



MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDES

Simulation et modélisation de l'éloignement d'une source

Adrien Llave

Promotion 2015

Directeur interne : Mohammed Elliq

Directeur externe : Klaus Blasquiz

Rapporteur : Laurent Millot

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement Laurent Millot pour le temps qu'il m'a accordé et les ressources bibliographiques qu'il a mis à ma disposition. Je tiens à remercier tout autant Mohammed Elliq et Klaus Blasquiz pour le temps qu'ils m'ont consacré, leurs conseils méthodologiques ainsi que leur expérience sur le sujet m'ont été assurément d'une grande aide.

Je souhaite aussi remercier Gérard Pelé pour les conseils qu'il nous a prodigués lors des séminaires de préparation à ce mémoire. L'ouverture vers l'épistémologie m'a été d'une grande aide lors de chacun des processus de réflexion et de travail de ce mémoire.

Je remercie aussi toutes les personnes qui m'ont aidé à réaliser la campagne de mesure dans les meilleures conditions possibles.

Tout d'abord, Benoît Navarret et Sandie Le Conte qui m'ont permis d'accéder à la chambre semi-anéchoïque de la Cité de la Musique où j'ai pu réaliser les mesures. Mais aussi Franck Gillardaux et la société APG qui ont travaillé à la réalisation d'une enceinte sur mesure adaptée à nos besoins. Et enfin, Pascal Martin et Tayed Keroune qui m'ont permis d'accéder au matériel de l'ENS Louis-Lumière dans les meilleures conditions qui soient.

Les conditions dont j'ai pu bénéficier pour les mesures assurent une véritable plus-value aux résultats présentés dans mon travail.

Je souhaite aussi créditer *Freepik* pour l'utilisation d'icônes leurs appartenant qui m'ont permis d'illustrer efficacement mon propos.

Un grand merci à Odile, Yvon Keromnes et Eléanor qui ont mis leur talent pour la relecture à ma disposition.

Enfin, merci à ma mère pour son soutien infailible, depuis déjà autant d'années.

Abstract

In live recording or mixing circumstances, it is usual to place microphones as close as possible to the sound sources. This could be motivated by visual aspect considerations or in order to avoid other unwelcome nearby sources. However, this microphone placing choice brings about spectral modifications which might not match expected sound esthetics. These modifications may be caused by the microphone architecture or by some phenomenons in the acoustic field.

This master thesis proposes a way to reproduce the distance effect on a sound extract recorded in ultra-proximity. Several simulation and modeling software solutions will be surveyed, in particular those based on impulse responses, FFT and IDS analysis and digital filtering.

Keywords : proximity effect, microphone modeling, simulation, IDS analysis, convolution, digital filter.

Résumé

Lors de la sonorisation ou l'enregistrement d'un concert, il est courant de chercher à placer les microphones au plus près des sources. Cela peut être fait par souci d'esthétique visuelle ou pour éviter la reprise indésirable de sources voisines, par exemple. Pourtant, ce choix de placement du microphone entraîne des modifications spectrales qui peuvent ne pas correspondre aux attentes esthétiques. Ces modifications peuvent trouver leur origine dans le champ acoustique ou la nature du microphone.

Ce mémoire entreprend de simuler l'éloignement d'une prise de son réalisée en ultra-proximité. On étudiera plusieurs solutions logicielles de simulation et de modélisation, notamment sur la base de réponse impulsionnelle, d'analyse FFT et IDS et de filtrage numérique.

Mots clefs : effet de proximité, modélisation, simulation, analyse IDS, convolution, filtrage numérique.

Table des matières

1	Introduction générale	3
2	Description du protocole de mesure	5
2.1	Description du dispositif	5
2.1.1	Diffusion	5
2.1.2	Acquisition	9
2.2	Constitution du corpus de stimuli	10
2.2.1	Choix des stimuli	10
2.2.2	Mise en forme des stimuli	12
2.3	Réalisation des mesures	14
2.4	Conclusion	19
3	Exploitation des mesures	21
3.1	Extraction des parties utiles des mesures	21
3.2	Analyse par Intégration de Densité Spectrale (IDS)	23
3.2.1	Principe de l'analyse	25
3.2.2	Question du découpage fréquentiel	27
3.3	Conclusion	31
4	Mesure de la vitesse du son	33
4.1	Approche théorique	34
4.2	Traitement des mesures	35
4.2.1	Description de l'algorithme 1	37
4.2.2	Description de l'algorithme 2	39
4.3	Interprétation des mesures	41
4.4	Conclusion	45
5	Décroissance de niveau moyen en fonction de la distance	47
5.1	Approche de la théorie classique	49
5.2	Analyse des mesures pour le microphone à pression	51
5.3	Analyse des mesures pour le microphone à gradient de pression	55
5.4	Interprétation	58
5.5	Conclusion	60
6	Modifications spectrales en fonction de la distance	62
6.1	Effet de proximité du microphone à gradient de pression	63
6.2	Analyse des mesures pour le microphone à pression	71
6.3	Analyse des mesures pour le microphone à gradient de pression	75
6.4	Conclusion	79

7	Simulation et modélisation de l'éloignement	81
7.1	Simulation de l'éloignement par convolution	82
7.2	Simulation de l'éloignement à partir des analyses IDS	85
7.3	Amélioration du modèle du microphone à gradient de pression à partir des données expérimentales	89
7.4	Proposition d'implémentation du modèle de microphone cardioïde . .	96
7.5	Conclusion	98
8	Conclusion générale	100
A	Spécification du haut-parleur Beyma 8WOOFER/V P2	112
B	Spécification du microphone cardioïde ATM450	115
C	Spécification du microphone à pression NTi Audio 2211	117
D	Profils IDS du corpus des stimuli	124
E	Courbes de décroissance du niveau moyen en fonction de la dis- tance	127
F	Courbes de l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le microphone à gradient de pression	138
G	Courbes de l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le microphone à gradient de pression	149

Chapitre 1

Introduction générale

Lors d'une prise de son, il est très fréquent d'opter pour une captation en proximité de la source. Ce choix peut être motivé par différentes raisons selon le contexte. Ce peut être pour des raisons esthétiques propres au preneur de son mais aussi pour répondre à des contraintes techniques. Par exemple lors de la sonorisation ou l'enregistrement d'un concert, on est souvent confronté au problème de la reprise indésirable d'une source voisine. Ou encore dans le cas d'une captation vidéo de concert, on peut souhaiter rendre la prise de son la plus discrète possible en dissimulant des microphones au plus près des sources, voire même à l'intérieur de celles-ci [1]. On peut retrouver des problématiques analogues dans la prise de son non-musicale, avec la parole ou des sons environnementaux par exemple.

Cependant, le choix du placement du microphone par rapport à la source n'est pas neutre vis-à-vis du rendu sonore. D'une part, le rapport entre l'intensité du son direct et du son diffus est modifié, ce qui modifie l'équilibre spectral par ce qu'on appelle les premières réflexions, c'est-à-dire les réflexions que l'on ne peut pas dissocier à l'écoute du son direct et qui correspondent à des retards inférieurs à 40 ms. D'autre part, le timbre du son direct lui-même évolue aussi en fonction de la distance. C'est précisément cet aspect que ce mémoire propose d'aborder.

Le travail proposé dans ce mémoire consiste à étudier le champ acoustique d'une source en champ libre dans son axe. On se demandera s'il est possible de décrire l'éloignement par une description linéaire du phénomène, on regardera si on peut

faire émerger des lois invariantes en fonction du niveau de diffusion ou de la nature du contenu sonore.

Dans un premier temps, il sera intéressant d’observer par la mesure le champ acoustique avec un microphone à pression. En parallèle, on réalisera les mêmes mesures avec un microphone à gradient de pression de type cardioïde qui, bien qu’il soit un cas particulier, est plus pertinent vis-à-vis du champ d’application visé. En effet, c’est cette technologie de microphone qui est la plus souvent utilisée par les preneurs de son ; son principal avantage résidant dans le fait qu’elle permet une captation directive lui permettant de limiter en grande partie la reprise de sources sonores voisines non-désirées. Cependant, ce type de directivité altère de manière caractéristique le timbre de la source en proximité, un phénomène bien connu des ingénieurs du son appelé « effet de proximité » ; il a été décrit de plusieurs manières différentes [2, 3, 4], nous en présenterons un modèle de ce microphone en s’appuyant sur le modèle ondulatoire.

Dans le but de réaliser une simulation du phénomène acoustique par la suite, on souhaite vérifier sa linéarité. En effet, il existe des outils de simulation très efficaces et faciles à mettre en œuvre permettant de simuler des phénomènes linéaires. Classiquement [5], on fait une description linéaire des phénomènes acoustiques au moyen du modèle ondulatoire. Pour cela, on vérifiera la validité de ce modèle dans la situation étudiée.

Dans un second temps, nous présenterons plusieurs solutions logicielles de simulation et de modélisation de l’éloignement. Elles seront développées à partir des résultats des mesures effectuées en amont. On confrontera les résultats de la simulation aux résultats de la prise de son réelle sur un corpus restreint d’auditeurs afin de se faire une première idée de la pertinence des analyses proposées.

Chapitre 2

Description du protocole de mesure

L'objectif de ce mémoire est de proposer une simulation de prise de son à partir de données expérimentales. Dans ce chapitre, nous détaillons le protocole de mesure mis en œuvre pour la campagne de mesures que nous avons réalisée. Nous y présentons le dispositif technique employé pour la diffusion et l'acquisition des signaux, le corpus de stimuli utilisé et leur mise en forme et enfin, la réalisation à proprement parler des mesures. Pour finir, nous faisons la critique du protocole utilisé et, au vu des résultats obtenus par la suite, nous proposons des améliorations à apporter à ce protocole si ces travaux venaient à être poursuivis.

2.1 Description du dispositif

2.1.1 Diffusion

Le dispositif de diffusion doit répondre à deux principales exigences. D'une part, on veut que l'excitation du champ acoustique soit répétable afin que la mesure soit, dans son ensemble, reproductible. D'autre part, on veut que la nature de la source soit la plus « générale » possible. Il est nécessaire d'explicitier ce terme. En effet, l'objectif de notre travail est de simuler l'éloignement d'une source *réelle* prise en proximité ; cependant, les sources sonores *réelles* rencontrées en exploitation projettent leur énergie dans l'espace qui les entoure de manière différente les unes des autres. Ainsi,

pour nos mesures, on choisira une source sonore qui présente le meilleur compromis pour représenter n'importe quel type de source.

En effet, lorsque l'on travaille une prise de son en proximité, la manière dont la source projette son énergie dans l'espace joue un rôle important sur le rendu spectral. La théorie de l'acoustique classique, basée sur le modèle ondulatoire, s'appuie sur l'hypothèse que la source est ponctuelle ; ce qui, par définition, est très compliqué à appliquer dans le cas qui nous intéresse. Les sources réelles sont bien souvent complexes ; ce qui rend leur rayonnement très particulier. Pour réaliser nos mesures nous allons privilégier une source qu'on pourra considérer comme la plus ponctuelle possible.

Pour cela, pour nos mesures, nous allons utiliser comme source sonore une enceinte à coffret clos, appelée enceinte close. Ne comportant qu'un seul haut-parleur à large bande ; ce dispositif devrait permettre d'avoir une bonne reproductibilité des excitations et se rapprocher au mieux du cas d'une source ponctuelle.

L'inconvénient majeur d'une enceinte close est le recours à un coffret de gros volume pour une réponse satisfaisante dans la partie basse du spectre. L'enceinte à événement, appelée enceinte *bass-reflex*, permet quant à elle d'allier une réponse étendue dans le bas du spectre tout en exigeant un coffret de petit volume. La réponse spectrale étendue associée à l'encombrement réduit de l'enceinte à événement sont à l'origine de sa popularité aussi bien dans le domaine grand public que professionnel. Vu que dans une enceinte à événement la partie extrême basse du spectre est émise par l'événement et le reste par le haut-parleur et vu que nos mesures sont effectuées en proximité, l'enceinte à événement n'a pas été retenue.

Pour avoir une enceinte acoustique capable de reproduire toute l'étendue du spectre audio avec la même efficacité, l'usage préconise de recourir à deux (*boomer, tweeter*) ou trois (*boomer, mid-range, tweeter*) haut-parleurs. Vu que dans une enceinte à plusieurs haut-parleurs, chaque haut-parleur émet une partie du spectre et puisque nos mesures sont réalisées en proximité, l'enceinte à plusieurs haut-parleurs n'a pas été retenue.

Afin de disposer, pour nos mesures, d'une enceinte fiable, notamment en

terme d'étanchéité, nous avons établi un cahier des charges pour cette enceinte et confié sa réalisation à l'entreprise APG [6], entreprise spécialisée dans la fabrication d'enceintes, notamment pour la sonorisation.

L'enceinte est constituée d'un haut-parleur Beyma 8WOOFER/P V2¹ placé dans un coffret clos cubique de 43 cm de côté et de 80 litres de volume. Le haut-parleur y est placé décentré afin d'éviter que la diffraction sur les arêtes de la face avant ne se cumule et altère de manière significative le son dans l'axe [7]. En effet, on peut modéliser le haut-parleur placé dans une enceinte close rayonnant comme une demi-sphère jusqu'au bord du baffle. Alors, sur l'arête se produit une diffraction qui se comporte comme une source-image qui rayonne de manière sphérique interférant avec le son direct du haut-parleur.

Sur la figure 2.1 sont représentées les courbes de réponses en fréquences de l'enceinte close pour deux stimuli différents (bruit rose et *sweep*). Ces courbes ont été obtenues au moyen d'une analyse MLS² que l'on a effectuée à l'ENS Louis-Lumière avec un système de mesure audio Clio 10. En figure 2.2 est représenté le dispositif de mesure à l'ENS Louis-Lumière.

Les stimuli audio sous forme de fichiers (192 kHz/24 bits) sont convertis en analogique au moyen d'une carte son MOTU UltraLite-mk3 Hybrid. Pour exciter l'enceinte, les signaux audio ont été amplifiés au moyen d'un amplificateur Yamaha P2201.

¹Voir spécifications techniques en annexe A.

²L'analyse MLS (*Maximum Length Sequence*) est une technique d'analyse permettant de faire des mesures acoustiques en s'affranchissant au maximum de l'acoustique du lieu où s'effectue la mesure.

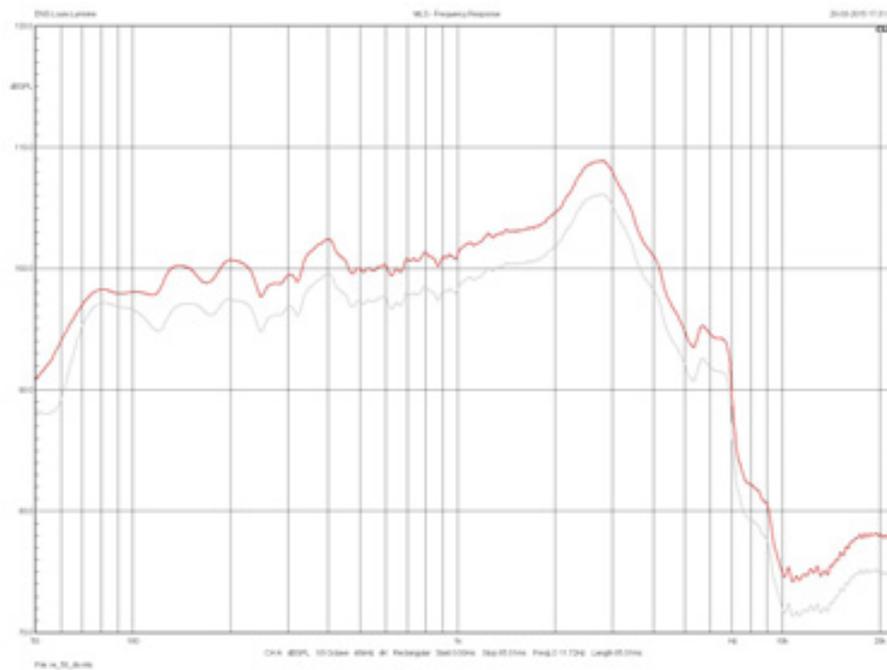


FIGURE 2.1 – Courbe de réponse en fréquence de l'enceinte.



FIGURE 2.2 – Dispositif de mesure de l'enceinte à l'ENS Louis-Lumière.

2.1.2 Acquisition

L'acquisition des signaux émis par l'enceinte a été réalisée au moyen de deux types de microphones :

- un microphone à pression omnidirectionnel NTi Audio 2211³ ;
- un microphone à gradient de pression cardioïde ATM450⁴.

Pour effectuer ces mesures, nous avons choisi d'utiliser deux types de microphones : un microphone à pression (omnidirectionnel) et un microphone à gradient de pression (cardioïde). L'utilisation conjointe de ces deux types de microphones pour nos mesures nous permettra d'accéder à des informations, certes différentes mais sans doute complémentaires. La réponse en fréquence du microphone à pression (omnidirectionnel) peut être considérée uniforme et indépendante de la distance. Il nous permet d'accéder directement au champ de pression acoustique. Le microphone à gradient de pression (cardioïde) a une réponse en fréquence qui dépend de la distance à la source (surtout en proximité) ; par ailleurs, c'est l'un des microphones les plus utilisés en prise de son multi-microphonique, surtout en concert. Avec ce dispositif, on va tenter d'identifier et de différencier les modifications spectrales qui relèvent du champ acoustique de celles qui relèvent de l'architecture du microphone à gradient de pression.

Les signaux délivrés par les microphones ont été envoyés à la carte son MOTU UltraLite-mk3 Hybrid pour subir une préamplification et une conversion analogique/numérique.

Même si une fréquence d'échantillonnage de 44,1 kHz et une résolution de 16 bits peuvent suffir à rendre compte du spectre audible à la diffusion, nous avons choisi d'enregistrer les signaux émis par les microphones à une fréquence d'échantillonnage de 192 kHz avec une résolution sur 24 bits.

Le recours à une fréquence d'échantillonnage de 192 kHz et à une quantification sur 24 bits a pour but de disposer de signaux audio de meilleure qualité.

³Voir spécifications techniques en annexe C.

⁴Voir spécifications techniques en annexe B.

Le sur-échantillonnage est justifié par le souhait de déterminer, par la suite, le temps d'arrivée du son entre les deux microphones séparés par une certaine distance, et donc de déterminer avec précision la vitesse du son pour chaque distance testée. Par la suite, on appellera *temps de vol* le temps de propagation de la perturbation entre les deux microphones.

La distance minimale séparant les deux microphones a été fixée à 1 cm car on souhaite avoir un retard significatif entre les deux microphones d'au moins un échantillon. La relation suivante permet d'établir le retard attendu exprimé en nombre d'échantillons :

$$n = \frac{d.F_s}{c}$$

avec c la vitesse (m.s^{-1}) du son, d la distance (m) entre les deux microphones et F_s la fréquence (Hz) d'échantillonnage du signal. Les travaux de Laurent Millot et Johan Lescure [8] ont mis en évidence une vitesse du son qui dépasse largement la valeur typique de 340 m.s^{-1} lorsqu'on se place en proximité. Ainsi, si on se place dans le cas où $d = 1 \text{ cm}$ et $c = 600 \text{ m.s}^{-1}$ avec une fréquence d'échantillonnage de $44,1 \text{ kHz}$, on trouve $n = 0,735$ échantillon, soit une valeur qui ne correspond pas à nos exigences, alors que si on opte pour une fréquence d'échantillonnage de 192 kHz , on trouve $n = 3,2$ échantillons, soit environ 3 échantillons, ce qui satisfait nos exigences.

2.2 Constitution du corpus de stimuli

2.2.1 Choix des stimuli

Nous avons constitué le corpus de stimuli autour du cahier des charges suivant. Tout d'abord, nous souhaitons que tous les extraits audio choisis excitent au maximum l'ensemble du spectre audible. Pour cette raison, nous n'avons pas pu retenir d'instruments seuls car ne présentant pas un spectre suffisamment large en fréquences.

Les travaux de Laurent Millot [9], portant sur l'analyse du champ acous-

tique, ont mis en évidence des différences de résultats selon la nature du stimulus, notamment en fonction de la dynamique globale et/ou de la répartition de l'énergie dans le spectre. Ces résultats suggèrent l'intervention de phénomènes non-linéaires qui pourraient être générés soit par le haut-parleur soit par le comportement du champ acoustique soumis à l'excitation.

Pour cela, on souhaite intégrer dans notre corpus des extraits audio destinés à être écoutés à l'inverse de signaux de laboratoire comme le bruit rose et le *sweep*⁵. En particulier, on veut que les extraits se distinguent par leur contenu dynamique, d'un stimulus très compressé jusqu'à un stimulus dont la dynamique globale évolue de manière remarquable.

Pour ces raisons, la musique nous paraît être un bon point de départ pour rechercher des stimuli. Ce sont des signaux audio faits pour être écoutés, dont il est facile de trouver des extraits avec un spectre excité de manière relativement uniforme. Comme on l'a dit précédemment, on veut avoir un corpus de stimuli avec des extraits comportant plus ou moins de dynamique, pour diriger notre choix, on peut alors s'appuyer sur les différentes esthétiques de production des enregistrements musicaux. En effet, dans la musique classique, on peut généralement remarquer que la dynamique globale évolue de manière significative. A l'inverse, dans les productions de type *rock*, on observe souvent une course à la diminution de la dynamique globale, dans le but de donner une impression d'intensité sonore la plus forte possible⁶.

On souhaite aussi intégrer à notre corpus un stimulus dénué de toute sémantique qui sera le plus objectif possible et qui pourra être réutilisé par quiconque souhaite reproduire l'expérience. Pour cela, on choisit d'utiliser le *bruit rose* qui est un signal aléatoire qui permet d'exciter l'ensemble du spectre audible. Sa particularité est qu'il suit une loi de décroissance en $\frac{1}{f}$; il possède donc une intensité constante dans chaque bande d'octave.

⁵Un signal composé d'une sinusoïde pure dont la fréquence varie pour parcourir le spectre audible d'un extrême à l'autre. La variation de la fréquence peut suivre une loi linéaire ou exponentielle.

⁶On l'appelle plus généralement le *loudness*.

Notre choix s'est arrêté sur la sélection d'extraits suivante⁷ :

1. Extrait musical des « Danses hongroises » de Johannes Brahms [10] ;
2. Extrait musical de « Invierno Junio » de The Gonzalo Bergara Quartet [11] ;
3. Extrait musical de « One » de Ahmad Jamal [12] ;
4. Extrait musical de « Rosenrot » de Rammstein [13] ;
5. Bruit rose ;
6. Sweep.

Pour chacun des extraits musicaux, on a uniquement diffusé le canal gauche du fichier stéréophonique d'origine.

2.2.2 Mise en forme des stimuli

Pour chacun des stimuli présentés précédemment, on met en forme un fichier audio à partir duquel on fera les mesures pour chaque position dans l'espace ainsi que chaque niveau de diffusion.

Tout d'abord, on souhaite s'assurer de la reproductibilité de la mesure. Pour cela, on répète trois⁸ fois de suite le stimulus. On choisit de séparer deux occurrences du même stimulus par deux secondes de silence. La valeur du TR60⁹ d'une chambre semi-anéchoïque étant largement inférieure à une seconde¹⁰, on considère que ce temps est suffisant pour isoler deux mesures successives, c'est-à-dire que lorsqu'on débute une nouvelle mesure on n'a pas de contribution de la mesure précédente, notamment avec la réverbération de la pièce.

Pour déterminer le *temps de vol*, un signal de re-synchronisation est ajouté au début et à la fin du fichier.

⁷Les profils IDS des stimuli sont disponibles en annexe D.

⁸Initialement nous avons prévu cinq répétitions mais des contraintes de temps au moment des mesures nous ont fait opter pour un choix de trois répétitions, moins chronophage.

⁹Temps que met une source sonore à s'atténuer de 60 dB après son interruption. Il permet de donner une indication sur le niveau de réverbération d'un lieu.

¹⁰Nous avons déduit le TR60 de la chambre à partir des mesures que l'on a réalisées, voir section 2.3.

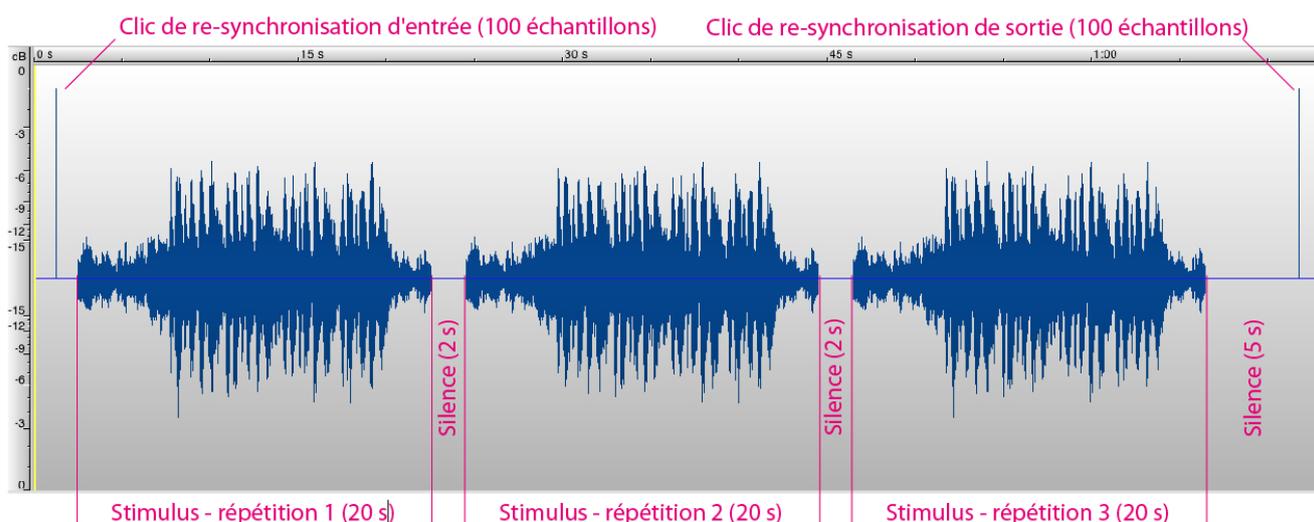


FIGURE 2.3 – Structure adoptée pour la mise en forme d'un stimulus.

La durée de l'extrait est fixée à 20 s. Une telle durée est nécessaire afin de réaliser l'analyse par Intégration de Densité Spectrale (IDS) que nous détaillerons dans la partie 3.2.1. On représente en figure 2.3 la structure adoptée pour la mise en forme d'un stimulus, la durée totale d'un stimulus mis en forme est d'environ 1 minute et 15 secondes. On a procédé à une égalisation des niveaux efficaces (RMS) des signaux afin de travailler avec des niveaux moyens identiques entre les stimuli. Puis on a rectifié le niveau du corpus pour que les stimuli ayant un niveau crête supérieur à -3 dB FS ne dépassent pas cette limite pour éviter toute saturation en sortie du convertisseur numérique/analogique.

2.3 Réalisation des mesures

Chambre semi-anéchoïque

Les mesures ont été effectuées durant une semaine dans la chambre semi-anéchoïque de la Cité de la Musique à Paris. Voici les caractéristiques utiles de la chambre semi-anéchoïque mesurées par nos soins :

- Dimensions :
 - Longueur = 5,9 m ;
 - Largeur = 4 m ;
 - Hauteur = 3,83 m ;
- Bruit de fond : 31 dB A ;
- TR60 : 12 ms.

Afin d'obtenir ces valeurs nous avons utilisé un télémètre laser pour mesurer les dimensions de la chambre et un sonomètre Voltcraft, préalablement calibré pour la mesure du bruit de fond. Pour effectuer la mesure du TR60, nous avons mesuré le temps *a posteriori* à partir des mesures faites avec le bruit rose dans Matlab. La figure 2.4 montre une photographie du dispositif expérimental.

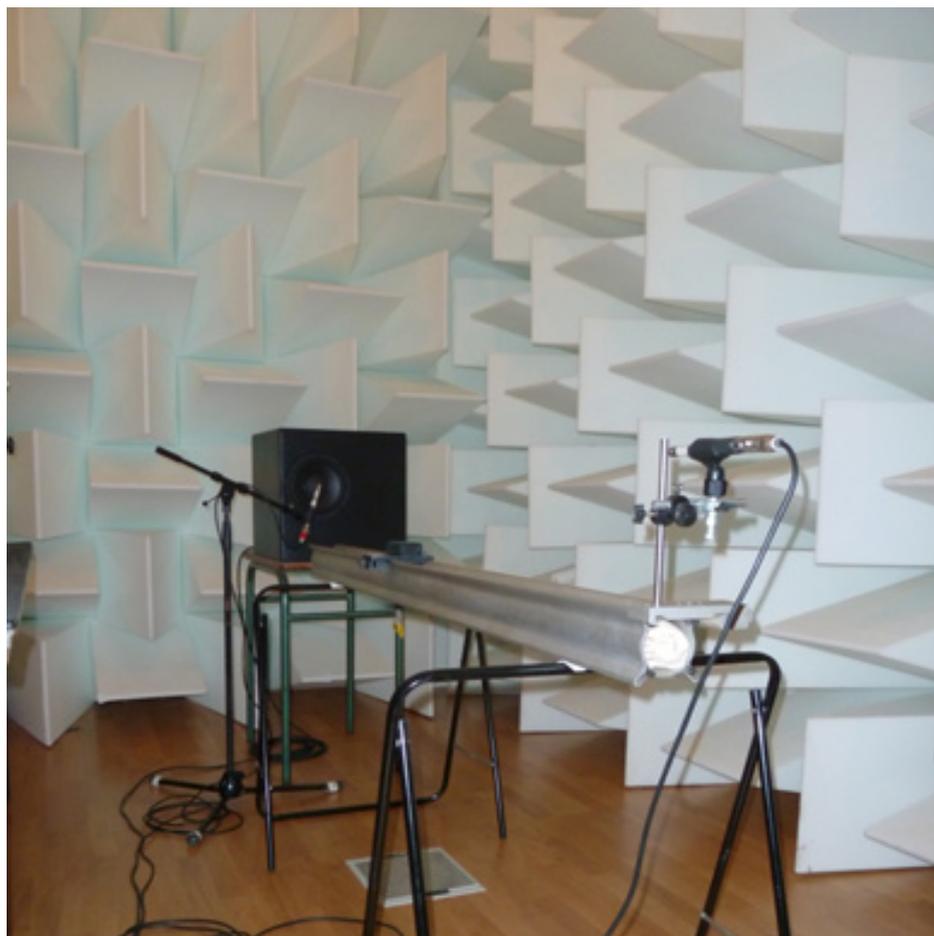


FIGURE 2.4 – Photographie du banc de mesure dans la chambre semi-anéchoïque.

Banc de mesure

Nous avons surélevé le banc de mesure de 80 cm afin de l'éloigner au plus du sol réfléchissant. On peut représenter sur la figure 2.5 un synoptique du banc de mesure.

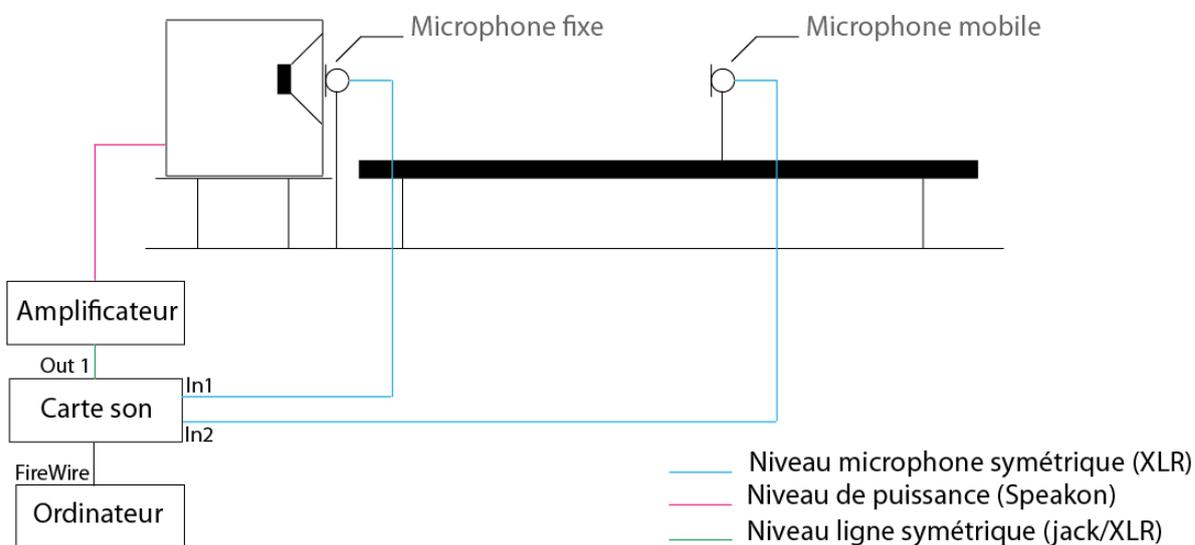


FIGURE 2.5 – Schéma du banc de mesure.

La mesure de la distance a été faite avec un télémètre laser pour les distances supérieures à 30 cm ; en dessous, on s'est servi d'un réglet. On a choisi de faire 35 points de mesure répartis sur les deux mètres du parcours total. La répartition des points sur la distance totale n'est pas linéaire puisqu'on a privilégié une plus grande précision pour les courtes distances. En effet, c'est là qu'on s'attend à constater une plus grande variation des paramètres mesurés, que ce soit le niveau global, l'évolution de la balance spectrale ou encore le temps de vol entre les deux microphones [8]. La liste exacte des distances testées est donnée en table 2.1.

Position	Distance (cm)	Position	Distance (cm)
1	0	19	45
2	1	20	50
3	2	21	60
4	3	22	70
5	4	23	80
6	5	24	90
7	6	25	100
8	8	26	110
9	10	27	120
10	12	28	130
11	14	29	140
12	16	30	150
13	18	31	160
14	20	32	170
15	25	33	180
16	30	34	190
17	35	35	200
18	40		

TABLE 2.1 – Table des positions exactes testées.

La figure 2.6 représente de manière plus visuelle comment les points de mesures ont été répartis sur la distance totale.

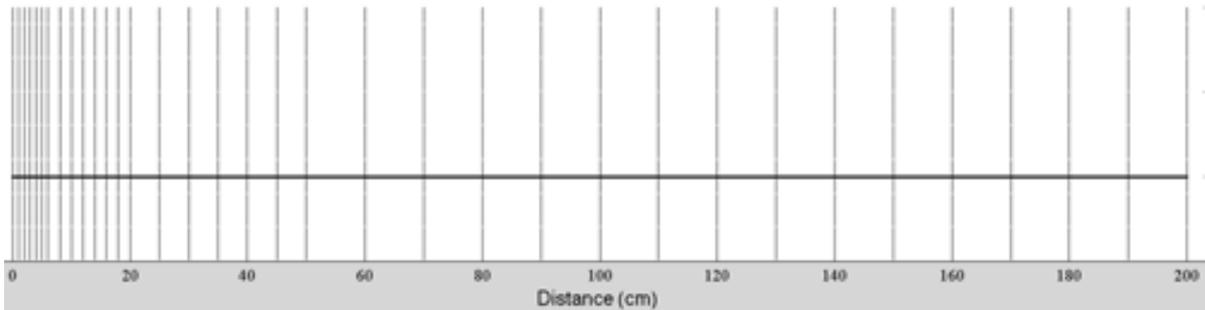


FIGURE 2.6 – Répartition des points de mesures sur la distance totale.

Niveaux de diffusion

Nous avons décidé de faire les mesures pour trois niveaux de diffusion différents car nous voulons étudier la linéarité des phénomènes observés en fonction de ce niveau. Nous avons défini un pas de 5 dB entre chaque niveau de diffusion. Le niveau de référence a été déterminé à partir du *bruit rose*, mesuré à un mètre dans l'axe de la source, afin d'obtenir 80 dB A.

Nomenclature des fichiers

Etant donné le nombre de paramètres que nous testons, lors de ces mesures, une nomenclature bien précise pour nos fichiers a été établie. Voici un exemple de la nomenclature employée :

- Stimulus : 3 ;
- Niveau de diffusion de référence : 100 dB ;
- Atténuation à la diffusion : 5 dB ;
- Distance entre les deux microphones : 50 mm.

Nom du fichier généré par Pure Data : Stim3_100dB_Att5db_50mm.wav

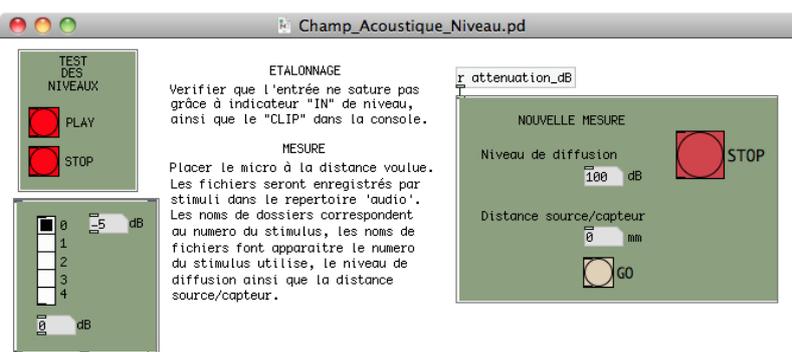


FIGURE 2.7 – Interface du patch Pure Data utilisé pour l'acquisition.

Sur la figure 2.7, on a une capture d'écran du GUI¹¹ du patch Pure Data que l'on a utilisé pour la diffusion et l'enregistrement lors des mesures. Il nous permet

¹¹Graphic User Interface ou interface graphique en français.

d'enchaîner les mesures pour tous les stimuli puis de nommer et ranger les mesures enregistrées automatiquement. On peut aussi modifier le niveau de diffusion.

2.4 Conclusion

Au vu des résultats que l'on a obtenus par la suite, on n'a pas remarqué de comportements différents selon les trois niveaux de diffusion testés. Les mesures peuvent être refaites en choisissant des niveaux de diffusion plus élevés. On pourrait par exemple proposer trois niveaux de diffusion, de 80 dB_{SPL} à 120 dB_{SPL} mesurés à 1 m de la source avec un pas de 20 dB. Ce qui nous rapprocherait plus des niveaux forts que l'on peut rencontrer sur une scène de concert au voisinage immédiat d'un amplificateur de guitare, d'une cymbale ou d'un fût de percussion.

Par ailleurs, on s'est rendu compte lors du traitement des mesures que l'on a enregistré un ronflement électrique (*buzz*) localisé dans le haut du spectre¹². Son niveau est homogène quelle que soit la distance, ce qui le rend de plus en plus gênant avec l'augmentation de la distance du microphone à la source car le niveau du signal utile décroît significativement. Ce *buzz* nous a posé un problème lorsque l'on a cherché à extraire les réponses impulsionnelles des mesures que l'on détaille dans la section 7.1.

Aussi, on verra par la suite que dans certains cas on obtient des résultats différents entre des mesures effectuées avec un bruit rose et avec un extrait musical. Il nous semble important de conserver les deux dans le corpus de stimuli testé, le bruit rose restant un signal de référence pour les mesures audio bien qu'au vu des résultats obtenus on peut remettre en cause sa pertinence dans certains cas¹³. On a aussi constaté des différences de résultats dans certains cas entre les extraits musicaux, que l'on a pu corrélérer avec la présence ou non d'importantes transitoires dans le signal d'excitation.

D'autre part, comme notre banc de mesure a été pensé pour mesurer la

¹²Sa représentation spectrale est détaillée dans le chapitre 7.

¹³Voir l'analyse des résultats de l'évolution de la balance spectrale pour le microphone cardioïde en section 6.3.

vitesse moyenne du son le long du parcours, on a eu des difficultés à déterminer la vitesse instantanée, paramètre le plus intéressant à étudier¹⁴. Le banc de mesure actuel nous a posé problème car on a manqué de précision dans la mesure de la distance, surtout pour les distances inférieures à 30 cm. Il faudrait donc augmenter notre précision. Pour cela, on pourrait mesurer toutes les distances avec le télémètre laser, qui serait fixé au chariot mais déporté sur le côté afin de pouvoir viser une cible placée plus loin derrière l'enceinte. En effet, le télémètre laser à notre disposition est moins précis pour mesurer les très courtes distances. On pourrait aussi placer les deux microphones sur un même chariot mobile et les espacer d'un centimètre dans l'axe de la source pour faciliter le traitement des données (en évitant de déduire un retard sur une courte distance à partir d'un retard moyen) et aussi d'améliorer la précision en ayant un écart fixe entre les deux microphones.

Enfin, comme l'avait déjà souligné Johan Lescure lors de ses mesures [8], il semble nécessaire d'automatiser le banc de mesure car les mesures sont très fastidieuses et demandent beaucoup de temps.

Maintenant que nous avons fait la présentation du protocole de mesure et sa critique, nous allons présenter les outils qui nous ont permis l'extraction et l'analyse des résultats collectés.

¹⁴Pour plus de détails à ce sujet, se référer au chapitre 4.

Chapitre 3

Exploitation des mesures

Dans ce chapitre, nous allons présenter les problématiques auxquelles nous avons dû répondre concernant l'extraction et l'analyse des mesures collectées.

Tout d'abord, il a fallu séparer les différentes parties utiles des signaux en vue de les traiter séparément. En effet, on souhaite extraire de ces mesures un certain nombre de données comme la vitesse du son, la balance spectrale et le niveau moyen ; pour cela, on fait appel à différents algorithmes dédiés à une tâche bien précise.

Ensuite, nous présenterons les outils à proprement parler que l'on a utilisés pour les différentes analyses. On expliquera aussi les raisons qui ont motivé nos choix.

3.1 Extraction des parties utiles des mesures

Dans cette partie, nous allons détailler la manière dont nous avons procédé afin d'extraire le signal utile pour chaque étape du traitement des données.

Tout d'abord, il est nécessaire de rappeler quelle forme prennent les données que nous avons en notre possession. Chaque fichier audio est au format *WAVE*, à deux canaux, avec une fréquence d'échantillonnage de 192 kHz et avec une résolution de 24 bits. Dans le canal gauche (ou 1) on trouve l'enregistrement du signal fourni par le microphone de proximité resté fixe, et dans le canal droit (ou 2) l'enregistrement du signal fourni par le microphone mobile. Un fichier comprend un

signal de re-synchronisation d'entrée, trois répétitions du stimulus et un signal de re-synchronisation final¹. Par ailleurs, il est important de noter que l'on a effectué ces mesures pour 35 positions différentes, à 3 niveaux de diffusion différents, avec 2 modèles de microphones différents, et pour 5 à 6 stimuli différents. Comme on se retrouve alors avec environ 1100 fichiers à traiter, on a eu recours à Matlab pour permettre une exploitation en partie automatique des fichiers.

La première étape consiste simplement à séparer les fichiers stéréophoniques (bi-canaux) en fichiers éclatés permettant de traiter indépendamment l'enregistrement en proximité et celui éloigné. La seconde étape comporte deux parties. Tout d'abord, il s'agit d'extraire le signal de re-synchronisation du signal utile. Grâce au premier signal, on détermine le *temps de vol* entre les deux microphones. On récupère dans le nom du fichier la distance entre les deux microphones au moment de la mesure. On en déduit alors facilement la vitesse :

$$c_{moy}(n) = \frac{distance(n)}{temps(n)}$$

où $c_{moy}(n)$ correspond en pratique à la vitesse moyenne de propagation du signal pour la position n .

On étudiera aussi la vitesse locale entre deux distances consécutives d_n et d_{n-1} en fonction des temps de vol associés t_n et t_{n-1} . La vitesse locale est définie par la relation :

$$c_n = \frac{d_n - d_{n-1}}{t_n - t_{n-1}}.$$

On traite en détail l'analyse des données de vitesse du son dans le chapitre 4. On explique en détail les techniques d'interpolation nous permettant de rendre la répartition des données en fonction de la distance régulière alors que les 35 positions de mesure n'ont pas été placées régulièrement.

D'autre part, on extrait le signal utile qui fait l'objet d'une analyse IDS pour récupérer les informations de niveau moyen et de contenu spectral.

