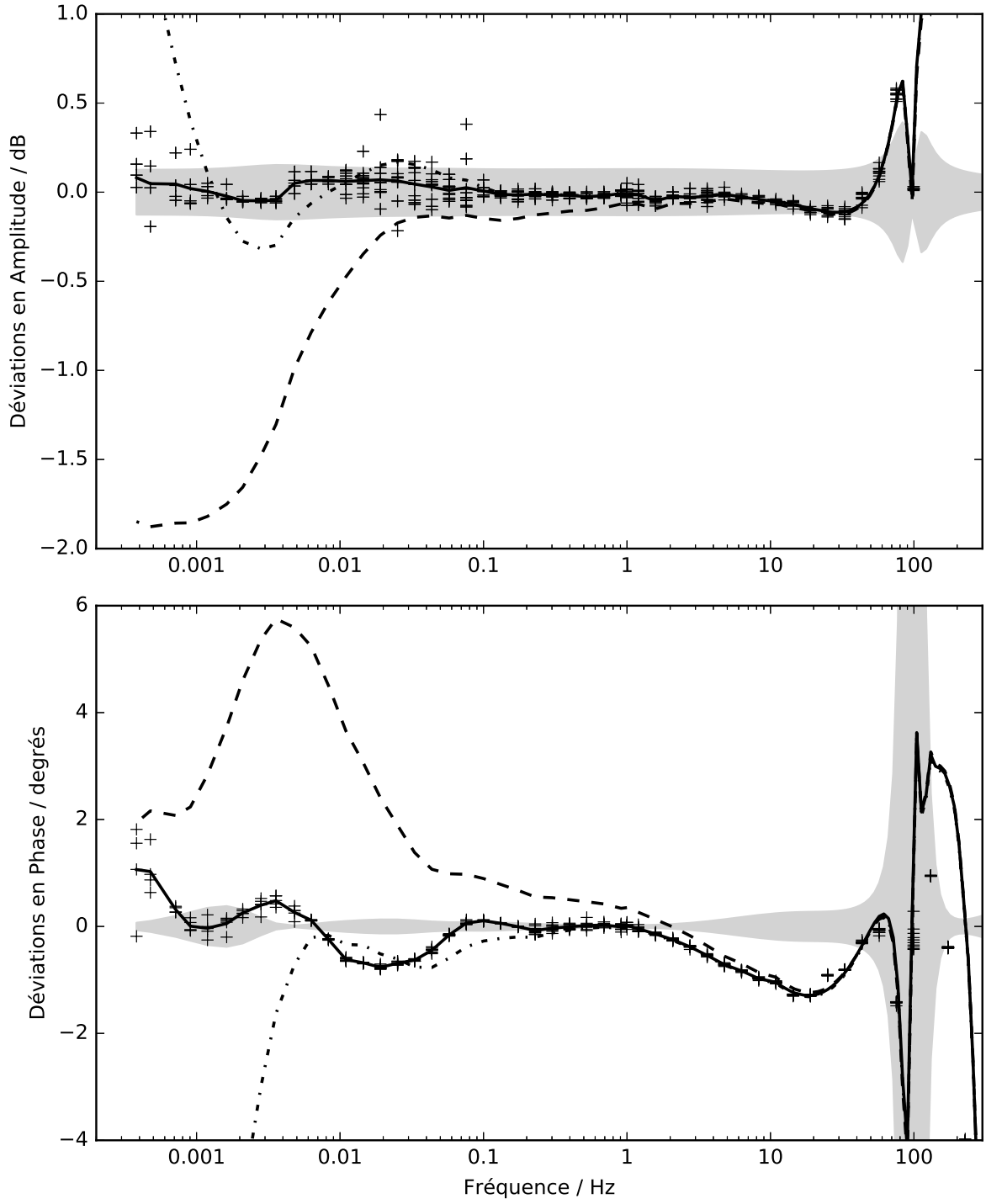


FIGURE 3.11 – Déviations de l'amplitude (dB) et de la phase (degrés) de la pression dynamique entre le modèle général et les modèles adiabatique et « petite cavité » ainsi que les mesures, en fonction de la fréquence, dans la cavité avant du GPDI du CEA. Les points (+) correspondent à l'écart de tous les points de mesure avec la moyenne des tirages du modèle général par la méthode de Monte Carlo sur 10^5 cas (zone grisée). Les courbes solides (——), en tirets (- - -) et en tirets pointillés (-·-·) sont respectivement l'écart de la moyenne des mesures avec le modèle général (2.42), le modèle adiabatique (2.8) et le modèle « petite cavité » (2.21).

3.1.5 Conclusion sur la modélisation à 17 paramètres

L'objectif de cette première partie expérimentale était d'apporter une compréhension fine d'un générateur de pression dynamique infrasonore à partir d'une modélisation analytique. Aussi, il s'agissait de trouver une caractérisation du GPDI du CEA afin de rendre plus fiables les mesures avec des capteurs d'infrasons. Le modèle et les mesures présentés reflètent le comportement du générateur de 300 Hz jusqu'à 4,0 $\cdot 10^{-4}$ Hz et valident un ajustement de 17 paramètres sur des mesures avec un algorithme génétique, ce qui permet d'obtenir un très faible écart d'amplitude et de phase entre le modèle général et ces mesures. Les résultats permettent d'envisager des améliorations mécaniques du système avec la compréhension des phénomènes physiques en jeu. Ils améliorent la confiance dans les mesures effectuées avec cet équipement. Ils apportent également des clés pour le développement d'un étalon primaire.

Pour l'étalon, une attention particulière doit être accordée au choix de la rigidité de la membrane, du volume de la cavité ou de la fréquence de résonance du système global, puisque les résultats de cette étude indiquent que ces quantités jouent un rôle majeur dans le comportement d'un GPDI avec cette technologie, sur l'ensemble de sa bande de fréquences de fonctionnement. Aussi, le défaut de cylindricité de la cavité à laquelle sont couplés les capteurs est un paramètre clé si l'on souhaite réduire les incertitudes liées aux hypothèses du modèle général.

Ce travail permet de transformer une variation de volume en une variation de pression dynamique à partir d'une information sur la tension dynamique envoyée à un haut-parleur, testée pour la première fois sur le générateur d'infrasons du CEA. Afin de valider un modèle analytique au niveau d'une exigence normative pour un étalon primaire, des tests indépendants doivent être effectués, avec un nombre limité de paramètres et un contrôle complet de ceux-ci. Par exemple, la mesure du déplacement de la membrane permettrait de contourner l'utilisation de nombreux paramètres.

3.2 Validation expérimentale des formulations de l'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques

Dans cette partie, les formulations d'admittance acoustique de transfert dans les cavités cylindriques présentées au chapitre précédent sont testées expérimentalement. L'objectif est de déterminer la validité de ces formulations en basses fréquences. Tout d'abord, le protocole expérimental est décrit, la configuration de la mesure et les choix effectués sont présentés, puis le travail de traitement des données est explicité, et enfin les résultats expérimentaux sont discutés. La conclusion présente la validité des formulations analytiques, afin de pouvoir transposer ces résultats à un étalon primaire.

3.2.1 Protocole expérimental

Le protocole expérimental utilisé afin de tester la validité des formulations de l'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques est dérivé de [61], et est basé sur la méthode de réciprocité [10]. Cette méthode est utilisée dans les laboratoires nationaux de métrologie pour l'étalonnage primaire des microphones étalons. Le principe de la présente expérience est le suivant : deux impédances électriques de transfert (définies comme étant le rapport entre la tension à circuit ouvert u_{r0} du microphone récepteur sur le courant i_t à travers le microphone émetteur) sont mesurées pour une paire de microphones en utilisant deux cavités de longueurs différentes : une petite et une grande. D'après la méthode normalisée de la réciprocité [10], les produits des sensibilités M_r et M_t, respectivement pour les microphones récepteur et émetteur, sont donnés pour les deux cavités par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \mathrm{M}_t\mathrm{M}_r|_s &= \mathrm{Z}_{e,s}\,\mathrm{Y}_{a,s}\,, \\ \mathrm{M}_t\mathrm{M}_r|_\ell &= \mathrm{Z}_{e,\ell}\,\mathrm{Y}_{a,\ell}\,, \end{aligned} \tag{3.6}$$

respectivement pour la petite cavité et la grande cavité (indices s et ℓ), où $\mathrm{Y}_{a,(s,\ell)}$ sont les admittances acoustiques de transfert des cavités présentées au chapitre précédent et $\mathrm{Z}_{e,s}$ et $\mathrm{Z}_{e,\ell}$ les impédances électriques de transfert. En considérant les microphones comme stables pendant l'expérience, le produit des sensibilités $\mathrm{M}_t\mathrm{M}_r|_s$ et $\mathrm{M}_t\mathrm{M}_r|_\ell$ devrait être invariant, quelle que soit la taille de la cavité, si les modélisations des admittances acoustiques de transfert sont parfaitement valides. L'objectif de cette expérience étant de tester cette validité, un estimateur d'erreur δ_m peut être défini par :

$$\delta_m = \frac{\mathrm{M}_t\mathrm{M}_r\big|_s}{\mathrm{M}_t\mathrm{M}_r\big|_\ell} = \frac{\mathrm{Z}_{e,s}\,\mathrm{Y}_{a,s}}{\mathrm{Z}_{e,\ell}\,\mathrm{Y}_{a,\ell}}\,. \tag{3.7}$$

Ce ratio devrait tendre vers l'unité (ou 0 en dB) pour une modélisation parfaite des admittances acoustiques de transfert $\mathrm{Y}_{a,(s,\ell)}$.

Lors d'un étalonnage par réciprocité, l'impédance électrique de transfert est mesurée en utilisant la technique de l'insertion de tension [10]. Cette technique permet de déterminer la tension à circuit ouvert u_{r0} du microphone du récepteur. Le courant d'entrée i_t à travers le microphone de l'émetteur est déduit de la tension développée à travers un condensateur connecté en série $u = i_t/(j\omega\mathrm{C})$, en connaissant la valeur de la capacité C

(figure 3.12). Ainsi, l'impédance électrique de transfert est mesurée grâce à deux rapports de tension :

$$Z_e = \frac{-1}{j\omega C}\frac{u_r}{u_t}\frac{u'_t}{u'_r}, \tag{3.8}$$

où u_r/u_t et u'_t/u'_r sont les rapports de tension mesurés respectivement aux sorties des conditionneurs du microphone récepteur (u_r et u'_r) et du microphone émetteur (u_t et u'_t) pendant la phase de mesure principale et la phase de tension d'insertion.

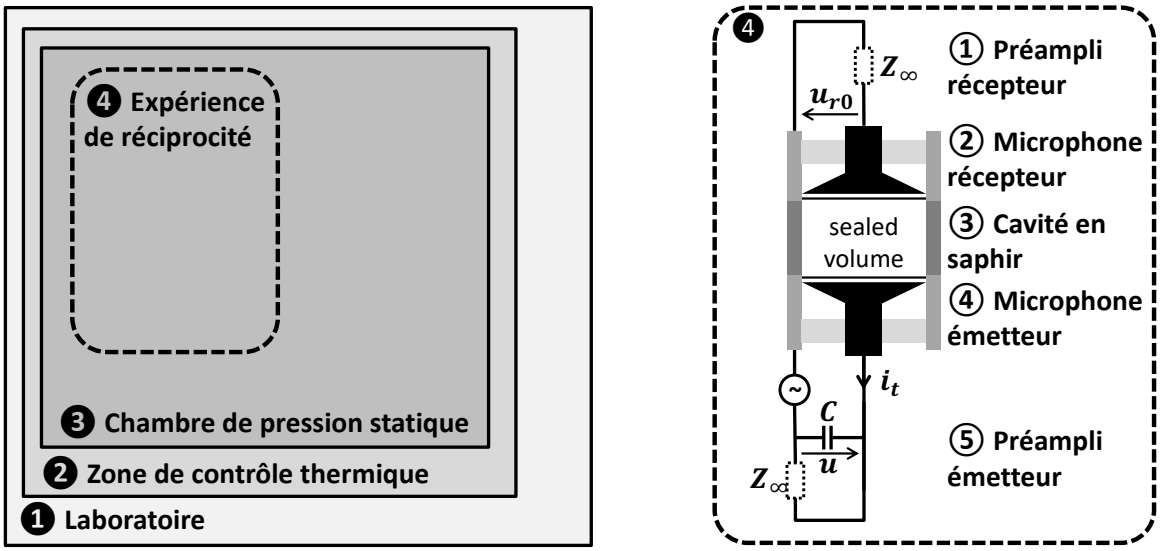


FIGURE 3.12 – Illustration du dispositif de mesure.

Dans le cadre de cette étude avec l'utilisation de deux cavités, les combinaisons microphone/préamplificateur/conditionneur pour le récepteur et l'émetteur sont fixes. En figeant également les réglages des conditionneurs et en supposant que les deux voies de mesure sont stables, l'estimateur d'erreur δ_m peut être écrit plus simplement sous la forme :

$$\delta_m = \frac{u_{r,s}/u_{t,s}}{u_{r,\ell}/u_{t,\ell}}\frac{Y_{a,s}}{Y_{a,\ell}}, \tag{3.9}$$

où les indices s ou ℓ représentent respectivement la petite cavité et la grande cavité. Par la suite, l'estimateur d'erreur δ_m est appelé « fonction de transfert électrique ». Il est important de préciser que cette simplification du processus présente un intérêt dans le contexte de la mesure des infrasons, puisque ces mesures prennent beaucoup de temps. En s'affranchissant de l'insertion de tension, leur durée est divisée par deux.

3.2.2 Méthodologie

La nécessité d'effectuer l'expérience dans la bande de fréquences infrasonores, c'est-à-dire ici de 0,04 Hz à 100 Hz, nécessite quelques adaptations dans le dispositif de mesure. Les figures 3.12 et 3.13 présentent respectivement une illustration et des photographies de ce système de mesure. Les mesures ont été effectuées à l'intérieur d'une chambre de pression statique régulée, installée dans un laboratoire où une zone de contrôle thermique est dédiée. Cet environnement contrôlé est nécessaire pour éviter des instabilités des microphones qui pourraient découler de changements de pression statique et de température, ce qui est particulièrement important pour des mesures aux fréquences infrasonores où des temps d'intégration très longs sont nécessaires.

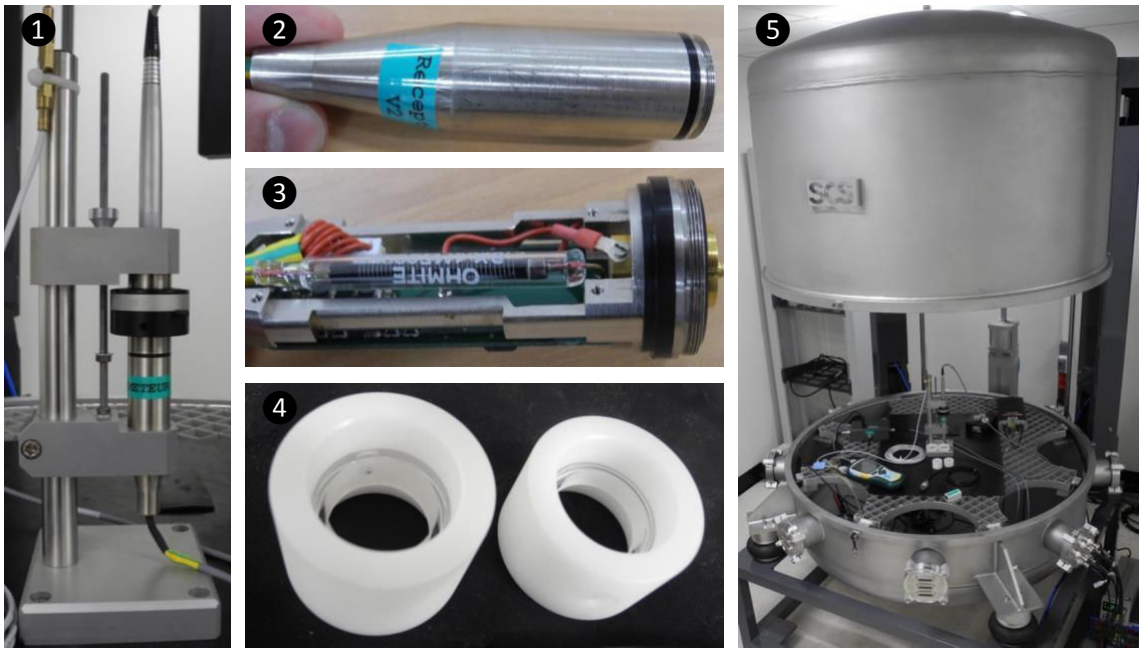


FIGURE 3.13 – Système de mesure : ❶ système de réciprocité avec des cavités classiques, ❷ et ❸ préamplificateur PMI, ❹ cavités en saphir étanches et ❺ chambre à pression statique contrôlée.

La figure 3.14 présente une vue panoramique du nouveau laboratoire conçu pendant la thèse. La zone de mesure est séparée de la zone de commande par une paroi vitrée. Dans la mesure du possible, la majorité des sources de chaleur sont déportées dans la zone de commande. C'est seulement cette dernière qui est régulée en température par une climatisation dédiée. L'équilibre thermique de la zone de mesure se fait naturellement par inertie, ce qui permet de limiter les variations de température.

Le système de réciprocité est composé de deux microphones et de leurs préamplificateurs, couplés de manière séquentielle par deux cavités en saphir. Les microphones émetteur et récepteur sont des modèles Brüel & Kjær type 4160 de 1 pouce de diamètre, généralement utilisés pour l'étalonnage par réciprocité dans les laboratoires nationaux de métrologie (appelés microphones LS1p). Les deux cavités ont été spécialement conçues et fabriquées pour l'expérience : une petite (6 mm de longueur) et une grande (10 mm de longueur), leurs diamètres s'ajustant à celui des membranes des microphones (18,6 mm) (voir figure 3.13).

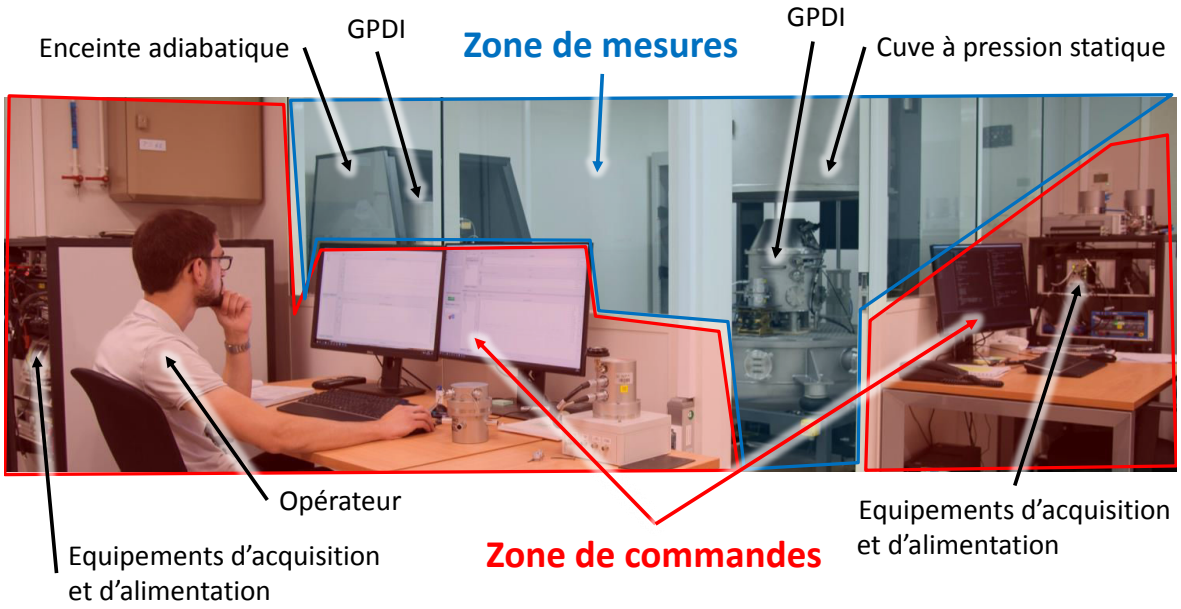


FIGURE 3.14 – Nouveau laboratoire : la zone de mesure est séparée de la zone de commande.

Les longueurs des cavités ont été choisies pour être suffisamment différentes afin de pouvoir mesurer l'écart entre les corrections thermiques $\gamma - (\gamma - 1)\mathrm{E}_p$ de l'équation (2.75) entre les deux cavités. Comme le montre la figure 3.15, avec ces longueurs de cavité, les écarts atteignent 0,3 dB dans la bande de fréquences de transition isotherme-adiabatique, ce qui est mesurable compte tenu de la précision du système de réciprocité. L'annexe G présente quelques détails sur ces cavités.

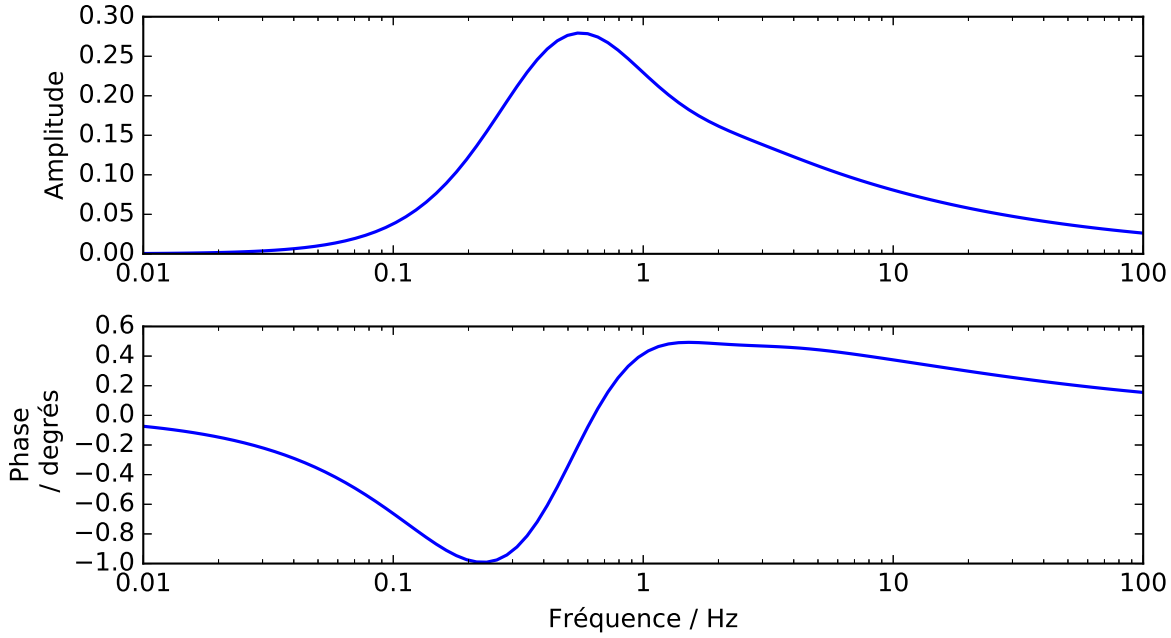


FIGURE 3.15 – Écarts théoriques de la correction thermique $\gamma - (\gamma - 1)\mathrm{E}_p$ de l'équation (2.75) entre la cavité de 6 mm de longueur et celle de 10 mm de longueur.

3.2.3 Contrôle de l'environnement

Contrôle des variations de pression statique

Afin de protéger les microphones scellés contre les variations de pression statique (compte tenu des mesures à long terme aux fréquences infrasonores), une chambre de pression statique a été utilisée (figure 3.13). Cette chambre de pression a un volume de 1 m^3 et peut être stabilisée de 600 hPa à 1100 hPa. Pendant les mesures, la pression statique dans la chambre a été régulée à 1013 hPa avec des variations à l'intérieur de ±0,20 hPa et la pression statique à l'intérieur du laboratoire a fluctué de ±20 hPa autour de 1005 hPa.

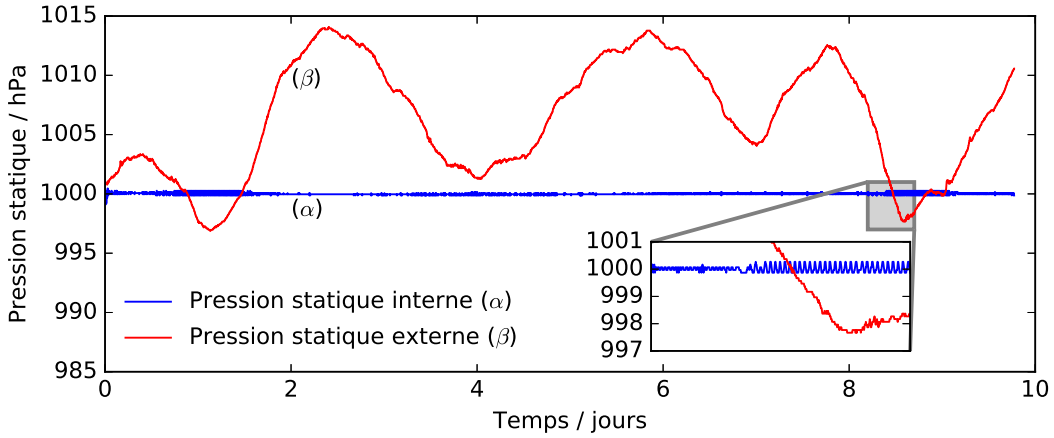


FIGURE 3.16 – Exemple de variation de pression statique à l'intérieur (α) et à l'extérieur (β) de la chambre régulée en fonction des jours. Le point de consigne de pression statique est ici fixé à 1000 hPa au début de la mesure.

La figure 3.16 donne un exemple de la variation de pression statique à l'intérieur et à l'extérieur de la chambre régulée pendant une période de 10 jours.

L'acquisition de la pression statique est réalisée par un Vaisala PTU301 pour les mesures à l'extérieur de la chambre, et par un capteur numérique FHAD 46-C41 sur une station Ahlborn Almemo 2690 à l'intérieur de la chambre.

Contrôle des variations de température

Le laboratoire est régulé en température par un système de climatisation dédié, avec une période de régulation de 15 minutes. La chambre de pression statique est située dans une zone restreinte fermée par une double paroi de verre qui filtre (par un facteur 10) la régulation thermique du laboratoire.

La figure 3.17 donne un exemple des conditions de température à l'intérieur de la chambre de pression statique et à l'extérieur (dans le laboratoire) pour une période de 10 jours. Les variations d'amplitudes de température à haute fréquence sont autour de ±1 °C pour le laboratoire et sont limitées dans la chambre de pression statique autour de ±0,1 °C.

L'acquisition de la température est effectuée par une sonde Vaisala PTU301 pour les mesures à l'extérieur de la chambre, et par une PT100 sur une station Ahlborn Almemo 2690 à l'intérieur de la chambre.

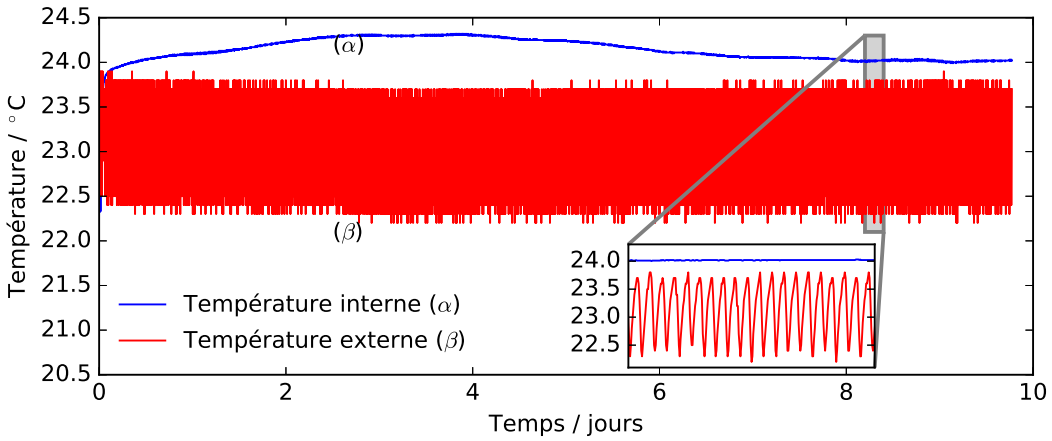


FIGURE 3.17 – Exemple de variation de température à l'intérieur de la chambre régulée (α) et dans le laboratoire (β) en fonction des jours. Le point de consigne de la température du laboratoire est fixé à 23 °C au début de la mesure.

3.2.4 Préamplificateurs

Le microphone récepteur est connecté au préamplificateur B&K 2669-L-004 avec un module capacitif de 100 pF de type B&K UC0211. Le microphone émetteur est connecté à un préamplificateur spécifique appelé PMI (pour Préamplificateur Microphone Infrason) conçu et fabriqué pour l'expérience (figure 3.13). Le PMI possède une fréquence de coupure à environ 0,005 Hz grâce à une résistance de polarisation de 500 GΩ et avec une capacité de 100 pF en parallèle avec le microphone.

Le régime transitoire des préamplificateurs (figure 3.18) se doit d'être le plus court possible afin de minimiser le temps entre chaque mesure de répétabilité. Il se trouve que le PMI récepteur développé pour cette expérience met beaucoup trop de temps à se stabiliser (au minimum 18 minutes) pour qu'il soit finalement utilisé ici. Malgré une sensibilité et une bande passante très intéressante, ce dispositif n'a servi pour l'expérience qu'avec le microphone émetteur. En effet, le régime transitoire du fonctionnement en mode émetteur ne dure qu'environ 8 minutes. Ceci garantit un niveau de pression suffisamment important dans la cavité en saphir pour compenser la bande passante limitée du préamplificateur B&K 2669-L-004 utilisé pour le récepteur (choisi du fait de son régime transitoire très faible : environ 2 minutes, et sa bande passante relativement importante).

L'annexe F fournit quelques détails sur les préamplificateurs. Ces dispositifs sont connectés à une alimentation pour microphones B&K de type 2829, modifiée afin de supprimer son filtre passe-haut. Les signaux sont numérisés par un châssis VTI Instruments CMX09 et une carte de numérisation EMX4350. Le système de numérisation possède un niveau de bruit intrinsèque négligeable par rapport au signal à mesurer. L'amplitude et la phase des signaux sont déterminées par une méthode standardisée, tirée de [55], et décrite à l'annexe B.

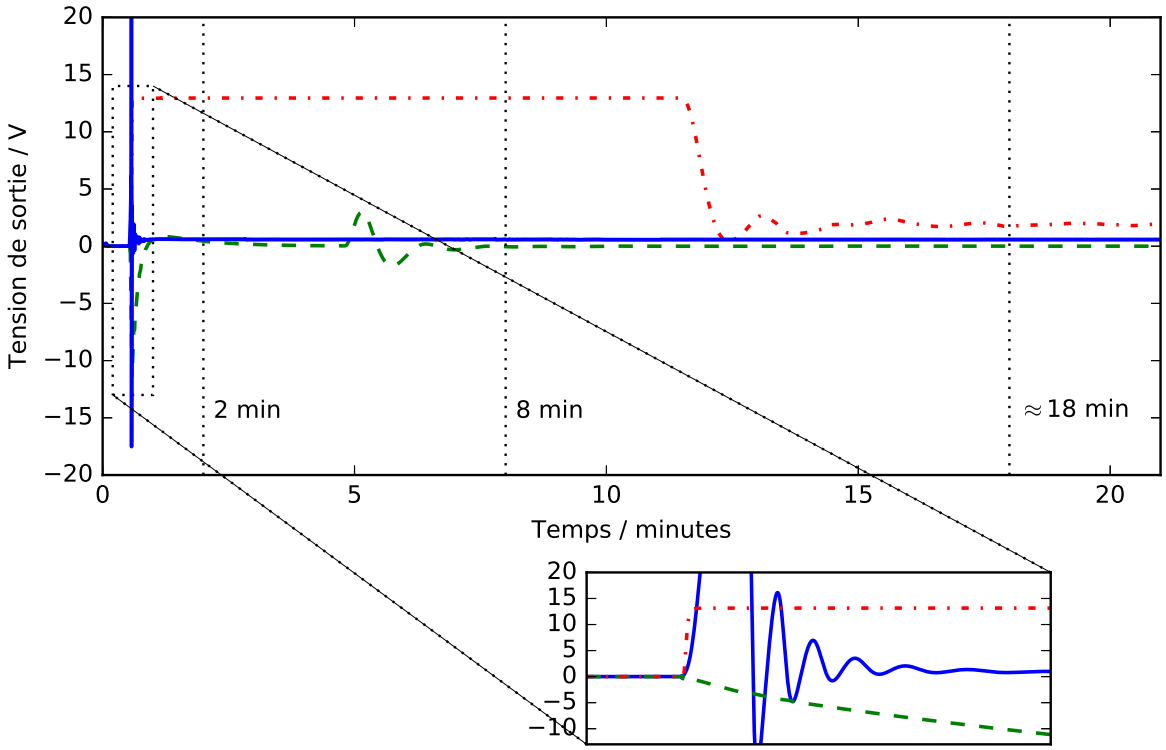


FIGURE 3.18 – Tension de sortie de trois préamplificateurs chargés d'un microphone B&K 4160 (en V) en fonction du temps. La courbe continue bleue correspond à un B&K 2669-L-004, celle en pointillés rouges à un PMI en mode récepteur, et celle en tirets verts à un PMI en mode émetteur.

