

École polytechnique de Louvain

Du sillon au son

Analyse, modélisation vibro-acoustique et
validation expérimentale d'un gramophone Expert
Junior de 1930

Auteur: **Gauthier VALENTIN**

Promoteurs: **Paul FISETTE, Anne-Emmanuelle CEULEMANS**

Lecteurs: **François GLINEUR, Marine BOXUS**

Année académique 2025–2026

Master [120] : ingénieur civil mécanicien

Dans le cadre de ce mémoire, ChatGPT, développé par OpenAI, a été utilisé comme aide à la correction orthographique et à la rédaction de codes Python.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement mon promoteur, le professeur Paul Fisette, pour son ouverture et sa curiosité à l'égard de ce sujet de mémoire peu commun. Je le remercie aussi pour la confiance qu'il m'a accordée dès le début de ce projet.

Je remercie Marine Boxus pour ses précieux commentaires à propos de mon travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Anne-Emmanuelle Ceulemans, ma copromotrice, qui a accepté, en tant que musicologue, d'accompagner ce mémoire. Son regard complémentaire a enrichi ce travail et a contribué à lui donner une dimension plus large que celle d'un travail d'ingénieur classique. Je la remercie tout particulièrement de m'avoir ouvert les portes du Musée des instruments de musique de Bruxelles, sans quoi une grande partie de ce mémoire n'aurait tout simplement pas pu être réalisée.

Mes remerciements vont aussi à Matthieu Thonon, responsable de la collection des instruments reproducteurs du Musée des instruments de musique. Je le remercie de m'avoir permis de travailler sur un instrument aussi exceptionnel que l'Expert Junior, ainsi que pour l'aide précieuse qu'il m'a accordée lors des expériences réalisées sur l'instrument.

Plus généralement, j'ai eu la chance d'être encadré par une équipe motivée, curieuse et ouverte à ce thème inhabituel. Ce mémoire m'a offert l'occasion rare de me consacrer à une recherche au croisement de plusieurs de mes passions, entre mécanique, musique et histoire. Cette combinaison a rendu sa réalisation particulièrement enrichissante, et j'ai pris un réel plaisir à mener ce projet tout au long de l'année.

Je souhaite remercier Duncan Miller, spécialiste anglais des premiers instruments reproducteurs, pour les informations précieuses qu'il m'a fournies par téléphone, ainsi que pour le travail d'impression du disque de test utilisé dans le cadre de ce mémoire.

Je remercie Laurence Bodart pour la généreuse collection de disques 78 tours qu'elle m'a permis d'utiliser pour mes expériences.

Enfin, je remercie ma famille et mes proches, qui ont subi avec beaucoup de bienveillance mes longues logorrhées sur les gramophones durant ces derniers mois.

Gauthier Valentin

Résumé

Ce mémoire est consacré à l'analyse mécanique et acoustique d'un gramophone Expert Junior des années 1930, conservé au Musée des instruments de musique de Bruxelles. Cet instrument, souvent considéré comme l'un des aboutissements de la reproduction sonore purement mécanique, constitue un objet d'étude particulièrement riche, à la fois historique, musical et technique.

Après une contextualisation historique et une description du fonctionnement général des gramophones, le travail développe un modèle physique complet de la chaîne de reproduction sonore. L'objectif est de relier la vitesse imposée par le sillon du disque à la pression acoustique rayonnée par le pavillon. Pour cela, le gramophone est décomposé en trois sous-systèmes couplés : le levier de l'aiguille, le système diaphragme/chambre à air, et le pavillon. Chacun de ces éléments est décrit par une fonction de transfert, obtenue à partir de modèles analytiques et de simulations numériques, avant d'être assemblé afin d'obtenir la fonction de transfert totale de l'instrument.

Une validation expérimentale est ensuite menée à l'aide d'un disque de test spécialement réalisé pour ce travail. Les paramètres mécaniques difficilement mesurables, notamment ceux liés aux joints du diaphragme et au pivot du levier de l'aiguille, sont identifiés à partir de mesures effectuées sur la tête de lecture isolée, puis intégrés au modèle complet. La comparaison entre la réponse modélisée et la réponse mesurée montre que le modèle reproduit correctement les grandes tendances expérimentales.

Enfin, la comparaison avec un gramophone portable HMV modèle 99 met en évidence que l'Expert Junior étudié ne restitue probablement plus exactement ses performances d'origine. Le modèle développé apparaît ainsi non seulement comme un outil d'analyse du comportement du gramophone, mais également comme un outil de diagnostic permettant d'identifier les paramètres susceptibles d'influencer sa qualité de reproduction et d'orienter d'éventuelles restaurations.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Contexte historique	3
2.1	Les premiers instruments reproducteurs	3
2.1.1	Le Phonautographe de Scott de Martinville	3
2.1.2	Le Phonographe de Thomas Edison	4
2.1.3	Le Gramophone d'Émile Berliner	5
2.2	L'Expert Junior	6
3	Notions vibratoires fondamentales	9
3.1	Vibrations et ondes	9
3.2	Paramètres fondamentaux d'une onde	10
3.3	Représentation et analyse fréquentielle	11
4	Fonctionnement d'un gramophone	13
4.1	Fonctionnement général	13
4.2	Le moteur à ressort	14
4.3	La tête de lecture	17
4.3.1	Le diaphragme	17
4.3.2	Le levier de l'aiguille	20
4.3.3	La chambre à air	20
4.4	Le bras de lecture	23
4.5	Le pavillon	24
4.5.1	Notion d'impédance	25
4.5.2	Désadaptation d'impédance et réflexion	26
4.5.3	Déphasage, résistance et réactance	27
4.5.4	Réflexions à la bouche du pavillon, diffraction, et impact de la fréquence	29
4.5.5	Rôle du pavillon et propriétés requises	30
4.5.6	Le pavillon exponentiel	31
4.6	Le disque et les systèmes d'enregistrement	33
4.6.1	L'enregistrement acoustique	33
4.6.2	L'émergence de l'enregistrement électrique	33
4.6.3	Disques post-gramophones : 33 et 45 tours	35
5	Modélisation complète du système	37
5.1	Stratégie générale de résolution	38
5.1.1	Décomposition en sous-systèmes couplés	38
5.1.2	Couplage des différents sous-systèmes : résolution inverse	39

5.2	Modélisation du pavillon - Système C	40
5.2.1	Mesure de la géométrie du pavillon	40
5.2.2	Modèle analytique idéal	40
5.2.3	Correction empirique du modèle 1D via simulation Akabak	42
5.2.4	Pertes visco-thermiques	43
5.2.5	Modélisation complète : Beranek avec pertes de Kirchhoff	45
5.2.6	Impédance au col Z_t	46
5.2.7	Rayonnement acoustique dans l'air libre	47
5.2.8	Fonction de transfert $H_c = P_o/P_t$	49
5.3	Modélisation de l'ensemble diaphragme/chambre à air - Système B	50
5.3.1	Mesures et dessin 3D	50
5.3.2	Simulation Ansys	50
5.4	Modélisation du levier de l'aiguille - Système A	54
5.4.1	Contact sillon aiguille	54
5.4.2	Réaction du diaphragme	55
5.4.3	Dynamique du levier : système à deux ports	55
5.4.4	Assemblage du système d'équations et résolution	57
5.5	Fonction de transfert totale $H_{tot} = P_o/V_s$	59
6	Identification et validation expérimentale	61
6.1	Démarche générale	61
6.2	Disque de test	61
6.3	Identification des paramètres sur la tête de lecture isolée	62
6.3.1	Justification du montage	62
6.3.2	Dispositif expérimental	63
6.3.3	Modèle adapté au montage	63
6.3.4	Fonction de transfert expérimentale	64
6.3.5	Identification des paramètres	64
6.4	Validation du modèle complet	66
6.4.1	Dispositif expérimental	66
6.4.2	Fonction de transfert expérimentale	66
6.4.3	Comparaison modèle et mesure	66
7	Comparaison avec le gramophone HMV modèle n°99	69
7.1	Le gramophone HMV modèle n°99	69
7.2	Comparaison de la réponse des deux gramophones	70
7.3	Discussion : état de conservation de l'Expert Junior	71
8	Conclusion	73
Annexes		75
A.1	Démonstration de la progression exponentielle	76
A.2	Ordre de grandeur des paramètres des joints du diaphragme	77
A.3	Ordre de grandeur des paramètres du contact aiguille-sillon	79
A.4	Ordre de grandeur des paramètres du pivot du levier	80

Table des figures

2.1	Le Phonautographe de Léon Scott de Martinville (1857)	3
2.2	Le Phonographe de Thomas Edison (1877)	4
2.3	Le Gramophone de Berliner (1887)	5
2.4	E.M. Ginn	6
2.5	Mark X	7
2.6	Publicité pour l'Expert Senior	8
2.7	Publicité pour la gamme Expert	8
3.1	Représentation de la propagation d'une onde sonore dans l'air	9
3.2	Variation temporelle d'une onde sonore en un point fixe	11
3.3	Propagation spatiale d'une onde sonore pour un temps fixé	11
3.4	Représentation temporelle et fréquentielle d'un signal complexe	11
4.1	l'Expert Junior	13
4.2	Moteur à Ressort Collaro D30	14
4.3	Régulateur de vitesse	15
4.4	Variation de la vitesse de rotation du moteur et de la fréquence rayonnée .	16
4.5	Schéma d'une tête de lecture générique	17
4.6	Représentation des neuf premiers modes propres du diaphragme	18
4.7	Diaphragme ondulé	19
4.8	Pivot de l'Expert Junior	20
4.9	Diaphragme rayonnant dans un tube	21
4.10	Influence de l'amortissement acoustique sur les résonances	22
4.11	Erreur de traçage	23
4.12	EMG - <i>Wilson Horn Model</i> , autour de 1927	24
4.13	Réflexion à l'interface diaphragme/air	26
4.14	Réflexion dans le conduit acoustique	27
4.15	Déphasage θ entre l'onde de pression et de vitesse	27
4.16	Diffraction à basses fréquences	29
4.17	Diffraction à hautes fréquences	29
4.18	Discontinuités dans un tube droit	31
4.19	Résistances au col de pavillons exponentiels et coniques	32
4.20	Le violon Stroh	33
4.21	Réponse en fréquence d'un enregistreur mécanique et électrique	34
4.22	Courbe de préaccentuation RIAA	35
5.1	Schéma des différents sous-systèmes de la chaîne de transmission du gramophone	38
5.2	Schéma bloc des différents sous-systèmes	39

5.3	Mesures du rayon du pavillon	40
5.4	Correction de la longueur du pavillon par simulation Akabak	43
5.5	Comparaison de l'impédance au col Z_t obtenue avec les 3 modèles	46
5.6	Directivité d'un piston circulaire de 60 cm de diamètre pour différentes fréquences	48
5.7	Module de la fonction de transfert du Système C : $H_c = P_o/P_t$	49
5.8	Coupe Système B	50
5.9	Vitesse au centre du diaphragme V_d	52
5.10	Déformation [m] du diaphragme dans la configuration réelle	52
5.11	Module de la fonction de transfert du système B : $H_B = P_t/V_d$	53
5.12	Système A	54
5.13	Module de la fonction de transfert du système A : $H_A = V_d/V_s$	57
5.14	Déformations [m] du levier libre à 2455 Hz	58
5.15	Module de la fonction de transfert totale : $H_{tot} = P_o/V_s$	59
6.1	Montage expérimental d'identification	63
6.2	Comparaison entre la fonction de transfert expérimentale de la tête de lecture isolée et la fonction de transfert prédite par le modèle avec les paramètres identifiés	65
6.3	Comparaison entre la fonction de transfert expérimentale du gramophone complet et la fonction de transfert prédite par le modèle	66
7.1	Gramophone portable HMV modèle n°99	69
7.2	Comparaison des fonctions de transfert expérimentales de l'Expert Junior et du HMV modèle n°99.	70
7.3	Influence de la raideur du pivot sur la réponse du modèle	71

À propos de ce mémoire

Niveaux de lecture

Ce mémoire s'adresse à un double lectorat. Il a d'abord été rédigé comme un travail d'ingénieur civil mécanicien : certaines sections contiennent donc des développements mathématiques, des modèles physiques détaillés et des résultats de simulation numérique. Cependant, le gramophone est aussi un objet culturel, historique et musical. Son fonctionnement mérite donc d'être compris au-delà du seul cadre de l'ingénierie. Ce mémoire s'adresse ainsi également aux musicologues, historiens, collectionneurs et passionnés qui souhaitent comprendre les principes de cet instrument sans nécessairement entrer dans le détail des équations.

Lecture générale

Les sections non marquées peuvent être lues sans prérequis particulier. Elles ne présentent que peu ou pas de développements mathématiques et ne nécessitent pas de connaissances techniques spécifiques pour comprendre les idées générales présentées.

Lecture technique

Les sections marquées du symbole  sont à caractère technique. Elles font appel à des notions de mécanique vibratoire, d'acoustique et de mathématiques, et peuvent être parcourues plus rapidement par le lecteur non spécialisé.

À la fin de chaque section technique, un encadré de synthèse présente les idées essentielles en langage accessible. Le lecteur non spécialisé peut ainsi suivre l'ensemble du mémoire en s'appuyant sur les sections générales et sur ces résumés.

Illustrations sonores

Plusieurs sections intègrent des codes QR et des liens hypertextes renvoyant vers des enregistrements audio. Pour apprécier pleinement ces illustrations et percevoir les nuances acoustiques discutées, l'utilisation d'un casque audio ou de haut-parleurs de bonne qualité est vivement encouragée.

Chapitre 1

Introduction

Parmi les technologies qui ont transformé le monde de la musique, peu ont laissé une empreinte aussi profonde que le gramophone. Inventé à la fin du XIX^e siècle, cet instrument est bien plus qu’une merveille d’ingénierie : il a redéfini le rôle de la musique dans la société et posé les fondations de l’industrie musicale moderne. La musique, jadis réservée aux salles de concert et aux cercles privilégiés, s’invite désormais dans l’intimité des foyers ; elle devient reproductible, portable et exploitable commercialement.

Derrière cette révolution culturelle se cache un objet d’une ingéniosité remarquable. Un sillon, une aiguille, une membrane et un pavillon : ces éléments permettent de restituer de manière purement mécanique la complexité d’un orchestre à partir d’un disque en rotation. La compréhension des phénomènes physiques qui gouvernent cette transmission, de la géométrie du sillon jusqu’à l’oreille de l’auditeur, constitue un problème d’acoustique et de mécanique d’une grande richesse.

C’est à ce problème que ce mémoire est consacré, à travers l’étude d’un gramophone *Expert Junior* des années 1930, conservé au Musée des instruments de musique de Bruxelles. L’objectif est d’établir un modèle physique complet de l’instrument, décrivant la transmission entre le sillon gravé dans le disque et la pression acoustique rayonnée dans l’air. Ce mémoire propose ainsi une immersion dans la physique d’une technologie révolue, afin de comprendre comment l’homme a réussi, par la seule force de la mécanique, à figer un son éphémère pour le restituer à la postérité.

“It is only during that period that the art has also become a science.”¹

P. Wilson et G. W. Webb

1. P. Wilson et G. W. Webb, *Modern Gramophones and Electrical Reproducers*, 1929, p viii

Chapitre 2

Contexte historique

Le XIX^e siècle est marqué par une profonde transformation du paysage technique et culturel européen. La révolution industrielle favorise le développement de la mécanisation, de la production en série et d'une ingénierie de plus en plus précise, tandis que la société accorde une place grandissante aux sciences expérimentales et aux inventions techniques.

Sur le plan musical, le paysage est dominé par l'omniprésence de l'opéra et du romantisme, portés par des figures comme Verdi, Wagner ou Brahms. Cette époque consacre l'âge d'or des grands orchestres symphoniques, et généralise la présence des pianos dans les foyers, qui étaient à cette époque l'instrument privilégié pour écouter de la musique à domicile.

C'est dans ce contexte industriel, scientifique et musical, que naissent les premières tentatives d'enregistrement et de reproduction mécanique du son.

2.1 Les premiers instruments reproducteurs

2.1.1 Le Phonautographe de Scott de Martinville

En 1857, l'inventeur français Édouard-Léon Scott de Martinville invente le phonautographe, la première machine de l'histoire capable d'enregistrer graphiquement des vibrations acoustiques.

On peut observer une photo de cet appareil à la figure 2.1. Un pavillon dirige l'onde sonore vers une membrane placée à son extrémité. Une fine tige, appelée stylet, est fixée à cette membrane. Sous l'effet des ondes acoustiques, la membrane entre en vibration, entraînant avec elle le stylet. Ce dernier vient alors effleurer la surface d'un cylindre couvert de noir de fumée mis en rotation à l'aide d'une manivelle. Le stylet, en se déplaçant, trace une ligne dans la suie, créant ainsi un « phonautogramme » : une représentation graphique de l'onde sonore.



FIGURE 2.1 – Le Phonautographe de Léon Scott de Martinville (1857) [1]

Le phonautographe, bien que révolutionnaire, ne pouvait que visualiser le son, et non le reproduire. Il est donc resté à l'époque un outil de curiosité scientifique. Cette invention a pris une nouvelle dimension en 2008 : grâce aux travaux de chercheurs américains, des scans haute résolution d'un phonautogramme datant de 1860 ont pu être convertis numériquement en signal audio écoutable. Cet enregistrement de la voix de Scott de Martinville chantant les premières notes de « Au clair de la lune » est aujourd'hui reconnu comme le plus ancien son humain jamais capturé [2].



Scannez le code QR ci-contre ou cliquez sur le lien¹ pour écouter le premier enregistrement sonore de l'histoire.

2.1.2 Le Phonographe de Thomas Edison



FIGURE 2.2 – Le Phonographe de Thomas Edison (1887) [3]

Thomas Edison invente le phonographe en 1877, la toute première machine de l'histoire capable non seulement d'enregistrer le son, mais également de le reproduire [4]. Une représentation de l'appareil est visible sur la figure 2.2.

Le dispositif est assez proche de celui utilisé 20 ans plus tôt par Scott de Martinville. La suie est remplacée par une fine feuille d'étain, et le stylet agencé de manière à reproduire les vibrations du diaphragme selon son axe, c'est-à-dire en s'enfonçant plus ou moins profondément dans le cylindre. Ce procédé de gravure verticale, souvent appelé 'hill-and-dale', est typique de l'invention d'Edison.

L'onde sonore, concentrée par le pavillon, transmise du diaphragme au stylet puis gravée en profondeur dans la feuille d'étain, peut ensuite être reproduite en inversant le processus. La pointe du stylet est repositionnée au début du sillon et le cylindre remis en rotation. En suivant les reliefs gravés dans l'étain, le stylet transmet les vibrations enregistrées à la membrane qui restitue l'onde sonore dans l'air.

À noter que Thomas Edison n'était pas le seul à travailler sur une machine de ce type à l'époque. Le poète français Charles Cros avait déposé quelques mois avant le succès d'Edison un mémoire décrivant le "Paléophone", une machine sensiblement similaire au phonographe, non prototypée faute de moyens [5]. Edison restera donc pour la postérité comme le premier homme à avoir reproduit une voix enregistrée.

1. Lien direct vers l'audio : <https://tinyurl.com/cssp25f3>

2.1.3 Le Gramophone d'Émile Berliner

Dix ans après cette invention majeure, l'inventeur germano-américain Émile Berliner introduit le gramophone, une machine qui allait profondément révolutionner l'industrie musicale [6]. Cet instrument s'inscrit dans la lignée des travaux d'Edison mais s'en écarte grâce à deux innovations majeures.

Berliner change tout d'abord la méthode de gravure. Là où le phonographe d'Edison utilisait une gravure verticale à profondeur variable, il introduit la gravure latérale (i.e. de gauche à droite). Ce type de gravure apportait plusieurs avantages, notamment une meilleure stabilité dans le guidage de l'aiguille et une réduction de la vitesse d'usure du support.

La seconde innovation, et de loin la plus importante, est la modification du support d'enregistrement : Berliner abandonne le cylindre au profit du disque plat. Ce nouveau support, contrairement aux cylindres, a été conçu dès le départ pour la duplication. Son processus de production était le suivant : le son était gravé sur un premier disque de zinc recouvert d'une fine couche de cire appelé disque maître ou 'master'. Ce disque, après avoir été plongé dans un bain d'acide pour fixer le sillon dans le métal, permettait de mouler une matrice inverse appelée 'matrice mère'. La matrice pouvait finalement être utilisée pour presser des milliers de copies du disque original, d'abord en ébonite puis plus tard en gomme laque. Cette invention transforme le rapport au son : elle fait passer l'enregistrement du statut de 'curiosité scientifique' à celui de produit culturel de masse. En séparant la fonction d'enregistrement (réservée aux studios) de la fonction de lecture, Berliner invente le concept de l'industrie du disque [7].

La victoire finale du disque sur le cylindre ne fut pourtant pas immédiate. Edison lutta pendant plus de 30 ans en revendiquant la supériorité des cylindres, produisant un son légèrement plus fidèle à cette époque. Cette "guerre des supports" ne sera totalement remportée par le disque qu'à la fin des années 20.



FIGURE 2.3 – Le Gramophone de Berliner (1887) [8]

2.2 L'Expert Junior

L'Expert Junior est l'un des gramophones acoustiques les plus emblématiques du début des années 1930, souvent considéré comme l'aboutissement de la technologie de reproduction sonore purement mécanique. Dans le cadre de ce travail, un exemplaire de cet instrument a pu être étudié en détail grâce à une collaboration avec le Musée des instruments de musique de Bruxelles. Afin de mener cette analyse de manière pertinente, il est important de replacer d'abord cet appareil dans son contexte historique et technique. Cette section s'appuie largement sur l'ouvrage de référence *"The E.M.G. Story"* de Francis James [9], qui retrace le développement des gramophones E.M.G. et l'origine des modèles Expert.

La genèse

Au départ, rien ne prédestinait Ellis Michael Ginn au gramophone. Vendeur de poisson et de volaille, il n'était ni musicien ni grand mélomane, mais possédait un talent exceptionnel pour la vente et une grande confiance en lui. Ginn découvre le monde du gramophone grâce à son beau-frère Davis Phillips, intéressé depuis longtemps par la reproduction sonore.

On se trouve, au début des années 1920, dans un contexte où le gramophone est déjà largement diffusé mais encore limité en termes de qualité de reproduction. À cette époque, la majorité des appareils sont conçus comme des produits commerciaux, privilégiant l'esthétique et le coût au détriment des performances acoustiques. C'est précisément contre cette approche que Ginn, Davis Phillips et son frère financier Ben Phillips décidèrent de se positionner en se lançant dans la construction de gramophones. Le rêve était clair : concevoir le meilleur gramophone jamais construit.