¹Voir section 2.2.2

3.2 Analyse par Intégration de Densité Spectrale (IDS)

L'un des objectifs principaux du travail de ce mémoire est d'étudier les modifications spectrales en fonction de la distance et par la suite, de simuler ces modifications sur un fichier audio dans le but de l'éloigner artificiellement. Pour cela, on doit choisir un outil d'analyse spectrale répondant au cahier des charges contenant la liste des données auxquelles on souhaite avoir accès à l'issue de l'analyse. On a fait le choix d'utiliser l'analyse par IDS [14], plutôt que l'algorithme de Transformée de Fourier Rapide ou FFT² qui est le plus souvent utilisé pour ce genre de traitement. Pour comprendre ce choix, rappelons tout d'abord le cahier des charges auquel nous souhaitons répondre :

- utiliser des stimuli quelconques ;
- obtenir le niveau général cumulé en vue de déterminer une loi de décroissance expérimentale ;
- permettre de simuler l'éloignement de la source par la suite.

Le traitement par FFT nous permettrait d'utiliser le produit de convolution afin de déconvoluer les mesures et de générer une réponse impulsionnelle correspondant à la fonction de transfert entre deux positions. Cet outil nécessite de faire l'hypothèse que l'on traite un phénomène linéaire au sens mathématique du terme ; on peut faire cette hypothèse *a priori* mais on a de nombreuses raisons de penser qu'il existe des non-linéarités fortes³. On vérifiera à l'écoute si les non-linéarités peuvent être à l'origine d'artefacts lors de la simulation.

Un autre inconvénient de cet algorithme est qu'en discrétisant le spectre, il rend la répartition des fréquences linéaire. Ceci, nous pose problème car on souhaite disposer d'une répartition des fréquences selon une échelle logarithmique, échelle de

²L'acronyme FFT pour Fast Fourier Transform en anglais est le plus couramment utilisé dans la littérature. Par la suite, on préférera utiliser cet acronyme.

³Voir chapitre 4.

répartition plus proche de notre manière de percevoir la hauteur [15]. Une répartition linéaire des fréquences entraîne alors de ce point de vue une trop grande précision pour les hautes fréquences alors qu’au même moment on peut manquer de précision pour les basses fréquences. On risque alors de passer à côté d’un événement dans le bas du spectre, car se trouvant entre deux fréquences testées par l’algorithme de FFT alors qu’on a une précision bien supérieure à ce qui est nécessaire dans le haut du spectre.

Un outil d’analyse spectrale alternatif pourrait répondre à nos exigences, c’est l’analyse IDS dont on explique le fonctionnement dans la section 3.2.1. Cet outil permet de mettre facilement en évidence des comportements non linéaires puisque on peut faire la comparaison spectrale de plusieurs profils IDS. De par sa construction, l’analyse IDS ne se limite pas au calcul d’un nombre limité de fréquences ; sa description fréquentielle est très synthétique mais prend vraiment en compte ce qu’il se passe pour toutes les fréquences présentes dans les signaux étudiés, cette analyse ne peut donc pas « rater », comme peut le faire l’analyse FFT, un comportement localisé en fréquence ou évoluant dans une bande étroite de fréquences.

En revanche, l’utilisation d’une description synthétique du spectre nous oblige à faire un choix quant aux sous-bandes à étudier. On tâchera de déterminer un découpage fréquentiel pertinent vis-à-vis de notre perception en vue de réaliser une simulation de l’éloignement à partir de ces données.

Aussi, l’analyse IDS présente l’avantage de nous donner directement l’information du niveau moyen pour un stimulus, information dont nous avons aussi besoin pour déterminer une loi de décroissance expérimentale du niveau.

Enfin, on peut aussi remarquer que l’analyse IDS nécessite beaucoup de calculs par rapport à l’analyse FFT qui, quant-à-elle, est une optimisation très poussée de la transformée de Fourier [16].

Dans les deux sous-sections suivantes, on détaille le principe de fonctionnement de l’analyse IDS, puis on s’attarde sur la question du découpage fréquentiel à adopter. On montre enfin qu’il existe dans la littérature plusieurs propositions de

découpage du spectre basées sur notre perception auditive.

3.2.1 Principe de l'analyse

L'analyse IDS a été développée par Emile Leipp dans les années 1960, mais sous une version analogique et matérielle [14]. Les filtres utilisés pour le découpage du spectre étaient des filtres *Butterworth* d'ordre 2⁴. Elle tombe en désuétude car l'implémentation matérielle demande trop d'entretien et est très complexe dans sa version analogique.

Une version numérique de l'IDS a été proposée par Laurent Millot dans les années 2000 [17, 18]. Cette version permet d'adopter un découpage fréquentiel quelconque. Par ailleurs, les filtres utilisés sont des filtres non-récurrents à phase linéaire avec une pente très raide⁵ évitant toute distorsion de phase. Par ailleurs, cette version de l'analyse IDS permet d'écouter une re-synthèse partielle à totale des signaux étudiés à partir des signaux traités de chaque sous-bande.

Emile Leipp a pensé cet outil afin d'analyser de manière objective la « qualité sonore » des instruments de musique en s'appuyant sur le fait que notre oreille évalue la qualité acoustique d'un son sur un temps assez long, en prenant en compte de manière statistique les événements présents dans le son. En effet, l'outil d'analyse alternatif, le sonographe, ne permet pas de rendre compte de l'analyse de l'oreille humaine, qui traite les informations sur la durée, de manière « statistique ». Par ailleurs, il repose sur un découpage fréquentiel discret et régulier qui ne correspond pas aux propriétés de l'audition.

⁴Pour un filtre d'ordre 2 la pente d'atténuation est de 12 dB/octave.

⁵Le gabarit des filtres utilisés dans cette version de l'analyse IDS prévoit une atténuation supérieure à 80 dB FS en 5 Hz.

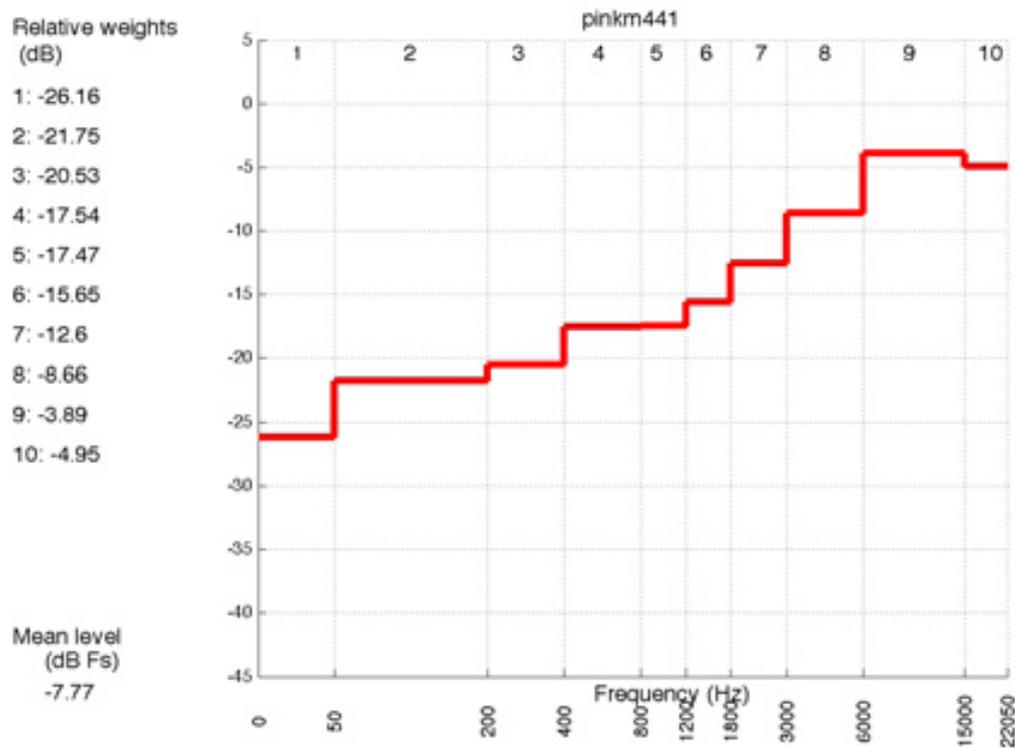


FIGURE 3.1 – Profil IDS du bruit rose avec le découpage de Leipp étendu.

On représente sur la figure 3.1 le tracé du profil IDS pour le bruit rose⁶.

⁶L'ensemble des profils IDS des stimuli se trouvent en annexe D .

3.2.2 Question du découpage fréquentiel

Comme on l’a vu dans la section précédente, le choix du découpage fréquentiel utilisé dans le cadre de l’analyse IDS est laissé libre à l’utilisateur, tant en nombre de bandes, que dans le choix des fréquences de coupures.

Emile Leipp a établi un découpage fréquentiel à partir de la perception auditive d’un corpus de musiciens et d’experts du son [14]. Il a découpé le spectre en 8 bandes de 50 Hz à 15 kHz selon le découpage exposé en table 3.1.

Nom	F_{in} (Hz)	F_{out} (Hz)
Basse	50	200
Grave	500	400
Médium grave	400	800
Médium	800	1200
Médium aigu	1200	1800
Aigu	1800	3000
Suraigu	3000	6000
Stridence	6000	15000

TABLE 3.1 – Découpage de Leipp détaillé.

Ce découpage avait pour vocation d’être utilisé dans l’analyse de signaux sonores dans le cadre de travaux sur la perception auditive. Laurent Millot s’est intéressé à l’utilisation de l’analyse IDS pour l’appliquer aux phénomènes acoustiques dans leur « intégralité », c’est-à-dire en s’intéressant au contenu très basses fréquences et très hautes fréquences. Il a alors ajouté [18] au découpage de Leipp les sous-bandes extrêmes du spectre définies dans la table 3.2.

Nom	F_{in} (Hz)	F_{out} (Hz)
Infra basses	0	50
Surstridence	15000	$\frac{F_s}{2}$

TABLE 3.2 – Sous-bandes ajoutées au découpage de Leipp pour former le découpage de Leipp étendu

On appellera le découpage comportant les sous-bandes extrêmes, le découpage de Leipp étendu. La figure 3.2 représente le tracé du profil IDS du stimulus One avec le découpage de Leipp étendu.

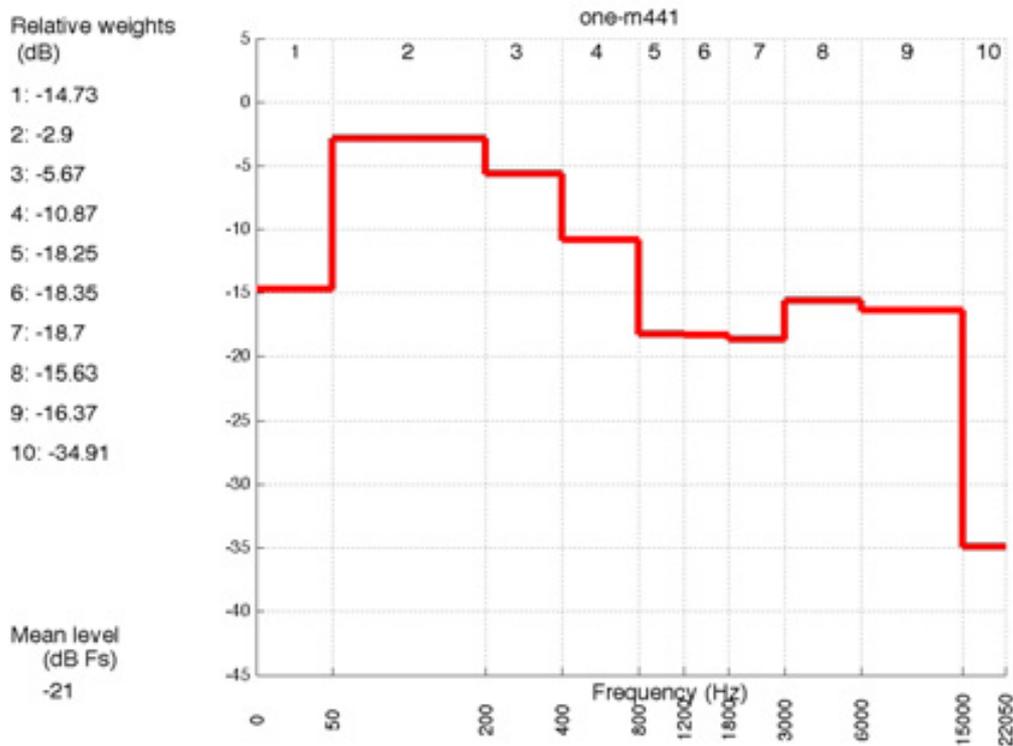


FIGURE 3.2 – Profil IDS de One avec le découpage de Leipp étendu.

Par ailleurs, Laurent Millot a proposé un découpage objectif à partir d'un corpus de mesures réalisées dans le cadre du projet SABRE⁷. Ce découpage comporte 16 sous-bandes. Les fréquences de coupure ont été placées sur les fréquences dont l'amplitude varie le moins en moyenne sur l'ensemble du corpus de mesure.

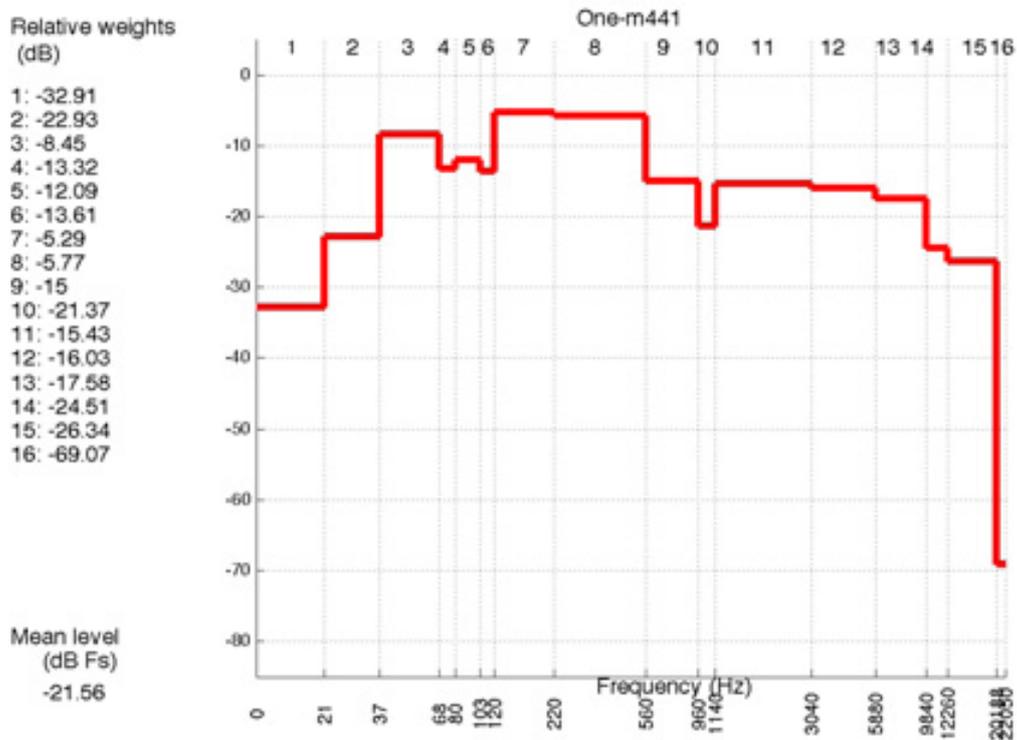


FIGURE 3.3 – Profil IDS de One avec le découpage SABRE.

Sur la figure 3.3 est représenté le tracé du profil IDS pour le stimulus « One » avec le découpage SABRE. On ne retiendra pas ce découpage pour notre travail car il ne s'appuie pas sur notre perception mais sur le résultat de mesures.

⁷SABRE (Son, Acoustique, Base de Référence) est un projet de recherche en acoustique des salles mené au titre de l'ENS Louis-Lumière dans le cadre du Labex Arts-H2H.

Il existe d'autres tentatives de découpage du spectre en sous-bandes pertinentes vis-à-vis de la perception humaine « occidentale »⁸. Ainsi, Eberhard Zwicker a proposé un découpage en 24 sous-bandes, de 20 Hz à 17,2 kHz, où chaque bande est large de 1 Bark (soit 100 Mels) [19]. Ce découpage a servi de base pour la compression audio *MPEG 1 Layer-III* (MP3) basée sur différents modèles psychoacoustiques. Le découpage de Zwicker pourrait constituer une alternative au découpage de Leipp si celui-ci s'avère trop grossier. Ce découpage est exposé en détail en table 3.3.

Numéro	F_{in} (Hz)	F_c (Hz)	F_{out} (Hz)	Numéro	F_{in} (Hz)	F_c (Hz)	F_{out} (Hz)
1	20	50	100	13	1720	1850	2000
2	100	150	200	14	2000	2150	2320
3	200	250	300	15	2320	2500	2700
4	300	350	400	16	2700	2900	3150
5	400	450	510	17	3150	3400	3700
6	510	570	630	18	3700	4000	4400
7	630	700	770	19	4400	4800	5300
8	770	840	920	20	5300	5800	6400
9	920	1000	1080	21	6400	7000	7700
10	1080	1170	1270	22	7700	8500	9500
11	1270	1370	1480	23	9500	10500	12000
12	1480	1600	1720	24	12000	13500	17200

TABLE 3.3 – Détail du découpage en 24 bandes-critiques de Zwicker.

Dans un premier temps, les analyses IDS sont réalisées avec le découpage de Leipp étendu. On fait ce choix afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux des travaux de Laurent Millot [17, 9, 18, 20] et de Johan Lescure [8] pour lesquels ils ont utilisé l'analyse IDS avec ce même découpage. Par ailleurs, procéder à l'analyse IDS du corpus de mesure dans son intégralité (1100 fichiers) est très coûteux en temps de calcul avec les outils qui sont à notre disposition. C'est aussi pour cette raison qu'on ne préfère pas multiplier l'utilisation de découpages spectraux lors de nos travaux. Cependant, si le temps le permet, on essaiera de proposer une version de l'outil de simulation de l'éloignement avec le découpage de Zwicker qui dispose d'une plus grande précision.

⁸Il semble que de nombreux aspects culturels rentrent en compte dans la perception auditive. On ne peut pas alors parler d'une perception commune à toute l'espèce humaine mais bien à des perceptions, différentes selon le rapport aux sons des individus et des collectivités [15].

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, on a abordé principalement deux aspects de l'exploitation des données. D'une part, la manière dont on a extrait les différentes parties utiles des mesures. On a ainsi séparé les signaux afin qu'ils soient traités ultérieurement pour déterminer la vitesse du son, du niveau moyen et du spectre.

La toute première étape, celle de l'extraction des fichiers, a été cruciale. En effet, la quantité de données à traiter (de l'ordre de 1100 fichiers) a nécessité d'automatiser en partie l'extraction et l'analyse des mesures. Il a fallu établir une nomenclature et une procédure claires afin de garder lisibles les données en notre possession.

Par ailleurs, on a établi le cahier des charges auquel devait répondre l'outil d'analyse spectrale. On veut utiliser les résultats fournis par cet outil pour deux tâches distinctes. D'une part, on souhaite faire une analyse objective des données à l'aide de courbes, par exemple. D'autre part, on souhaite réaliser une simulation audio des phénomènes observés en prenant comme point de départ les résultats de l'analyse spectrale. Pour cela, on veut un outil qui puisse rendre compte de la perception auditive du spectre.

L'analyse FFT et IDS ont été confrontées au cahier des charges. De là, on a finalement retenu l'analyse IDS. Son principal avantage est qu'elle peut faire l'analyse selon une description du spectre en adéquation avec notre perception. Le choix du découpage spectral de l'analyse IDS est laissé libre à l'utilisateur. Il a alors fallu déterminer le découpage le plus pertinent vis-à-vis de notre utilisation. Plusieurs possibilités s'offraient à nous, entre le découpage de Leipp, de Zwicker ou le découpage SABRE par exemple. On a finalement opté pour le découpage de Leipp afin de pouvoir raccorder nos résultats avec les études menées antérieurement à l'aide de l'analyse IDS par Millot et Lescure notamment.

Il conviendrait de vérifier lors de tests d'écoute si un découpage du spectre en 8 bandes permet d'être suffisamment précis pour rendre compte des phénomènes mis en jeu. S'il ne suffit pas, on pourra proposer de refaire l'analyse avec un dé-

coupage de Zwicker, par exemple. Ce découpage a aussi pour ambition d'être en adéquation avec notre perception. Il a l'avantage d'être plus précis que le découpage de Leipp (24 bandes contre 8 bandes). Cependant, aucune étude avec l'analyse IDS n'a encore été faite avec le découpage de Zwicker, à notre connaissance.

Le chapitre qui va suivre s'intéresse à la mesure de la vitesse du son.

Chapitre 4

Mesure de la vitesse du son

Dans ce chapitre, on va s'intéresser à la vitesse du son, c'est-à-dire la vitesse de déplacement de la perturbation dans le champ acoustique. L'étude de cette grandeur va nous être utile pour deux aspects.

Tout d'abord, elle va nous donner un indice précieux quant au domaine de validité du modèle ondulatoire, puisqu'en effet le modèle ondulatoire suppose une vitesse de propagation constante. De plus, à partir des relations adiabatiques et de la loi des gaz parfaits, le modèle prédit une valeur bien précise de la vitesse du son. Si dans certaines conditions, on constate que sa valeur varie sensiblement, on pourra alors remettre en cause le modèle ondulatoire. Si sa valeur s'écarte des prédictions théoriques, on pourra remettre en cause les hypothèses selon lesquelles le phénomène est adiabatique ou que l'air peut être considéré comme un gaz parfait.

D'autre part, on verra dans le chapitre 6 que la vitesse du son est une valeur essentielle qui détermine les caractéristiques du microphone à gradient de pression. Une modification sensible de cette valeur peut avoir des conséquences importantes sur la restitution spectrale de ce microphone. On étudiera en détail cet aspect dans la section 7.3 à partir des résultats expérimentaux.

Dans un premier temps, on rappelle les hypothèses et la démarche permettant d'aboutir au modèle ondulatoire. Ensuite, on détaille les processus qui nous ont permis d'accéder à cette valeur. Enfin, on fait l'analyse des résultats expérimentaux et on propose une interprétation du phénomène observé.

4.1 Approche théorique

Dans cette section, on rappelle la démarche classique qui permet d'obtenir la vitesse de propagation du son dans le champ acoustique dans le cas d'une onde-rayon (ou onde plane aller). On aborde aussi une autre manière de décrire le phénomène acoustique, en faisant d'autres hypothèses sur la vitesse.

Classiquement [5], la description des phénomènes acoustiques se fait grâce à une équation d'onde qui s'applique à la pression :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0.$$

Cette équation régit les variations des variations spatio-temporelles de la pression. Ici, on considère le cas unidimensionnel, correspondant au cas d'ondes planes. Pour aboutir à cette équation, on utilise l'équation d'Euler et de conservation de la masse en supposant *a priori* que $v \ll c_0$, avec v la vitesse des particules fluides et c_0 la vitesse de propagation de la perturbation dans le champ acoustique. Sous ces hypothèses, on a une description du phénomène acoustique qui décrit un transfert d'énergie sans déplacement de matière.

Dans l'équation précédente, on fait l'hypothèse que l'air est un gaz parfait, ce qui conduit à la définition suivante de la vitesse de propagation :

$$c_0 = \sqrt{\gamma \cdot R_s \cdot T}$$

où γ correspond au coefficient adiabatique, R_s la constante universelle des gaz parfaits et T la température absolue (en degrés Kelvin).

Laurent Millot [21] a proposé une autre approche des phénomènes acoustiques qui s'appuie sur des versions non-linéaires des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Dans le cas unidimensionnel plan, Millot écrit l'équation de conservation de la masse sous la forme :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial p}{\partial r} = -\rho c_0^2 \cdot \frac{\partial v}{\partial r}.$$

Alors, si on fait l'hypothèse *a priori* que $v \approx c_0$ et que $\frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$ on obtient une équation d'advection qui correspond à la description d'un déplacement de l'air, donc d'un écoulement :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c_0 \cdot \frac{\partial p}{\partial r} = 0.$$

Comme dans la description classique, on fait l'hypothèse que l'air est un gaz parfait, on peut alors écrire :

$$c_0 = \sqrt{\gamma \cdot R_s \cdot T}.$$

Dans l'air : $\gamma_{air} = 1,4$; $R_{s,air} = 287 J.kg^{-1}.K^{-1}$.

Sous ces conditions, on peut écrire $c_{air} \approx 20,3 \cdot \sqrt{T}$. Sous ces hypothèses, on obtient une expression de la vitesse du son qui dépend presque exclusivement de la température et, avec une température de 22°C, on aboutit à une vitesse de propagation $c_{air} = 343,6 m.s^{-1}$.

On peut ajouter que Millot montre que les ondes sphériques ne satisfont pas l'équation de conservation de la masse (exprimée en coordonnées sphériques) [21] et que pour cette raison, ce modèle ne constituerait pas un modèle mathématique valide.

4.2 Traitement des mesures

L'expérience que nous avons mise en place permet assez facilement de retrouver la vitesse moyenne de propagation du son. En effet, l'un des deux microphones reste fixe, en proximité du haut-parleur, tandis que l'autre est déplacé le long d'un rail.

On s'est rendu compte durant l'exploitation des mesures que la valeur de la vitesse instantanée de propagation du son nous fournissait une information plus pertinente sur le phénomène physique. En effet, si par exemple la perturbation accélère au début de son parcours, l'accélération qu'a subi le signal se répercutera dans la vitesse moyenne pour des distances plus grandes pour lesquelles la vitesse instantanée se sera stabilisée à une valeur fixe.

Nous avons donc entrepris de déterminer la vitesse instantanée à partir des données expérimentales pour chacune des distances avec l'expression suivante :

$$c_i = \frac{d_i - d_{i-1}}{t_i - t_{i-1}}$$

où i correspond à l'index de distance, d la distance entre les deux microphones, t le retard d'arrivée du son entre les deux microphones et c la vitesse instantanée de la perturbation.

Nous sommes alors confrontés à plusieurs problèmes. Le premier problème tient au fait que la précision sur la mesure de la distance n'a pas été suffisante et l'imprécision est d'autant plus grande dans l'expression précédente étant donné que la distance intervient deux fois (et issue de deux points différents). Pour les courtes distances l'imprécision devient vraiment critique et ne permet pas de quantifier le phénomène, tout au plus permet-elle la détermination d'une tendance. Le second problème concerne l'interpolation et la détermination d'un polynôme permettant de visualiser une tendance, à défaut d'avoir une mesure assez précise pour nous donner des informations quantitatives.

Nous avons alors écrit deux algorithmes différents qui permettent d'établir des tendances différentes à partir des mêmes signaux et qui sont toutes deux intéressantes.

4.2.1 Description de l'algorithme 1

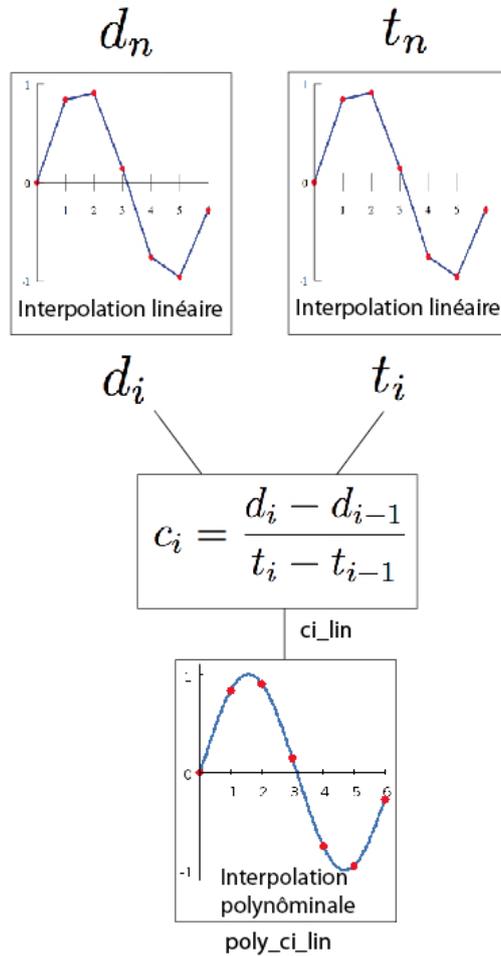


FIGURE 4.1 – Description de l'algorithme 1.

Pour le premier algorithme décrit sur la figure 4.1, nous avons procédé en deux temps. Tout d'abord, nous avons appliqué une interpolation linéaire aux données de temps et de distances issues des mesures afin de créer artificiellement un maillage de la distance à intervalle régulier défini par un pas de 1 cm. A partir de ces données, on en déduit la vitesse instantanée grâce à l'expression donnée dans la section 4.2. On représente la courbe obtenue dans la figure 4.2 sous le nom de `ci_fm_OS`, et on peut constater que cette courbe comporte de nombreux artefacts, notamment des pics significatifs qui apparaissent pour chaque point de mesure réel. En effet, l'interpolation linéaire crée une droite entre chaque point réel de mesure

ayant ainsi pour effet de créer des « angles » qui engendrent des discontinuités pour le gradient temporel. On les retrouve alors sous forme de pics pour la vitesse instantanée puisqu'elle est définie comme le quotient du gradient de la distance du gradient temporel.

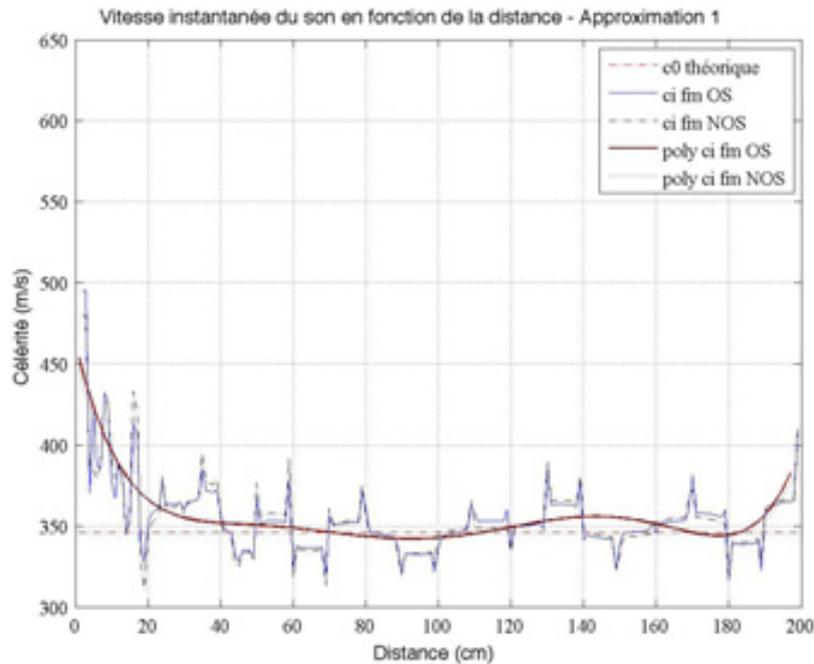


FIGURE 4.2 – Courbe de la vitesse instantanée déterminée par l’algorithme 1.

Afin de limiter cet effet qui n’est pas pertinent vis-à-vis du phénomène physique étudié, on cherche à dégager une tendance grâce à une approximation polynomiale. On trouve alors un polynôme d’ordre 10 qui estompe cet effet et l’approximation associée correspond à la courbe rouge sur la figure 4.2.

On remarque que la courbe décrite par le polynôme d’ordre 10 tend à rejoindre l’asymptote correspondant à la valeur typique de la vitesse du son de 340 m.s^{-1} pour une distance entre 30 et 40 cm. On note aussi qu’au plus proche de la source, la vitesse du son atteint presque les 500 m.s^{-1} .

D’autre part, on a procédé à un sur-échantillonnage de facteur 16 afin de déterminer le temps de vol. Les courbes `ci_fm_OS` et `poly_ci_fm_OS` sont issues des données sur-échantillonnées tandis que les courbes `ci_fm_NOS` et `poly_ci_fm_NOS`

sont issues des données non sur-échantillonnées. On constate que le sur-échantillonnage réduit sensiblement certaines variations locales pour les distances inférieures à 20 cm sur les courbes non-interpolées. Une fois interpolées, on ne remarque pas de différences majeures entre les deux courbes.

4.2.2 Description de l'algorithme 2

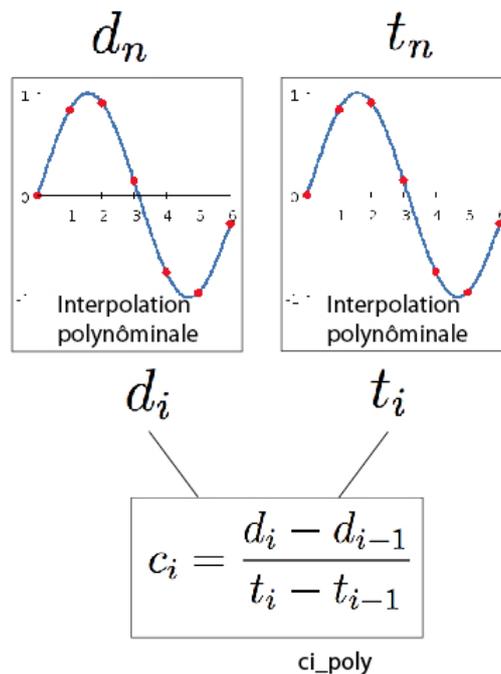


FIGURE 4.3 – Description de l'algorithme 2.

Avec ce deuxième algorithme, on veut s'affranchir des pics que l'on a pu voir dans la courbe de la vitesse instantanée calculée avec le premier algorithme présenté dans la figure 4.2. Pour cela, on applique une interpolation polynomiale d'ordre 10 aux données de distance et de retard issues de la mesure. La description de l'algorithme 2 est donnée en figure 4.3.

On voit sur la figure 4.4 que la courbe de vitesse instantanée (ci_poly_OS) se retrouve bien plus lissée qu'elle ne l'était avec l'algorithme 1, et que les pics ont complètement disparu. Elle comporte cependant de légères oscillations entre 20 cm et 2 m. Sur cette courbe, on voit que la vitesse du son tend à se stabiliser dès 20 cm

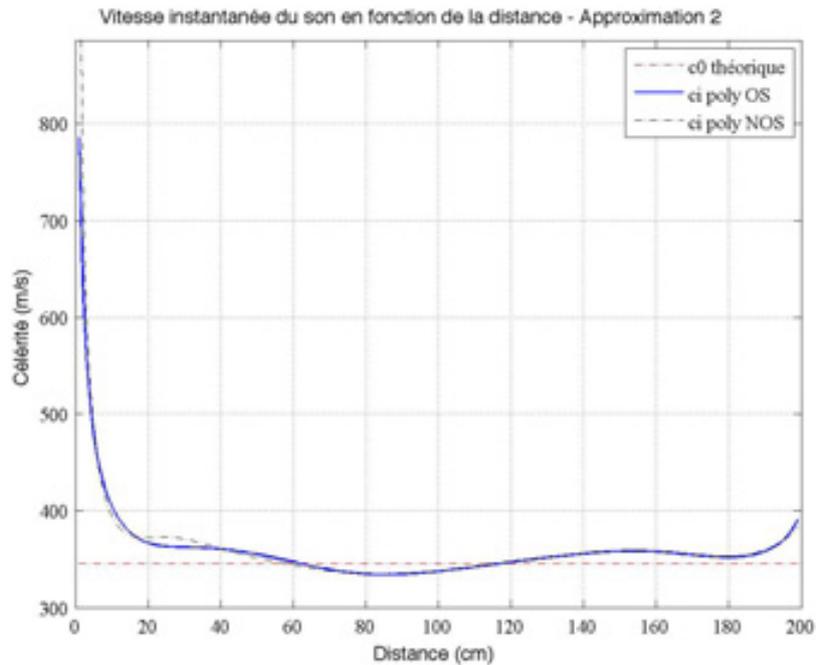


FIGURE 4.4 – Courbe de la vitesse instantanée déterminée par l’algorithme 2.

à la valeur typique de la vitesse du son. En revanche, en ultra-proximité, la vitesse du son dépasse considérablement cette valeur.

De même manière qu’avec l’algorithme 1, le sur-échantillonnage d’un facteur 16 permet au final de limiter les oscillations sur la courbe de vitesse. Sur la figure 4.4, ci_poly_OS représente la courbe de vitesse issue des données sur-échantillonnées et ci_poly_NOS celle issue des données non sur-échantillonnées.

4.3 Interprétation des mesures

Au vu des résultats obtenus avec les deux algorithmes de traitement, ainsi que des travaux réalisés par Johan Lescure [8], nous pouvons être certains que la vitesse instantanée augmente fortement pour les distances en dessous de 20 cm. Nous pouvons même distinguer trois zones :

- 0 - 20 cm : variation forte de la vitesse ;
- 20 - 60 cm : variation modérée de la vitesse ;
- 60 - 200 cm : vitesse stable à c_0 .

Cependant, l'imprécision des mesures nous a obligé à fortement interpoler les données expérimentales afin d'avoir des courbes exploitables. En fonction de l'algorithme utilisé, nous constatons des grandes différences de résultats pour les 20 premiers centimètres.

Avec l'algorithme 1, la vitesse du son à une distance de 1 cm est en moyenne proche de 450 m.s^{-1} . Pour tout le corpus de mesure, on constate de faibles variations autour de cette valeur, avec un minimum à 420 m.s^{-1} et un maximum à 490 m.s^{-1} comme le montrent les figures 4.5 et 4.6.

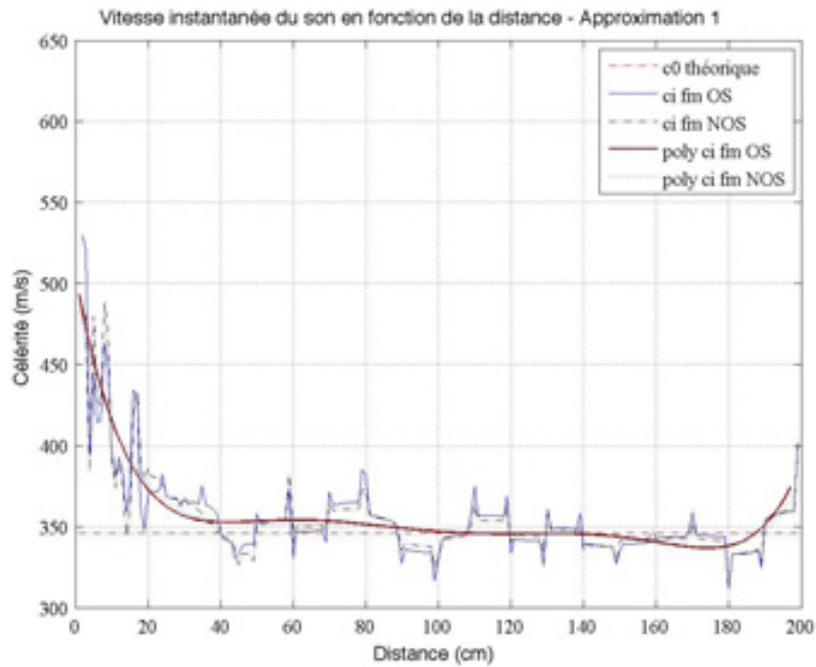


FIGURE 4.5 – Courbe de la vitesse maximale déterminée par l’algorithme 1.

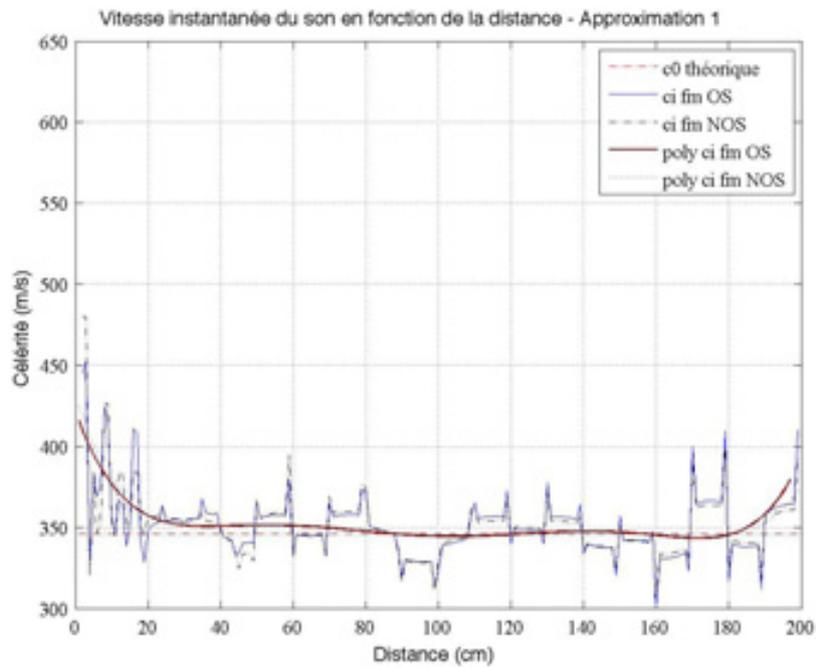


FIGURE 4.6 – Courbe de la vitesse minimale déterminée par l’algorithme 1.

Avec l'algorithme 2, la vitesse du son à une distance de 1 cm est en moyenne proche de 800 m.s^{-1} mais on a de fortes variations autour de cette moyenne, allant d'un minimum à 580 m.s^{-1} à maximum à 4700 m.s^{-1} .

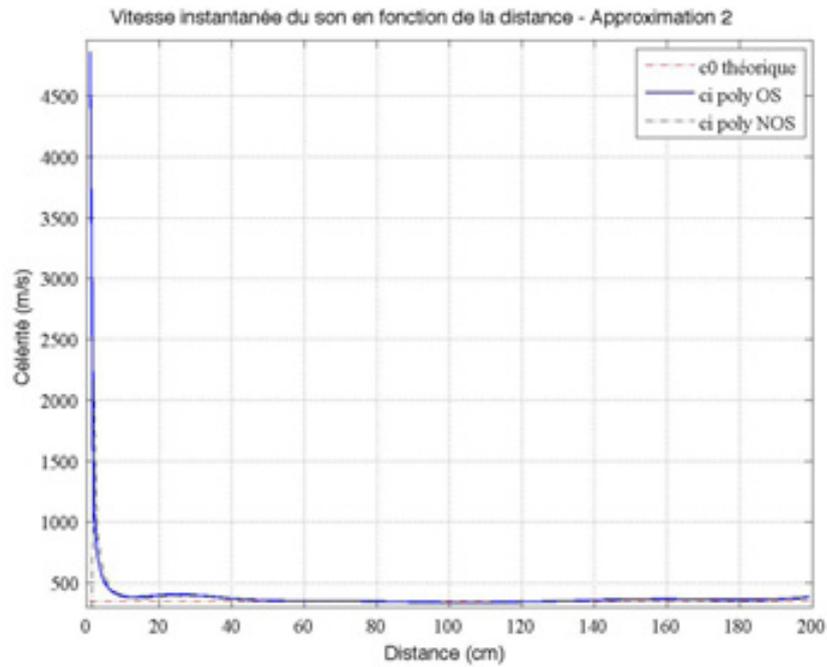


FIGURE 4.7 – Courbe de la vitesse maximale déterminée par l'algorithme 2.

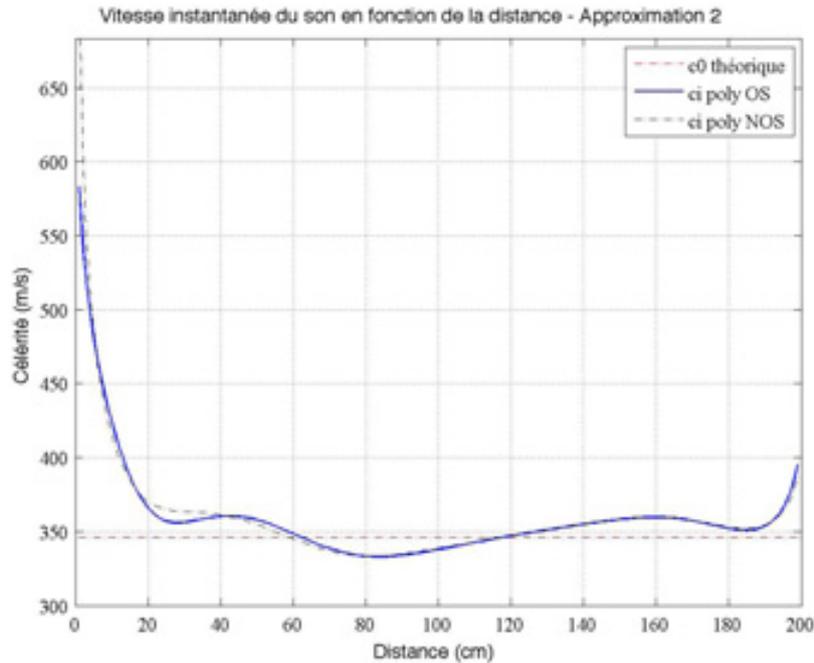


FIGURE 4.8 – Courbe de la vitesse minimale déterminée par l’algorithme 2.