3.2.5 Étanchéité

Afin d'éviter les courts-circuits acoustiques et d'obtenir un rapport signal/bruit suffisamment élevé aux basses fréquences, une attention toute particulière a été portée sur l'étanchéité du système : le capillaire d'égalisation de pression des deux microphones a été scellé et les cavités en saphir ont été conçues avec des joints toriques pour assurer des conditions d'étanchéité aussi parfaites que possible.

Un autre intérêt de l'étanchéité des microphones est de pouvoir simplifier la modélisation des admittances acoustiques des microphones Y_t et Y_r, utilisées dans les formulations d'admittances acoustiques de transfert. Par conséquent, la modélisation [24] des effets aux basses fréquences du capillaire des microphones n'est pas nécessaire, ce qui permet de concentrer l'expérience uniquement sur la validation des effets thermiques de l'admittance acoustique de transfert. Étant donnée la bande de fréquences définie pour cette expérience (inférieure à 100 Hz), les admittances des microphones Y_t et Y_r utilisées dans les équations (2.45), (2.52) et (2.75) sont exprimées dans un forme plus simple [10] suivante :

$$Y_{r,t} = \frac{j\omega V_{eq,(r,t)}}{\gamma_{ref} P_{ref}}, \tag{3.10}$$

où $V_{eq,(r,t)}$ est le volume équivalent des microphones, γ_{ref} et P_{ref} le rapport des capacités calorifiques spécifiques et la pression statique aux conditions environnementales de référence. De manière rigoureuse, la cavité arrière du microphone est également soumise

aux effets thermiques et son volume équivalent devrait dépendre de la fréquence lorsque le comportement acoustique n'est plus adiabatique. Dans cette expérience, $V_{eq,(r,t)}$ étant beaucoup plus faible que le volume de la plus petite cavité ($V/V_{eq,(r,t)} \approx 20$), ces effets complexes sont supposés être négligeables et ne sont pas pris en compte. L'annexe C fournit quelques informations au sujet de cette hypothèse, notamment dans la figure C.2.

Une manière d'obtenir des informations sur le niveau d'étanchéité à la pression est de mesurer le bruit du microphone récepteur. La figure 3.19 présente les densités spectrales de puissance des mesures de bruit avec un système de réciprocité correctement scellé ou non, pour une durée de 30 minutes, enregistrée après l'équilibre thermique.

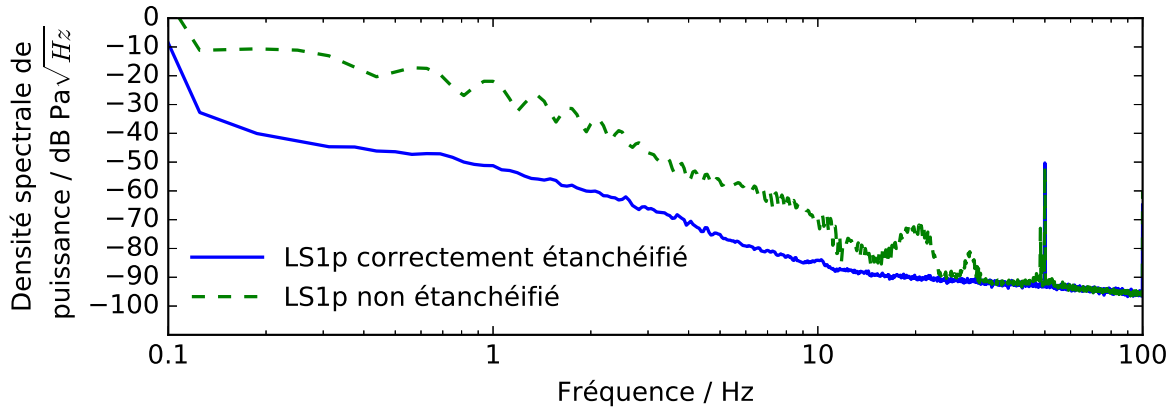


FIGURE 3.19 – Densité spectrale de puissance (en dB Pa/$\sqrt{\text{Hz}}$) comme fonction de la fréquence de la pression acoustique vue par le microphone récepteur pour un système de réciprocité correctement étanchéifié on non étanchéifié.

La courbe continue correspond à une mesure de bruit vue par le microphone récepteur lorsque le système est correctement étanchéifié. La courbe en pointillés correspond à une mesure similaire, mais sans les joints dans le système de réciprocité. Cette méthode permet d'observer une déviation de près de 30 dB entre un système de réciprocité correctement scellé et un système de réciprocité non correctement scellé dans la bande des fréquences infrasonores. Étant donné que cette mesure de bruit prend beaucoup de temps, une méthode plus rapide est effectuée afin d'éviter des mesures avec un système mal scellé : les effets de l'ouverture énergique et brutale de la porte du laboratoire sont observés en temps réel par le microphone récepteur. Si aucun signal significatif n'est mesuré, l'étanchéité du système est vérifiée.

La figure 3.20 donne un exemple de ce test d'étanchéité. La variation de pression est mesurée dans le laboratoire par un microphone B&K Type 4180 (pression acoustique externe, ligne continue). Les courbes en pointillés et en tirets correspondent respectivement au signal vu par le microphone récepteur du système de réciprocité (pression acoustique interne) lorsque les joints sont correctement placés (ligne en pointillés) et non correctement placés (ligne en tirets). L'amplitude de la variation de pression à l'intérieur de la cavité est considérablement réduite lorsque le système de réciprocité est correctement scellé. Ce protocole a été essentiel pour éliminer les nombreux cas où le système n'était pas correctement étanche lors des mesures de répétabilité.

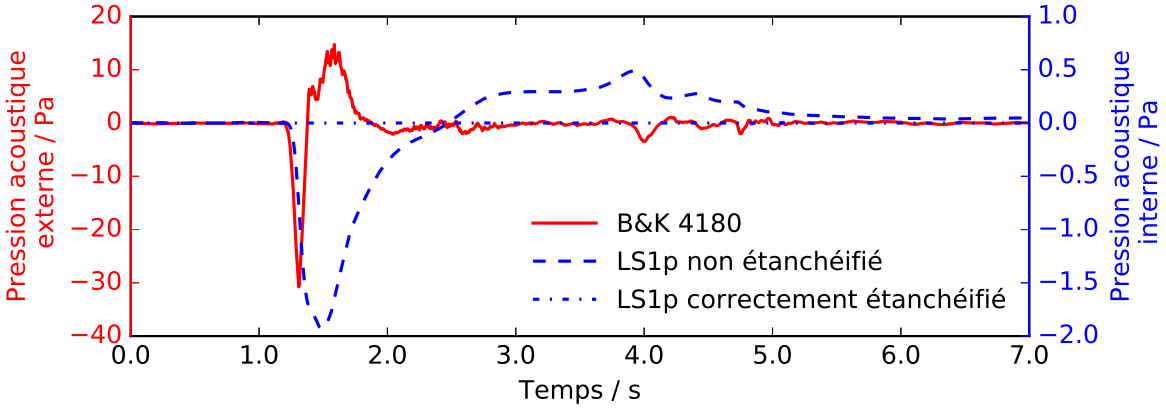


FIGURE 3.20 – Exemple de l'ouverture énergique de la porte du laboratoire (en Pa) en fonction du temps. La pression acoustique propagée dans le laboratoire est vue par un microphone de type B&K 4180 (ligne continue, axe à gauche) ; la pression acoustique à l'intérieur d'un système de réciprocité correctement scellé est vue par un microphone LS1p récepteur (ligne en pointillés, axe à droite) ; la pression acoustique à l'intérieur d'un système de réciprocité mal scellé est vue par un microphone LS1p récepteur (ligne en tirets, axe à droite).

3.2.6 Traitement des mesures

Comme expliqué précédemment, les cavités et les microphones sont nécessairement scellées. En conséquence, même si l'environnement est contrôlé dans la chambre à pression statique régulée, les variations locales de l'environnement à l'intérieur du système de réciprocité (cavités arrières des microphones et du coupleur) ont un effet sur sa stabilité.

Le graphique supérieur de la figure 3.21 donne un exemple de fonction de transfert électrique, relative à l'amplitude moyenne, d'un système de réciprocité scellé pour des points de mesure à 100 Hz et 0.4 Hz répétés de manière séquentielle pendant environ 2.5 jours. La variation de l'amplitude de ces points pour le système de réciprocité scellé est de presque 2.5 dB, alors que ce même système sans ses joints produit des écarts d'amplitude inférieurs à ±0,05 dB pendant la même période de temps. Pour surmonter ce problème, un processus de mesure spécifique a été mis en place. Ce processus de mesure est basé sur l'hypothèse que le coefficient de sensibilité environnementale des microphones (à la température et à la pression statique) tend vers une valeur fixe aux basses fréquences. Le graphique inférieur de la figure 3.21, qui présente l'écart entre l'amplitude de la fonction de transfert électrique mesurée à 100 Hz et celle mesurée à 0.4 Hz avec le système de réciprocité scellé, semble confirmer cette hypothèse. On peut observer un écart d'amplitude d'environ ±0,1 dB. Cette hypothèse est également soutenue dans les références [62, 63].

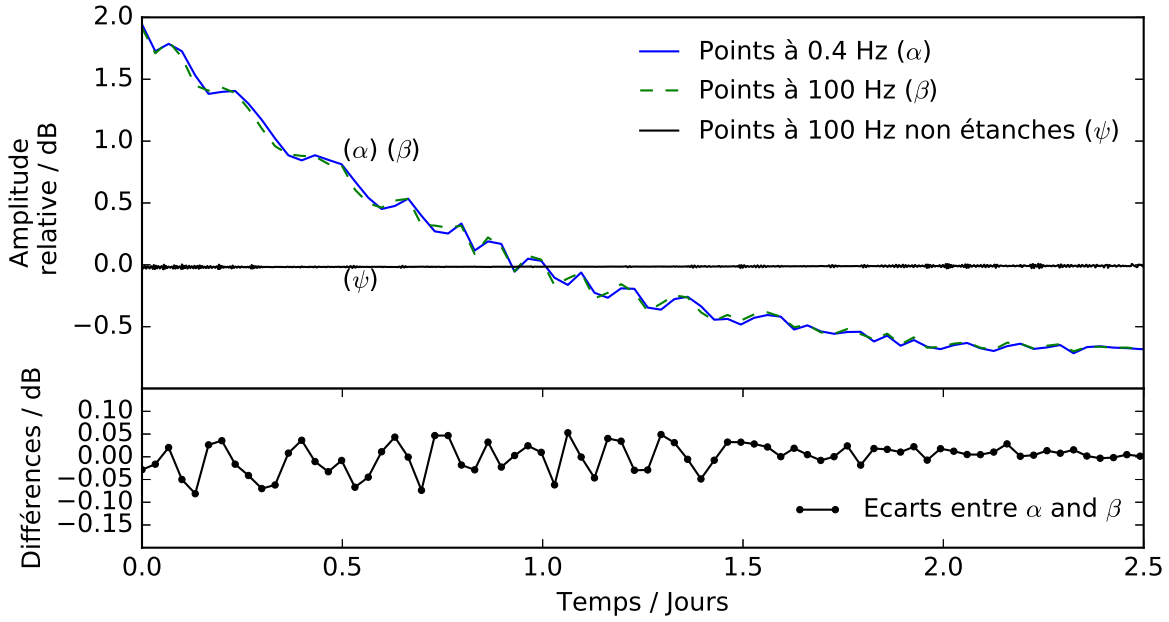


FIGURE 3.21 – Graphique en partie supérieure : Amplitude de la fonction de transfert électrique en fonction du temps pour des points à 0.4 Hz (α) et à 100 Hz (β) relative à la valeur moyenne des mesures (en dB) avec un système de réciprocité étanche, et à 100 Hz (ψ) avec un système non étanche. Graphique du bas : différence (en dB) entre les amplitudes précédemment définies à 100 Hz (β) et à 0.4 Hz (α) en fonction du temps.

Pour prendre en compte cette hypothèse, le processus décrit dans la figure 3.22 a été mis en œuvre afin de corriger les mesures d'amplitude des fonctions de transfert électrique.

Fréquences / Hz:	$\mathbf{f_{i-1}}$	100 Hz	$\mathbf{f_i}$	100 Hz	$\mathbf{f_{i+1}}$	100 Hz	...
Amplitude brute / dB:	$\mathbf{A_{i-1}}$	B_j	$\mathbf{A_i}$	B_{j+1}	$\mathbf{A_{i+1}}$	B_{j+2}	...
Correction / dB:	...	$C_i = C_0 - \frac{B_j + B_{j+1}}{2}$			...		
Amplitude corrigée / dB:	...	$\mathbf{A'_i = A_i + C_i}$			...		

FIGURE 3.22 – Illustration du processus pour le calcul de l'amplitude corrigée de la fonction de transfert électrique.

Une mesure de référence (amplitude C_0) est préalablement effectuée avec le système de réciprocité non scellé (microphones et cavité sans leurs joints) à la fréquence de 100 Hz. À cette fréquence, le système de réciprocité n'est pas affecté par les effets de fuite, on obtient la même sensibilité qu'avec le système scellé, mais sans dérive temporelle due à une étanchéité. Pendant le processus expérimental avec le système de réciprocité scellé, la mesure d'un point à 100 Hz est insérée entre deux points séquentiels à des fréquences

d'intérêt (amplitudes B_j, B_{j+1} ...). Ensuite, l'amplitude brute A_i à la fréquence f_i est corrigée par la moyenne des amplitudes adjacentes B_j et B_{j+1} obtenues à 100 Hz. Ces deux valeurs agissent comme coefficient d'environnement. Ils sont enfin raccordés à l'amplitude de mesure de référence C_0. À cet égard, l'amplitude des fonctions de transfert électrique mesurée avec le système de réciprocité scellé est relative à l'amplitude à la fonction de transfert électrique mesurées avec le système de réciprocité non scellé à 100 Hz. La mesure de référence de l'amplitude absolue à 100 Hz peut être considérée comme fiable. Il convient de noter qu'un processus similaire n'est pas nécessaire pour les mesures de phase étant donné qu'elles ne sont pas affectées par les variations de l'environnement local à l'intérieur du système de réciprocité.

Afin d'obtenir des informations sur les incertitudes, l'expérience est conçue avec plusieurs cycles consécutifs sans ouvrir le système. En s'inspirant de la norme ISO 21748 [64], la répétabilité du processus de mesure correspond à la description suivante pour cette expérience :

1. Le système de réciprocité est installé dans la chambre à pression statique régulée. Il est scellé avec cinq joints d'étanchéité : un pour chaque microphone (derrière l'anneau de cavité arrière), et trois pour la cavité cylindrique en saphir (un à chaque extrémité de la cavité et un dans l'évent d'égalisation de pression statique).
2. Le système est mis sous tension.
3. La chambre à pression statique contrôlée est fermée et régulée au point de consigne de 1013 hPa.
4. L'équilibre thermique et la fin des régimes transitoires électroniques sont attendus après 1 h de repos.
5. Des mesures cycliques sont effectuées sans ouvrir le système. Chaque cycle correspond à une génération séquentielle de signaux sinusoïdaux de 100 Hz à 0,04 Hz, alternant des points de référence à 100 Hz. Un cycle est conçu pour durer 1 h.
6. Au moins 4 cycles sont effectués pour chaque test de répétabilité.
7. Après la fin du dernier cycle, tout le système est éteint et débranché, tous les joints sont retirés.
8. La cavité est changée, et le test de répétabilité reprend. Un minimum de 6 répétabilités sont effectuées pour chaque cavité.

La figure 3.23 présente une mesure brute de la fonction de transfert électrique sur la bande de fréquences de 100 Hz à 0,04 Hz pour 4 cycles d'une même répétabilité. Les amplitudes corrigées sont également affichées. Malgré le fait que le premier cycle de chaque test de répétabilité soit bien corrigé (ligne noire continue), il n'est pas conservé lors de la compilation des résultats. Le traitement consiste à calculer l'estimateur d'erreur δ_m défini dans l'équation (3.9) en faisant la moyenne des fonctions de transfert électriques corrigées pour chaque cycle et chaque test de répétabilité. Au moins 6 tests de répétabilité sont effectués pour chaque cavité. Cette méthode de mesure permet d'atteindre des incertitudes de mesure autour de 0,25 dB à 0,04 Hz. Dans son ensemble, cette expérience a duré 12 jours.

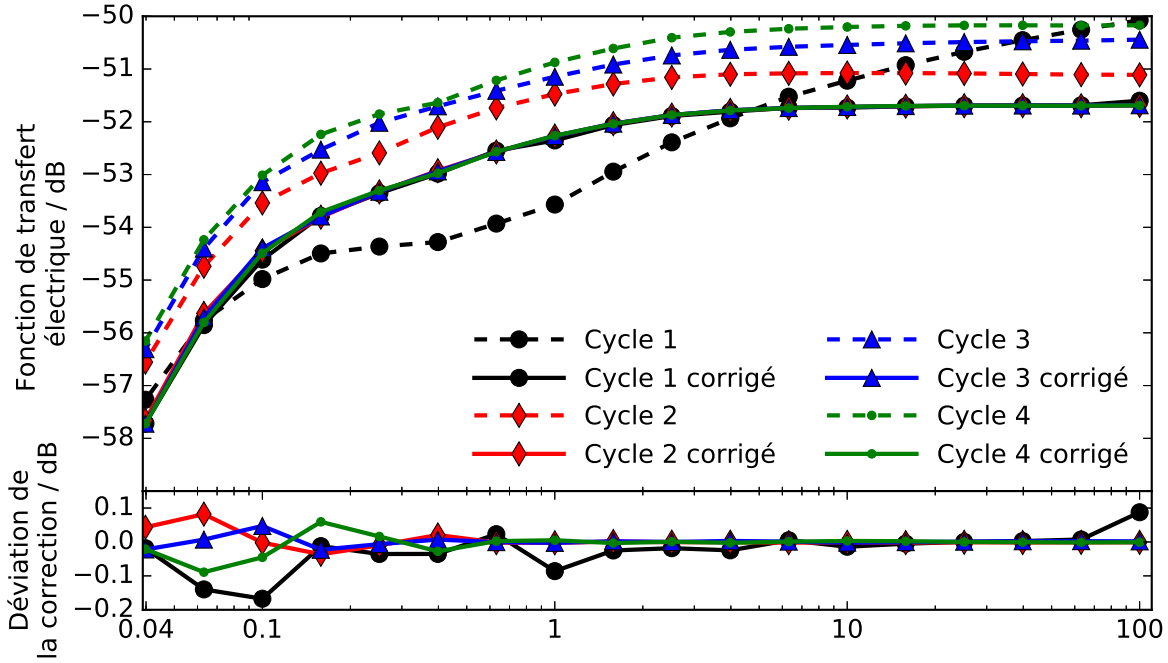


FIGURE 3.23 – Amplitude (en dB) de la fonction de transfert électrique pour quatre cycles consécutifs, brute (lignes tirets) et corrigée (lignes continues), en fonction de la fréquence.

3.2.7 Résultats et discussions

L'estimateur d'erreur δ_m tel que défini dans l'équation (3.9) est représenté en fonction de la fréquence dans la figure 3.24, en considérant les admittances acoustiques de transfert dérivées des formulations discutées dans le paragraphe 2.2.4. Les incertitudes présentées sont principalement dues à la répétabilité.

L'interprétation de δ_m conduit à :

(a.) si l'estimateur d'erreur ne tend pas vers zéro (en dB), le produit estimé des sensibilités $M_t M_r$ dépend des dimensions de la cavité. Ainsi, la formulation de l'admittance acoustique de transfert n'est pas valide ;

(b.) si l'estimateur d'erreur tend vers zéro (en dB), le produit estimé des sensibilités $M_t M_r$ ne dépend pas des dimensions de la cavité. Ainsi, la formulation de l'admittance acoustique de transfert est valide.

Il convient de noter que pour le cas (b), la formulation peut être considérée comme valide dans la mesure où les cavités sont suffisamment différentes pour pouvoir mesurer les effets étudiés ; c'est-à-dire les effets de conduction thermique. Cette hypothèse a été vérifiée au moment du dimensionnement des cavités (voir section 3.2.2).

Il ressort clairement de la figure 3.24 que parmi les formulations étudiées, la *solution alternative générale basses fréquences* de l'équation (2.75) est l'unique modèle valide dans la plage de fréquence ciblée (que ce soit pour l'amplitude ou pour la phase). La condition polytropique qui se produit dans la bande de fréquences 0,1 Hz – 10 Hz (au vu des dimensions des cavités) est bien corrigée avec cette formulation. Le résultat fourni pour la *solution alternative générale basses fréquences* a été calculé avec $(m, n) = 100$ pour le

terme E_P de l'équation (2.69). Une étude de convergence a montré des écarts inférieurs à 0,01 dB pour $(m,n) = 17$ à 100 Hz et $(m,n) = 2$ à 0,04 Hz. Comme prévu, la *solution alternative à court terme basses fréquences* de l'équation (2.70) fournit un meilleur résultat que la solution « basses fréquences » standardisée ainsi que la solution « ondes planes ». Ces résultats mettent en évidence les limites des formulations actuellement normalisées des admittances acoustiques de transfert pour l'étalonnage infrasonore des microphones.

Afin d'obtenir des informations sur l'erreur possible lors de l'étalonnage des microphones par la technique de réciprocité de pression, la figure 3.25 présente les admittances acoustiques de transfert relatives à la *solution générale alternative basses fréquences*, prise ici comme référence. Les erreurs possibles sur l'admittance acoustique de transfert, et donc sur le produit des sensibilités atteignent 0,1 dB et 3 degrés à 1 Hz, et jusqu'à 4 dB et 30 degrés à 0,04 Hz. L'erreur sur l'estimation de la sensibilité est potentiellement la moitié de ces valeurs.

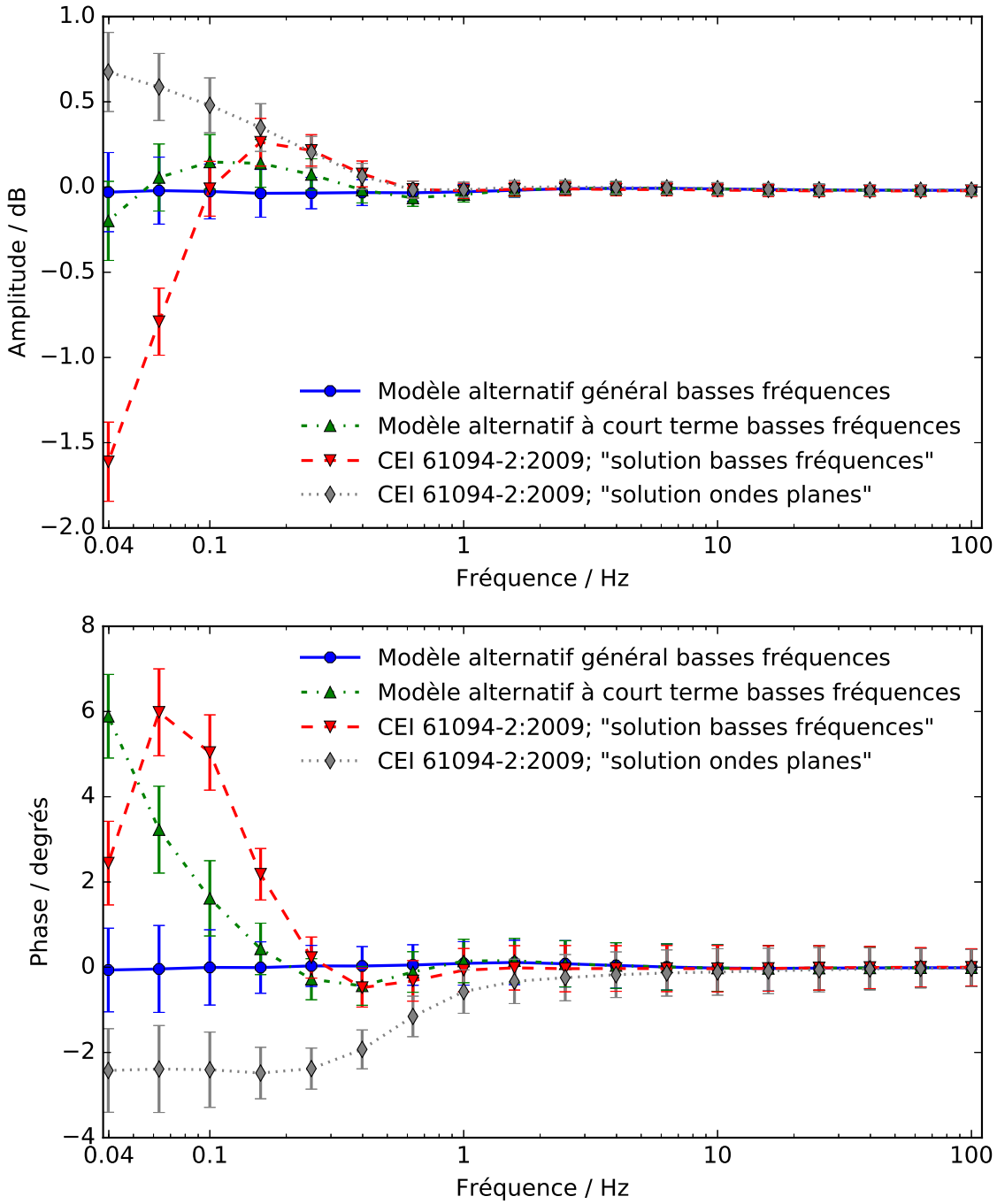


FIGURE 3.24 – Amplitude (en dB, graphique en partie supérieure) et phase (en degrés, graphique en partie inférieure) de l'estimateur d'erreur δ_m en fonction de la fréquence pour quatre formulations différentes de l'admittance acoustique de transfert.

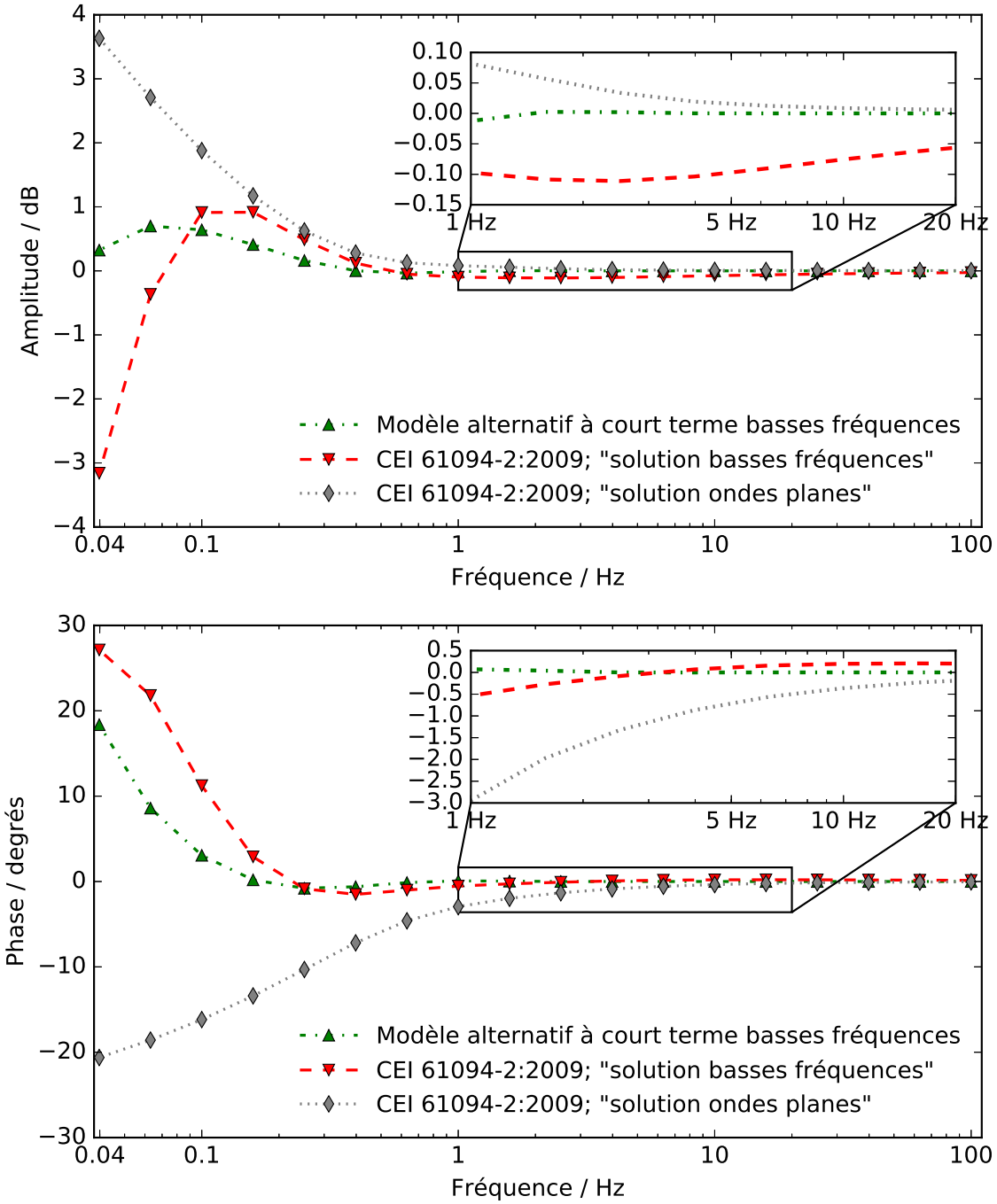


FIGURE 3.25 – Amplitude (en dB, graphique en partie supérieure) et phase (en degrés, graphique en partie inférieure) en fonction de la fréquence, des admittances acoustiques de transfert pour différentes formulations, relatives à la *solution alternative générale basses fréquences*; calculées pour la petite cavité couplée avec deux microphones LS1p.

3.2.8 Conclusion sur les modèles d'admittance acoustique de transfert

La motivation initiale de cette étude était de jeter les bases d'un futur étalon primaire dans la bande de fréquences infrasonores. De cette façon, il est apparu comme essentiel de vérifier la validité aux fréquences infrasonores des formulations d'admittances acoustiques de transfert des cavités cylindriques, actuellement normalisées et utilisées pour l'étalonnage primaire par réciprocité des microphones.

Les limitations dans le contexte infrasonore de ces formulations standardisées, c'est-à-dire la solution « ondes planes » et la solution « basses fréquences » ont été discutées. En particulier, une attention particulière a été accordée à la solution « basses fréquences », basée sur la solution « générateur d'impédance infinie » fournie par Gerber dans la référence [18] et qui devrait être valide aux basses fréquences. Il ressort des discussions que la présentation du problème de l'équation de conduction de la chaleur en tant qu'équation de diffusion et les hypothèses consistant à supposer une variation uniforme de densité dans la cavité ne semblent pas appropriées pour la situation acoustique réelle. Ainsi, deux formulations alternatives ont été proposées dans chapitre précédent : la *solution alternative générale basses fréquences* et la *solution alternative à court terme basses fréquences*. Ces deux solutions sont déduites de la solution « générateur d'impédance nulle » pour l'équation de conduction de la chaleur fournie par Gerber dans la même référence [18]. L'expérience menée dans ce chapitre pour tester la validité des formulations discutées conclut clairement que la *solution alternative générale basse fréquence* de l'équation (2.75) est l'unique modèle valide (parmi les formulations étudiées) dans la bande de fréquences ciblée, pour l'amplitude et la phase. Cette expérience conclut également que la *solution alternative à court terme basses fréquences* de l'équation (2.70) fournit des erreurs plus faibles que les solutions standardisées. Enfin, l'expérience met en évidence les limites des formulations actuellement normalisées des admittances acoustiques de transfert pour l'étalonnage infrasonore des microphones.