FIGURE 2.4 – E.M. Ginn [9]

E.M.G. Handmade Gramophone

Les premières réalisations, encore expérimentales, apparaissent vers 1923. Elles s'inspirent largement des travaux de Henry Seymour, un des grands pionniers anglais de la reproduction acoustique, dont les appareils comptaient parmi les meilleurs de l'époque. À ce stade, l'innovation repose davantage sur l'assemblage optimisé de composants existants que sur une véritable innovation. Toutefois, les premières démonstrations publiques à Brighton en 1924 rencontrent rapidement un certain succès, notamment grâce aux qualités commerciales de Ginn.

L'entreprise s'installe à Londres et entre alors dans un milieu plus exigeant : celui des gramophiles, des sociétés de gramophone, et surtout de la revue de référence de l'époque sur le sujet : *"The Gramophone"*. Ginn participe en 1924 à un concours organisé par cette revue au Steinway Hall et remporte avec son premier prototype une médaille d'argent, ce qui lui donne une visibilité considérable. C'est également à cette époque que l'entreprise adopte le nom *E.M.G. Handmade Gramophones*.

Le développement d'E.M.G. repose ensuite sur une série de rencontres décisives. La plus importante est celle de Percy Wilson, mathématicien et gramophile, qui cherche à

appliquer des principes scientifiques à la conception du gramophone. Ses travaux sur la géométrie du bras et, surtout, sur les pavillons exponentiels permettent d'améliorer significativement la reproduction sonore des gramophones E.M.G. et de tirer pleinement profit des nouveaux enregistrements électriques de l'époque. À partir de cette période, E.M.G. s'impose comme un acteur de référence dans le domaine des gramophones acoustiques haut de gamme.



FIGURE 2.5 – Mark X [9]

L'entreprise développe une série de modèles de plus en plus élaborés, combinant pavillons de grande taille, conduits acoustiques optimisés et fabrication soignée. L'arrivée de Balfour Davey à la fin des années 1920 renforce encore cette dynamique. Davey apporte une nouvelle approche de la conception acoustique et participe au développement de modèles tels que les Mark VII, Mark VIII et surtout Mark X.

Le Mark X, introduit en 1929, représente une étape marquante dans l'évolution des gramophones E.M.G. Il se caractérise par un grand pavillon externe, destiné à augmenter la longueur effective du système acoustique et à améliorer la reproduction des basses fréquences. Ce modèle devient rapidement emblématique, tant par son apparence que par ses performances. Il met en évidence une idée fondamentale qui restera au cœur des développements ultérieurs : la qualité de reproduction dépend fortement de la géométrie globale du système acoustique, et en particulier du pavillon.

Parallèlement à ces avancées techniques, l'entreprise connaît une croissance rapide qui entraîne des tensions internes. Le développement de l'activité nécessite des investissements importants et conduit à une réorganisation de la structure de l'entreprise à la fin des années 1920. Cette transformation réduit progressivement le contrôle de Ginn sur E.M.G., au profit d'une gestion plus structurée impliquant notamment Balfour Davey et des investisseurs. Des divergences apparaissent également sur l'orientation technique à adopter, en particulier vis-à-vis de la reproduction électrique, qui commence alors à s'imposer. Ces tensions culminent en 1930, lorsque Ginn quitte E.M.G. après une série de désaccords avec la direction. Cette rupture marque un tournant majeur dans l'histoire du gramophone acoustique haut de gamme.

Contraint de repartir sans pouvoir utiliser le nom E.M.G., Ginn fonde rapidement une nouvelle entreprise sous le nom d'*Expert Handmade Gramophones* avec comme objectif de démontrer qu'il est toujours capable de concevoir des machines de qualité, en capitalisant sur l'expérience acquise au cours des années précédentes.

Expert Handmade Gramophone et l'Expert Junior

La mise au point des premiers modèles Expert est remarquablement rapide. En quelques mois seulement, Ginn parvient à concevoir une nouvelle gamme de gramophones, et un premier showroom est ouvert au 55 Rathbone Place à Londres. La gamme Expert, introduite en 1930, reprend un même principe de conception décliné en trois tailles différentes : l'Expert Senior, l'Expert Junior et l'Expert Minor. Malgré des moyens plus limités que ceux d'E.M.G., il réussit à développer des machines particulièrement performantes, en concentrant ses efforts sur l'optimisation du système acoustique. Les gramophones Expert sont plus simples visuellement que les E.M.G. Les contraintes financières imposent des coffrets plus sobres, avec placage et finition cellulosique, moins luxueux que les cabi-

nets E.M.G. polis à la française. Mais l'essentiel est ailleurs : Expert concentre l'effort sur la qualité de reproduction.

La gamme Expert permet rapidement à Ginn de reprendre pied dans le monde très exigeant du gramophone de première qualité. Il sait que sa survie commerciale dépend du jugement du comité d'experts de la revue "The Gramophone", qui avait l'habitude de publier régulièrement des articles sur les nouveaux gramophones entrant sur le marché. Ce comité, étant constitué de plusieurs personnes restées chez E.M.G., aurait pu lui être défavorable en raison des tensions ayant mené à son départ de la société. Pourtant, la machine est extrêmement bien reçue. Le comité écrira notamment : *"Il est difficile de savoir que dire de cet instrument, si ce n'est que l'on peut à peine concevoir qu'une bien meilleure reproduction puisse jamais être obtenue de la part d'un gramophone acoustique"* [9]. Dans une édition ultérieure, la revue compare l'Expert aux meilleurs modèles de chez E.M.G. et considère la machine de Ginn comme légèrement supérieure à celle d'E.M.G. sur plusieurs aspects. C'est une reconnaissance capitale : quelques mois après la création d'Expert, Ginn parvient à produire les meilleurs gramophones disponibles sur le marché.

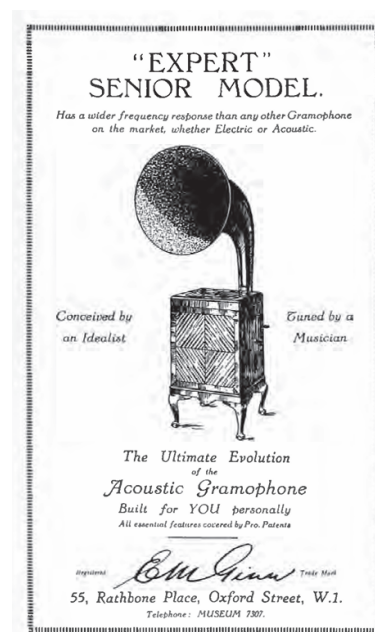


FIGURE 2.6 – Publicité pour l'Expert Senior [9]

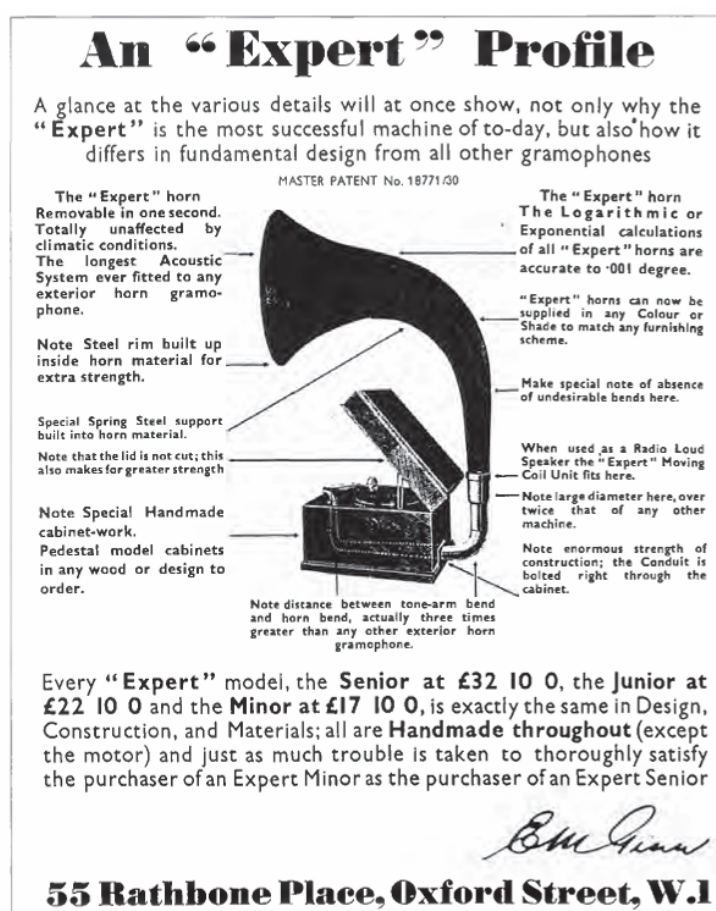


FIGURE 2.7 – Publicité pour la gamme Expert [9]

Dans ce contexte, les gramophones Expert peuvent être considérés comme l'aboutissement de plusieurs décennies d'évolution de la reproduction sonore mécanique. Ils synthétisent les avancées empiriques et les approches scientifiques développées depuis le début des années 1920, dans une période de transition où la reproduction électrique commence à s'imposer définitivement. L'Expert Junior constitue ainsi l'un des points culminants de l'évolution des gramophones acoustiques, tout en marquant la fin d'une époque. Pour cette raison, son étude présente un intérêt particulier, tant du point de vue historique que du point de vue technique.

Les figures 2.6 et 2.7 présentent des publicités d'époque pour la gamme Expert.

Chapitre 3

Notions vibratoires fondamentales

L'étude d'un gramophone fait intervenir plusieurs phénomènes vibratoires de nature différente. Avant d'aborder en détail le fonctionnement des différentes parties du gramophone, il est donc utile d'introduire quelques notions fondamentales relatives aux ondes mécaniques et acoustiques.

Cette introduction ne vise pas à développer une théorie complète des ondes, mais plutôt à définir certaines grandeurs qui seront utilisées dans la suite du travail [10, 11].

3.1 Vibrations et ondes

Une vibration correspond au mouvement oscillatoire d'un système autour d'une position d'équilibre. Ce système peut être un élément solide, comme une barre, une aiguille ou une membrane, mais aussi un volume de fluide, comme l'air contenu dans une cavité ou un conduit.

Lorsqu'une perturbation locale se transmet progressivement aux régions voisines du milieu, on parle d'onde. Une onde transporte de l'énergie d'un point à un autre, sans impliquer nécessairement un transport global de matière. Dans une onde sonore, par exemple, les particules d'air n'oscillent que légèrement autour d'une position moyenne, tandis que la perturbation de pression se propage dans l'espace.

Les ondes mécaniques nécessitent un milieu matériel pour se propager. Elles peuvent se propager dans les solides, les liquides ou les gaz. Dans un solide, la perturbation peut prendre la forme d'un déplacement longitudinal, transversal, de flexion ou de torsion. Dans l'air, le son correspond à une onde longitudinale : les particules d'air oscillent dans la même direction que la propagation de l'onde.

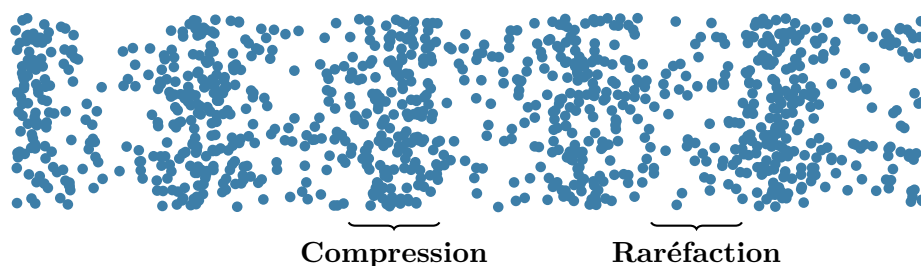


FIGURE 3.1 – Représentation de la propagation d'une onde sonore dans l'air

Une onde sonore est constituée d'une succession de compressions et de raréfactions qui se propagent de proche en proche dans l'air (voir figure 3.1). Lorsqu'une zone du milieu est légèrement comprimée, les particules d'air qu'elle contient exercent une force sur les particules voisines, qui sont à leur tour mises en mouvement. Cette perturbation se transmet ainsi de proche en proche dans l'espace. Les variations de pression associées restent faibles par rapport à la pression atmosphérique moyenne, mais elles suffisent à produire une sensation auditive lorsqu'elles atteignent l'oreille.

Deux grandeurs acoustiques sont particulièrement importantes : la pression acoustique p et la vitesse particulaire v . La pression acoustique désigne l'écart instantané entre la pression locale et la pression atmosphérique. La vitesse particulaire correspond à la vitesse locale d'oscillation des particules d'air. Elle ne doit pas être confondue avec la vitesse de propagation du son, qui désigne la vitesse à laquelle la perturbation se déplace dans le milieu.

3.2 Paramètres fondamentaux d'une onde

Une onde périodique est caractérisée par sa fréquence f , exprimée en hertz. Elle correspond au nombre d'oscillations effectuées en une seconde. Elle est directement liée à la hauteur perçue d'un son : une fréquence faible correspond à un son grave, tandis qu'une fréquence élevée correspond à un son aigu.

La période T est la durée d'une oscillation complète. Elle est reliée à la fréquence par :

$$T = \frac{1}{f} \quad (3.1)$$

La longueur d'onde λ désigne la distance entre deux points successifs se trouvant dans le même état vibratoire, par exemple deux maxima de pression. Elle est reliée à la fréquence et à la vitesse de propagation par :

$$c = f\lambda \quad (3.2)$$

où c est la vitesse de propagation de l'onde. Dans l'air à température ambiante, la vitesse du son vaut environ 343 m/s.

L'amplitude décrit l'importance d'une oscillation. Selon le contexte, elle peut représenter un déplacement mécanique, une vitesse, une force ou une pression acoustique. Dans le cas d'une onde sonore, l'amplitude de pression est liée à l'intensité sonore perçue. La perception humaine du volume sonore n'est pas linéaire. Pour cette raison, les niveaux sonores sont généralement exprimés sur une échelle logarithmique, en décibels. Le niveau de pression acoustique est défini par :

$$L_p = 20 \log_{10} \left(\frac{p_{\text{rms}}}{p_{\text{ref}}} \right) \quad (3.3)$$

où p_{rms} est la pression acoustique efficace, c'est-à-dire la valeur quadratique moyenne de la pression acoustique, et $p_{\text{ref}} = 20 \mu\text{Pa}$ est la pression acoustique de référence.

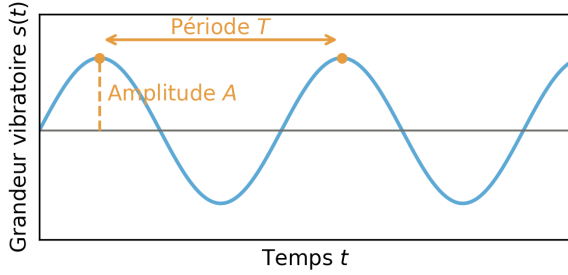


FIGURE 3.2 – Variation temporelle d'une onde sonore en un point fixe

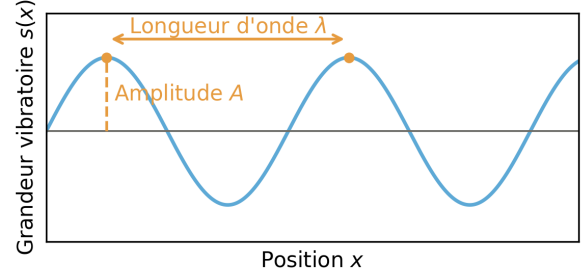


FIGURE 3.3 – Propagation spatiale d'une onde sonore pour un temps fixé

Les figures 3.2 et 3.3 illustrent deux manières complémentaires de représenter une onde périodique. La première représentation décrit l'évolution de la grandeur vibratoire en fonction du temps, en un point fixe de l'espace. Elle permet de représenter la période T définie précédemment. La seconde représentation montre le profil spatial de cette même onde à un instant donné et permet de représenter la longueur d'onde λ .

La phase permet finalement de préciser l'état d'avancement d'une oscillation au sein de son cycle. Deux grandeurs sinusoïdales peuvent ainsi avoir la même fréquence et la même amplitude, mais ne pas atteindre leurs maxima au même instant. On dit alors qu'elles sont déphasées. Ce déphasage est généralement exprimé par un angle noté φ , un angle de 360° ou 2π radians correspondant à une oscillation complète.

3.3 Représentation et analyse fréquentielle

Les signaux considérés jusqu'ici ont été décrits de manière temporelle, c'est-à-dire en observant l'évolution de la grandeur vibratoire au cours du temps. Si cette approche est intuitive pour une onde purement sinusoïdale, les sons réels émis par des instruments de musique ou par la voix humaine présentent des formes d'onde beaucoup plus complexes.

L'idée fondamentale de l'analyse fréquentielle est qu'un signal complexe peut être décrit comme une superposition de composantes sinusoïdales. Chacune de ces composantes possède une fréquence, une amplitude et une phase propres. L'analyse fréquentielle consiste alors à représenter le contenu d'un signal en fonction de la fréquence, plutôt qu'en fonction du temps. La transformée de Fourier est l'outil mathématique qui permet d'effectuer cette décomposition : elle associe à un signal temporel un *spectre fréquentiel*, indiquant l'importance relative des différentes fréquences qui le composent (voir figure 3.4).

Cette représentation est particulièrement utile pour analyser les systèmes vibratoires et acoustiques, et sera utilisée de manière récurrente dans la suite du mémoire.

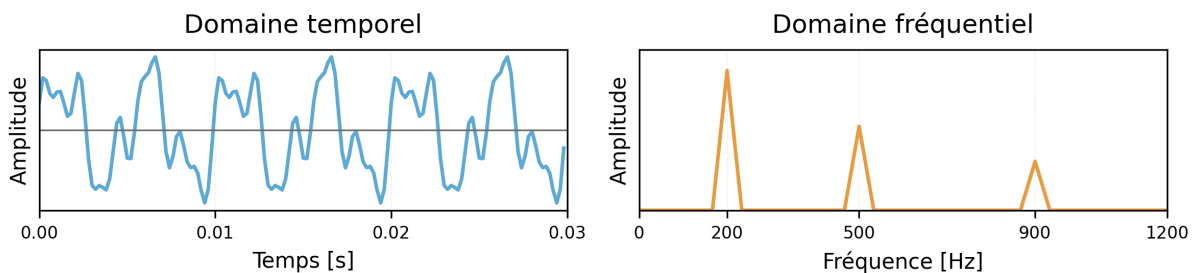


FIGURE 3.4 – Représentation temporelle et fréquentielle d'un signal complexe

Chapitre 4

Fonctionnement d'un gramophone

4.1 Fonctionnement général

Le principe général de fonctionnement des gramophones est resté inchangé depuis sa création. Différents éléments ont cependant été ajoutés et optimisés au fil du temps, permettant une nette amélioration de la qualité de reproduction de ces appareils à la fin des années 20 et au début des années 30. Avant cette époque, le développement du gramophone était davantage focalisé sur le rendu esthétique et la commodité. Une photo de l'Expert Junior est présentée à la figure 4.1 et sera utilisée pour illustrer l'explication.

Un disque, sur lequel est gravé un sillon hélicoïdal, est mis en rotation grâce à un moteur à ressort. L'aiguille, posée dans un sillon, est contrainte de suivre la forme de la gravure, ce qui la met en vibration. Elle est attachée à son extrémité supérieure au centre d'un mince diaphragme en aluminium, qui est mis en vibration à son tour. Le diaphragme, vibrant dans l'air environnant, force les molécules d'air à se déplacer dans un mouvement de va-et-vient, ce qui compresse et raréfie successivement l'air dans son entourage. Ces variations de pression, qui constituent l'onde sonore, se propagent de proche en proche, d'abord le long du pavillon puis dans l'air libre. Notre cerveau transforme finalement cette perturbation en sensation sonore lorsqu'elle atteint notre oreille.



FIGURE 4.1 – l'Expert Junior [12]

Afin de comprendre en détail le fonctionnement du gramophone, les sections suivantes analysent successivement ses principaux éléments : le moteur à ressort, la tête de lecture, le bras de lecture, le pavillon, et le disque. Elles permettent ainsi de suivre la chaîne de transmission depuis le sillon jusqu'au son rayonné par l'instrument.

4.2 Le moteur à ressort

Dans les gramophones les plus anciens, comme celui présenté à la figure 2.3, la mise en rotation du disque était assurée manuellement par l'utilisateur à l'aide d'une manivelle. Cette méthode, en plus d'être contraignante, s'avéra rapidement inefficace. Le maintien d'une vitesse constante à la main est pratiquement impossible, et l'oreille humaine, très sensible aux variations de hauteur tonale, percevait fortement ces variations. L'introduction du moteur à ressort a permis d'automatiser la rotation du disque, libérant l'utilisateur de la contrainte de la mise en rotation manuelle, tout en offrant une qualité sonore supérieure [13, 14, 15, 16].

Le moteur à ressort de l'Expert Junior est représenté à la figure 4.2.

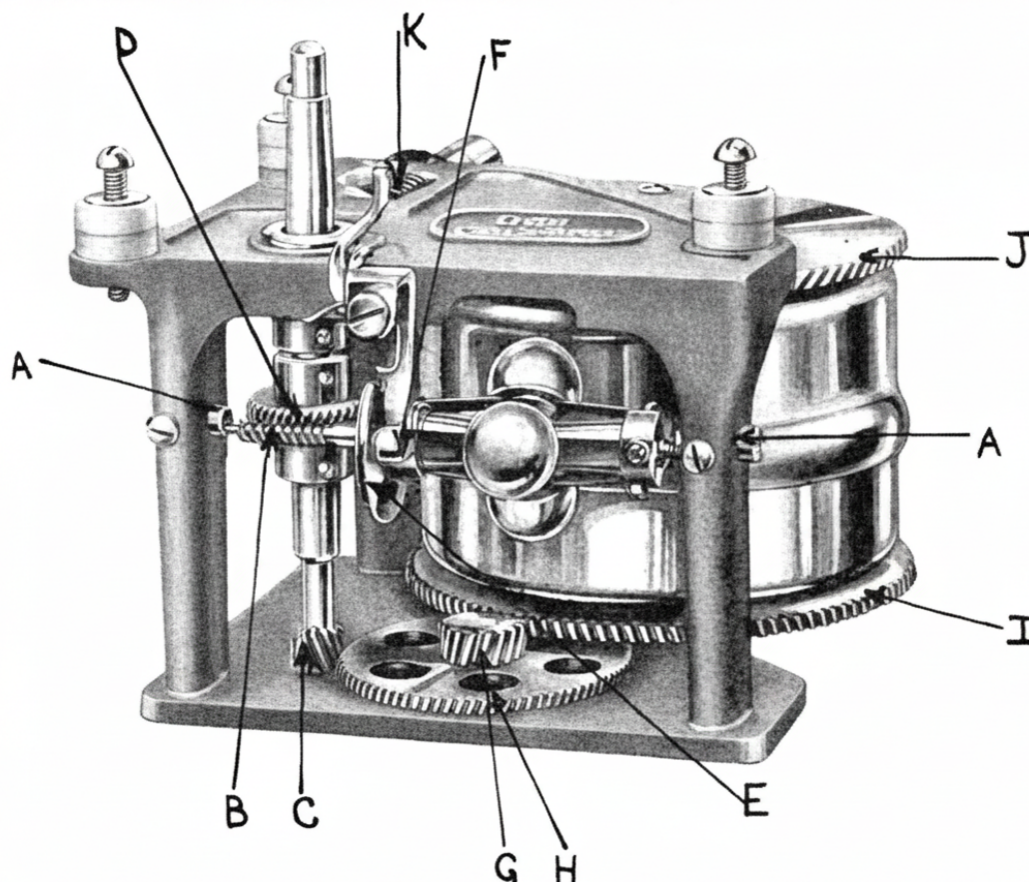


FIGURE 4.2 – Moteur à Ressort Collaro D30 [16]

Il permet de stocker de l'énergie potentielle dans un ressort et de la restituer de manière contrôlée sous la forme d'une vitesse de rotation constante du plateau rotatif.