En fonction de l’algorithme d’interpolation, la vitesse du son à 1 cm varie du simple au double. L’écart-type des résultats issus de l’algorithme 2 est bien supérieur à l’écart-type des résultats issus de l’algorithme 1.

On peut considérer l’hypothèse que la membrane du haut-parleur déplace l’air devant elle à la vitesse où elle se déplace [21]. Lors de la mesure, on a utilisé un clic de 100 échantillons, dans ce cas, la vitesse maximale de la membrane correspond à la distance maximale parcourue divisée par le temps entre deux crêtes opposées d’un signal monochromatique correspondant à la fréquence maximale reproduite, soit la moitié de sa période. On peut l’écrire sous la forme :

$$V_{max} = X_{max} \cdot 2 \cdot F_{max}.$$

Dans notre cas, on a comme valeur pour l’excursion maximale du haut-parleur¹ $X_{max} = 12$ mm et pour la fréquence maximale reproductible par notre

¹On trouve cette valeur dans les *Key Features* dans les spécifications du haut-parleur Beyma en annexe A.

système carte son, amplificateur et enceinte $F_{max}=20$ kHz. On peut alors faire l'application numérique de la relation précédente, on obtient $V_{max} = 480 \text{ m.s}^{-1}$.

A présent, si on se place dans le cadre de l'hypothèse d'un écoulement fluide comme le propose Millot, on peut faire correspondre cette vitesse avec la vitesse de l'écoulement. Sa vitesse serait alors de l'ordre de 500 m.s^{-1} à 1 cm , ce qui correspondrait à l'ordre de grandeur donné par l'algorithme 1.

D'autre part, on verra dans la section 7.3 que la modélisation du microphone à gradient de pression permet d'obtenir des résultats plus proches des résultats expérimentaux lorsque l'on tient compte des données de vitesse issues de l'algorithme 2. Ces deux éléments nous conduisent à apporter un peu plus de crédit aux résultats obtenus avec l'algorithme 2 plutôt que ceux obtenus avec l'algorithme 1 pour les distances inférieures à 20 cm .

4.4 Conclusion

Il nous semble plus pertinent d'étudier la vitesse instantanée plutôt que la vitesse moyenne si on veut s'affranchir de « l'avance » qu'a pris le signal en début de parcours et vraiment étudier la vitesse de déplacement de la perturbation dans le champ acoustique à une distance donnée.

Aussi, il faudrait reprendre cette étude en veillant à augmenter la précision sur la mesure de la distance entre les deux microphones pour avoir de réels résultats quantitatifs. Une solution complémentaire consisterait à modifier le dispositif expérimental afin d'avoir deux microphones fixés sur le même chariot mobile avec un espacement fixe de 1 cm par exemple.

Les courbes de tendance obtenues nous suggèrent que la vitesse du son évolue en fonction de la distance à la source. On peut distinguer trois zones remarquables :

- 0 - 20 cm : la valeur de la vitesse est fortement supérieure à c_0 et sa variation est importante ;
- 20 - 60 cm : la valeur de la vitesse est sensiblement supérieure à c_0 et sa variation est modérée ;
- 60 - 200 cm : la valeur de la vitesse est stable à c_0 .

Cependant, en fonction de l'algorithme d'interpolation utilisé, on obtient des valeurs de vitesse en ultra-proximité très différentes, pouvant atteindre en moyenne 450 m.s^{-1} pour l'un et 800 m.s^{-1} pour l'autre. Le manque de précision sur la mesure de la distance ne nous permet pas de conclure formellement pour ces valeurs mais l'estimation de la vitesse maximale de la membrane du haut-parleur, dans le cadre de l'hypothèse d'un écoulement fluide, valide un ordre de grandeur de l'ordre de 500 m.s^{-1} pour la plus petite distance testée. Ainsi, la tendance dégagée par ces courbes permet de remettre en question l'hypothèse ondulatoire pour des distances à la source inférieures à 30 cm, voire 60 cm.

On trouve un point de départ à une explication du phénomène avec la description alternative de l'acoustique proposée par Millot [21] que l'on a présentée dans la section 4.1. Cette description considère le phénomène acoustique comme un écoulement fluide que l'on peut approcher, loin des sources, par une équation d'advection à condition que $v \approx c_0$ et $\frac{\partial v}{\partial r} \approx 0$. Il ne semble pas pertinent d'utiliser l'approximation par le modèle ondulatoire pour des distances inférieures à 80 cm.

Chapitre 5

Décroissance de niveau moyen en fonction de la distance

Dans ce chapitre, on va aborder la question de l'atténuation du niveau moyen en fonction de l'éloignement, et ce pour deux raisons.

Premièrement, on s'intéresse à cet aspect parce que l'évolution du niveau en fonction de la distance permet de tester la validité des modèles que l'on utilise classiquement pour décrire les phénomènes acoustiques. On rappelle que l'on souhaite tester la validité des modèles ondulatoires (d'ondes planes et sphériques) car ils constituent une description linéaire classique des phénomènes acoustiques. Or, les phénomènes linéaires peuvent être simulés de manière très efficace par des outils mathématiques, comme le produit de convolution. Ainsi, cette étude va nous permettre de savoir s'il est pertinent d'utiliser ce genre d'outil pour simuler les phénomènes mesurés, nonobstant que le dernier juge reste *l'écoute*.

Deuxièmement, l'évolution du niveau moyen nous intéresse car c'est un paramètre important dans le fonctionnement du microphone à gradient de pression¹. En s'intéressant à la modélisation de ce microphone, on constate que la réponse en fréquence du microphone est sensiblement modifiée suivant la loi de décroissance utilisée.

¹Le modèle du microphone à gradient de pression est décrit en détail dans la section 6.1.

L'étude du niveau moyen en fonction de la distance va être divisée en plusieurs étapes.

Tout d'abord, on revient sur les modèles acoustiques classiques afin de voir ce qu'ils nous proposent à ce sujet. Il en existe essentiellement deux, le premier décrivant un phénomène de propagation en ondes planes, le second en ondes sphériques. Ils prédisent différemment l'évolution de la pression en fonction de la distance.

Puis, on s'intéresse aux résultats des données expérimentales. On étudie ce paramètre en fonction de plusieurs variables : nature du microphone, stimulus, ou encore niveau de diffusion. On confronte alors les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles étudiés en amont. De cette confrontation et de la critique du protocole expérimental, on propose une interprétation de ces résultats.

Enfin, on conclut quant au domaine de validité des modèles ondulatoires selon l'interprétation des résultats de l'évolution du niveau moyen en fonction de la distance.

5.1 Approche de la théorie classique

Dans cette section, nous allons voir ce que propose les modèles ondulatoires (plan et sphérique) concernant l'atténuation du niveau en fonction de la distance.

Commençons avec le modèle classiquement utilisé pour décrire les phénomènes acoustiques, le modèle d'onde plane (aller). L'équation d'onde associée peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0.$$

Ce modèle admet comme solution pour la pression, une fonction² potentiellement quelconque décrivant une propagation, du type :

$$p(r, t) = f\left(t - \frac{r}{c_0}\right).$$

Ce modèle ne prévoit pas d'atténuation en fonction de la distance. Pourtant, lorsque l'on réalise un enregistrement, on se rend compte qu'on perd du niveau en s'éloignant de la source.

Le modèle d'ondes sphériques est classiquement utilisé pour décrire ce phénomène. Il fait l'hypothèse d'une source sonore ponctuelle dont la puissance est répartie de manière homogène sur un front d'onde sphérique se propageant vers l'infini. En reprenant l'équation précédente en considérant le Laplacien de la pression dans un repère de coordonnées sphériques, on peut écrire :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0.$$

En posant $f = r \cdot p$, f devient solution de la fonction d'onde plane vue précédemment :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0.$$

²Il existe une autre solution dans le cadre de la propagation en champ libre, dite d'onde retour, qui ne fait pas sens physiquement et qu'on n'abordera pas plus en détail ici.

Sous ces hypothèses, on peut alors exprimer la pression sous la forme :

$$p(r, t) = \frac{1}{r} \cdot f\left(t - \frac{r}{c_0}\right).$$

C'est-à-dire que si on considère un front d'onde sphérique pour la pression p , son amplitude décroît selon une loi en $1/r$ en fonction de la distance [7]. On perçoit aisément que ce modèle pose problème lorsqu'on se situe au niveau de la source, et ce pour deux raisons qui sont liées. Premièrement, l'hypothèse d'une source ponctuelle ne fait pas sens physiquement. Par ailleurs, en faisant tendre r vers 0, on fait tendre $p(r, t)$ vers l'infini. On peut le présenter d'une façon un peu différente en imaginant que la puissance doit se répartir sur une sphère de surface nulle au niveau de la source ponctuelle.

Dans les sections suivantes, on va vérifier expérimentalement le domaine de validité de chacune des hypothèses présentées ci-dessus.

5.2 Analyse des mesures pour le microphone à pression

Les figures que nous allons présenter dans cette section et la suivante comparent l'évolution du niveau moyen expérimental avec l'évolution du niveau moyen prédite par le modèle d'ondes sphériques pour lequel la pression décroît selon une loi en $1/r$.

Afin de pouvoir comparer les courbes expérimentales et les courbes théoriques, on va procéder à un recalage des courbes à partir d'une distance de référence. Comme on l'a vu dans la section 5.1, on peut anticiper la divergence du modèle théorique pour des distances proches de 0. En figure 5.1, on représente les deux courbes (théorique et expérimentale) en les référençant à l'origine des distances. Celle-ci invalide directement le modèle d'ondes sphériques pris tel quel.

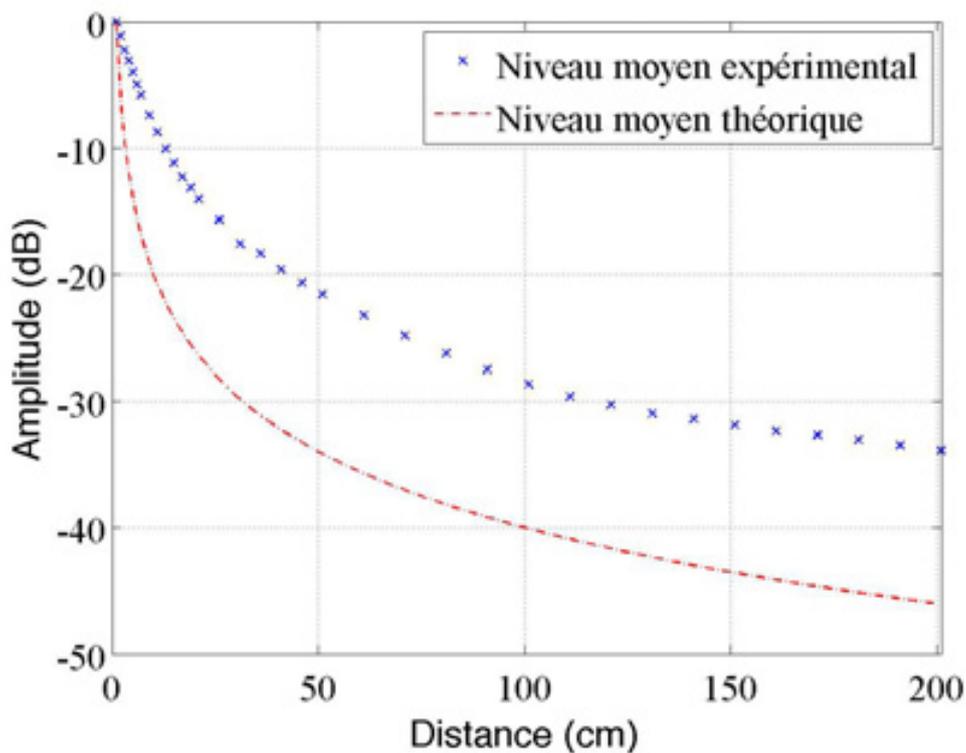


FIGURE 5.1 – Niveau moyen expérimentale et théorique en fonction de la distance pour One, distance de référence 1 cm.

Alors, on préfère dans un premier temps prendre comme distance de référence la distance maximale (2 m). C'est-à-dire que le niveau sera de 0 dB relatif à 2 m pour les deux courbes. En fait, en adoptant comme référence le niveau pour une distance de 2 m, on étudie l'amplification relative du niveau à mesure que l'on se rapproche de la source. On peut voir le résultat représenté sur la figure 5.2.

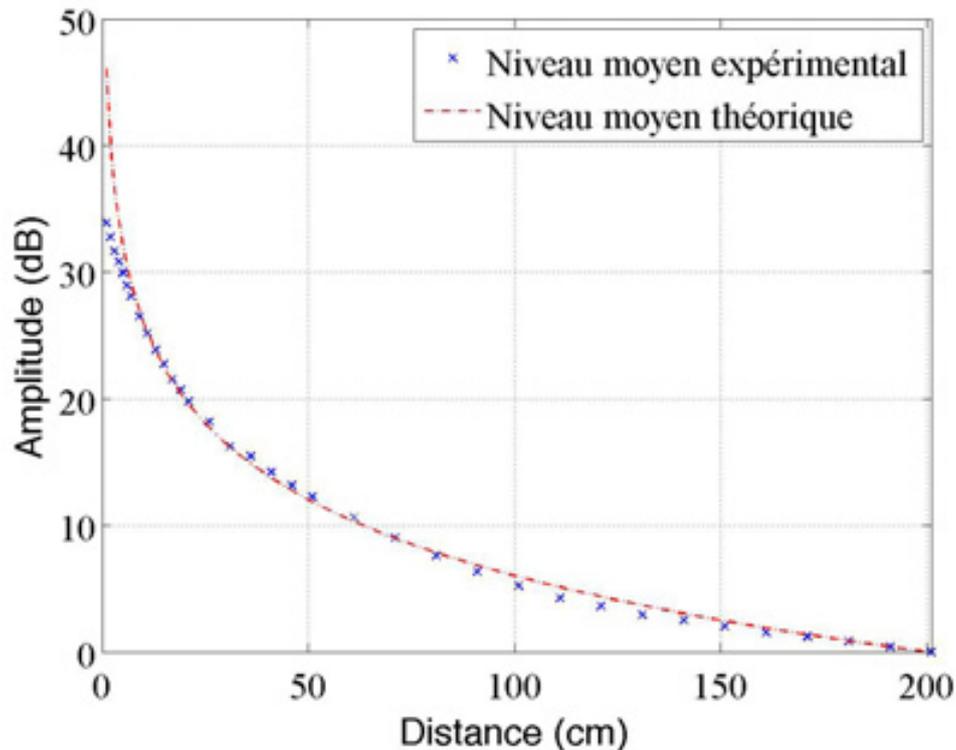


FIGURE 5.2 – Niveau moyen expérimentale et théorique en fonction de la distance pour One, distance de référence 200 cm.

On voit sur la figure 5.2 que les résultats expérimentaux correspondent globalement aux prédictions du modèle d'amplification relative selon une loi en $1/r$ à partir de 2 m. On s'éloigne cependant des prédictions pour les distances inférieures à 20 cm. On se souvient que dans cette zone, on a observé une augmentation importante de la vitesse du son, dans le chapitre 4. Dans cette zone, on semble pouvoir dire que les phénomènes acoustiques ne ressemblent absolument pas à des phénomènes ondulatoires.

On a des résultats comparables pour le reste des mesures³ mais on a préféré montrer ici les données expérimentales extraites à partir de la mesure effectuée avec l'extrait musical One diffusé à 80 dB car c'est la mesure qui présente le moins d'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance. Ce qui permet de faire l'hypothèse que les modifications spectrales n'influent pas de manière sensible sur le niveau moyen que l'on visualise.

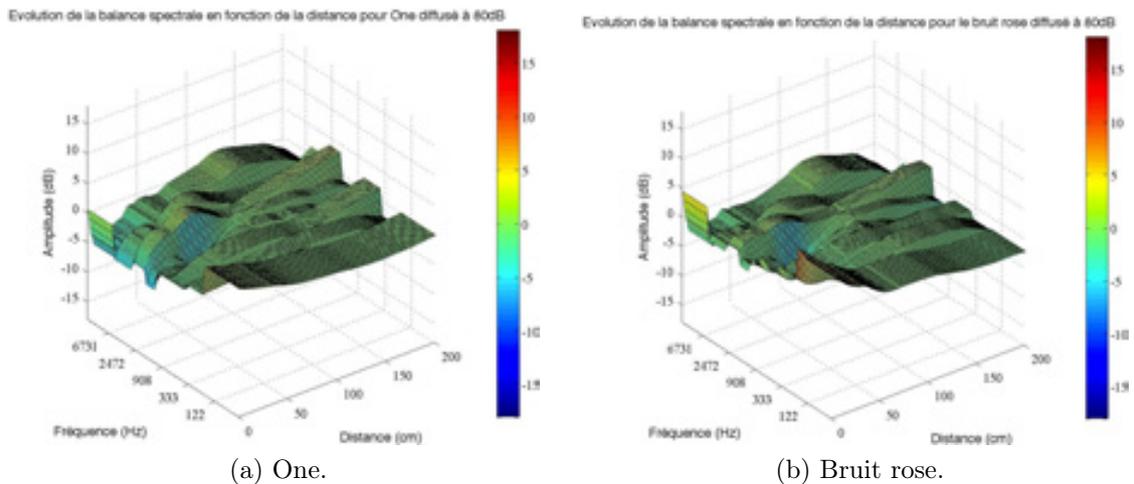


FIGURE 5.3 – Evolution de la balance spectrale pour One et le bruit rose.

On représente sur la figure 5.3 l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour One et le bruit rose. On interprétera plus précisément ces courbes dans la section 6.2 mais on peut déjà constater que les modifications spectrales sont moins importantes pour le stimulus One que pour le bruit rose.

³On retrouve toutes courbes en annexes E.

Influence du niveau de diffusion

Sur la figure 5.4 sont représentées les courbes de décroissance du niveau moyen pour One pour les deux autres niveaux de diffusions testés⁴. On constate que la décroissance du niveau moyen est équivalente pour les trois niveaux. Cependant, on a testé une plage de niveau de diffusion assez restreinte, seulement 10 dB d'écart au maximum. On ne peut pas pour autant dire qu'on observerait une telle constance du phénomène pour des niveaux beaucoup plus fort, par exemple 100 dB SPL voire 120 dB SPL comme il est possible de rencontrer sur une scène, en proximité de certains instruments comme des fûts de percussions. On pourrait imaginer refaire ces mesures à des niveaux de diffusion de 100 voire 120 dB SPL pour pouvoir en dire plus.

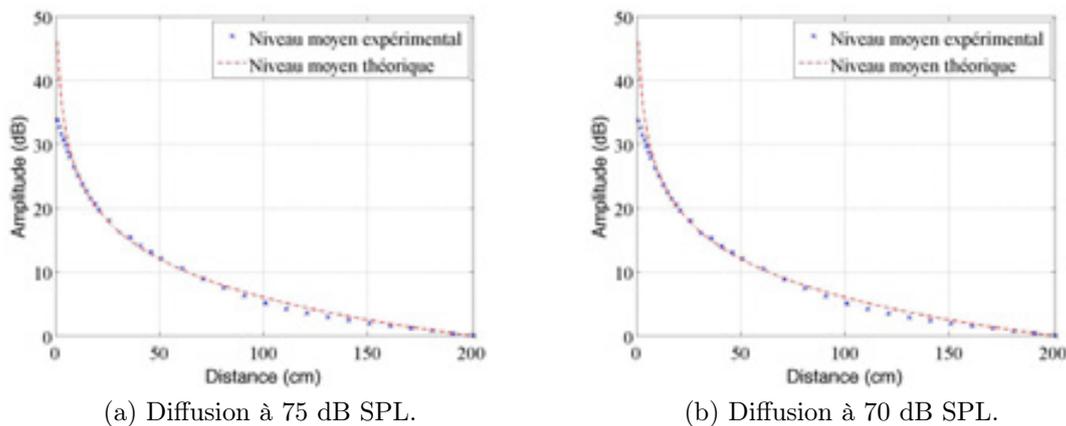


FIGURE 5.4 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour One pour deux autres niveaux de diffusion, distance de référence 200 cm.

Comparaison avec d'autres travaux

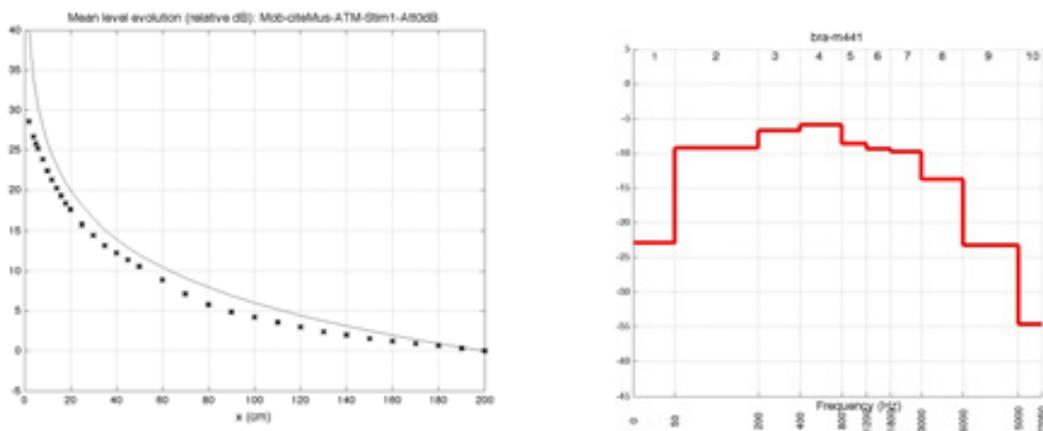
Des mesures semblables ont été réalisées par Lescure [8]. Ses mesures avaient été réalisées dans l'ancien studio musique de l'ENS Louis-Lumière qui était une salle relativement réverbérante. Avec nos résultats expérimentaux, on confirme ses résultats dans un environnement semi-anéchoïque où l'on considère négligeable la contribution du champ diffus.

⁴On rappelle que les niveaux des diffusions testés sont de 70, 75 et 80 dB SPL à 1 m.

5.3 Analyse des mesures pour le microphone à gradient de pression

Dans cette section, on étudie l'évolution du niveau moyen en fonction de la distance pour les mesures réalisées avec le microphone à gradient de pression (cardioïde). On constate que deux tendances se dégagent en fonction des stimuli utilisés pour la mesure. On a choisi de représenter l'évolution du niveau moyen associé au profil IDS du stimulus employé et cela pour les cinq stimuli.

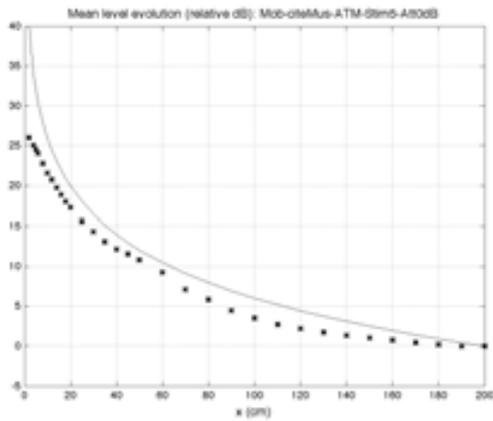
On remarque que cette tendance est directement fonction de l'énergie présente dans la sous-bande 50 - 200 Hz des stimuli utilisés. Ainsi, pour les stimuli du corpus avec le moins d'énergie dans le grave, Brahms et le bruit rose représentés sur les figures 5.5 et 5.6, on constate que leur niveau moyen est bien en dessous des prédictions du modèle d'amplification relative.



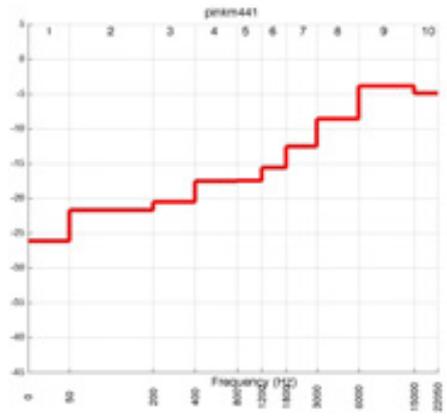
(a) Niveau moyen en fonction de la distance.

(b) Profil IDS avec le découpage Leipp.

FIGURE 5.5 – Niveau moyen et profil IDS pour Brahms.

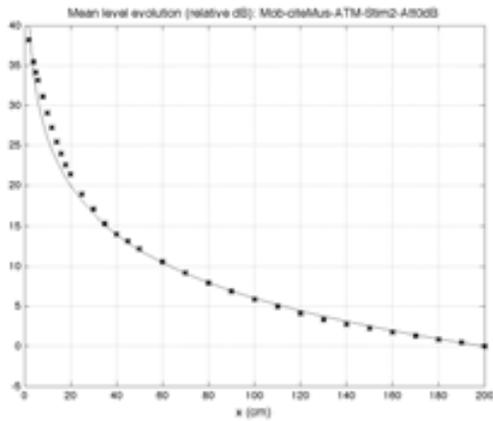


(a) Niveau moyen en fonction de la distance.

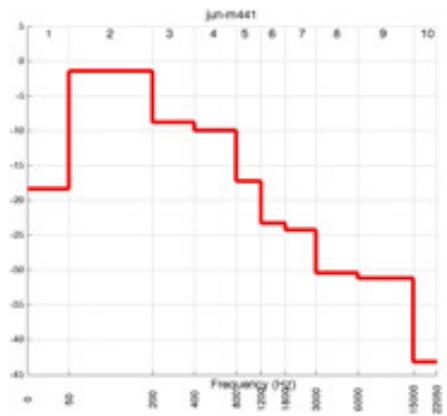


(b) Profil IDS avec le découpage Leipp.

FIGURE 5.6 – Niveau moyen et profil IDS pour le bruit rose.

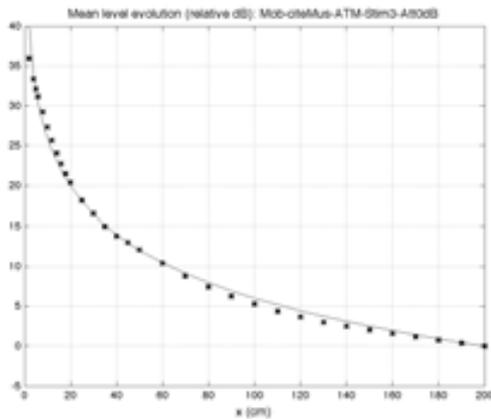


(a) Niveau moyen en fonction de la distance.

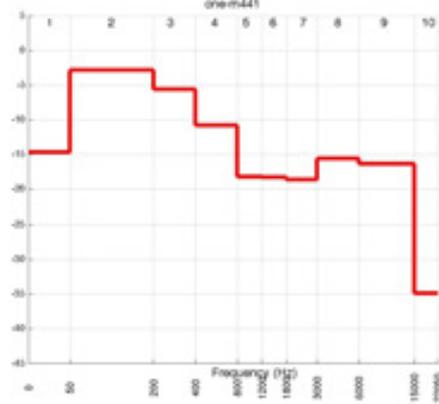


(b) Profil IDS avec le découpage Leipp.

FIGURE 5.7 – Niveau moyen et profil IDS pour Junio.

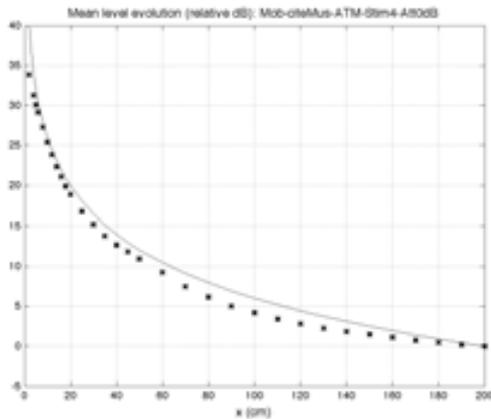


(a) Niveau moyen en fonction de la distance.

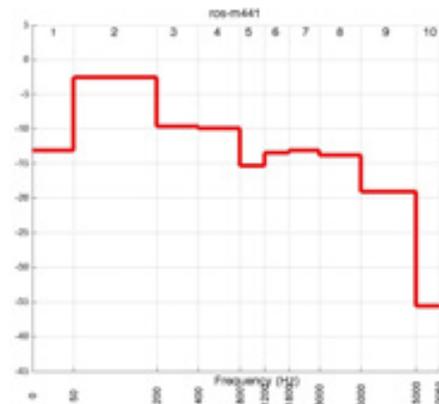


(b) Profil IDS avec le découpage Leipp.

FIGURE 5.8 – Niveau moyen et profil IDS pour One.



(a) Niveau moyen en fonction de la distance.



(b) Profil IDS avec le découpage Leipp.

FIGURE 5.9 – Niveau moyen et profil IDS pour Rosenrot.

A l'inverse, les stimuli du corpus avec le plus d'énergie dans le grave, Junio, One et Rosenrot représentés sur les figures 5.7, 5.8 et 5.9, on remarque que leur niveau moyen se rapproche beaucoup plus du modèle d'amplification relative. Pour les distances inférieures à 20 cm, il est même largement supérieur à celui mesuré avec le microphone à pression en section 5.2. Ce phénomène trouve une explication dans l'effet de proximité propre au microphone à gradient de pression. En effet, il existe une remontée des basses fréquences et une atténuation des fréquences aigües en proximité avec ce microphone. Ainsi, les signaux comportant plus d'énergie dans le bas du spectre voient leur niveau moyen s'élever fortement pour les courtes distances.

Tandis que les signaux comportant plus d'énergie dans le haut du spectre voient leur niveau moyen diminuer pour les mêmes distances. Donc, le microphone à gradient de pression n'est pas satisfaisant pour visualiser par le niveau moyen, un phénomène propre au champ acoustique.

On voit ici les limites de précision du microphone à gradient de pression (cardioïde) pour rendre compte du champ acoustique. D'autant plus que la réponse en fréquence du microphone à gradient de pression (cardioïde) est plus accidentée que celle du microphone à pression (omnidirectionnel)⁵.

5.4 Interprétation

Confrontation aux modèles ondulatoires

Tout d'abord, confrontons les résultats expérimentaux au modèle d'ondes planes. Celui-ci prédit un niveau moyen constant quelle que soit la distance. Au vu des résultats expérimentaux, cette approximation semble n'être valide pour aucune plage de distance de 0 à 2 m. On peut alors tout de suite invalider le modèle d'ondes planes pour ces distances. Si cette approximation est possible, son domaine de validité se trouve au-delà d'une distance de 2 m à la source. Par ailleurs, ce modèle suppose que l'on se place loin de tout obstacle. En cumulant ces deux hypothèses, c'est-à-dire un domaine de validité de l'onde plane bien au-delà de 2 m de la source et l'absence de tout obstacle à proximité, on peut douter de rencontrer une situation qui réunit ces conditions dans le cadre du travail de l'ingénieur du son.

Maintenant, confrontons les résultats expérimentaux au modèle d'ondes sphériques. Celui-ci prédit une loi de décroissance du niveau moyen en $1/r$. On a vu que si on devait considérer le modèle d'ondes sphériques tel quel, l'aberration du modèle d'ondes sphériques pour $r = 0$ provoque une divergence des courbes théoriques et expérimentales. Cependant, on trouve une approximation satisfaisante pour les distances comprises entre 20 cm et 2 m, au prix d'un changement de référence des deux courbes à partir de la distance la plus éloignée, 2 m. On appelle ce modèle,

⁵Les courbes de réponse en fréquence des microphones sont disponibles en annexes C et B.

le modèle d'amplification relative. Ce modèle n'a pas sens de description physique car il n'est pas relié à des équations nous permettant de décrire les phénomènes acoustiques. Cependant, il peut nous permettre de décrire l'évolution du niveau en fonction de la distance dans une simulation par la suite.

Influence des dimensions du haut-parleur

Afin de décrire le haut-parleur, il existe un modèle le considérant comme un piston plan. Pour que ce modèle soit valide, on doit se placer à une distance r supérieure à a le diamètre de la membrane du haut-parleur.

On repère sur toutes les courbes que l'on s'éloigne de la prédiction du modèle d'amplification relative pour des distances inférieures à 20 cm. On rappelle que le haut-parleur utilisé dans l'enceinte est d'une dimension de 8"⁶. Or, un diamètre de 8" correspond à 20,3 cm.

On constate que le modèle d'amplification relative échoue à décrire le phénomène en dessous de la distance de 20 cm. On peut se demander si cette distance est fonction du diamètre du haut-parleur comme le suggère le modèle de piston plan [5]. On peut imaginer tester cette hypothèse en reproduisant l'expérience avec des haut-parleurs de différentes tailles. Cependant, on peut s'attendre à ce que des haut-parleurs de diamètres différents n'aient pas les mêmes caractéristiques de bande passante. Cela pourrait rendre difficile la comparaison des mesures.

Influence de la nature du microphone

Si on souhaite visualiser uniquement un phénomène relevant du champ acoustique, on peut douter de l'intérêt d'étudier les courbes de l'évolution du niveau moyen obtenues au moyen du microphone cardioïde. En effet, le microphone à gradient de pression de type cardioïde introduit des modifications spectrales non-négligeables pour les distances inférieures à 50 cm⁷. Ces modifications se manifestent notamment par une remontée de niveau des basses fréquences. Cela a pour conséquence

⁶Voir spécifications du haut-parleur en annexe A.

⁷Les modifications spectrales apportées par le microphone à gradient de pression (cardioïde) sont abordées en détail dans la section 6.3.

d'altérer la visualisation du phénomène qui nous intéresse d'autant plus que le stimulus possède de l'énergie dans la bande de fréquences concernée. En revanche, il est assez intéressant de voir que l'on peut corrélérer directement la remontée des graves, due à l'effet de proximité, avec la remontée du niveau moyen pour les mêmes distances.

5.5 Conclusion

Les résultats expérimentaux nous permettent de considérer l'amplification relative comme une approximation possible mais uniquement pour les distances supérieures à 20 cm.

Pour les distances inférieures, on peut faire l'hypothèse que l'on quitte le domaine de validité du modèle d'amplification relative. Hypothèse corroborée par les résultats du chapitre 4 pour lesquels on constate une forte augmentation de la valeur de la vitesse du son pour ces distances. La distance de 20 cm, que l'on a considérée comme critique pour le domaine de validité d'une vitesse du son c_0 constante, peut être aussi reliée au diamètre du haut-parleur utilisé pour la mesure. Le modèle de piston plan, permettant de décrire le comportement du haut-parleur, atteint ses limites pour des distances inférieures au diamètre de la membrane. Or, le haut-parleur est lui-même d'un diamètre de 20 cm. La reproduction des mesures avec des haut-parleurs de différents diamètres permettrait d'en savoir plus sur cette hypothèse.

Enfin, notons qu'il faut être prudent dans l'utilisation des résultats expérimentaux obtenus avec le microphone à gradient de pression cardioïde. Ces résultats ne permettent pas d'étudier un phénomène relevant uniquement du champ acoustique. En revanche, ils peuvent nous donner des informations intéressantes sur le fonctionnement propre du microphone. Pour étudier des phénomènes qui relèvent uniquement du champ acoustique à partir du niveau moyen, on préconise d'utiliser un microphone à pression, dont la réponse en fréquence est idéalement uniforme et indépendante de la distance.

Dans le chapitre suivant, on s'intéresse aux modifications spectrales en fonction de la distance. On prend aussi le temps d'y détailler le modèle du microphone à gradient de pression et de confronter ses résultats avec les résultats expérimentaux.

Chapitre 6

Modifications spectrales en fonction de la distance

Dans ce chapitre, on va étudier l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance. On peut diviser cette étude en deux problèmes distincts.

Tout d'abord, il s'agit de tester l'existence d'un front d'onde homogène en fonction de la distance à la source. On essayera d'établir un domaine de validité de cette hypothèse. A partir de ces résultats et des résultats concernant l'évolution de la vitesse du son et du niveau moyen, on essayera d'établir un domaine de validité du modèle ondulatoire en fonction de la distance.

D'autre part, on va s'intéresser aux modifications spectrales apportées par le microphone à gradient de pression. Ces microphones sont couramment utilisés en prise de son car leur architecture permet de rendre directive la captation du son. Cependant, cette même architecture entraîne des modifications spectrales caractéristiques en proximité de la source, elles sont connues sous le nom d' « effet de proximité » par les ingénieurs du son. On va d'abord présenter un modèle du microphone à gradient de pression qui prend en compte l'atténuation géométrique de la pression en $1/r$ décrite par le modèle d'ondes sphériques. On confrontera ses résultats avec nos données expérimentales, on verra alors les limites du modèle du microphone et ce qu'il nous apprend sur le domaine de validité du modèle d'ondes sphériques.

6.1 Effet de proximité du microphone à gradient de pression

Modèle du microphone à gradient de pression pur (bi-directionnel)

Le signal électrique que l'on récupère en sortie de la capsule du microphone à gradient de pression correspond à la différence entre la pression exercée à l'avant de la membrane et celle exercée à l'arrière. Ici, on va étudier le comportement du microphone uniquement dans le cas où une source sonore se présente selon son axe. Le retard entre l'avant et l'arrière de la membrane entraîne une différence de phase que l'on va récupérer à la sortie de la capsule. Sous ces hypothèses, le microphone à gradient de pression se comporte alors comme un *filtre en peigne* qui comporte des annulations pour $f = \frac{1}{t_0}$ si t_0 désigne le retard entre l'avant et l'arrière. Dans ce cas précis $t_0 = \frac{d}{c_0}$ avec d la distance effective ou apparente entre la face avant et la face arrière.

Pour avoir une bande passante qui s'étend jusqu'à 20 kHz on doit avoir la première annulation à une fréquence au moins égale à 40 kHz. On peut relier cette fréquence au retard entre l'avant et l'arrière de la capsule et donc à la distance qui les sépare :

$$d = \frac{c_0}{f_0}.$$

Dans notre cas avec $f_0 = 40$ kHz et $c_0 = 340$ m.s⁻¹ on obtient $d = 8,5$ mm.

On peut voir sur la figure 6.1 l'effet du filtrage de phase seul.

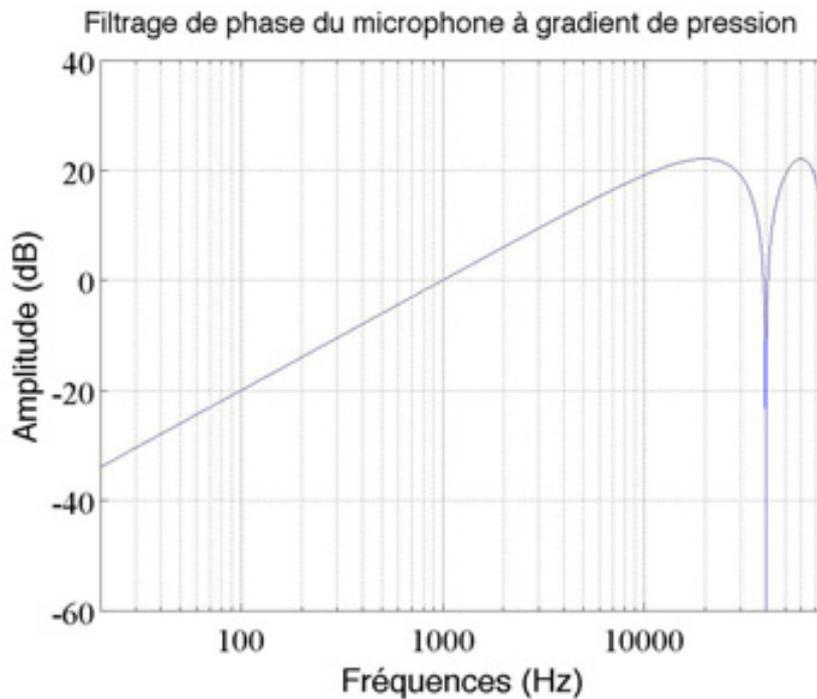


FIGURE 6.1 – Filtrage de phase du microphone à gradient de pression.

On voit que la réponse en fréquence du gradient de pression, par sa nature, ne correspond pas à ce que l'on attend d'un tel microphone puisqu'on souhaiterait une réponse en fréquence la plus plate possible. La nature du gradient de pression (ou différence de pression) se rapproche fortement d'une dérivée dans la bande passante qui nous intéresse (20 Hz à 20 kHz). Par la suite, on viendra appliquer un filtre proche d'un intégrateur pour compenser cette réponse en fréquence [3].

Prise en compte de l'atténuation géométrique en $1/r$

Jusqu'à maintenant, on a considéré que les niveaux de pression à l'arrière et à l'avant étaient égaux. Ceci correspond à l'hypothèse d'ondes planes pour la pression, modèle qui repose sur l'hypothèse que l'on se place loin des sources mais dès lorsque l'on se place en proximité on ne peut plus retenir cette hypothèse. Plus généralement, en réalisant des enregistrements, on constate que si on se rapproche d'une source on obtient plus de niveau sonore. Classiquement [3, 8], les explications de l'effet ou

du phénomène de proximité reposent sur un modèle construit en supposant que la pression suit un modèle d'onde sphérique (aller), modèle qui suppose une répartition de l'énergie sur une sphère de rayon r , où ce rayon correspond à la distance à la source, modèle qui implique donc une énergie tendant vers l'infini au point puisque la distance r tend alors vers 0. Le modèle générique de pression sous l'hypothèse des ondes sphériques (aller) s'écrit :

$$p(r, t) = \frac{1}{r} \cdot f\left(t - \frac{r}{c_0}\right),$$

modèle qui présente une décroissance de la pression en $1/r$ en fonction de la distance.

Pour mettre en évidence l'effet de proximité sous ces hypothèses, il faut étudier la réponse du microphone pour une excitation monochromatique, excitation que l'on définit de la manière suivante :

$$f\left(t - \frac{r}{c_0}\right) = \sin\left(\omega \cdot \left(t - \frac{r}{c_0}\right)\right).$$

On peut alors écrire $p_{totale}(r, t)$ la pression exercée sur la membrane correspondant à la différence entre le niveau de pression avant p_1 et le niveau de pression arrière p_2 sous la forme :

$$p_{totale}(r, t) = p_1(r, t) - p_2(r, t),$$

ou encore :

$$p_{totale}(r, t) = \frac{1}{r} \cdot f\left(t - \frac{r}{c_0}\right) - \frac{1}{r+d} \cdot f\left(t - \frac{r+d}{c_0}\right).$$

En posant $Q(r) = \frac{r}{r+d}$ on peut alors factoriser l'expression par $\frac{1}{r}$:

$$p_{totale}(r, t) = \frac{1}{r} \cdot \left(\sin \omega \cdot \left(t - \frac{r}{c_0}\right) - Q(r) \cdot \sin \omega \cdot \left(t - \frac{r+d}{c_0}\right) \right),$$

qui devient, si on développe les deux sinus :

$$p_{\text{totale}}(r, t) = \frac{1}{r} \cdot \left(\left[1 - Q(r) \cdot \cos \frac{\omega \cdot d}{c_0} \right] \cdot \sin \left[\omega \cdot \left(t - \frac{r}{c_0} \right) \right] + Q(r) \cdot \sin \frac{\omega \cdot d}{c_0} \cdot \cos \left[\omega \cdot \left(t - \frac{r}{c_0} \right) \right] \right).$$

On peut alors factoriser l'expression sous la forme suivante :

$$p_{\text{totale}}(r, t) = \frac{1}{r} \cdot \left(A(r, \omega) \cdot \cos \left[\omega \cdot \left(t - \frac{r}{c_0} \right) + \phi \right] \right),$$

où :

$$A(r, \omega) = \sqrt{\left[1 - Q(r) \cdot \cos \frac{\omega \cdot d}{c_0} \right]^2 + \left[Q(r) \cdot \sin \frac{\omega \cdot d}{c_0} \right]^2},$$

soit encore

$$A(r, \omega) = \sqrt{1 - 2 \cdot Q(r) \cdot \cos \frac{\omega \cdot d}{c_0} + Q(r)^2},$$

que l'on peut encore réécrire sous la forme :

$$A(r, f) = \sqrt{1 - 2 \cdot \frac{r}{r+d} \cos 2 \cdot \pi \cdot \frac{f}{f_0} + \left(\frac{r}{r+d} \right)^2}.$$

On peut voir sur la figure 6.2 le tracé de $A(r, f)$ en fonction de la fréquence et pour plusieurs distances différentes.