En conclusion, les modèles cités dans la norme CEI 61094-2:2009 ne sont pas adaptés aux basses fréquences et les recommandations suivantes peuvent être faites pour une future version de la norme CEI :

(a.) La solution « basses fréquences » standardisée actuelle devrait être modifiée par la *solution alternative à court terme basses fréquences* telle que définie dans les équations (2.75) et (2.70) ; la validité de cette solution étant limitée en très basses fréquences en raison du développement asymptotique de la formulation générale de E_P dans (2.70).

(b.) À des fréquences plus basses où la solution précédente n'est plus valide, la *solution alternative générale basses fréquences* devrait être proposée, comme définie dans les équations (2.75) et (2.69).

Concernant l'étalon primaire, il apparaît clairement que son modèle doit se baser sur la *solution alternative générale basses fréquences*. L'objectif du chapitre suivant est d'appliquer ce modèle au développement de cet étalon. Les enseignements tirés de la caractérisation du GPDI du CEA ainsi que la validation expérimentale de la formulation générale de l'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques en basses et très basses fréquences serviront au dimensionnement mécanique du banc.

Chapitre 4

Étalon primaire

« Les horizons d'une aire nouvelle commencent à poindre. »

CLOTILDE DIVRY

« Réaliser, c'est s'astreindre à une solution délibérément imparfaite. »

GÉNÉRAL ESTIENNE

Sommaire

4.1 Pistonphone 83
4.1.1 Principe général 83
4.1.2 Expressions basiques 83
4.2 Modèle théorique 84
4.2.1 Grandeur mesurée et mesurande 84
4.2.2 Expression de l'impédance acoustique de transfert 85
4.3 Description du dispositif 86
4.3.1 Ordres de grandeurs dimensionnels 86
4.3.2 Schéma synoptique du fonctionnement du banc primaire 91
4.3.3 Ordres de grandeurs fréquentiels 91
4.3.4 Propagation d'incertitudes 92
4.4 Conclusion sur le banc primaire 93

D'après le VIM [15], un étalon est la matérialisation d'une grandeur donnée, dont on connait la valeur avec une grande exactitude et une incertitude de mesure associée. Afin de respecter cette définition et les exigences métrologiques qui lui sont liées, le banc primaire se doit de respecter un cahier des charges bien défini. Ce dispositif a pour vocation d'être le premier élément de la chaîne de traçabilité métrologique, et servira à étalonner d'autres étalons de moindre exactitude, ou bien des équipements de mesure de la même grandeur. Dans cette optique, l'objet étalon et les méthodes associées seront gérés au sein du Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE). Qu'il s'agisse de ses caractéristiques géométriques, que ce soit pour sa commande logicielle, de sa stabilité ou encore de la validité du modèle analytique associé, l'étalon primaire dans le domaine des infrasons doit être caractérisé avec une grande finesse.

Les spécifications attendues pour l'étalon primaire sont : une gamme de fréquences couverte de 10^{-4} Hz jusqu'à 20 Hz, un niveau de pression nominal d'environ 10 Pa et jusqu'à 50 Pa, la possibilité d'interfacer un étalon de transfert, des microphones, des microbaromètres du CEA, et de se réserver la possibilité de pouvoir coupler des capteurs futurs, dans les limites définies de son domaine de validité.

À partir des descriptions et des développements des précédents chapitres, on se propose ici de présenter cet objet et le modèle associé. Dans une première partie, la description générique d'un pistonphone est présentée. Dans la deuxième partie, le modèle analytique de l'étalon est développé. Il permet de relier la variation du volume d'une cavité cylindrique (la grandeur mesurée) à une variation de pression dynamique infrasonore (mesurande recherché). Ensuite, les choix mécaniques de la conception du banc sont exposés. Enfin, des ordres de grandeurs dimensionnels et fréquentiels de son domaine de fonctionnement sont présentés, et une propagation d'incertitudes suivant la méthode de Monte Carlo [58] est également proposée.

4.1 Pistonphone

4.1.1 Principe général

Le principe général d'un pistonphone pour l'étalonnage primaire consiste à exposer un capteur à étalonner à un champ de pression calculable, produit dans un coupleur par un piston. Il n'est pas nécessaire de comparer la mesure du capteur à un autre capteur de référence. En prenant l'exemple d'un microphone à étalonner, son efficacité à la pression M_p est déterminée directement depuis la mesure de sa tension de sortie à circuit ouvert u_{r0} [V] et de la pression p_m [Pa] appliquée sur la surface de sa membrane :

$$\mathrm{M}_p = \frac{u_{r0}}{p_m}. \tag{4.1}$$

Le pistonphone consiste en un coupleur de volume fermé et connu, dans lequel un piston ou un mécanisme similaire est capable de se déplacer à une vitesse v_p, qui engendre une variation de volume, et ainsi génère un champ de pression calculable au travers d'un modèle. Si le piston est supposé être rigide, un interféromètre laser ou tout autre dispositif de mesure peut être utilisé pour déterminer son déplacement ξ_p [m] et ainsi obtenir la variation de volume à partir de sa surface S_p [m^2]. Enfin, la cavité du coupleur doit être étanche afin d'éviter les court-circuits acoustiques.

4.1.2 Expressions basiques

La pression dynamique p_m appliquée sur la membrane du microphone est calculée à partir de l'évaluation de l'impédance acoustique de transfert Z_T [$\mathrm{Pa{\cdot}s{\cdot}m^{-3}}$] du coupleur et d'une mesure du débit volumique $\mathrm{S}_p v_p$ [$\mathrm{m^3{\cdot}s^{-1}}$] du piston. L'impédance Z_T est l'expression de la proportionnalité entre la pression appliquée sur la membrane du microphone et le débit volumique du piston. Dans le cas d'un piston rigide, p_m peut s'écrire :

$$p_m = \mathrm{Z}_\mathrm{T}\,\mathrm{S}_p v_p = j\omega \mathrm{S}_p \mathrm{Z}_\mathrm{T} \xi_p. \tag{4.2}$$

Dans le cas où le champ de pression est uniforme dans la cavité du coupleur, lorsque ses dimensions physiques sont très petites comparées à la longueur d'onde ($\sqrt[3]{\mathrm{V}} \ll \lambda_0$), alors la pression p_m appliquée à la membrane du microphone est la même que la pression p_p au niveau du piston. En l'occurrence, l'impédance Z_T peut être évaluée théoriquement. À partir du schéma du circuit équivalent de la figure 4.1, elle peut être donnée par :

$$\frac{1}{\mathrm{Z}_\mathrm{T}} = \frac{1}{\mathrm{Z}_c} + \frac{1}{\mathrm{Z}_m}, \tag{4.3}$$

où Z_c et Z_m sont respectivement les impédances acoustiques de la cavité et du microphone à étalonner. Sur le schéma, Z_p correspond à l'impédance du piston. En l'occurrence, il n'est pas nécessaire de la connaître pour obtenir p_m, à partir du moment où l'information sur $\mathrm{S}_p v_p$ est mesurée et les informations sur Z_c et Z_m sont calculées.

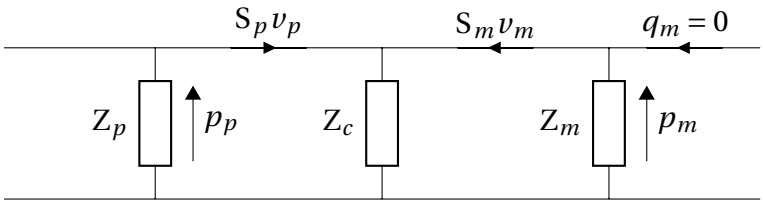


FIGURE 4.1 – Circuit équivalent du pistonphone.

4.2 Modèle théorique

Dans les deux précédents chapitres, la modélisation paramétrique d'un générateur de pression dynamique infrasonore ainsi que des formulations d'admittances acoustiques de transfert des cavités cylindriques ont été décrites et discutées. La *solution générale alternative basses fréquences* développée dans le cadre de cette thèse, définie dans les équations (2.75) et (2.69), a été validée théoriquement et expérimentalement. Sur la base de ces développements, le modèle analytique de l'étalon primaire est présenté ici avec son domaine de validité.

4.2.1 Grandeur mesurée et mesurande

L'objectif est d'obtenir le mesurande de pression dynamique infrasonore dans une cavité à laquelle sera couplé un étalon de transfert ou un microbaromètre. L'étalon primaire développé est un pistonphone, avec une cavité cylindrique close, sur la base technologique du calibreur du CEA. La figure 4.2 présente un schéma descriptif du dispositif.

Le piston rigide est animé d'un mouvement uniforme de translation verticale parallèlement à lui-même. Cette particularité permet d'obtenir une information fiable sur la variation du volume de la cavité avant à partir de la mesure du déplacement en un point de la surface du piston avec un interféromètre laser, ainsi que la connaissance fine des caractéristiques géométriques de la cavité cylindrique (hauteur h_0, diamètre Φ_0, cylindricité, parallélisme). Cette variation de volume peut être transformée en variation de pression avec la *solution générale alternative basses fréquences* du chapitre 2, validée expérimentalement au chapitre 3.

Une autre particularité de ce GPDI est l'importance apportée à la conception de la cavité pour obtenir un cylindre aussi parfait que possible. Aucun équipement (prises d'air, vannes, capteurs, assemblages, supports...) n'est présent le long des génératrices du cylindre afin de respecter cette exigence. Les équipements couplés à la cavité se trouvent sur le plan parallèle à la membrane, affleurant à la surface interne, ce qui garantit la validité théorique d'une impédance acoustique de transfert pour les cavités cylindriques. Comme précisé au chapitre 2, la solution de l'équation de Fourier de conduction de la chaleur utilisée pour le modèle, est valide pour un cylindre parfait.

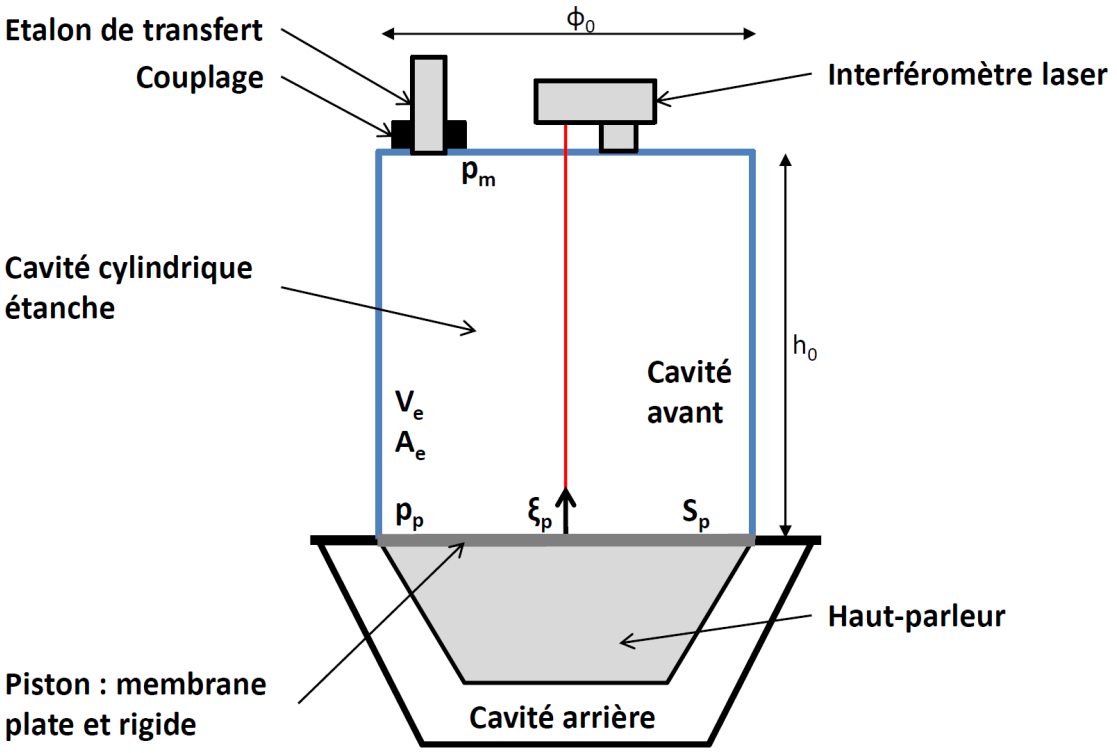


FIGURE 4.2 – Schéma de l'étalon primaire dans sa position de fonctionnement. En bleu est représentée la cavité cylindrique de hauteur h_0 et de diamètre Φ_0.

4.2.2 Expression de l'impédance acoustique de transfert

À partir de l'équation (2.73) et en prenant l'hypothèse d'un gaz parfait et d'une pression uniforme (p_m=p_p), l'impédance acoustique Z_c de la cavité cylindrique de l'étalon primaire, de volume V_e et d'aire interne totale A_e, dans laquelle un piston de surface S_p est en mouvement de translation ξ_p, peut être définie par :

$$\frac{1}{Z_c} = \frac{j\omega V_e}{\gamma P_0}\left(\gamma - (\gamma-1)\,E_P\right) \tag{4.4}$$

avec E_p qui est donné par la formulation générale :

$$\begin{aligned} E_P &= \sum_{m=0}^{+\infty}\sum_{n=1}^{+\infty} \frac{8/\pi^2}{(m+1/2)^2\lambda_n^2} \frac{1}{1+\dfrac{\lambda_n^2 R_{ep}^2 + (m+1/2)^2\pi^2}{(1+2R_{ep})^2} X_P^2}, \\ X_P &= \frac{A_e}{V_e}\frac{1-j}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\alpha_t}{\omega}}, \end{aligned} \tag{4.5}$$

et où R_{ep} est le rapport de la longueur de la cavité sur deux fois son rayon, P_0 est la pression statique, ω la pulsation, γ le ratio des capacités calorifiques isobare et isochore, λ_n les zéros de rang n de la fonction de Bessel $J_n(x)$. Ainsi, l'impédance de transfert du pistonphone étalon Z_T peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{1}{Z_T} = \frac{j\omega V_e}{\gamma P_0}\left(\gamma - (\gamma-1)E_P\right) + \frac{1}{Z_m}. \tag{4.6}$$

La figure 4.3 présente l'amplitude et la phase de $j\omega Z_T$ en fonction de la fréquence. Pour obtenir cette réponse, l'admittance d'un potentiel étalon de transfert couplé à la cavité est supposée totalement négligeable ($1/Z_m$=0).

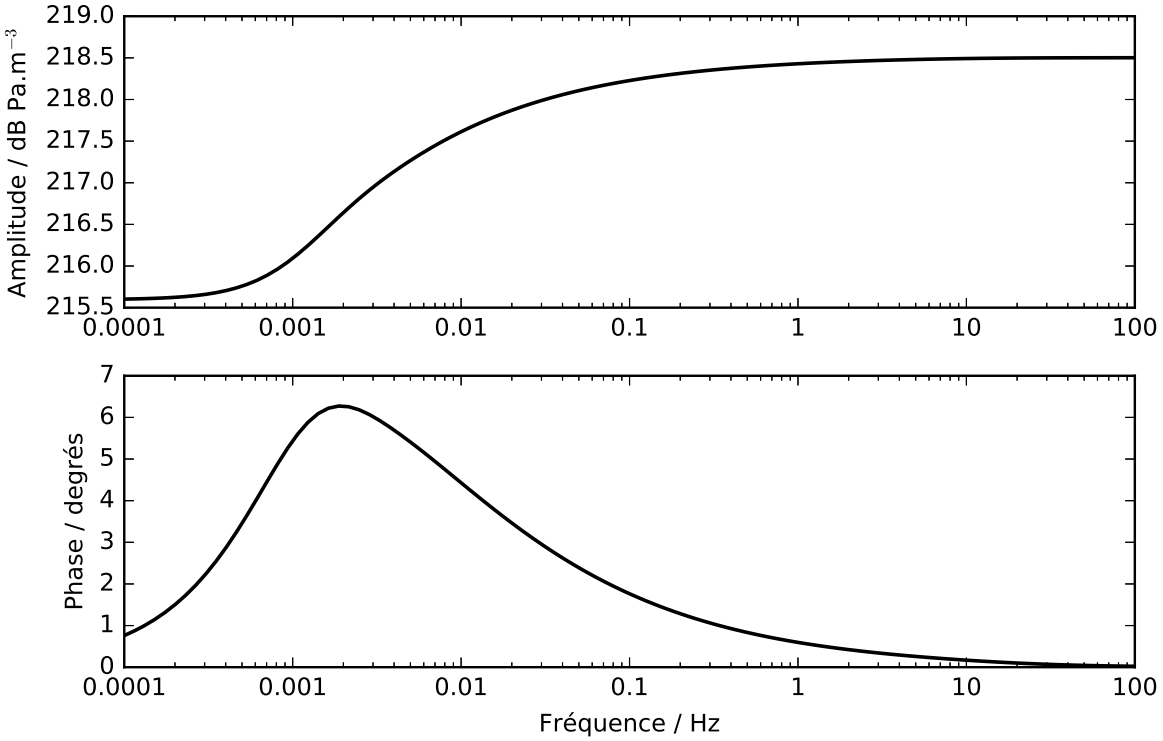


FIGURE 4.3 – Amplitude (dB Pa.m^{-3} ref. 1 Pa.m^{-3}) et phase (degrés) de l'impédance $j\omega Z_T$ de la cavité de l'étalon primaire, avec les paramètres nominaux du tableau 4.1.

4.3 Description du dispositif

Au moment d'écrire cette thèse, l'étalon primaire est en cours de fabrication dans une entreprise spécialisée. Il sera livré au sein du LNE dans le courant du mois d'octobre 2018. Les figures présentées dans les paragraphes qui suivent proviennent soit du dossier de conception, à partir des fichiers 3D ; soit de photographies d'un prototype ; soit de la caractérisation de l'actionneur, déjà fabriqué. Des plans du dispositif sont présentés en annexe H.

4.3.1 Ordres de grandeurs dimensionnels

Comme expliqué précédemment, afin de respecter au maximum les hypothèses du modèle, un soin particulier a été apporté à la cylindricité de la cavité du pistonphone. Les dimensions choisies sont : un diamètre de 0,285 m, afin d'être aligné sur les dimensions du piston, et une longueur de 0,298 m, afin d'avoir un compromis intéressant entre volume, rapport signal/bruit, et coût de fabrication. La figure 4.4 présente des vues du modèle numérique 3D de l'étalon primaire.

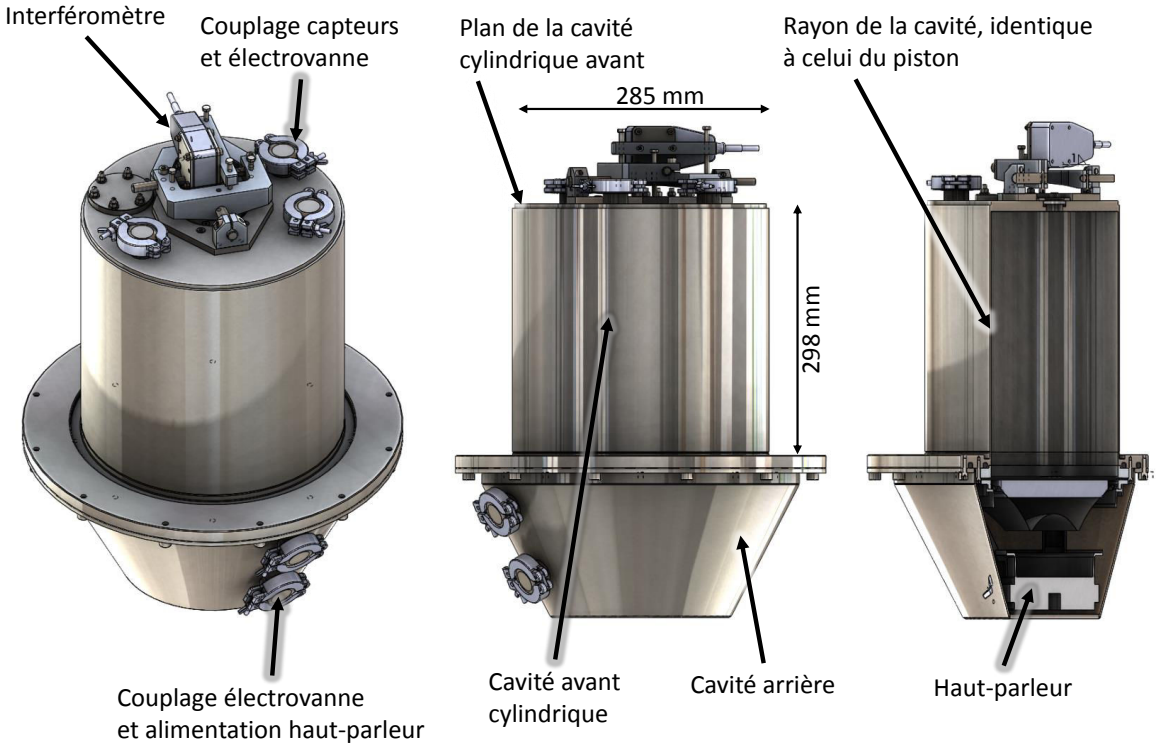


FIGURE 4.4 – Vue numérique 3D de l'étalon primaire.

Les systèmes de couplage d'équipement (tels que des capteurs de pression statique ou dynamique, ou sondes de température) sont conçus de manière à ce que la cavité reste la plus cylindrique possible. Les géométries des parties mécaniques sont affleurantes au plan de la base du cylindre de la cavité avant. La figure 4.5 détaille le plan géométrique sur lequel les capteurs sont couplés, ainsi que la plateforme de réglage d'alignement de l'interféromètre. Sur la base de l'expérience acquise avec les différentes versions de générateurs d'infrasons du CEA, l'étanchéité de la cavité a été soigneusement étudiée. La solution choisie pour cette étanchéité est l'utilisation de brides à vide (KF-25). Un passage générique pour de futurs capteurs est réservé, avec un diamètre de 40 mm. Deux électrovannes sont systématiquement couplées, afin de pouvoir égaliser automatiquement la pression statique des cavités avant et arrière. Tous les passages étanches permettent de coupler jusqu'à 3 capteurs simultanément, tels que des microphones, des microbaromètres, ou des capteurs de pression statique.

Le système de mesure du déplacement de la membrane est un interféromètre laser de type Renishaw RLU10. La particularité de ce système est l'utilisation d'un double faisceau, ce qui permet de diminuer les erreurs d'aplanétisme et de doubler la résolution spatiale. Le système de réglage a été développé spécifiquement pour l'étalon primaire. Sa spécificité est qu'il doit être peu sensible aux variations de température, doit posséder quatre degrés de liberté, et avoir la possibilité de rester bloqué dans une position nominale de fonctionnement pour des durées indéterminées. La figure 4.6 présente un schéma du double faisceau et une photographie de son système mécanique de réglage.

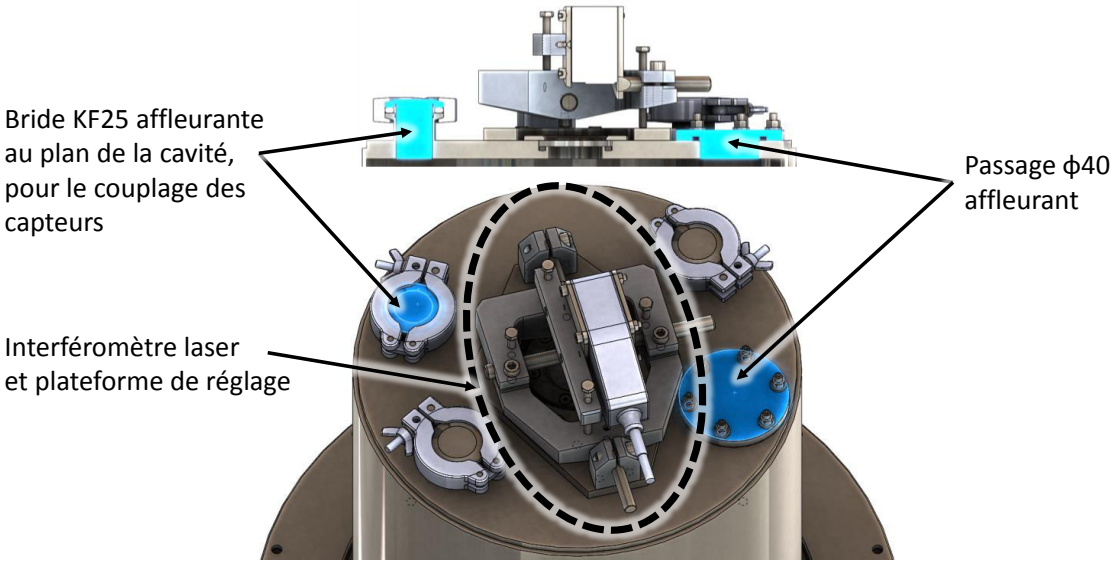


FIGURE 4.5 – Base de la cavité de l'étalon primaire, avec ses systèmes de couplage affleurants.

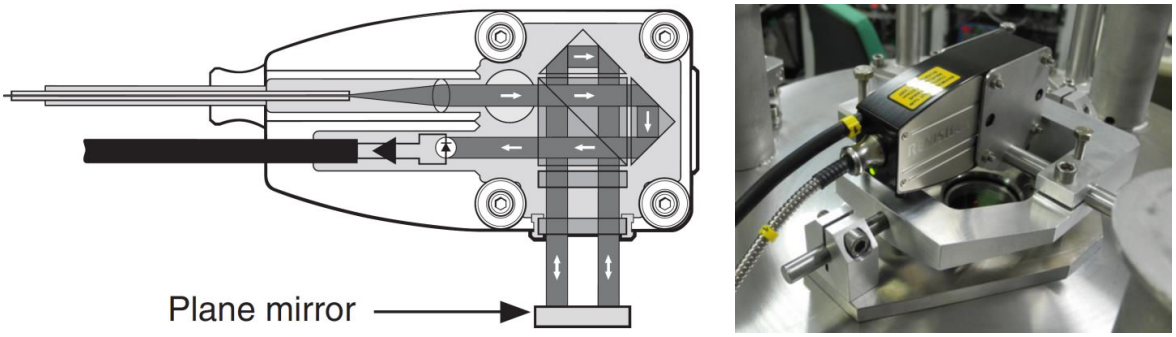


FIGURE 4.6 – Détails sur l'interféromètre laser et son système mécanique d'alignement.

Le grand intérêt d'utiliser un dispositif optique pour mesure le déplacement de la membrane est sa traçabilité métrologique sur toute la bande de fréquence de l'étalon. En effet, la fiabilité de la mesure dépend principalement de la stabilité de la longueur d'onde de la source laser et de la stabilité géométrique de la cavité. Quelle que soit la fréquence du champ de déplacement de la membrane, seule cette stabilité optique intervient dans le bilan d'incertitude propre à l'interféromètre. L'étalonnage de l'interféromètre est traçable au SI.

D'après les informations acquises lors de la caractérisation dimensionnelle d'un prototype fabriqué pour le CEA, mesuré sur une machine 3D, on peut s'attendre à ce que l'étalon primaire du LNE ait des erreurs sur son diamètre et sur sa hauteur, respectivement inférieures à $\pm 0,25 \cdot 10^{-3}$ m et $\pm 0,15 \cdot 10^{-3}$ m. D'après son certificat d'étalonnage, la source laser possède une longueur d'onde de $632,9900 \pm 10^{-4}$ nm.

Le piston est un haut-parleur accessoirisé, dont le diamètre est identique à celui de la cavité de l'étalon : 285 mm. La figure 4.7 présente une vue 3D éclatée de l'assemblage. Un nid d'abeille est collé sur le dôme du haut-parleur afin de rigidifier la structure et de créer une surface plane sur laquelle une membrane en néoprène de 3 mm d'épaisseur est collée. Cette membrane est également serrée entre deux anneaux métalliques, qui assurent

ainsi une étanchéité et un maintien de celle-ci. L'ensemble est fixé à la cavité avant de l'étalon, et un joint torique assure localement l'étanchéité. Enfin, un miroir est collé sur la membrane pour permettre la réflexion du faisceau laser de l'interféromètre.

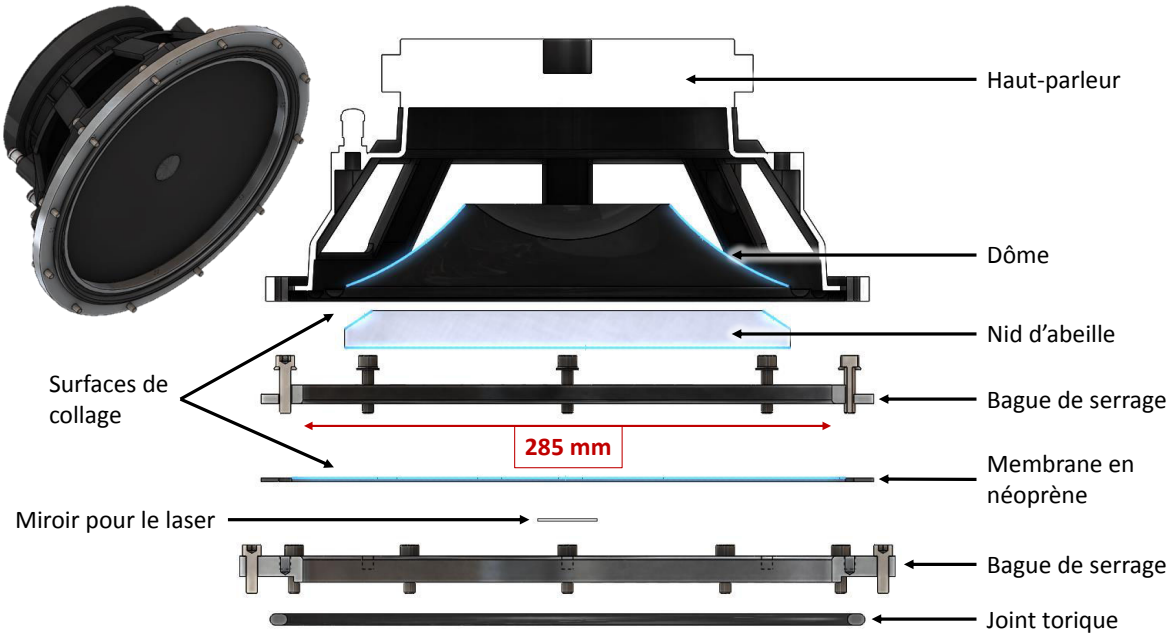
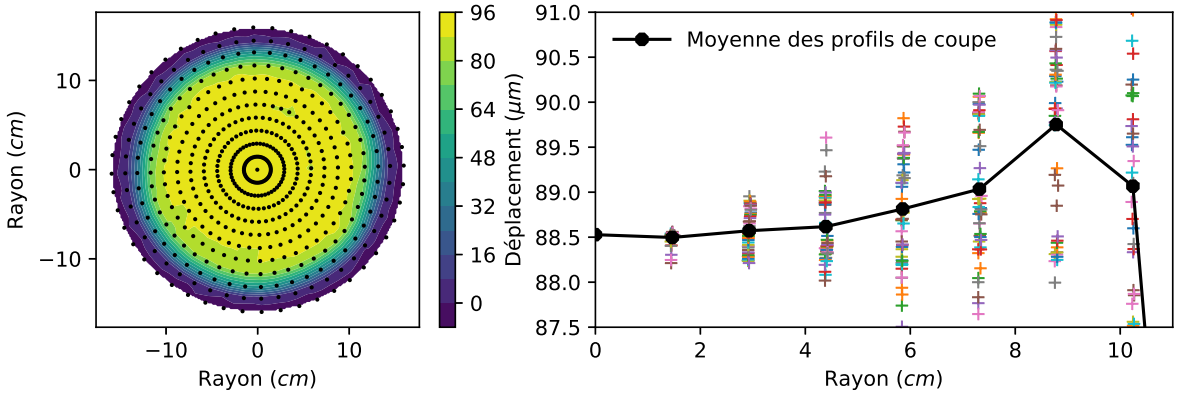


FIGURE 4.7 – Détails sur le piston : un haut-parleur accessoirisé.