L'utilisateur, après avoir bloqué le plateau rotatif, actionne une manivelle reliée à la vis sans fin de remontage (K) et à la roue dentée (J). Ce mouvement remonte un double ressort en spirale logé dans le barillet visible au centre du châssis. Lorsque le plateau est libéré, le double ressort se détend et met en rotation la roue d'entraînement principale (I). Par l'intermédiaire d'un train d'engrenages démultiplicateurs (H et G), le mouvement est transmis à l'axe central (C). Le plateau rotatif est posé sur l'extrémité supérieure de l'axe central, et est entraîné par celui-ci. Pour conserver une vitesse de rotation constante durant la détente des ressorts, un régulateur de vitesse est relié à l'axe central à l'aide d'un engrenage à vis sans fin (B, D).

Le régulateur de vitesse

Le régulateur mécanique de vitesse est un mécanisme de contrôle ingénieux permettant de réguler la vitesse de rotation de la platine aux alentours de 78 tr/min. Il repose sur le principe fondamental du *régulateur de Watt*, utilisé dans les machines à vapeur à cette époque, mais s'en distingue par sa position horizontale ainsi que par l'utilisation de ressorts-lames (R) comme élément de rappel au lieu de la gravité. Une vue détaillée du régulateur est fournie à la figure 4.3.

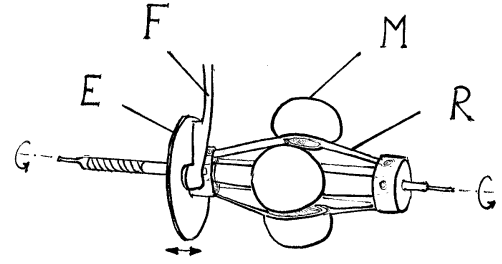


FIGURE 4.3 – Régulateur de vitesse

Équilibre dynamique des masselottes

Lorsque le régulateur tourne à vitesse angulaire $\omega = 2\pi f$ [rad/s], chaque masselotte (M) décrit une trajectoire circulaire de rayon r . Elles subissent donc une accélération centripète :

$$a_c = \omega^2 r$$

En négligeant le poids, la seule force s'opposant à l'inertie de la masse est la force de rappel du ressort :

$$F_r = k(r - r_0)$$

avec k la raideur du ressort-lame et r_0 la distance entre les masselottes et l'axe de rotation à l'arrêt.

La deuxième loi de Newton impose la relation suivante entre la force et l'accélération :

$$k(r - r_0) = m\omega^2 r$$

avec m la masse d'une masselotte. En réarrangeant les termes, on obtient finalement l'expression de la distance entre les masselottes et l'axe de rotation en fonction de la vitesse de rotation :

$$r = \frac{kr_0}{k - m\omega^2} \quad (4.1)$$

Lorsque la vitesse de rotation ω augmente, le dénominateur diminue ce qui provoque une augmentation de l'écartement r . Les ressorts-lames étant de longueur curviligne constante, cet écartement des masselottes s'accompagne automatiquement d'un rapprochement des extrémités des ressorts et donc d'un déplacement vers la droite du disque de friction (E), qui peut coulisser librement sur l'axe du régulateur. Lorsque le régulateur atteint la vitesse requise, le disque de friction entre en contact avec le patin de freinage qui applique un couple résistif et dissipe l'énergie excédentaire.

L'utilisateur peut régler la vitesse de consigne grâce à un levier externe relié au patin de freinage (F). En déplaçant le patin vers la gauche, on diminue le déplacement du disque de friction nécessaire pour établir le contact. Le freinage intervient alors pour un écartement r plus faible, et donc pour une vitesse de rotation ω plus basse. Inversement, déplacer le patin vers la droite permet au moteur d'atteindre une vitesse plus élevée avant que la régulation ne s'active.

Test expérimental des performances du moteur à ressort

En jouant un disque de test gravé d'une sinusoïde pure à 440 Hz (enregistrée à 78 tr/min), nous pouvons quantifier avec précision la stabilité du moteur à ressort en analysant les fluctuations de la fréquence rayonnée par le gramophone. En effet, la fréquence reproduite est directement liée à la vitesse de rotation du disque : une augmentation de la vitesse de rotation par rapport à la vitesse d'enregistrement initial induit mécaniquement une élévation proportionnelle des fréquences acoustiques générées. On observe à la figure 4.4 la variation de la fréquence rayonnée et de la vitesse de rotation du disque en fonction du temps.

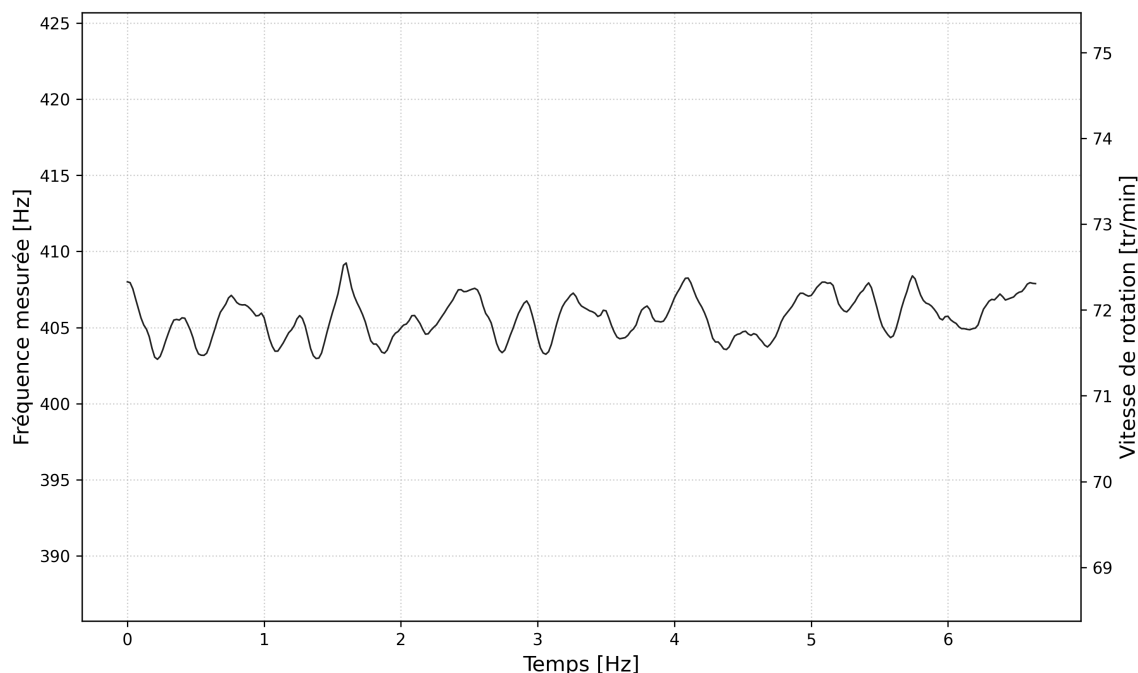


FIGURE 4.4 – Variation de la vitesse de rotation du moteur et de la fréquence rayonnée

La vitesse moyenne de rotation mesurée est de 71,94 tr/min, ce qui est significativement plus bas que les 78 tr/min souhaités. Cette erreur peut néanmoins être corrigée en modifiant la position du patin de freinage et n'est donc pas un indicateur de la qualité du moteur à ressort. Ce qui nous intéresse pour quantifier la stabilité du moteur est la variation de la fréquence rayonnée (= variation de la vitesse de rotation du disque) par rapport à sa moyenne. Ces variations sont contenues dans une plage de $\pm 1\%$. Cela correspond, en langage musical, à une variation de hauteur de ± 14 centièmes de demi-ton (14 cents), ce qui reste très limité. L'oreille humaine, extrêmement sensible aux variations de hauteur tonale, est capable de percevoir une variation à partir de 5 à 10 cents [17]. Les variations de vitesse de rotation du disque, bien que très faibles, sont donc perceptibles à l'oreille et participent au son caractéristique des supports analogiques.

Scannez le code QR ci-contre ou cliquez sur le lien¹ pour écouter le son produit par l'Expert Junior lors de la lecture d'une sinusoïde pure. Remarquez-vous les légères variations de hauteur tonale produites par l'irrégularité de la vitesse de rotation du moteur à ressort ?



1. Lien direct vers l'audio : <https://bit.ly/4u3cqsu>

4.3 La tête de lecture

La tête de lecture, ou *soundbox*, est l'élément central du gramophone. C'est elle qui convertit les vibrations structurelles de l'aiguille en variations de pression acoustique dans l'air. Ses différents éléments et ses caractéristiques principales sont communs à toutes les soundbox, depuis les premières créations de Berliner en 1887 jusqu'aux derniers modèles de gramophones portables produits dans les années 50. Un dessin en coupe d'une tête de lecture générique est représenté à la figure 4.5.

On y retrouve l'aiguille (A), le levier de l'aiguille (S) capable de se balancer d'avant en arrière grâce à des pivots (P et P'), le diaphragme (D) maintenu en place par deux joints annulaires en caoutchouc (G), la chambre à air (A) derrière le diaphragme, le corps de la tête de lecture (C) et la sortie communiquant avec le début du pavillon (O).

Le sillon du disque contraint l'aiguille à se déplacer dans un mouvement de va-et-vient, créant des vibrations transmises par le levier de l'aiguille au centre du diaphragme. Cette vibration est ensuite transmise à l'air sous forme de variations de pression.

Les sections suivantes analysent en détail les éléments principaux de la tête de lecture [18, 19, 20, 21].

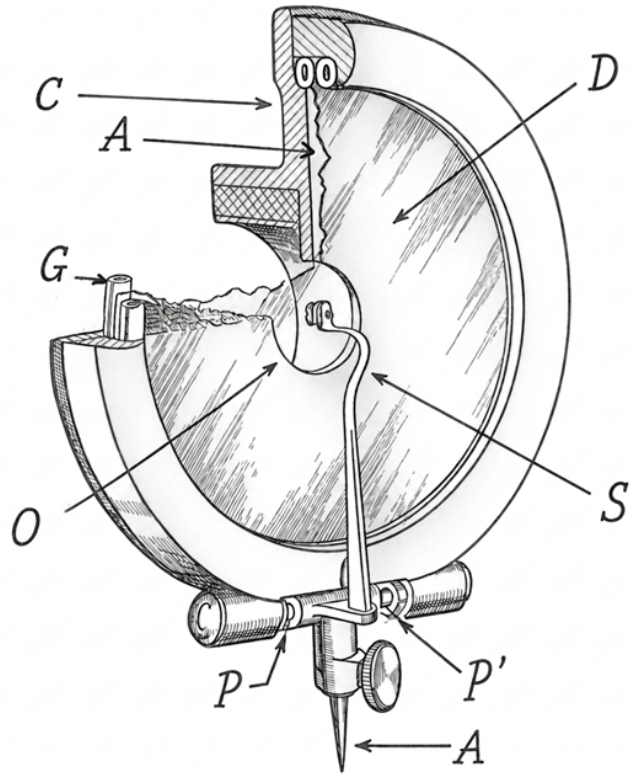


FIGURE 4.5 – Schéma d'une tête de lecture générique [22]

4.3.1 Le diaphragme

Fréquences propres et modes de déformation

Le diaphragme est une plaque fine circulaire mise en vibration par le levier de l'aiguille. Il ne se contente pas de transmettre passivement les vibrations de l'aiguille, il réagit également selon ses propres caractéristiques physiques. En effet, n'importe quel corps en vibration, que ce soit un diaphragme, une barre ou même une colonne d'air, tend à vibrer naturellement à des fréquences spécifiques appelées **fréquences propres** [23, 24]. Lorsque le diaphragme est excité à une fréquence proche d'une de ses fréquences propres, l'amplitude des vibrations augmente de manière disproportionnée : c'est le phénomène de résonance. La forme de la membrane vibrante à ces fréquences propres est appelée **mode propre**. Une représentation des neuf premiers modes propres d'un diaphragme circulaire encasté sur sa périphérie, obtenue avec le logiciel de simulation Ansys, est fournie à la figure 4.6.

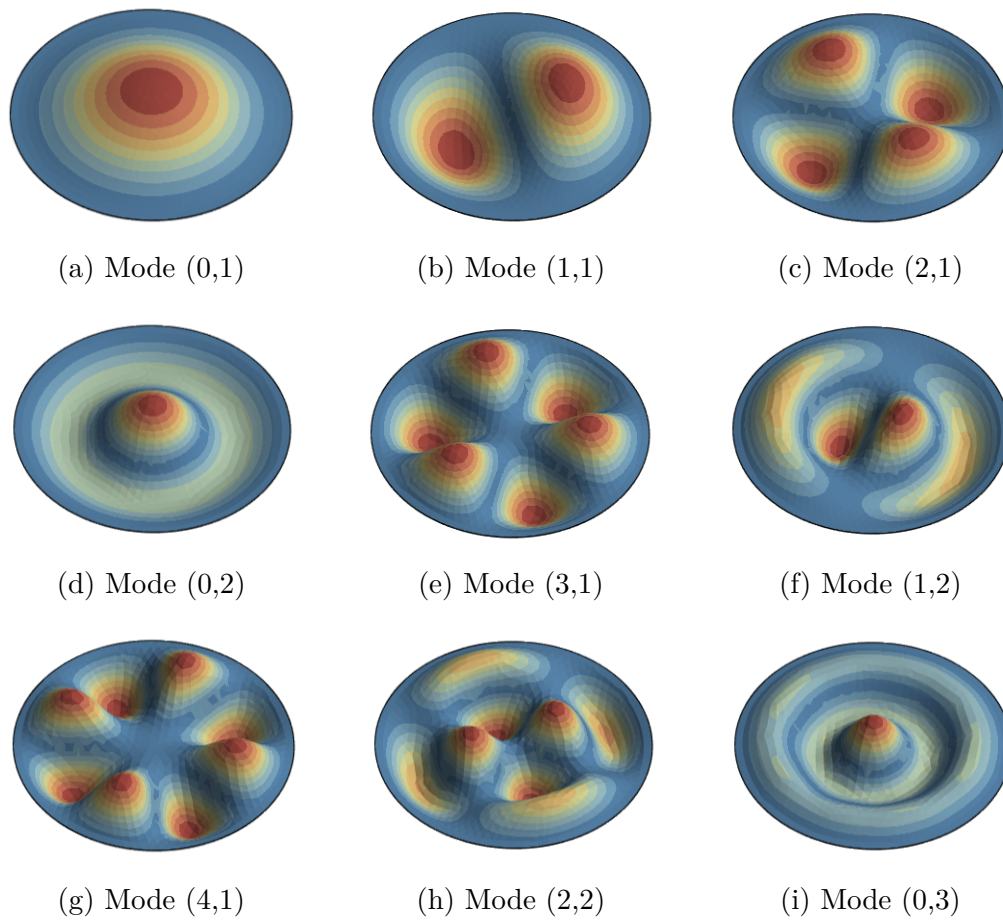


FIGURE 4.6 – Représentation des neuf premiers modes propres du diaphragme²

La nomenclature usuelle des différents modes de vibrations d'une membrane est de la forme (d, c) , où d est le nombre de diamètres nodaux et c est le nombre de cercles nodaux [25]. Une zone nodale est une zone sur une structure qui ne bouge pas lorsque le reste de la structure est en train de vibrer. Dans la figure ci-dessus, les cercles et diamètres nodaux apparaissent comme des régions bleues.

Tous les modes propres illustrés ne sont pas excités dans un diaphragme de gramophone. En effet, celui-ci étant mis en mouvement par le levier au centre du diaphragme, les modes possédant un noeud au centre ne seront jamais stimulés. Cela correspond à tous les modes avec au moins un diamètre nodal. Dans les neuf modes présentés, les modes d'intérêt sont donc les modes axisymétriques (0,1), (0,2) et (0,3).

La réponse du diaphragme ne se limite pas à un mode à la fois, mais résulte d'un mélange de ses différents modes propres. C'est ce que l'on appelle la superposition modale : la forme réelle de vibration est une combinaison pondérée des modes axisymétriques, le poids de chaque mode dépendant de la proximité entre la fréquence d'excitation et sa fréquence propre associée. En dessous de la première fréquence propre, appelée fréquence fondamentale, le premier mode de déformation (0,1) domine. Toute la surface du diaphragme se déplace en phase, ce qui permet de déplacer un volume d'air maximal vers la chambre acoustique. Au-delà de cette fréquence, l'influence du premier mode diminue progressivement au profit du deuxième mode axisymétrique (0,2) et le diaphragme commence à adopter une forme complexe où le centre et la périphérie se déplacent en sens

2. Afin de rendre les reliefs plus visibles, la vue est légèrement inclinée par rapport à l'axe du diaphragme. Le diaphragme est bien circulaire, et les modes (0,1), (0,2) et (0,3) sont bien centrés.

inverse. Cela réduit l'efficacité de la transmission de la vibration dans l'air. Pendant que la partie centrale avance et comprime l'air, la partie périphérique recule simultanément, créant une zone de dépression. Les molécules d'air devant le centre du diaphragme vont donc se déplacer vers les zones de faible pression au bord du diaphragme au lieu de se propager dans le pavillon. C'est pour cette raison que les têtes de lecture sont conçues de manière à obtenir la plus haute fréquence fondamentale de diaphragme possible, pour profiter sur une bande de fréquence maximale des bénéfices de la forme du mode (0,1).

Il est important de noter que l'objectif d'un gramophone est de restituer fidèlement le son gravé dans le disque, en limitant les distorsions. Pour cela, la transmission vibratoire doit rester aussi homogène que possible sur l'ensemble de la bande de fréquences reproduite. Les résonances propres aux différents éléments de la chaîne de transmission doivent donc être limitées au maximum, afin d'éviter que certaines fréquences ne soient exagérément amplifiées ou atténuées.

Maximisation de la fréquence fondamentale du diaphragme

La fréquence fondamentale de toute structure respecte la loi de proportionnalité suivante :

$$f_0 \propto \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (4.2)$$

avec k et m respectivement la raideur et la masse de la structure.

Il est donc nécessaire de choisir un matériau le plus rigide possible, tout en conservant une densité faible [22]. Le mica était le plus utilisé jusqu'au début des années 20. Certains diaphragmes en verre, très rigides, ont vu le jour mais étaient fragiles et difficiles à fixer sans les briser. L'aluminium est finalement devenu la référence vers 1925. Beaucoup plus malléable que le mica, il permet d'ajouter des ondulations circulaires (voir fig 4.7) qui augmentent significativement la raideur structurelle du diaphragme sans augmenter sa masse.

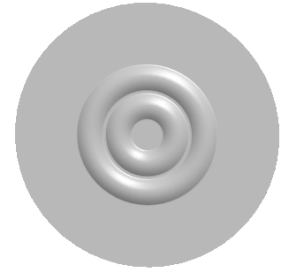


FIGURE 4.7 – Diaphragme ondulé

Fixation du diaphragme

Le diaphragme est fixé au corps de la tête de lecture à l'aide de joints annulaires en caoutchouc, comme représenté à la figure 4.5. Cette fixation remplit deux rôles distincts.

Premièrement, la grande souplesse du caoutchouc permet de maintenir le diaphragme en position tout en évitant un encastrement rigide de sa périphérie. Le bord du diaphragme conserve ainsi une certaine liberté de mouvement. À basse fréquence, cette condition aux limites favorise un mouvement plus homogène de la membrane, plus proche d'un déplacement de piston, puisque la périphérie peut accompagner le mouvement du reste du diaphragme. Il en résulte un déplacement moyen plus important de la surface du diaphragme que dans le cas d'un encastrement. Pour un même déplacement au centre, une plus grande partie de la surface contribue alors à la compression et à la raréfaction de l'air dans la chambre à air.

Deuxièmement, les joints en caoutchouc permettent d'obtenir une bonne étanchéité de la chambre à air. Cela force l'intégralité du volume d'air balayé par le diaphragme à se diriger vers le pavillon. Une mauvaise étanchéité permettrait à une partie de l'air de s'échapper directement vers l'extérieur, réduisant fortement le volume sonore produit.

4.3.2 Le levier de l'aiguille

Le rôle du levier de l'aiguille est de communiquer les vibrations de la pointe de l'aiguille au diaphragme. Dans la tête de lecture générique de la figure 4.5, le levier est monté sur le boîtier à l'aide d'un simple pivot. Cet arrangement simple, bien qu'utile pour l'explication du fonctionnement de la tête de lecture, présente plusieurs inconvénients pratiques.

Tout d'abord, il est difficile d'ajuster précisément les pivots pour faire en sorte que le levier soit maintenu fermement sans opposer de forces de friction trop importantes. Le moindre jeu dans un des pivots fait apparaître des vibrations indésirables, tandis qu'une friction excessive affecte la transmission. L'ajustement se dérègle en plus très rapidement avec la dilatation des composants lors des variations de température.

Par ailleurs, il est quasiment impossible de placer le centre de gravité de la tête de lecture exactement au-dessus de la pointe de l'aiguille. Lorsqu'elle est placée sur un disque, un moment apparaît donc au niveau du levier, qui est entièrement contrebalancé par le diaphragme. Cela peut créer des déformations irréversibles sur le diaphragme et altérer ses propriétés. D'autres méthodes de fixation ont donc été développées pour pallier ces problèmes [22].