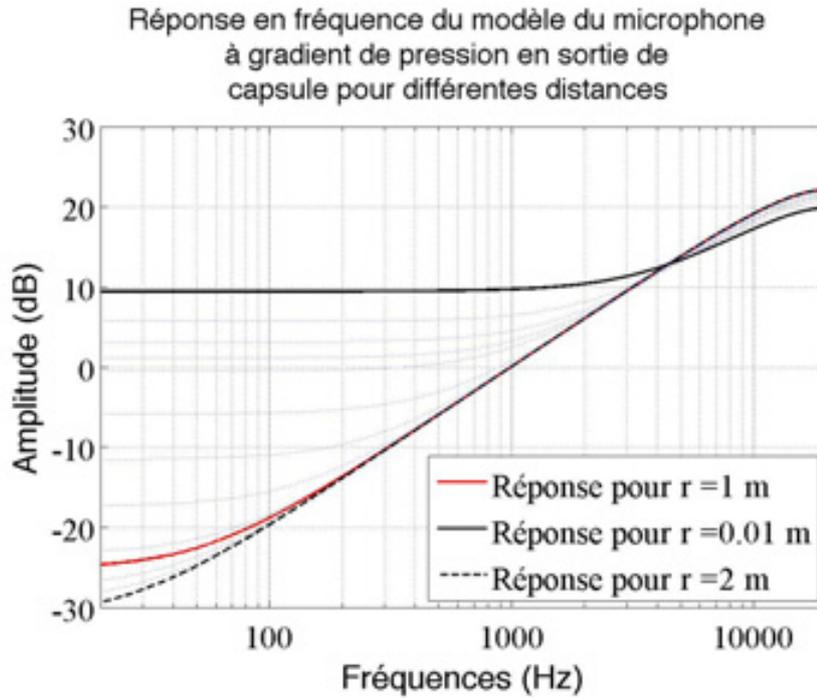


FIGURE 6.2 – Réponse en fréquence du microphone à gradient de pression en sortie de capsule en fonction de la distance.

Grâce à la figure 6.2, on constate que la réponse en fréquence est sensiblement modifiée pour les basses fréquences pour des distances à la source en dessous d'un mètre puisque l'on observe une remontée de la réponse d'autant plus marquée que l'on se rapproche de la source.

Compensation de la réponse en fréquence

Comme on l'a indiqué précédemment, il est nécessaire de compenser la réponse en fréquence du microphone pour qu'il soit exploitable. On va alors appliquer le filtre $H(j\omega)$ décrit sur la figure 6.3 qui est constitué de deux filtres du premier ordre :

- un filtre passe-haut avec une fréquence de coupure à 20 Hz ;
- un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure à 100 Hz.

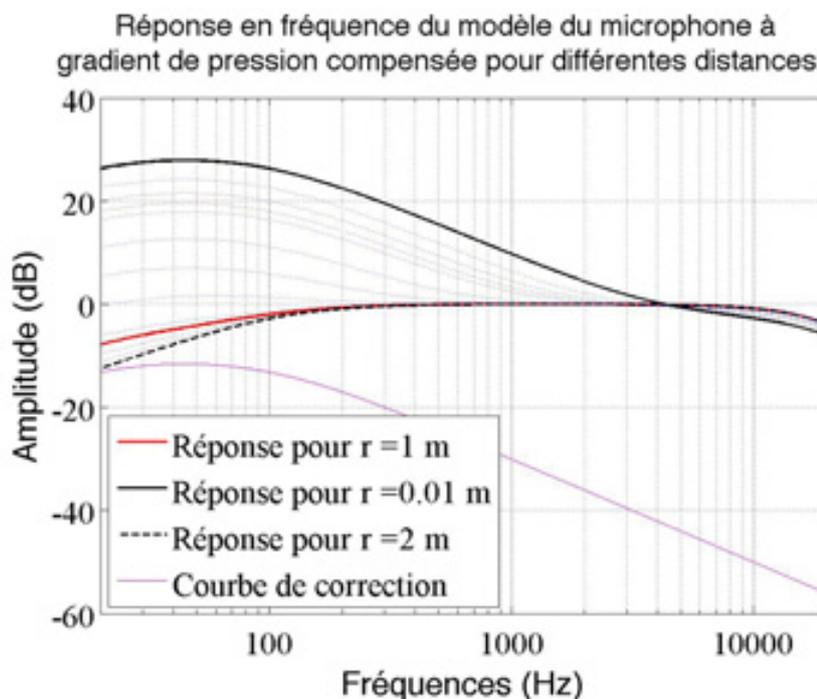


FIGURE 6.3 – Réponse en fréquence du microphone à gradient de pression avec correction en fonction de la distance.

Ce filtre constitue un bon compromis afin d'équilibrer la réponse en fréquence que l'on obtient en sortie de la capsule pour les grandes distances. Cependant, on observe la présence d'importantes variations dans les basses fréquences en fonction de la distance.

Modèle du microphone cardioïde

Jusqu'à maintenant, on a fait l'étude du microphone à gradient de pression pur qui est bi-directionnelle. Or, en prise de son, on utilise le plus couramment des microphones à directivité cardioïde qui sont dit « uni-directionnel ». On représente en figure 6.4 les diagrammes polaires correspondant aux trois directivités que l'on aborde dans ce chapitre.

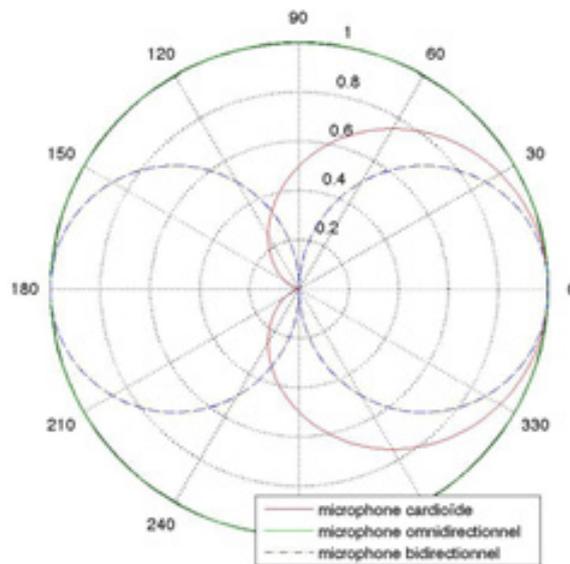


FIGURE 6.4 – Diagramme polaire des directivités omnidirectionnelle, bi-directionnelle et cardioïde.

On peut modéliser le microphone cardioïde comme étant la somme du microphone omnidirectionnel et du microphone bi-directionnel [3]. En privilégiant l'un ou l'autre, on peut obtenir toutes les combinaisons intermédiaires, de l'hypocardiïde jusqu'à l'hyper-cardioïde. Pour un microphone modélisé par cette combinaison, on peut écrire $G(r, f)$ la fonction de transfert du microphone dans l'axe :

$$G(r, f) = m + (1 - m).A(r, f).H(f)$$

où m est le coefficient de directivité compris entre 0 (bi-directionnel) et 1 (omnidirectionnel).

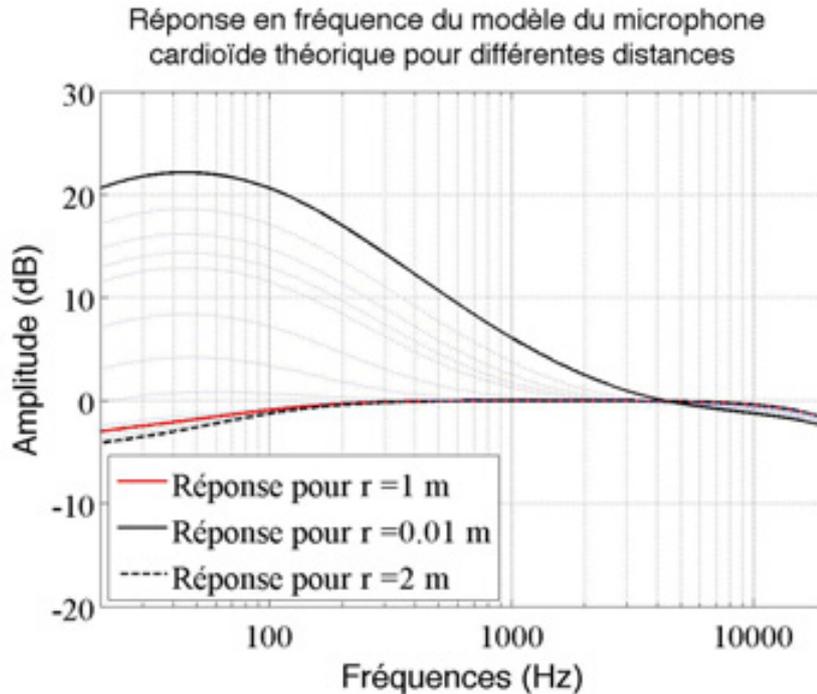


FIGURE 6.5 – Courbe de réponse du modèle du microphone cardioïde théorique pour différentes distances.

La figure 6.5 représente la courbe de réponse du modèle du microphone cardioïde théorique pour différentes distances. On remarque que la remontée dans les basses fréquences atteint ici un maximum de 22 dB là où le modèle du microphone bi-directionnel atteignait un maximum de presque 30 dB.

Discussion

On a modélisé et expliqué l'effet de proximité à partir de l'hypothèse d'ondes sphériques pour la pression. Néanmoins, il est présent dans des proportions plus importantes que l'on ne s'attend pas à retrouver en pratique. Plus on étudie le modèle sur des courtes distances, plus on se rapproche de la limite du domaine de validité des ondes sphériques. En effet, la décroissance de niveau en $1/r$ suggère une énergie infinie pour $r = 0$. D'autre part, le modèle des ondes sphériques fait l'hypothèse

d'une source ponctuelle. L'énergie infinie aussi bien qu'un objet ponctuel ne font pas sens physiquement, on peut alors se demander en dessous de quelle distance le modèle des ondes sphériques n'est plus applicable. On verra dans la section suivante les résultats que la mesure donne concernant l'évolution de la balance spectrale, si les phénomènes que nous prédit ce modèle sont comparables et dans quelle mesure. On introduira dans la section 7.3, un modèle alternatif pour le microphone sur la base des résultats des mesures réalisées. Celui-ci introduira des modifications conséquentes s'agissant de c_0 et du facteur d'atténuation géométrique en $1/r$ comme le suggèrent les résultats du chapitre 4 et 5.

6.2 Analyse des mesures pour le microphone à pression

Dans cette section, nous analysons les données expérimentales afin de montrer la modification de la balance spectrale en fonction de la distance à la source. Comme expliqué dans la section 3.2.1, nous avons choisi d'utiliser l'analyse IDS comme outil d'analyse spectrale. Pour chaque stimulus et chaque distance on a 35 points de mesures répartis sur 2 m. Leur répartition sur cet intervalle n'est pas linéaire ; puisqu'en effet, on a privilégié les courtes distances car c'est dans cette zone que l'on s'attendait à avoir le plus de modifications de la balance spectrale¹. Lors du traitement des données, on a trouvé pertinent d'adopter un système de représentation selon 3 dimensions (fréquences, distances et amplitude) afin d'avoir une vision globale du phénomène mesuré. Ce mode de représentation sous Matlab nécessite d'avoir un maillage linéaire sur chaque dimension afin de les représenter correctement. On a donc procédé à une interpolation linéaire², d'une part sur la distance, mais aussi sur les fréquences, afin de respecter la largeur de chaque bande de fréquences de l'analyse IDS selon une échelle logarithmique.

¹Pour plus de détail sur le protocole de mesure, se référer à la section 2.3.

²L'interpolation linéaire consiste à relier chaque point de mesure réel par un segment de droite.

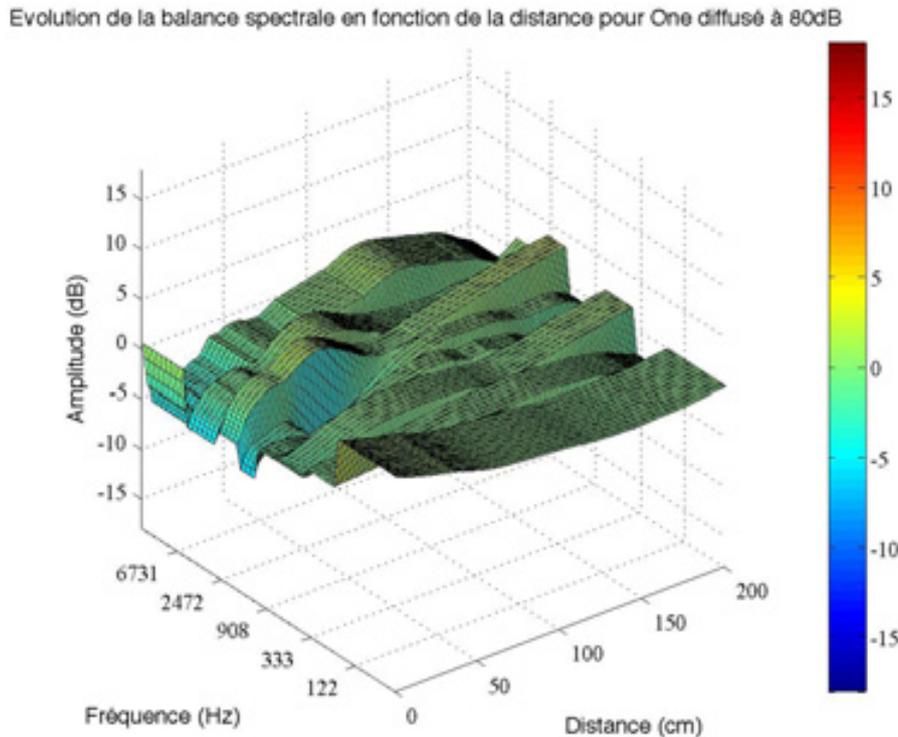


FIGURE 6.6 – Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du microphone de mesure pour One (analyse IDS).

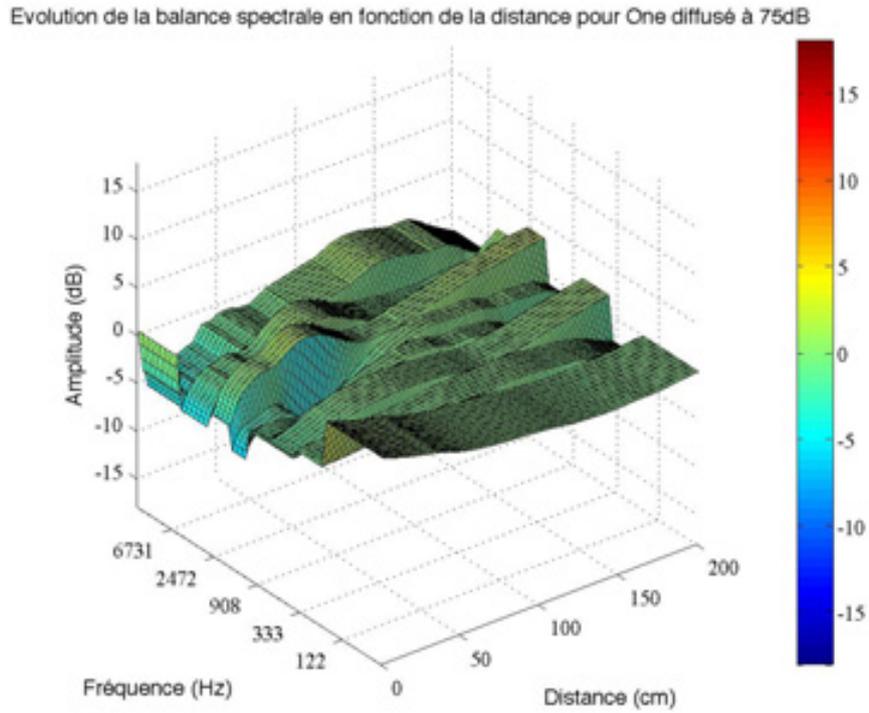
On considère que le microphone à pression nous donne accès de manière transparente aux valeurs du champ de pression acoustique. Cependant, on peut noter un phénomène que l'on peut attribuer à l'architecture du microphone. En effet, on relève sur toutes les mesures³, quel que soit le stimulus ou le niveau de diffusion utilisé, une remontée dans la bande de fréquence de 6 à 15 kHz de l'ordre de 7 dB sur les 6 premiers centimètres. Ce phénomène peut s'attribuer à l'architecture de la grille qui se trouve devant la membrane ou bien à l'interaction entre le microphone placé en proximité qui nous permettait de mesurer le temps de vol et le microphone placé sur chariot mobile à partir duquel on relève les informations de balance spectrale.

On remarque aussi une remontée significative dans les graves dans la bande 50 à 200 Hz de l'ordre de 3 dB pour les stimuli Junio, One et Rosenrot mais cette fois-ci répartie sur une distance plus grande, de 0 à 1 mètre. Cette remontée

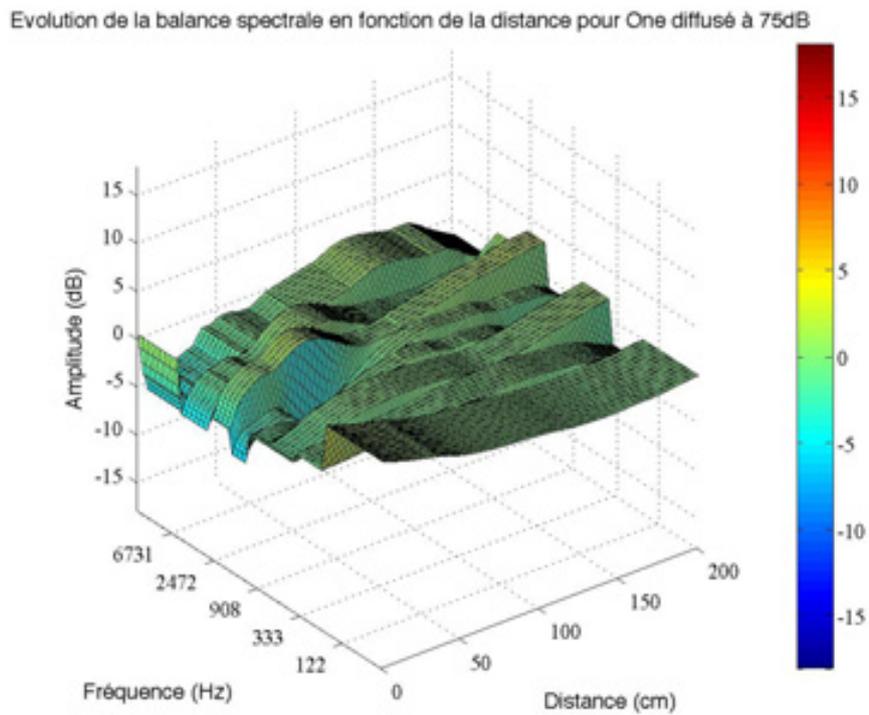
³L'ensemble des courbes sont disponibles en annexe F.

est d'un niveau supérieur pour les stimuli Brahms et bruit rose, elle est de l'ordre de 8 dB. Il est plus compliqué d'expliquer la cause de ce phénomène notamment parce que le modèle ondulatoire en ondes sphériques ne nous permet pas de prédire un tel comportement. On pourrait envisager que ce phénomène est analogue à l'effet de proximité du microphone à gradient de pression que l'on a décrit dans la section 6.1 mais si on reprend l'explication du phénomène pour ce dernier on se rend compte que l'absence de contribution du champ acoustique sur l'arrière de la membrane et l'absence du filtre de compensation nous empêche de raisonner de manière analogue pour le microphone à pression. Millot avance une hypothèse pour décrire ce phénomène. Il pourrait s'agir d'une conséquence d'un écoulement turbulent qui s'étale spatialement pour finir par s'atténuer progressivement vers une zone d'écoulement résiduel où les modifications spectrales deviendraient marginales.

Bien qu'on constate certaines différences dans l'évolution de la balance spectrale en fonction des stimuli utilisés, les modifications spectrales ne varient pas en fonction des niveaux de diffusions testés. La figure 6.7 représente l'évolution de la balance spectrale pour One pour les deux autres niveaux de diffusion. Comme on l'a dit dans le chapitre 5, il faudrait tester des niveaux de diffusion plus élevés pour affirmer que les phénomènes observés ne varient pas en fonction du niveau de diffusion.



(a) à 70 dB.



(b) à 75dB.

FIGURE 6.7 – Evolution de la balance spectrale pour One pour les deux autres niveaux de diffusion.

6.3 Analyse des mesures pour le microphone à gradient de pression

Mise en forme des courbes

Dans cette section, nous allons analyser l'évolution de la balance spectrale pour le microphone à gradient de pression (cardioïde). Pour cela nous allons considérer que les mesures faites avec le microphone à pression (omnidirectionnel) nous ont permis d'obtenir l'évolution de la balance spectrale du champ acoustique de manière transparente. En fait, il existe deux phénomènes mineurs attribués à l'architecture du microphone à pression⁴ et non au comportement du champ acoustique. Cependant, nous avons choisi de les conserver, par précaution, dans la soustraction des réponses IDS. Dans ce cas, nous pouvons désormais soustraire la réponse en fréquence du microphone omnidirectionnel à la réponse du microphone cardioïde afin de ne visualiser que l'apport associé à la nature du microphone cardioïde sur la balance spectrale en fonction de la distance.

Effet de proximité

Sur la figure 6.8 on peut remarquer que la réponse en fréquence du microphone cardioïde semble très régulière sur la plage de distance testées. On remarque tout de même la manifestation de deux phénomènes en proximité de la source.

Le premier se caractérise par une remontée du niveau dans les graves entre 0 et 50 cm. Cet effet, couramment appelé « effet de proximité » par les ingénieurs du son, nous l'avons décrit plus tôt dans la section 6.1. Dans ce modèle, le phénomène trouvait sa cause avec l'atténuation du niveau globale en $1/r$ attendue par le modèle des ondes sphériques. Le phénomène mesuré est moins important qu'attendu, passant d'un gain sur la bande 50 à 200 Hz de 22 dB à 1 cm en théorie à 5 dB en moyenne à la mesure. Ceci peut s'expliquer par deux aspects. D'une part, on a remarqué dans la section précédente, à propos de l'analyse de l'évolution de la

⁴Nous les avons décrits dans la section 6.2.

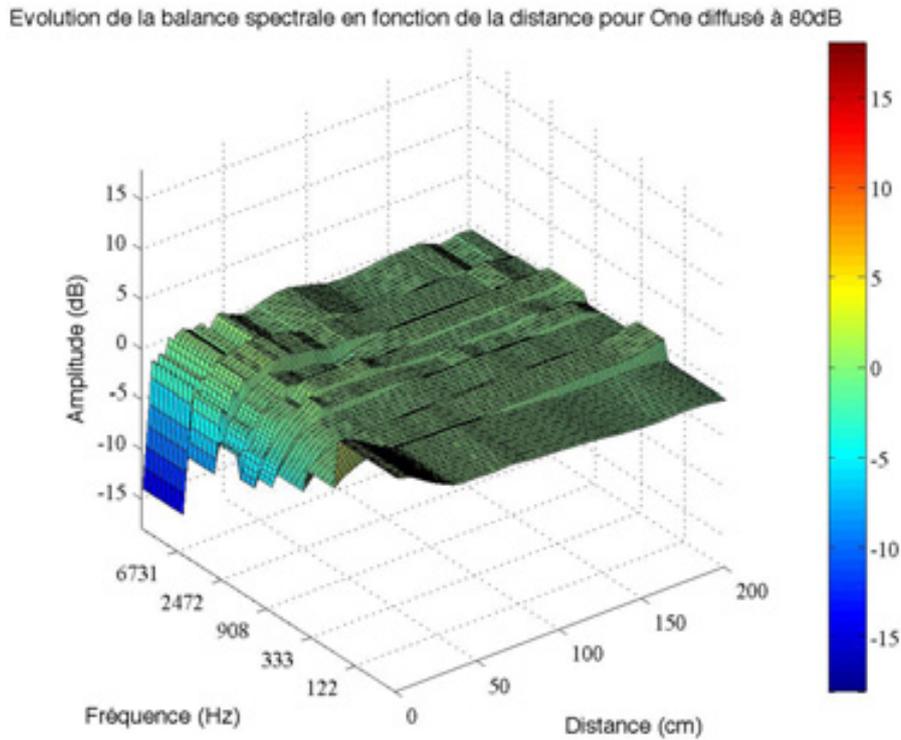


FIGURE 6.8 – Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du microphone cardioïde pour One (analyse IDS).

balance spectrale en fonction de la distance pour le microphone de mesure, que l'on a un effet similaire mais d'ampleur moindre. Ce phénomène ne trouve pas clairement d'explication étant donné que le microphone à pression est censé avoir l'arrière de sa membrane isolé du champ acoustique. La soustraction de cette bosse dans les basses fréquences du microphone omnidirectionnel sur la réponse du microphone cardioïde peut expliquer en partie l'atténuation du phénomène observé.

Qui plus est, on remarque que pour les distances comprises entre 0 et 10 cm, on a une perte de niveau importante (environ 6 dB) dans le haut du spectre, et plus particulièrement dans la bande de 6 à 15 kHz. Cet effet n'a pas été prédit par le modèle présenté précédemment qui se basait sur le modèle ondulatoire sphérique. On peut aussi le dissocier du phénomène observé en basses fréquences car les deux phénomènes ne semblent pas s'appliquer aux mêmes distances, le phénomène localisé dans le grave s'observant de 0 à 50 cm et le phénomène d'atténuation s'observant sur

les 10 premiers centimètres à la source. La forte atténuation dans la sous-bande de 6 à 15 kHz peut être une conséquence de la soustraction de la réponse du microphone cardioïde par celle du microphone à pression qui présentait une remontée opposée dans cette sous-bande dans les tous premiers centimètres que l'on avait attribuée à un phénomène de diffraction de la capsule.

Absence d'une partie du phénomène pour le bruit rose

Il est intéressant d'observer que ce phénomène est observé pour tous les stimuli musicaux utilisés pendant la mesure et ce dans des proportions très semblables. Cependant, pour les mesures réalisées avec le bruit rose, ce phénomène n'apparaît pas comme on peut le voir sur la figure 6.9.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 80dB

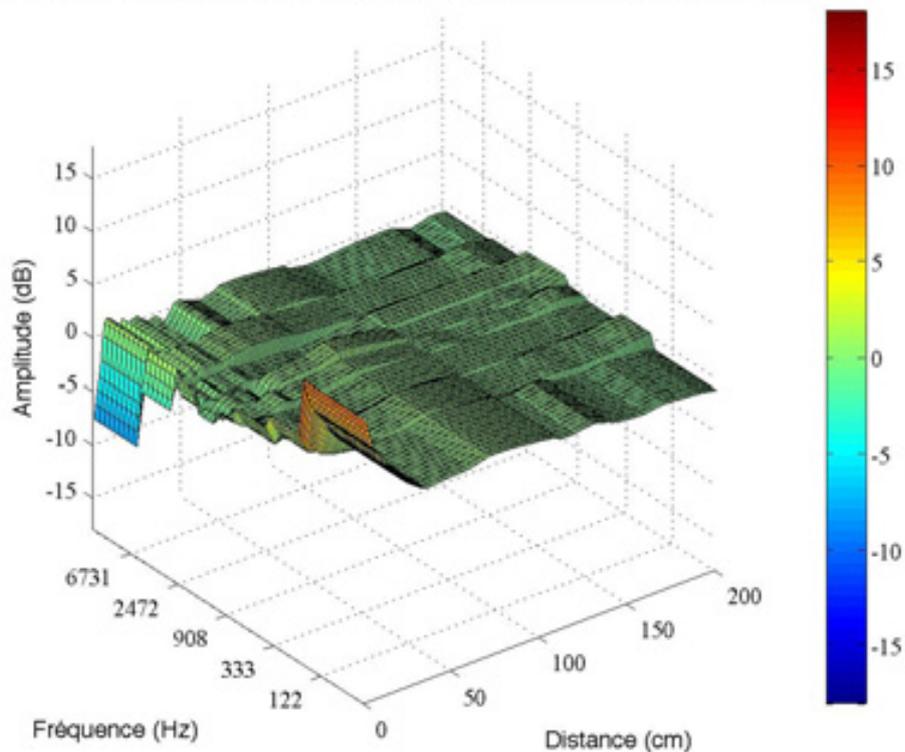


FIGURE 6.9 – Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du microphone cardioïde pour le bruit rose (analyse IDS).

Sur cette figure, on observe alors clairement une remontée plus importante dans la bande 50 à 200 Hz, ce qui confirmerait l'hypothèse selon laquelle les deux phénomènes seraient dissociés. Notons que ce phénomène est moins présent dans les mesures associées au stimulus Brahms. Cet extrait musical se différencie des autres par sa grande dynamique globale et l'absence de transitoires à fort niveau.

Le bruit rose est très souvent choisi comme stimulus de référence pour les mesures acoustiques car il a un contenu fréquentiel extrêmement prévisible par rapport à un extrait musical quelconque. Cependant, il se différencie des extraits musicaux de par sa construction temporelle puisque c'est un signal, par nature, aléatoire à l'inverse de la musique qui est un signal qui présente une organisation temporelle très particulière. Lorsqu'on parle d'organisation temporelle du signal on veut signifier que plusieurs fréquences peuvent avoir une évolution de leur niveau au cours du temps corrélées. L'exemple le plus critique étant celui des transitoires, où, lors d'un temps très court on a l'excitation de toutes les fréquences du spectre. Dans ses travaux, Laurent Millot avance une explication de ce phénomène. Il suggère que l'organisation temporelle du signal, et particulièrement dans le cas des transitoires, puisse être à l'origine d'écoulement fluide de type jet libre en proximité de la source. Le déplacement de matière entraîné par l'écoulement nous éloigne alors du domaine de validité du modèle ondulatoire où l'on suppose l'absence de déplacement de matière. Afin de corroborer cette hypothèse, on pourrait proposer de reproduire l'expérience en ajoutant une caméra et un système d'ensemencement gazeux (par exemple en azote) permettant de visualiser les éventuels déplacements de l'air. En effet, ce type d'expérience nous permettrait de mettre en évidence les éventuels jets d'air générés par le haut-parleur selon les excitations utilisées.

Discussion

Grâce à nos mesures, on observe deux phénomènes distincts en proximité de la source qui forment à eux deux « l'effet de proximité ». Cependant, bien que le phénomène de remontée dans les graves soit bien connu, le phénomène d'atténuation dans les aigus est, à notre connaissance, absent dans la littérature. Cette absence peut s'expliquer

puisque classiquement, on réalise les mesures avec un bruit rose et non des extraits musicaux. On verra que l'ajout des données expérimentales relatives à la vitesse du son et de la décroissance du niveau moyen au modèle du microphone à gradient de pression présenté précédemment permet d'expliquer et de simuler ce phénomène. Le détail du traitement des mesures de la vitesse du son est l'objet du chapitre 4 et l'ajout des données expérimentales pour compléter le modèle du microphone à gradient de pression se fera dans la section 7.3.

Néanmoins, nous pouvons expliquer ici succinctement son principe. Si la mesure s'éloigne de la théorie dans les 20 premiers centimètres au moins, c'est que l'on s'éloigne du domaine de validité du modèle ondulatoire. En effet, pour ces distances, on mesure une vitesse instantanée bien supérieure à la vitesse typique de 340 m.s^{-1} que prédit la théorie ondulatoire. Cette modification de la vitesse influence directement le comportement du microphone à gradient de pression qui prend pour base de son fonctionnement le retard entre l'arrivée de la perturbation sur la face avant et sur la face arrière de la membrane. Ainsi, si la vitesse est supérieure, le retard est moindre. Dans une moindre mesure, la décroissance du niveau moyen joue aussi un rôle dans le phénomène observé puisque la courbe de décroissance se rapproche d'une fonction affine plutôt que d'une fonction inverse pour ces distances. On verra que prendre en compte ces phénomènes dans le modèle permettra de se rapprocher encore plus des données expérimentales.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre on a vu qu'il était possible de prédire l'effet de proximité correspondant à une remontée dans les graves à partir d'un modèle du microphone à gradient de pression suivant le modèle d'ondes sphériques qui nous décrit une décroissance de la pression en $1/r$. Mais, si ce modèle propose une explication du phénomène de proximité, il le prédit dans des proportions bien supérieures à ce que l'on peut observer grâce à la mesure pour des distances inférieures à 20 cm.

L'analyse de la mesure nous a permis d'observer qu'un effet d'amplification dans le bas du spectre était aussi présent dans les mesures effectuées avec le microphone omnidirectionnel, ce qui pourrait être une caractéristique propre au champ de pression acoustique.

Dans l'analyse des mesures faites avec le microphone à gradient de pression (cardioïde) on retrouve bien l'effet de proximité prédit par le modèle théorique, bien que l'ampleur du phénomène soit moindre pour les 20 premiers centimètres. En effet, si les prédictions du modèle du microphone s'écarte des résultats expérimentaux c'est parce que le niveau de la remontée dans les graves dépend directement de la loi de décroissance du niveau moyen entre l'avant et l'arrière de la membrane du microphone, or les données expérimentales nous montrent que la décroissance du niveau moyen s'écarte particulièrement de la loi prédite par le modèle d'ondes sphériques pour les distances inférieures à 20 cm.

Par ailleurs, les mesures nous ont permis de mettre en évidence un autre phénomène qui intervient dans l'effet de proximité qui est une atténuation des fréquences aigües pour les distances inférieures à 10 cm. Ce phénomène, bien qu'absent dans la littérature, à notre connaissance, est connu des ingénieurs du son pratiquant la prise de son multi-microphonique en musique [22]. Pour finir, on a remarqué que cet effet était présent pour les stimuli de type extraits musicaux mais très peu ou pas présent pour le bruit rose, ce qui pourrait être lié à l'absence d'organisation temporelle pour ce signal et constituerait alors un argument pour recommander de ne pas utiliser seulement un bruit rose comme stimulus pour caractériser le comportement des dispositifs acoustiques, particulièrement en proximité.

Le chapitre suivant aborde la simulation et la modélisation des phénomènes observés à partir des résultats expérimentaux. Notamment, le modèle du microphone cardioïde y est amélioré grâce aux résultats expérimentaux. On le confrontera de nouveau aux résultats expérimentaux exposés dans ce chapitre.

Chapitre 7

Simulation et modélisation de l'éloignement

Dans ce chapitre, on présente les outils de simulation et de modélisation mis au point à partir des résultats expérimentaux traités dans les précédents chapitres.

Tout d'abord, on décrit deux propositions pour simuler l'éloignement à partir d'une prise de son réalisée en proximité. D'une part, en utilisant la déconvolution par FFT des mesures afin d'obtenir la réponse impulsionnelle associée. D'autre part, en générant une réponse impulsionnelle à partir d'une fonction de transfert obtenue grâce aux analyses IDS. Dans les deux cas, la convolution qui nous servira à simuler l'éloignement se fera grâce à un moteur à convolution dans un éditeur audio. On représente en figure 7.1 le moteur à convolution *Space Designer* de l'éditeur audio Logic Pro 9 qui nous a servi à réaliser les simulations à partir des réponses impulsionnelles que nous avons générées.

Ensuite, on étudie comment améliorer le modèle du microphone à gradient de pression en s'appuyant sur les résultats expérimentaux. On montre comment l'analyse du modèle amélioré permet de mieux comprendre les résultats expérimentaux. On propose enfin une implémentation logicielle de simulation du microphone à gradient de pression cardioïde sur la base du modèle présenté.



FIGURE 7.1 – Capture d'écran du moteur de convolution Space Designer dans l'éditeur audio Logic Pro 9.

7.1 Simulation de l'éloignement par convolution

Principe de la déconvolution par FFT

Dans cette section, on expose une première proposition d'un outil logiciel permettant de simuler l'éloignement d'une source à partir des mesures que l'on a effectuées. On fait l'hypothèse *a priori* que l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance est un phénomène linéaire. On peut alors représenter le signal à une distance r , noté $s_r(t)$, comme le résultat du produit de convolution entre le signal à $r = 0$ et la réponse impulsionnelle correspondant à la distance r . On peut l'écrire sous la forme :

$$s_r(t) = (h_r * s_0)(t),$$

ou avec

$$s_r(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h_r(t - \tau) \cdot s_0(\tau) d\tau.$$

Dans notre cas, on souhaite récupérer la fonction $h_r(t)$ pour tous les r de 0 à 2 m afin de l'appliquer par la suite au signal que l'on voudra simuler. Il n'est pas commode de travailler avec cet opérateur dans le domaine temporel. Pour contourner le problème, on a l'habitude de travailler avec cette opérateur dans le domaine fréquentiel; en effet, la transformée de Fourier a comme propriété de transformer le produit de convolution dans le domaine temporel en produit simple des transformées dans le domaine fréquentiel. On peut alors écrire :

$$S_r(f) = H_r(f) \cdot S_0(f).$$

Afin d'obtenir $H_r(f)$, on effectue en théorie la déconvolution fréquentielle qui se traduit par une division :

$$H_r(f) = \frac{S_r(f)}{S_0(f)}.$$

Utilisation du filtre de Wiener

On a vu dans le chapitre 2 que les mesures ont été bruitées avec l'ajout d'un *buzz* électrique dont le niveau devient de plus en plus important par rapport au signal utile avec l'éloignement. On peut alors réécrire $s_r(t)$ sous la forme :

$$s_r(t) = (h_r * (s_0 + n_r))(t).$$

On va alors chercher à exprimer la fonction de transfert sous la forme d'un filtre de Wiener en partant de :

$$H_r(f) = \frac{S_r(f) \cdot S_0(f)^*}{|S_0(f)|^2 + \epsilon^2}$$

où ϵ est une constante représentant un bruit blanc. On va voir (ou plutôt écouter) si cette approximation est acceptable à l'écoute.

Perspectives

Il serait intéressant de tenter d'inclure le spectre du bruit $N_r(f)$ dans la déconvolution FFT. On représente en figure 7.2 le spectre du bruit isolé dans un moment de silence. On remarque que c'est un signal très harmonique avec une énergie principalement localisée sur six fréquences.

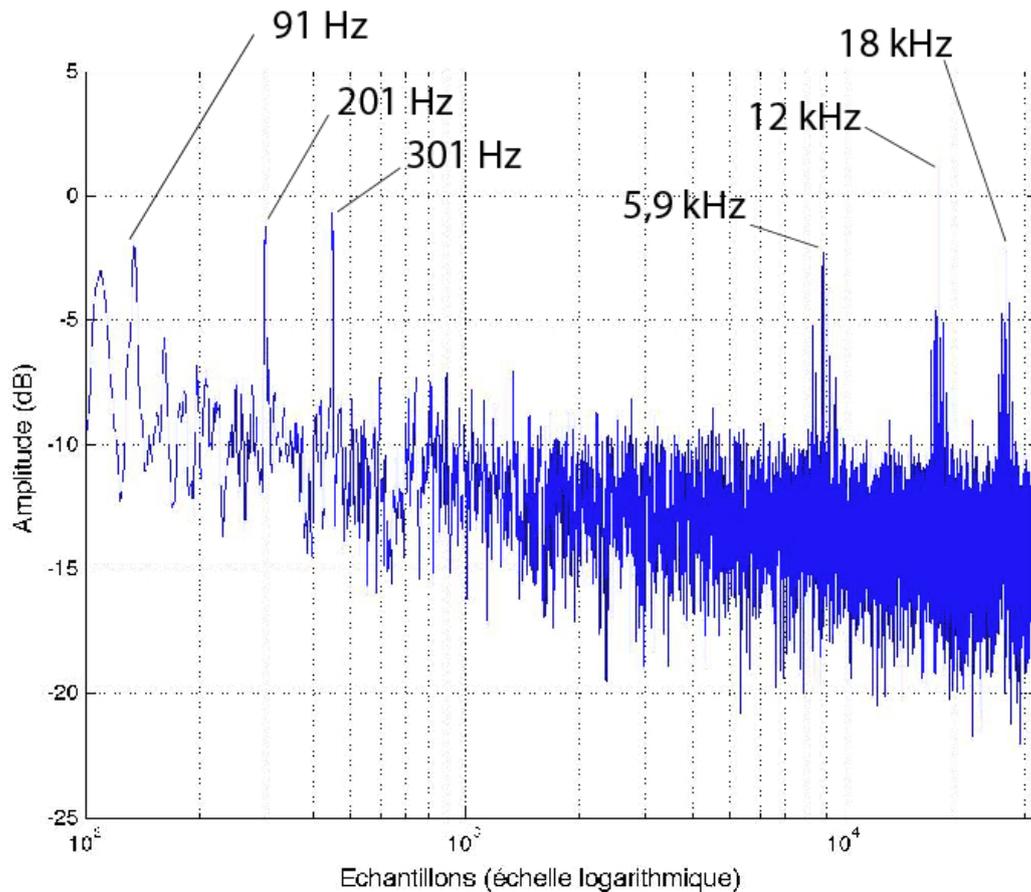


FIGURE 7.2 – Spectre d'amplitude du buzz électrique bruitant les mesures.

Un point de départ de cette déconvolution pourrait être l'utilisation de l'expression de $H_r(f)$ suivante :

$$H_r(f) = \frac{S_r(f)}{S_0(f) + N_r(f)}.$$

7.2 Simulation de l'éloignement à partir des analyses IDS

Dans cette section, on va proposer une autre manière de simuler l'éloignement à partir des mesures que nous avons réalisées.

On souhaite réaliser une simulation à partir d'un spectre synthétique associé au phénomène observé. Ce spectre synthétique a pour avantage *a priori* de correspondre à un découpage perceptif.

Au lieu de procéder par déconvolution, comme on l'a fait dans la section 7.1, on récupère les profils IDS de nos mesures selon le découpage de Leipp. On normalise les spectres par rapport à une distance de référence. Cette distance correspond à la distance à laquelle aura été effectuée la prise de son que l'on voudra traiter à la simulation. Ainsi, si on prend comme distance de référence $r = 0$, on n'appliquera pas de modification avec la simulation lorsqu'on placera le microphone « virtuel » à 0 m.

Le synoptique de l'algorithme que l'on a développé est représenté sur la figure 7.3.

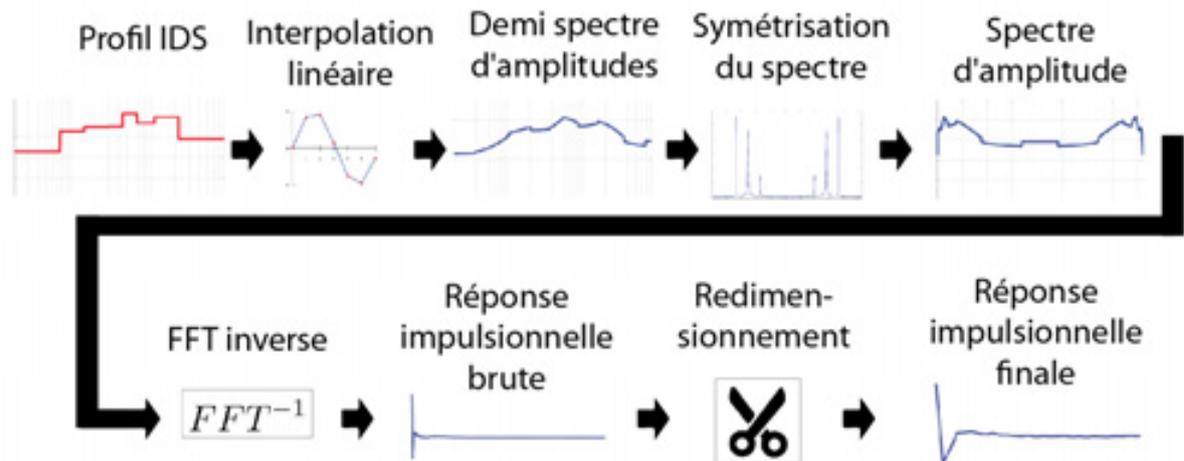


FIGURE 7.3 – Synoptique de l'algorithme de génération de réponse impulsionnelle à partir de profil IDS.