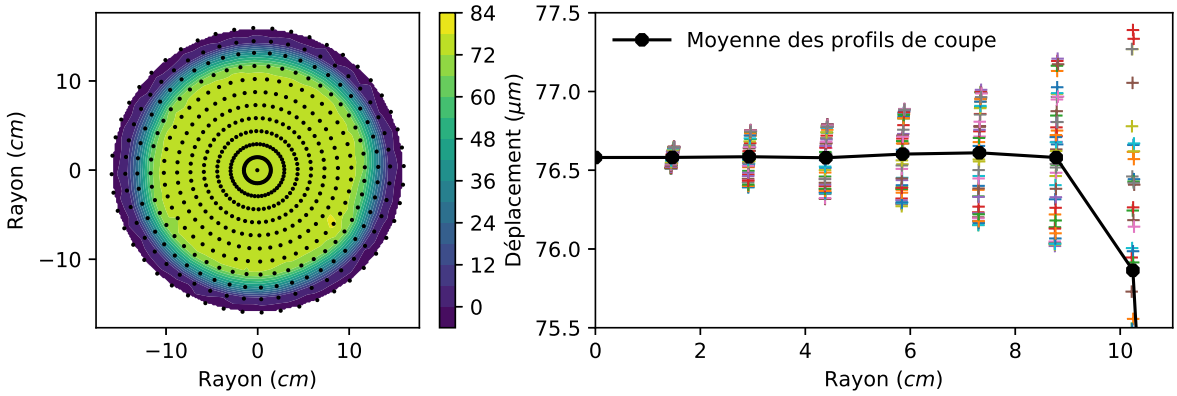
Ce haut-parleur modifié joue le rôle d'un piston plan et rigide. Son comportement géométrique a été caractérisé avec un interféromètre 3D. Les figures 4.8, 4.9 et 4.10 présentent les résultats de cette étude. Dans la figure 4.8a est représenté le champ de déplacement de la membrane pour un déplacement de 88,5 µm à 0,3 Hz. La zone immobile pour les grands rayons correspond à l'anneau fixe de serrage de la membrane. Autour du centre, on peut noter un comportement de piston plan. Le détail de la déformation sur plusieurs rayons compris entre 0 et 11 cm de la figure 4.8b permet d'observer la dispersion, selon le rayon choisi, du profil de la membrane. Le même comportement peut être noté dans les figures 4.9a et 4.9b, pour un déplacement de 76,6 µm à 10 Hz. Enfin, les détails de la déformation sur les bords de la membrane sont présentés en figures 4.10a et 4.10b, pour un déplacement de 65 µm à 10 Hz. Cette étude permet de conclure sur le niveau de confiance que l'on peut apporter au comportement du piston plan du dispositif choisi. Elle permet également de qualifier le profil de la déformation des bords du piston. Ces informations seront exploitées dans un futur calcul d'incertitude pour tenir compte des imperfections du piston.

Le logiciel utilisé pour le banc primaire est DORIS Metrology, développé dans le cadre de cette thèse, et présenté au paragraphe 3.1.1.



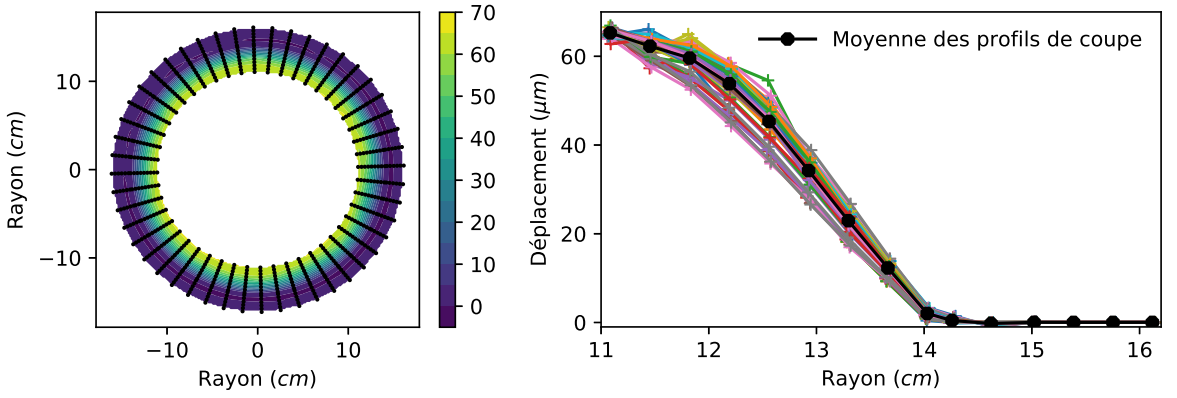
(a) Déplacement (en µm) (b) Profils de coupe (en µm)

FIGURE 4.8 – Déplacement et profils de coupe au centre de la membrane (en µm) à 0,3 Hz.



(a) Déplacement (en µm) (b) Profils de coupe (en µm)

FIGURE 4.9 – Déplacement et profils de coupe au centre de la membrane (en µm) à 10 Hz.



(a) Déplacement (en µm) (b) Profils de coupe (en µm)

FIGURE 4.10 – Déplacement et profils de coupe sur le bord de la membrane (en µm) à 10 Hz.

4.3.2 Schéma synoptique du fonctionnement du banc primaire

La figure 4.11 présente une illustration du dispositif de contrôle/commande du banc primaire. La génération du signal envoyé à l'étalon, ainsi que la numérisation des signaux des capteurs et de l'interféromètre sont effectuées par un châssis VTI Instruments CMX09, avec un générateur de forme d'onde EMX-1434 et un numériseur 24 bits EMX-4350. Le signal sinus pur ainsi généré est amplifié au travers d'un amplificateur de puissance qui passe le continu : un AE TECHRON 7224 DC-enabled AC amplifier. Ce signal est envoyé au haut-parleur. Une carte relais SMX-2002 commande les deux électrovannes qui servent à égaliser la pression statique entre les deux cavités dans le cas d'importants changements de pression statique à l'extérieur du dispositif pendant l'utilisation du système. Durant toute la séquence de mesure, la variation des grandeurs de l'environnement est suivie avec des sondes de température, d'hygrométrie et de pression statique. Le banc est contrôlé avec le logiciel DORIS Metrology, dédié à l'étalon.

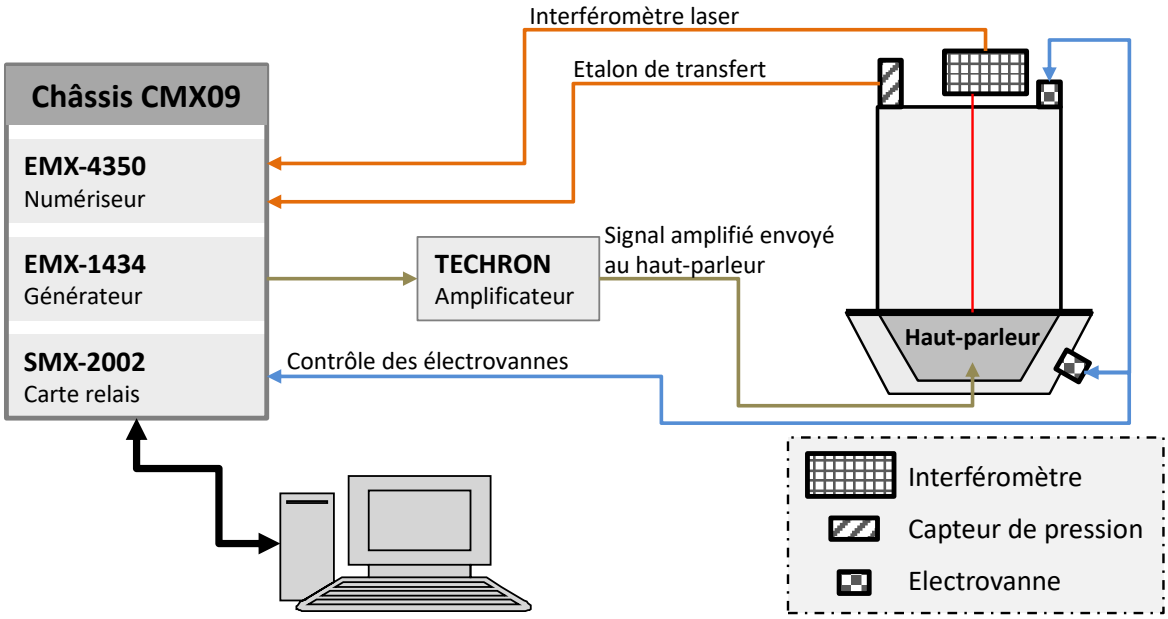


FIGURE 4.11 – Schéma synoptique du fonctionnement du banc primaire.

4.3.3 Ordres de grandeurs fréquentiels

L'hypothèse principale du modèle d'impédance acoustique de transfert de l'équation (4.6) est la supposition d'une pression uniforme. Les dimensions de la cavité ont été choisies de manière à respecter le comportement piston-plan de l'actionneur, tout en garantissant un champ de pression uniforme jusqu'à 20 Hz. La longueur d'onde λ_0 à 20 Hz dans l'air est de 17 m. Le volume de la cavité V_e a été choisi tel que $\lambda_0 > 60\sqrt[3]{V_e}$ à 20 Hz. Une étude par modélisation numérique plus fine sur le niveau d'uniformité de la pression dans la cavité est prévue pour déterminer le degré de confiance et le niveau d'incertitude associé.

4.3.4 Propagation d'incertitudes

Les paramètres quantifiables qui entrent dans le modèle d'impédance acoustique de transfert de l'étalon primaire sont présentés en tableau 4.1. Dans un premier temps, à partir de leur plage de variation, une propagation d'incertitude par la méthode de Monte Carlo [58] a été effectuée sur 10^5 cas sur le niveau de pression acoustique dans la cavité. Les résultats sont présentés en figure 4.12.

Nom	Paramètre	Valeur	Erreur
Température	T [°C]	23,0	±0,5
Pression statique	P_0 [hPa]	1013,25	±0,5
Longueur cavité	L_e [m]	0,298	$\pm 0,15 \cdot 10^{-3}$
Diamètre cavité	D_e [m]	0,285	$\pm 0,25 \cdot 10^{-3}$
Déplacement membrane	ξ_p [m]	$88,5 \cdot 10^{-6}$	±1,5
Dilatation cavité en acier	- [$\mu m \cdot m^{-1} \cdot °C^{-1}$]	12	-
Volume équivalent capteur	$V_{eq,(r,t)}$ [m^3]	$150 \cdot 10^{-9}$	$\pm 10^{-8}$
Stabilité longueur d'onde laser*	- [nm]	632,99	±0,1 ppm

*certificat d'étalonnage, niveau d'incertitude à k=2

TABLEAU 4.1 – Tableau de la variation des paramètres du modèle.

Cette propagation d'incertitudes devra être finalisée au stade expérimental, la limite visée est de 0,1 dB. Elle ne prend pas en compte notamment :

1. l'incertitude sur la seconde, sachant que l'unité [Pa] intègre cette grandeur. Cette composante sera apportée avec l'incertitude sur la fréquence, probablement très faible devant les autres.
2. l'incertitude sur la tension mesurée en [V] pour obtenir l'efficacité de l'étalon de transfert. Cette composante sera issue de l'étalonnage du voltmètre utilisé.
3. l'influence de la déformation de la membrane, notamment sur ses bords, qui entraine un défaut de cylindricité et un volume supplémentaire. Une modélisation numérique sera effectuée pour estimer son niveau d'incertitude, après caractérisation du haut-parleur qui servira au banc primaire. Néanmoins, dans un premier temps le volume ajouté dû à cette déformation peut être pris en compte dans le modèle. Son influence sur le bilan d'incertitude est négligeable ;
4. la complexité du couplage de l'étalon de transfert, couplé à la cavité de l'étalon primaire. Lorsque son volume est non négligeable, des effets thermiques peuvent apparaître. Selon la géométrie de l'objet, une étude numérique pourra être effectuée afin d'estimer son niveau d'incertitude. Dans le cas de l'utilisation d'un microphone, l'influence de ce couplage sera négligeable ;
5. les incertitudes de répétabilité, très certainement prépondérantes devant toutes les autres. Des mesures doivent être effectuées avec le banc pour les prendre en compte ;
6. la potentielle non-uniformité du champ de pression. Là encore, une modélisation numérique sera effectuée pour estimer son niveau d'incertitude. Néanmoins, l'in-

fluence des effets qui peuvent apparaître en hautes fréquences est négligeable devant les incertitudes liées à la répétabilité de la mesure.

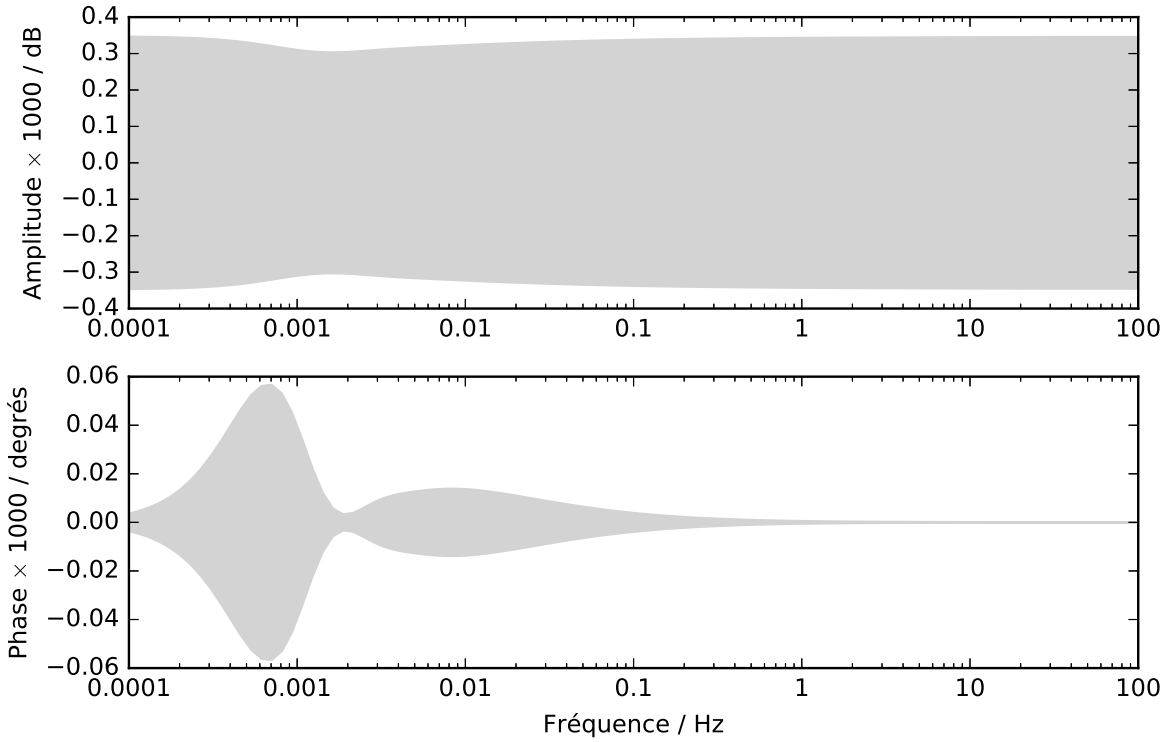


FIGURE 4.12 – Propagation d'incertitude par la méthode de Monte Carlo. Il faut bien noter que certaines composantes n'ont pas encore été prises en compte. Le niveau maximal d'incertitude visé dans un premier temps est de 0,1 dB aux plus basses fréquences.

4.4 Conclusion sur le banc primaire

L'étalon primaire présenté dans ce chapitre a pour vocation d'être le premier élément de la chaîne de traçabilité métrologique, afin d'étalonner d'autres étalons de moindre exactitude, ou bien des équipements de mesure de la même grandeur, tels que des microbaromètres. Il répond aux spécifications définies en introduction, à savoir une gamme de fréquence comprise entre 10^{-4} Hz et 20 Hz, un niveau de pression de l'ordre de 10 Pa. Il reste cependant à le caractériser finement après sa fabrication, afin d'obtenir entre autres son niveau d'incertitude.

Le modèle utilisé a été vérifié théoriquement et expérimentalement dans les précédents chapitres, et répond aux exigences d'un modèle étalon. Il permet de raccorder la pression dynamique à la mesure du mètre et de la seconde.

Ayant un domaine fréquentiel de fonctionnement très large, ce banc primaire permettra de relier, en termes de raccordement au SI, les pressions acoustiques et les pressions statiques (*cf.* figure 1.1). Pour ce faire, il faudra pouvoir disposer d'étalons de transferts adaptés.

Chapitre 5

Conclusion

« L'éternité c'est long,
surtout vers la fin. »

PIERRE DESPROGES

L'objectif principal du travail présenté dans ce mémoire a consisté à développer un étalon primaire dans le domaine des pressions dynamiques infrasonores pour l'étalonnage des microbaromètres, garantissant la traçabilité des mesures au SI.

Dans un premier temps, une étude théorique et expérimentale sur le générateur d'infrasons du CEA a permis de décrire son comportement de 300 Hz à 4,0 10^{-4} Hz. Cette étude valide l'ajustement d'un modèle à 17 paramètres sur des mesures avec un algorithme génétique. Ces résultats ont apporté des axes de recherche pour le développement de l'étalon primaire, notamment en vue de la simplification du modèle ainsi que des choix technologiques à prendre.

Afin de simplifier analytiquement le problème et d'atteindre des exigences normatives pour le modèle étalon, il est apparu comme essentiel de vérifier la validité aux fréquences infrasonores des formulations d'admittances acoustiques de transfert des cavités cylindriques, actuellement normalisées et utilisées par les INM pour l'étalonnage primaire de réciprocité des microphones jusqu'à 2 Hz. Les développements analytiques et expérimentaux pour tester la validité des formulations discutées concluent clairement que la *solution alternative générale basse fréquence* formulée dans le cadre de ces travaux de thèse est l'unique modèle valide (parmi les formulations étudiées) dans la gamme de fréquence ciblée, pour l'amplitude et la phase. Cette étude met en évidence les limites des formulations actuellement normalisées des admittances acoustiques de transfert pour l'étalonnage infrasonore des microphones.

Concernant l'étalon primaire, son modèle est de fait basé sur la *solution alternative générale basses fréquences*. Les enseignements tirés de la caractérisation du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA, ainsi que l'utilisation de ce modèle validé analytiquement et expérimentalement, ont permis le dimensionnement mécanique du banc primaire. Les descriptions et choix mécaniques ont été présentés. Une brève propaga-

tion d'incertitude a été menée, qui semble indiquer que les incertitudes liées au modèle sont très certainement négligeables devant les incertitudes de répétabilité. Étant donnée sa mission de détenir, maintenir et réaliser les étalons nationaux, c'est naturellement au LNE que se trouve le banc primaire. Des travaux avec ce banc sont prévus afin de relier, en termes de raccordement au SI, les pressions acoustiques et les pressions statiques.

Beaucoup de perspectives à court terme sur l'utilisation du banc primaire se profilent, avec notamment un important travail de qualification. En effet, après livraison et montage du dispositif, le raccordement des résultats de mesure obtenus avec cet étalon et d'autres dispositifs pour des bandes de fréquences qui se recouvrent doit être testé et validé. L'étalonnage de microphones étalons dans la gamme des pressions acoustiques avec la méthode de la réciprocité doit être comparé avec leur étalonnage par l'étalon primaire infrasonore dans la partie haute de sa bande de fréquence de fonctionnement. De même, pour les pressions statiques, des études de comparaisons d'étalonnages avec les méthodes adaptées normalisées, puis avec l'étalon primaire infrasonore doivent être menées. Dans un registre similaire, la qualification métrologique du logiciel DORIS développé lors de cette thèse est un travail indispensable à la validation du banc primaire, puisque ce logiciel est une partie intégrante de la chaîne de mesure. Aussi, des tests expérimentaux et des études numériques plus poussées permettront de quantifier de manière plus fine les incertitudes de mesure associées à l'utilisation du banc primaire, en fonction du type de capteur couplé.

Les résultats de ces travaux de thèse ont été présentés au sein du groupe de travail « microphone » du *Technical Comitee 29* de la CEI en vue d'une révision de la norme CEI 61094-2:2009. Ils ont également fait l'objet d'une publication dans la revue internationale à comité de lecture *Metrologia* [65], revue de référence dans le domaine de la métrologie, ainsi que dans la revue *Applied Acoustics* [66]. Enfin, il reste à trouver un dispositif à même de remplir le rôle d'étalon de transfert, afin de constituer le maillon suivant de la chaîne ininterrompue de la traçabilité métrologique pour le domaine des infrasons.

Annexe A

Générateur d'infrasons du CEA

Note : Cette annexe décrit différentes versions du calibreur du CEA, depuis sa création, jusqu'à son état au début de la thèse, avant les modifications qui ont été menées et décrites dans ce mémoire. Cette annexe a été rédigée au niveau de connaissances de l'année 2015, lors de mon stage de Master (École Normale Supérieure / Le Mans Université).

L'IS calibrator (IS pour InfraSon, *nom donné à l'époque*) est un générateur de pression dynamique infrason développé par le CEA au début des années 2000 pour la caractérisation de ses capteurs microbarométriques.

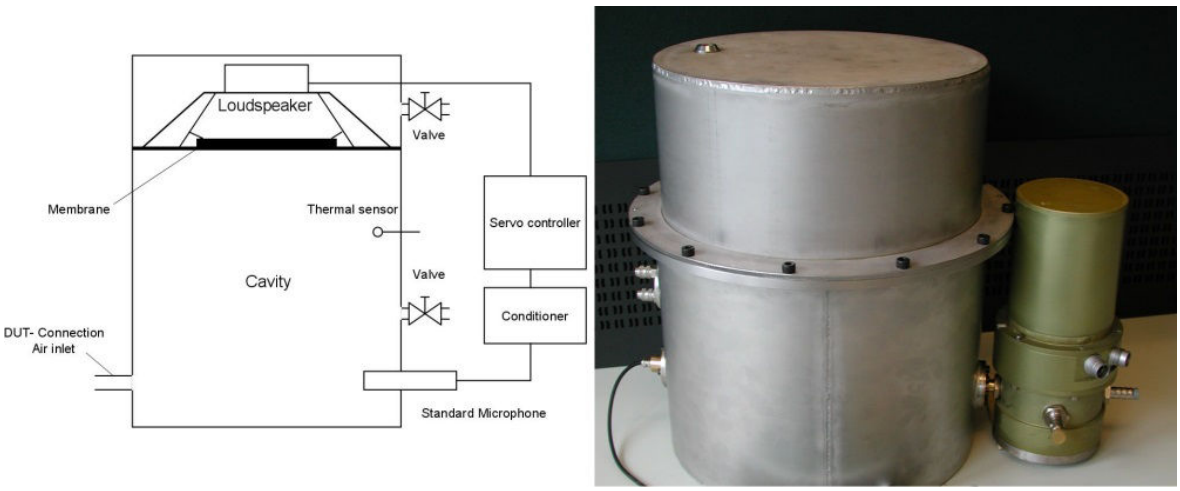


FIGURE A.1 – IS Calibrator du CEA, et sa photo avec un MB2000 couplé [67]

Ce générateur se présente sous la forme d'une enceinte cylindrique close de 37 cm de diamètre constituée de l'assemblage de deux cavités étanches (*cf.* Figures A.1 et A.2). La cavité arrière est de 13 L et ce*ll*e avant de 30 L [67]. La pression statique dans les cavités au début de la manipulation est ceLLe de la pression atmosphérique (mise à l'équilibre par les vannes d'égalisation de pression avant la mesure).

La cavité arrière contient un haut-parleur du commerce modifié afin qu'il s'apparente à un piston rigide et étanche. La surface de sa membrane mobile est aplanie par l'ajout d'une structure en nid d'abeille et d'une nouvelle membrane en néoprène. La cavité avant contient le microphone de référence et l'interface de couplage du microbaromètre.

Le principe de fonctionnement consiste à faire varier le volume de la cavité avant au moyen du piston indéformable (le haut-parleur modifié), pour obtenir une variation de pression. La cavité est dimensionnée afin que le champ de pression soit uniforme lors du mouvement du piston. La réponse acoustique théorique du calibreur est plate en amplitude et en phase dans la bande [DC ; 30 Hz] [1].

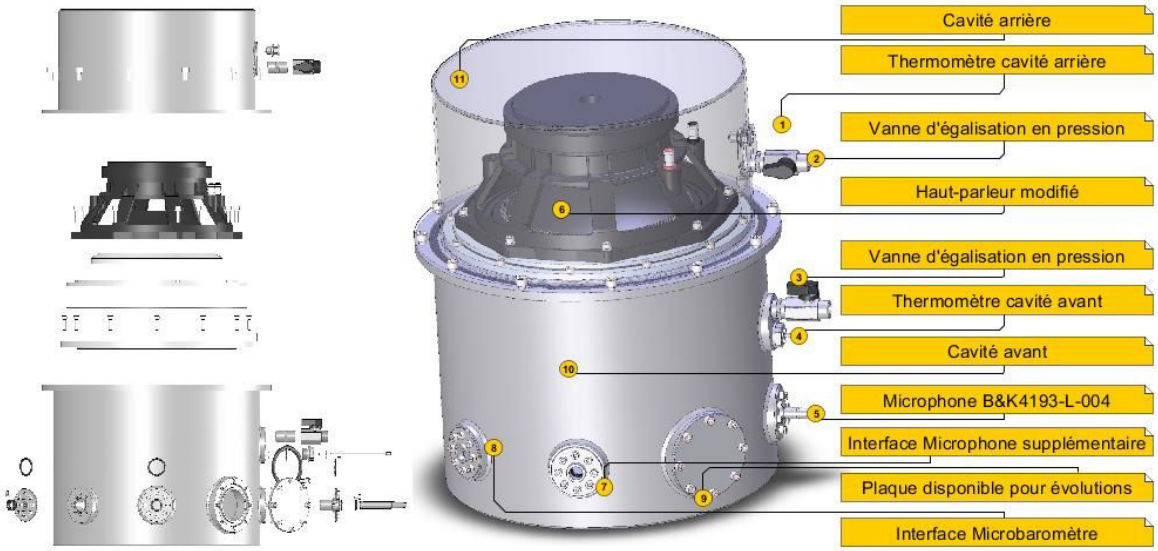


FIGURE A.2 – Modèle 3D du calibreur du CEA en vue éclatée, et descriptif de ses composants

Deux modes de fonctionnement sont possibles pour l'utilisation du calibreur dans le laboratoire du CEA. Le premier mode, appelé Calibrac, est historiquement celui utilisé depuis la création du calibreur. Il sera remplacé à moyen terme par un mode par comparaison, plus à même de remplir un rôle métrologique.

A.1 Mode de fonctionnement CALIBRAC

Le coffret électronique Calibrac est utilisé pour contrôler initialement la tension appliquée au haut-parleur et ainsi le niveau de pression dans la cavité avant par rapport à une valeur de consigne définie par l'opérateur (pression appliquée, fréquence, durée de la séquence...), tout en prenant en compte la pression atmosphérique au moment de la mesure.

Pour une même tension fournie au haut-parleur, la pression appliquée au capteur à caractériser varie avec la pression atmosphérique et la température. Par conséquent, pour disposer d'un équipement dont les performances sont invariantes vis-à-vis des fluctuations de ces paramètres, il est nécessaire de les prendre en compte avant l'étalonnage dynamique du microbaromètre (MB). Le Calibrac intègre pour cela une fonctionnalité de correction en prenant comme référence la sensibilité du microphone B&K 4193-L-004.

1. En réalité, la mesure montre que la réponse acoustique fluctue à ±1 dB dans les basses fréquences (< 10 Hz). Mais cette petite variation est stable, donc corrigible

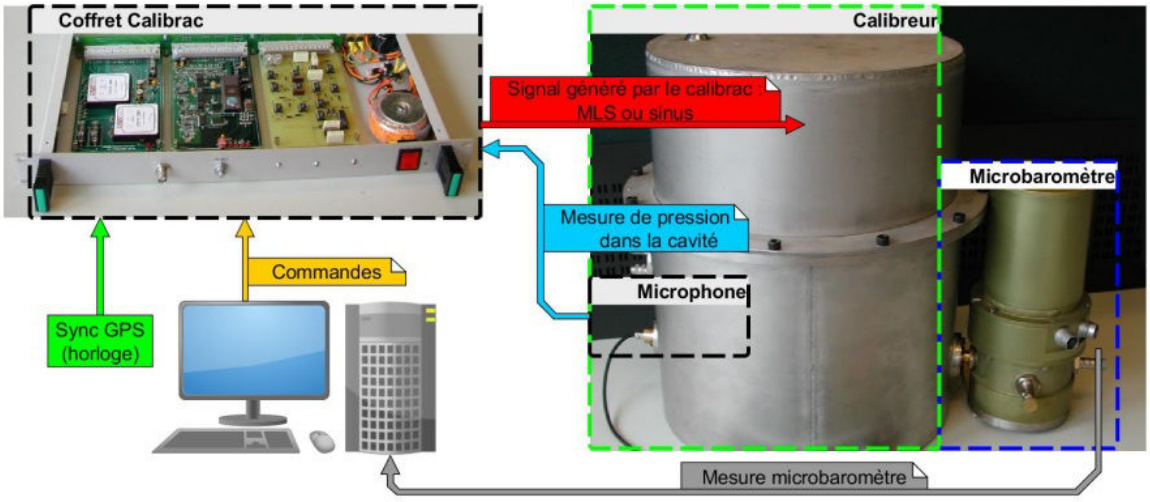


FIGURE A.3 – Schéma de la chaîne de fonctionnement du calibreur du CEA dans son mode Calibrac.

La procédure met en œuvre au préalable un étalonnage *in situ* du microphone à 10 Pa avec un calibreur de pression 4231 étalon de Bruel et Kjaer (sensibilité à la pression statique $8 \cdot 10^{-4}$ dB/hPa). Celui-ci génère un signal sinusoïdal à 1 kHz et une pression de référence de 10 Pa.

Une fois la chaîne microphone étalonnée à 10 Pa et 1 kHz, une opération d'ajustage de la tension de référence appliquée au haut-parleur est nécessaire avant l'étalonnage dynamique d'un microbaromètre (MB). Cette opération est automatique et se déroule de la façon suivante: le coffret Calibrac calcule la tension de référence de manière itérative à partir de la mesure de pression du microphone pour un signal sinusoïdal à 20 Hz avec une amplitude correspondant à la tension de référence initiale. La réponse du 4193 est plate de 20 Hz à 1 kHz à 0,1 dB près, ce qui justifie, entre autres, le choix de ce microphone. Le facteur de conversion réel du calibreur est à nouveau calculé. Un processus d'itération et d'optimisation qui agit sur la tension appliquée au haut-parleur permet de faire converger la pression mesurée et la pression de consigne. Lorsque le critère de convergence est atteint, la tension appliquée au haut-parleur est prise comme tension de référence pour la suite de la vérification dynamique du microbaromètre (Fig. A.3).

Le Calibrac n'a ensuite plus d'action en boucle fermée lors de la calibration du capteur à tester. En effet, une fois cette tension de référence à 10 Pa récupérée, le signal envoyé au haut-parleur n'est plus corrigé par la mesure du microphone.

Ce mode de fonctionnement présente toutefois plusieurs sources d'incertitudes :

— Le signal utilisé pour le calcul de la tension de référence est à 20 Hz, alors que la calibration d'un microbaromètre se déroule sur toute sa plage de fonctionnement : de 5 mHz à 40 Hz. Il faudrait être certain que le calibreur possède une réponse parfaitement plate en-dessous de 20 Hz. La pratique montre en effet que la réponse du calibreur possède une pente à -0.4 dB/dec, et non une réponse plate (Fig. A.5). Néanmoins, cette pente étant stable, elle est prise en compte dans la mesure, sans pour autant garantir son origine.
— La tension de référence du haut-parleur correspond à une pression de 10 Pa dans

la cavité, à 20 Hz. Il faudrait être certain qu'en augmentant ou en diminuant linéairement la tension de consigne proportionnellement à la tension de référence, la pression dans la cavité suit exactement cette consigne : si 1 V correspond à 10 Pa dans la cavité, sommes-nous sûrs que 2 V correspondent à 20 Pa ?

— La température est mesurée dans la cavité et dans l'enceinte climatique, mais ce paramètre n'est nullement utilisé en terme de correction à appliquer à la mesure.

— Le coffret Calibrac définit un paramètre (la tension de référence) à un instant donné avant la calibration. Si les conditions de mesure changent, aucune correction n'est apportée.

A.2 Méthode de fonctionnement par comparaison

Au vu des incertitudes non quantifiées de la méthode directe avec le coffret électronique Calibrac, une autre méthode est disponible, qu'on appellera méthode de fonctionnement par comparaison. C'est la méthode principale d'utilisation actuelle du calibreur. Son principe est de mesurer en permanence, simultanément, en boucle ouverte et indépendamment, le signal du microphone ainsi que le signal du microbaromètre à calibrer pour une tension arbitrairement fixée et délivrée au haut-parleur.