La tête de lecture de l'Expert utilise un système de pivot très particulier, représenté à la figure 4.8. Des ressorts (en vert sur le schéma) maintiennent une plaque horizontale du levier de l'aiguille en contact avec deux petits appendices (un demi-cylindre et un prisme triangulaire, en rouge sur le schéma) solidaires du corps de la soundbox. Ce contact autorise un degré de liberté en rotation de la plaque, donc du levier dans sa globalité, autour de la droite reliant les deux lignes de contact entre les appendices et la plaque. Cette rotation est toutefois limitée par les ressorts, qui opposent une certaine résistance au mouvement. La présence de quatre ressorts au niveau du pivot a d'ailleurs donné son nom à la soundbox : « L'Expert 4 Springs ».

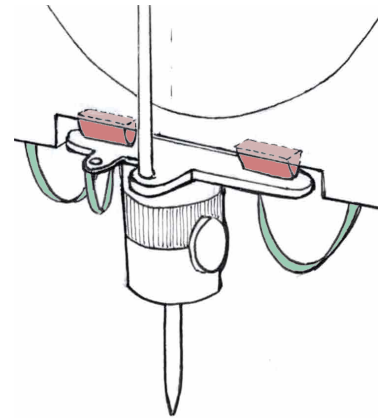


FIGURE 4.8 – Pivot de l'Expert Junior

4.3.3 La chambre à air 🛠️

La chambre à air est une petite cavité juste derrière le diaphragme qui concentre le flux d'air vers la section plus étroite de l'entrée du pavillon. Pour comprendre l'intérêt de cette variation de section, il est nécessaire d'introduire une relation acoustique fondamentale.

Une onde est dite *plane et progressive* si elle se propage dans une seule direction, sans réflexion ni atténuation. Elle est dite plane car, à un instant donné, la pression acoustique est identique en tout point d'un même plan perpendiculaire à la direction de propagation. Dans ce cas simplifié, la pression et la vitesse particulière sont associées dans le temps et l'espace : aucune ne peut exister sans l'autre. Si p est l'augmentation de pression au-dessus de la pression atmosphérique et v est la vitesse particulière moyenne de l'air à la même position et au même moment, alors :

$$p = (\rho c)v \quad (4.3)$$

avec ρ la densité de l'air et c la vitesse du son. Le produit pc est appelé *impédance spécifique* et sera analysé en détail dans une prochaine section. Quand le diaphragme vibre dans l'air,

l'air oppose une force de réaction sur la face du diaphragme que l'on peut exprimer comme suit en utilisant la relation 4.3 :

$$F_r = pA_d = (\rho c)vA_d \quad (4.4)$$

avec A_d l'aire du diaphragme. Cette force de réaction est donc proportionnelle à la vitesse particulaire. Si le diaphragme vibre dans un tube de section A_d (voir premier arrangement de la figure 4.9), la force de réaction est négligeable par rapport à sa raideur et à son inertie. Son comportement est donc déterminé quasiment uniquement par sa propre masse et son inertie, créant des résonances marquées à ses fréquences propres.

Supposons maintenant le deuxième arrangement à la figure 4.9. Le diaphragme de section A_d est suivi d'un tube de section plus faible A_t . Ici, une petite vitesse de vibration du diaphragme crée une vitesse et une pression bien plus élevées dans le tube. Cela permet donc d'amplifier considérablement la force de réaction de l'air sur le diaphragme. Le principe est le même que celui utilisé dans une pompe hydraulique [26].

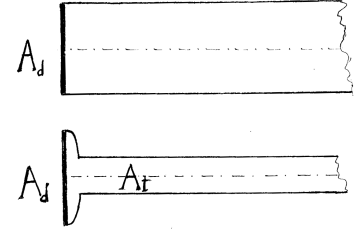


FIGURE 4.9 – Diaphragme rayonnant dans un tube

En considérant pour simplifier que le diaphragme se déplace avec une vitesse uniforme, on peut écrire par conservation de débit :

$$v_t = \frac{A_d}{A_t} v_d \implies F_r = (\rho c) v_t A_d = (\rho c) \frac{A_d^2}{A_t} v_d \quad (4.5)$$

On définit *l'amortissement acoustique* en divisant la force de réaction par la vitesse du diaphragme [26] :

$$\alpha_a = \frac{F_r}{v_d} = (\rho c) \frac{A_d^2}{A_t} \propto \frac{A_d^2}{A_t} \quad (4.6)$$

ce qui nous montre que l'amortissement acoustique grandit avec le rapport A_d^2/A_t .

Il s'agit maintenant de déterminer l'intérêt d'un grand amortissement acoustique sur le diaphragme. Considérons le diaphragme comme un système simplifié masse-ressort-amortisseur avec k , m , α_0 , α_a respectivement la raideur, la masse, l'amortissement interne du diaphragme et l'amortissement acoustique. En régime harmonique, les grandeurs sont représentées par leurs amplitudes complexes. La vitesse du diaphragme est notée V_d . L'accélération s'écrit alors $j\omega V_d$, tandis que le déplacement vaut $V_d/(j\omega)$. Les contributions inertielle, dissipative et élastique peuvent donc être exprimées directement en fonction de la vitesse. On écrit l'équation d'équilibre fréquentielle :

$$F = j\omega m V_d + (\alpha_0 + \alpha_a) V_d - \frac{j}{\omega} k V_d \quad (4.7)$$

avec F la force d'excitation et $\omega = 2\pi f$ la vitesse angulaire. On obtient la relation suivante en isolant V_d :

$$V_d = \frac{F}{(\alpha_0 + \alpha_a) + j(\omega m - \frac{k}{\omega})} \quad (4.8)$$

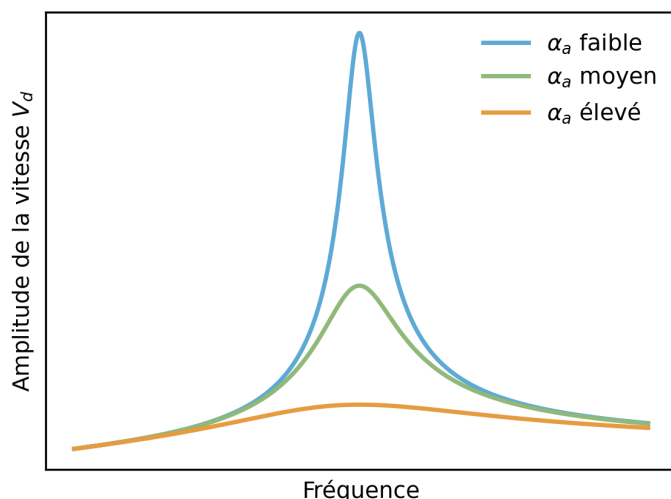


FIGURE 4.10 – Influence de l'amortissement acoustique sur les résonances

Une représentation de la vitesse du diaphragme en fonction de la fréquence est fournie à la figure 4.10 pour trois valeurs d'amortissement acoustique différentes. On observe que l'augmentation de l'amortissement acoustique permet de lisser les résonances et d'obtenir une transmission plus uniforme sur la bande de fréquences. L'amortissement réduit l'influence relative de la masse et de l'inertie, ce qui diminue l'impact des modes propres du diaphragme sur son comportement et transmet la vibration de manière plus homogène.

Il paraît donc souhaitable d'augmenter au maximum l'amortissement acoustique en réduisant la section d'entrée dans le pavillon A_t . Réduire A_t à l'excès augmente cependant drastiquement les pertes visqueuses, ce qui réduit le rendement global de transmission et la puissance acoustique rayonnée. Un rapport d'approximativement 10 entre la section du diaphragme et la section d'entrée du pavillon est utilisé dans la plupart des têtes de lecture.

En plus d'améliorer le comportement du diaphragme, cette augmentation de l'amortissement acoustique due à la forme particulière de la chambre à air permet, en collaboration avec le pavillon, d'obtenir une transmission d'énergie bien plus efficace entre le diaphragme et l'air libre. Cet effet sera expliqué en détail dans la section 4.5.

Résumé vulgarisé de la section 4.3.3

La chambre à air joue un rôle essentiel dans le fonctionnement de la tête de lecture. Elle ne sert pas simplement à relier le diaphragme au pavillon : sa forme permet de concentrer le mouvement de l'air produit par le diaphragme vers une ouverture beaucoup plus étroite.

La réduction de section augmente la pression acoustique à l'entrée du pavillon et renforce significativement la force de réaction de l'air sur le diaphragme. Autrement dit, l'air ne se contente plus de suivre passivement le mouvement de la membrane : il exerce une résistance qui influence son comportement.

Cette réaction de l'air sur le diaphragme permet de réduire l'influence des résonances du diaphragme sur son comportement, qui colorent le son en amplifiant certaines fréquences plus que d'autres. Grâce à la chambre à air, ces résonances sont atténuées et la transmission devient plus régulière sur l'ensemble de la bande audible.

4.4 Le bras de lecture

Le signal sonore inscrit sur le disque d'un gramophone est un unique sillon continu. La trajectoire moyenne de ce sillon correspond à une spirale régulière, dont le rayon diminue progressivement à chaque tour du disque. Les vibrations sonores viennent ensuite se superposer à cette trajectoire sous la forme de petites oscillations latérales du sillon. Lors de la lecture, l'aiguille doit donc à la fois suivre ces oscillations rapides, qui contiennent l'information sonore, et accompagner le déplacement lent de la spirale depuis la périphérie du disque vers son centre.

Cette seconde fonction est assurée par le bras de lecture. La tête de lecture est fixée à l'une de ses extrémités, tandis que l'autre est articulée autour d'un pivot fixe situé à l'arrière de la platine. Lors de la rotation du disque, la friction entre l'aiguille et le sillon entraîne passivement la tête de lecture vers l'intérieur : le bras pivote alors lentement autour de son axe, accompagnant naturellement la progression du sillon. Pour que ce guidage reste imposé par le disque lui-même et non par une contrainte mécanique extérieure, les paliers du pivot doivent être aussi libres que possible. Un frottement trop important se traduit par une force latérale parasite entre l'aiguille et les parois du sillon, qui accélère l'usure du disque et génère de la distorsion sonore. Un léger mouvement vertical doit également être autorisé pour compenser les défauts de planéité du disque.

Un aspect géométrique important mérite d'être signalé. Lors de l'enregistrement, le stylet de gravure se déplace selon une direction strictement radiale : les sinuosités du sillon représentent donc des déplacements latéraux alignés avec le rayon du disque. Pour une reproduction fidèle, la tête de lecture devrait être orientée de la même manière à chaque instant, de sorte que l'aiguille vibre elle aussi dans la direction radiale du disque. Or, solidaire d'un bras pivotant, la tête de lecture décrit un arc de cercle plutôt qu'une droite radiale : elle se retrouve donc légèrement désaxée par rapport au sillon, ce qui constitue l'*erreur de traçage* (voir figure 4.11). Les forces exercées par le sillon sur l'aiguille ne s'appliquent plus dans l'axe de vibration du diaphragme, introduisant des contraintes parasites.

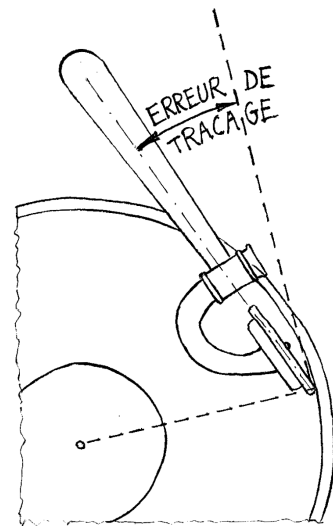


FIGURE 4.11 – Erreur de traçage

Cette erreur ne peut pas être totalement supprimée, mais elle peut être réduite à moins de 2° sur l'ensemble du disque par un choix approprié de géométrie du bras et de position du pivot. Le bras de lecture de l'Expert est conçu en ce sens, suivant les travaux analytiques de Percy Wilson publiés en 1924 dans la revue *The Gramophone* [22].

Sur le plan acoustique, le bras de lecture ne sera pas traité séparément : il constitue la première portion du pavillon du gramophone. Son influence sera donc étudiée avec celle du pavillon au chapitre suivant.

4.5 Le pavillon 🔧

Le pavillon est sans doute l'élément le plus reconnaissable et le plus caractéristique du gramophone, bien qu'il ne lui soit pas propre. Des dispositifs similaires étaient en effet utilisés depuis des siècles dans des instruments tels que le cor ou la trompette.

Son rôle et son principe de fonctionnement sont toutefois longtemps restés mal compris. Au cours des premières décennies du gramophone, le pavillon a ainsi fait l'objet de nombreuses expérimentations, donnant naissance à des géométries variées, sans que leur comportement ne soit véritablement théorisé.

La compréhension de son fonctionnement nécessite l'introduction de notions plus théoriques, qui seront développées au début de cette section, avant d'aborder l'analyse du pavillon proprement dite.

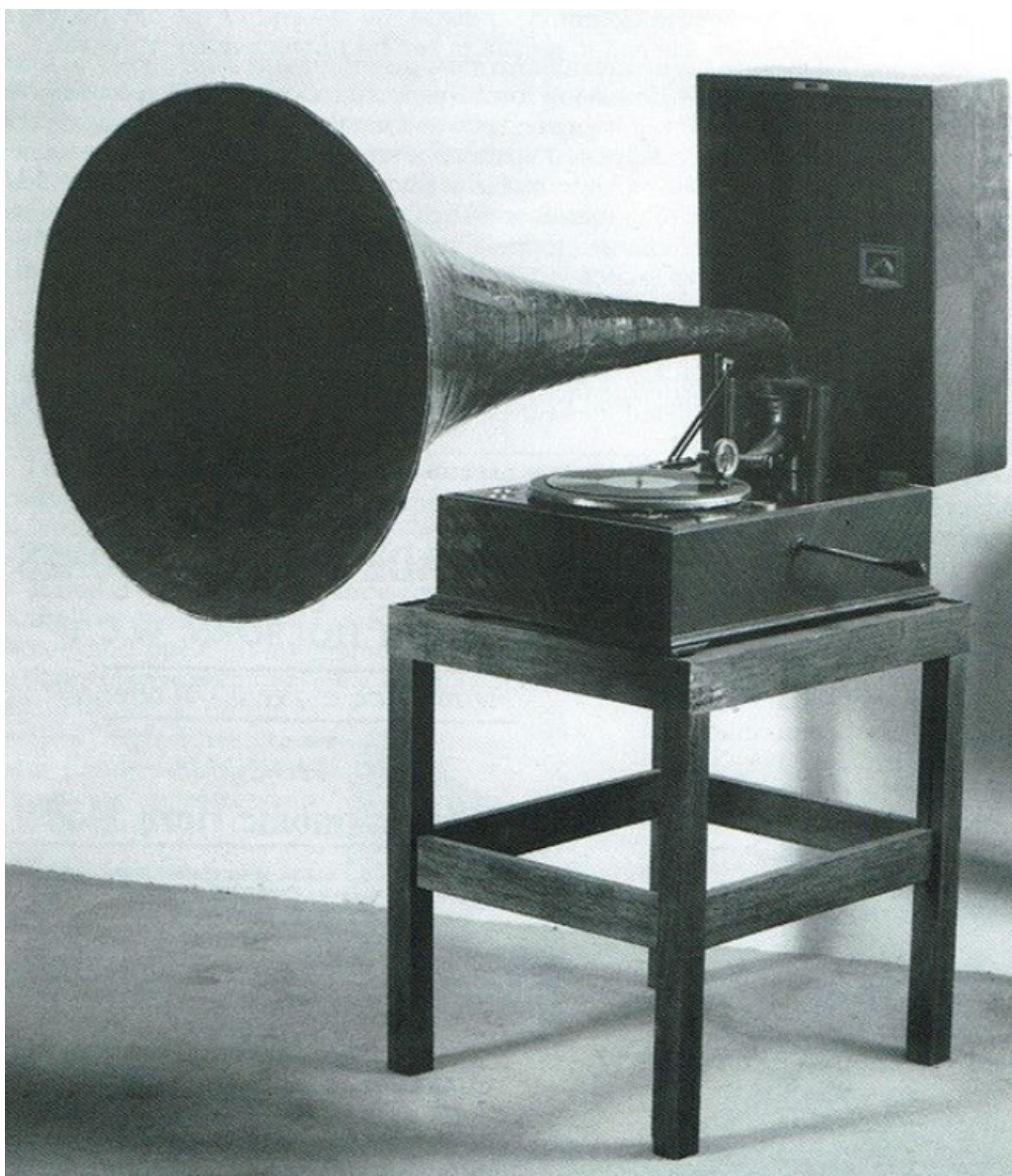


FIGURE 4.12 – EMG - *Wilson Horn Model*, autour de 1927 [9]

4.5.1 Notion d'impédance

L'*impédance* est une grandeur complexe qui quantifie la résistance qu'oppose un milieu ou un système au mouvement. Afin de comprendre en détail la transmission d'énergie entre le diaphragme et l'air libre, il est nécessaire de la définir sous trois formes complémentaires [27, 28].

L'impédance mécanique Z_m

L'impédance mécanique relie la force appliquée sur une interface à sa vitesse de déplacement :

$$Z_m = \frac{F}{v} \quad [\text{kg/s}] \quad (4.9)$$

Elle sera utilisée pour décrire le comportement du diaphragme.

L'impédance spécifique z_s

L'impédance spécifique s'affranchit de la géométrie pour ne considérer que le rapport local entre pression acoustique et vitesse particulaire :

$$z_s = \frac{p}{v} \quad [\text{Pa s/m}] \quad (4.10)$$

Dans le cas d'une onde plane progressive, l'impédance spécifique est une propriété intrinsèque du milieu de propagation. Elle est alors réelle et égale au produit de la masse volumique du milieu par la vitesse du son : $z_s = \rho c$. L'impédance spécifique de l'air vaut approximativement 412 Pa s m^{-1} dans des conditions normales.

L'impédance acoustique Z_a

L'impédance acoustique caractérise la résistance d'un système au débit. Elle est définie par le rapport entre la pression acoustique et le débit d'air :

$$Z_a = \frac{p}{U} \quad [\text{Pa s/m}^3] \quad (4.11)$$

Elle est très utilisée pour caractériser une onde canalisée dans un conduit (comme un pavillon) car le débit est une grandeur conservée lors de la propagation.

Ces trois définitions d'impédances sont directement liées par une relation de surface :

$$Z_m = S z_s = S^2 Z_a \quad (4.12)$$

avec S la section de l'interface considérée.

4.5.2 Désadaptation d'impédance et réflexion

L'efficacité de radiation du gramophone dépend directement de sa capacité à transmettre la puissance mécanique du diaphragme vers l'air libre. Ces deux milieux ont des propriétés physiques radicalement différentes. Le diaphragme est un solide dense et rigide avec une impédance mécanique élevée, tandis que l'air est un fluide léger et compressible avec une impédance spécifique faible. Autrement dit, pour transporter une même quantité d'énergie, le diaphragme privilégie la force au mouvement : il vibre avec une grande force mais une faible vitesse. À l'inverse, l'air privilégie le mouvement à la force : il transporte l'énergie avec une faible pression mais une grande vitesse particulière. *La désadaptation d'impédance* est précisément ce conflit entre deux manières de transporter l'énergie, qui se traduit par une grande différence d'impédance.

Analysons plus précisément la transmission à l'interface. La continuité impose que la vitesse du diaphragme et de l'air soient égales et la somme des forces sur le diaphragme doit être nulle. En raison de la désadaptation d'impédance entre les deux milieux, ces conditions ne peuvent être satisfaites si la totalité de l'onde est transmise à l'air. Une partie de l'onde est alors réfléchi à l'interface, comme illustré à la figure 4.13 [27, 25].

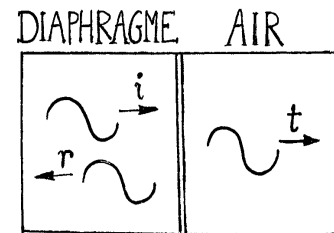


FIGURE 4.13 – Réflexion à l'interface diaphragme/air

Les équations s'écrivent :

$$\begin{cases} F_i + F_r = F_t & (\text{Équilibre des forces}) \\ v_i - v_r = v_t & (\text{Continuité de la vitesse}) \end{cases} \quad (4.13)$$

où les indices i , r et t désignent respectivement les composantes de l'onde incidente, réfléchi et transmise. On utilise l'impédance mécanique structurelle du diaphragme $Z_{m,d}$ ainsi que l'impédance mécanique équivalente imposée par la réaction de l'air sur le diaphragme. Dans le cas d'une onde plane, cette charge correspond précisément à l'amortissement acoustique obtenu à l'équation 4.6 : $Z_{m,a} = \alpha_a$.

On définit le coefficient de réflexion Γ comme le rapport entre la force réfléchi et la force incidente. En injectant les impédances dans le système, on obtient l'expression suivante pour Γ :

$$\Gamma = \frac{F_r}{F_i} = \frac{Z_{m,a} - Z_{m,d}}{Z_{m,a} + Z_{m,d}} \quad (4.14)$$

La réflexion est donc directement liée à la désadaptation d'impédance. Plus l'impédance des deux milieux est différente à l'interface, plus l'onde incidente sera réfléchi, réduisant ainsi l'efficacité de la transmission.

Ceci nous permet de comprendre le deuxième intérêt de la chambre à air évoqué précédemment : en augmentant l'amortissement acoustique sur le diaphragme elle augmente l'impédance mécanique équivalente de l'air à l'interface, ce qui permet de réduire l'écart d'impédance entre le diaphragme et l'air dans la chambre à air et d'augmenter considérablement l'efficacité de la transmission.

Ce phénomène de réflexion se produit également dans le conduit acoustique. Supposons une variation brutale de la section du conduit de S_1 à S_2 comme représenté à la figure 4.14. À la jonction on impose la continuité de la pression ainsi que la conservation du débit. Les équations s'écrivent :

$$\begin{cases} p_i + p_r = p_t & (\text{Continuité de la pression}) \\ U_i - U_r = U_t & (\text{Conservation du débit}) \end{cases}$$

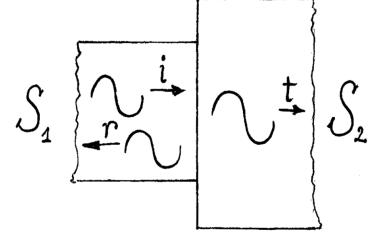


FIGURE 4.14 – Réflexion dans le conduit acoustique

En utilisant les impédances acoustiques $Z_{a,1} = p_1/U_1$ et $Z_{a,2} = p_2/U_2$ on obtient l'expression du coefficient de réflexion :

$$\Gamma = \frac{p_r}{p_i} = \frac{Z_{a,2} - Z_{a,1}}{Z_{a,2} + Z_{a,1}} \quad (4.15)$$

Sous l'hypothèse d'une propagation par ondes planes progressives, l'impédance acoustique est décrite par la relation $Z_a = \frac{\rho c}{S}$. On peut alors écrire :

$$\Gamma = \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} \quad (4.16)$$

Chaque variation de section dans le conduit induit également une discontinuité d'impédance acoustique, qui provoque une réflexion d'une partie de l'onde.