La première étape consiste à construire un spectre d'amplitude¹ à partir du profil IDS. Premièrement, on place l'information du niveau de chacune des sous-bandes sur les fréquences centrales correspondantes. On procède ensuite à une interpolation linéaire entre chaque point. On représente sur la figure 7.4 un profil IDS et le spectre d'amplitude associé généré au moyen de l'interpolation linéaire.

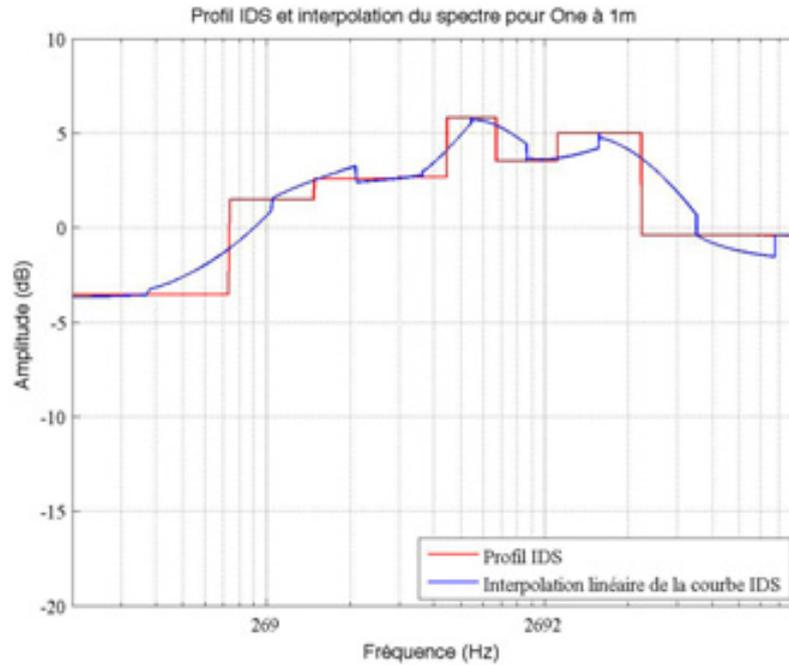


FIGURE 7.4 – Profil IDS de One à 1 m et son spectre interpolé.

La deuxième étape consiste à générer la réponse impulsionnelle à partir du spectre d'amplitude dont on vient de parler. Pour cela, on va appliquer une transformée de Fourier inverse (ou FFT inverse) à ce spectre. Pour fonctionner correctement, la FFT inverse nécessite d'avoir un signal constitué du spectre original suivi de son spectre conjugué selon une symétrie axiale par rapport à $\frac{F_s}{2}$. Afin d'être plus clair, on représente un tel spectre en figure 7.5. A partir de ce spectre, on peut appliquer la FFT inverse et obtenir la réponse impulsionnelle correspondant à la fonction de transfert.

¹Un spectre d'amplitude se distingue d'un spectre *classique* dans la mesure où il ne contient pas d'information concernant la phase.

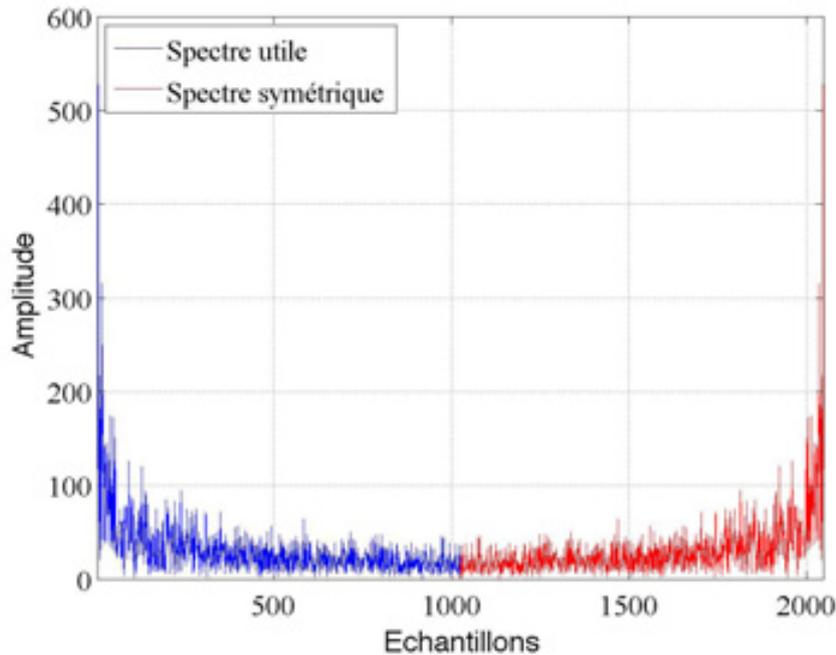


FIGURE 7.5 – Spectre en amplitude d'un signal et de son symétrique.

On a vu qu'avec cet algorithme, on génère une réponse impulsionnelle à partir d'une fonction de transfert contenant de l'information sur l'amplitude, mais pas sur la phase. La conséquence de cette caractéristique est de générer une réponse impulsionnelle symétrique, suivant une symétrie centrale autour de zéro. Autrement dit, une réponse impulsionnelle non-causale. Afin de convoluer cette réponse impulsionnelle avec un autre signal, on introduit, de fait, un retard de groupe. Ce retard empêche une implémentation *temps réel* de la convolution. Pour cette raison, dans un premier temps, on tronque la réponse impulsionnelle afin de la rendre causale. A partir des tests d'écoute, on pourra conclure quant à la pertinence de cette troncature de la réponse impulsionnelle.

Enfin, on redimensionne la réponse impulsionnelle issue de la FFT inverse qui est d'une durée de 372 ms. En effet, on a vu plus haut qu'on ne s'attend pas à avoir d'information utile au-delà de 40 ms. Pour cela, on choisit de couper la réponse impulsionnelle lorsque son niveau devient inférieur à -60 dB FS².

²Ce niveau, qui correspond à un rapport de un million, est souvent choisi comme seuil arbitraire pour déterminer l'absence de signal utile. Le TR60 de Sabine en est un bon exemple.

Comme on l'a vu plus haut, le premier signal qui nous sert à générer la réponse impulsionnelle est un spectre d'amplitude. En utilisant un algorithme de FFT, on traite sur une version du spectre discrétisée en fréquence. La question se pose alors de la résolution fréquentielle nécessaire au traitement que l'on fait. On a vu dans le chapitre 6 qu'une part importante des modifications spectrales en fonction de la distance avaient lieu dans le bas du spectre, dans la bande 50 à 200 Hz. On cherche alors à avoir la plus grande résolution fréquentielle possible pour pouvoir avoir une précision suffisante dans les basses fréquences afin de rendre compte au mieux du phénomène. Par exemple, pour une fréquence d'échantillonnage $F_s = 44,1$ kHz et un spectre de $n = 2^{14} = 16384$ échantillons³, on a entre chaque point du spectre un écart $\Delta f = 2,7$ Hz.

Cependant, le nombre d'échantillons que comporte le spectre que l'on va créer va définir la taille de la réponse impulsionnelle générée à la fin. Avec $n = 16384$ échantillons, on a une réponse impulsionnelle d'une durée de 372 ms. On sait que notre seuil de dissociation entre l'arrivée du même son retardé est de 40 ms. Alors, on souhaite avoir une réponse inférieure à 40 ms pour ne pas avoir de « réflexions » que notre oreille interpréterait comme une contribution du champ diffus alors que le phénomène que l'on étudie, ainsi que les conditions dans lesquelles ont été effectuées les mesures, nous laisse penser qu'on ne devrait pas avoir de contribution au-delà de ce temps. Une réponse impulsionnelle de 372 ms est donc inappropriée, elle est inutilement trop longue. Pire encore, si des artefacts apparaissent dans la réponse impulsionnelle et apportent une contribution sensible après 40 ms, notre ouïe pourrait les interpréter comme des contributions du champ diffus, que l'on considère inexistant dans le phénomène que l'on souhaite rendre compte.

En étudiant *a posteriori* les réponses impulsionnelles générées avec cette méthode, on constate que la réponse impulsionnelle utile ne dépasse pas les 5 ms. On limite alors la taille des réponses impulsionnelles à une durée de 10 ms à une fréquence d'échantillonnage F_s de 44,1 kHz, ce qui correspond à 441 échantillons.

³L'algorithme de FFT est optimisé pour traiter des signaux d'une taille en échantillon multiple de 2.

7.3 Amélioration du modèle du microphone à gradient de pression à partir des données expérimentales

Nous avons vu, dans la section 6.1, le modèle du microphone à gradient de pression qui s'appuie sur l'hypothèse ondulatoire et qui permet de mettre en évidence l'effet de proximité en basse fréquence pour des distances jusqu'à 50 cm, mais dans des proportions trop importantes pour les distances inférieures à 10 cm que l'on ne retrouve pas à la mesure. Par ailleurs, on observe un phénomène indépendant pour les 10 premiers centimètres correspondant à une atténuation des aigus qui est absent du modèle. En premier lieu, on rappelle avec la figure 7.6 la réponse en fréquence obtenue grâce au modèle précédent et ce pour différentes distances.

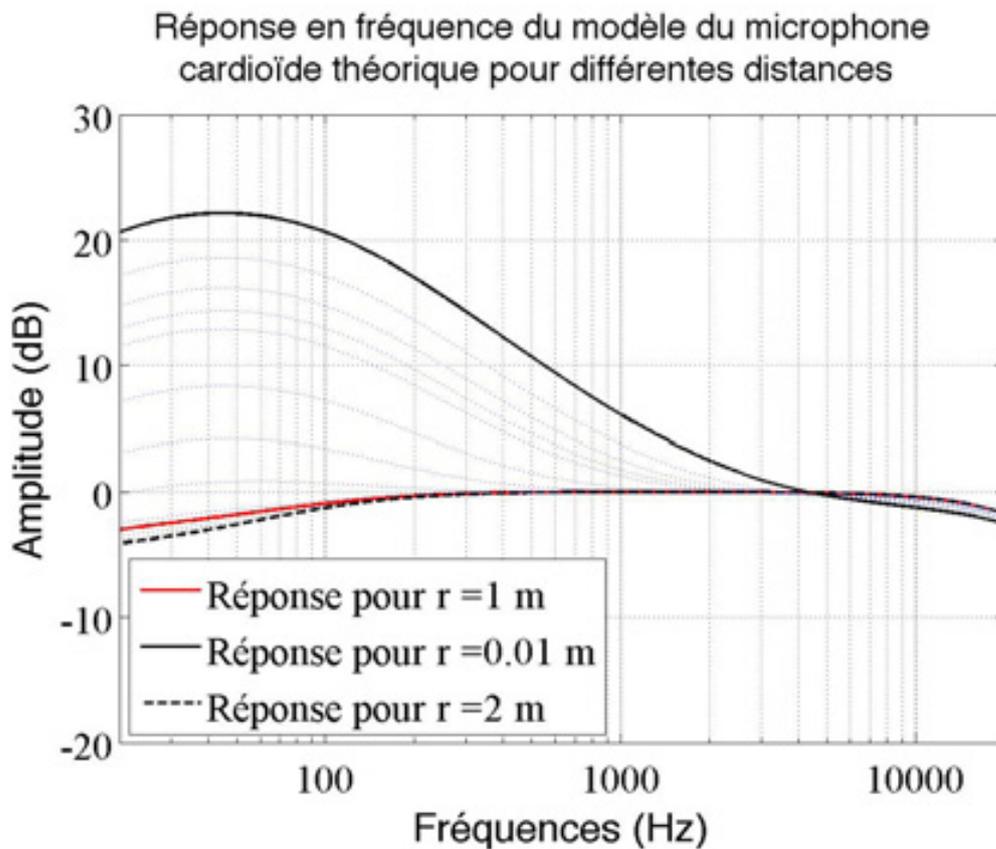


FIGURE 7.6 – Réponse en fréquence du modèle du microphone cardioïde théorique.

Dans cette section, nous allons voir comment améliorer le modèle du microphone à gradient de pression cardioïde à partir des données expérimentales, et ce qu'elles nous suggèrent quant au domaine de validité du modèle ondulatoire.

Intégration de l'évolution du niveau moyen expérimental

Pour commencer, nous prenons en compte les données expérimentales de l'évolution du niveau moyen en fonction de la distance. Nous avons en notre possession des données expérimentales pour les 35 distances que nous avons testés.

Pour notre modélisation, nous voulons une précision sur la distance à 1 cm. Les résultats expérimentaux fournissent une répartition des points sur la distance ni régulière ni suffisamment fine pour les exploiter directement. Pour y remédier, on établit un polynôme qui fait l'approximation des données de niveau moyen collectées. On choisit un polynôme d'ordre 16 qui nous permet de faire une approximation satisfaisante.

De cette manière, on rappelle l'expression de la fonction de transfert en amplitude $A(r, f)$:

$$A(r, \omega) = \sqrt{1 - 2.Q(r) \cdot \cos \frac{\omega \cdot d}{c_0} + Q(r)^2}$$

où $Q(r, t) = \frac{r}{r + d}$ dans le modèle précédent. Maintenant, on remplace cette expression par :

$$Q(r) = \frac{a_0 + a_1 \cdot r + \dots + a_{N-1} \cdot r^{N-1}}{a_0 + a_1 \cdot (r + d) + \dots + a_{N-1} \cdot (r + d)^{N-1}}.$$

On obtient alors les courbes visibles sur la figure 7.7 et on remarque que pour des distances inférieures à 10 cm la montée qui a lieu dans les graves ne dépasse pas une valeur asymptotique de 10 dB alors que dans la version précédente du modèle la valeur maximale atteint 22 dB pour 1 cm et pourrait les dépasser pour des distances inférieures. En tenant compte de l'évolution du niveau moyen expérimental dans le modèle, on retrouve un comportement dans le grave qui correspond mieux à ce qui a été observé pendant la mesure⁴.

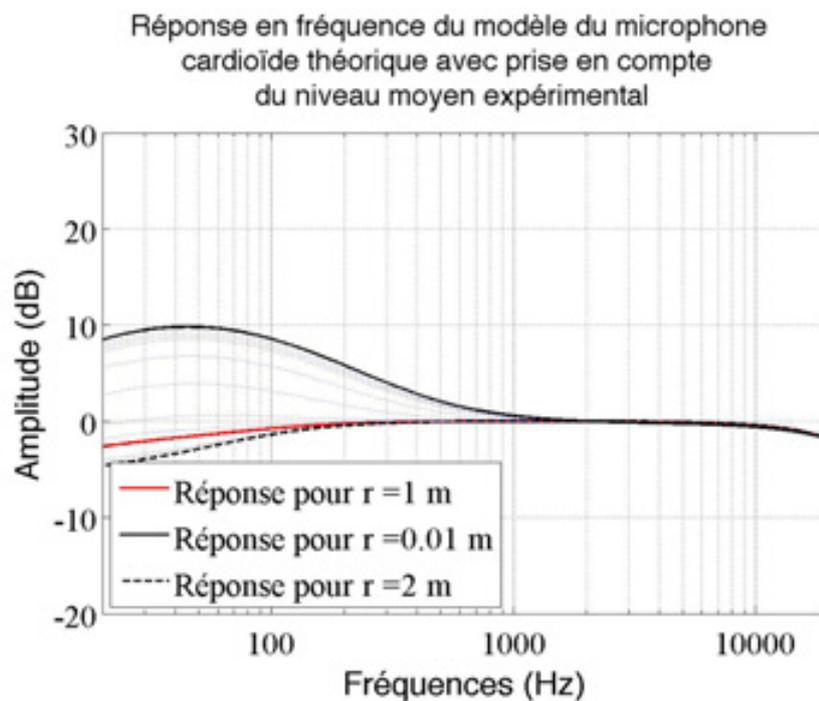


FIGURE 7.7 – Réponse en fréquence du modèle du microphone cardioïde en prenant compte du niveau moyen expérimental.

⁴Voir l'analyse des résultats expérimentaux de l'évolution de la balance spectrale pour le microphone cardioïde dans la section 6.3.

Intégration de la vitesse du son expérimentale

Enfin, on intègre les données expérimentales de la vitesse instantanée du son obtenues à partir du *temps de vol* dans le modèle de microphone. Les détails à propos de l'obtention de ces valeurs sont présentés dans le chapitre 4. On peut voir alors sur la figure 7.8 les courbes de réponse en fréquence pour plusieurs distances du modèle du microphone à gradient de pression amélioré grâce aux données expérimentales à la fois de la vitesse du son et du niveau moyen. On remarque par rapport à la figure précédente que l'apport de la vitesse du son expérimentale apporte au modèle une chute de niveau dans l'aigu qui devient significative à partir de 800 Hz (jusqu'à 4 dB d'atténuation à 10 kHz).

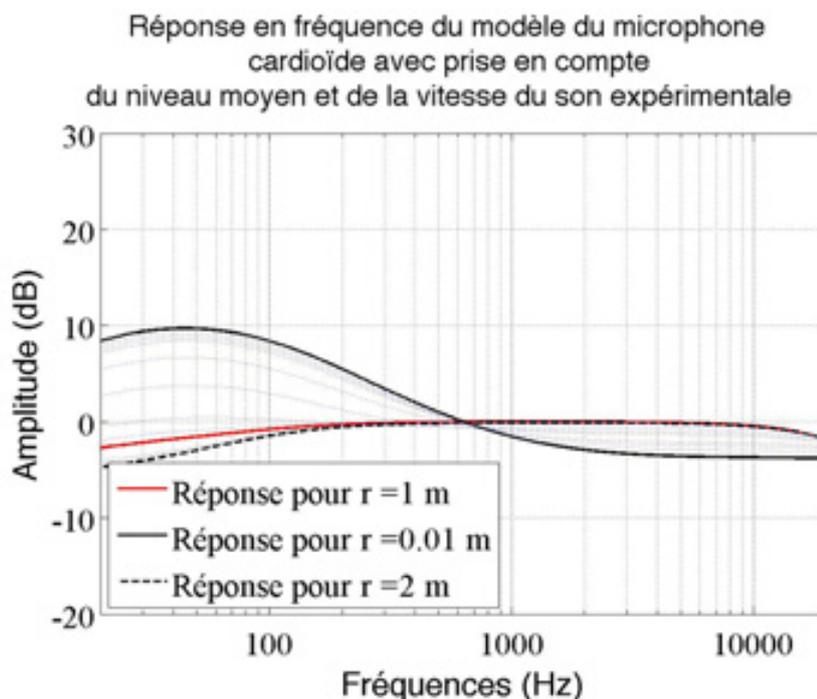


FIGURE 7.8 – Réponse en fréquence du modèle du microphone cardioïde en prenant compte du niveau moyen et de la vitesse du son expérimentale.

Ce phénomène s'explique très bien car la première fréquence d'annulation propre au filtrage de phase du microphone à gradient de pression est directement fonction du retard entre l'avant et l'arrière de la membrane. Ce retard est lui-même directement fonction de la vitesse du son. Donc, en augmentant la vitesse du son, on

décale la fréquence d'annulation du filtre en peigne vers une fréquence plus élevée. Ce décalage se traduit par une chute de niveau dans la bande passante du niveau comme on le voit représenté sur la figure 7.9.

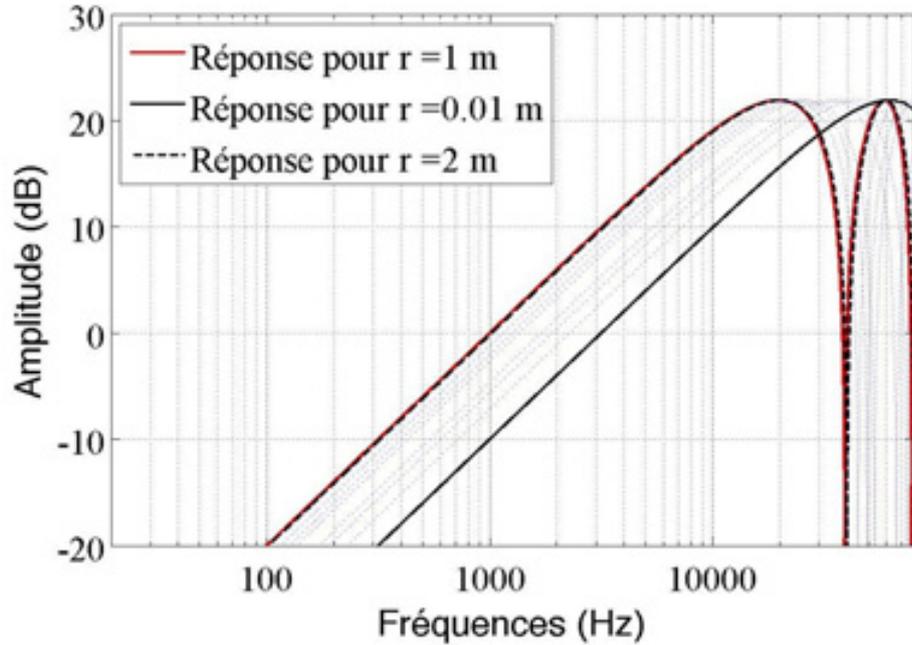


FIGURE 7.9 – Filtre de phase du microphone à gradient de pression en prenant compte de la vitesse expérimentale.

Comparaison du modèle avec la mesure

Afin d'avoir une représentation comparable avec la mise en forme des données expérimentales de l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance, on choisit de représenter les résultats de notre modèle sur trois dimensions (fréquences, distances et amplitude) avec un mode de représentation en relief visible sur la figure 7.10.

On voit clairement qu'intégrer les données expérimentales de l'évolution de la vitesse du son et du niveau moyen dans notre modèle permet d'obtenir des résultats de simulation beaucoup plus proches de ceux obtenus lors de l'expérimentation. En revanche, on voit sur ce modèle apparaître un phénomène qui ne ressort pas à la mesure, l'atténuation des graves qui se poursuit au-delà d'un mètre qui

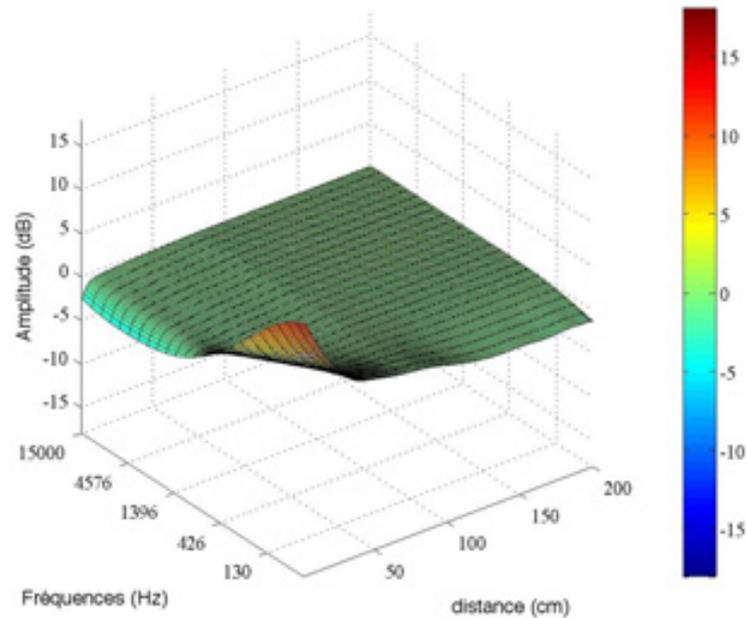


FIGURE 7.10 – Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du modèle de microphone cardioïde amélioré.

atteint les 3 dB d'atténuation à 2 m à 20 Hz. Il est la conséquence directe de la prise en compte de la mesure de la décroissance du niveau moyen. Ce phénomène présent dans la simulation et absent de la mesure est sans explication pour le moment.

Un indicateur concernant la vitesse du son expérimentale

Enfin, la modélisation améliorée avec les données expérimentales et sa comparaison avec les résultats de la mesure nous permet d'avoir une meilleure idée de l'évolution de la vitesse du son en fonction de la distance. En effet, à l'issue du traitement des données de la vitesse du son dans le chapitre 4 on a vu que selon l'algorithme utilisé pour obtenir la vitesse du son on avait des résultats très différents pour les distances inférieures à 40 cm, ce qui est certainement dû à des imprécisions sur la mesure de la distance. Par ailleurs, on remarque que l'ampleur de l'atténuation constatée dans les aigus n'est pas la même selon qu'on intègre dans le modèle du microphone la

vitesse du son obtenue à partir du premier⁵ ou à partir du second⁶ algorithme. On observe aussi que le résultat obtenu avec les données issues du second algorithme se rapproche plus des résultats expérimentaux de l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance que l'on observe sur la figure 6.8 dans la section 6.3. On peut voir sur la figure 7.11 l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance du modèle avec la vitesse du son issue de l'algorithme 1.

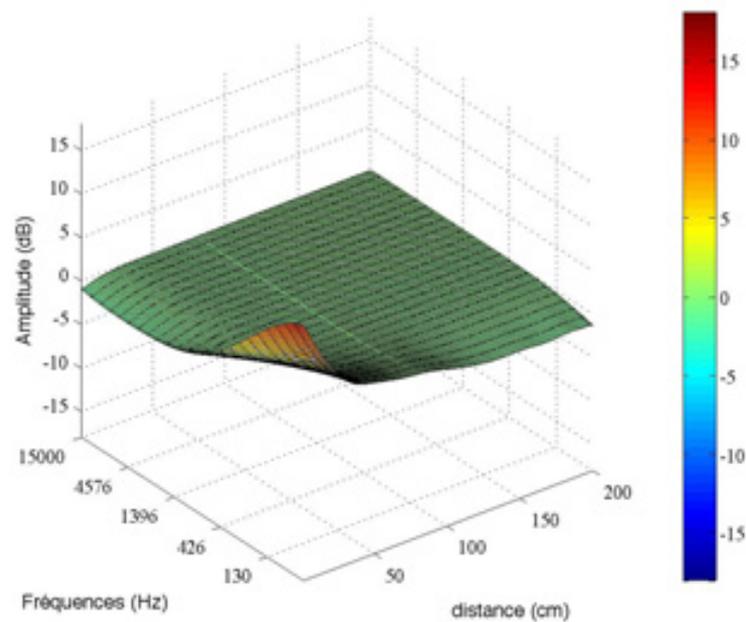


FIGURE 7.11 – Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du modèle de microphone cardioïde avec la vitesse du son expérimentale issue de l'algorithme 1.

La comparaison du modèle de microphone avec la mesure nous suggère que l'algorithme 2 semble plus pertinent, pour déterminer la vitesse du son expérimentale.

⁵Le premier algorithme consiste en une approximation linéaire des données de distance et de retard.

⁶Le second algorithme consiste en une approximation polynomiale des données de distance et de retard.

7.4 Proposition d'implémentation du modèle de microphone cardioïde

Dans cette section, on propose une implémentation du modèle de microphone à partir de celle proposée par Millot [4]. Celle-ci est une combinaison d'un microphone omnidirectionnel et d'un bi-directionnel ; en modulant leur importance dans le modèle au moyen du coefficient m , on peut obtenir toutes les directivités du microphone omnidirectionnel jusqu'au bi-directionnel en passant par la directivité cardioïde.

On représente le schéma de son implémentation sur la figure 7.12.

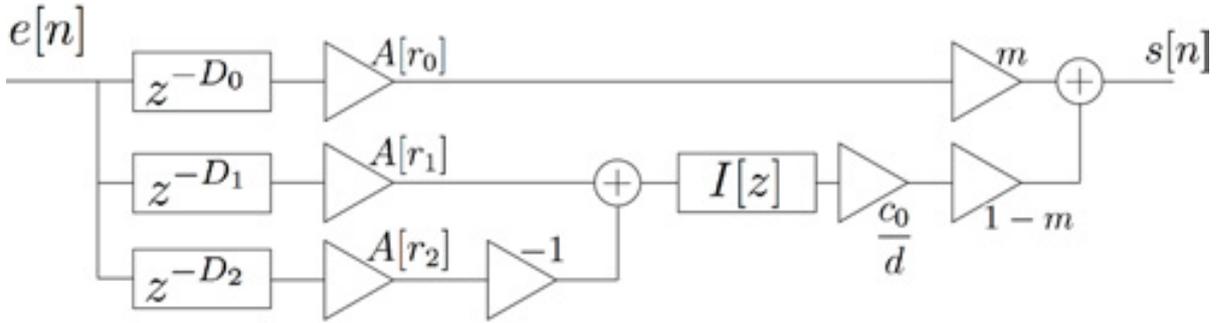


FIGURE 7.12 – Schéma d'implémentation du microphone cardioïde.

Dans ce schéma d'implémentation, $A[r]$ est un rapport de polynômes d'ordre N décrivant la décroissance du niveau moyen déduit à partir de nos mesures. On peut l'écrire de la manière suivante :

$$A[r] = \frac{a_0 + a_1.r + \dots + a_{N-1}.r^{N-1}}{b_0 + b_1.r + \dots + b_{N-1}.r^{N-1}}.$$

A titre indicatif, on a obtenu une approximation satisfaisante avec $N = 16$.

Toujours dans ce schéma, $I[z]$ correspond au filtre correctif du microphone à gradient de pression que l'on a décrit dans la section 6.1⁷. A partir de la fonction de transfert du filtre correctif, on peut déduire sa transformée en Z en utilisant l'approximation de la dérivée en numérique où $\frac{df}{dt}$ correspond à $F_s.(f[n] - f[n - 1])$.

⁷A titre de rappel, on avait défini ce filtre comme étant la combinaison de deux filtres du premier ordre, un passe-haut accordé à 20 Hz et un passe-bas accordé à 100 Hz.

On peut alors écrire le filtre correctif en numérique :

$$I[z] = \frac{\frac{F_s}{\omega_0} \cdot (1 - z^{-1})}{1 + F_s \cdot \left(\frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{\omega_1}\right) + \frac{F_s^2}{\omega_0 \cdot \omega_1} - \left(F_s \cdot \left(\frac{1}{\omega_0} + \frac{1}{\omega_1}\right) + \frac{2 \cdot F_s^2}{\omega_0 \cdot \omega_1}\right) \cdot z^{-1} + \frac{F_s^2}{\omega_0 \cdot \omega_1} \cdot z^{-2}}$$

Dans le chapitre 4, le calcul de la vitesse du son expérimental nécessitait d'avoir un signal sur-échantillonné au minimum à une fréquence de 192 kHz pour rendre compte de la vitesse mesurée. De même manière, cette simulation nécessite un signal sur-échantillonné au minimum à 192 kHz pour obtenir une approximation convenable de l'atténuation des fréquences aigües en proximité comme sur les courbes présentées dans la section 7.3. Sans sur-échantillonnage, on se retrouve confronté à des délais numériques d'une durée inférieure à l'échantillon. Cet aspect est réellement problématique pour une application temps réel. En effet, il est encore rare que les prises de son, notamment en concert, soient échantillonnées à une fréquence de 192 kHz. Les signaux sont le plus souvent échantillonnés à 44,1 kHz ou 48 kHz voire 88,2 kHz mais rarement au-delà. Pour faire bénéficier des apports du modèle, on devrait alors procéder à une SRC⁸, opération compliquée, voire impossible à réaliser en temps réel pour le moment.

⁸SRC (Sample Rate Conversion) est une opération de conversion de fréquence d'échantillonnage

7.5 Conclusion

Dans ce chapitre, on a utilisé les résultats expérimentaux obtenus dans les chapitres précédents (chapitres 4, 5 et 6) en vue de simuler l'éloignement propre au champ acoustique ainsi que le modèle du microphone à gradient de pression (cardioïde).

Dans un premier temps, on a fait deux propositions d'algorithmes permettant la simulation de l'éloignement. Les deux algorithmes génèrent des réponses impulsionnelles qu'il suffit de convoluer au signal que l'on souhaite avec n'importe quel moteur à convolution dans l'éditeur audio de notre choix. Les deux algorithmes diffèrent sur la méthode de génération de la réponse impulsionnelle.

Le premier algorithme utilise une déconvolution de Wiener. Celle-ci nous demande de faire l'hypothèse que les phénomènes mis en jeu sont linéaires, elle a aussi pour avantage de réduire la contribution du *buzz* électrique qui parasite nos mesures.

Le second algorithme génère la réponse impulsionnelle à partir d'un spectre issu de l'analyse IDS de la mesure. La description est synthétique (8 sous-bandes) mais elle a l'avantage d'être conçue pour correspondre à notre perception. Des tests d'écoutes futurs devraient nous éclairer sur la pertinence de cette méthode par rapport à une déconvolution FFT plus classique comme c'est le cas de la déconvolution de Wiener.

L'implémentation de ces algorithmes nécessite encore quelques ajustements. Pour l'algorithme qui s'appuie sur une déconvolution de Wiener, on récupère encore des artefacts dans le haut du spectre. On attribue ces artefacts au *buzz* électrique qui s'est ajouté dans nos mesures et qui devient de plus en plus problématique au fur et à mesure que la distance augmente.

Dans un second temps, le modèle du microphone à gradient de pression (cardioïde) a été amélioré grâce à l'intégration des résultats expérimentaux du niveau moyen et de la vitesse du son en fonction de la distance. Ce modèle nous permet de mieux comprendre l'implication de chacun des paramètres du son (évolution du niveau, vitesse) sur le spectre du microphone à gradient de pression. Il est aussi un

indicateur concernant le domaine de validité du modèle d'ondes sphériques (évolution du niveau) et du modèle ondulatoire en général (évolution de la vitesse du son).

Ensuite, on a fait une proposition d'implémentation logicielle de ce modèle. On a vu que la prise en compte de la vitesse expérimentale constituait un des aspects limitant de ce modèle pour une application temps réel. En effet, dans le modèle, le retard entre les deux côtés de la membrane est dépendant de la vitesse du son. Or, une vitesse de l'ordre de 800 m.s^{-1} en ultra-proximité induit un retard d'une valeur inférieure à l'échantillon pour une fréquence d'échantillonnage de 44,1 kHz. On doit alors procéder à une SRC⁹ qui est compliquée voire impossible à réaliser en temps réel.

⁹La SRC (Sample Rate Conversion) est une opération de conversion de fréquence d'échantillonnage du signal

Chapitre 8

Conclusion générale

Rappel des objectifs du mémoire

Le but du travail entrepris dans le cadre de ce mémoire était de proposer une simulation de l'éloignement d'une source sonore à partir de données expérimentales collectées par nos soins. Pour cela, nous avons étudié les effets consécutifs à l'éloignement de cette source. Nous avons ensuite confronté nos résultats expérimentaux aux prédictions des modèles mis à notre disposition. Ainsi, nous pouvons déterminer si une simulation peut être envisagée par une implémentation sur la base des modèles théoriques ou s'il est préférable de recourir à une implémentation uniquement à partir des résultats expérimentaux, dans le cas où une partie du phénomène est totalement absente des modèles étudiés.

Nous avons alors testé des solutions intégrant le produit de convolution, un outil mathématique très utilisé pour la simulation en audio (réverbération de lieux réels, réponse de haut-parleur, etc.). Cet outil fait l'hypothèse que les phénomènes mis en jeu sont linéaires.

En effet, la description classique des phénomènes acoustiques à partir du modèle ondulatoire est linéaire. Cependant, nous avons vu que l'approximation ondulatoire fonctionne loin des sources seulement. Dans le cas de notre étude, nous nous plaçons en proximité de la source, ce qui nous permet de douter du bien fondé d'utiliser l'approximation ondulatoire et de parler de phénomènes linéaires.

Pour cela, nous avons dû nous poser la question du domaine de validité de l'hypothèse ondulatoire selon trois critères :

- l'existence d'une vitesse de propagation c_0 constante ;
- l'atténuation géométrique en fonction de la distance ;
- l'existence d'un « front d'onde », c'est-à-dire que la fonction d'onde se déplace dans l'espace sans subir de modification spectrale.

Nous nous sommes aussi intéressés à la modélisation du microphone à gradient de pression de type cardioïde car l'interaction de son architecture avec les phénomènes acoustiques en proximité altère fortement sa réponse en fréquences.

Résultats obtenus

Nos mesures nous ont permis d'obtenir un certain nombre de résultats permettant de répondre partiellement ou totalement aux questions ci-dessus.

Tout d'abord, nous avons mis en évidence une augmentation de la vitesse du son en proximité pour un signal de type impulsion. Les résultats de l'évolution de la balance spectrale du microphone à gradient de pression en fonction de la distance nous laissent penser que l'on retrouve ce phénomène avec les stimuli musicaux mais qu'il est absent pour le bruit rose. Nous proposons alors une hypothèse faisant intervenir des écoulements fluides avec 3 phases successives (jet libre, turbulences, écoulement résiduel) lors des transitoires présents dans les extraits musicaux. La vitesse de ces écoulements correspondrait à la vitesse de propagation de la perturbation dans le fluide et serait à l'origine de l'accélération mesurée en proximité.

Par ailleurs, on a constaté que l'atténuation du niveau moyen en fonction de la distance s'écartait dans des proportions importantes des prédictions d'un modèle d'amplification relative pour des distances inférieures à 20 cm et que le modèle d'ondes planes échoue complètement à modéliser les évolutions du niveau moyen entre 0 et 2 m.

Puis, nous avons mis en évidence une évolution sensible de la balance spectrale en fonction de la distance pour le microphone à pression, microphone qui nous donne en principe accès au champ de pression acoustique sans déformation.

Ces résultats nous permettent de remettre en cause le modèle ondulatoire pour des distances à la source au moins inférieures à 20 cm voire 80 cm.

En parallèle, nous nous sommes attardé sur l'étude de l'« effet de proximité » du microphone à gradient de pression. Ce phénomène modifie de manière sensible la réponse en fréquence du microphone pour de courtes distances à la source.

D'abord, nous avons décrit le phénomène à partir du modèle d'ondes sphériques, puis nous l'avons confronté à nos résultats expérimentaux. Cette comparaison nous a donné un indice supplémentaire sur le domaine de validité du modèle ondulatoire, corroborant les résultats du chapitre 5 concernant l'évolution du niveau moyen.

Par la suite, nous avons entrepris d'améliorer le modèle grâce aux données expérimentales de niveau moyen et de vitesse du son. La prise en compte de ces paramètres nous permet de mettre en évidence un phénomène que l'on retrouve à la mesure mais qui n'est pas présent dans la littérature, à notre connaissance. Celui-ci correspond à une atténuation dans le haut du spectre qui devient significative à partir de 800 Hz, qui est directement lié à l'augmentation de la vitesse du son dans les 20 premiers centimètres mise en évidence dans le chapitre 4.

Concernant la simulation, les modèles mis à notre disposition ne permettent pas de prédire les modifications spectrales constatées à la mesure avec le microphone à pression. En revanche, le modèle du microphone cardioïde que nous avons présenté permet de décrire de façon convenable les phénomènes observés lors des mesures. Le modèle retenu ne s'appuie pas uniquement sur un modèle ondulatoire (insuffisant pour rendre compte des phénomènes observés) mais prend en considération les résultats expérimentaux de la vitesse du son et du niveau moyen.

Nous avons alors proposé deux implémentations logicielles différentes,

l'une s'appuyant uniquement sur les données expérimentales afin de rendre compte des modifications spectrales présentes dans le champ acoustique, l'autre permettant de simuler le microphone cardioïde à partir d'un modèle que nous avons amélioré.

Pour la simulation des modifications spectrales du champ acoustique, nous avons mis en œuvre deux algorithmes générant des réponses impulsionnelles que nous pouvons ensuite convoluer au signal souhaité.

Le premier algorithme génère la réponse impulsionnelle en opérant une déconvolution par FFT entre deux mesures. Le second algorithme génère la réponse impulsionnelle à partir d'un spectre en amplitude issus des profils IDS des mesures. Ces deux algorithmes demandent encore quelques ajustements afin de pouvoir juger de leur pertinence sur la capacité à simuler les phénomènes observés.

Perspectives

Concernant l'évolution de la vitesse du son en fonction de la distance, il nous manque encore des résultats quantitatifs fiables. Pour cela, nous pourrions revoir le banc de mesure dans le but qu'il intègre moins d'erreur sur la mesure de la distance. Au vu de nos résultats, nous pouvons penser que les variations de vitesse du son en proximité dépendent de l'excitation employée. Nous pouvons alors envisager de reproduire l'expérience avec des stimuli de nature différente (clic, sinusoïde, ou même extraits musicaux). Certains éléments nous font aussi penser que le diamètre de la source peut avoir une influence sur la distance pour laquelle se stabilise la vitesse du son. Nous pourrions reprendre les mesures avec des haut-parleurs de différentes tailles.

Nous pourrions aussi étendre l'étude du modèle du microphone à gradient de pression cardioïde à son comportement hors axe. Ceci nous permettrait de simuler non plus une prise de son d'une source seule, mais une prise de son d'une scène sonore complexe.

Bibliographie

- [1] Mélanie Plais. *A la recherche de la prise de son invisible*. Mémoire de Master de l'ENS Louis-Lumière, 2012.
- [2] Antonio Fischetti. *Initiation à l'acoustique, cours et exercice*. Belin, 2003.
- [3] John Eargle. *The Microphone Book*. Focal Press, 2004.
- [4] Laurent Millot. *Cours sur la modélisation des microphones*. ENS Louis-Lumière, 2015.
- [5] Antoine Chaigne. *Ondes acoustiques*. Editions de l'école polytechnique, 2011.
- [6] APG. *site web*. <http://www.apg.tm.fr/>.
- [7] Mario Rossi. *Audio*. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2007.
- [8] Johan Lescure. *Simulation temps réel de prise de son multicanale*. Mémoire de Master de l'ENS Louis-Lumière, 2011.
- [9] L. Millot, M. Lopes, M. Elliq, G. Pelé, and D. Lambert. *Revisiting proximity effect using broadband signals, convention paper 7106*. Audio Engineering Society, 122nd Convention, 2007.
- [10] Johannes Brahms. *No.3 F-dur - Allegretto, Ungarischen Tänze*. Deutsche Grammophon, 2008.
- [11] The Gonzalo Bergara Quartet. *Invierno Junio, Walking Home*, 2012.
- [12] Ahmad Jamal. *One, One*. The 20th Century Fox, 1978.

- [13] Rammstein. *Rosenrot, Rosenrot*. Universal, 2005.
- [14] Emile Leipp. *L'intégrateur de densité spectrale IDS et ses applications*. 1977. Université de Paris VI.
- [15] L. Demany G. Sorin M.C. Botte, G. Canévet. *Psychoacoustique et perception auditive*. INSERM/SFA/CNET, 1989.
- [16] M. Bellanger. *Traitement numérique du signal - 9e éd.* Sciences de l'ingénieur. Dunod, 2012.
- [17] L. Millot and G. Pelé. *An objective and subjective alternative audio sounds and scenes analysis : the IDS*. ISMA, 2007.
- [18] Laurent Millot. *Some clues to build a sound analysis relevant to hearing, convention paper 6041*. Audio Engineering Society, 116th Convention, 2004.
- [19] H. Fastl E. Zwicker. *Psychoacoustics : Facts and Models*. Springer Verlag, 1990.
- [20] L. Millot, G. Pelé, and M. Elliq. *Using perceptive subbands analysis to perform audio scenes cartography, convention paper 6340*. Audio Engineering Society, 118th Convention, 2005.
- [21] Laurent Millot. *Cours d'acoustique*. ENS Louis-Lumière, 2015.
- [22] Pascal Spitz. *Cours de prise de son multi-microphonique*. ENS Louis-Lumière, 2015.