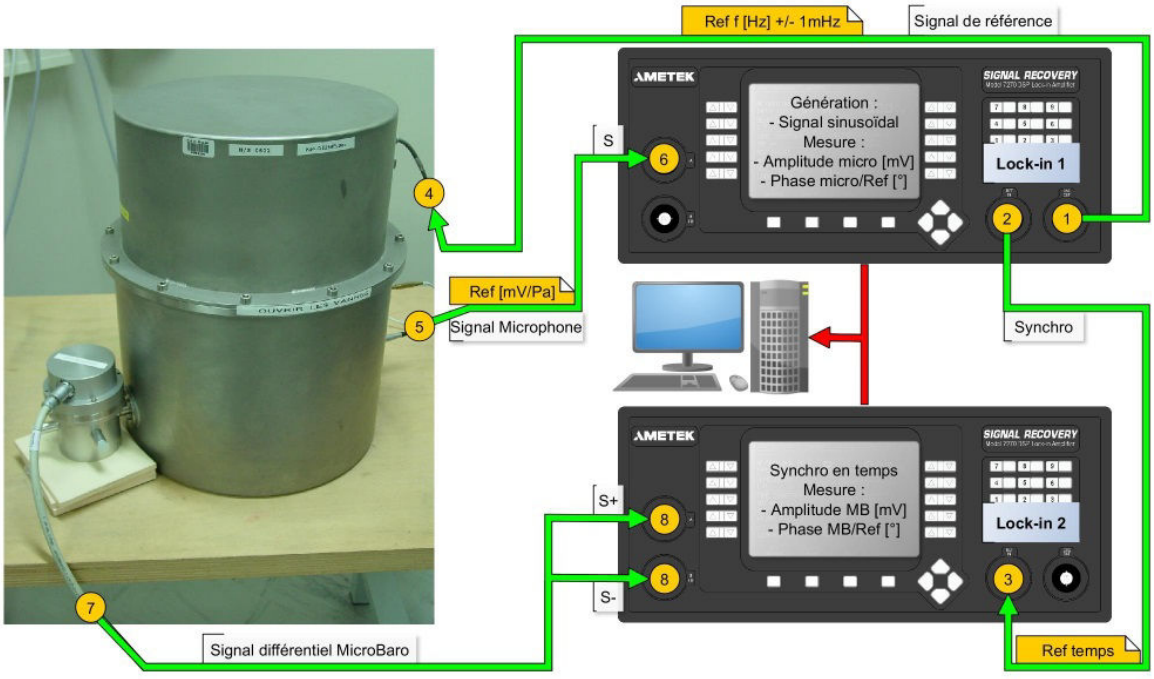


FIGURE A.4 – Schéma du fonctionnement du calibreur du CEA avec la méthode par comparaison.

1) Signal de référence généré par le Lock-in Amplifier à ±1 mHz et ±10 µV
2) Sortie de synchronisation entre les deux Lock-in pour une même base de temps
3) Entrée de synchronisation en temps sur le deuxième Lock-in Amplifier
4) Entrée du calibreur (Voie *in* du HP)

5) Signal du B&K 4193, référence pour la sensibilité en mV/Pa dans sa bande de fréquences
6) Mesure de l'amplitude du micro en mV et de la phase par rapport au signal de référence
7) Signal différentiel de sortie du capteur à caractériser en mV
8) Mesure de l'amplitude du capteur en mV et de la phase par rapport au signal de référence

La chaîne de mesure est composée de deux Lock-in Amplifier qui travaillent simultanément, sur la même base de temps, se comportant ainsi comme un seul et même générateur basse fréquence, voltmètre et phasemètre équivalents (Fig. A.4). Le premier Lock-in sert d'une part de générateur de tension sinusoïdale (en Hz ± 1 mHz) et d'autre part se charge de mesurer la réponse en amplitude et en phase du microphone B&K4193-L-004 (relativement au signal délivré au haut-parleur). Le deuxième Lock-in, dont la base de temps est synchronisée avec le premier, s'occupe de mesurer la réponse en amplitude et en phase (relativement au signal délivré au haut-parleur) du microbaromètre. L'utilisation de deux Lock-in Amplifier est simplement due au nombre d'entrées limité sur un appareil.

Toutefois, la plage de fonctionnement du microphone étalon est moins importante que la bande de fréquences des microbaromètres. L'hypothèse forte de ce mode de fonctionnement simplifié est que la réponse du calibreur est parfaitement plate. Or, sur la mesure en pression dans la cavité avant du calibreur, une même pente sur la réponse du calibreur est observée simultanément par le microphone et le microbaromètre (cf. figure A.5 et A.6). La réponse du calibreur n'est donc pas parfaitement plate dans l'absolu. Cette pente étant stable dans le temps (observations par la mesure), elle est donc considérée comme une propriété intrinsèquement liée au calibreur par sa fabrication.

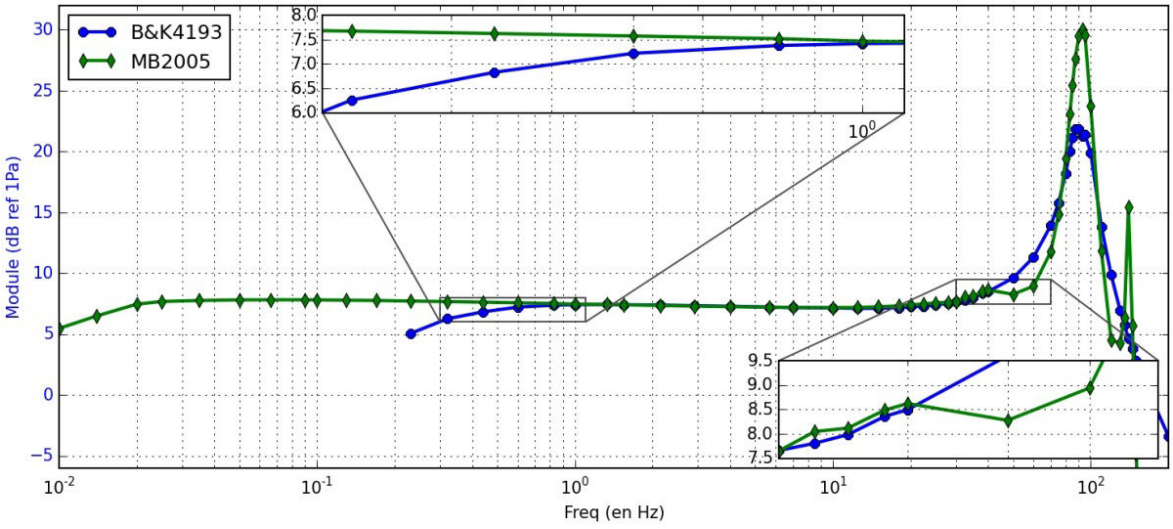


FIGURE A.5 – Pression acoustique en dB ref 1 Pa du générateur du CEA mesurée simultanément avec un microphone B&K4193-L-004 et un microbaromètre MB2005

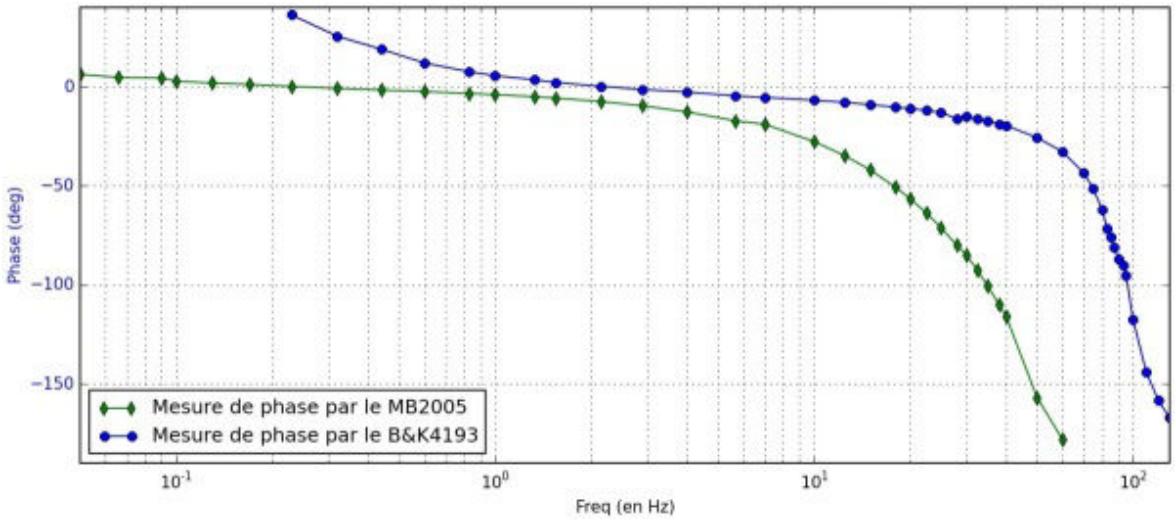


FIGURE A.6 – Phase en degré du générateur de pression du CEA mesurée simultanément avec un microphone B&K4193-L-004 et un microbaromètre MB2005

A.3 Caractérisation sous variation de température

Indépendamment de la caractérisation de sa réponse en fréquence, le comportement du calibreur sous différentes conditions de température a été mesuré.

Le choix de la plage de température pour la mesure a été calé sur les variations de température du laboratoire de métrologie du CEA. Même si cette température est régulée, elle fluctue entre 20°C et 26°C. La figure A.7 présente la probabilité d'occurrence de la valeur de la température dans le laboratoire de novembre 2010 à juin 2015, pour une consigne à 23°C.

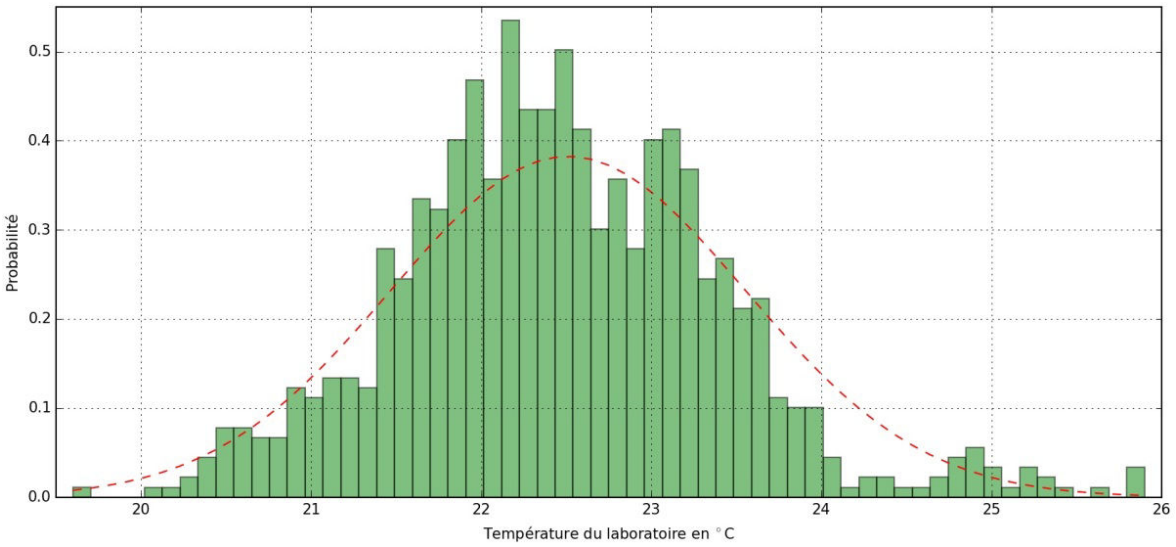


FIGURE A.7 – Probabilité d'occurrence de la valeur de la température dans le laboratoire de métrologie du CEA depuis l'année 2010.

Ces conditions ont été reproduites en laboratoire, réalisées au LNE dans une enceinte climatique, avec un microphone de mesure B&K4160. Ce microphone est très bien connu des métrologues, notamment au niveau de la variation de sa réponse en fonction de la température. Avant chaque mesure, le calibreur et le microphone ont été placés dans l'enceinte climatique pendant au minimum une heure à la température donnée (et jusqu'à une nuit complète), et une calibration du microphone a été effectuée dans ces conditions à 1Pa et à 1 kHz.

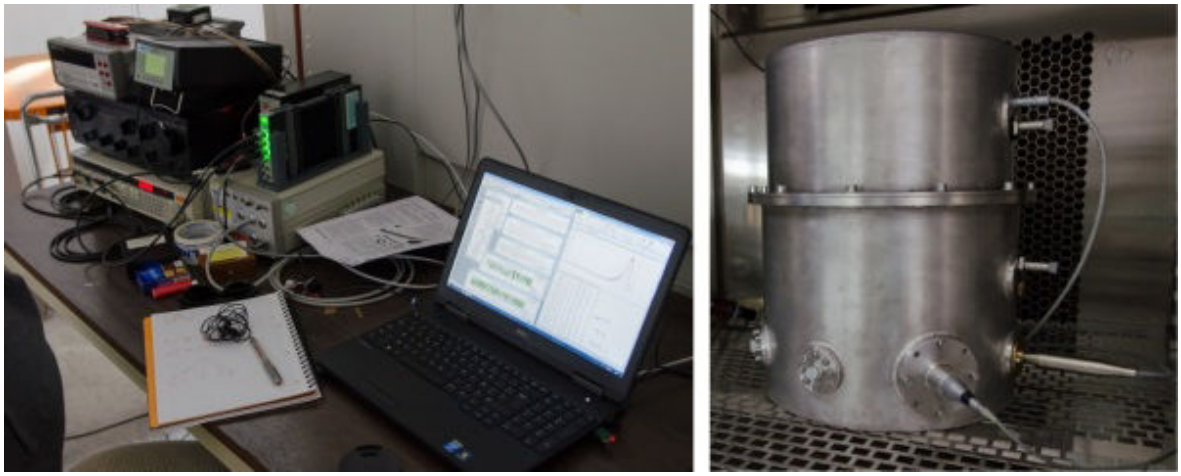


FIGURE A.8 – À gauche, le banc de mesure pour la caractérisation en température. À droite, le calibreur du CEA dans l'enceinte climatique du LNE, avec un microphone B&K4160

La plage de fréquences a été balayée de 1 Hz à 130 Hz (pour rester dans la plage de mesure du microphone et dépasser la première résonance) à chaque mesure pour une température donnée. Les résultats des mesures sont présentés en dB référence 1 Pa corrigés par la calibration du microphone avant la mesure (sensibilité en mV/Pa à 1 kHz).

La figure A.9 présente la réponse du calibreur pour différentes conditions de température. Pour plus de clarté, la figure A.10 met en évidence les écarts entre les réponses selon différentes températures par rapport à une mesure à 23°C prise pour référence.

On constate que la réponse du calibreur varie légèrement avec la température, avec des écarts moyens de $\pm 0,15$ dB (présentés par la courbe encadrée de la figure A.10). On n'observe pas de variation de la pente sur la réponse en dessous de 10 Hz en fonction de la fréquence. Il faut également noter que la réponse n'est pas très stable autour de la fréquence de résonance du haut-parleur. Néanmoins, les valeurs mesurées permettent de décrire le comportement du calibreur dans la plage de température la plus probable du laboratoire du CEA.

La caractérisation du comportement du calibreur sous différentes conditions de température fait apparaître une variation du niveau de pression dans la cavité avant d'environ -0,04 dB/°C, ce qui correspond au comportement observé depuis plusieurs années.

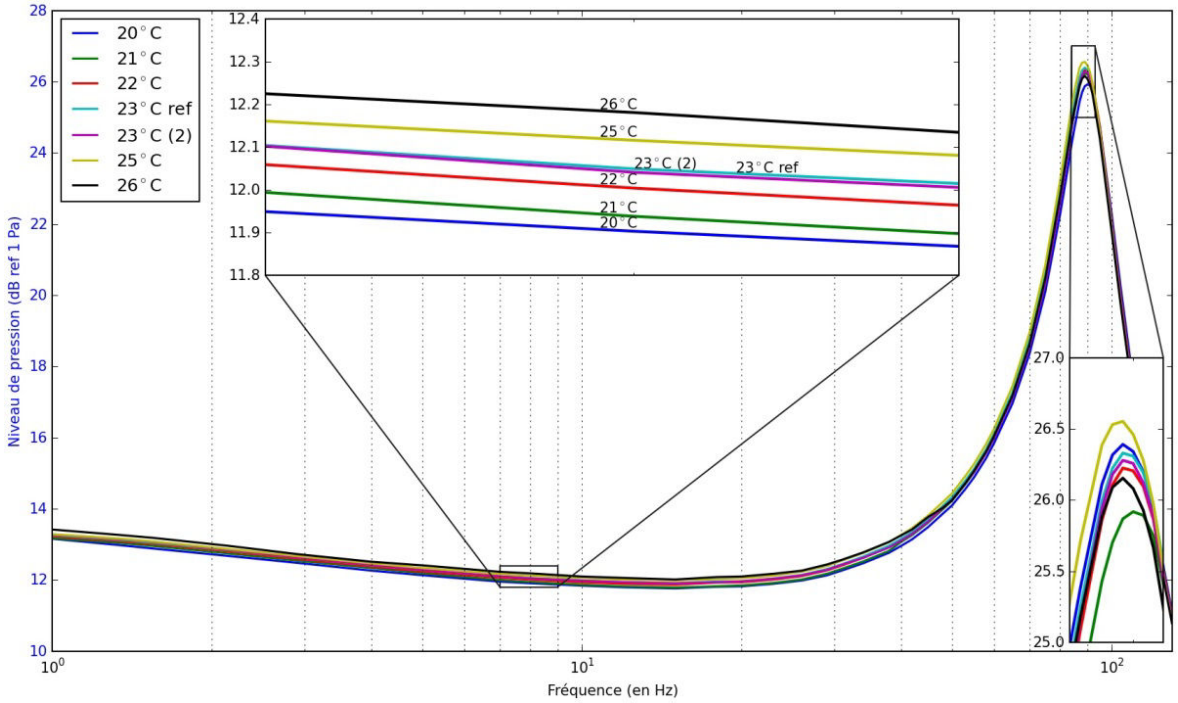


FIGURE A.9 – Réponse en fréquence du calibreur sous différentes conditions de température. Les deux fenêtres de zoom permettent de faire apparaître les écarts entre les courbes.

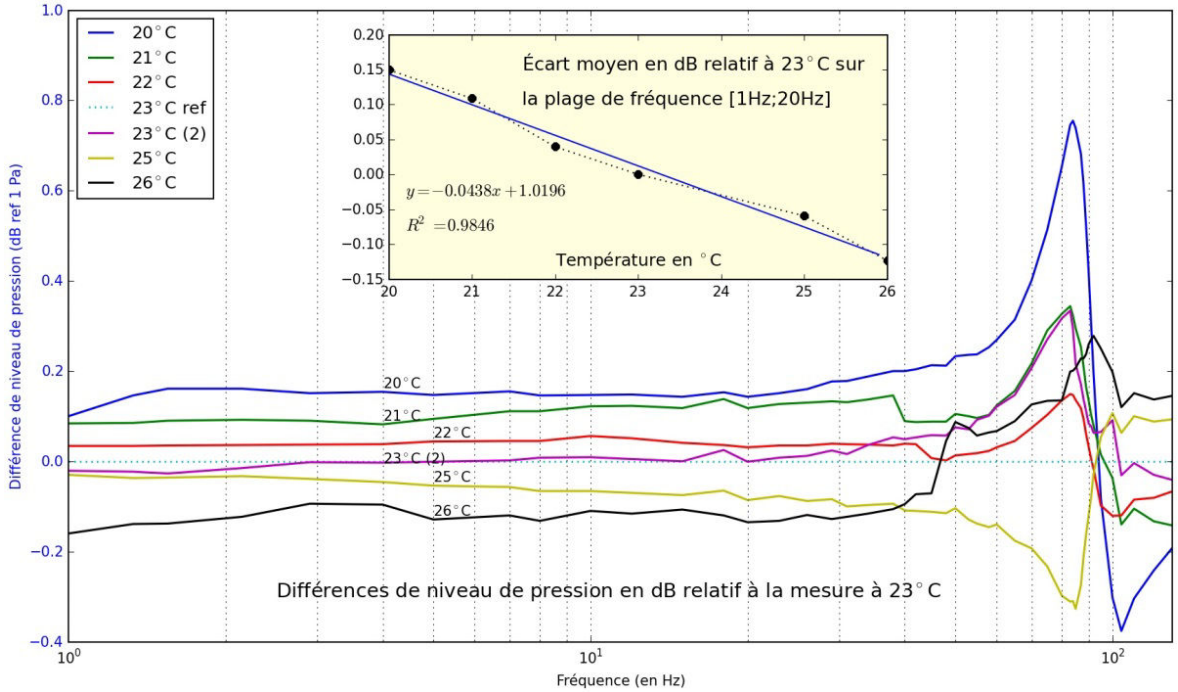


FIGURE A.10 – Écart de niveau de pression en dB référence 1 Pa de la réponse du calibreur sous différentes conditions de température par rapport à la mesure à 23°C

À partir des mesures en pression effectuées depuis de nombreuses années dans la cavité avant du calibreur du CEA, on peut observer une réponse qui n'est pas parfaitement plate, avec notamment une pente d'environ -0,4 dB/dec dans les basses fréquences, une résonance autour de 90 Hz, et un niveau de pression qui fluctue légèrement avec les conditions extérieures de température. La qualification du calibreur du CEA a permis d'identifier plusieurs phénomènes à l'origine de ces fluctuations :

— Le comportement viscoélastique des suspensions de la membrane en néoprène du haut-parleur, ainsi que les effets thermiques liés à la transition isotherme vers adiabatique des transformations thermodynamiques dans les cavités, semblent à l'origine de cette pente de -0,4 dB/dec dans les basses fréquences ;
— La résonance du haut-parleur, dont l'effet commence à se faire sentir aux alentours de 20 Hz, est intrinsèquement liée à la conception géométrique et électroacoustique du calibreur ;
— La caractérisation du comportement du calibreur sous différentes conditions de température fait apparaître une variation du niveau de pression dans la cavité avant d'environ -0,04 dB/°C, ce qui correspond au comportement observé depuis plusieurs années.

Ces phénomènes permettent d'envisager à moyen terme la conception d'un nouveau calibreur, afin de diminuer les sources d'incertitudes de sa réponse en pression, et de s'assurer qu'elle sera plate sur toute la bande de fréquence utile après une étude de variabilité des paramètres sur plusieurs calibreurs.

On peut surtout noter le fait que le raccordement de ce système à un étalon primaire est absolument nécessaire. La traçabilité de la mesure repose sur la comparaison de sa réponse à un microphone de référence, qui lui-même se doit d'être étalonné. Actuellement, aucun étalon de référence n'existe dans cette gamme de fréquence.

Annexe B

Numérisation d'amplitude et de phase

L'amplitude et la phase sont estimées par une projection des signaux numérisés sur la base des sinus/cosinus, comme présenté ci-après, inspiré de la norme IEEE 1057:2017 [55]. À partir d'un signal sinusoïdal numérisé $\mathbf{y}$, en admettant que l'enregistrement est composé d'une séquence d'échantillons $\mathbf{y} = \left(y_1, ..., y_n\right)^{\mathrm{T}}$, chacun pris aux instants $t_1, ..., t_n$, les données peuvent être modélisées par :

$$y_n[\theta] = \mathrm{A}_0 \cos(\omega t_n) + \mathrm{B}_0 \sin(\omega t_n) + \mathrm{C}_0 \,, \tag{B.1}$$

où $\theta = [\mathrm{A}_0, \mathrm{B}_0, \mathrm{C}_0]^{\mathrm{T}}$ est un set de trois paramètres inconnus, et ω est la pulsation connue du signal sinusoïdal numérisé. L'algorithme pour obtenir le résultat de cette modélisation se fait en minimisant la somme des écarts quadratiques entre la mesure et le modèle.

$$\Gamma[\theta] = \frac{1}{\mathrm{N}} \sum_{n=1}^{\mathrm{N}} \left(y_n - y_n[\theta]\right)^2 , \tag{B.2}$$

où y_n est l'observation, et $y_n[\theta]$ est la modélisation du signal sinusoïdal. En notant

$$\mathbf{D}(\omega) = \begin{bmatrix} \cos(\omega t_1) & \sin(\omega t_1) & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \cos(\omega t_{\mathrm{N}}) & \sin(\omega t_{\mathrm{N}}) & 1 \end{bmatrix} , \tag{B.3}$$

la somme des écarts quadratiques (B.2) peut s'écrire :

$$\Gamma(\omega, \theta) = \frac{1}{\mathrm{N}} \Big(\mathbf{y} - \mathbf{D}(\omega)\theta \Big)^{\mathrm{T}} \Big(\mathbf{y} - \mathbf{D}(\omega)\theta \Big) . \tag{B.4}$$

Puisque ω est connu, l'équation (B.4) est minimisée au sens des moindres carrés en résolvant les équations linéaires $\mathbf{D}(\omega)\theta = \mathbf{y}$, ce qui donne la solution suivante :

$$\theta_0 = \Big(\mathbf{D}(\omega)^{\mathrm{T}} \mathbf{D}(\omega) \Big)^{-1} \mathbf{D}(\omega)^{\mathrm{T}} \mathbf{y} . \tag{B.5}$$

Pour obtenir l'amplitude et la phase du signal numérisé sous la forme qui suit,

$$y_n = \mathrm{A}cos(\omega t_n + \Phi) + \mathrm{C}_0 \,, \tag{B.6}$$

la norme IEEE [55] donne l'amplitude A_s et la phase Φ_s sous la forme:

$$\begin{aligned} \mathrm{A}_s &= \sqrt{\mathrm{A}_0^2 + \mathrm{B}_0^2} , \\ \Phi_s &= -\arctan(\mathrm{B}_0, \mathrm{A}_0) . \end{aligned} \tag{B.7}$$

Annexe C

Cavité arrière d'un microphone LS1p

FIGURE C.1 – Photographies du démontage d'un microphone LS1p.

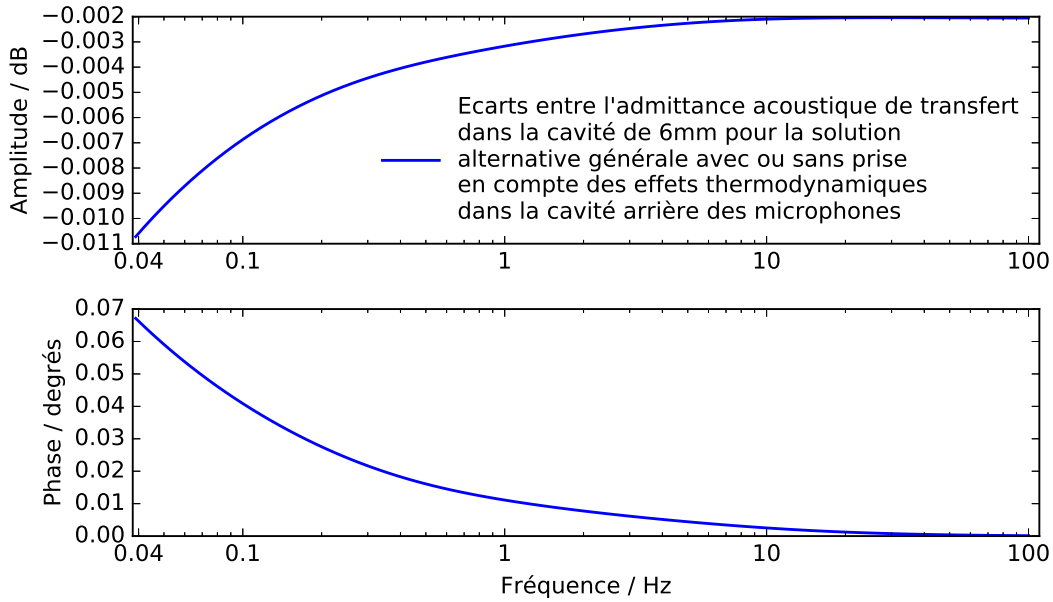


FIGURE C.2 – Effets de la prise en compte de la thermodynamique dans la cavité arrière des microphones sur l'admittance acoustique de transfert de la cavité de 6 mm. Une sphère équivalente à la cavité arrière est utilisée pour le calcul des admittances des microphones.

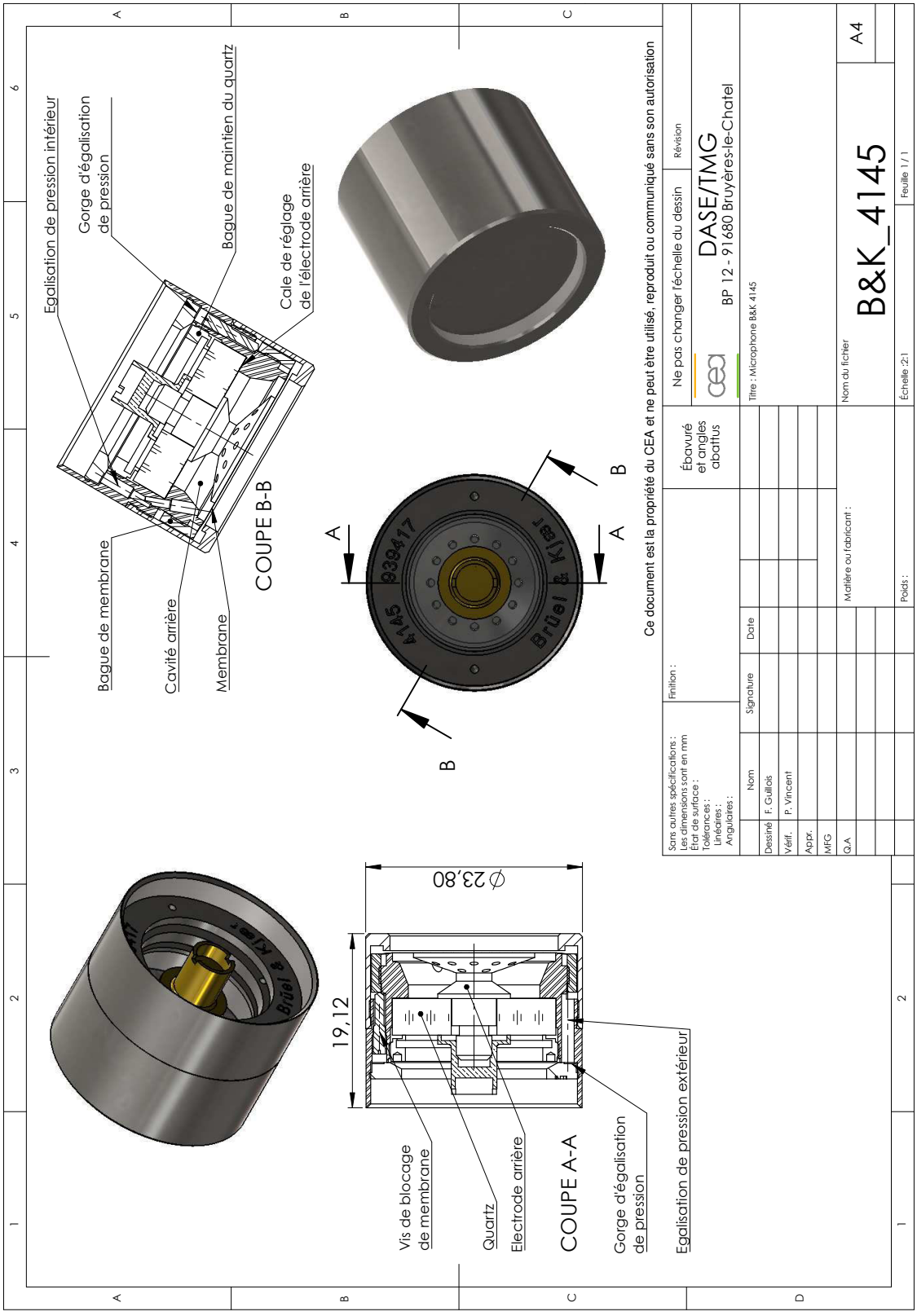


FIGURE C.3 – Vue en coupe d'un microphone LS1p.