4.5.3 Déphasage, résistance et réactance

L'onde totale avant la discontinuité résulte donc de la superposition de l'onde incidente et de l'onde réfléchie. Les pressions, scalaires, s'additionnent directement ($p_{tot} = p_i + p_r$), tandis que les vitesses particulières, vectorielles, se soustraient puisque l'onde réfléchie se propage dans le sens opposé à l'onde incidente ($v_{tot} = v_i - v_r$).

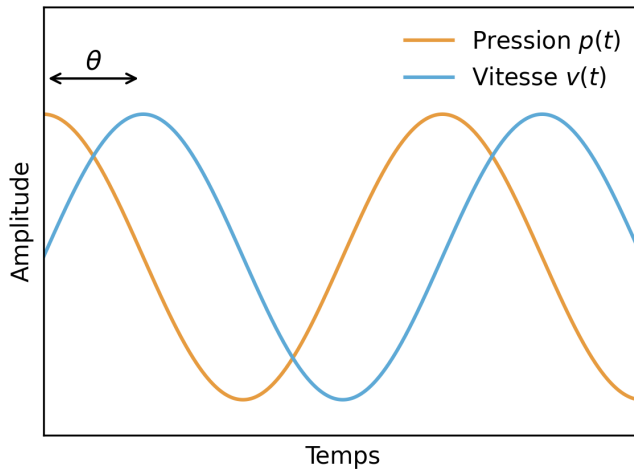


FIGURE 4.15 – Déphasage θ entre l'onde de pression et de vitesse

Cette superposition génère un déphasage θ entre l'onde de pression et l'onde de vitesse en amont de la discontinuité (voir figure 4.15), dont l'importance découle directement du coefficient de réflexion. Ce déphasage témoigne d'une mauvaise adaptation d'impédance plus loin dans la transmission. Une partie de l'énergie acoustique se retrouve piégée sous forme d'onde stationnaire entre deux discontinuités, et ne sera jamais transmise à l'air libre.

L'hypothèse des ondes planes progressives, utilisée à plusieurs reprises, implique des ondes de pression et de vitesse en phase. Sous cette hypothèse l'impédance spécifique est une valeur réelle propre au milieu de propagation. Lorsque la pression et la vitesse sont déphasées l'impédance spécifique devient nécessairement une grandeur complexe et se décompose en une partie réelle et une partie imaginaire :

$$z_s = \frac{p}{v} = R + jX \quad (4.17)$$

avec R la *résistance* et X la *réactance*.

La Résistance : la puissance transmise

La résistance, partie réelle de l'impédance, peut être écrite comme suit en utilisant la décomposition polaire :

$$R = \Re\{z_s\} = \Re\{|z_s|e^{j\theta}\} = \Re\{|z_s|(\cos\theta + j\sin\theta)\} = |z_s|\cos\theta \quad (4.18)$$

où le module de l'impédance représente le rapport entre l'amplitude de la pression et de la vitesse $|z_s| = p_{max}/v_{max}$ et θ est le déphasage. La résistance R , également appelée *charge*, permet de décrire directement la part de pression qui est en phase avec la vitesse, et donc la puissance qui est réellement transmise à l'air libre.

On peut s'en convaincre en dérivant l'expression de l'intensité acoustique moyenne transmise. L'intensité acoustique instantanée $I(t)$ représente la puissance transmise par unité de surface à un instant t . Elle est définie par le produit de la pression instantanée avec la vitesse instantanée :

$$I(t) = p(t) \cdot v(t) \quad [\text{W/m}^2] \quad (4.19)$$

Ce qui nous intéresse est l'énergie moyenne transportée. On obtient l'intensité moyenne I_{moy} en prenant la moyenne temporelle de l'intensité instantanée sur une période d'oscillation. La moyenne du produit de deux grandeurs sinusoïdales complexes p et v est donnée par la relation :

$$I_{moy} = \frac{1}{2} \Re\{p \cdot v^*\} \quad (4.20)$$

avec v^* le complexe conjugué de la vitesse. En utilisant $p = z_s v$ on obtient finalement :

$$I_{moy} = \frac{1}{2} \Re\{(R + jX)v \cdot v^*\} = \frac{1}{2} |v|^2 \Re\{(R + jX)\} = \frac{1}{2} R |v|^2 \quad (4.21)$$

ce qui prouve bien que la puissance transmise est directement proportionnelle à la résistance R .

La réactance : la puissance stockée

On obtient en utilisant la décomposition polaire :

$$X = \Im\{z_s\} = \Im\{|z_s|e^{j\theta}\} = \Im\{|z_s|(\cos\theta + j\sin\theta)\} = |z_s|\sin\theta \quad (4.22)$$

La réactance correspond à la part de pression en opposition de phase avec la vitesse. Elle découle directement de réflexions en aval. La réactance est donc la représentation directe de la puissance stockée localement sous forme d'onde stationnaire entre deux discontinuités d'impédance. Elle réduit l'efficacité de la transmission, et doit donc être minimisée pour permettre une bonne transmission de l'onde acoustique.

4.5.4 Réflexions à la bouche du pavillon, diffraction, et impact de la fréquence

L'hypothèse des ondes planes a permis de dériver des expressions du coefficient de réflexion indépendantes de la fréquence (équation 4.16). En considérant maintenant l'impédance comme la grandeur complexe introduite à la section précédente, le coefficient de réflexion n'est plus une simple constante géométrique mais devient une fonction de la fréquence.

On peut illustrer cela en étudiant, en complément de l'approche ondulatoire, le mécanisme local de propagation à la bouche d'un tube rayonnant dans l'air libre. Supposons une demi-longueur d'onde sonore de pression positive se déplaçant vers la droite. Dans le tube elle est confinée et occupe un volume constant. Mais lorsqu'elle sort du tube, un nouveau phénomène apparaît : les ondes, au lieu de conserver leur direction, ont tendance à s'étaler latéralement lorsqu'elles rencontrent une ouverture. Ce phénomène est appelé *diffraction*. La quantité de diffraction dépend du rapport entre la longueur d'onde et la taille de l'ouverture.

Dans le premier cas considéré (voir fig 4.16) la longueur d'onde est grande par rapport à la bouche ; l'onde est fortement diffractée et se courbe pour devenir hémisphérique. Il y a donc une forte augmentation du volume occupé par la demi-longueur d'onde, ce qui conduit à une chute de pression locale. Cette baisse de pression à la sortie du tube force les molécules d'air à la fin du tube à accélérer, ce qui crée une nouvelle dépression juste derrière, qui pousse à nouveau l'air en avant à accélérer, et ainsi de suite. L'onde réfléchie, déjà abordée plus tôt du point de vue ondulatoire, est ainsi produite [26, 29].

Considérons maintenant le cas présenté à la figure 4.17 où la longueur d'onde est significativement plus petite par rapport à la taille de l'embouchure. L'onde subit moins de diffraction et la différence de volume occupé par une demi-longueur d'onde dans le tube et hors du tube est beaucoup plus faible. La réflexion sera donc moins importante.

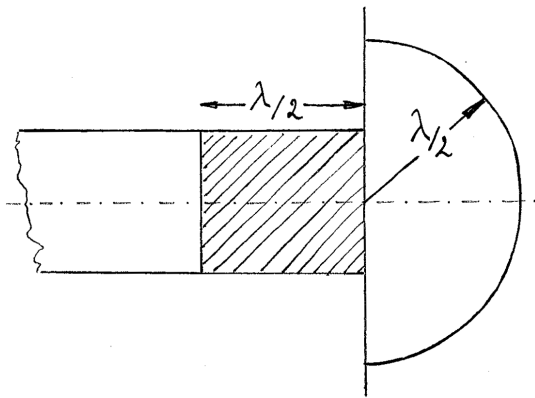


FIGURE 4.16 – Diffraction à basses fréquences

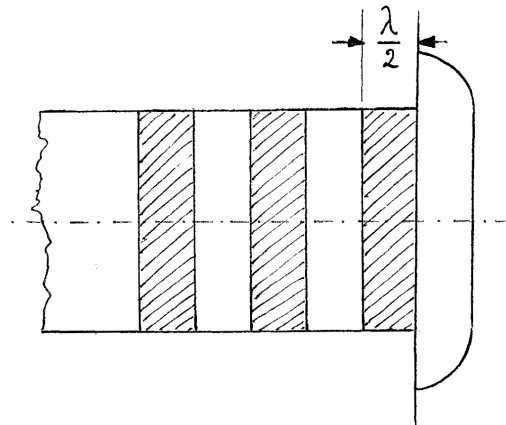


FIGURE 4.17 – Diffraction à hautes fréquences

Cette explication montre l'importance de la fréquence sur les réflexions. Afin de distinguer les régimes de forte réflexion et de faible réflexion on utilise habituellement le produit du nombre d'onde $k = 2\pi f/c$, qui représente la variation spatiale de la phase de

l'onde, avec le rayon de la bouche r_m :

$$kr_m = \frac{2\pi f}{c} r_m = 2\pi \frac{r_m}{\lambda} \propto \frac{r_m}{\lambda} \quad (4.23)$$

Ce produit est inversement proportionnel à la quantité de diffraction, de laquelle découle la réflexion. On définit donc les deux régimes suivants :

- **Régime de rayonnement efficace** $kr_m > 1$: La longueur d'onde est petite par rapport aux dimensions de la bouche. La diffraction est faible et les réflexions sont donc négligeables.
- **Régime de réflexion** $kr_m < 1$: La longueur d'onde est grande par rapport aux dimensions de la bouche. La diffraction est forte et la quasi-totalité de l'onde est réfléchie.

L'intérêt d'un pavillon ayant une grande bouche apparaît donc clairement. Pour rayonner dans l'air une basse à 130 Hz (soit une octave sous le do central du piano) avec une réflexion négligeable, il est nécessaire d'utiliser un pavillon d'au moins 40 cm de rayon.

4.5.5 Rôle du pavillon et propriétés requises

Maintenant que nous avons analysé les principes physiques principaux apparaissant dans la propagation de l'onde acoustique dans le pavillon, il est possible de définir rigoureusement son rôle.

Le pavillon permet de limiter au maximum la désadaptation d'impédance afin de réduire les réflexions et transmettre au mieux l'énergie vibratoire du diaphragme à l'air libre. Il agit comme un transformateur, convertissant progressivement une haute impédance au col, pour correspondre au diaphragme, en une basse impédance à la bouche, pour correspondre à l'air libre.

Les sections précédentes nous fournissent trois exigences que le pavillon doit respecter pour obtenir un comportement idéal :

- Le col du pavillon doit être petit pour correspondre à la sortie de la tête de lecture.
- La bouche doit être grande pour transmettre les basses fréquences avec le moins de réflexions possible.
- Le pavillon doit imposer au col une impédance purement résistive indépendante de la fréquence, de manière à transmettre la totalité de la puissance acoustique reçue.

À partir des explications données précédemment, il est assez facile de montrer que cette dernière exigence est fondamentalement incompatible avec les deux autres. Pour passer d'un col de petite section à une bouche de grande section, il est nécessaire d'évarier le pavillon. Comme expliqué précédemment, cette variation de section introduit des réflexions qui créent un déphasage entre la pression et la vitesse, introduisant une partie réactive à l'impédance, et réduisant la partie résistive de l'impédance au col.

4.5.6 Le pavillon exponentiel

Il s'agit donc de trouver la forme d'évasement du pavillon qui permet de s'approcher au mieux d'une impédance de col purement résistive. L'objectif est donc de minimiser les réflexions dues à la variation de section du pavillon.

Soit deux tubes de section S_0 et S_2 reliés par un troisième tube de section S_1 , comme représenté à la figure 4.18.

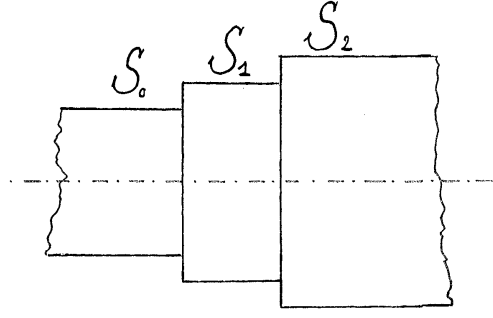


FIGURE 4.18 – Discontinuités dans un tube droit

Il est possible de démontrer que la section S_1 optimale qui minimise la réflexion totale (i.e. la somme des deux réflexions aux interfaces) est :

$$S_1 = \sqrt{S_0 S_2} \quad (4.24)$$

La démonstration complète est fournie à l'annexe A.1 [29]. Cette condition montre que pour minimiser les réflexions internes chaque section intermédiaire doit être la moyenne géométrique des sections voisines, ce qui implique une croissance relative constante :

$$\frac{S_1}{S_0} = \frac{S_2}{S_1} = C \quad (4.25)$$

Ce qui est généralisé pour un conduit composé de n segments par :

$$S_n = S_0 C^n \quad (4.26)$$

Ce résultat peut être compris intuitivement en réfléchissant ainsi : la réflexion à une interface, selon l'équation 4.16, est proportionnelle au rapport de sections entre deux segments adjacents. Il est donc raisonnable de supposer que le pavillon idéal est celui qui répartit uniformément ce rapport entre ses différentes discontinuités, ce qui revient exactement à poser la condition établie ci-dessus.

On considère finalement une infinité de discontinuités de section en remplaçant l'indice discret n par la distance axiale x . En posant $C = e^m$ on obtient la forme usuelle :

$$S(x) = S_0 e^{mx} \quad (4.27)$$

Cette équation définit ce que l'on appelle un **pavillon exponentiel**³[26, 29, 22], dont la géométrie assure une expansion relative constante de la section sur toute la longueur. La constante m est appelée le *taux d'évasement* et caractérise la vitesse à laquelle le pavillon s'élargit.

3. Le pavillon exponentiel était, bien avant le gramophone, utilisé dans la nature par la courtilière ou grillon-taupe (*Gryllotalpa gryllotalpa*). Le mâle, pour amplifier son chant, creuse un terrier en suivant précisément la forme d'un double pavillon exponentiel. Cela lui permet d'émettre des sons jusqu'à 92 dB à 1 m avec 3,5 milliwatts de puissance mécanique, et d'être entendu à plus de 600 m de distance.

La résistance au col R d'un pavillon exponentiel infini (donc sans considération des réflexions à la bouche) est représentée à la figure 4.19, ainsi que celle d'un pavillon conique à titre de comparaison. Pour rappel cette résistance correspond à la portion de l'onde qui ne subira pas de réflexion interne, et qui sera donc réellement transmise à l'air libre. Elle est quasiment uniforme sur une large bande de fréquence, et chute rapidement en-dessous d'une fréquence critique appelée *fréquence de coupure*.

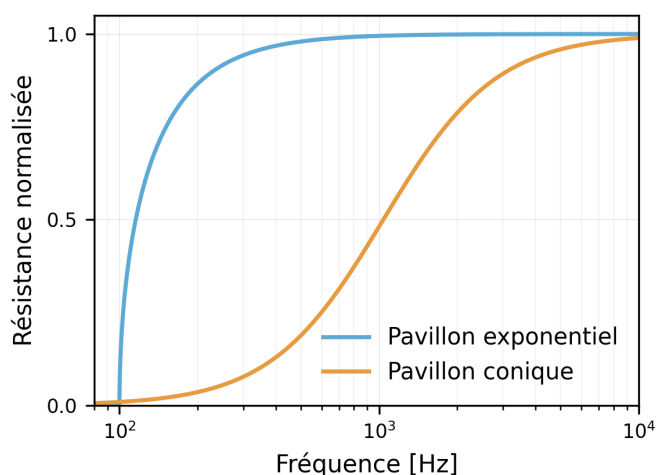


FIGURE 4.19 – Résistances au col de pavillons exponentiels et coniques

La qualité du chargement du pavillon exponentiel apparaît plus clairement lorsqu'on le compare à celui du pavillon conique. La résistance de ce dernier diminue rapidement lorsqu'on descend en fréquence, et n'est donc pas adaptée pour rayonner correctement un son musical dans l'air.

Résumé vulgarisé de la section 4.5

Le pavillon a pour objectif de permettre au diaphragme de transmettre le plus efficacement possible ses vibrations à l'air ambiant. Cette transmission est critique car le diaphragme et l'air libre sont deux milieux très différents. Le diaphragme est une structure rigide, capable d'exercer des forces relativement importantes avec de faibles déplacements. L'air, au contraire, est un milieu très souple : il transporte le son sous forme d'écarts de pression extrêmement faibles associés à des mouvements de particules d'air plus importants.

Si le diaphragme vibrait directement dans l'air libre, cette transition brutale provoquerait une réflexion d'une grande partie de l'énergie vibratoire, qui ne serait pas rayonnée dans l'air. Le pavillon agit comme un adaptateur, de manière analogue à une boîte de vitesses : il convertit le régime de « forte force / faible vitesse » au col en un régime de « faible force / grande vitesse » à la bouche. La géométrie exponentielle est idéale pour remplir cette fonction : l'augmentation constante de sa section assure que cette conversion s'opère de la manière la plus progressive possible.

La qualité de cette transmission dépend toutefois fortement des dimensions du pavillon. Plus le pavillon est long et plus sa bouche est large, plus la transition vers l'air libre est progressive, en particulier pour les basses fréquences. C'est pourquoi les gramophones acoustiques de haute qualité, comme l'Expert Junior, utilisent des pavillons de grande taille.

4.6 Le disque et les systèmes d'enregistrement

L'objectif d'un système d'enregistrement est de stocker de manière permanente des ondes sonores au sein d'un support solide. Les variations de pression associées au son sont extrêmement faibles par rapport à la pression atmosphérique : pour une conversation normale (≈ 60 dB) elles ne dépassent pas les 10^{-2} Pa, soit des variations dix millions de fois plus faibles que la pression ambiante. Un dispositif très sensible est donc nécessaire pour les détecter.

4.6.1 L'enregistrement acoustique

L'instrument enregistreur est constitué d'un pavillon dont le col est muni d'un diaphragme mis en vibration par les ondes sonores. Si différents matériaux ont été utilisés pour la conception du diaphragme, c'est finalement le verre qui s'est imposé pour les instruments enregistreurs. Un stylet solidaire du diaphragme grave alors les vibrations dans un disque de cire en rotation. Le disque de cire sert de base à la fabrication d'une matrice inversée en métal qui permet finalement la production en série des disques par pressage à chaud d'un mélange à base de gomme-laque. Ce système présentait néanmoins des limitations techniques importantes [30, 22, 7].

D'une part, la quantité d'énergie disponible pour graver dans la cire est limitée à la faible portion d'énergie acoustique captée par le diaphragme. Pour que cette quantité d'énergie soit suffisante, les musiciens devaient se regrouper très près du pavillon dans des conditions souvent inconfortables. Les instruments les moins puissants devaient parfois être modifiés afin d'augmenter leur niveau sonore. L'exemple le plus célèbre est celui du *violon Stroh* (voir figure 4.20), équipé lui-même d'un pavillon et d'un diaphragme pour augmenter son volume. Cela rendait également impossible l'enregistrement d'un grand nombre de musiciens.



FIGURE 4.20 – Le violon Stroh [31]

D'autre part, les propriétés mécaniques du système enregistreur introduisaient de fortes distortions dans l'enregistrement. Certaines fréquences, proches des résonances du système, étaient fortement amplifiées, tandis que d'autres étaient atténuées.

4.6.2 L'émergence de l'enregistrement électrique

À partir du milieu des années 1920, l'enregistrement électrique remplace progressivement les procédés purement mécaniques. Cette évolution permet de corriger une grande partie des limitations inhérentes aux systèmes acoustiques traditionnels [30].

Dans un dispositif d'enregistrement électrique, l'onde sonore met en vibration un diaphragme dont le mouvement est converti en signal électrique. Ce signal est ensuite amplifié à l'aide d'un amplificateur alimenté par une source d'énergie externe. Il est finalement transmis à un enregistreur électromagnétique, qui reconvertit le signal électrique en mouvement du stylet afin de graver le sillon dans un disque de cire.

L'introduction de l'amplification constitue une avancée majeure. Elle permet de s'affranchir de la faible énergie acoustique captée par le diaphragme, rendant possible l'enregistrement de sons beaucoup plus faibles. Les musiciens ne doivent dès lors plus se regrouper à proximité immédiate du pavillon et peuvent adopter une disposition plus naturelle. Cela ouvre notamment la voie à l'enregistrement d'ensembles plus importants, tels que les orchestres.

Par ailleurs, les distorsions liées aux propriétés mécaniques du système enregistreur peuvent être fortement réduites. Comme évoqué précédemment pour les instruments reproducteurs, une augmentation de l'amortissement permet de limiter les pics de résonance et d'obtenir une réponse en fréquence plus homogène. Dans un système acoustique, l'introduction d'un amortissement important est toutefois problématique, car elle s'accompagne d'une dissipation d'énergie déjà très limitée. À l'inverse, dans un système électrique, l'énergie disponible n'est plus un facteur contraignant grâce à l'amplification externe. Il devient alors possible d'augmenter significativement l'amortissement et d'améliorer ainsi la réponse du système en réduisant les distorsions.

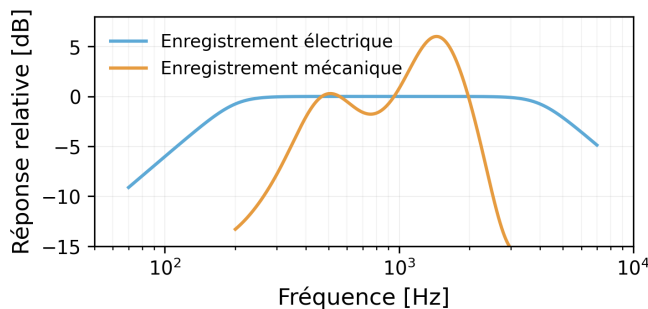


FIGURE 4.21 – Réponse en fréquence d'un enregistreur mécanique et électrique

La réponse en fréquence typique d'un enregistreur mécanique et d'un enregistreur électrique est illustrée à la figure 4.21 [30, 22]. En supposant que l'appareil reproducteur (le gramophone dans notre cas) présente une réponse relativement plate sur une certaine bande de fréquences, une reproduction fidèle nécessite que l'appareil enregistreur possède une réponse similaire sur cette même bande de fréquences.

On observe que l'enregistreur électrique se rapproche davantage de cet idéal, avec une réponse sensiblement uniforme entre environ 200 et 4000 Hz. Cette amélioration constitue un progrès significatif par rapport aux systèmes mécaniques. Toutefois, les meilleurs gramophones de l'époque étaient capables de reproduire de manière assez homogène une bande plus étendue, typiquement de 80 à 4000 Hz. La réduction des basses fréquences en dessous de 200 Hz dans les enregistrements électriques peut donc apparaître, à première vue, comme un problème à corriger.