Table des figures

2.1	Courbe de réponse en fréquence de l'enceinte.	8
2.2	Dispositif de mesure de l'enceinte à l'ENS Louis-Lumière.	8
2.3	Structure adoptée pour la mise en forme d'un stimulus.	13
2.4	Photographie du banc de mesure dans la chambre semi-anéchoïque. . .	15
2.5	Schéma du banc de mesure.	16
2.6	Répartition des points de mesures sur la distance totale.	17
2.7	Interface du patch Pure Data utilisé pour l'acquisition.	18
3.1	Profil IDS du bruit rose avec le découpage de Leipp étendu.	26
3.2	Profil IDS de One avec le découpage de Leipp étendu.	28
3.3	Profil IDS de One avec le découpage SABRE.	29
4.1	Description de l'algorithme 1.	37
4.2	Courbe de la vitesse instantanée déterminée par l'algorithme 1.	38
4.3	Description de l'algorithme 2.	39
4.4	Courbe de la vitesse instantanée déterminée par l'algorithme 2.	40
4.5	Courbe de la vitesse maximale déterminée par l'algorithme 1.	42
4.6	Courbe de la vitesse minimale déterminée par l'algorithme 1.	42
4.7	Courbe de la vitesse maximale déterminée par l'algorithme 2.	43
4.8	Courbe de la vitesse minimale déterminée par l'algorithme 2.	44
5.1	Niveau moyen expérimentale et théorique en fonction de la distance pour One, distance de référence 1 cm.	51

5.2	Niveau moyen expérimentale et théorique en fonction de la distance pour One, distance de référence 200 cm.	52
5.3	Evolution de la balance spectrale pour One et le bruit rose.	53
5.4	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour One pour deux autres niveaux de diffusion, distance de référence 200 cm.	54
5.5	Niveau moyen et profil IDS pour Brahms.	55
5.6	Niveau moyen et profil IDS pour le bruit rose.	56
5.7	Niveau moyen et profil IDS pour Junio.	56
5.8	Niveau moyen et profil IDS pour One.	57
5.9	Niveau moyen et profil IDS pour Rosenrot.	57
6.1	Filtrage de phase du microphone à gradient de pression.	64
6.2	Réponse en fréquence du microphone à gradient de pression en sortie de capsule en fonction de la distance.	67
6.3	Réponse en fréquence du microphone à gradient de pression avec correction en fonction de la distance.	68
6.4	Diagramme polaire des directivités omnidirectionnelle, bi-directionnelle et cardioïde.	69
6.5	Courbe de réponse du modèle du microphone cardioïde théorique pour différentes distances.	70
6.6	Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du microphone de mesure pour One (analyse IDS).	72
6.7	Evolution de la balance spectrale pour One pour les deux autres niveaux de diffusion.	74
6.8	Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du microphone cardioïde pour One (analyse IDS).	76
6.9	Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du microphone cardioïde pour le bruit rose (analyse IDS).	77
7.1	Capture d'écran du moteur de convolution Space Designer dans l'éditeur audio Logic Pro 9.	82

7.2	Spectre d'amplitude du buzz électrique bruitant les mesures.	84
7.3	Synoptique de l'algorithme de génération de réponse impulsionnelle à partir de profil IDS.	85
7.4	Profil IDS de One à 1 m et son spectre interpolé.	86
7.5	Spectre en amplitude d'un signal et de son symétrique.	87
7.6	Réponse en fréquence du modèle du microphone cardioïde théorique.	89
7.7	Réponse en fréquence du modèle du microphone cardioïde en prenant compte du niveau moyen expérimental.	91
7.8	Réponse en fréquence du modèle du microphone cardioïde en prenant compte du niveau moyen et de la vitesse du son expérimentale.	92
7.9	Filtre de phase du microphone à gradient de pression en prenant compte de la vitesse expérimentale.	93
7.10	Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du modèle de microphone cardioïde amélioré.	94
7.11	Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance du modèle de microphone cardioïde avec la vitesse du son expérimentale issue de l'algorithme 1.	95
7.12	Schéma d'implémentation du microphone cardioïde.	96
D.1	Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour Brahms.	124
D.2	Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour Junio.	125
D.3	Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour One.	125
D.4	Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour Rosenrot.	126
D.5	Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour le bruit rose.	126
E.1	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Brahms diffusé à 80 dB.	128
E.2	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Brahms pour les deux autres niveaux de diffusion	129
E.3	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Junio diffusé à 80 dB.	130

E.4	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Junio pour les deux autres niveaux de diffusion	131
E.5	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour One diffusé à 80 dB.	132
E.6	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour One pour les deux autres niveaux de diffusion	133
E.7	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Rosenrot diffusé à 80 dB.	134
E.8	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Rosenrot pour les deux autres niveaux de diffusion	135
E.9	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 80 dB.	136
E.10	Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour le bruit rose pour les deux autres niveaux de diffusion	137
F.1	Evolution de la balance spectrale pour Brahms pour un niveau de diffusion de 80 dB.	139
F.2	Evolution de la balance spectrale pour Brahms pour les deux autres niveaux de diffusion.	140
F.3	Evolution de la balance spectrale pour Junio pour un niveau de diffusion de 80 dB.	141
F.4	Evolution de la balance spectrale pour Junio pour les deux autres niveaux de diffusion.	142
F.5	Evolution de la balance spectrale pour One pour un niveau de diffusion de 80 dB.	143
F.6	Evolution de la balance spectrale pour One pour les deux autres niveaux de diffusion.	144
F.7	Evolution de la balance spectrale pour Rosenrot pour un niveau de diffusion de 80 dB.	145

F.8	Evolution de la balance spectrale pour Rosenrot pour les deux autres niveaux de diffusion.	146
F.9	Evolution de la balance spectrale pour le bruit rose pour un niveau de diffusion de 80 dB.	147
F.10	Evolution de la balance spectrale pour le bruit rose pour les deux autres niveaux de diffusion.	148
G.1	Evolution de la balance spectrale pour Brahms pour un niveau de diffusion de 80 dB.	150
G.2	Evolution de la balance spectrale pour Brahms pour les deux autres niveaux de diffusion.	151
G.3	Evolution de la balance spectrale pour Junio pour un niveau de diffusion de 80 dB.	152
G.4	Evolution de la balance spectrale pour Junio pour les deux autres niveaux de diffusion.	153
G.5	Evolution de la balance spectrale pour One pour un niveau de diffusion de 80 dB.	154
G.6	Evolution de la balance spectrale pour One pour les deux autres niveaux de diffusion.	155
G.7	Evolution de la balance spectrale pour Rosenrot pour un niveau de diffusion de 80 dB.	156
G.8	Evolution de la balance spectrale pour Rosenrot pour les deux autres niveaux de diffusion.	157
G.9	Evolution de la balance spectrale pour le bruit rose pour un niveau de diffusion de 80 dB.	158
G.10	Evolution de la balance spectrale pour le bruit rose pour les deux autres niveaux de diffusion.	159

Liste des tableaux

2.1	Table des positions exactes testées.	17
3.1	Découpage de Leipp détaillé.	27
3.2	Sous-bandes ajoutées au découpage de Leipp pour former le découpage de Leipp étendu	27
3.3	Détail du découpage en 24 bandes-critiques de Zwicker.	30

Annexe A

Spécification du haut-parleur Beyma 8WOOFER/V P2

KEY FEATURES

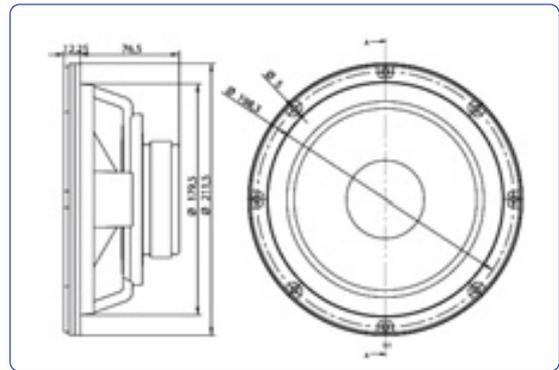
- 50 w RMS power handling.
- Sensitivity: 90 dB @ 1w @ 1m.
- 1" voice coil.
- Extended controlled displacement: $X_{max} \pm 6$ mm
- Low frequency driver



TECHNICAL SPECIFICATIONS

Nominal diameter	200mm. 8 in.
Rated impedance	8 ohms
Minimum impedance	8.3 ohms
Power capacity*	50 w RMS
Program power	100 w
Sensitivity	90 dB 2.83v @ 1m @ 2π
Frequency range	30 - 6500 Hz
Maximum Recom. Frequency	200 Hz
Recom. enclosure vol.	20 / 50 l 0.7 / 1.77 ft. ³
Voice coil diameter	25.8 mm. 1 in.
Magnetic assembly weight	1 kg. 2.2 lb.
BL factor	7.0 N / A
Moving mass	0.02 kg.
Voice coil length	15 mm
Air gap height	6 mm
X damage (peak to peak)	20 mm

DIMENSION DRAWINGS



THIELE-SMALL PARAMETERS**

Resonant frequency, f_s	35 Hz
D.C. Voice coil resistance, R_e	5.8 ohms
Mechanical Quality Factor, Q_{ms}	2.72
Electrical Quality Factor, Q_{es}	0.62
Total Quality Factor, Q_{ts}	0.50
Equivalent Air Volume to C_{ms} , V_{as}	59 l
Mechanical Compliance, C_{ms}	858.3 μ m / N
Mechanical Resistance, R_{ms}	1.95 kg / s
Efficiency, η_0 (%)	0.39
Effective Surface Area, S_d (m ²)	0.022 m ²
Maximum Displacement, X_{max} ***	4.5 mm
Displacement Volume, V_d	100 cm ³
Voice Coil Inductance, L_e @ 1 kHz	0.9 mH

MOUNTING INFORMATION

Overall diameter	211.5 mm. 8 in.
Bolt circle diameter	198.3 mm. 7.8 in.
Baffle cutout diameter:	
- Front mount	179.5 mm. 7.06 in.
- Rear mount	182.5 mm. 7.44 in.
Depth	88.75 mm. 3.49 in.
Volume displaced by driver	1.5 l. 0.056 ft. ³
Net weight	1.3 kg. 2.93 lb.
Shipping weight	1.5 kg. 3.37 lb.

Notes:

*The power capacity is determined according to AES2-1984 (r2003) standard. Program power is defined as the transducer's ability to handle normal music program material.

**T-S parameters are measured after an exercise period using a preconditioning power test. The measurements are carried out with a velocity-current laser transducer and will reflect the long term parameters (once the loudspeaker has been working for a short period of time).

***The X_{max} is calculated as $(L_{vc} - Hag)/2 + Hag/3.5$, where L_{vc} is the voice coil length and Hag is the air gap height.

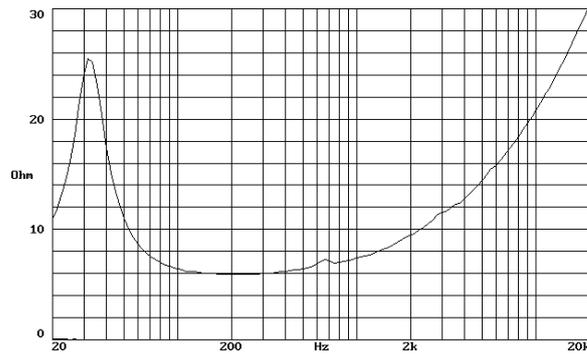
beyma **}}**

PROFESSIONAL LOUDSPEAKERS
www.beyma.com

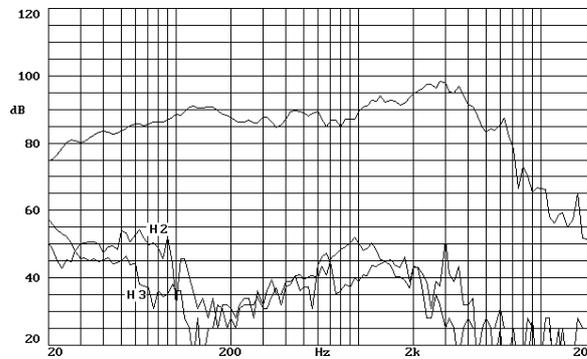
8WOOFER/P-V2

LOW FREQUENCY TRANSDUCER

FREE AIR IMPEDANCE CURVE



FREQUENCY RESPONSE AND DISTORTION



Note: on axis frequency response measured with loudspeaker standing on infinite baffle in anechoic chamber, 1w @ 1m.

beyma **}}**

Polígono Industrial Moncada II · C/. Pont Sec, 1c · 46113 MONCADA - Valencia (Spain)
· Tel. (34) 96 130 13 75 · Fax (34) 96 130 15 07 · <http://www.beyma.com> · E-mail: beyma@beyma.com ·

Annexe B

Spécification du microphone cardioïde ATM450

ATM450 SPECIFICATIONS†

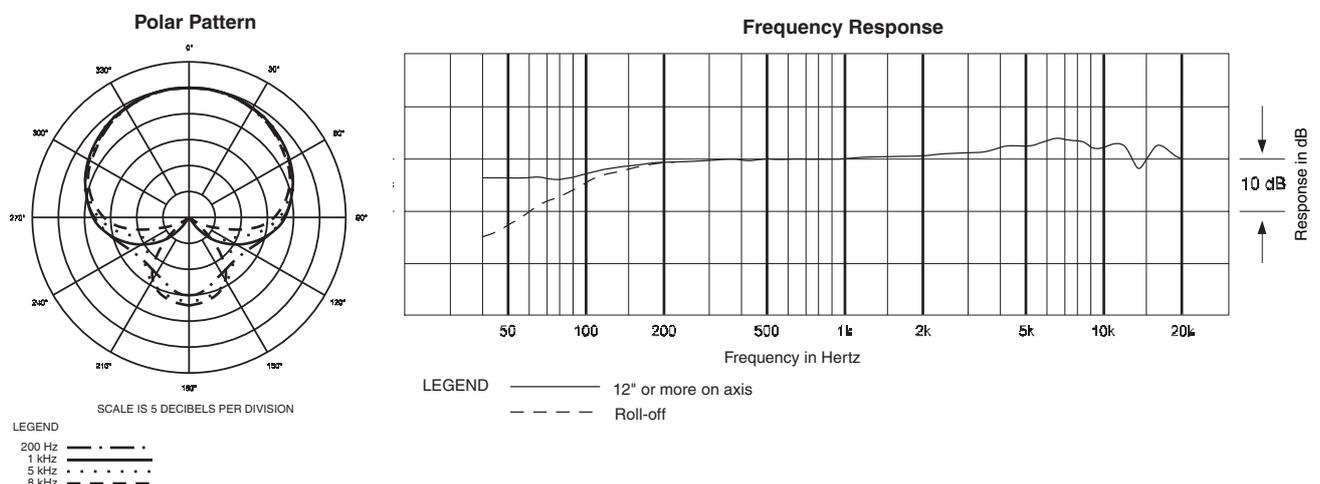
ELEMENT	Fixed-charge back plate permanently polarized condenser
POLAR PATTERN	Cardioid
FREQUENCY RESPONSE	40-20,000 Hz
LOW FREQUENCY ROLL-OFF	80 Hz, 18 dB/octave
OPEN CIRCUIT SENSITIVITY	-41 dB (8.9 mV) re 1V at 1 Pa*
IMPEDANCE	200 ohms
MAXIMUM INPUT SOUND LEVEL	152 dB SPL, 1 kHz at 1% T.H.D.
DYNAMIC RANGE (typical)	127 dB, 1 kHz at Max SPL
SIGNAL-TO-NOISE RATIO ¹	69 dB, 1 kHz at 1 Pa*
PHANTOM POWER REQUIREMENTS	11-52V DC, 3.5 mA typical
SWITCHES	Flat, roll-off; 10 dB pad
WEIGHT	98 g (3.5 oz)
DIMENSIONS	126.9 mm (5.00") long, 21.0 mm (0.83") diameter
OUTPUT CONNECTOR	Integral 3-pin XLRM-type
ACCESSORIES FURNISHED	AT8471 isolation clamp for 5/8"-27 threaded stands; 5/8"-27 to 3/8"-16 threaded adapter; windscreen; soft protective pouch

†In the interest of standards development, A.T.U.S. offers full details on its test methods to other industry professionals on request.

*1 Pascal = 10 dynes/cm² = 10 microbars = 94 dB SPL

¹ Typical, A-weighted, using Audio Precision System One.

Specifications are subject to change without notice.



Annexe C

Spécification du microphone à pression NTi Audio 2211

Technical Data Measurement Microphones

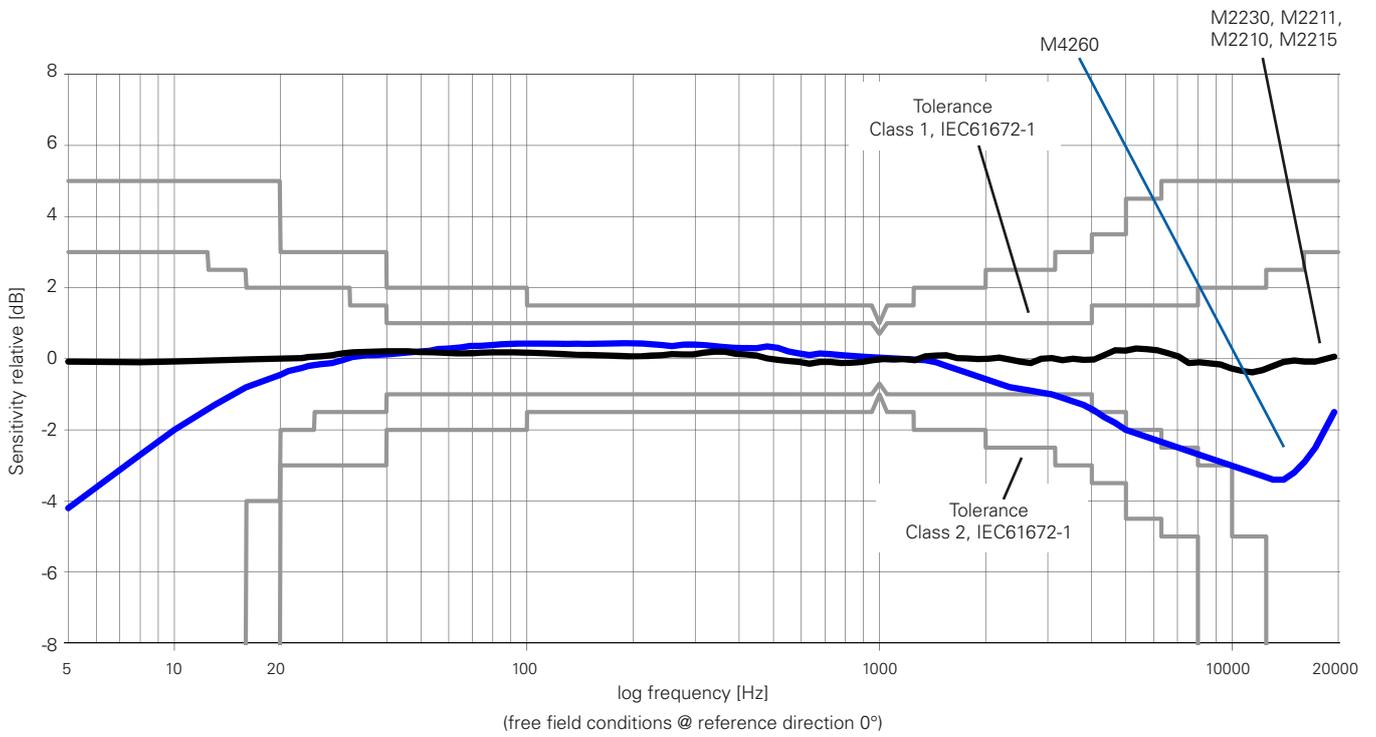
	M2230 Class 1 Certified	M2230-WP Class 1 Outdoor Microphone (M2230+WP30)	M2211 Frequency Response Class 1	M2215 High SPL Frequency Response Class 1	M4260 Class 2
Microphone Type	Omnidirectional, pre-polarized condenser, free field microphone				
Classification according IEC 61672 and ANSI S1.4	Class 1 / Type 1 Certified	Class 1 / Type 1	Frequency Response Class 1 / Type 1		Class 2 / Type 2
Capsule / Transducer	1/2" detachable with 60UNS2 thread, type WS2F according IEC 61094-4				1/4" permanently installed
PreAmplifier Type	MA220				-
Flatness tolerance bands typical	±1 dB @ 5 Hz - 20 Hz ±1 dB @ >20 Hz - 4 kHz ±1.5 dB @ >4 kHz - 10 kHz ±2 dB @ >10 kHz - 16 kHz ±3 dB @ >16 kHz - 20 kHz				+1/-4.5 dB @ 5 Hz - 20 Hz ±1.5 dB @ >20 Hz - 4 kHz ±3 dB @ >4 kHz - 10 kHz ±4.5 dB @ >10 kHz - 16 kHz ±5 dB @ >16 kHz - 20 kHz
Frequency Range	5 Hz - 20 kHz				
Residual Noise Floor typical	16 dB(A)		21 dB(A)	25 dB(A)	29 dB(A)
Maximum SPL @ THD 3%, 1 kHz	139 dBSPL		144 dBSPL	153 dBSPL	144 dBSPL
Sensitivity typical @ 1 kHz	-27.5 dBV/Pa ±2 dB (42 mV/Pa)		-34 dBV/Pa ±3 dB (20 mV/Pa)	-42 dBV/Pa ±3 dB (8 mV/Pa)	-31.7 dBV/Pa ±3 dB (26 mV/Pa)
Temperature Coefficient	< -0.01 dB / °C		< ±0.015 dB / °C		< ±0.02 dB / °C

Specifications



	M2230 Class 1 Certified	M2230-WP Class 1 Outdoor Microphone (M2230+WP30)	M2211 Frequency Response Class 1	M2215 High SPL Frequency Response Class 1	M4260 Class 2
Temperature Range	-10°C to +50°C (14°F to 122°F)				0°C to +40°C (32°F to 104°F)
Pressure Coefficient	-0.005 dB / kPa		-0.02 dB / kPa		-0.04 dB / kPa
Influence of Humidity (non-condensing)	< ±0.05 dB				< ±0.4 dB
Humidity	5% to 90% RH, non-condensing				
Long Term Stability	> 250 years / dB				-
Electronic Data Sheet	NTi Audio ASD in accordance with IEEE P1451.4 V1.0, Class 2, Template 27				
Output Impedance	100 Ohm balanced				
Power Supply	48 VDC phantom power, 3 mA typical				
Connector	Balanced 3-pole XLR				
Diameter Dimensions	20.5 mm (0.8")	36 mm (1.4")	20.5 mm (0.8")		
Length Dimensions	154 mm (6.1")	378 mm (14.9")	150 mm (5.9")		
Weight	100 g, 3.53 oz	430 g, 15.17 oz	100 g, 3.53 oz		83 g, 2.93 oz
Environmental protection	IP51	IP54 in vertical position	IP51		
NTi Audio #	600 040 050	600 040 055	600 040 022	600 040 045	600 040 025

Typical Frequency Response of Measurement Microphones



Free Field - Pressure Field
Correction Factors

Nominal Frequency [Hz]	M2230 Microphone [dB]	M2211 Microphone [dB]	M2215 Microphone [dB]
50	0.0	0.0	0.0
63	0.0	0.0	0.0
80	0.0	0.0	0.0
100	0.0	0.0	0.0
125	0.0	0.0	0.0
160	0.0	0.0	0.0
200	0.0	0.0	0.0
250	0.0	0.0	0.0
315	0.0	0.0	0.0
400	0.0	0.0	0.0
500	0.0	0.1	0.0
630	0.0	0.1	0.0
800	0.1	0.1	0.0
1000	0.2	0.1	0.0
1250	0.3	0.3	0.0
1600	0.4	0.5	0.1
2000	0.5	0.6	0.2
2500	0.6	0.7	0.6
3150	0.8	1.1	0.7
4000	1.0	1.7	1.2
5000	1.5	2.2	2.1
6300	2.2	3.3	3.0
8000	3.3	4.2	3.9
10000	4.6	5.4	3.7
12500	6.5	7.3	6.7
16000	8.0	9.2	9.0
20000	9.0	11.0	10.6

Diffuse Field Correction Factors

Nominal Frequency [Hz]	M2230 Microphone [dB]
50 63 80	0.0 0.0 0.0
100 125 160	0.0 0.0 0.0
200 250 315	0.0 0.0 0.0
400 500 630	0.0 0.0 0.0
800 1000 1250	0.1 0.1 0.1
1600 2000 2500	0.2 0.4 0.5
3150 4000 5000	0.5 1.1 1.7
6300 8000 10000	1.9 2.6 3.3
12500 16000 20000	4.8 6.1 8.9

Technical Data PreAmplifier

	MA220 PreAmplifier
Microphone PreAmplifier	Compatible with 1/2" microphone capsules type WS2F in accordance with IEC61094-4
Frequency Range	4 Hz - 100 kHz
Residual Noise Floor typical	1.6 μ V(A) at C _{in} 18pF \pm 12 dBA @ 20 mV/Pa
Frequency Response Flatness	\pm 0.2 dB
Phase Linearity	< 1° @ 20 Hz - 20 kHz
Maximum Output Voltage	21 V _{pp} \pm 7.4 V _{rms} \pm 145 dB SPL @ 20 mV/Pa, THD 3%, 1 kHz
Electronic Data Sheet	<ul style="list-style-type: none"> • Containing user calibration data • Default factory sensitivity = 4.9 V/Pa • Read/write by XL2 Audio and Acoustic Analyzer • NTi Audio ASD in accordance with IEEE P1451.4 V1.0, Class 2, Template 27
Impedance	Input: 20 GOhm // 0.26 pF, Output: 100 Ohm balanced
Power Supply	48 VDC phantom power, 3 mA typical
Attenuation	< 0.17 dB (Rphantom 2x 6.8 kOhm)
Connector	Balanced 3-pole XLR
Thread for Capsule	60 UNS2
Weight	90 g, 3.17 oz
Dimensions	Length 142.5 mm (5.6"), diameter 20.5 mm (0.8")
Temperature Range	-10°C to +50°C (14°F to 122°F)
Humidity	5% to 90% RH, non-condensing
NTi Audio #	600 040 040

The product specifications may vary based on the mounted microphone capsule type.

Annexe D

Profils IDS du corpus des stimuli

Dans cette annexe se trouve les profils IDS avec le découpage de Leipp étendu du corpus des stimuli utilisé (à l'exception du « sweep ») lors de nos mesures.

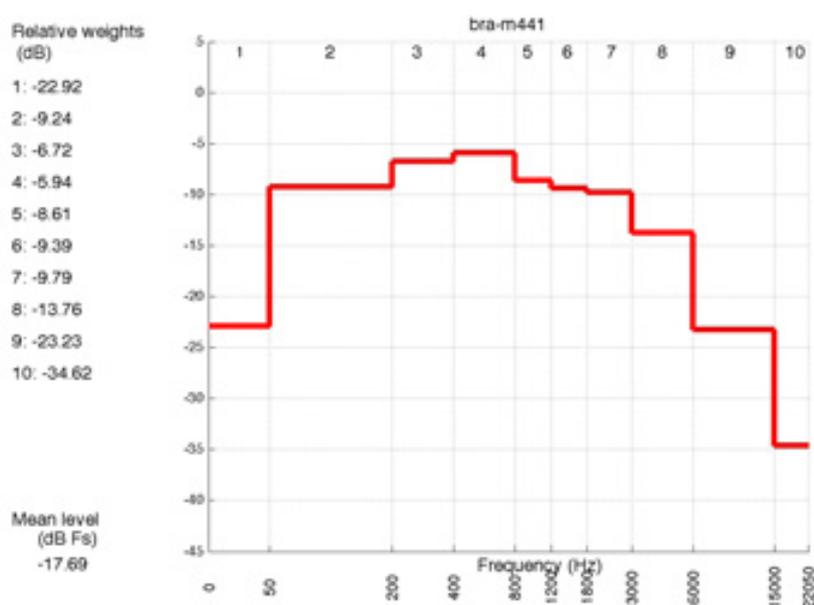


FIGURE D.1 – Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour Brahms.

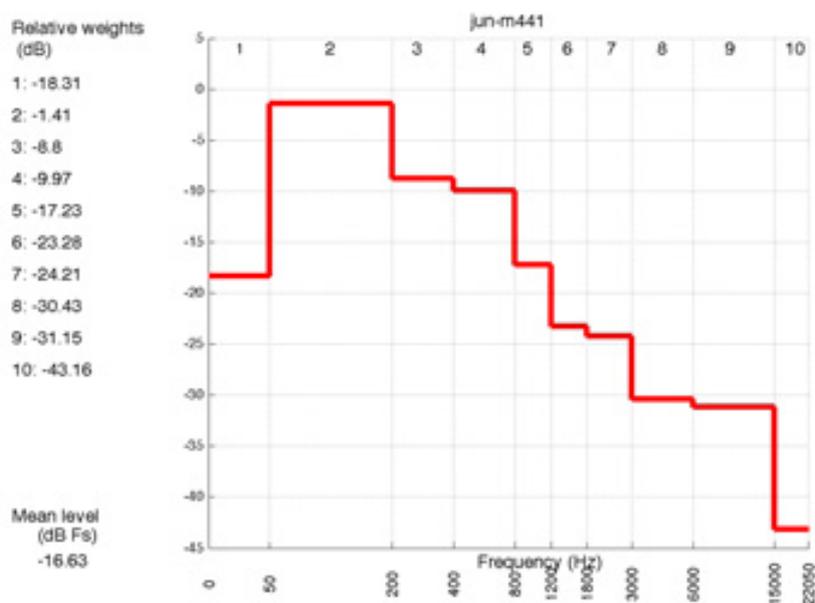


FIGURE D.2 – Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour Junio.

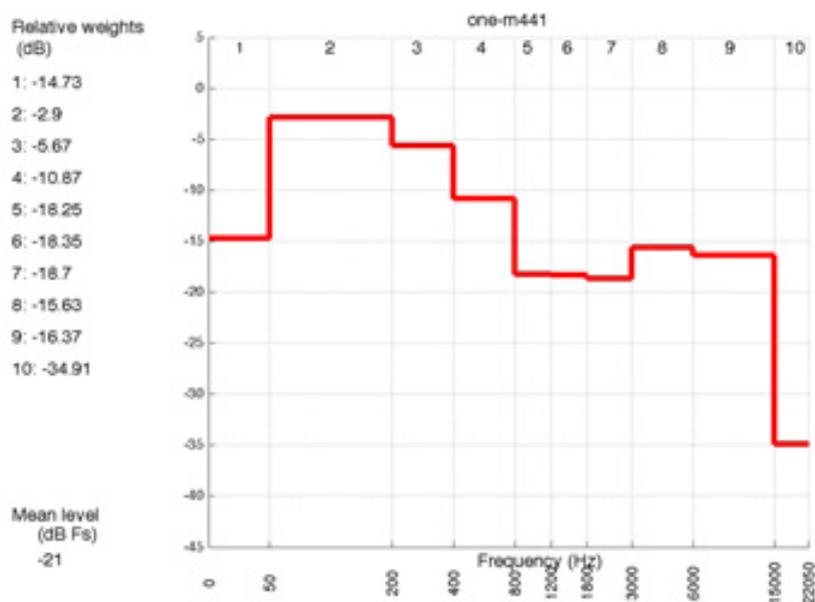


FIGURE D.3 – Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour One.

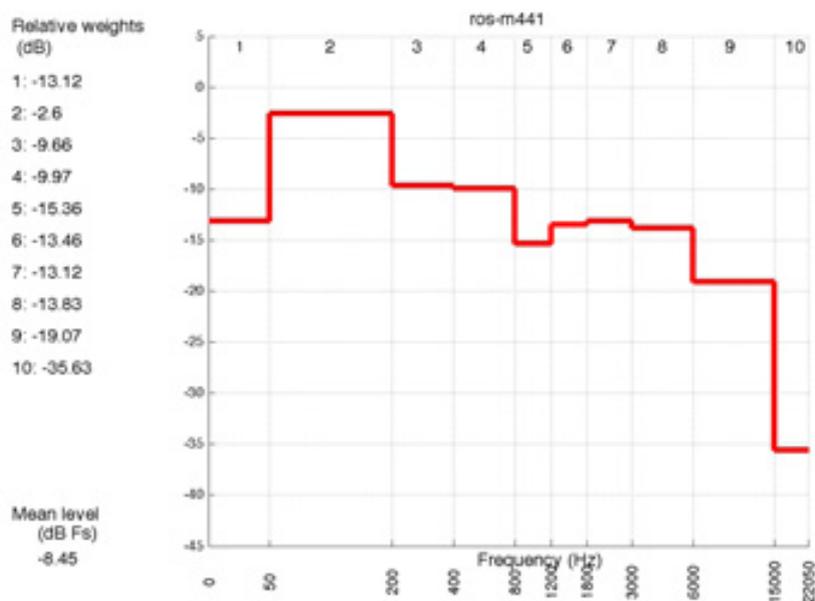


FIGURE D.4 – Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour Rosenrot.

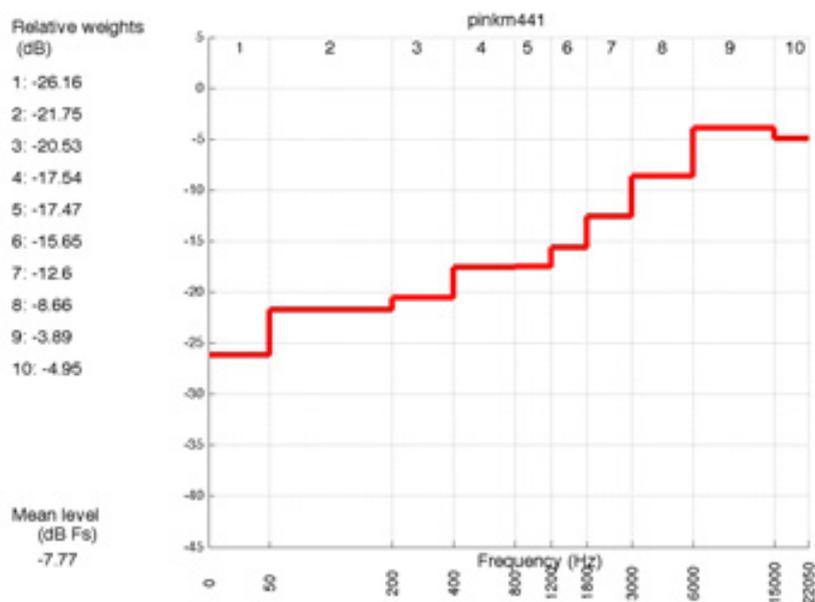


FIGURE D.5 – Profil IDS avec le découpage Leipp étendu pour le bruit rose.

Annexe E

Courbes de décroissance du niveau moyen en fonction de la distance

Dans cette annexe se trouve les courbes représentant l'évolution du niveau moyen en fonction de la distance pour chacun des stimuli. On les compare à la courbe correspondant au modèle d'amplification relative. Toutes les courbes représentées dans cette annexe ont été obtenues à partir des mesures réalisées avec le microphone omnidirectionnel.

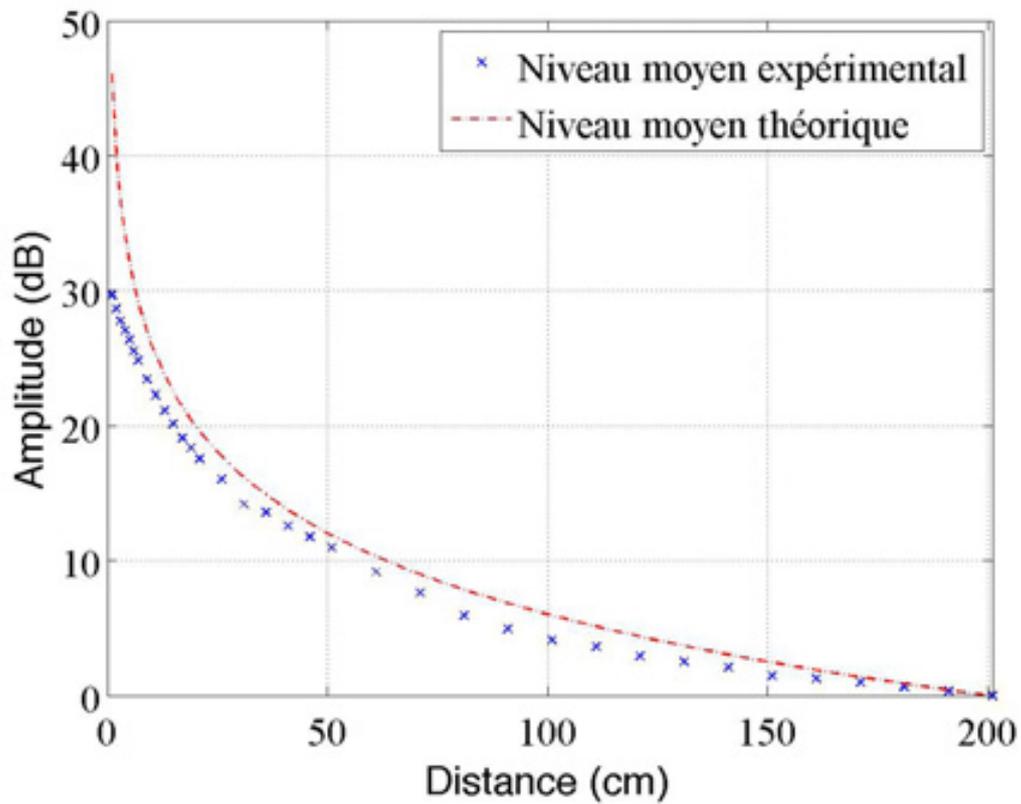
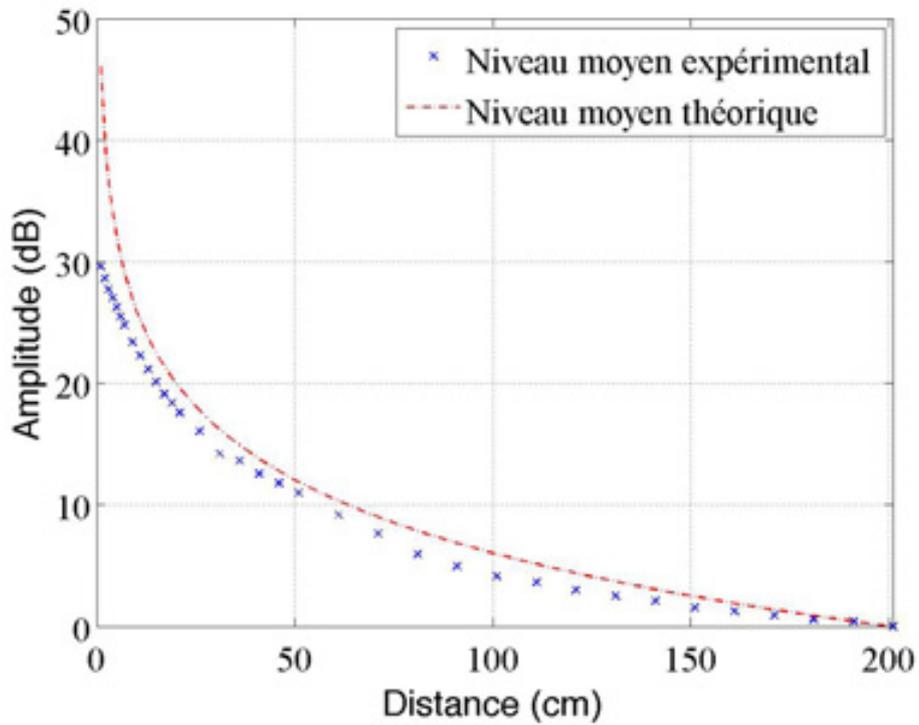
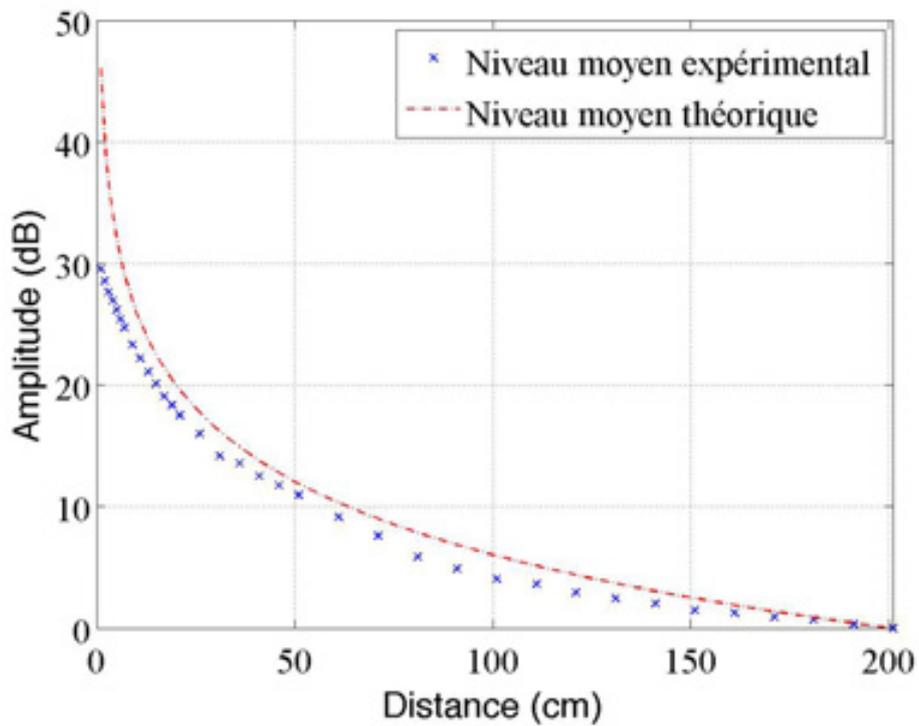


FIGURE E.1 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Brahms diffusé à 80 dB.



(a) à 75 dB.



(b) à 70 dB.