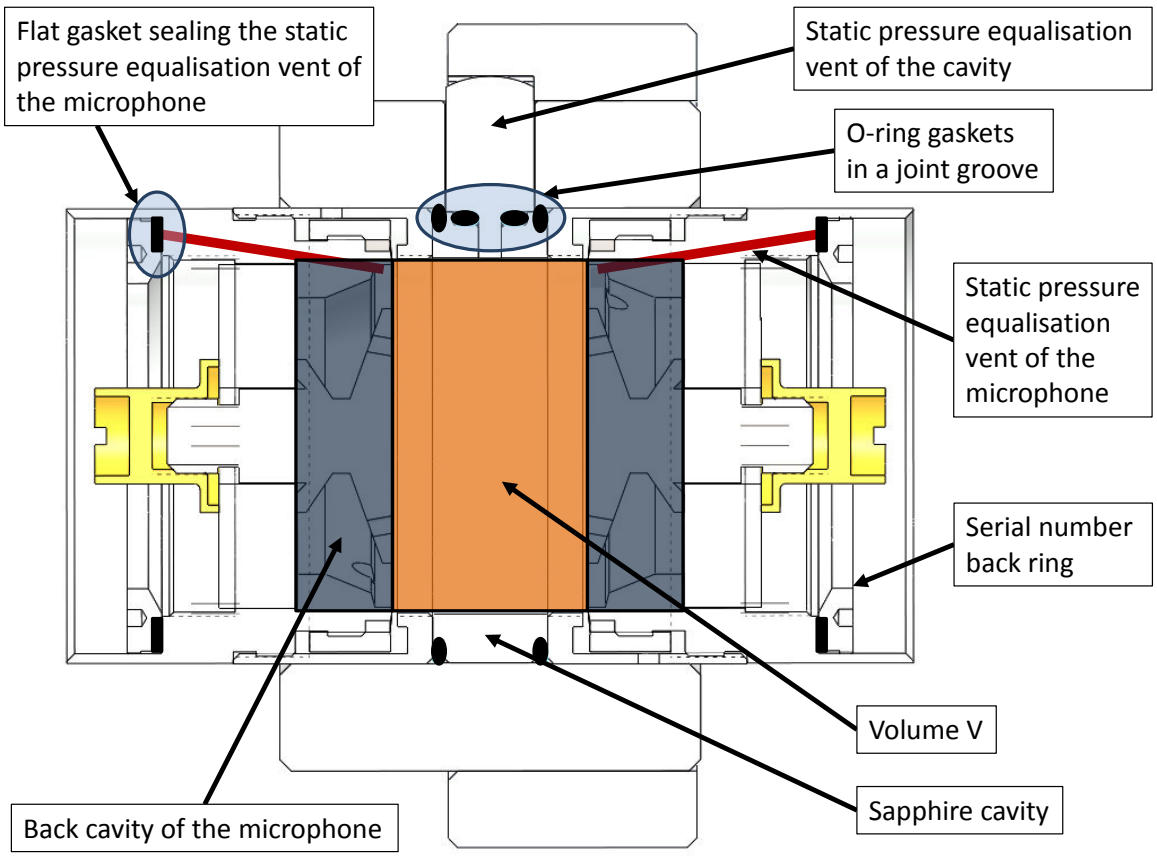


FIGURE C.4 – Étanchéité du système de réciprocité composé de deux microphones LS1p et d'une cavité en saphir.

Annexe D

Exemple de généalogie génétique

Le processus évolutif d'un algorithme génétique peut se représenter sous la forme d'un arbre généalogique. Dans les figures qui suivent, le résultat de la fonction d'évaluation est représenté dans une bulle : plus leur couleur tend vers le bleu, plus cette valeur est élevée ; plus la couleur est rouge, plus le résultat est faible. La filiation entre les individus est représentée par une flèche. On peut ainsi observer les mutations, les croisements, ainsi que les individus qui ne survivent pas. Cette représentation permet de vérifier si les hyperparmètres qui pilotent l'algorithme sont équilibrés vis-à-vis du problème.

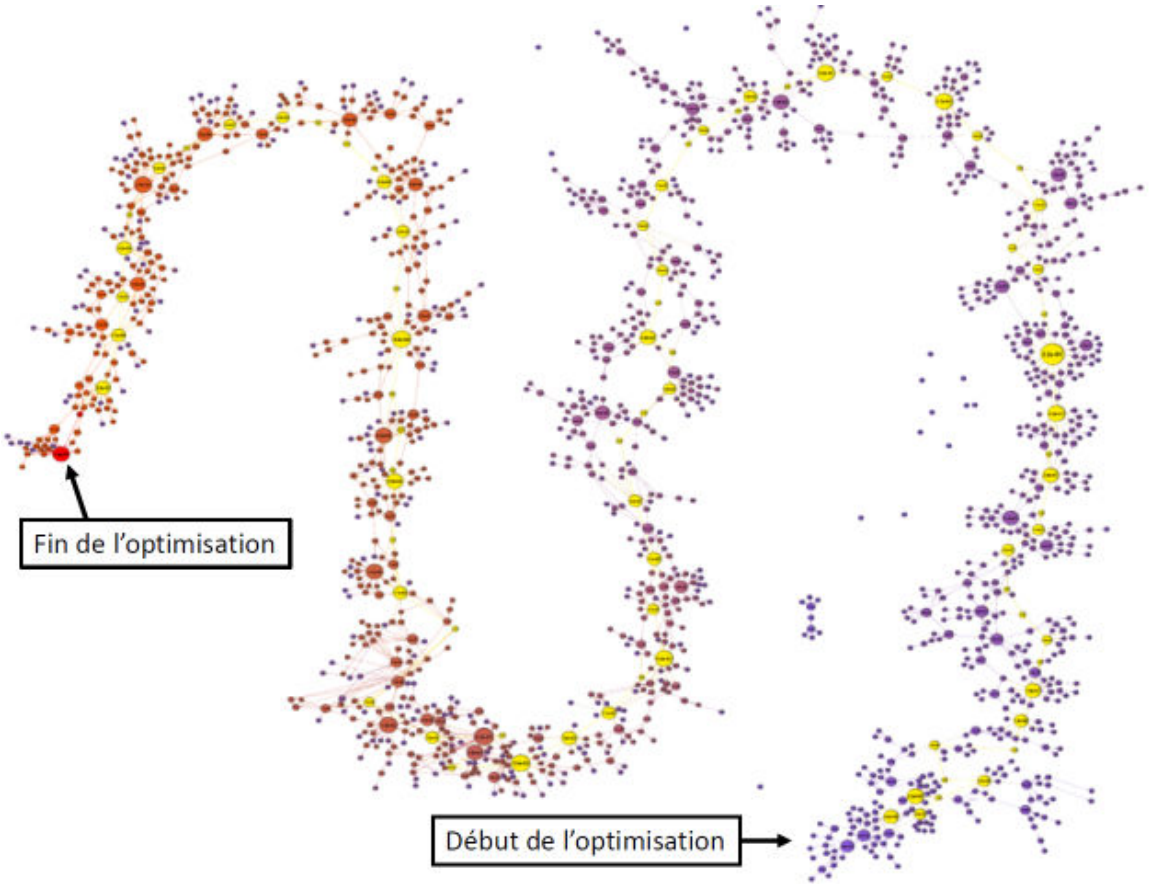


FIGURE D.1 – Exemple de processus d'évolution.

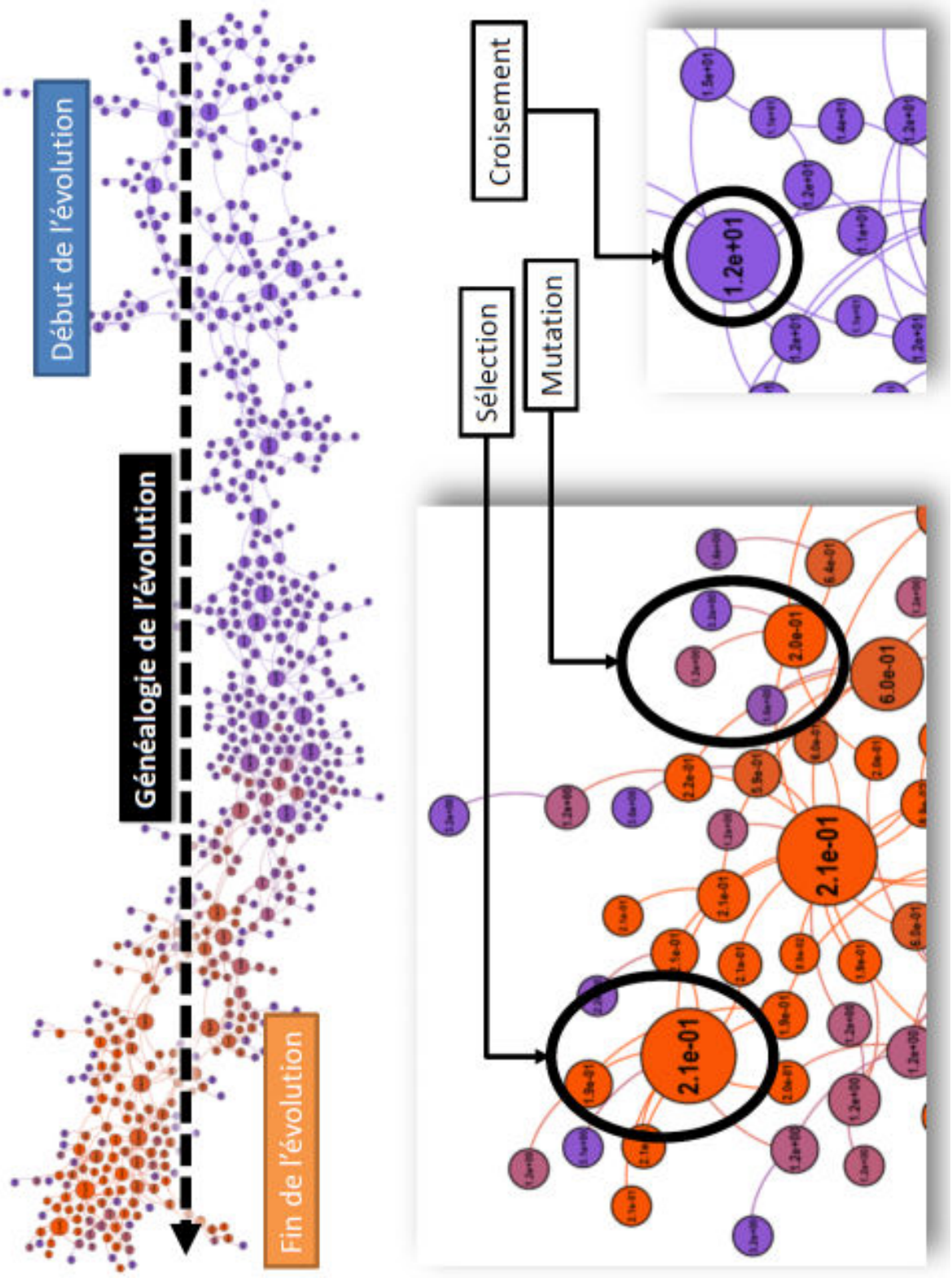


FIGURE D.2 – Détails sur des générations : sélection, croisement et mutation.

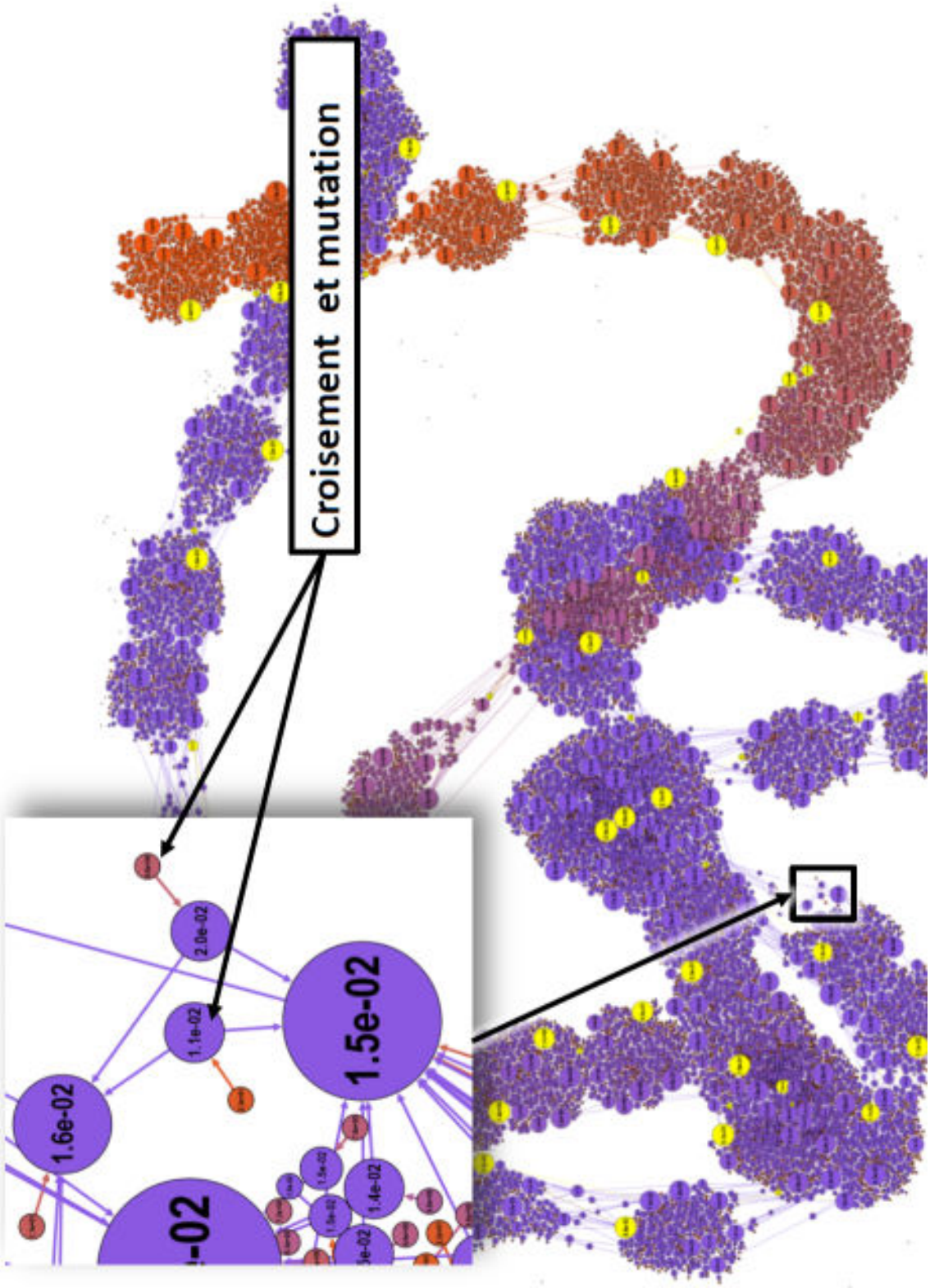


FIGURE D.3 – Détails sur une génération : croisement et mutation.

Annexe E

Tableau des paramètres estimés

Nom		Estimation	Approche
Tension HP	U	$= 3,27$ V	Mesure avec un voltmètre
Résistance bobine	R_{HP}	$= 14,5\ \Omega$	Mesure avec un ohmmètre
Inductance bobine	L_{HP}	$\approx 10^{-2}$ H	Mesure approximative
Facteur de force	Bl	$\approx 28,8$ T·m	Donnée constructeur difficilement mesurable
Masse membrane	m	$[0,3-0,6]$ kg	Ordre de grandeur des différents ajouts à la masse mobile originelle
Frottements fluides	h	> 0 Ns·m^{-1}	Non mesuré, physiquement positif
V. cavité avant	V_f	$\approx 0,0328$ m^3	Mesure avec une équivalence masse et volume d'eau à température ambiante
V. cavité arrière	V_b	$\approx 0,0145$ m^3	Mesure avec une équivalence masse et volume d'eau à température ambiante
S. vibrante avant	S_f	$\approx 0,06$ m^2	Mesure au niveau du piston avant
S. vibrante arrière	S_b	$\approx 0,06$ m^2	Mesure grossière
S. totale avant	A_f	$\approx 1,1$ m^2	Estimation d'après les plans
S. totale arrière	A_b	$\approx 1,1$ m^2	Estimation d'après les plans
Raideur	K_0	$[10^4 - 10^6]$ N·s^{-1}	Ordre de grandeur vu les matériaux
Pulsation fluage	ω_k	> 10 rad·s^{-1}	Ordre de grandeur d'après l'observation du comportement à la résonance
Paramètre fluage	α	$0 < \alpha < 1$	Intervalle de validité physique
Cylindricité avant	R_f	$\approx 0,698$	Mesure de la hauteur sur le diamètre
Cylindricité arrière	R_b	> 0	Domaine de validité physique

TABLEAU E.1 – Mesure ou estimation des paramètres du modèle général.

Annexe F

Préamplificateur Microphone Infrason

F.1 Réponse fréquentielle

La figure F.1 présente la réponse électrique d'un préamplifiacteur PMI en fonctionnement récepteur. Une capacité de 55 pF au travers de laquelle un signal électrique est envoyé simule le comportement d'une capsule microphonique purement capacitive.

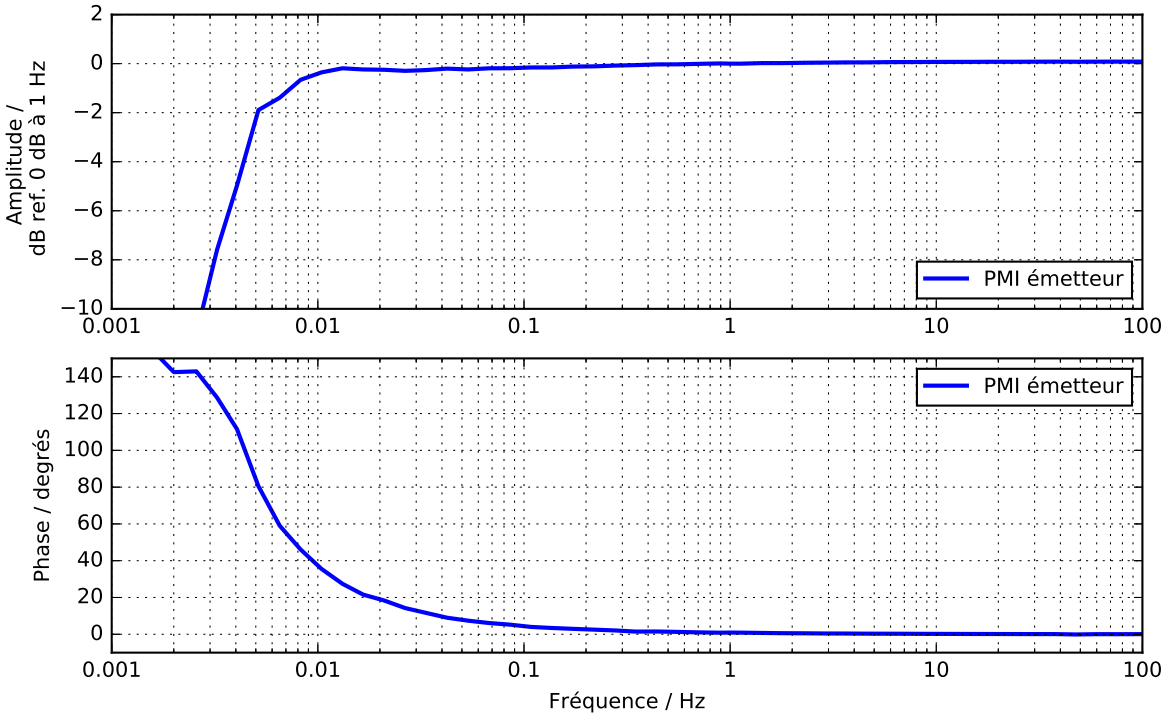


FIGURE F.1 – Réponse électrique en amplitude (dB ref. 0 dB à 1 Hz) et en phase (degrés) d'un préamplificateur PMI.

F.2 Électronique PMI

Les illustrations et schémas suivants présentent brièvement l'électronique du dispositif, fixé sur une architecture métallique provenant d'anciens microphones de B&K.

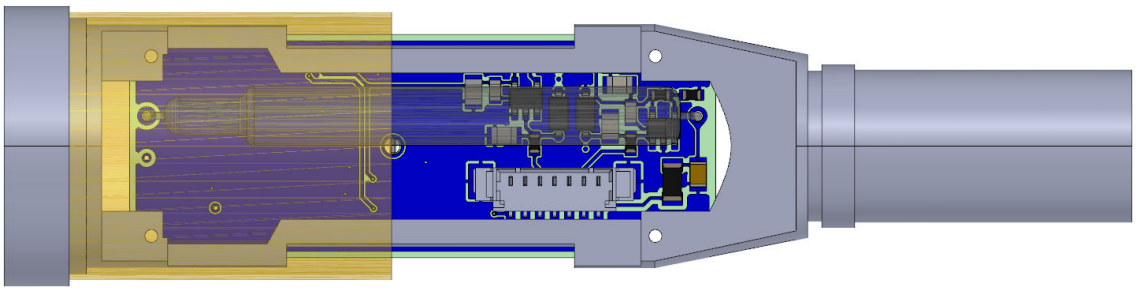


FIGURE F.2 – PMI 3D Top.

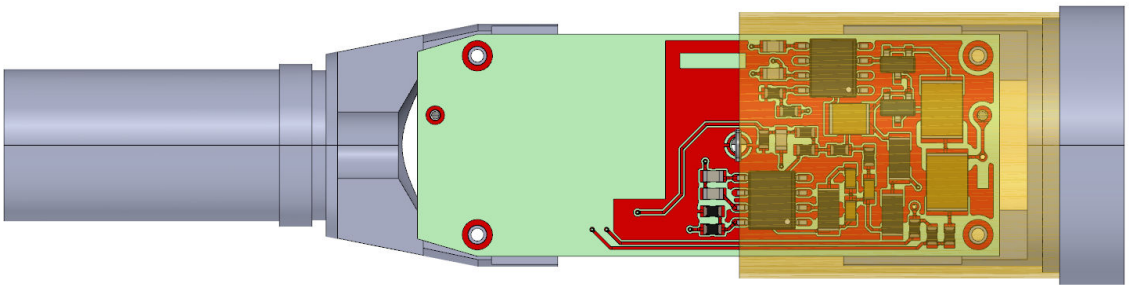


FIGURE F.3 – PMI 3D Bottom.

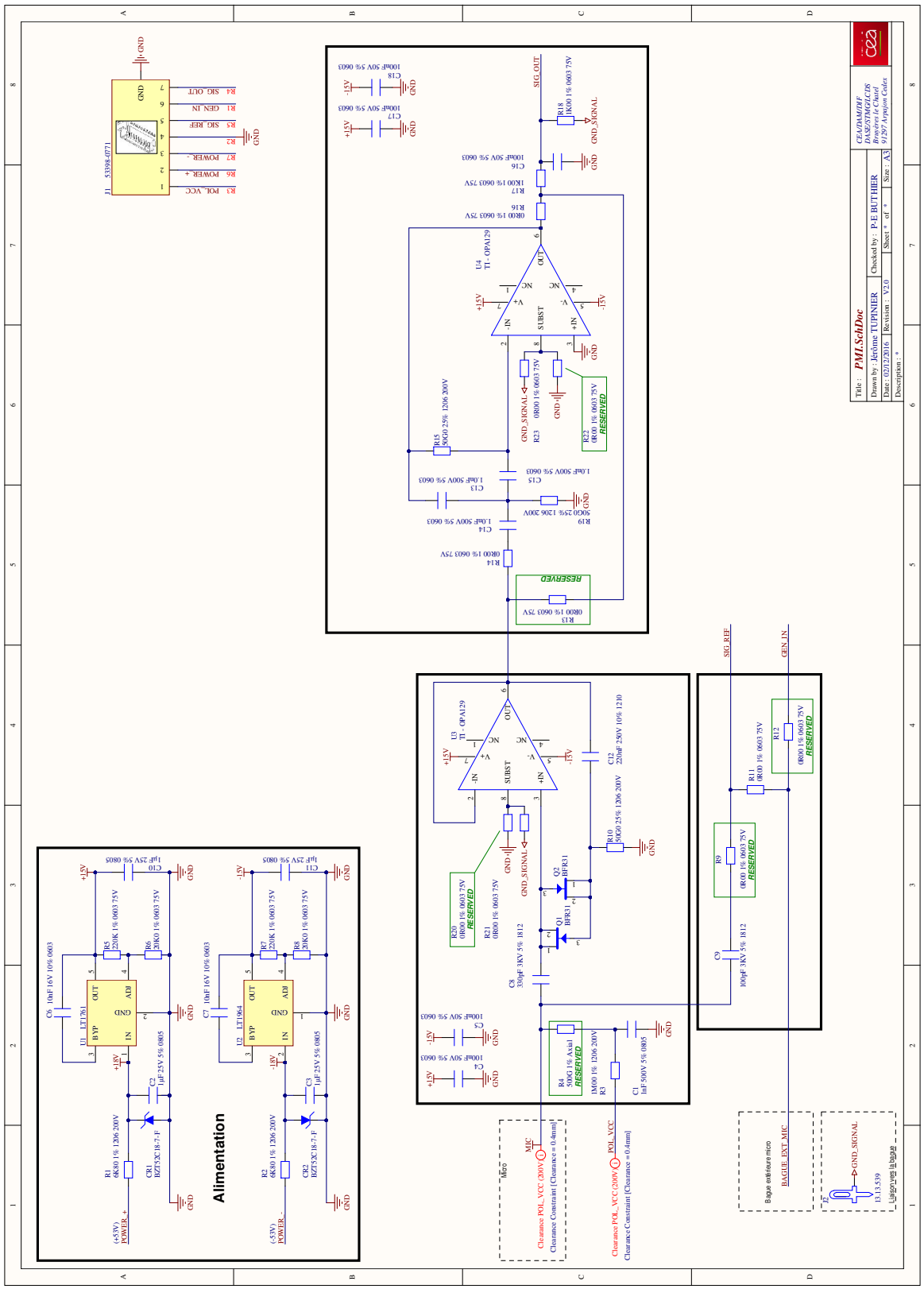


FIGURE F.4 – Schematic print PMI.

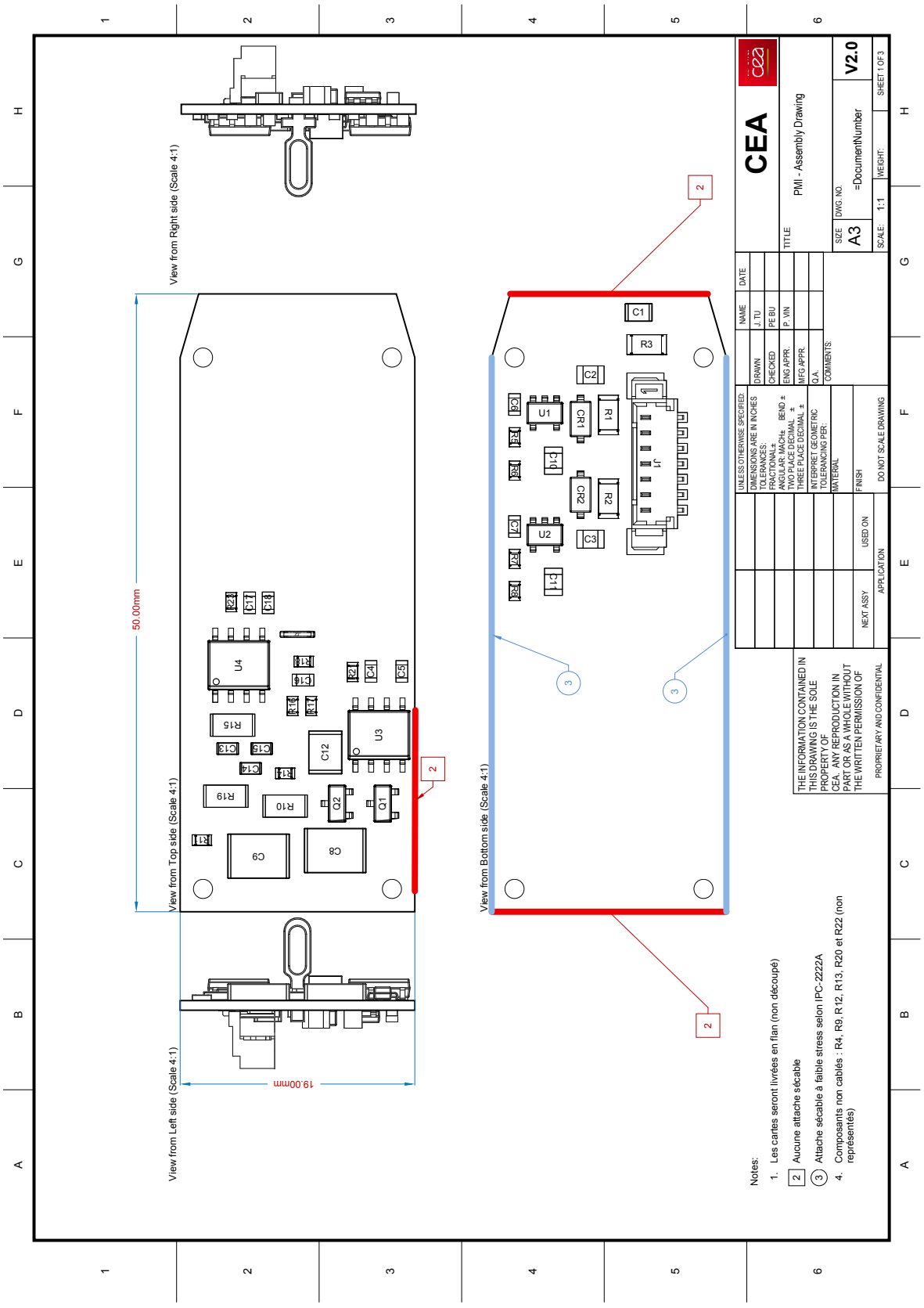


FIGURE F.5 – Assembly Drawing PMI.

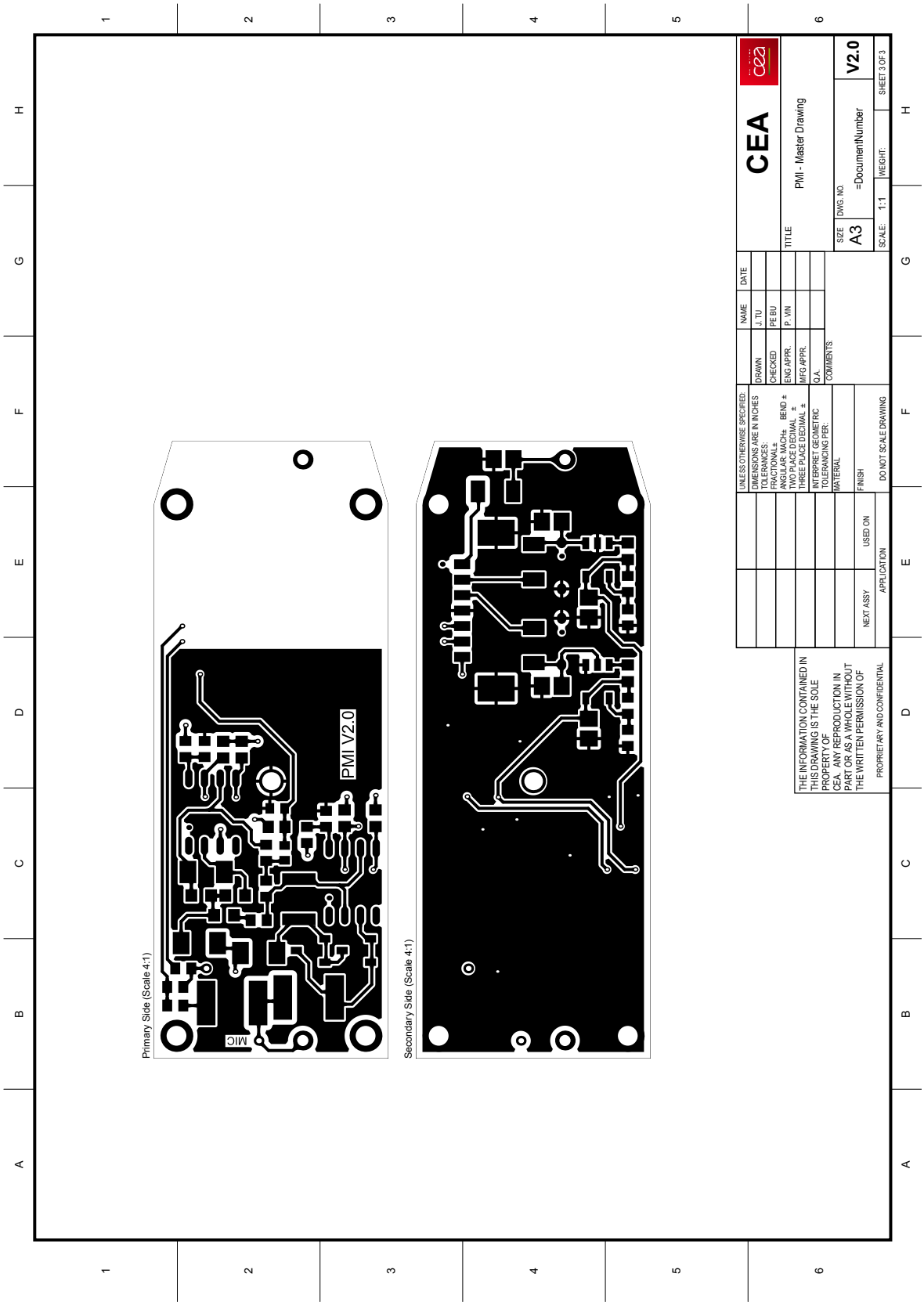


FIGURE F.6 – Master Drawing PMI.