Cette atténuation des basses fréquences ne résulte cependant pas d'un défaut technique, mais d'un choix délibéré lié aux contraintes physiques de l'enregistrement. Comme discuté précédemment, l'intensité sonore moyenne est proportionnelle au carré de la vitesse particulière (équation 4.21). Or, pour un mouvement sinusoïdal, cette vitesse est elle-même proportionnelle au produit de la fréquence par l'amplitude du déplacement. On a ainsi :

$$I \propto v^2 \propto (fA)^2 \quad (4.28)$$

Il en découle que, pour une intensité donnée, l'amplitude du mouvement est inversement proportionnelle à la fréquence. Les basses fréquences nécessitent donc des amplitudes de gravure beaucoup plus importantes que les hautes fréquences. Or, ces grandes amplitudes occupent davantage d'espace sur le disque : elles imposent d'augmenter l'écartement entre les sillons afin d'éviter leur recouvrement, ce qui réduit directement la durée d'enregistrement disponible pour un disque de taille donnée.

La réduction des basses fréquences dans les enregistrements électriques apparaît ainsi comme un compromis nécessaire, permettant d'augmenter la durée d'enregistrement, typiquement jusqu'à quatre minutes par face, tout en conservant une qualité sonore satisfaisante sur le reste du spectre. Il est intéressant de noter qu'à cette époque, l'égalisation appliquée lors de l'enregistrement n'était pas encore normalisée, chaque fabricant adoptant sa propre courbe de correction.

4.6.3 Disques post-gramophones : 33 et 45 tours

Avec la généralisation de la reproduction électrique, qui remplace progressivement le gramophone acoustique à partir des années 30, de nouveaux supports d'enregistrement deviennent possibles. C'est dans ce contexte qu'apparaissent après la Seconde Guerre mondiale les disques microsillons, plus communément appelés 33 et 45 tours [7].

La reproduction électrique offre une réponse beaucoup plus flexible et contrôlable que celle des gramophones acoustiques, ouvrant la voie à une nouvelle approche de l'enregistrement : il n'est plus nécessaire que le signal gravé soit directement fidèle au signal original, pour autant que les déformations introduites soient connues et compensées à la lecture.

Le principe de préaccentuation consiste à modifier volontairement le signal avant la gravure : les basses fréquences sont atténuées, tandis que les hautes fréquences sont amplifiées. Ce déséquilibre est ensuite facilement corrigé lors de la lecture par un préamplificateur appliquant la correction inverse, permettant de retrouver un spectre globalement fidèle.

Cette stratégie présente deux avantages majeurs. D'une part, la réduction des basses fréquences limite l'amplitude des sillons et augmente la durée d'enregistrement. D'autre part, l'amplification des hautes fréquences améliore le rapport signal sur bruit : le signal est enregistré à un niveau plus élevé dans les zones où le bruit de surface est dominant, puis ce bruit est atténué lors de la correction inverse à la lecture.

Ces principes seront standardisés dans les années 1950 avec l'adoption de la courbe RIAA (voir figure 4.22), qui définit précisément les corrections à appliquer à l'enregistrement et à la reproduction [32]. Cette normalisation reste encore aujourd'hui en vigueur pour les disques vinyles modernes.

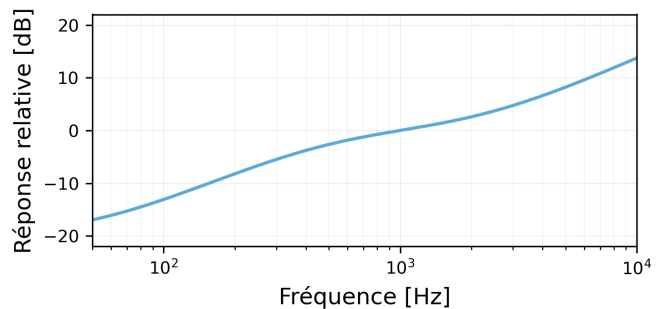
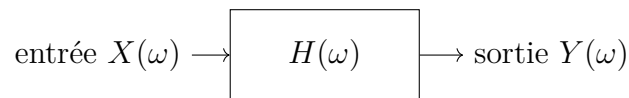


FIGURE 4.22 – Courbe de préaccentuation RIAA

Chapitre 5

Modélisation complète du système

Un outil très puissant dans l'étude de systèmes vibratoires complexes est la **fonction de transfert**, notée $H(\omega)$ par convention. Elle permet de déterminer la sortie d'un système à partir de son entrée en caractérisant la manière dont le système transforme le signal.



Pour de nombreux systèmes physiques simples, plus précisément les *systèmes linéaires invariants dans le temps* (L.T.I.), il est possible d'analyser la réponse du système fréquence par fréquence. Toute excitation peut en effet être décomposée en une somme de composantes sinusoïdales de fréquences différentes (cf. section 3.3), et la réponse à chacune de ces composantes peut être étudiée indépendamment. Pour chaque fréquence, la fonction de transfert indique le facteur d'amplification ou d'atténuation appliqué au signal via son module. Le spectre du signal de sortie est ainsi reconstruit en multipliant l'amplitude des composantes sinusoïdales de l'entrée par le module de la fonction de transfert.

L'objectif de ce chapitre est d'établir un modèle fréquentiel complet du gramophone étudié, permettant de relier l'excitation mécanique imposée par le sillon du disque au champ acoustique rayonné à la sortie du pavillon. Plus précisément, on cherche à dériver la fonction de transfert globale définie par

$$H_{tot}(\omega) = \frac{P_o(\omega)}{V_s(\omega)} \quad (5.1)$$

où V_s désigne la vitesse vibratoire imposée par le sillon du disque au niveau de l'aiguille, et P_o la pression acoustique rayonnée à une distance de 2 m de la bouche du pavillon. Dans le cas du gramophone, l'objectif est idéalement de transmettre le signal inscrit dans le sillon du disque avec la plus grande fidélité possible. Cela correspondrait à une fonction de transfert dont le module est constant sur la bande de fréquences audibles. Il est important de noter que dans le cas d'une reproduction idéale respectant ce critère, le son produit ne pourra en aucun cas être meilleur que l'enregistrement.

5.1 Stratégie générale de résolution

5.1.1 Décomposition en sous-systèmes couplés

Les éléments de la chaîne de transmission entre le sillon et l'air libre sont regroupés en trois sous-systèmes principaux pour la modélisation, représentés sur la figure 5.1 :

1. **Système A - Le levier de l'aiguille** : Il transmet le mouvement de la pointe de l'aiguille C dans le sillon S au centre du diaphragme D , en se balançant autour d'un point pivot P .
2. **Système B - Ensemble diaphragme/chambre à air** : c'est le module qui transforme la vibration structurelle du diaphragme en vibration acoustique au col T .
3. **Système C - Le pavillon** : Il augmente la charge sur le diaphragme et rayonne efficacement l'énergie acoustique jusqu'à la position d'écoute O .

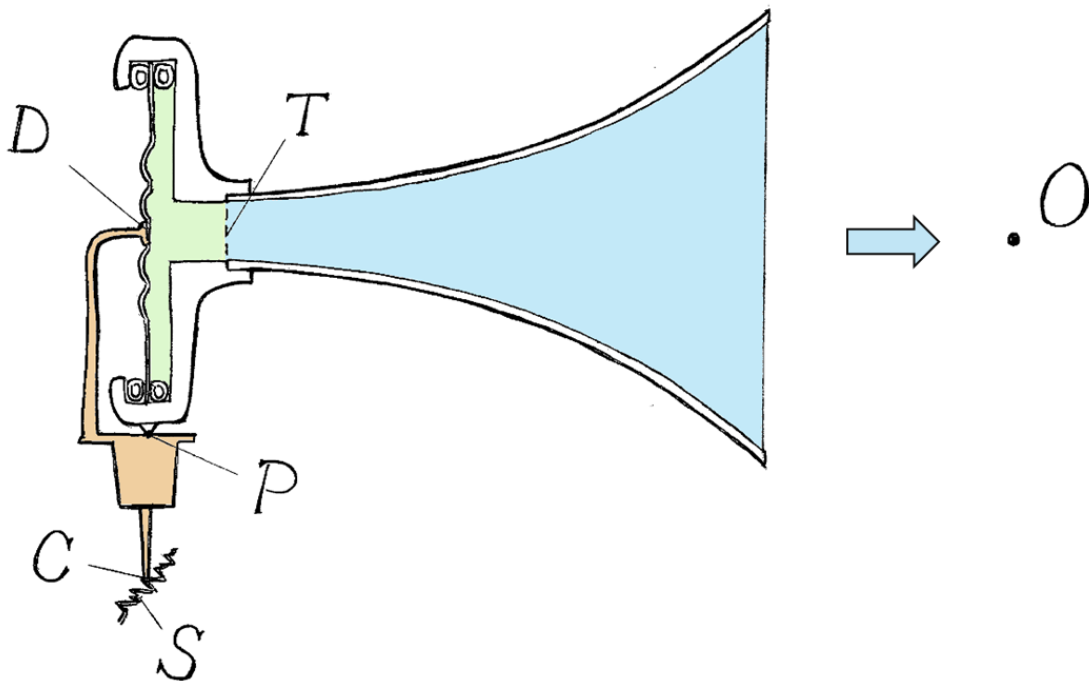


FIGURE 5.1 – Schéma des différents sous-systèmes de la chaîne de transmission du gramophone

La modélisation ne peut cependant pas être construite comme une simple succession d'éléments indépendants. En effet, la réponse d'un sous-système ne dépend pas uniquement de son excitation en amont, mais également de la charge imposée par le sous-système en aval.

- Le pavillon impose une charge acoustique au système diaphragme/chambre à air, représentée par une impédance acoustique Z_t
- Le système diaphragme/chambre à air impose une charge mécanique au levier de l'aiguille, représentée par une impédance mécanique Z_d

Le centre du diaphragme (D) et le col (T) sont donc les interfaces qui permettent de relier les différents sous-systèmes de manière rigoureuse, en prenant en compte le chargement dépendant de la fréquence du sous-système en aval sur le sous-système en amont via des impédances d'interface.

5.1.2 Couplage des différents sous-systèmes : résolution inverse

Comme expliqué précédemment, la résolution de chaque sous-système nécessite la connaissance d'une impédance d'interface obtenue via la résolution du sous-système en aval. La résolution du problème est donc plus directe de l'aval vers l'amont, i.e. de la sortie du pavillon vers le levier de l'aiguille. De cette manière, nous déterminerons à chaque fois les conditions de chargement d'un sous-système avant de commencer son analyse. La résolution de chaque sous-système doit nous permettre de décrire :

- la relation entre sa variable d'entrée et sa variable de sortie (soit la fonction de transfert du sous-système)
- l'impédance d'interface imposée au système précédent (sauf pour le sous-système A)

La stratégie adoptée est donc la suivante :

1. **Modélisation du pavillon (Système C)** : On détermine la relation entre la pression au col et la pression rayonnée à 2 m, c'est-à-dire la fonction de transfert $H_C(\omega) = P_o/P_t$, ainsi que l'impédance acoustique vue au col Z_t .
2. **Modélisation du système diaphragme/chambre à air (Système B)** : Après avoir imposé au col l'impédance d'interface Z_T représentant le chargement du pavillon, on détermine le transfert entre la vitesse du diaphragme et la pression au col $H_B(\omega) = P_t/V_d$ ainsi que l'impédance mécanique du diaphragme chargé, notée Z_d .
3. **Modélisation du levier de l'aiguille (Système A)** : Après avoir imposé au sommet du levier de l'aiguille l'impédance d'interface Z_d , on détermine la relation entre la vitesse du sillon et la vitesse du diaphragme $H_A(\omega) = V_d/V_s$.

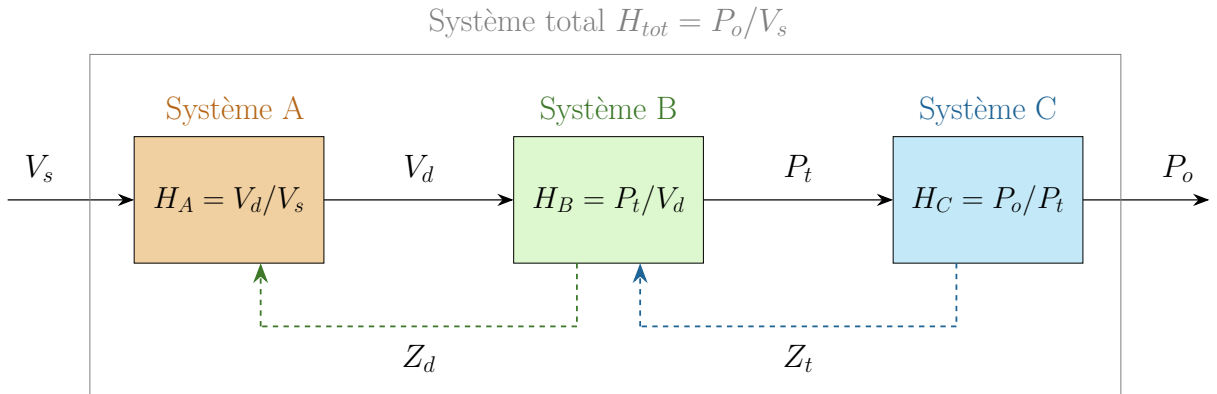


FIGURE 5.2 – Schéma bloc des différents sous-systèmes

La figure 5.2 représente les différents sous-systèmes sous la forme d'un schéma bloc, ainsi que les différentes variables d'entrée et de sortie, et les impédances d'interface. Après avoir déterminé les fonctions de transfert de chaque sous-système, on obtient la fonction de transfert du système total par simple multiplication :

$$H_{tot} = \frac{P_o}{V_s} = \frac{V_d}{V_s} \cdot \frac{P_t}{V_d} \cdot \frac{P_o}{P_t} = H_A \cdot H_B \cdot H_C \quad (5.2)$$

5.2 Modélisation du pavillon - Système C

L'objectif de cette section est d'obtenir l'impédance acoustique au col Z_t ainsi que la relation entre la pression acoustique rayonnée à 2 m et la pression au col P_o/P_t . Pour ce faire, nous dériverons dans un premier temps un modèle analytique 1D avec considération des pertes visco-thermiques, que nous corrigerons dans un deuxième temps par une simulation 2D axisymétrique sur le logiciel AKABAK. Cette simulation 2D, prenant en compte les effets de la propagation radiale de l'onde sonore, est plus précise dans le cas idéal mais elle ne permet pas la prise en compte de pertes. Nous utilisons donc une méthode hybride permettant à la fois une modélisation plus précise en 2D et la prise en compte des pertes.

Dans toutes les modélisations qui suivent, le pavillon est supposé axisymétrique autour d'un axe rectiligne. Autrement dit, nous considérons un pavillon droit qui correspond à la géométrie "dépliée" de notre pavillon réel. L'effet de la courbure de l'axe du pavillon est donc négligé, ce qui simplifie grandement les analyses tout en capturant la quasi-totalité du comportement du pavillon. Cette approximation est cohérente avec les résultats de Rayleigh, qui a montré en 1896 que les courbures d'un conduit acoustique ont un effet négligeable sur la propagation lorsque les longueurs d'onde considérées sont grandes devant les dimensions transversales du conduit [23].

5.2.1 Mesure de la géométrie du pavillon

Des mesures du diamètre intérieur du pavillon de l'Expert Junior ont été réalisées à l'aide d'un pied à coulisse. Le diamètre intérieur à proximité du col n'étant pas directement accessible avec les instruments de mesure disponibles, l'épaisseur des parois a été mesurée à l'aide d'une jauge d'épaisseur magnétique. Cette mesure, combinée au diamètre extérieur du pavillon, a ensuite permis de déterminer la géométrie interne dans cette zone. La figure 5.3 présente le rayon du pavillon à différentes positions le long de l'axe.

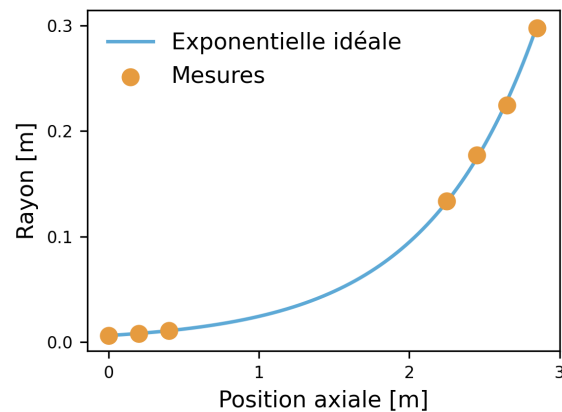


FIGURE 5.3 – Mesures du rayon du pavillon

Comme attendu, la géométrie mesurée correspond de près à une géométrie exponentielle idéale. La loi exponentielle suivante correspond le mieux aux mesures et sera utilisée pour la modélisation :

$$R(x) = 0.00632e^{1.354x}$$

5.2.2 Modèle analytique idéal

Le problème de propagation du son dans un pavillon 3D est un problème complexe qui n'a toujours pas été résolu analytiquement. Le comportement des ondes sonores dans un milieu 3D est décrit par l'équation d'onde, qui est très difficile à résoudre en dehors

des cas élémentaires [27] :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (5.3)$$

où ϕ désigne le potentiel de vitesse acoustique (fonction scalaire dont le gradient est la vitesse particulaire des molécules d'air : $\nabla \phi = \mathbf{v}$), x, y, z représentent les coordonnées spatiales, t le temps et c la vitesse du son dans l'air.

En 1919, Webster a présenté une solution au problème en simplifiant l'équation d'onde en une équation unidimensionnelle [28, 33]. Cette équation, connue sous le nom "Webster's Horn Equation", s'écrit comme suit :

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{d \ln S}{dx} \frac{d \phi}{dx} - k^2 \phi = 0 \quad (5.4)$$

avec $k = 2\pi f/c$ le nombre d'onde, x la position le long de l'axe du pavillon, et S l'aire de section du pavillon.

Les hypothèses de dérivation de cette équation simplifiée ne sont pas strictement respectées dans un pavillon exponentiel. En effet, l'équation de Webster suppose que les fronts d'onde sont plans et perpendiculaires à l'axe du pavillon, ce qui revient à considérer que le champ acoustique est uniforme sur chaque section et ne dépend que de la coordonnée axiale x . Or, dans un pavillon évasé, l'augmentation progressive de la section entraîne une courbure des fronts d'onde et l'apparition de variations transversales du champ acoustique. L'approximation reste néanmoins satisfaisante et sera corrigée par la suite en utilisant le modèle 2D.

La résolution complète de l'équation de Webster pour un pavillon exponentiel a été obtenue et démontrée par Stewart en 1930 [11]. La forme moderne équivalente est celle de Beranek (2012) [27] qui lie les variables de pression et de débit au col (p_t, U_t) à celles de la bouche (p_m, U_m) :

$$\begin{pmatrix} p_t \\ U_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_m \\ U_m \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

avec les coefficients :

$$a_{11} = \sqrt{\frac{S_m}{S_t}} (\cos(kl \cos \theta) - \tan \theta \sin(kl \cos \theta))$$

$$a_{12} = j \frac{\rho_0 c}{\sqrt{S_t S_m}} \sec \theta \sin(kl \cos \theta)$$

$$a_{21} = j \frac{\sqrt{S_t S_m}}{\rho_0 c} \sec \theta \sin(kl \cos \theta)$$

$$a_{22} = \sqrt{\frac{S_t}{S_m}} (\cos(kl \cos \theta) + \tan \theta \sin(kl \cos \theta))$$

où S_t et S_m correspondent respectivement aux aires de section au col et à la bouche du pavillon, l est la longueur axiale du pavillon et ρ_0 est la masse volumique de l'air. L'angle θ est défini comme :

$$\theta = \arcsin(m/2k) \quad (5.6)$$

avec m le taux d'évasement caractéristique du pavillon exponentiel.

L'impédance acoustique au col Z_t est définie comme étant le rapport entre la pression acoustique p_t et le débit U_t . En utilisant la matrice de transfert de Beranek (équation 5.5), nous pouvons exprimer ces grandeurs en fonction de la pression p_m et du débit U_m à la bouche :

$$Z_t = \frac{p_t}{U_t} = \frac{a_{11}p_m + a_{12}U_m}{a_{21}p_m + a_{22}U_m} \quad (5.7)$$

En divisant le numérateur et le dénominateur par U_m , puis en introduisant l'impédance acoustique à la bouche $Z_{a,m} = \frac{p_m}{U_m}$, on obtient l'expression générale de l'impédance d'entrée :

$$Z_t = \frac{a_{11}Z_{a,m} + a_{12}}{a_{21}Z_{a,m} + a_{22}} \quad (5.8)$$

L'impédance d'entrée au col est donc directement liée à la condition de sortie caractérisée par l'impédance de rayonnement à la bouche $Z_{a,m}$. Le modèle adapté le plus commun est le modèle de rayonnement d'un piston dans un baffle infini de Rayleigh [23] :

$$Z_{a,m} = \frac{\rho_0 c}{S_m} \left[\left(1 - \frac{J_1(2kr_m)}{kr_m} \right) + j \frac{H_1(2kr_m)}{kr_m} \right] \quad (5.9)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de premier ordre, H_1 est la fonction de Struve de premier ordre, k est le nombre d'onde et r_m est le rayon de la bouche du pavillon. Le modèle de Rayleigh modélise le couplage entre le pavillon et le milieu extérieur : il traduit physiquement la résistance de rayonnement et l'effet de la discontinuité d'impédance à la bouche, responsable des réflexions partielles de l'onde sonore.

5.2.3 Correction empirique du modèle 1D via simulation Akabak

Le modèle mathématique de Beranek, basé sur l'équation unidimensionnelle de Webster, considère que l'onde sonore ne se déplace que de manière axiale. En réalité, à cause de l'évasement du pavillon, l'onde se déplace également de manière radiale vers les parois du pavillon. Le modèle unidimensionnel sous-estime donc la distance réellement parcourue par l'onde. Pour une même condition de résonance, qui dépend du rapport entre la longueur acoustique du pavillon et la longueur d'onde, une longueur plus courte impose une longueur d'onde plus faible, et donc une fréquence plus élevée. Cette simplification décale donc les résonances d'impédance au col vers les hautes fréquences.