FIGURE E.2 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Brahms pour les deux autres niveaux de diffusion

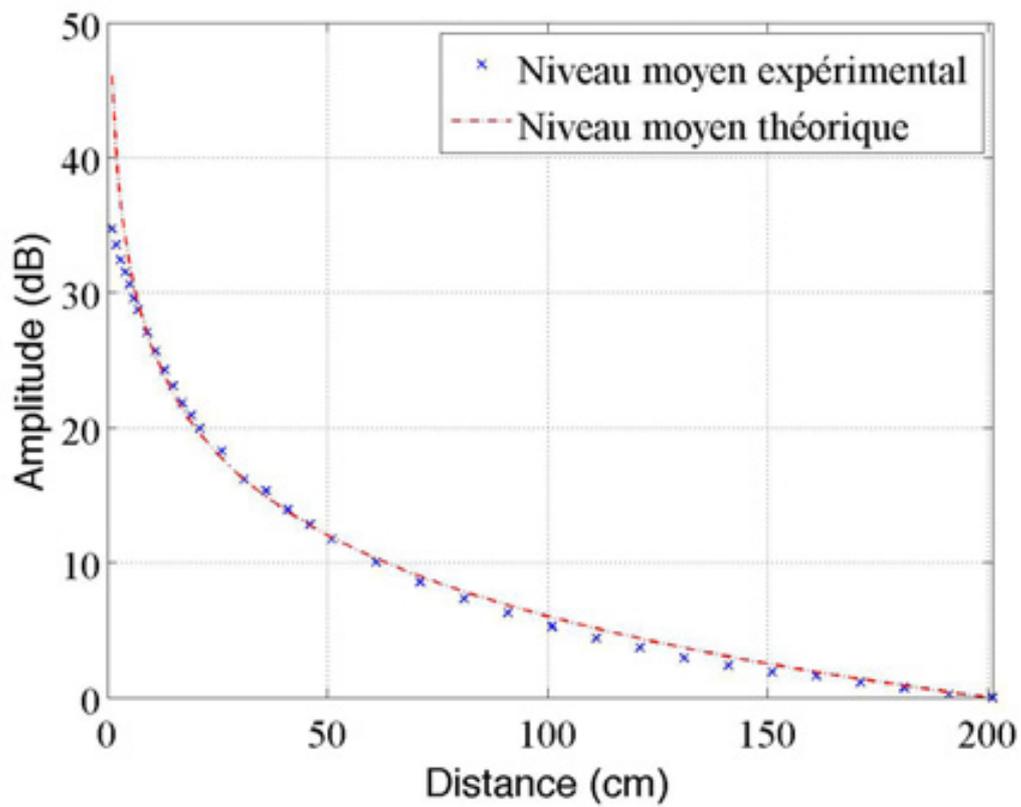
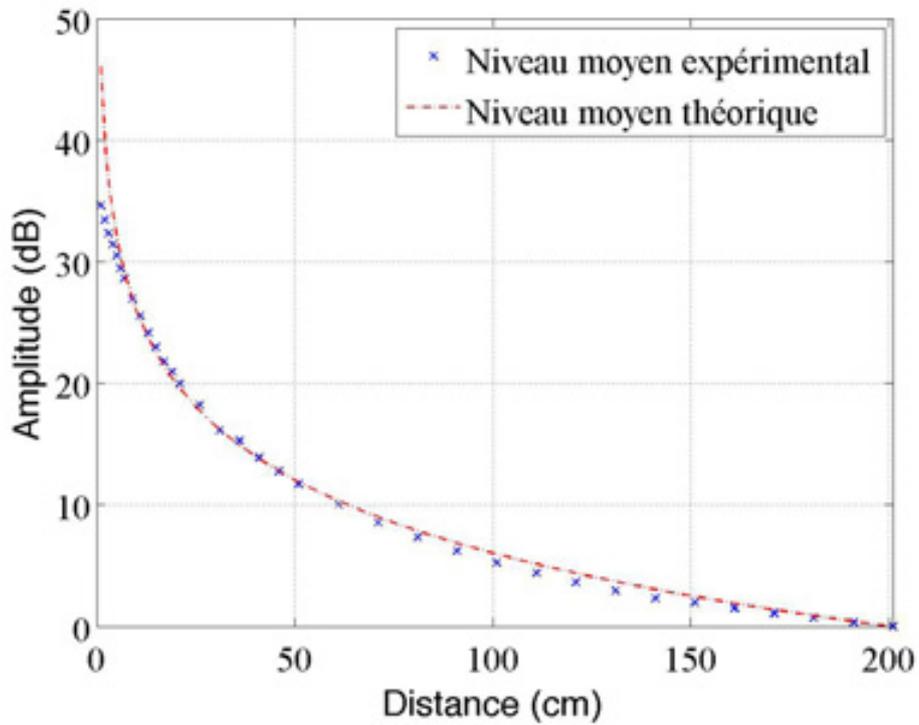
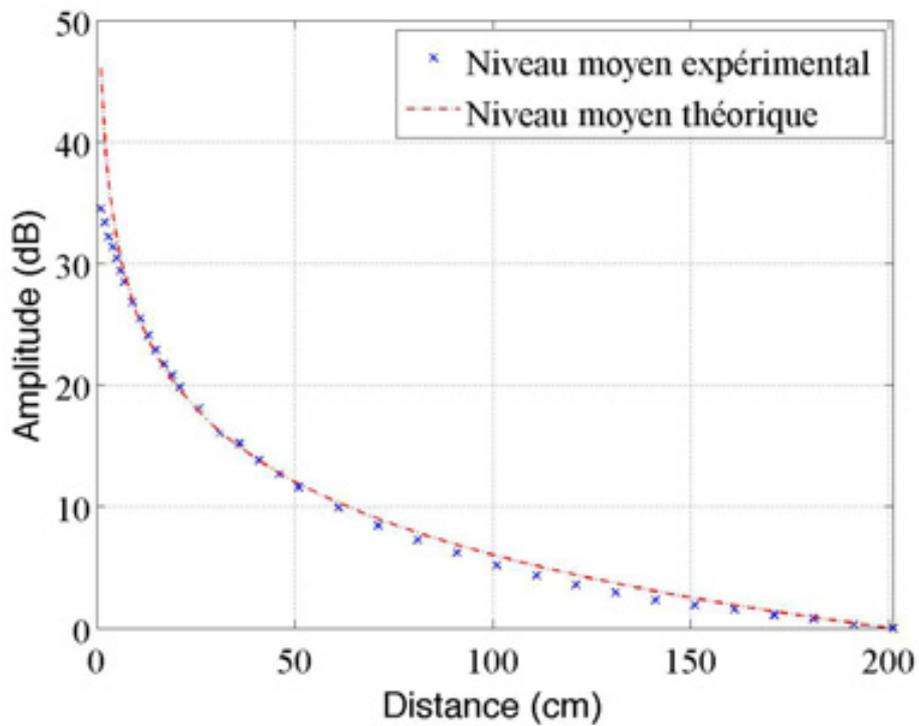


FIGURE E.3 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Junio diffusé à 80 dB.



(a) à 75 dB.



(b) à 70 dB.

FIGURE E.4 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Junio pour les deux autres niveaux de diffusion

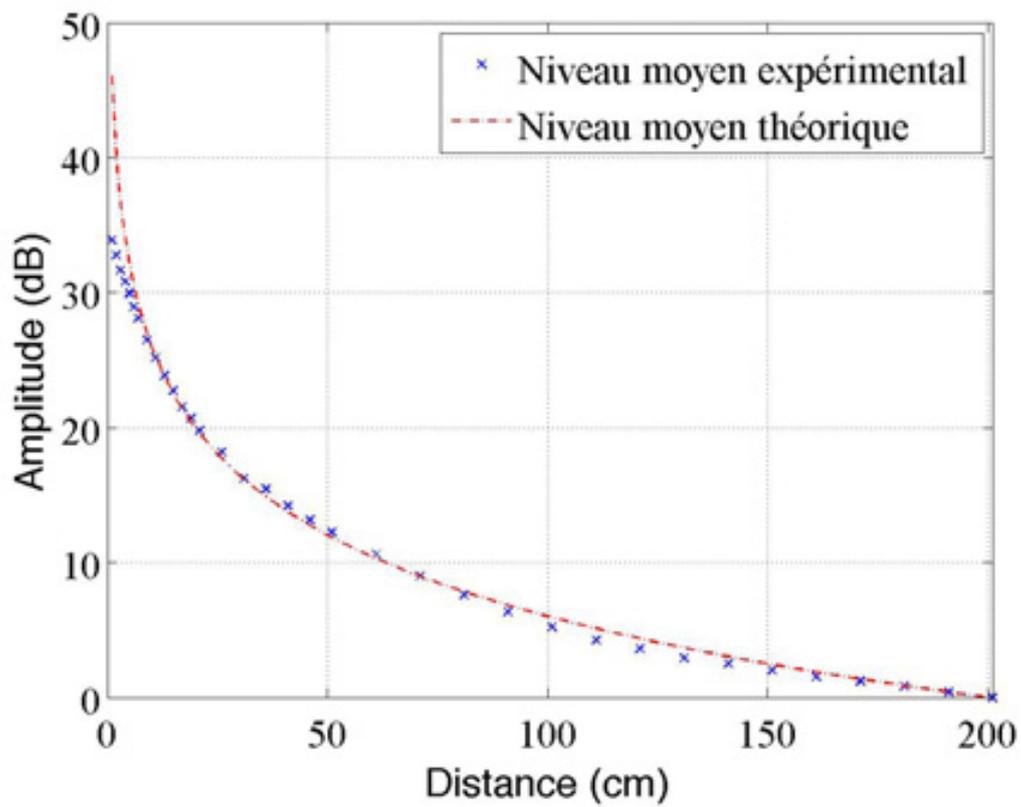
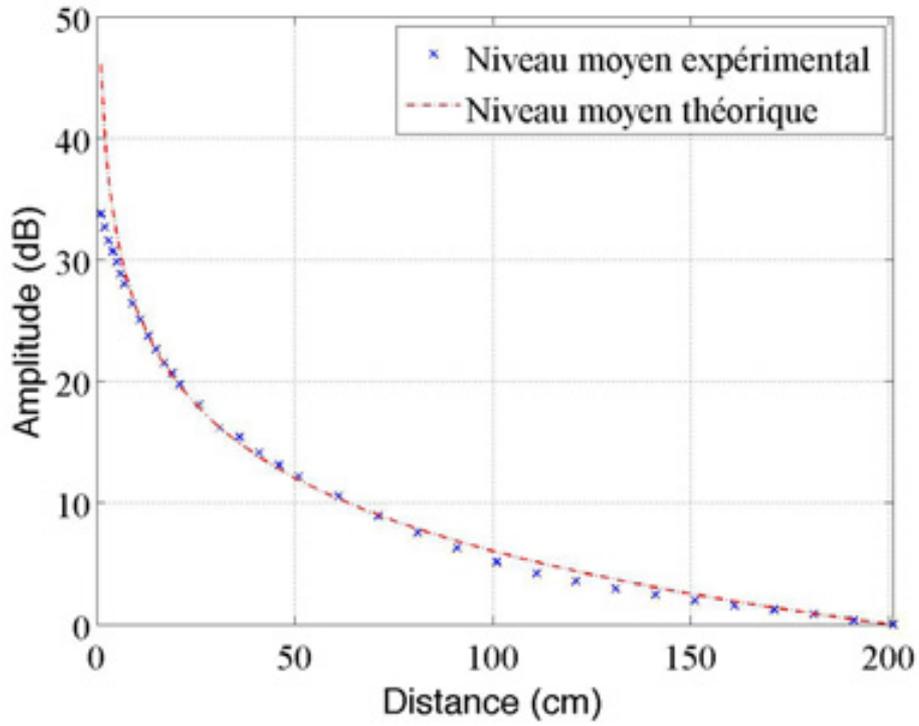
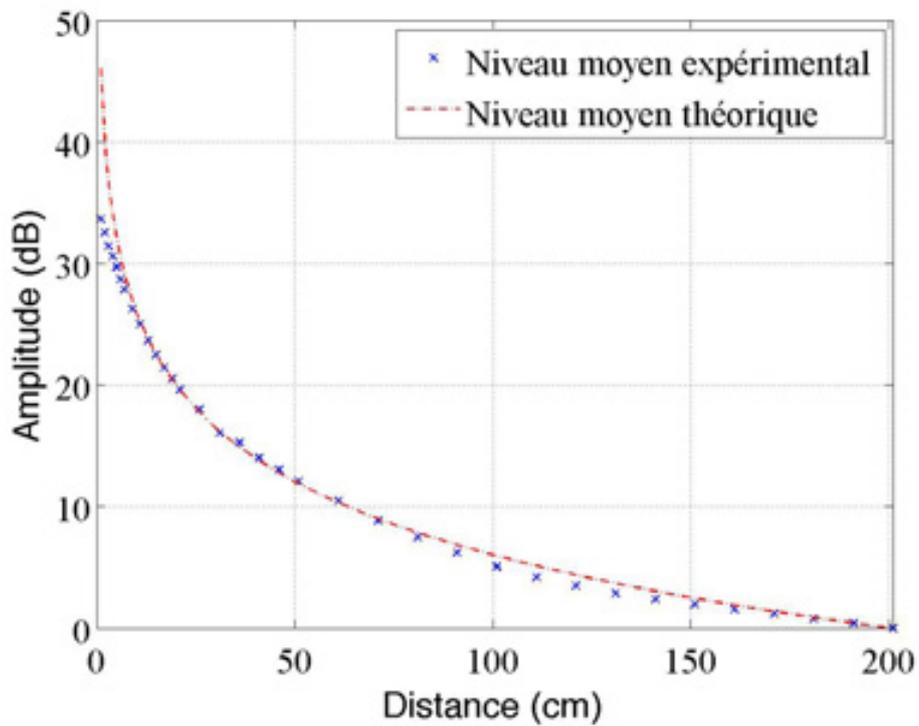


FIGURE E.5 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour One diffusé à 80 dB.



(a) à 75 dB.



(b) à 70 dB.

FIGURE E.6 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour One pour les deux autres niveaux de diffusion

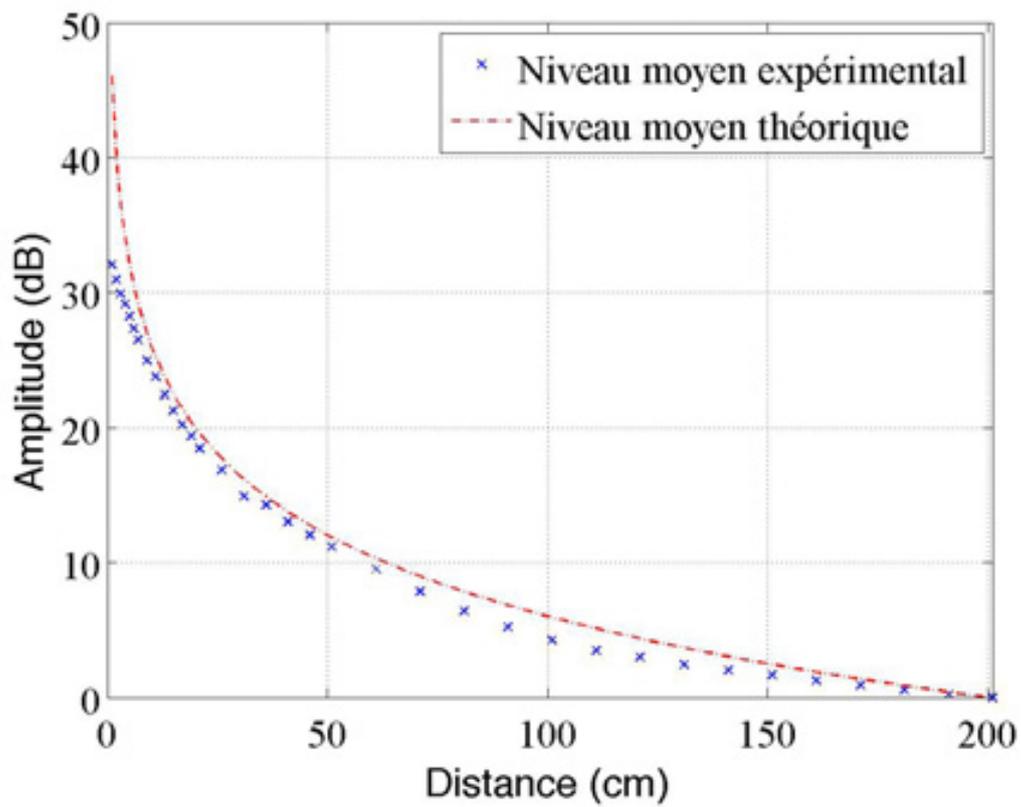
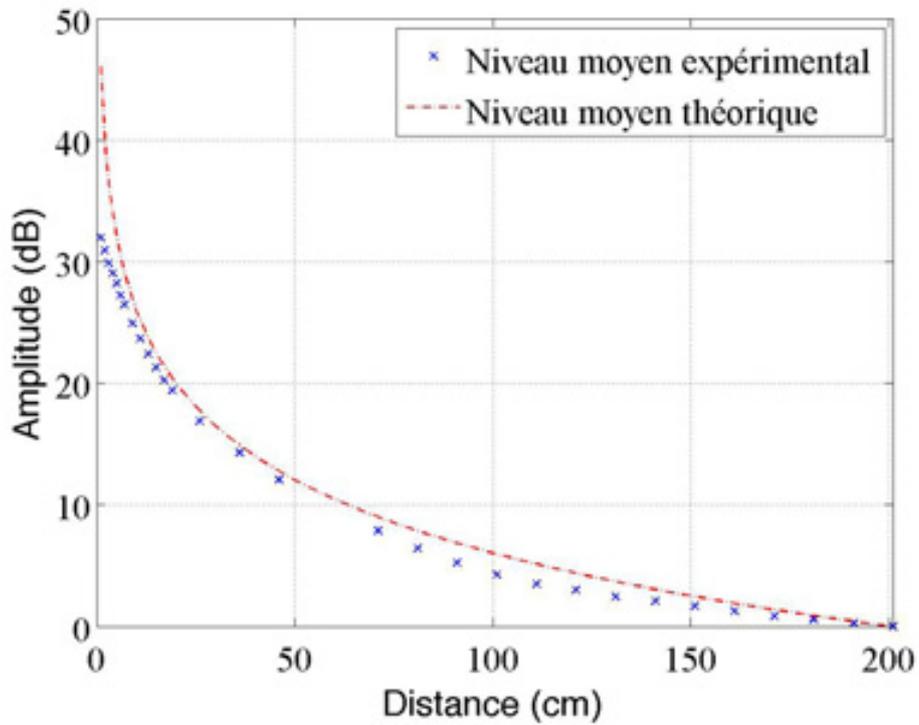
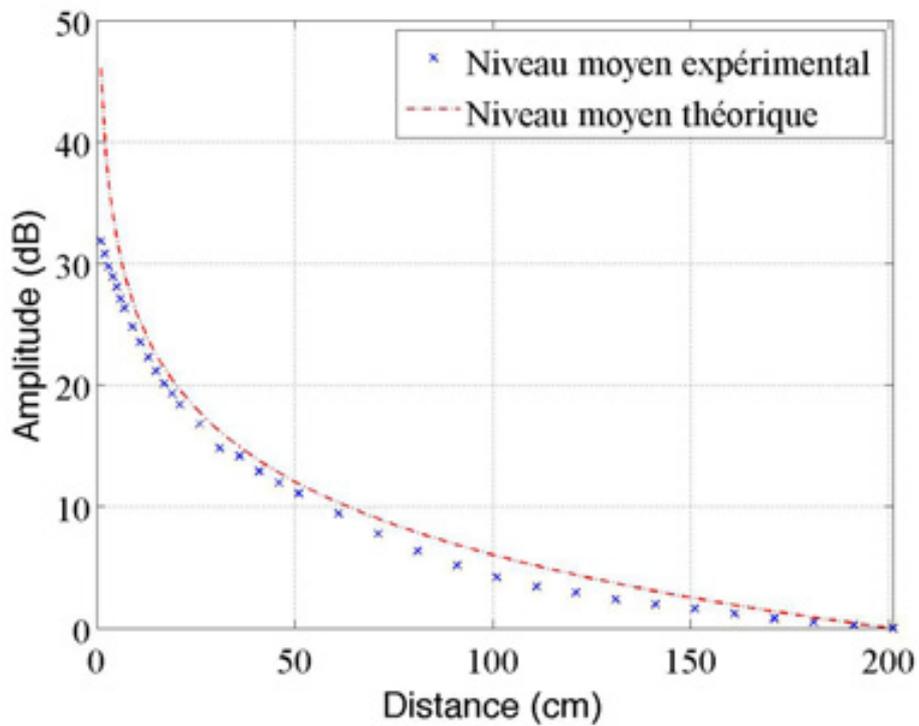


FIGURE E.7 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Rosenrot diffusé à 80 dB.



(a) à 75 dB.



(b) à 70 dB.

FIGURE E.8 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour Rosenrot pour les deux autres niveaux de diffusion

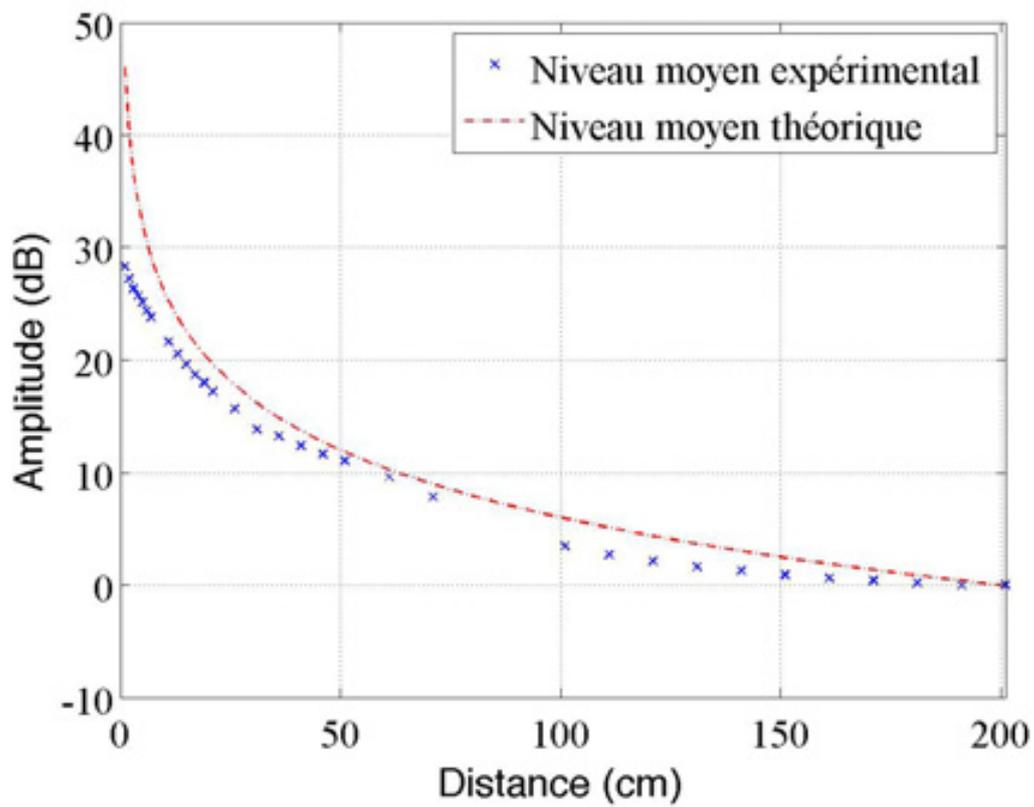
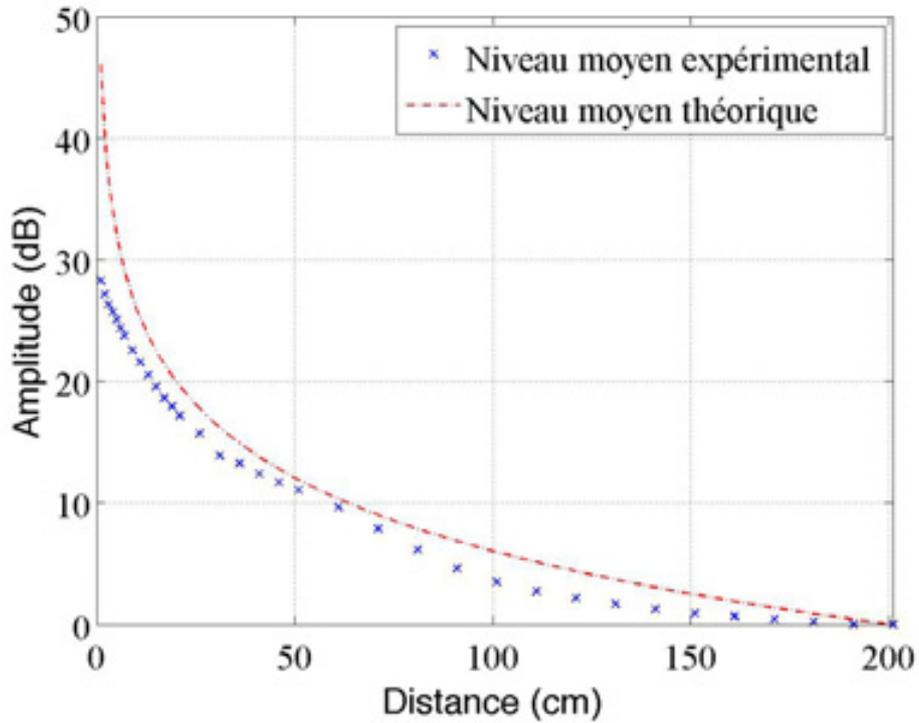
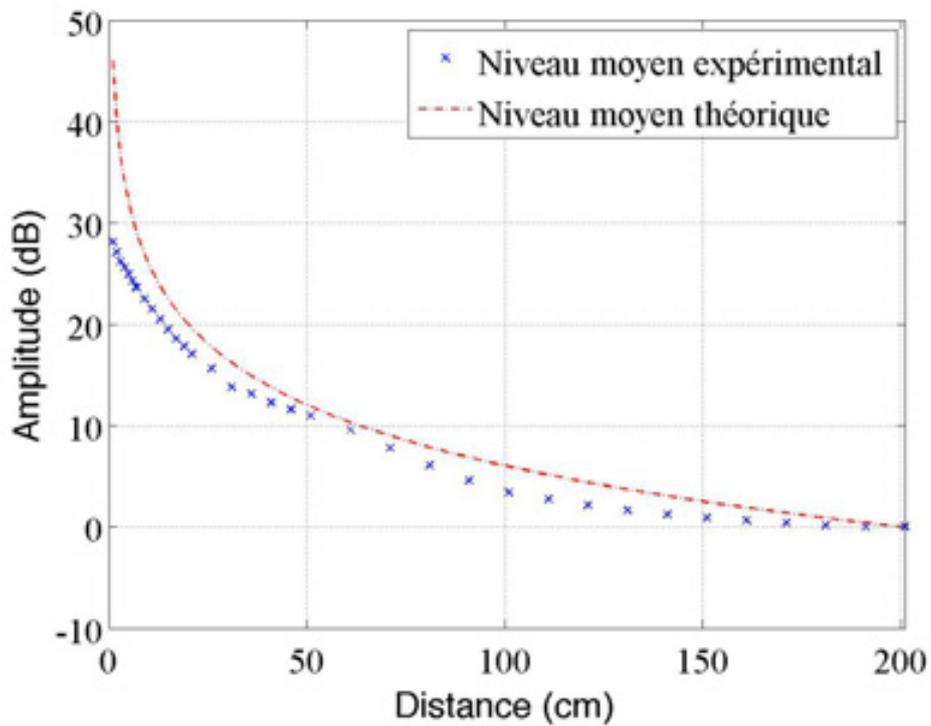


FIGURE E.9 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 80 dB.

ANNEXE E. COURBES DE DÉCROISSANCE DU NIVEAU MOYEN EN FONCTION DE LA DISTANCE



(a) à 75 dB.



(b) à 70 dB.

FIGURE E.10 – Evolution du niveau moyen en fonction de la distance pour le bruit rose pour les deux autres niveaux de diffusion

Annexe F

Courbes de l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le microphone à gradient de pression

Dans cette annexe se trouve les courbes 3D correspondant aux profils IDS du microphone omnidirectionnel de 0 à 2 m.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Brahms diffusé à 80dB

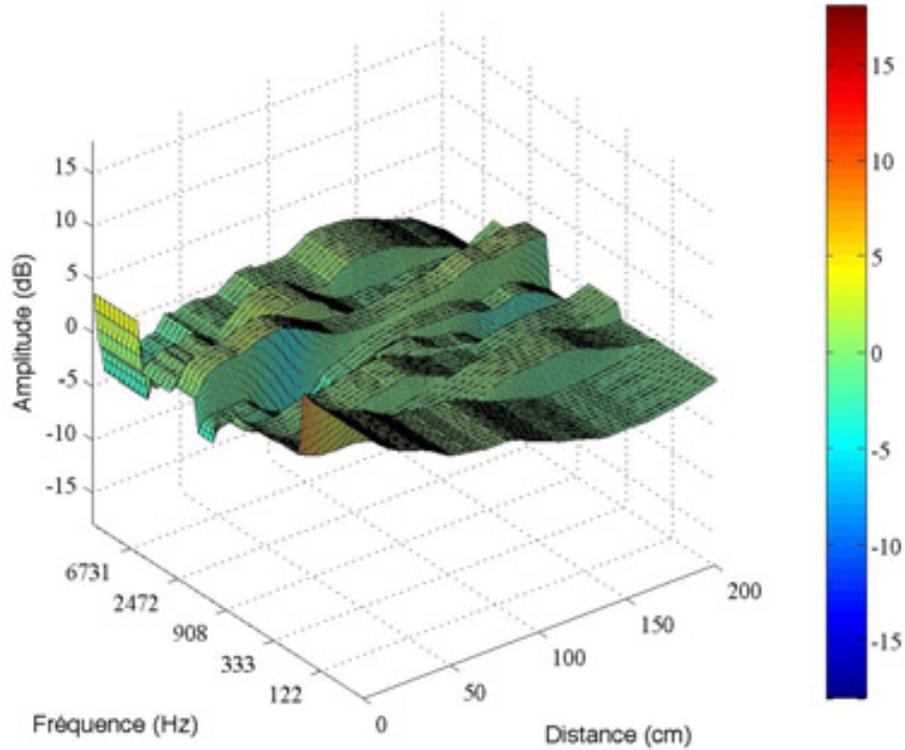
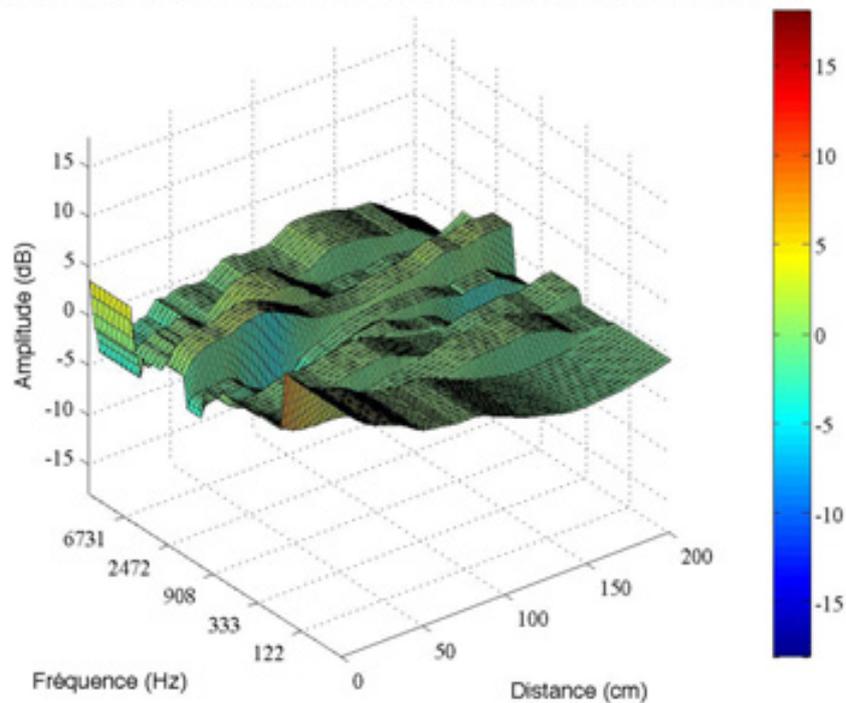


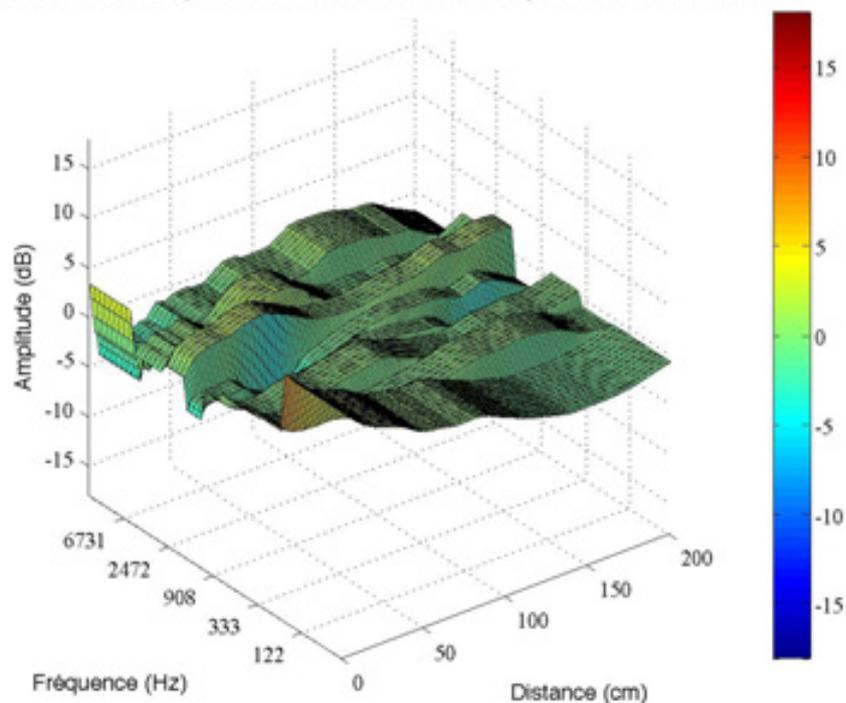
FIGURE F.1 – Evolution de la balance spectrale pour Brahms pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Brahms diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Brahms diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE F.2 – Evolution de la balance spectrale pour Brahms pour les deux autres niveaux de diffusion.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Junio diffusé à 80dB

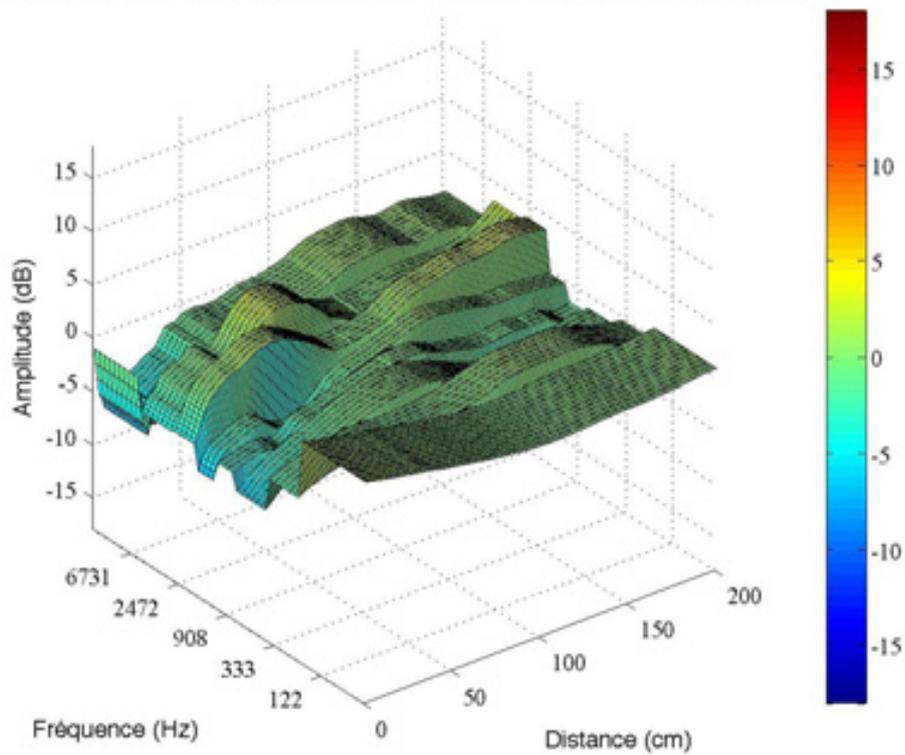
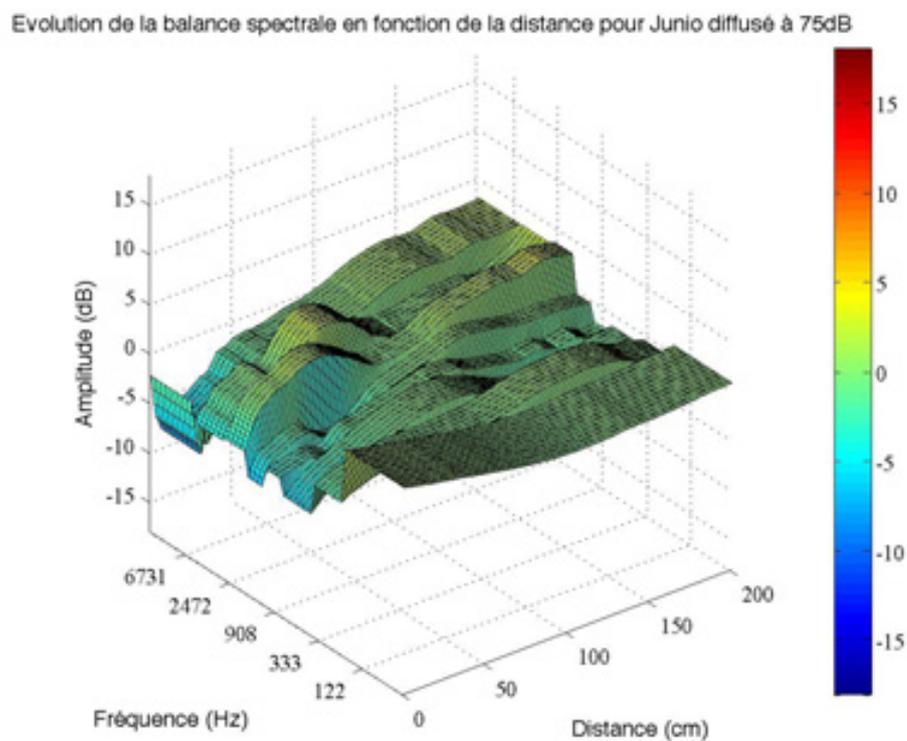
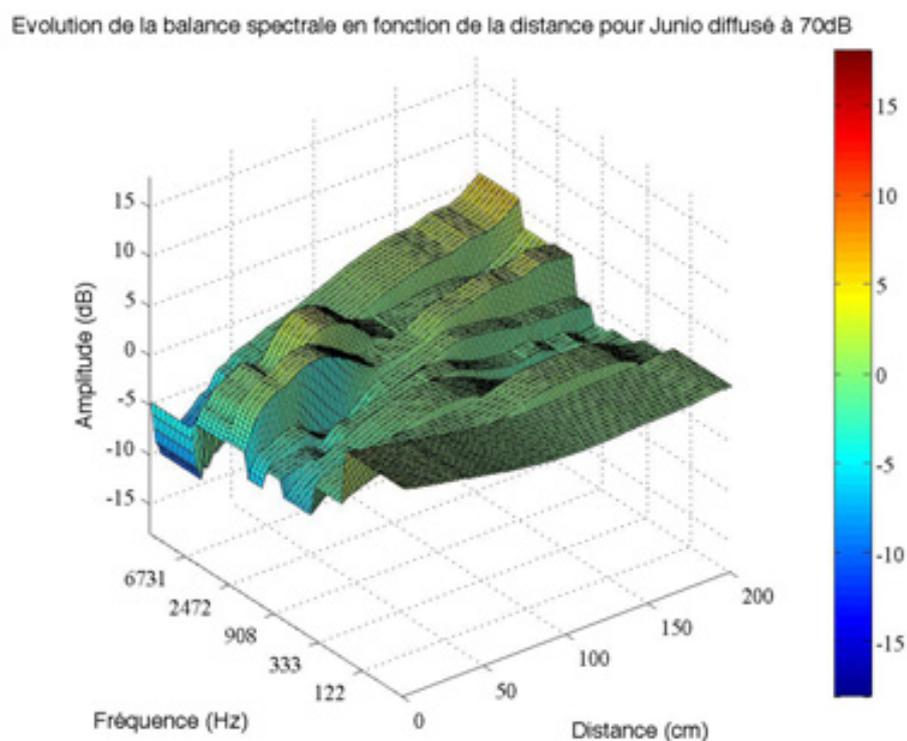


FIGURE F.3 – Evolution de la balance spectrale pour Junio pour un niveau de diffusion de 80 dB.



(a) à 75 dB.



(b) à 70 dB.