Annexe G

Cavités en saphir

Les illustrations et plans suivants présentent le dispositif de réciprocité créé dans le cadre de la thèse, avec : le support pour les microphones, son plan, ainsi que le plan d'une cavité en saphir.

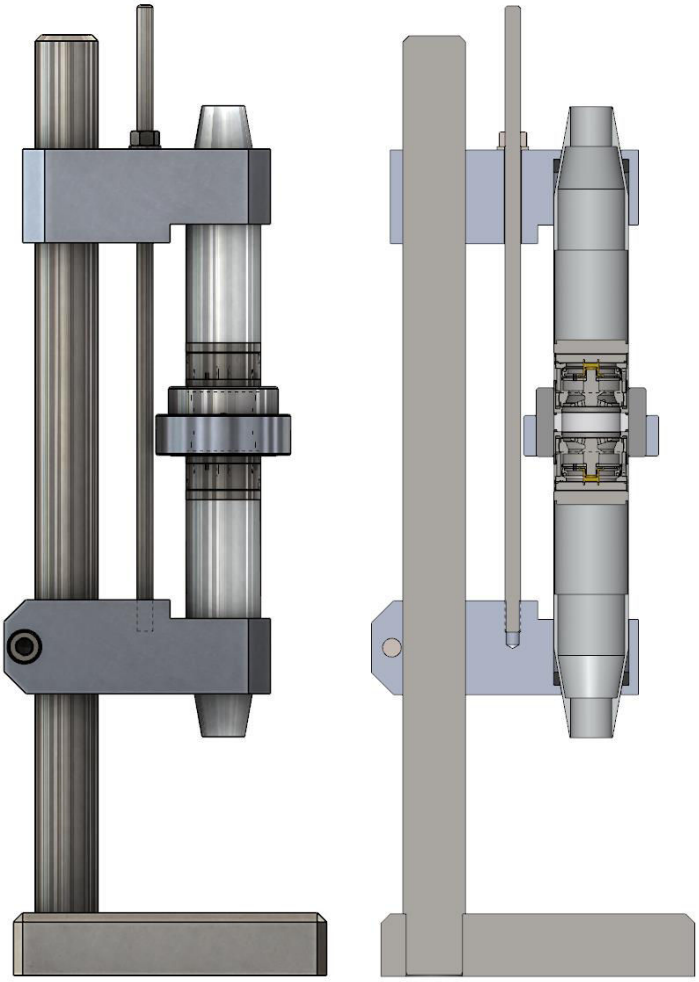


FIGURE G.1 – Vue 3D et en coupe du support des microphones.

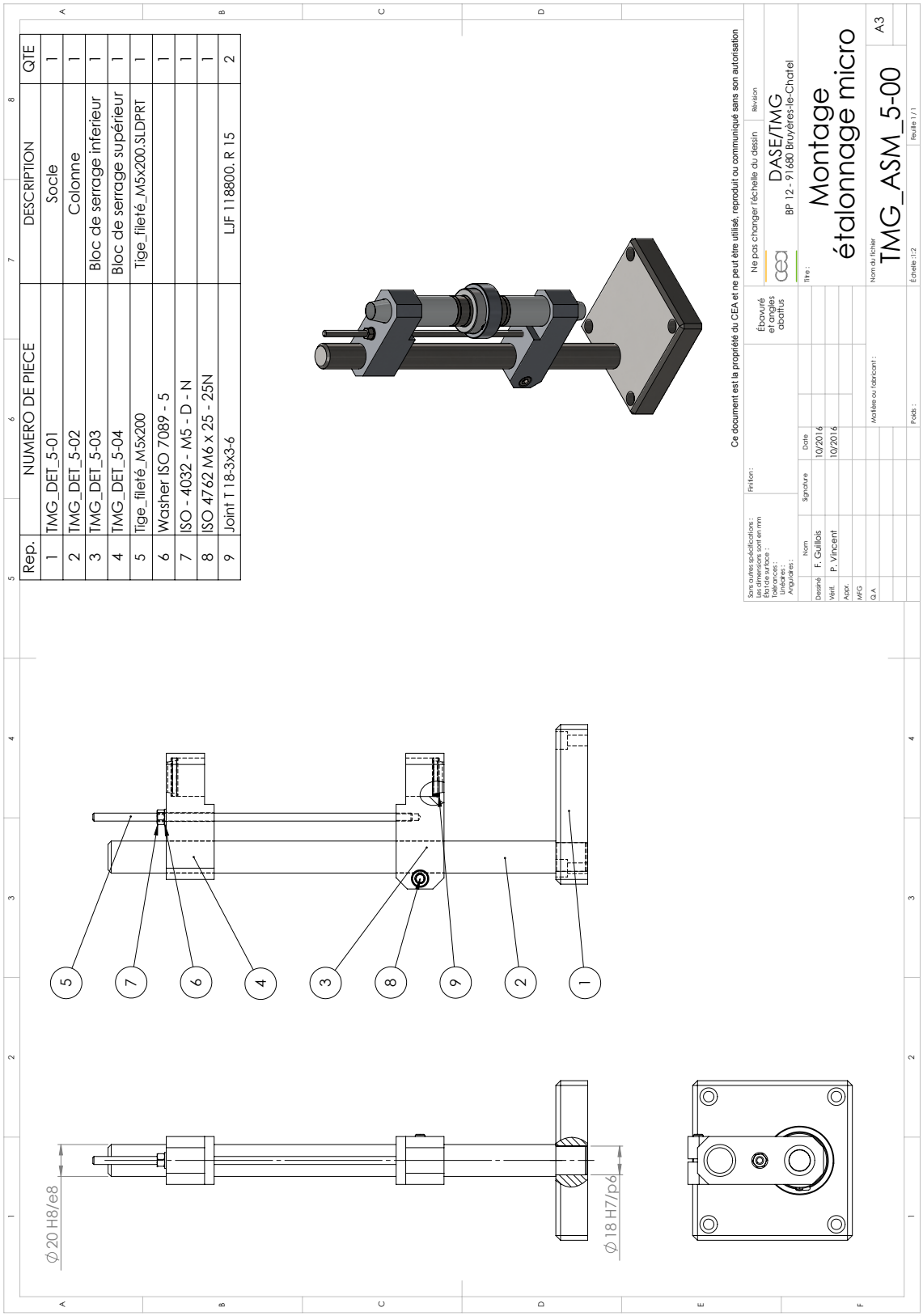


FIGURE G.2 – Support des microphones.

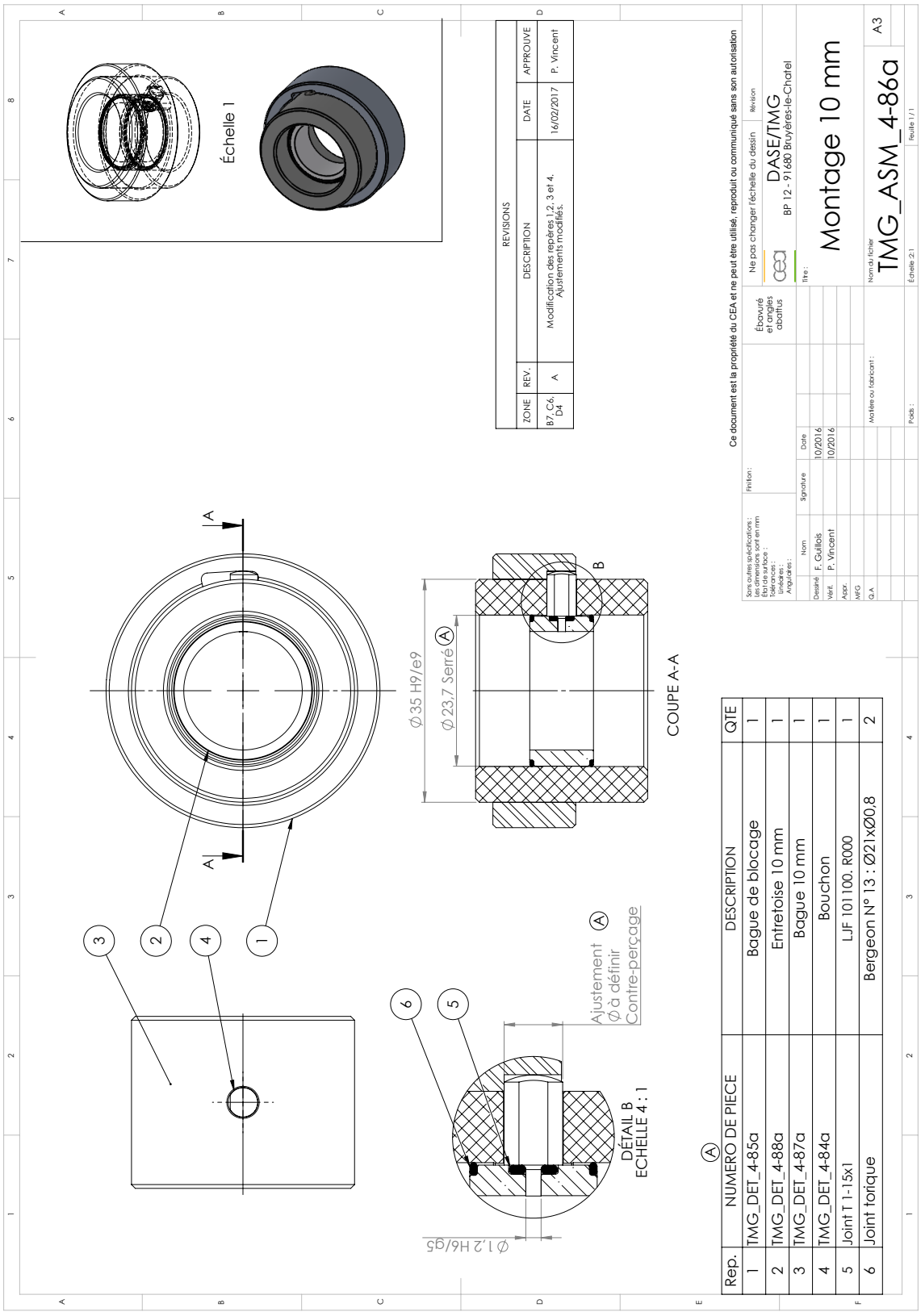
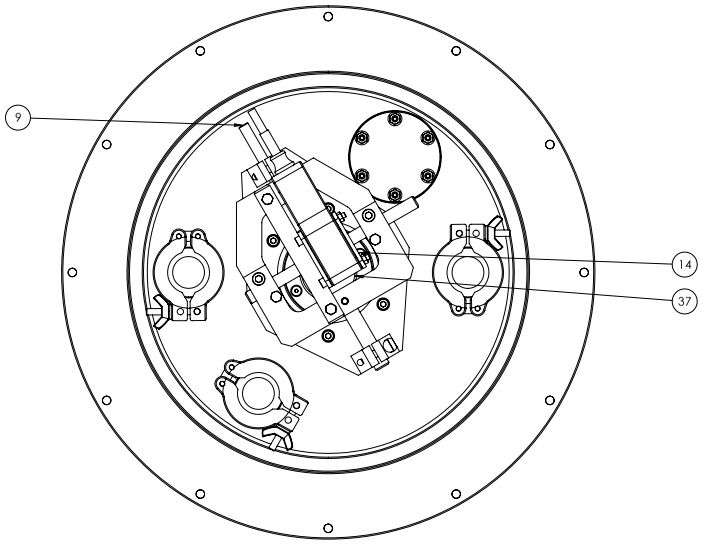


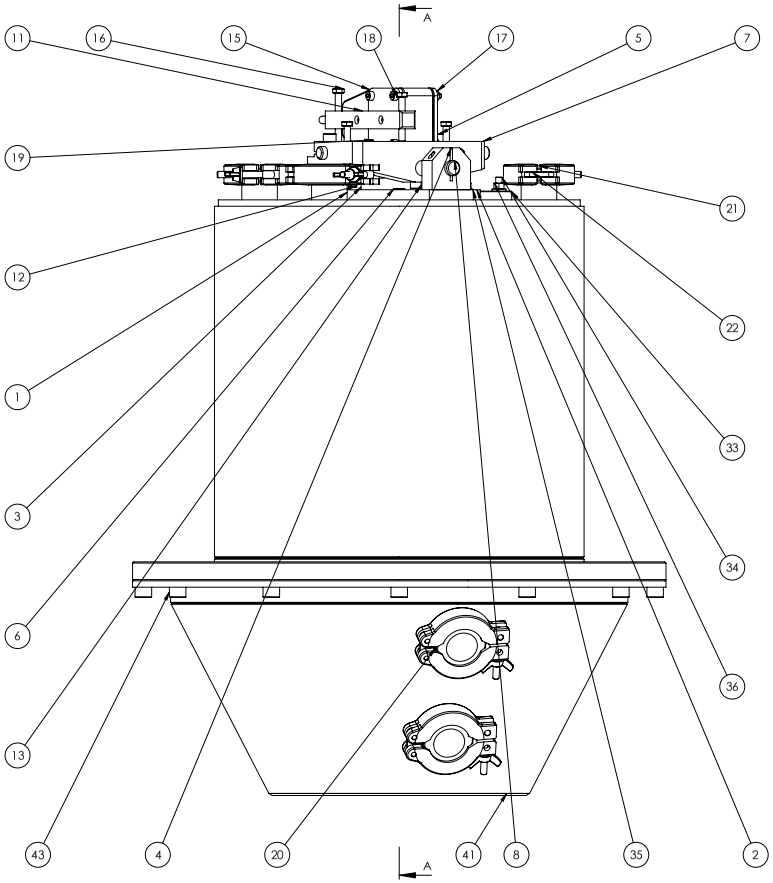
FIGURE G.3 – Cavité en saphir 10mm.

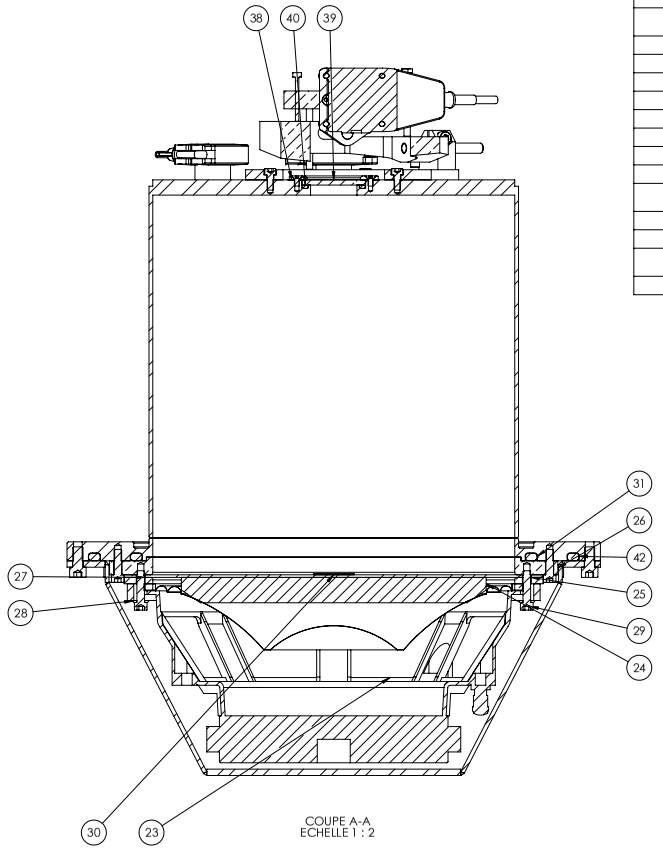
Annexe H

Plans étalon primaire

Quelques plans de conception de l'étalon sont présentés dans les pages suivantes.







COUPE A-A
ECHELLE 1 : 2

No. ARTICLE	NUMERO DE PIECE	DESCRIPTION	QTE
1	TMG_DET_05-85	Cuve Interféromètre	1
2	TMG_DET_05-24	Plaque de base	1
3	TMG_DET_05-27	Plot arriere	1
4	TMG_DET_05-26	Plot avant	1
5	ISO 4762 M6 x 20 - 20N		16
6	ISO 4762 M5 x 12 - 12N		8
7	TMG_DET_05-25	Cadre	1
8	TMG_DET_05-28	Axe Ø12x70	1
9	TMG_DET_05-29	Axe Ø 8x70	1
10	TMG_DET_05-30a	Flasque	2
11	TMG_DET_05-31	Barre de réglage	1
12	ISO 4762 M4 x 16 - 16N		1
13	ISO 4762 M5 x 20 - 20N		1
14	ISO 10642 - M4 x 8 - 8N		8
15	RLD_10_A3_P9	Non fourni	1
16	ISO 4014 - M5 x 50 x 16-N		3
17	ISO - 4032 - M4 - D - N		4
18	ISO 4014 - M5 x 35 x 16-N		1
19	ISO 4762 M4 x 40 - 20N		4
20	Anneau de centrage plus joint DN25	Fullvac A1KF25	5
21	Bride pleine KF DN25	Fullvac Ref. BP1KF25	5
22	Collier de serrage DN25	Fullvac Ref. CA1KF25	5
23	HP	Haut-parleur PHL Audio Ref. 4060/16	1
24	TMG_DET_3-39	Ridigificateur	1
25	TMG_DET_3-38	Membrane caoutchouc	1
26	TMG_DET_3-40a	Serre membrane inférieur	1
27	TMG_DET_3-41	Serre membrane supérieur	1
28	Washer ISO 7090 - 6		8
29	ISO 4762 M6 x 25 - 25N		8
30	Miroir de première surface Ø32x1	Edmund Optics Techspec Ref. 46-651	1
31	Joint LJF 185604	Joint torique 304,17x6,99 R81 nitril 70	1
32	Joint LJF 132410	Joint torique. LJF 40,87x3,53	1
33	Couvercle	Couvercle	1
34	ISO 4026 - M5 x 25-N		6
35	ISO 10673-5.5-S		6
36	ISO - 4032 - M5 - D - N		6
37	TMG_DET_05-22	Virole	1
38	TMG_DET_05-23	Joint papier	1
39	Fenetre en N-BK7 Ø50x4	Edmund Optics Techspec Ref. 47-523	1
40	Joint LJF 132401	Joint torique 39,69x3.53 PB 701	1
41	TMG_DET_05-21	Capot tronconique	2
42	Joint LJF 187606	Joint torique. LJF 367,67x6,99 R86 nitril 70	1
43	ISO 4762 M8 x 16 - 16N		12

SAUF INDICATION CONTRAIRE:
LES COTES SONT EN MILLIMETRES
ETAT DE SURFACE:
TOLERANCES:
LINEAIRES:
ANGULAIRES:

FINITION:

CASSER LES ANGLES VIFS

NE PAS CHANGER L'ECHELLE

REVISION

	NOM	SIGNATURE	DATE
AUTEUR			
VERIF.			
APPR.		01/20	7
S. Gallais			
FAB.		02/20	7
S. Damour			
QUI R.		03/20	7
S. Cassonnier			

TITRE:

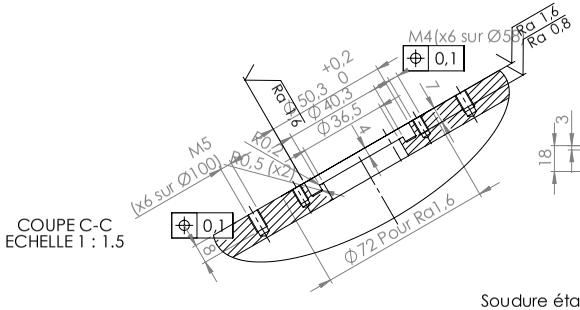
MATERIAU:

MASSE:

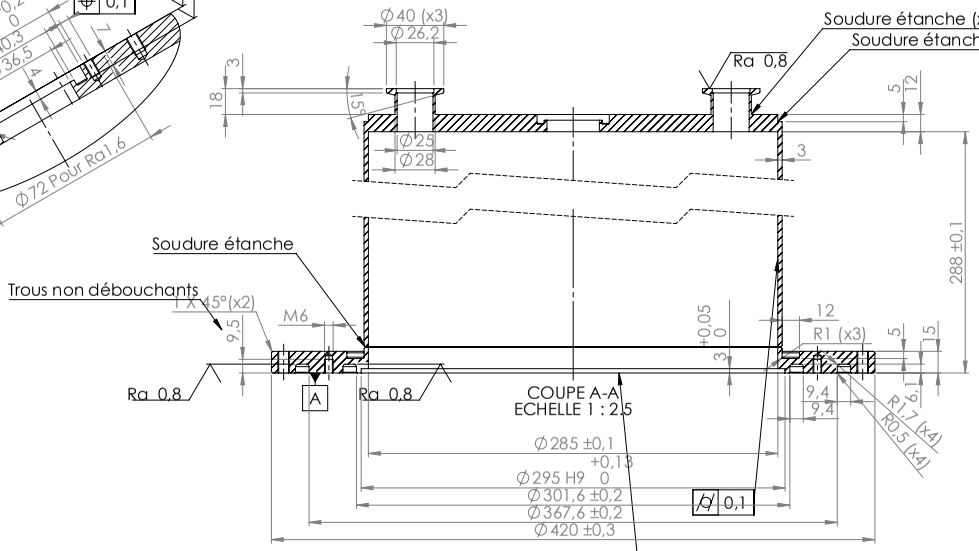
No. DE PLAN
_TMG_ASM_05-10 A1

ECHELLE 1:5

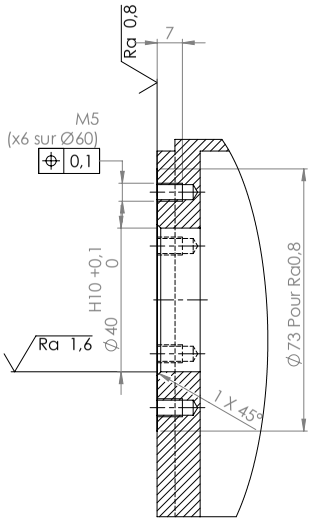
FEUILLE 1 SUR 1



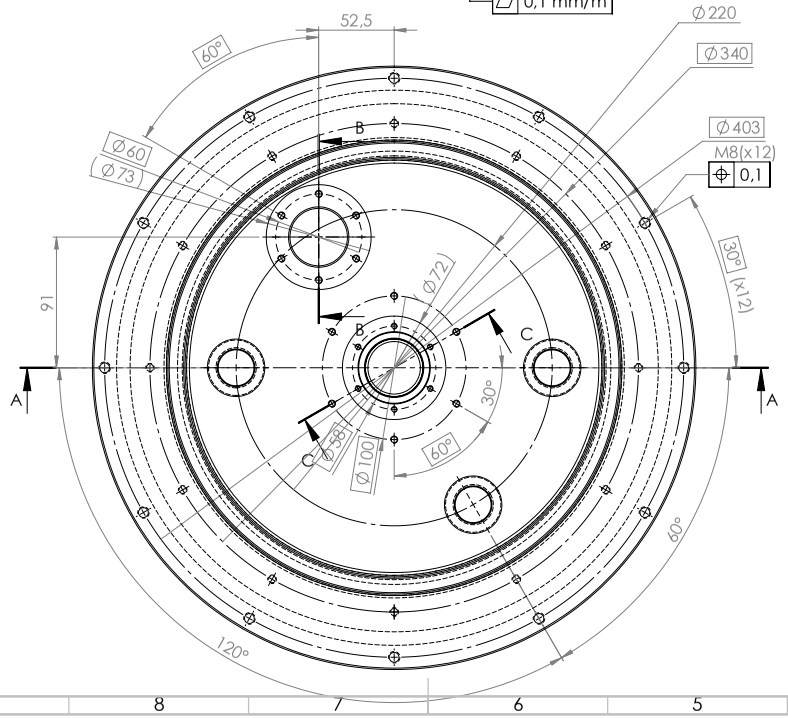
COUPE C-C
ECHELLE 1 : 1.5

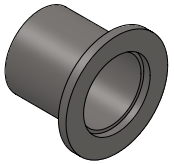


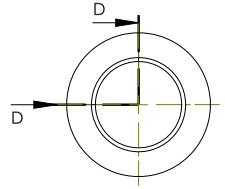
COUPE A-A
ECHELLE 1 : 2.5

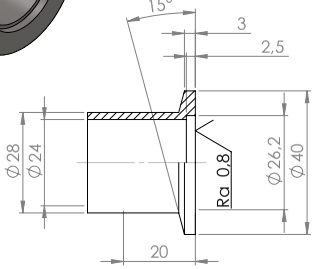


COUPE B-B
ECHELLE 1 : 1



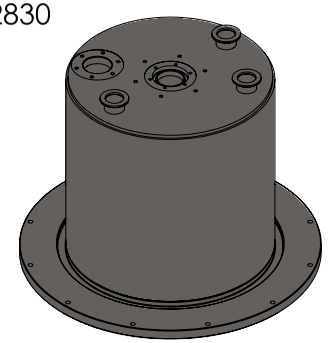




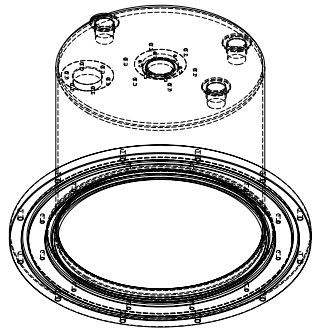


COUPE D-D
ECHELLE 1 : 1

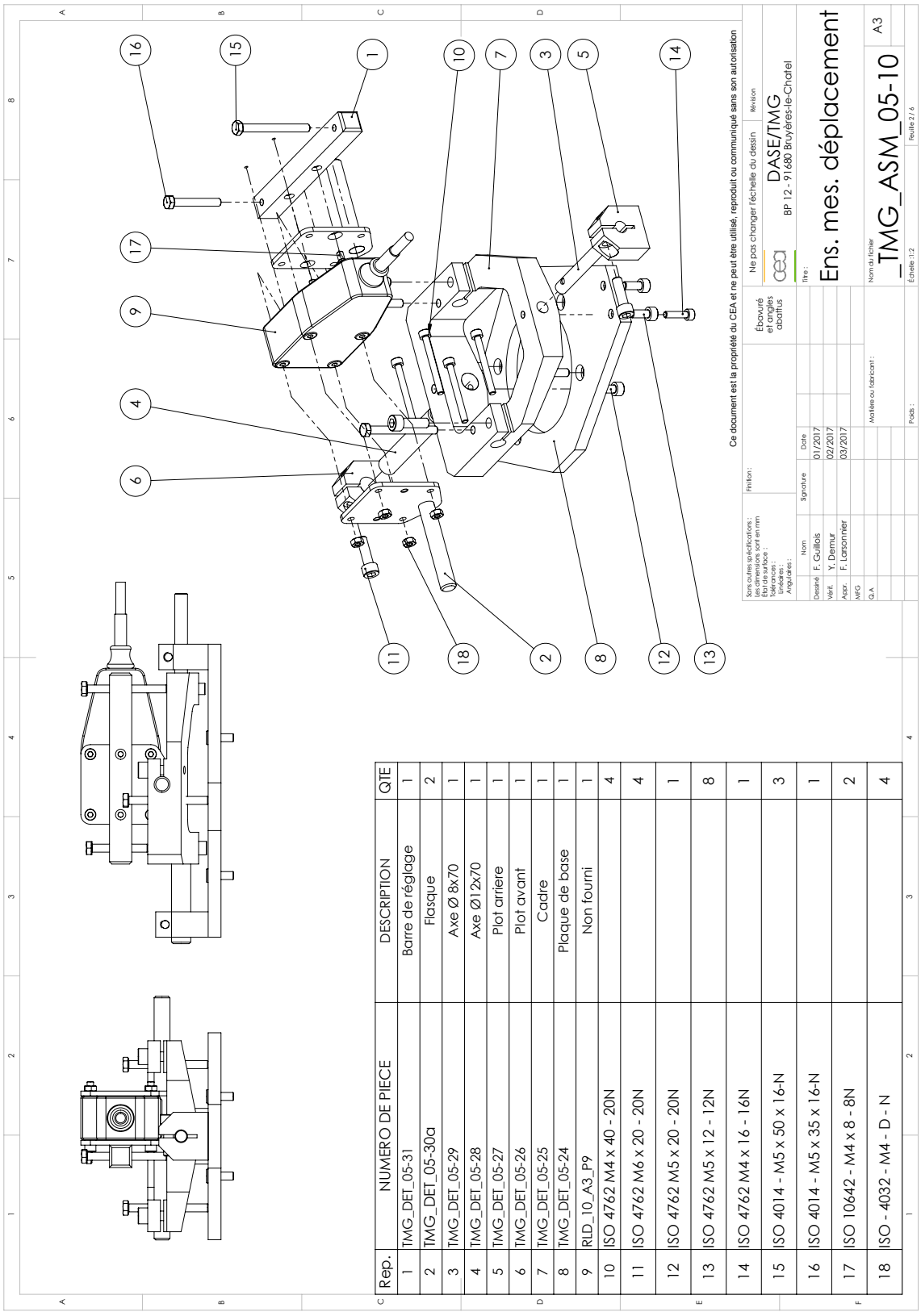
Bride à vide KF DN25
Fullvac BT1KF252830



Échelle 1:5



SAUF INDICATION CONTRAIRE: LES COTES SONT EN MILLIMETRES ETAT DE SURFACE: TOLERANCES: LINEAIRES: ANGULAIRES:	FINITION: Ra 6,3 ISO 2768 m K	Passivation	CASSER LES ANGLES VIFS	NE PAS CHANGER L'ECHELLE	REVISION	
	NOM	SIGNATURE	DATE	TITRE: Cuve Interféromètre		
AUTEUR		F. Guillois	04/2017			
VERIF.		P. Vincent	04/2017			
APPR.						
FAB.						
QUAL.				MATERIAU: 304L	No. DE PLAN TMG_DET_05-85	A2
				MASSE:	ECHELLE:1:2	FEUILLE 1 SUR 1



Rep.	NUMERO DE PIECE	DESCRIPTION	QTE
1	TMG_DET_05-31	Barre de réglage	1
2	TMG_DET_05-30a	Flasque	2
3	TMG_DET_05-29	Axe Ø 8x70	1
4	TMG_DET_05-28	Axe Ø12x70	1
5	TMG_DET_05-27	Plot arriere	1
6	TMG_DET_05-26	Plot avant	1
7	TMG_DET_05-25	Cadre	1
8	TMG_DET_05-24	Plaque de base	1
9	RLD_10_A3_P9	Non fourni	1
10	ISO 4762 M4 x 40 - 20N		4
11	ISO 4762 M6 x 20 - 20N		4
12	ISO 4762 M5 x 20 - 20N		1
13	ISO 4762 M5 x 12 - 12N		8
14	ISO 4762 M4 x 16 - 16N		1
15	ISO 4014 - M5 x 50 x 16-N		3
16	ISO 4014 - M5 x 35 x 16-N		1
17	ISO 10642 - M4 x 8 - 8N		2
18	ISO - 4032 - M4 - D - N		4

FIGURE H.1 – Étalon primaire : plan de détail du dispositif interférométrique.