Les simulations du logiciel Akabak reposent sur la méthode des éléments de frontière (BEM). Contrairement au modèle 1D qui suppose des fronts d'onde plans, Akabak est capable de capturer la courbure réelle du front d'onde et les déplacements radiaux des molécules d'air grâce à une simulation 2D axisymétrique. Une résolution 3D complète aurait pu prendre en compte les courbures de l'axe de symétrie du pavillon, mais nécessite, pour un pavillon de cette taille aux fréquences d'intérêt, un temps de calcul nettement au-delà de l'envisageable (centaines d'heures de simulation). Cette approche 2D permet d'obtenir les fréquences de résonance exactes de l'impédance de col du pavillon droit équivalent, en intégrant naturellement l'allongement du chemin acoustique induit par la géométrie réelle.

Cette simulation nous permet de corriger empiriquement le modèle 1D pour correspondre au mieux au modèle 2D. L'effet de la simplification excessive du modèle 1D sur la position des résonances peut être corrigé simplement en considérant un pavillon artificiellement allongé, de manière à ce que la distance axiale du pavillon corrigé, appelé "longueur curviligne", corresponde à la distance moyenne parcourue par l'onde sonore pour sortir du pavillon réel.

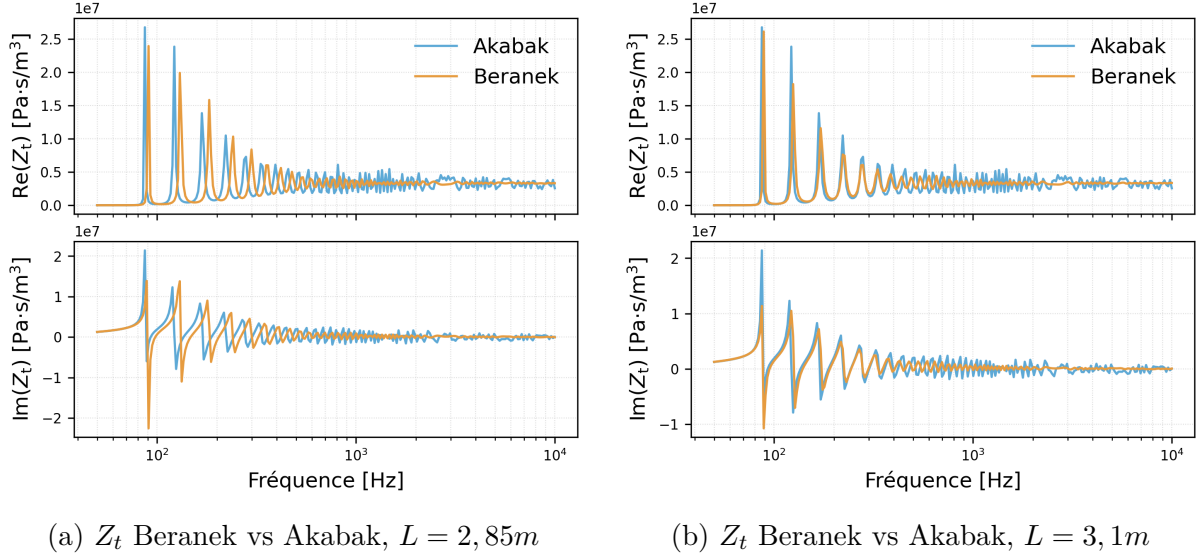


FIGURE 5.4 – Correction de la longueur du pavillon par simulation Akabak

La figure 5.4 présente l'impédance acoustique au col obtenue avec le modèle 1D et la simulation 2D. La meilleure correspondance entre les deux résultats est obtenue en choisissant une longueur virtuelle de 3,1 m dans le modèle analytique. Cette valeur a été déterminée de manière visuelle, en ajustant progressivement la longueur du pavillon afin d'aligner au mieux les résonances des deux modèles. Elle sera conservée pour la suite de la modélisation.

5.2.4 Pertes visco-thermiques

Les modèles présentés jusqu'à présent considèrent un système idéal dépourvu de pertes. En réalité, elles ont une influence importante sur la réponse du pavillon, et seront donc étudiées dans cette section. Elles sont principalement présentes à proximité des parois et sont séparées en deux catégories : les pertes visqueuses et les pertes thermiques [34, 35, 36].

La présence des parois impose une vitesse de particule tendant vers zéro à l'interface. Il apparaît donc une "couche limite visqueuse" dans laquelle les gradients de vitesse sont importants. La viscosité de l'air y dissipe l'énergie mécanique sous forme de chaleur par friction : ce sont les pertes visqueuses.

Les pertes thermiques sont dues au fait que les parois sont à température pratiquement constante, tandis que la température de l'air varie à cause des variations adiabatiques de pression. Ces variations de température diminuent près de la paroi qui échange de la chaleur avec l'air, dans ce que l'on appelle la "couche limite thermique".

Ces mécanismes ont deux effets sur l'onde :

- ils réduisent son amplitude au cours de la propagation
- ils modifient sa vitesse et sa phase

Ces phénomènes peuvent être pris en compte mathématiquement grâce à l'introduction d'un nombre d'onde complexe.

Nombre d'onde complexe et modèle de Kirchhoff

Une onde harmonique progressant dans un milieu sans pertes peut s'écrire dans le domaine temporel sous la forme :

$$p(x, t) = \Re\{P_0 e^{j\omega t} e^{-jkx}\} \quad (5.10)$$

avec k le nombre d'onde réel, qui représente la variation de la phase sur la distance parcourue. L'amplitude ne dépend pas de la position, seule la phase varie dans l'espace. Si l'on introduit un nombre d'onde complexe

$$k_c = \beta - j\alpha \quad (5.11)$$

l'exponentielle exprimant la dépendance spatiale s'écrit alors :

$$e^{-jk_c x} = e^{-j(\beta - j\alpha)x} = e^{-j\beta x} e^{-\alpha x} \quad (5.12)$$

On obtient donc que la partie réelle du nombre d'onde β contrôle la variation de la phase tandis que la partie imaginaire du nombre d'onde α contrôle l'atténuation spatiale de l'amplitude. En remplaçant le nombre d'onde réel par un nombre d'onde complexe adéquat, on peut donc prendre en compte les variations d'amplitude et de phase introduites par les pertes visco-thermiques.

Kirchhoff fut le premier à proposer une expression complète de ce nombre d'onde complexe dans le cas d'un tube circulaire rigide lisse [35]. L'approximation asymptotique dite "wide tube" de Kirchhoff s'écrit comme suit :

$$\boxed{\frac{k}{k_0} = 1 + (1 - j) \frac{\gamma - 1 + \sqrt{Pr}}{\sqrt{2} \sqrt{Pr} S}} \quad (5.13)$$

où k est le nombre d'onde complexe tenant compte des pertes thermo-visqueuses, et k_0 le nombre d'onde réel.

Le paramètre S est le nombre de cisaillement, défini comme le rapport entre le rayon du tube R et l'épaisseur de couche limite visqueuse δ_v :

$$S = \frac{R}{\delta_v} = \frac{R}{\sqrt{\nu/\omega}} \quad (5.14)$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air. Le nombre de Prandtl Pr relie les épaisseurs de couche limite visqueuse et thermique selon :

$$\sqrt{Pr} = \frac{\delta_v}{\delta_t} \quad (5.15)$$

avec δ_t l'épaisseur de couche limite thermique. Enfin, γ est le rapport des capacités thermiques massiques à pression constante et à volume constant :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \simeq 1.4 \quad (5.16)$$

pour l'air dans les conditions usuelles.

Ce modèle donne de bons résultats lorsque $S \gg 1$ (i.e. lorsque le rayon du conduit est grand devant la taille de la couche limite), ce qui est le cas pour notre pavillon.

Prise en compte du matériau : β de Nederveen

Le modèle de Kirchhoff est conçu pour des tubes parfaitement lisses et rigides. Le pavillon en papier mâché ne respecte pas ces hypothèses, ce qui introduit des pertes supplémentaires :

- La rugosité des parois augmente les pertes visqueuses
- La flexibilité des parois crée des petites vibrations structurelles qui dissipent de l'énergie
- La porosité des parois peut absorber une partie de l'énergie acoustique

Pour prendre en compte ces pertes négligées, Nederveen propose d'introduire un coefficient empirique β_n sur la partie imaginaire du nombre d'onde complexe, permettant d'augmenter les pertes obtenues via Kirchhoff afin de mieux correspondre au comportement réel d'un tube construit dans un matériau non idéal [37].

$$k_{final} = Re(k_c) + j\beta_n Im(k_c)$$

Il détermine empiriquement un coefficient β_n compris entre 1,5 et 2 pour des clarinettes. Le papier mâché étant plus rugueux, flexible et poreux que le bois de grenadille (matériau de construction usuel des clarinettes), on choisira une valeur de $\beta_n = 3$.

5.2.5 Modélisation complète : Beranek avec pertes de Kirchhoff

Nous avons maintenant tous les ingrédients nécessaires pour assembler un modèle matriciel complet qui considère les pertes. Celles-ci varient principalement en fonction du rayon du cylindre considéré. Un nombre d'onde complexe unique ne peut donc être déterminé pour notre pavillon entier, dont le rayon varie continûment en fonction de la position.

Le pavillon est donc discrétisé en N segments élémentaires. Pour chaque segment i de longueur Δx , on calcule un nombre d'onde complexe local en fonction du rayon moyen du segment. On peut ensuite définir une matrice de transfert de Beranek locale :

$$\begin{pmatrix} P_{in} \\ U_{in} \end{pmatrix}_i = \mathbf{M}_i \begin{pmatrix} P_{out} \\ U_{out} \end{pmatrix}_i = \begin{pmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_{out} \\ U_{out} \end{pmatrix}_i$$

où les coefficients A_i, B_i, C_i, D_i sont calculés à partir du nombre d'onde complexe local k_c . Chacune de ces matrices élémentaires inclut donc l'effet des pertes de Kirchhoff.

La matrice de Beranek totale liant les variables au col (entrée du pavillon) et à la bouche (sortie du pavillon) s'obtient par la multiplication successive de toutes les matrices locales, de l'entrée vers la sortie :

$$\begin{pmatrix} P_t \\ U_t \end{pmatrix} = \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \dots \cdot \mathbf{M}_N \cdot \begin{pmatrix} P_m \\ U_m \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{tot} \cdot \begin{pmatrix} P_m \\ U_m \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

Le comportement à l'intérieur du pavillon est défini par cette matrice $\mathbf{M}_{tot}$, à partir de laquelle on peut dériver nos deux grandeurs d'intérêt : l'impédance au col Z_t et la fonction de transfert P_o/P_t .

5.2.6 Impédance au col Z_t

Les modèles dérivés dans les sections précédentes sont résumés au tableau 5.1

Modèle	Hypothèses principales
Beraneck idéal	Modèle 1D basé sur l'équation de Webster. Le nombre d'onde est réel et aucune perte n'est prise en compte.
Kirchhoff	Modèle 1D discrétisé avec nombre d'onde complexe de Kirchhoff. Seules les pertes thermo-visqueuses dans l'air sont prises en compte.
Kirchhoff - Nederveen	Même modèle que précédemment, avec ajout des pertes liées au matériau du pavillon via le coefficient β .

TABLEAU 5.1 – Résumé des modèles du pavillon.

L'impédance au col finale s'obtient directement via la formule 5.8 en utilisant comme coefficients a_{11} , a_{12} , a_{21} , a_{22} les éléments de la matrice de transfert totale 5.17. La figure 5.5 représente la partie réelle et imaginaire de Z_t obtenu avec les trois modèles. On remarque que l'impact principal de l'introduction des pertes est la réduction de l'amplitude des résonances.

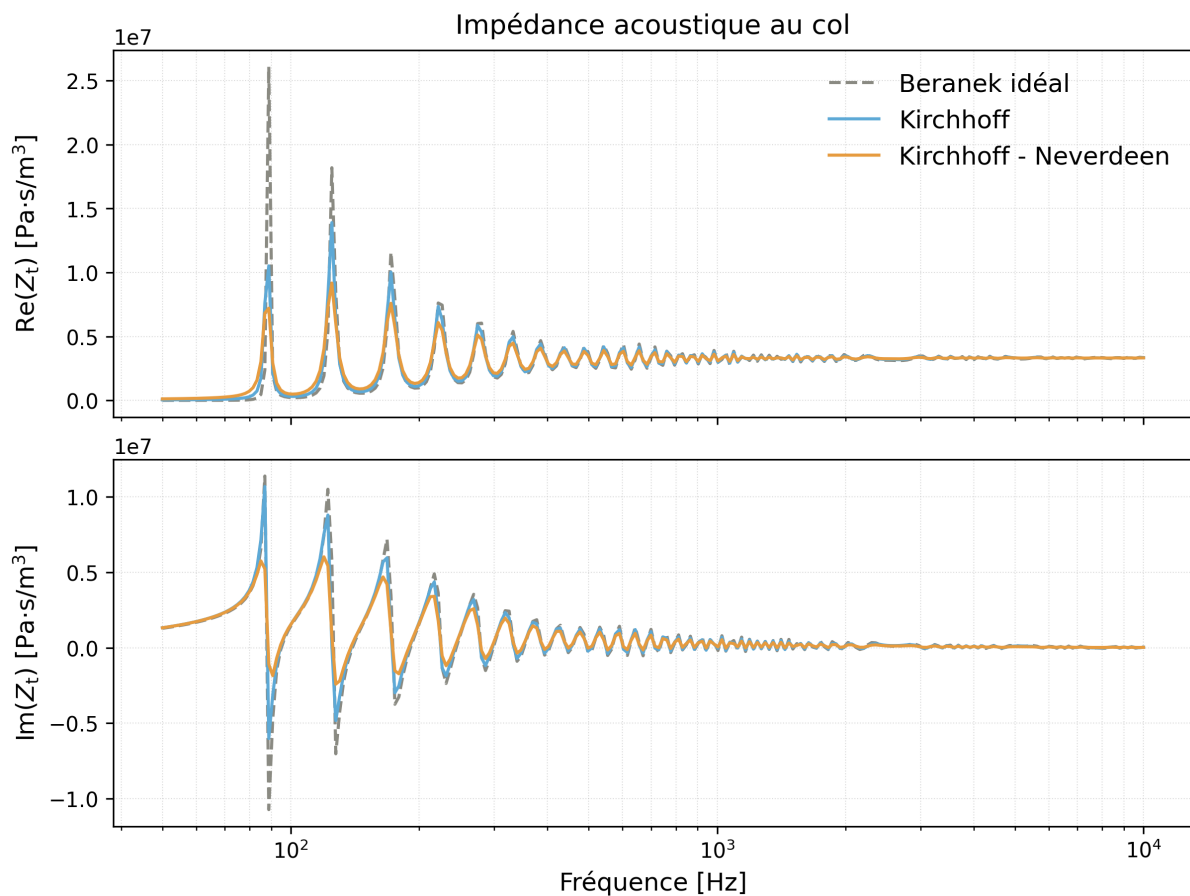


FIGURE 5.5 – Comparaison de l'impédance au col Z_t obtenue avec les 3 modèles

La résistance (i.e. la partie réelle de l'impédance) est quasiment nulle en dessous d'approximativement 75 Hz. Comme expliqué précédemment elle est directement proportionnelle à la proportion d'énergie transmise à l'air, ce qui signifie que le pavillon ne rayonne quasiment pas en dessous de cette fréquence : il s'agit de la fréquence de coupure. Celle-ci peut être directement obtenue à partir du taux d'évasement m du pavillon exponentiel :

$$f_c = \frac{mc}{4\pi}$$

En utilisant la géométrie de notre pavillon on obtient une fréquence de coupure théorique de $f_c \approx 74$ Hz, ce qui est très cohérent avec nos résultats.

Au-delà de la fréquence de coupure la partie réelle de l'impédance augmente rapidement, traduisant un rayonnement efficace. On observe néanmoins de fortes oscillations, en particulier dans les basses fréquences. Elles sont dues aux réflexions à la bouche : lorsque la longueur d'onde est grande devant les dimensions de la bouche, la discontinuité d'impédance avec l'air libre provoque une réflexion importante. L'onde réfléchie interfère avec l'onde sortante au niveau du diaphragme, ce qui fait varier fortement l'impédance au col.

Les pertes agissent comme amortisseur sur la réponse en dissipant l'énergie des ondes lors de leur trajet. En réduisant l'amplitude des ondes réfléchies à la bouche, elles limitent l'intensité des interférences au niveau du diaphragme, ce qui lisse les pics d'impédance. Les prendre en compte est donc déterminant pour analyser le comportement du pavillon. Ce phénomène, bien qu'il diminue légèrement le rendement du système, réduit la coloration du son par le pavillon en lissant les résonances. Cela justifie l'utilisation de matériaux très dissipateurs d'énergie, tels que le papier mâché.

5.2.7 Rayonnement acoustique dans l'air libre

La propagation acoustique dans le pavillon étant décrite par le modèle matriciel dérivé précédemment, il reste à relier la pression moyenne à la bouche du pavillon P_m à la pression rayonnée à la position d'écoute P_o .

Pour cela, la bouche du pavillon est approximée par un piston circulaire rigide de rayon r_m rayonnant dans un baffle infini. Cette approximation est cohérente avec le modèle unidimensionnel utilisé dans le pavillon, dans lequel la pression et la vitesse acoustique sont décrites par des grandeurs moyennes sur chaque section. À la bouche, le champ est donc représenté par une pression moyenne P_m et un débit acoustique U_m , ce qui revient à remplacer l'ouverture du pavillon par une surface circulaire équivalente animée d'une vitesse uniforme. De plus, la grande ouverture du pavillon favorise un rayonnement principalement dirigé vers le demi-espace avant, ce qui justifie l'utilisation du modèle bafflé comme approximation du rayonnement extérieur.

Relation fondamentale de transfert

Pour un piston circulaire bafflé, la pression rayonnée sur l'axe, à une distance r , peut être exprimée à partir du débit acoustique à la bouche U_M [27] :

$$P(r, 0) = \frac{j\rho_0 ck U_M}{2\pi r} e^{-jkr} \quad (5.18)$$

En utilisant l'impédance de rayonnement à la bouche $Z_{a,m}$ définie précédemment à l'équation (5.9) telle que $U_m = P_m/Z_{a,m}$, on obtient :

$$\frac{P(r, 0)}{P_m} = \frac{j\rho_0 ck}{2\pi r Z_{a,m}} e^{-jkr} \quad (5.19)$$

Le phénomène de directivité

La directivité est une caractéristique importante des sources acoustiques. Pour un pavillon, plus la fréquence et/ou le rayon de la bouche augmentent (donc plus kr_m est grand), plus l'onde sonore tend à se concentrer selon l'axe principal, réduisant ainsi l'énergie envoyée sur les côtés. Ce phénomène, souvent appelé *beaming*, est décrit par la fonction de directivité $D(\theta, \omega)$ qui indique la proportion d'énergie émise dans une direction faisant un angle θ avec l'axe principal du pavillon pour une fréquence donnée. En considérant à nouveau la bouche du pavillon comme un piston circulaire rigide, elle s'écrit [27] :

$$D(\theta, \omega) = \left[\frac{2J_1(kr_m \sin \theta)}{kr_m \sin \theta} \right]^2 \quad (5.20)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de premier ordre.

Le diagramme de directivité d'un piston de 60 cm de diamètre est représenté ci-contre. À basse fréquence, la source est quasi-omnidirectionnelle et l'énergie acoustique est rayonnée uniformément dans toutes les directions. À haute fréquence, la réponse polaire se resserre et laisse apparaître des lobes secondaires.

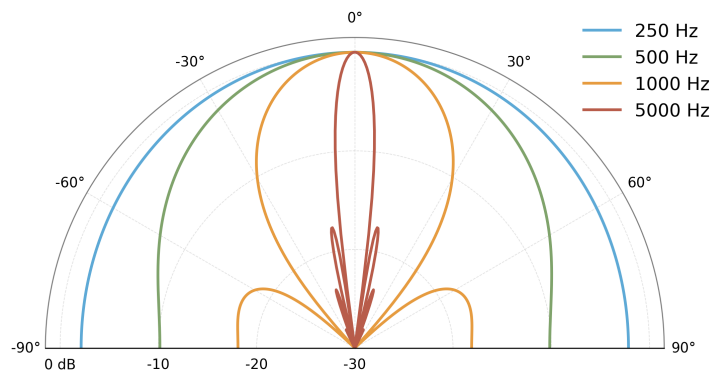


FIGURE 5.6 – Directivité d'un piston circulaire de 60 cm de diamètre pour différentes fréquences

Il est donc important de comprendre que la position d'écoute par rapport à l'axe du pavillon a une influence significative sur la perception du son, en particulier dans les hautes fréquences : un auditeur situé sur l'axe percevra beaucoup plus de hautes fréquences qu'un auditeur situé sur le côté.

Afin d'obtenir une réponse plus représentative des conditions réelles d'écoute et des mesures réalisées en salle non-anéchoïque, la pression rayonnée n'est pas évaluée uniquement sur l'axe, mais moyennée sur une petite zone d'écoute centrée autour de celui-ci. Cette moyenne permet de lisser le caractère très local de la directivité axiale. La zone considérée est définie par un disque de rayon R_{ec} placé à 2 m de la bouche, correspondant à un angle maximal $\theta_{\max} = \arctan(R_{ec}/2)$. On obtient le facteur de directivité moyen sur la zone d'écoute par intégration :

$$D_{moy}(\omega) = \frac{1}{1 - \cos \theta_{\max}} \int_0^{\theta_{\max}} D(\theta, \omega) \sin \theta d\theta \quad (5.21)$$

La pression rayonnée moyenne sur cette zone d'écoute est alors exprimée :

$$\frac{P_o}{P_m} = \frac{j\rho_0 ck}{2\pi r Z_{a,m}} e^{-jkr} \sqrt{D_{moy}} \quad (5.22)$$

où le terme $\sqrt{D_{moy}}$ apparaît car le moyennage est effectué sur l'énergie acoustique, proportionnelle au carré de la pression.