FIGURE F.4 – Evolution de la balance spectrale pour Junio pour les deux autres niveaux de diffusion.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour One diffusé à 80dB

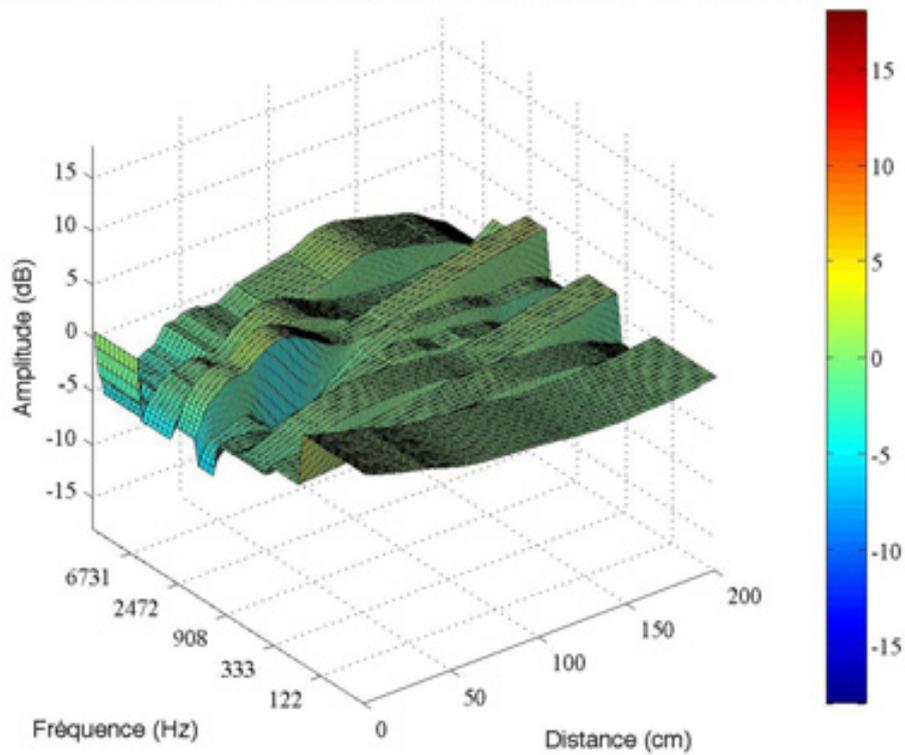
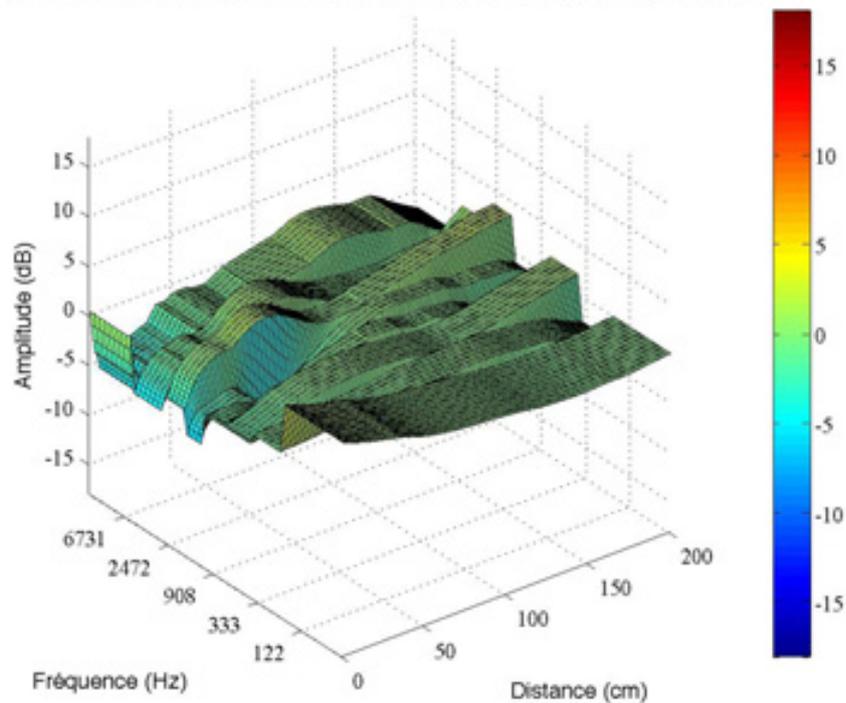


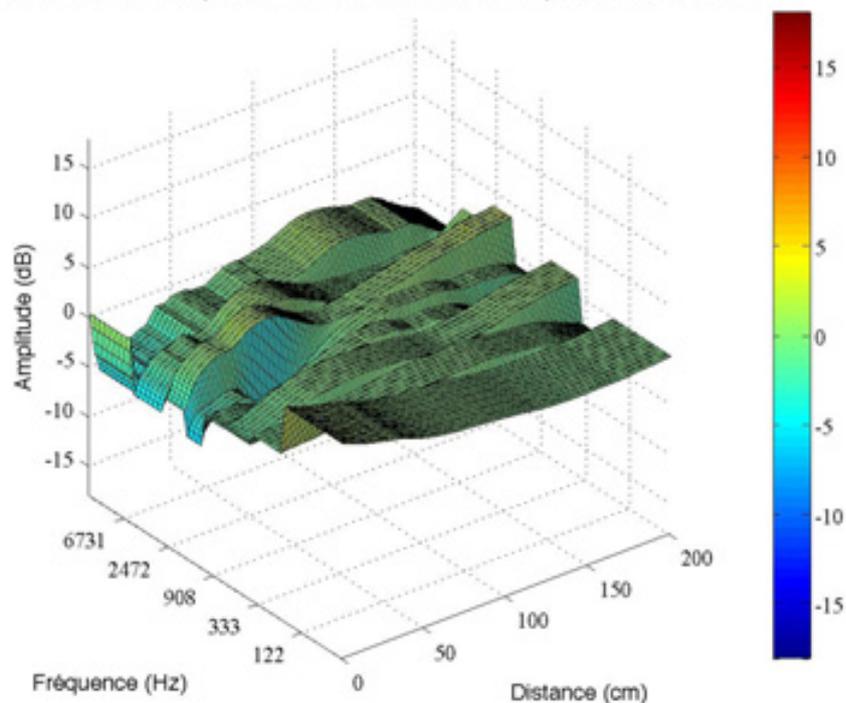
FIGURE F.5 – Evolution de la balance spectrale pour One pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour One diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour One diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE F.6 – Evolution de la balance spectrale pour One pour les deux autres niveaux de diffusion.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Rosenrot diffusé à 80dB

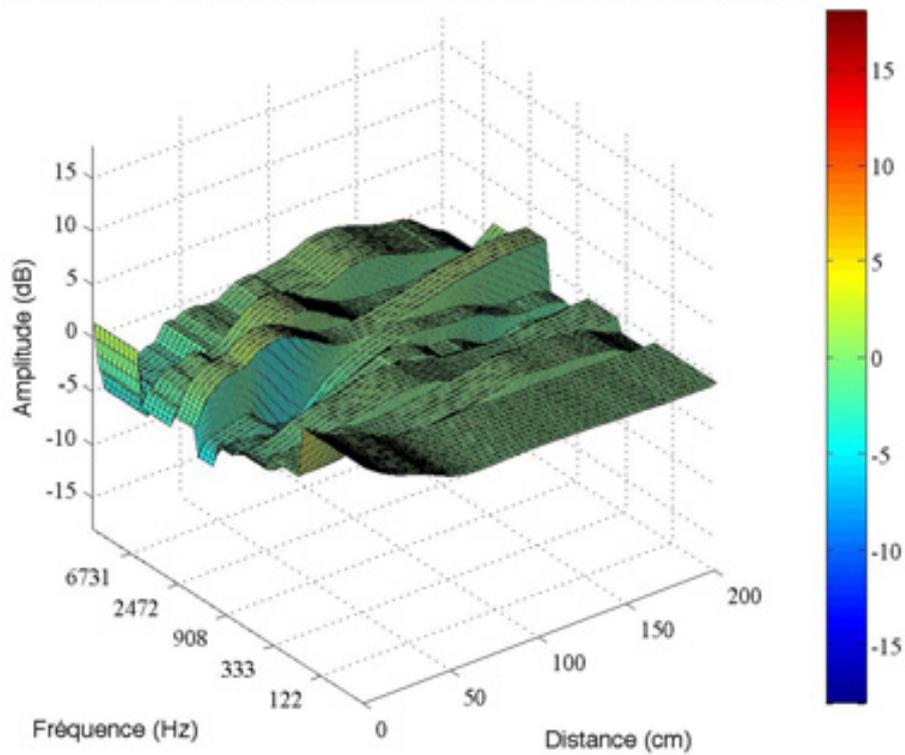
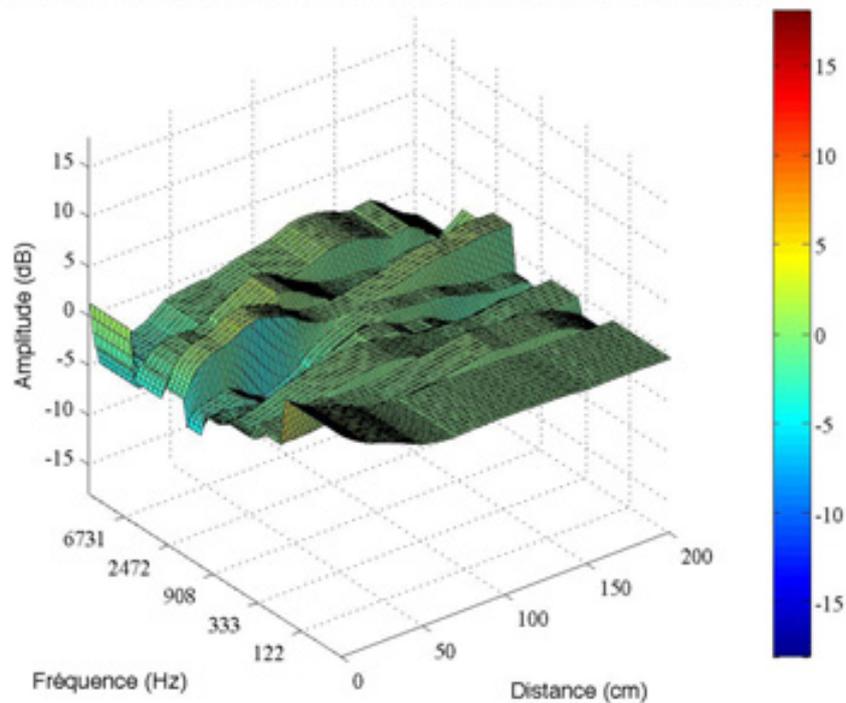


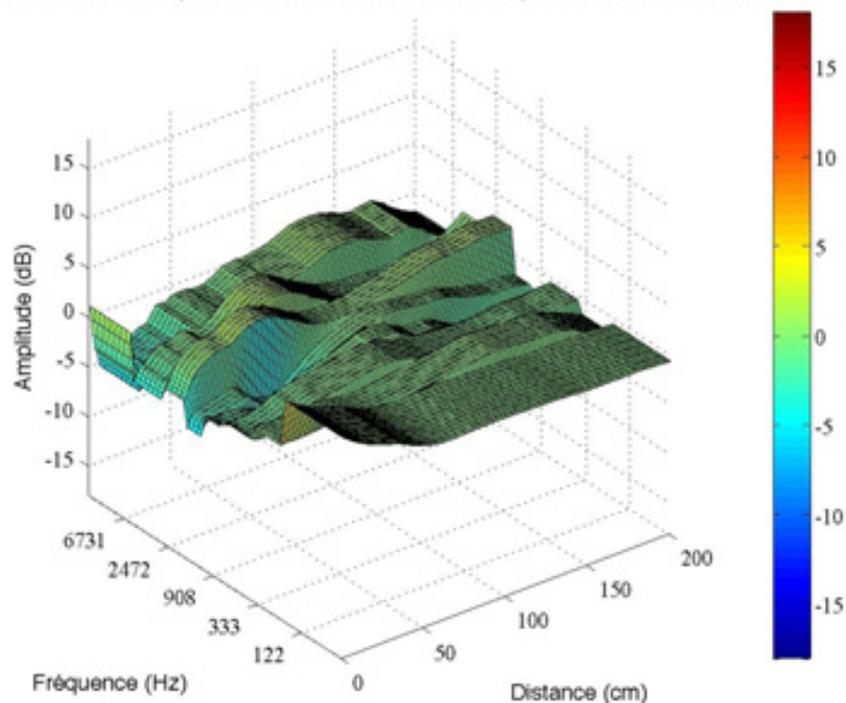
FIGURE F.7 – Evolution de la balance spectrale pour Rosenrot pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Rosenrot diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Rosenrot diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE F.8 – Evolution de la balance spectrale pour Rosenrot pour les deux autres niveaux de diffusion.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 80dB

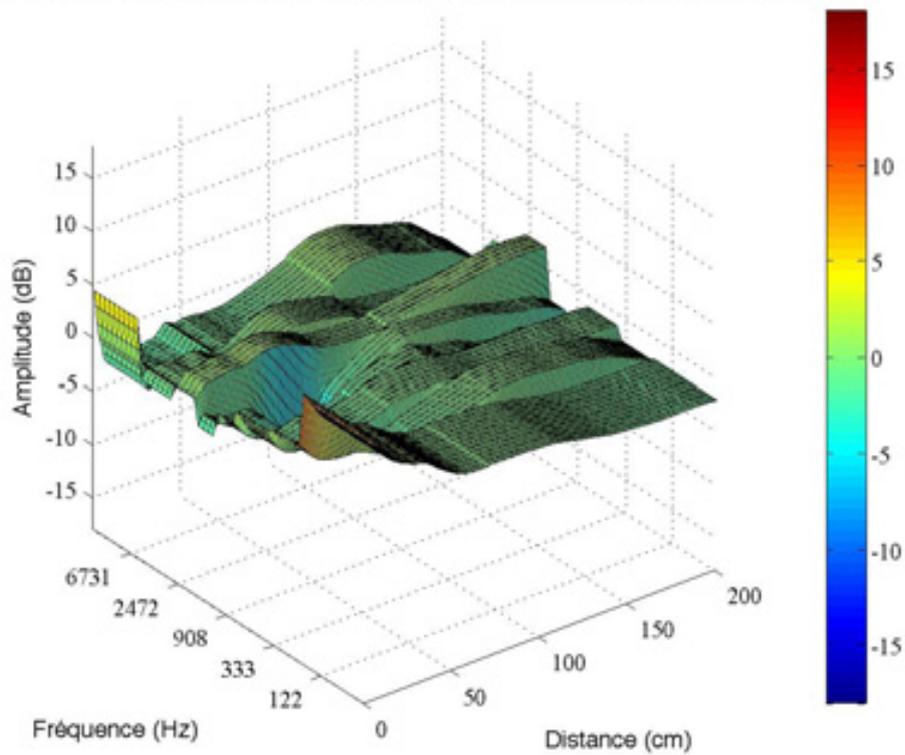
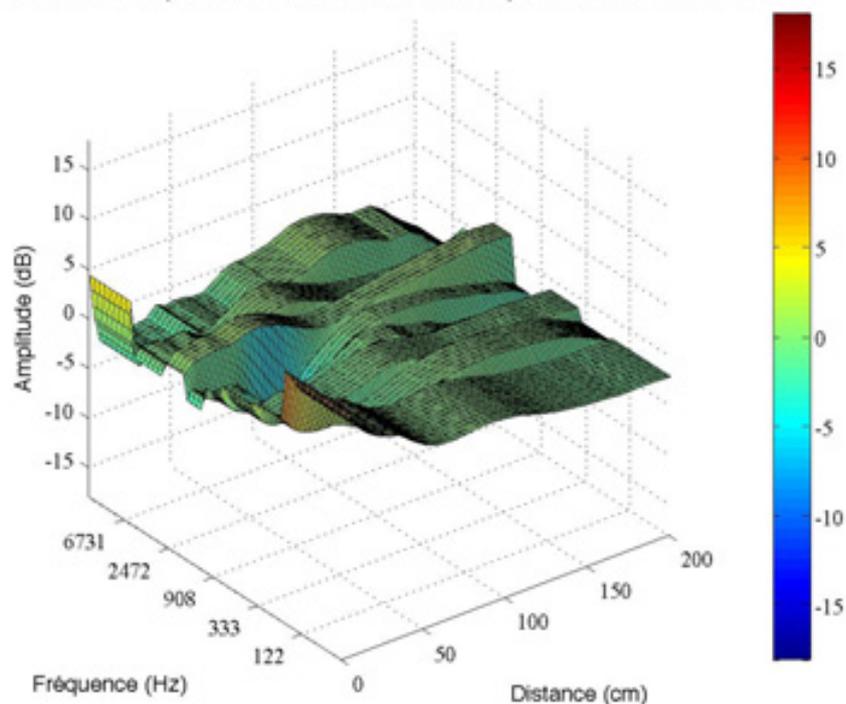


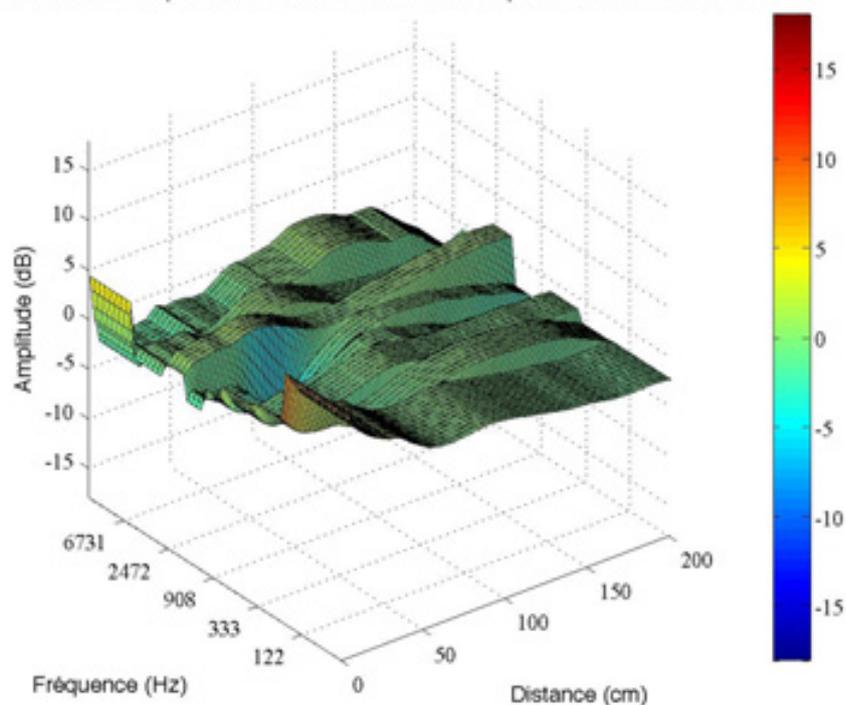
FIGURE F.9 – Evolution de la balance spectrale pour le bruit rose pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE F.10 – Evolution de la balance spectrale pour le bruit rose pour les deux autres niveaux de diffusion.

Annexe G

Courbes de l'évolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le microphone à gradient de pression

Dans cette annexe se trouve les courbes 3D correspondant aux profils IDS du microphone cardioïde soustrait par ceux du microphone omnidirectionnel de 0 à 2 m.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Brahms diffusé à 80dB

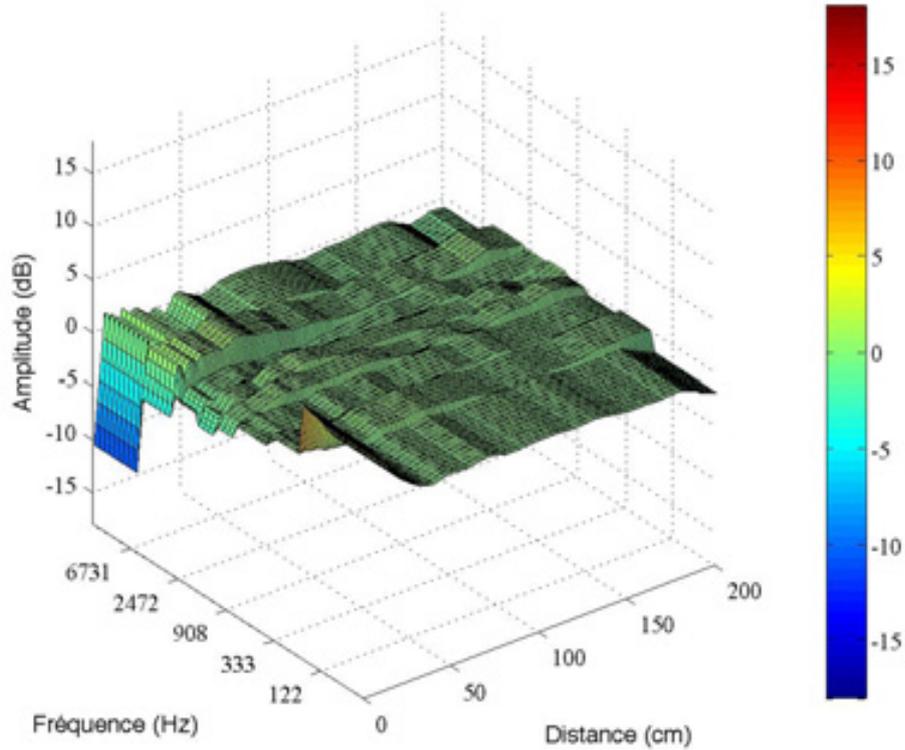
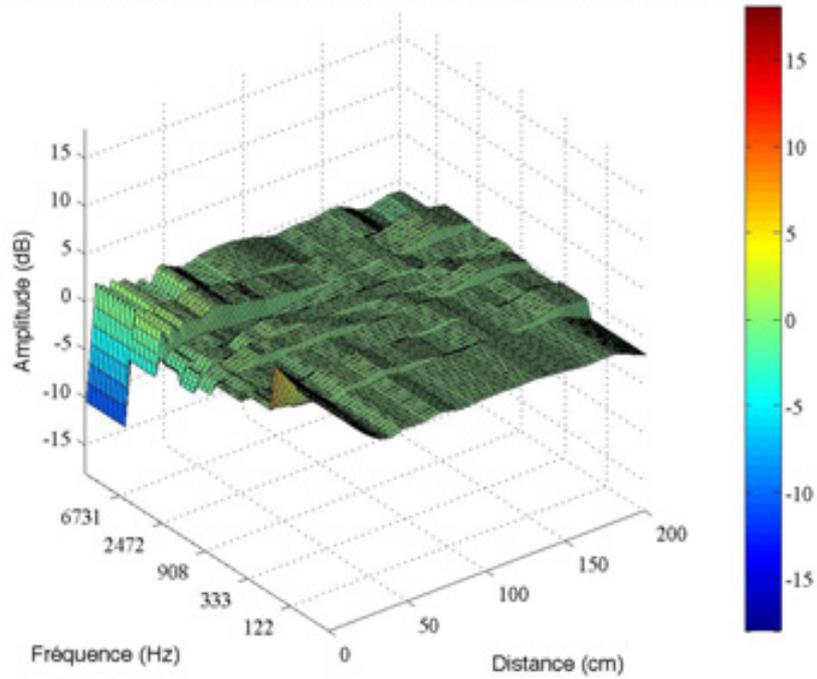


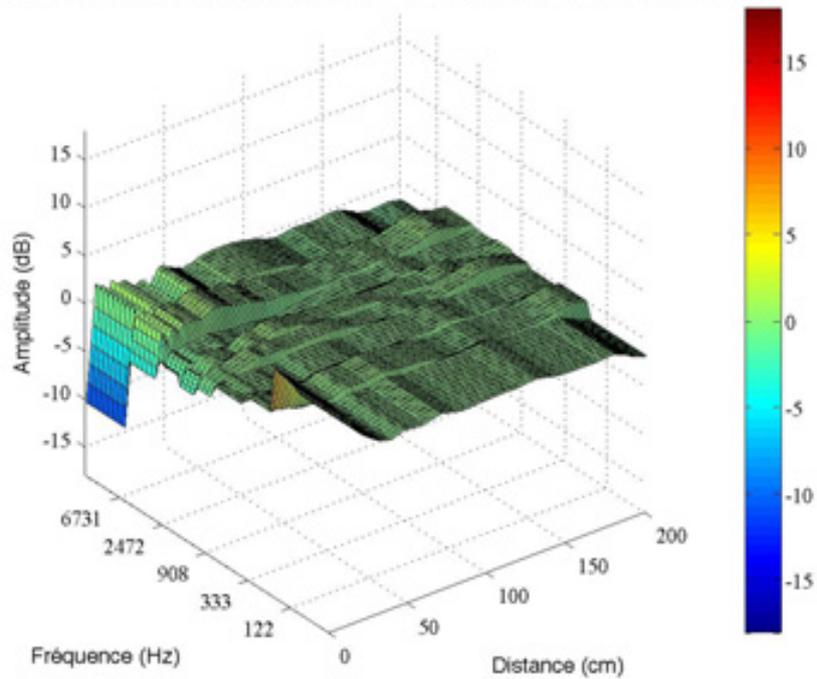
FIGURE G.1 – Evolution de la balance spectrale pour Brahms pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Brahms diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Brahms diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE G.2 – Evolution de la balance spectrale pour Brahms pour les deux autres niveaux de diffusion.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Junio diffusé à 80dB

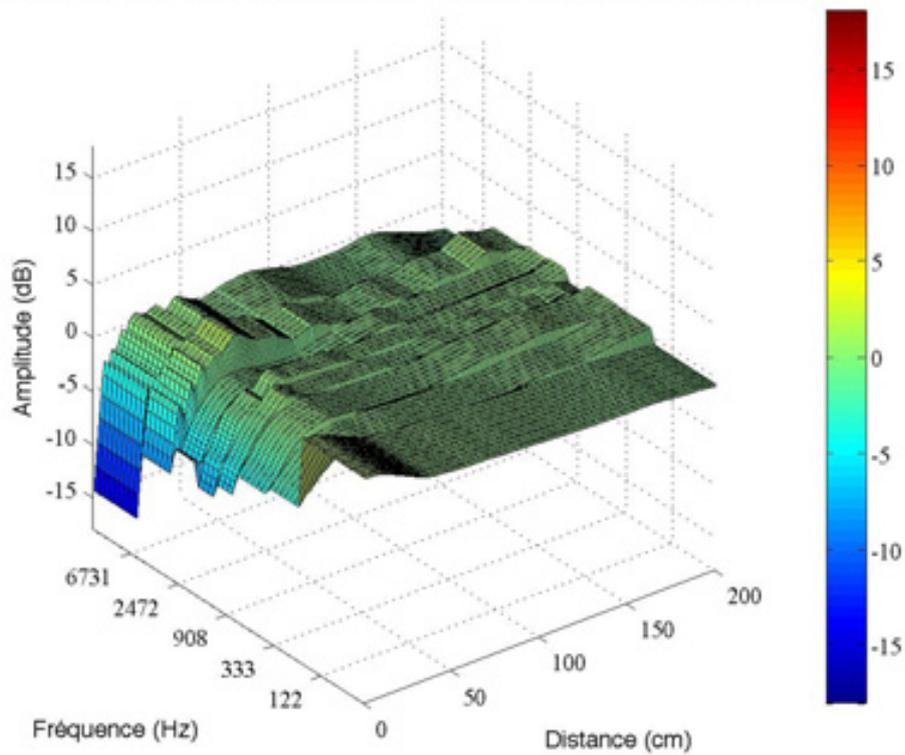
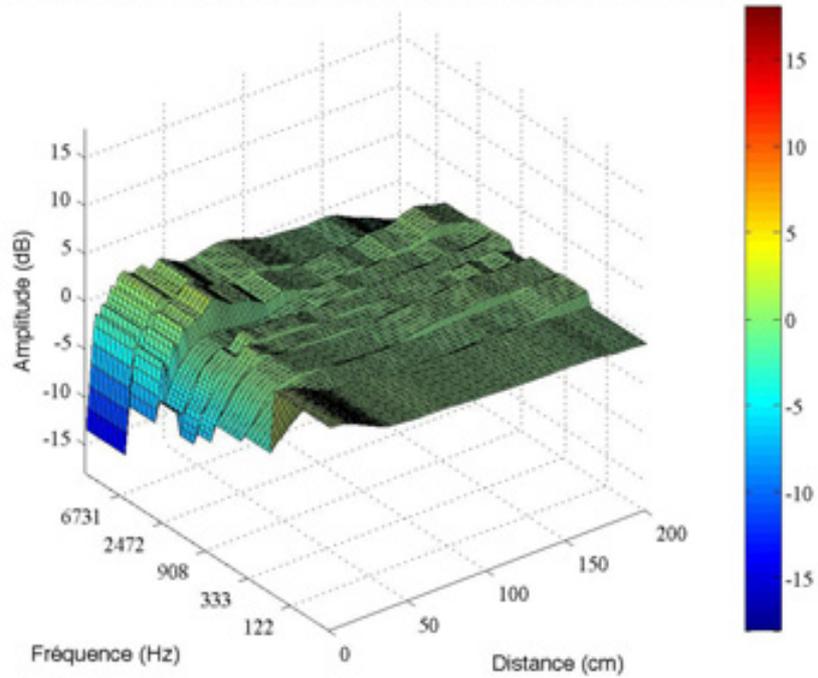


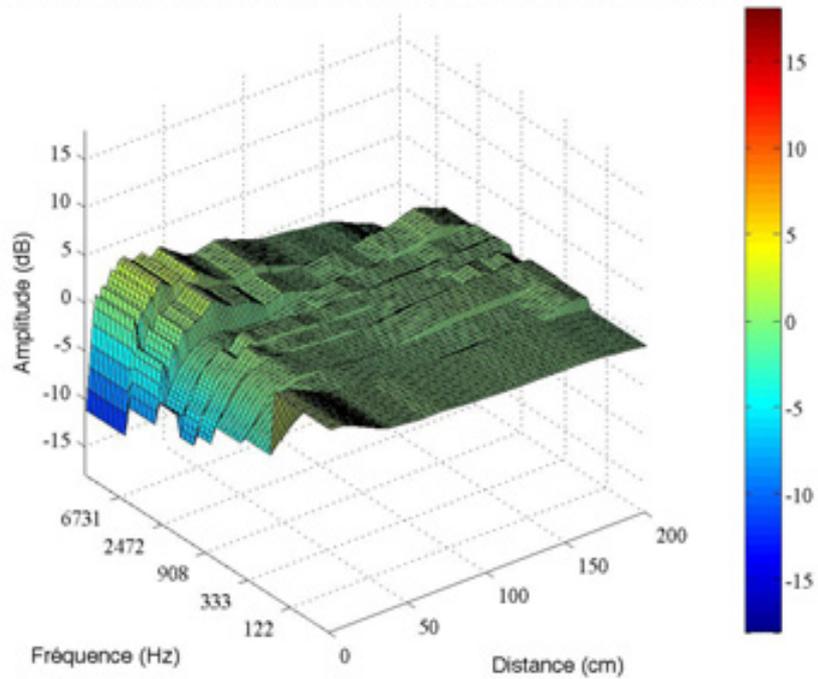
FIGURE G.3 – Evolution de la balance spectrale pour Junio pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Junio diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Junio diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE G.4 – Evolution de la balance spectrale pour Junio pour les deux autres niveaux de diffusion.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour One diffusé à 80dB

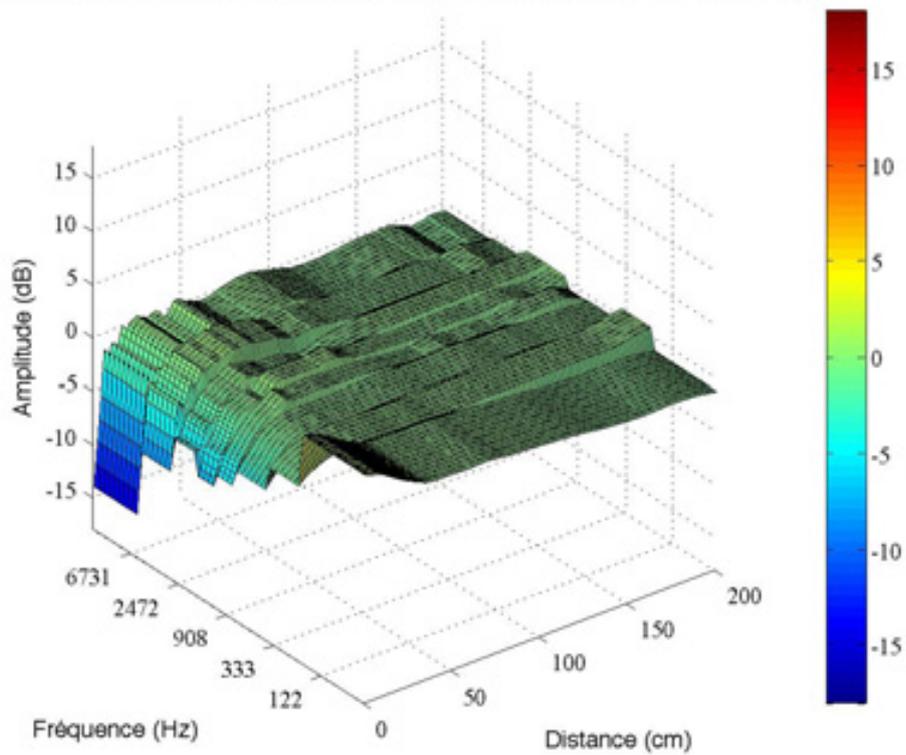
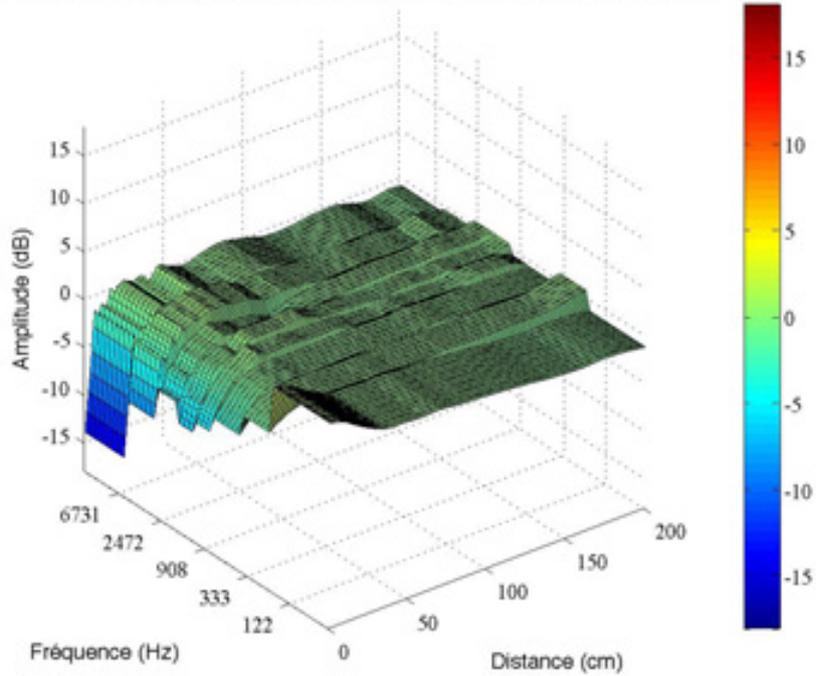


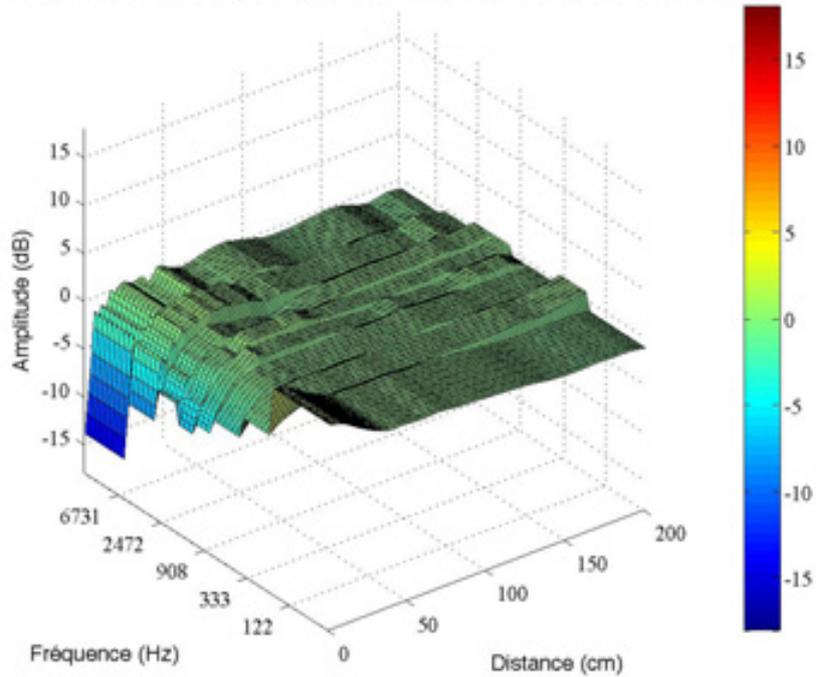
FIGURE G.5 – Evolution de la balance spectrale pour One pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour One diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour One diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE G.6 – Evolution de la balance spectrale pour One pour les deux autres niveaux de diffusion.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Rosenrot diffusé à 80dB

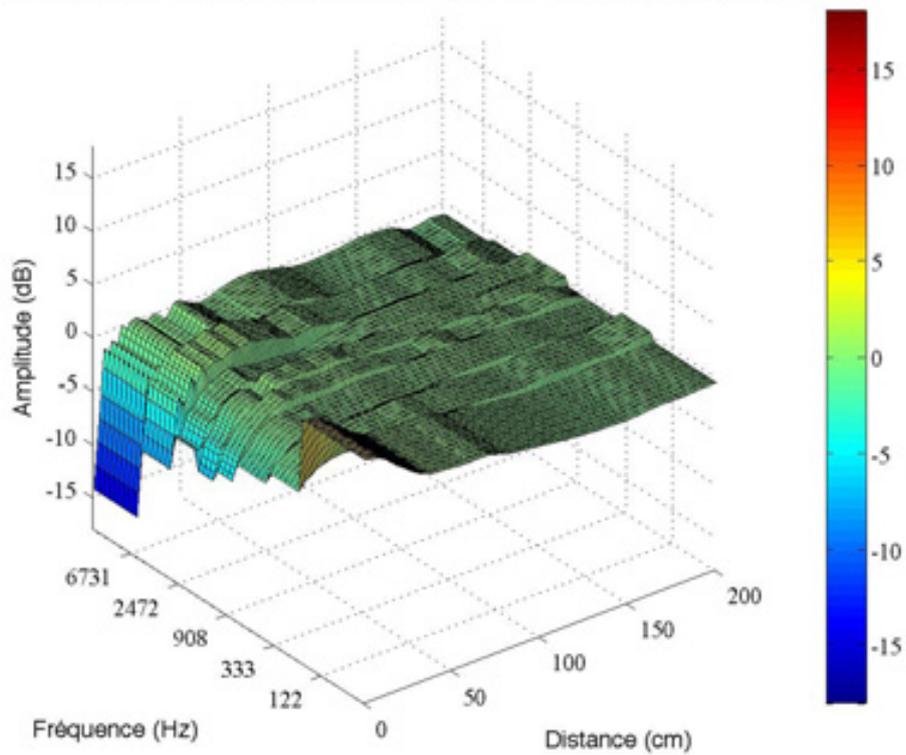
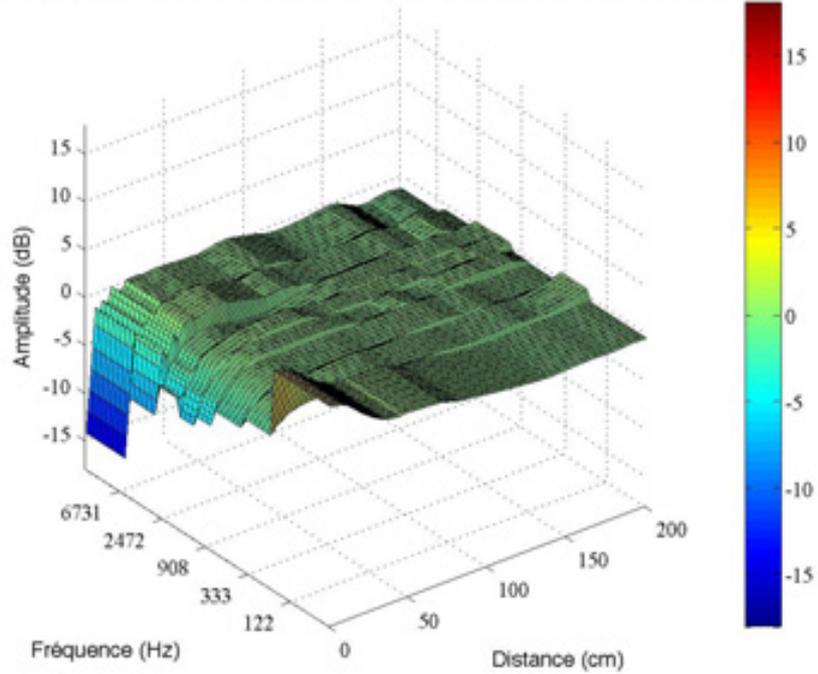


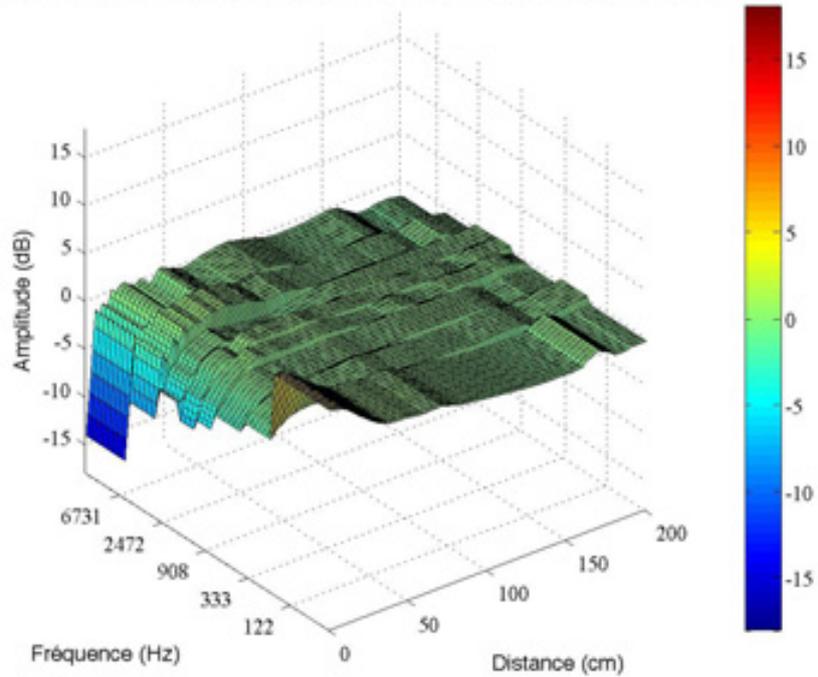
FIGURE G.7 – Evolution de la balance spectrale pour Rosenrot pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Rosenrot diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour Rosenrot diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE G.8 – Evolution de la balance spectrale pour Rosenrot pour les deux autres niveaux de diffusion.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 80dB

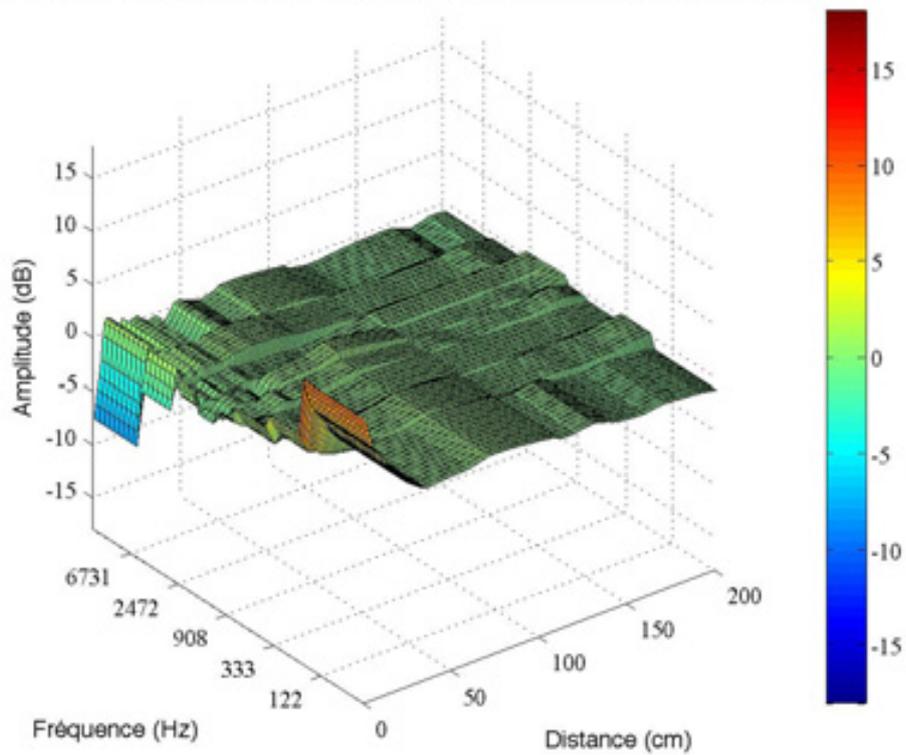
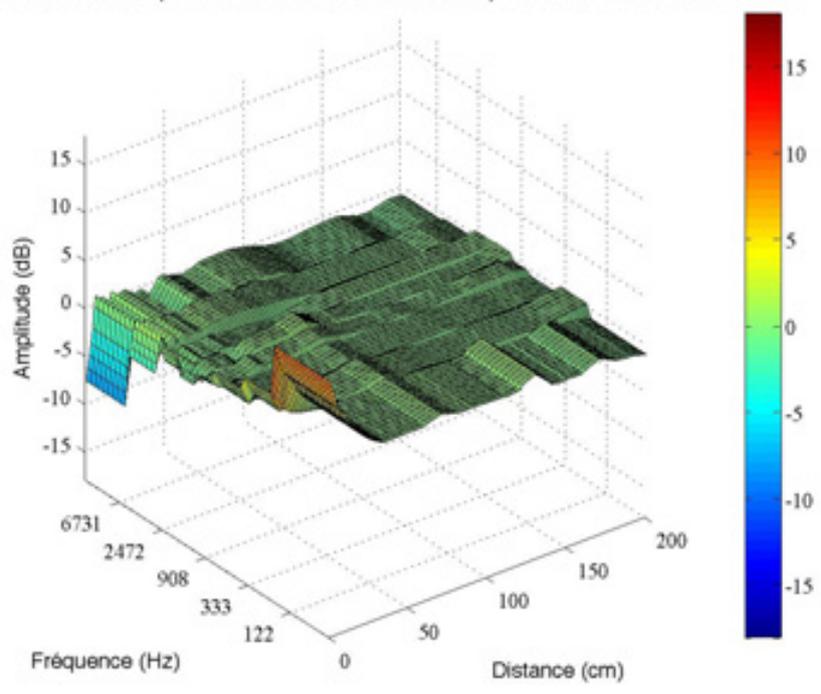


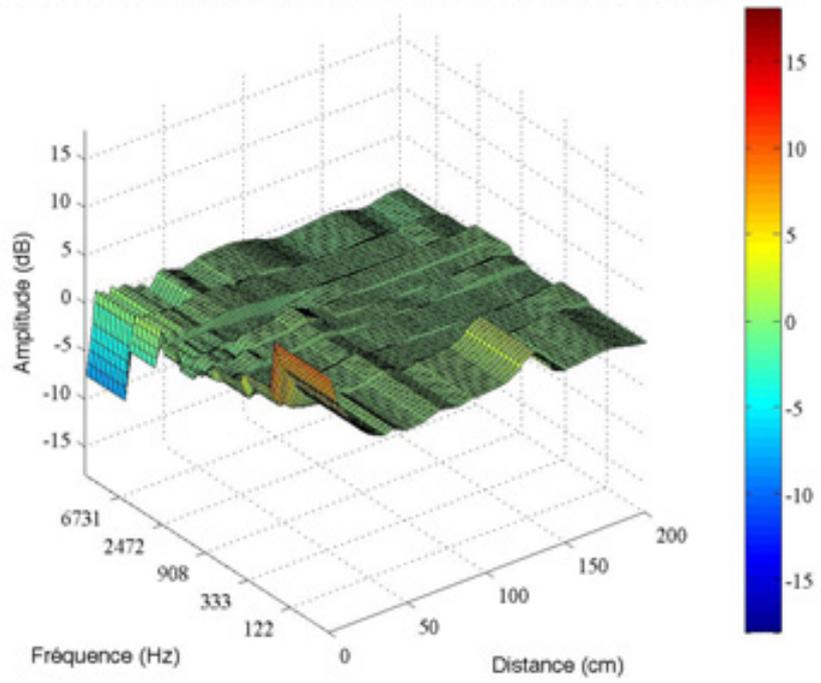
FIGURE G.9 – Evolution de la balance spectrale pour le bruit rose pour un niveau de diffusion de 80 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 75dB



(a) à 75 dB.

Evolution de la balance spectrale en fonction de la distance pour le bruit rose diffusé à 70dB



(b) à 70 dB.

FIGURE G.10 – Evolution de la balance spectrale pour le bruit rose pour les deux autres niveaux de diffusion.