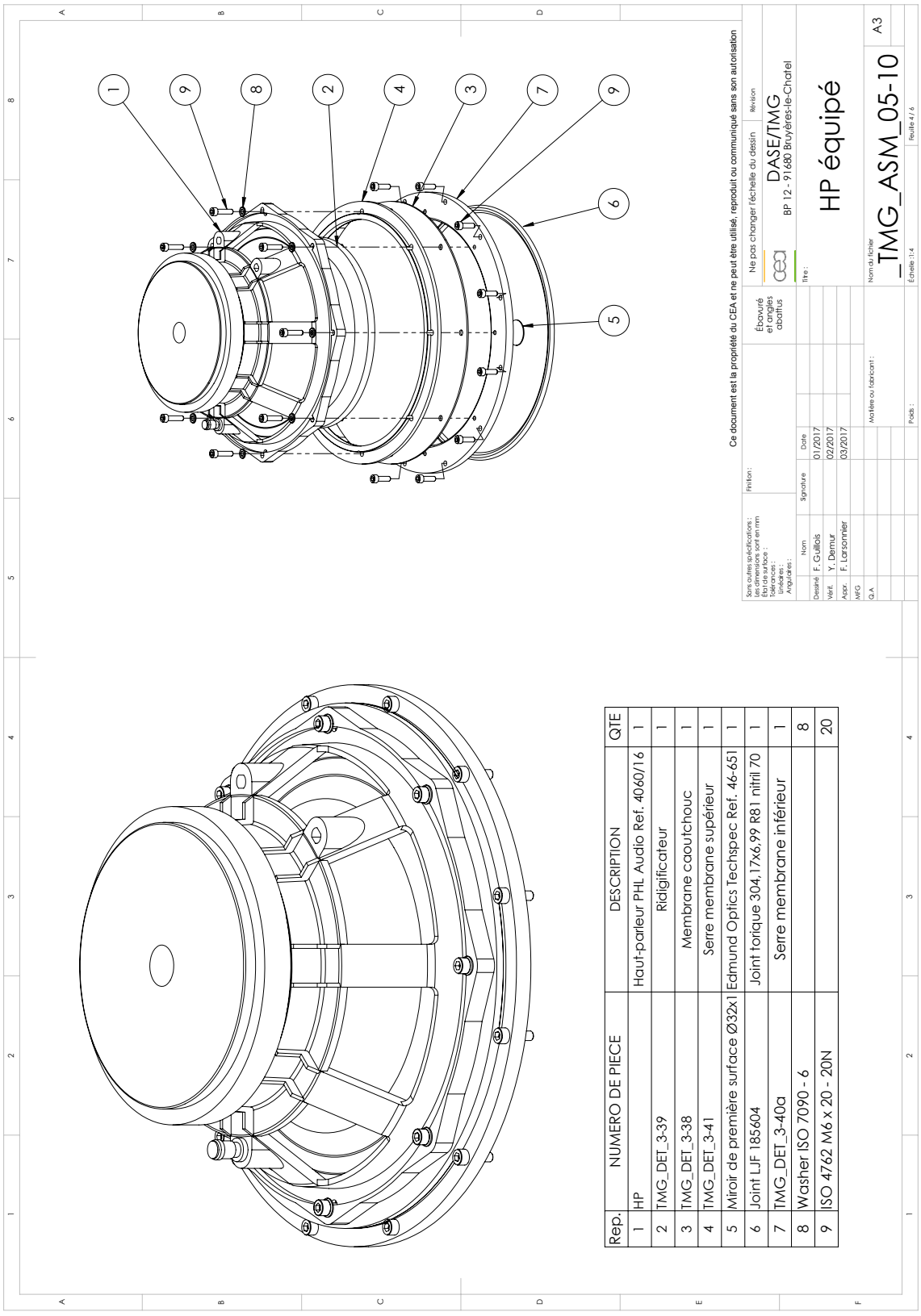


FIGURE H.2 – Étalon primaire : plan du haut-parleur équipé.

Annexe I

Liste des acronymes

B&K Brüel & Kjær. 9, 40, 44, 45, 49, 50, 70–73, 100, 122

BIPM Bureau International des Poids et Mesures. 2, 3, 49

CCAUV Comité Consultatif de l'Acoustique, des Ultrasons et des Vibrations. 3

CEA Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives. vii, ix, 2, 4, 5, 9, 10, 12, 15, 17, 20–22, 24, 26, 28–32, 34, 35, 38, 48, 49, 53–56, 61–64, 80, 82, 84, 87, 88, 95

CEI Commission Électrotechnique Internationale. v, 2, 5, 19, 35, 36, 38–40, 44, 80, 96

CMC Calibration and Measurement Capabilities. 2, 3, 49

DORIS Metrology Logiciel de métrologie : Device for Operating Research in InfraSounds metrology. 53, 89, 91

DUT Device Under Test (dispositif sous test). 6, 12, 13, 21, 22, 61

GA Genetic Algorithm (algorithme génétique). 56

GPDI Générateur de Pression Dynamique Infrasonore. vii, ix, 4–13, 15–17, 20–24, 26, 29–35, 48, 52–57, 60–64, 80, 84

IEEE Institude of Electrical and Electronics Engineers. 54

INM Instituts Nationaux de Métrologie. 2, 3, 7, 13, 95

ISO International Standard Organisation. 75

LL Lama Lumineux. 99

LNE Laboratoire National de métrologie et d'Éssais. viii, 4, 82, 86, 88, 96, 105

LS1p Laboratory Standard - microphone 1 pouce. 67, 73, 79, 111–113

LVDT Linear Variable Differential Transformer. 50

MB2000 Microbaromètre de type MB2000. ix, 49–51, 99

MB2005 Microbaromètre de type MB2005. 12, 13

MB3 Microbaromètre de type MB3. 9

NPL National Physical Laboratory. 13, 14, 50

OTICE Organisation du Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires. 2, 9, 12, 15, 20, 52

SI Système International d'unités. 3, 4, 8, 9, 13, 17, 20, 49, 88, 93, 95, 96

SNL Sandia National Laboratories. 12

SSI Système de Surveillance International. 2, 9, 20

VIM Vocabulaire International de Métrologie - Concepts fondamentaux et généraux et termes associés. 3, 33, 82

Annexe J

Liste des symboles

A

A – Aire totale des surfaces internes du cylindre. 38, 59

a – Rayon de la cavité cylindrique. 30, 35

A_b – Aire totale des surfaces internes de la cavité arrière du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. 22, 33, 56, 58, 119

A_e – Aire totale interne de la cavité cylindrique de l'étalon primaire. 85

A_f – Aire totale des surfaces internes de la cavité avant du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. 22, 33, 56, 58, 119

A_i – Mesure de l'amplitude brute de la fonction de transfert électrique à la fréquence f_i, obtenue avec le système de réciprocité étanche. 75

α – Paramètre de raideur non linéaire propre au matériau. 25, 33, 56, 58, 59, 119

α_t – Diffusivité thermique. 28, 37

A_s – Amplitude d'un signal sinusoïdal numérisé. 109

B

β – Accroissement de pression par unité d'accroissement de température à volume constant. 27, 39

B_j – Mesure de l'amplitude à 100 Hz de la fonction de transfert électrique, obtenue avec le système de réciprocité étanche, nécessaire au processus de correction des amplitudes. 75

Bl – Facteur de force du haut-parleur. 23, 33, 58, 59, 119

C

C – Capacité à l'entrée du préamplificateur du microphone émetteur qui permet de mesurer le courant d'entrée. 65

C_0 – Mesure de l'amplitude de référence de la fonction de transfert électrique à 100 Hz, otenue avec le système de réciprocité non scellé, nécessaire au processus de correction des amplitudes. 74, 75

c_0 – Célérité adiabatique du son. 27, 37, 41

χ_T – Coefficient de compressibilité isotherme. 26, 41

C_s – Compliance acoustique du soufflet d'un MB2000. 51

C_t – Compliance acoustique de la cavité de mesure d'un MB2000. 51

C_v – Capacité calorifique isochore. 29

D

D_a=[***mesure - modèle***] – Différences entre la mesure et le modèle pour le module de l'amplitude. 59

D_e – Diamètre de la cavité de l'étalon primaire. 92

Δ_{amp} – Erreur arbitraire entre la mesure et le modèle pour l'amplitude. 59

Δ_H – Correction thermique normalisée. 38, 39

δ_m – Estimateur d'erreur pour la validité des modèles. 65, 66, 75, 76, 78

Δ_{phi} – Erreur arbitraire entre la mesure et le modèle pour la phase. 59

δ_q – Scalaire à minimiser. 59

δV – Variation de volume. 26, 36, 42

δ_h – Épaisseur de couche limite thermique. 26, 37, 38

D_p=[***mesure - modèle***] – Différences entre la mesure et le modèle pour les valeurs de phase. 59

dQ – Quantité de chaleur massique reçue par un élément de fluide. 29

dT – Variation de température pour une quantité de chaleur massique reçue par un élément de fluide. 29

dV – Variation de volume pour une quantité de chaleur massique reçue par un élément de fluide. 29

δ_v – Épaisseur de couche limite visqueuse. 26

E

ϵ – Paramètre de raideur non linéaire propre au matériau. 25

η – Viscosité de l'air. 27, 37, 41

F

F – Source de force. 27, 28

f_i – Fréquence d'intérêt lors des mesures de la fonction de transfert électrique du système de réciprocité scellé. 75, 139

G

g – Accélération de gravité. 23

γ – Ratio des capacités calorifiques isobare et isochore. 26, 32, 37, 41, 85

γ' – Ratio complexe corrigé des capacités calorifiques isobare et isochore sous l'hypothèse petite cavité dans une cavité cylindrique. 28, 32

γ'' – Ratio complexe corrigé des capacités calorifiques isobare et isochore qui tient compte des effets thermodynamiques dans une cavité cylindrique. 31, 32

γ_{ref} – Rapport des capacités calorifiques spécifiques aux conditions environnementales de référence. 71

H

h – Coefficient de frottements fluides. 23, 33, 56, 58, 59, 119

h_0 – Hauteur nominale de la cavité de l'étalon primaire. viii, 84, 85

h_c – Source de chaleur. 28, 40

I

i – Courant électrique. 23, 24

i_t – Courant à travers le microphone émetteur. 65

J

$J_n(x)$ – Fonction de Bessel. 85

K

k – Nombre d'onde complexe. 36–38

K_0 – Coefficient de raideur statique de la membrane. 25, 33, 58, 59, 119

k_0 – Nombre d'onde. 29

K – Raideur de la membrane. 23

L

ℓ – Longueur de la cavité cylindrique. 35, 42

λ – Coefficient de conductivité thermique. 29, 41

λ_0 – Longueur d'onde. 23, 26–28, 30, 83, 91

λ_n – Zéros de rang n de la fonction de Bessel. 85

L_e – Longueur de la cavité de l'étalon primaire. 92

L_{HP} – Inductance de la bobine du haut-parleur. 24, 33, 58, 59, 119

ℓ_h – Longueur caractéristique de diffusion thermique. 28

ll – Licorne Livide. 99

ℓ_v – Longueur caractéristique visqueuse. 26, 27, 41

ℓ'_v – Longueur caractéristique visqueuse. 27, 41

M

m – Masse de l'ensemble mobile du haut-parleur modifié. 23, 33, 56, 58, 59, 119

M_e – Masse acoustique d'une buse d'entrée d'air d'un MB2000. 50

M_p – Sensibilité à la pression du microphone à étalonner. 83

M_r – Sensibilité du microphone récepteur. 65, 76

M_s – Masse acoustique du soufflet d'un MB2000. 51

M_t – Sensibilité du microphone émetteur. 65, 76

μ – Coefficient de viscosité de cisaillement. 27, 41

N

∇^2 – Opérateur Laplacien. 39

P

p – Variation de pression. 26–28, 36, 39–42

P_0 – Pression statique ambiante. 26, 29, 38, 41, 85, 92

p_1 – Poids d'équilibre pour comparer des dB Pa avec des degrés. 60

p_2 – Poids d'équilibre pour comparer des degrés avec des dB Pa. 60

P_b – Pression dynamique dans la cavité arrière du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. 22, 26, 27, 31, 34

P_f – Pression dynamique dans la cavité avant du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. 22, 26–28, 31–35

Φ_s – Phase d'un signal sinusoïdal numérisé. 109

Φ_0 – Diamètre nominal de la cavité de l'étalon primaire. viii, 84, 85

p_{ij} – Poids scalaires associés aux trois zones [$f \in$ TH] (zone thermodynamique), [$f \in$ NL] (zone des non-linéarités) et [$f \in$ RE] (zone de résonance) qui permettent d'équilibrer la minimisation. 59

p_m – Pression dynamique appliquée à la membrane du microphone à étalonner. 83, 85

p_p – Pression dynamique au niveau du pistonphone. 83, 85

P_{ref} – Pression statique aux conditions environnementales de référence. 71

R

$R = \ell/(2a)$ – Ratio de la longueur sur deux fois le rayon de la cavité cylindrique. 38, 59

R_f – Ratio de la longueur sur deux fois le rayon de la cavité cylindrique avant. 33, 58, 119

R_b – Ratio de la longueur sur deux fois le rayon de la cavité cylindrique arrière, utilisé en réalité comme paramètre de rattrapage de cylindricité. 33, 58, 60, 61, 119

R_e – Résistance acoustique d'une buse d'entrée d'air d'un MB2000. 51

R_{ep} – Rapport de la longueur sur deux fois le rayon de la cavité de l'étalon primaire. 85

ρ – Variation de densité. 27, 39–41

ρ_0 – Densité statique. 27, 29, 37, 41

R_{HP} – Résistance électrique de la bobine du haut-parleur. 24, 33, 58–60, 119

R_s – Résistance acoustique du soufflet d'un MB2000. 51

R_t – Résistance acoustique de la cavité de mesure d'un MB2000. 51

S

S – Surface vibrante. 26, 27, 59

s – Entropie. 28, 41, 42

S_0 – Section du cylindre. 37

S_b – Surface vibrante de la cavité arrière du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. 22, 33, 58–60, 119

S_f – Surface vibrante de la cavité avant du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. 22, 33, 58–60, 119

σ_{amp} – Écart-type sur l'amplitude. 60

σ_{phi} – Écart-type sur le phase. 60

S_p – Surface du piston. 83, 85

S_s – Surface du soufflet du MB2000. 51

T

T – Température. 92

t – Temps. 27, 30, 39

τ – Variation de température. 27, 28, 30, 37, 39–42

$\langle\tau\rangle$ – Valeur moyenne du champ de la variation de température. 27, 31, 42, 43

$\theta = [A_0, B_0, C_0]^T$ – Set de trois paramètres inconnus à partir desquels l'amplitude et la phase du signal numérisé peuvent être déterminée. 109

t_n – Instant de numérisation d'un signal sinusoïdal numérisé. 109

U

U – Tension dynamique appliquée aux bornes du haut-parleur. 24, 33, 34, 58–60, 119

u_r – Tension mesurée à la sortie du conditionneur du microphone récepteur pendant la phase de mesure. 66

u_{r0} – Tension à circuit ouvert du microphone récepteur. 65, 83

u'_r – Tension mesurée à la sortie du conditionneur du microphone récepteur pendant la phase d'insertion de tension. 66

u_t – Tension mesurée à la sortie du conditionneur du microphone émetteur pendant la phase de mesure. 66

u'_t – Tension mesurée à la sortie du conditionneur du microphone émetteur pendant la phase d'insertion de tension. 66

V

V – Volume du coupleur. 26, 27, 30, 35, 38, 42, 43, 59, 83

v – Vitesse particulaire. 27, 37, 41

V_b – Volume de la cavité arrière du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. 22, 33, 58–60, 119

V_e – Volume de la cavité cylindrique de l'étalon primaire. 85, 91

$V_{eq,(r,t)}$ – Volume équivalent des microphones. 71, 72, 92

V_f – Volume de la cavité avant du générateur de pression dynamique infrasonore du CEA. 22, 33, 58–60, 119

v_p – Vitesse de déplacement du piston. 83

v_s – Vitesse du soufflet du MB2000. 51

v_t – Vitesse de vibration de la membrane. 35

W

ω – Pulsation. 23, 24, 30, 37, 40, 85

ω_k – Pulsation à partir de laquelle le phénomène de fluage de la membrane commence à disparaître. 25, 33, 58, 59, 119

X

ξ – Champ de déplacement de la membrane. 22, 23, 26, 34, 35

ξ_p – Déplacement du piston. 83, 85, 92

Y

Y_a – Admittance acoustique de transfert d'une cavité cylindrique. 36, 38, 43

$Y_{a,(s,\ell)}$ – Admittances acoustiques de transfert de la petite (s) et de la grande (ℓ) cavité. 65

Y_b – Admittance de paroi. 37

y_n – Échantillon d'un signal sinusoïdal numérisé. 109

Y_r – Admittance acoustique de transfert du microphone récepteur. 35–37, 71

Y_t – Admittance acoustique de transfert du microphone émetteur. 36, 37, 71

$\mathbf{y}$ – Signal sinusoïdal numérisé. 109

Z

Z – Impédance générique. 42

Z_0 – Impédance acoustique de l'onde plane dans le coupleur. 36–38

Z_c – Impédance acoustique du coupleur. 83, 85

$Z_{e,\ell}$ – Impédance électrique de transfert de la grande cavité. 65

$Z_{e,s}$ – Impédance électrique de transfert de la petite cavité. 65

Z_m – Impédance acoustique du microphone à étalonner. 83, 86

Z_p – Impédance acoustique du piston. 83

Z_T – Impédance acoustique de tranfert du coupleur. 83, 85

Bibliographie

[1] M. STEFE, A. SVETE et J. KUTIN : Development of a dynamic pressure generator based on a loudspeaker with improved frequency characteristics. *Measurement*, 122:212 – 219, 2018. 2

[2] F. ZHANG, W. HE, L. HE et Z. RONG : Acoustic properties of pistonphones at low frequencies in the presence of pressure leakage and heat conduction. *J. Sound Vib.*, 358:324 – 333, 2015. 2, 15

[3] F. DAVID et S. ROBIN : An overview of volcano infrasound: From hawaiian to plinian, local to global. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 249:123 – 139, 2013. 2

[4] A. LE PICHON, P. HERRY, P. MIALLE, J. VERGOZ, N. BRACHET, M. GARCÉS, D. DROB et L. CERANNA : Infrasound associated with 2004–2005 large sumatra earthquakes and tsunami. *Geophysical Research Letters*, 32(19), 2005. 2

[5] A. SCHIMMEL, J. HÜBL, R. KOSCHUCH et I. REIWEGER : Automatic detection of avalanches: evaluation of three different approaches. *Natural Hazards*, 87(1):83–102, 2017. 2

[6] G. LEVENTHALL : Infrasound from wind turbines-fact, fiction or deception. *Canadian Acoustics*, 34(2):29–36, 2006. 2

[7] NF XP S 31-135 : Acoustique - Basses fréquences - Méthode de mesurage. Standard, NF XP S 31-135, 2017. 2

[8] DIN 45680:1997-03 : Messung und Bewertung tieffrequenter Gerausschimmissionen in der Nachbarschaft. Standard, DIN 45680:1997-03, 1997. 2

[9] CTBTO PREPARATORY COMMISSION : Operation manual for infrasound monitoring and the international exchange of infrasound data. CTBTO report, CTBTO, 2004. 2

[10] IEC 61094-2:2009 : Measurement microphones-Part2: Primary method for the pressure calibration of laboratory standard microphones by the reciprocity method. Standard, IEC, 2009. 2, 5, 15, 20, 35, 36, 38, 48, 65, 71

[11] J. AVISON et R. BARHAM : Final report on key comparison CCAUV.A-K5: pressure calibration of laboratory standard microphones in the frequency range 2 Hz to 10 kHz. *Metrologia*, 51(1A):09007, 2014. 2, 13

[12] BIPM : *Acoustics, Ultrasound and Vibration - Calibration and measurement capabilities*, 2018 (accessed June 8, 2018). 2, 7

[13] G.F. MOLINAR, B. REBAGLIA, A. SACCONI, J.C. LEGRAS, G.P. VAILLEAU, James W. SCHMIDT, J.R. STOUP, D.R. FLACK, W. SABUGA et O. JUSKO : CCM key comparison in the pressure range 0.05 mpa to 1 mpa (gas medium, gauge mode). phase a1: Dimensional measurements and calculation of effective area. *Metrologia*, 36(6):657, 1999. 2, 49

[14] BIPM : Strategy 2017 to 2027, Consultative Committee for Acoustics, Ultrasound, and Vibration (CCAUV). Rapport technique, BIPM, 2017. 3

[15] BIPM : Vocabulaire international de métrologie - Concepts fondamentaux et généraux et termes associés (VIM 3ème édition). Rapport technique, JCGM 200:2012, 2012. 3, 6, 13, 33, 82

[16] F. DANIELS : Acoustical impedance of enclosures. *J. Acoust. Soc. Am.*, 19(4):569–571, 1947. 5, 30

[17] F. BIAGI et R. COOK : Acoustic impedance of a right circular cylindrical enclosure. *J. Acoust. Soc. Am.*, 26(4), 1954. 5

[18] H. GERBER : Acoustic properties of fluid-filled chambers at infrasonic frequencies in the absence of convection. *J. Acoust. Soc. Am.*, 36(8):1427–1434, 1964. 5, 31, 36, 39, 40, 43, 80

[19] P. RIÉTY et M. LECOLLINET : Le dispositif d'étalonnage primaire des microphones de laboratoire de l'institut national de métrologie. *Metrologia*, 10(1):17, 1974. 5

[20] KO. BALLAGH : Acoustical admittance of cylindrical cavities. *J. Sound Vib.*, 112(3): 567–569, 1987. 5, 37

[21] DR. JARVIS : Acoustical admittance of cylindrical cavities. *J. Sound Vib.*, 117(2):390–392, 1987. 5, 40

[22] K. RASMUSSEN : Datafiles sismulating a pressure reciprocity calibration of microphones. *EUROMET Project 294 - Report*, PL-13a, 2004. 5

[23] C. GUIANVARC'H, J-N. DUROCHER, M. BRUNEAU et A-M. BRUNEAU : Acoustic tranfer admittance of cylindrical cavities. *J. Sound and Vib.*, 292, 2006. 5, 37, 38

[24] E. OLSEN et E. FREDERIKSEN : Microphone acoustic impedance in reciprocity calibration of laboratory standard microphone. *In INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, volume 247, pages 679–686, 2013. 5, 71

[25] R. JACKETT : The effect of heat conduction on the realization of the primary standard for sound pressure. *Metrologia*, 51(5):423, 2014. 5, 36

[26] A. SVETE, I. BAJSIC et J. KUTIN : Investigation of polytropic corrections for the piston-in-cylinder primary standard used in dynamic calibrations of pressure sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 274:262 – 271, 2018. 5

[27] IEC 327:1971 : Precision method for pressure calibration of one-inch standard condenser microphones by the reciprocity technique. Standard, IEC, 1971. 5

[28] M. MENDE, H.G. USZAKIEWICZ et P. BAKARDIJEV : Calibration of infrasonic measurement devices. *In INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, volume 244, pages 197–203, 2010. 7, 8

[29] F. LARSONNIER, H-G. USZAKIEWICZ et M. MENDE : Infrasonic sensors and their calibration at low frequency. *In INTERNOISE and NOISECON Congress and Conference Proceedings*, volume 249, pages 1127–1136. Institute of Noise Control Engineering, 2014. 7

[30] G.R.A.S. : 42AE Low frequency calibrator instruction manual. Rapport technique, G.R.A.S., 2012. 8, 9

[31] P. BERNARD et E. FREDERIKSEN : High pressure microphone calibrator type 4221. Rapport technique, B&K Report, 1978. 9

[32] T.M. MARSTON : *Infrasonic Pistonphone Calibration*. Thèse de doctorat, Pennsylvania State University, 2009. 11

[33] J. MERCHANT et R. REMBOLD : Infrasound isolation chamber for improved sensor calibration. *In Poster au CTBT Science and Technology 2017 Coference*, 2017. 12

[34] E.C. WENTE : A condenser transmitter as a uniformly sensitive instrument for the absolute measurement of sound intensity. *Phys. Rev.*, 10:39–63, 1917. 13

[35] A. RENNIE : A laser-pistonphone for absolute calibration of laboratory stand microphones in the frequency range 0.1hz to 100hz. Rapport technique, NPL Ac. Report, 1977. 13

[36] R. BARHAM et M. GOLDSMITH : The application of the NPL laser pistonphone to the international comparison of measurement microphones. *Metrologia*, 44(3):210, 2007. 14, 21, 50

[37] L. HE, W. HE, J. QIN, P. YANG, B. ZHONG et F. NIU : A reference infrasound source with low distortion based on laser pistonphone technology. *MAPAN*, 27(4):213–218, Dec 2012. 15

[38] W. HE, F. ZHANG, L. HE et Z. RONG : A study on the pressure leakage correction of pistonphones at infrasonic frequencies. *J. Sound Vib.*, 335:105 – 114, 2015. 15

[39] B. MAILLOU : *Caractérisation et identification non-paramétrique des non-linéarités de suspensions de haut-parleur*. Thèse de doctorat, Le Mans, 2015. 24, 61

[40] M. KNUDSEN et J. JENSEN : Low-frequency loudspeaker models that include suspension creep. *Journal of the Audio Engineering Society*, 41(1/2):3–18, 1993. 24, 25, 61

[41] T. RITTER et F. AGERKVIST : Modelling viscoelasticity of loudspeaker suspensions using retardation spectra. *In 129th Convention of the Audio Engineering Society*, 2010. 25

[42] M. ERZA, G. LEMARQUAND et V. LEMARQUAND : Distortion in electrodynamic loudspeakers caused by force factor variations. *Archives of Acoustics*, 36(4):873–885, 2011. 26

[43] B. MERIT, V. LEMARQUAND, G. LEMARQUAND et A. DOBRUCKI : Motor nonlinearities in electrodynamic loudspeakers: modelling and measurement. *Archives of Acoustics*, 34(4):579–590, 2009. 26

[44] M. BRUNEAU, P. HERZOG, J. KERGOMARD et JD. POLACK : General formulation of the dispersion equation in bounded visco-thermal fluid, and application to some simple geometries. *Wave motion*, 11(5):441–451, 1989. 26, 28, 40

[45] NH. FLETCHER : Adiabatic assumption for wave propagation. *American Journal of Physics*, 42(6):487–489, 1974. 28

[46] M. GOLAY : Theoretical consideration in heat and infra-red detection, with particular reference to the pneumatic detector. *Review of Scientific Instruments*, 18(5):347–356, 1947. 30

[47] C. GUIANVARC'H, J-N. DUROCHER, M. BRUNEAU et A-M. BRUNEAU : Improved formulation of the acoustic transfer admittance of cylindrical cavities. *Acta Acustica united with Acustica*, 92(3):345–354, 2006. 31

[48] C. GUIANVARC'H : *La cavité de couplage acoustique dans la méthode de réciprocité: modèles analytiques pour l'étalonnage des microphones et la mesure d'impédances de petits composants*. Thèse de doctorat, Le Mans, 2005. 31, 37

[49] C. ZWIKKER et C. KOSTEN : *Sound absorbing materials*. Elsevier, 1949. 37

[50] IEC 61094-2:1992 : Measurement microphones-Part2: Primary method for the pressure calibration of laboratory standard microphones by the reciprocity method. Standard, IEC, 1992. 39

[51] M. ROSSI : *Audio*. Presse Polytechniques et Universitaires Romandes, première édition édition, 2007. 50

[52] M. LE PRADO et C. LE CORRE-GUIMARD : Analyse de l'incertitude sur le résultat de l'étalonnage. Rapport technique, CEA DAM/DASE/STMG - DO **65**/06, 2006. 50

[53] B. ALCOVERRO et A. LE PICHON : Design and optimization of a noise reduction system for infrasonic measurements using elements with low acoustic impedance. *J. Acoust. Soc. Am.*, 117(4):1717–1727, 2005. 50, 52

[54] Y.O. STAROVOIT, V.G. KUNAKOV et P.N. MARTYSEVICH : About the dynamical calibration of microbarometers in IMS infrasound network. *In EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 11, page 13787, 2009. 52

[55] IEEE 1057:2017 : Standard for digitizing waveform recorders. Standard, IEEE, 2017. 54, 70, 109

[56] F.-A. FORTIN, F.-M. DE RAINVILLE, M.-A. GARDNER, M. PARIZEAU et C. GAGNÉ : DEAP: Evolutionary algorithms made easy. *Journal of Machine Learning Research*, 13:2171–2175, jul 2012. 56

[57] D. ASHLOCK : *Evolutionary computation for modeling and optimization*. Springer Science & Business Media, 2006. 56, 57, 58

[58] BIPM, IFCC et ISO : "Evaluation of Measurement Data - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" Joint Committee for Guides in Metrology. Rapport technique, Technical Report No. JCGM 100, 2008. 60, 82, 92

[59] O. MARCILLO, J.B. JOHNSON et D. HART : Implementation, characterization, and evaluation of an inexpensive low-power low-noise infrasound sensor based on a micromachined differential pressure transducer and a mechanical filter. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 29(9):1275–1284, 2012. 60

[60] J.H. MENTINK et L.G. EVERS : Frequency response and design parameters for differential microbarometers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 130(1):33–41, 2011. 60

[61] K. RASMUSSEN : Radial motion-wave in cylindrical plane-wave couplers. *Acta acustica*, 1:145–151, 1993. 65

[62] K. RASMUSSEN : Properties and calibration of laboratory standard microphones. Rapport technique, B&K, 2001. 73

[63] K. RASMUSSEN : The static pressure and temperature coefficients of laboratory standard microphones. *Metrologia*, 36(4):265, 1999. 73

[64] ISO 21748:2017 : Guidance for the use of repeatability, reproducibility and trueness estimates in measurement uncertainty evaluation. Standard, International Organization for Standardization, Geneva, CH, 2017. 75

[65] P. VINCENT, D. RODRIGUES, F. LARSONNIER, C. GUIANVARC'H et D. DURAND : Acoustic transfer admittance of cylindrical cavities in infrasonic frequency range. *Metrologia*, 59(015003):16pp, 2019. 96

[66] P. VINCENT, F. LARSONNIER, D. RODRIGUES et D. DURAND : Analytical modelling and characterisation of an infrasound generator in the air. *Applied Acoustics*, 148:476–483, 2019. 96

[67] F. LARSONNIER et P. MILLIER : Un dispositif original pour la métrologie acoustique basse fréquence appliquée aux capteurs d'infrasons. *Acoustique & Techniques*, 67: 17–23, 2011. 99

Titre : **Développement d'un étalon de pression acoustique et d'une méthode d'étalonnage de référence associée pour l'étalonnage de capteurs infrasonores à 1 Hz**

Mots clés : Infrason, Acoustique, Métrologie, Etalon, Pistonphone, Transition isotherme-adiabatique

Résumé : Aujourd'hui, il n'existe pas d'étalon de référence pour la grandeur physique des pressions dynamiques infrasonores. La demande d'étalonnage d'une telle grandeur est apparue récemment, en réponse à des problématiques du domaine de la géophysique, étudiant la propagation d'ondes acoustiques dans l'atmosphère entre 20 Hz et 0,001 Hz, soutenue par la surveillance du respect du Traité d'Interdiction Complète des Essais Nucléaires (TICE). Dans le but de répondre à cet enjeu, cette thèse a pour objectif la réalisation d'un étalon primaire pour cette grandeur. Le contexte métrologique et quelques bancs d'étalonnage existants, utilisant des générateurs de pression dynamique infrasonore, sont présentés. Afin de concevoir le banc d'étalonnage primaire, les réponses en amplitude et en phase du générateur d'infrasons du CEA sont caractérisées analytiquement et expérimentalement. Par ailleurs, le principe de l'étalon primaire basé sur le pistonphone calculable utilise les mêmes modèles d'admittance acoustique de transfert des cavités cylindriques que ceux préconisés pour l'étalonnage primaire des microphones étalons par la méthode de la réciprocité en pression. Les limites des formulations normalisées sont identifiées pour les fréquences inférieures à 100 Hz. Deux solutions alternatives sont proposées, permettant de généraliser la gamme de fréquences au domaine des infrasons. La validité de ces formulations est démontrée expérimentalement. Enfin, à partir de ces travaux, le développement du banc primaire est détaillé, avec son modèle analytique et les choix mécaniques associés.

Title : **Development of a sound pressure primary standard and an associated reference calibration method for the calibration of infrasound sensors at 1 Hz**

Keywords : Infrasound, Acoustic, Metrology, Standard, Pistonphone, Isothermal to adiabatic transition

Abstract : Currently, there is no reference standard for the dynamic infrasonic pressures physical quantity. The request for calibration of such a quantity has recently appeared, in response to geophysical issues, studying the propagation of acoustic waves in the atmosphere between 20 Hz and 0.001 Hz, supported by the monitoring of the respect of the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty (CTBT). In order to meet this challenge, the aim of this thesis is to realize a primary standard for this quantity. The metrological context and some existing calibration benches, using infrasonic dynamic pressure generators, are presented. To design the primary calibration bench, the amplitude and phase responses of the CEA infrasound generator are characterized analytically and experimentally. In addition, the definition of the standard model is based on the primary method models for pressure calibration of standard microphones in the acoustic pressure range, using cylindrical cavities. The limits of the acoustic transfer admittance standard formulations for these cavities are identified for frequencies below 100 Hz. Two alternative solutions are proposed, allowing the frequency range to be extended to the infrasound domain. The validity of these formulations is demonstrated experimentally. Finally, based on this work, the development of the primary bench is detailed, with its analytical model and the associated mechanical choices.