5.2.8 Fonction de transfert $H_c = P_o/P_t$

La matrice de transfert totale du pavillon (équation 5.17) nous permet de lier directement la pression au col à celle à la bouche :

$$P_t = a_{11}P_m + a_{12}U_m = P_m \left(a_{11} + \frac{a_{12}}{Z_{a,m}} \right) \Rightarrow \frac{P_m}{P_t} = \frac{1}{a_{11} + \frac{a_{12}}{Z_{a,m}}} \quad (5.23)$$

L'équation 5.22 nous permet quant à elle de lier la pression à la bouche à la pression rayonnée à 2 m. On obtient finalement la fonction de transfert d'intérêt comme le produit de ces deux relations :

$$H_c(\omega) = \frac{P_o}{P_t} = \frac{P_m}{P_t} \frac{P_o}{P_m} = \frac{1}{a_{11}(\omega) + \frac{a_{12}(\omega)}{Z_{a,m}(\omega)}} \cdot \left(\frac{j\rho_0 ck}{2\pi r Z_{a,m}(\omega)} e^{-jkr} \sqrt{D_{moy}(\omega)} \right) \quad (5.24)$$

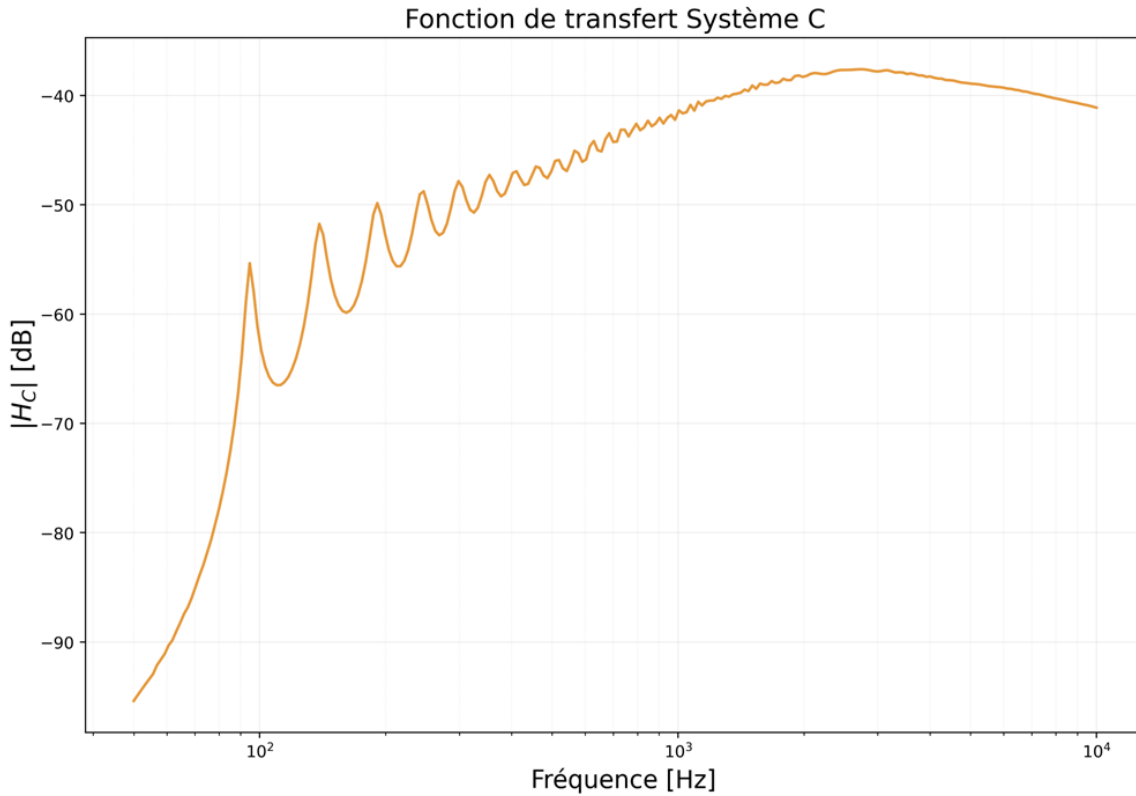


FIGURE 5.7 – Module de la fonction de transfert du Système C : $H_c = P_o/P_t$

5.3 Modélisation de l'ensemble diaphragme/chambre à air - Système B

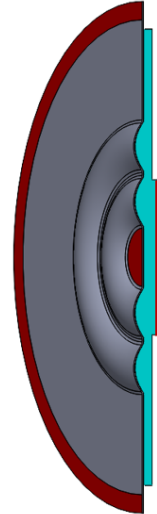
L'objectif de cette section est d'obtenir la fonction de transfert $H_B = P_t/V_d$ liant la pression au col à la vitesse au centre du diaphragme, ainsi que l'impédance mécanique du diaphragme Z_d . On remplace dans cette modélisation le pavillon par l'impédance au col Z_t déterminée dans la section précédente qui permet de représenter précisément les contraintes de chargement du pavillon sur le sous-système d'intérêt.

Le système diaphragme/chambre à air est au coeur de la modélisation du gramophone. C'est dans cette partie que la vibration structurelle, transmise au diaphragme depuis le sillon, se transforme en vibration acoustique dans la chambre à air.

Les résultats sont obtenus en utilisant le logiciel multiphysique **Ansys** qui permet de simuler avec une grande précision l'interaction fluide-structure. Grâce à un solveur couplé, Ansys modélise simultanément le comportement mécanique du diaphragme (élasticité, masse, modes propres) et la réponse acoustique de la chambre à air. Cette approche permet de prendre en compte le couplage bidirectionnel entre le fluide et la structure : la vibration de la structure génère une onde de pression dans l'air, tandis que la pression acoustique modifie en retour la dynamique du diaphragme.

5.3.1 Mesures et dessin 3D

On mesure dans un premier temps avec précision la géométrie du diaphragme ainsi que de la chambre à air. Une vue en coupe du sous-système est représentée sur la figure 5.8. Le diaphragme est un disque d'aluminium de $12\ \mu m$ d'épaisseur doté de corrugations circulaires. La chambre à air, en bleu sur la figure, a une profondeur de moins d'un millimètre et permet, en complément du pavillon, d'augmenter la charge sur le diaphragme. Ces mesures sont ensuite utilisées pour dessiner un modèle 3D du système dans Solidworks, qui est ensuite importé dans Ansys pour la simulation.



5.3.2 Simulation Ansys

Conditions limites

Trois conditions limites doivent être insérées dans le système dessiné ci-contre afin d'analyser sa dynamique (voir zones rouges sur la figure 5.8).

FIGURE 5.8 – Coupe Système B

Premièrement, on impose comme impédance acoustique au col (i.e. la sortie de la chambre à air) l'impédance Z_t obtenue dans la section précédente. Ceci nous permet de charger la chambre à air et le diaphragme avec le comportement du pavillon, sans devoir modéliser toute sa réponse acoustique dans Ansys, ce qui rendrait le calcul numériquement beaucoup trop coûteux.

On impose ensuite les conditions de fixation du diaphragme. Celui-ci est maintenu en place grâce à deux joints annulaires de compression en contact avec la périphérie de chaque face du diaphragme. Il s'agit donc d'un encastrement élastique qui autorise un certain déplacement des surfaces du diaphragme en contact avec les joints de fixation. Ces joints ont une grande influence sur la dynamique du système et doivent être changés régulièrement pour conserver une souplesse optimale. Dans la simulation Ansys, il est nécessaire de spécifier la raideur et l'amortissement de ces supports. Ces paramètres sont difficiles à mesurer sans un démontage complet de la tête de lecture, qui est à éviter pour préserver l'intégrité de l'instrument historique. Un développement simplifié, présenté à l'annexe A.2, permet d'obtenir un premier ordre de grandeur crédible pour la raideur et l'amortissement des joints. Les valeurs retenues comme première approximation sont $k_j = 5 \times 10^3$ N/m et $c_j = 5 \times 10^{-2}$ N s/m. Des valeurs précises seront obtenues ultérieurement par identification expérimentale (cf. section 6.3).

Finalement, il est nécessaire de spécifier une source d'excitation. On impose une force oscillante de 1 N (varie sinusoidalement entre -1 N et 1 N) au centre du diaphragme, représentant la contrainte appliquée par le sommet du levier de l'aiguille. En faisant varier la fréquence d'oscillation, on peut observer la réponse du système en fonction de la fréquence d'excitation, et extraire les résultats souhaités. Pour couvrir l'ensemble de la plage de fréquence utile avec assez de précision tout en conservant une durée de calcul raisonnable, on considère 250 fréquences d'excitation suivant une progression logarithmique entre 50 Hz et 10 kHz.

Résultats

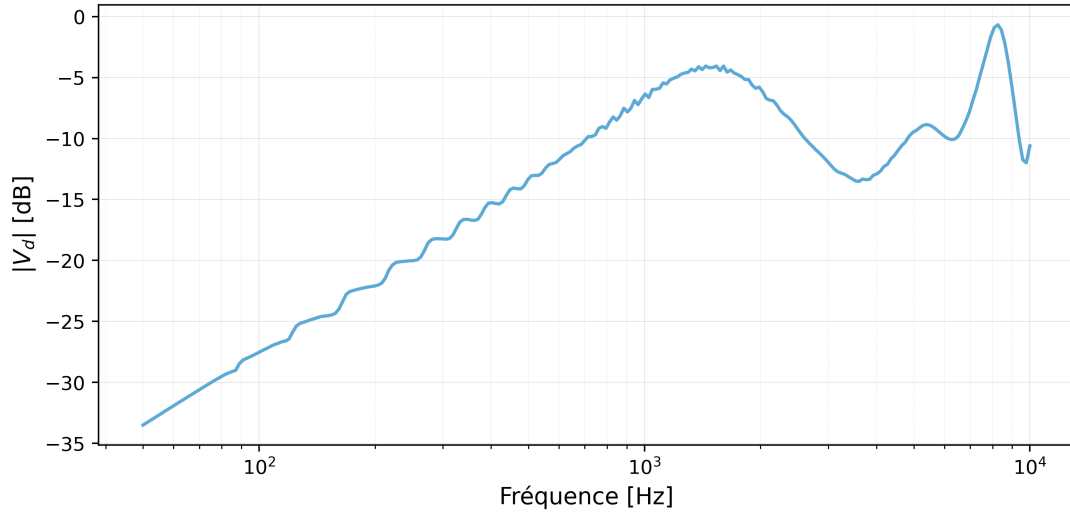
La simulation harmonique réalisée dans Ansys fournit, pour chaque fréquence d'excitation, la vitesse au centre du diaphragme $V_d(\omega)$ et la pression au col $P_t(\omega)$. Ces grandeurs complexes contiennent à la fois l'amplitude et la phase de la réponse par rapport à l'excitation imposée.

Dans la simulation, le diaphragme est excité par une force harmonique appliquée en son centre, d'amplitude constante 1 N et de phase nulle sur toutes les fréquences. La force complexe imposée s'écrit en fréquentiel :

$$F_d(\omega) = 1 e^{j0} = 1 \text{ N} \quad (5.25)$$

La valeur numérique de la vitesse complexe extraite d'Ansys correspond donc directement à la mobilité mécanique du diaphragme. L'impédance mécanique recherchée est obtenue par inversion :

$$Z_d(\omega) = \frac{1}{Y_d(\omega)} = \frac{F_d(\omega)}{V_d(\omega)} = \frac{1}{V_d(\omega)} \quad (5.26)$$


 FIGURE 5.9 – Vitesse au centre du diaphragme V_d

L'amplitude de la vitesse au centre du diaphragme V_d extraite de la simulation Ansys est représentée sur la figure 5.9. À basse fréquence, elle augmente de manière régulière avec la fréquence. C'est un comportement typique d'un régime où le système est dominé par une raideur effective constante du système. En effet, lorsque les effets d'inertie et d'amortissement sont négligeables devant la raideur, le diaphragme se comporte comme un ressort vérifiant :

$$F = K_{\text{eff}} X \quad (5.27)$$

où X est le déplacement au centre du diaphragme. L'amplitude de la force d'excitation étant constante, on obtient un déplacement constant, ce qui impose une vitesse proportionnelle à la fréquence :

$$V = j\omega X = j\omega \frac{F}{K_{\text{eff}}} \propto \omega \quad (5.28)$$

Cela correspond à une pente de +20 dB/dec sur une représentation en échelle logarithmique, que l'on observe bien jusqu'à environ 1,5 kHz.

Lorsque la fréquence augmente, on voit apparaître des pics de résonance. Ces résonances correspondent aux modes propres du diaphragme maintenu par ses joints, et chargé acoustiquement. Ansys nous permet d'obtenir les déformations du diaphragme à ces fréquences de résonance, qui sont représentées sur la figure 5.10.

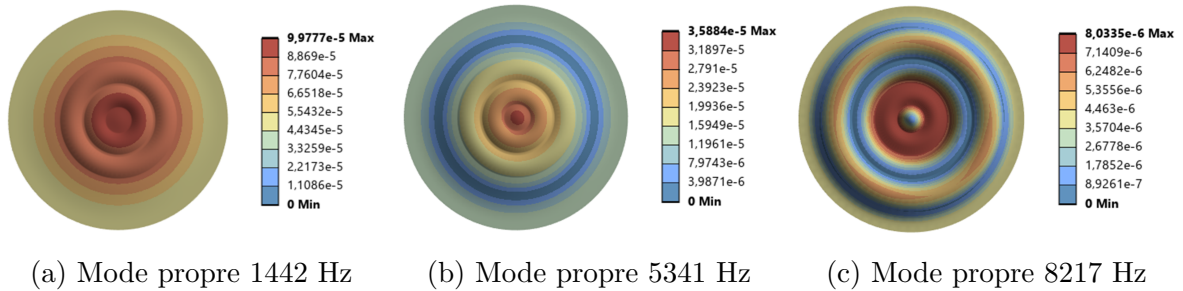


FIGURE 5.10 – Déformation [m] du diaphragme dans la configuration réelle

La fonction de transfert du sous-système, $H_B = P_t/V_d$, est obtenue en divisant la pression au col P_t par la vitesse au centre du diaphragme V_d pour chaque fréquence d'excitation considérée. Elle est représentée sur la figure 5.11.

On observe de fortes oscillations à basses fréquences dues à l'impédance Z_t imposée au col, qui découlent directement des interférences avec les ondes réfléchies à la bouche du pavillon. Les faibles résonances au-delà de 2 kHz sont dues au comportement acoustique de l'ensemble chambre à air-col.

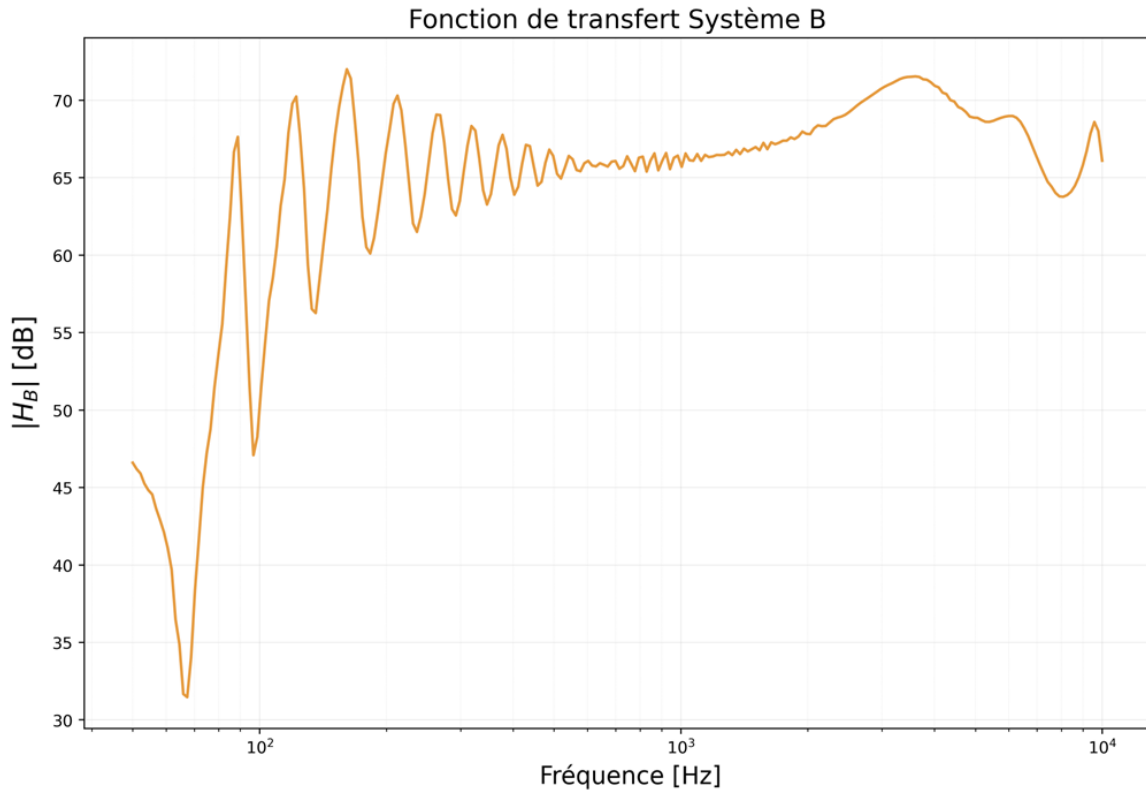


FIGURE 5.11 – Module de la fonction de transfert du système B : $H_B = P_t/V_d$

5.4 Modélisation du levier de l'aiguille - Système A

L'objectif de cette section est d'obtenir la dernière fonction de transfert manquante $H_A = V_d/V_s$ reliant la vitesse du sillon gravé dans le disque à la vitesse du centre du diaphragme. La vitesse du sillon désigne la vitesse latérale du profil gravé par rapport à l'axe moyen de la spire lorsque le disque tourne à la vitesse requise de 78 tr/min.

Le sous-système d'intérêt est représenté schématiquement à la figure 5.12. Le levier de l'aiguille est une barre d'acier d'approximativement 50 mm de hauteur pouvant osciller autour d'un point de pivot P . L'extrémité inférieure de la barre est l'aiguille (point C), qui est en contact avec le sillon du disque, tandis que l'extrémité supérieure de la barre est reliée au centre du diaphragme (point D), de manière à lui transmettre la vibration de l'aiguille.

Pour décrire le comportement de ce sous-système, on introduit les grandeurs suivantes :

- V_s : vitesse du sillon
- V_c : vitesse de la pointe de l'aiguille en contact avec le sillon
- F_c : force de contact entre le sillon et l'aiguille
- V_d : vitesse du point supérieur de la barre, c'est-à-dire du centre du diaphragme
- F_d : force de résistance du diaphragme sur le levier

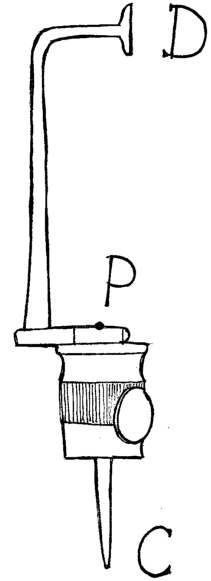


FIGURE 5.12 – Système A

L'objectif est de relier ces grandeurs à l'aide de trois relations : une loi pour la force de contact entre le sillon et l'aiguille, une loi pour la force de réaction du diaphragme sur le sommet du levier, et une relation dynamique à deux ports pour la barre pivotante.

5.4.1 Contact sillon aiguille

L'aiguille est engagée dans le sillon du disque qui la force à se déplacer latéralement. Cette liaison n'est pas parfaitement rigide : le contact possède une certaine souplesse et une certaine dissipation. On utilise donc une loi de contact viscoélastique (modèle de Kelvin-Voigt) qui s'écrit comme suit dans le domaine temporel [38] :

$$f_c(t) = c_c(v_c(t) - v_s(t)) + k_c(x_c(t) - x_s(t)) \quad (5.29)$$

où :

- c_c représente le coefficient d'amortissement du contact
- k_c représente la raideur de contact
- $(x_c(t) - x_s(t))$ et $(v_c(t) - v_s(t))$ représentent respectivement le déplacement et la vitesse relative entre l'aiguille et le sillon

On peut écrire cette relation de manière plus compacte dans le domaine fréquentiel :

$$F_c = c_c(V_c - V_s) + \frac{k_c}{j\omega}(V_c - V_s) \quad \Leftrightarrow \quad F_c = Z_c(V_c - V_s) \quad (5.30)$$

L'impédance de contact $Z_c = c_c + k_c/j\omega$ permet de décrire dans un terme complexe un comportement élastique (lié au déplacement) et un comportement dissipatif (lié à la vitesse). Pour un disque d'époque en gomme-laque et une aiguille en acier, on peut estimer une raideur de contact de $k_c \sim 10^7 \text{ N/m}$ et un amortissement de contact de $c_c \sim 1 \text{ N} \cdot \text{s/m}$. Le développement justifiant ces ordres de grandeur est fourni à l'annexe A.3.

5.4.2 Réaction du diaphragme

L'extrémité supérieure de la barre n'est pas libre : elle est attachée au centre du diaphragme. Celui-ci ne se contente pas de suivre le mouvement imposé, il oppose lui-même une réaction dynamique liée à ses caractéristiques structurelles propres ainsi qu'au chargement acoustique de la chambre à air et du pavillon. Tous ces effets sont inclus dans l'impédance mécanique complexe du diaphragme obtenue à la section précédente, qui nous permet d'écrire la relation :

$$F_d = Z_d V_d \quad (5.31)$$

5.4.3 Dynamique du levier : système à deux ports

Le levier pivote autour du point P et présente une inertie propre. Il peut également se déformer, emmagasiner de l'énergie élastique et en dissiper. Une simple relation géométrique de levier rigide idéal ne suffit donc pas. On décrit le comportement dynamique de la barre via deux ports d'intérêt :

- un port inférieur au point de contact aiguille/sillon (Point C)
- un port supérieur au point de liaison avec le diaphragme (Point D)

On relie ensuite les forces et vitesses de ces deux ports via une équation matricielle de mobilité :

$$\begin{bmatrix} V_c \\ V_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{cc} & Y_{cd} \\ Y_{dc} & Y_{dd} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_c \\ F_d \end{bmatrix} \quad (5.32)$$

Les coefficients Y_{ij} sont des mobilités mécaniques complexes, dépendantes de la fréquence. Leur interprétation est la suivante :

- Y_{cc} : mobilité directe au port inférieur, relie la vitesse V_c à la force F_c lorsque $F_d = 0$
- Y_{dd} : mobilité directe au port supérieur, relie la vitesse V_d à la force F_d lorsque $F_c = 0$
- Y_{dc} : mobilité de transfert du port inférieur vers le port supérieur
- Y_{cd} : mobilité de transfert du port supérieur vers le port inférieur

Ces quatre coefficients décrivent entièrement le comportement du levier.

Identification des coefficients de mobilité par simulation Ansys

Pour déterminer les quatre coefficients de mobilité on utilise à nouveau une simulation avec le logiciel Ansys. Après avoir dessiné avec précision la géométrie de la barre dans Solidworks, on effectue deux simulations harmoniques indépendantes à chaque fréquence, en excitant successivement chacun des deux ports. Cela nous permet de récupérer les résultats de vitesse nécessaires pour calculer les coefficients recherchés.

Conditions limites Avant d'effectuer la simulation Ansys, il faut déterminer les caractéristiques du pivot autour duquel la barre oscille. Le pivot du système réel est un mécanisme particulier, présenté à la section 4.3.2. Ce système assez complexe peut être simplifié dans Ansys par un pivot caractérisé par une raideur et un amortissement angulaires. La mesure de ces valeurs est, comme pour les joints du diaphragme, difficile à réaliser en pratique sans effectuer des manipulations risquées sur la tête de lecture. Une raideur et un amortissement de $k_p = 5 \times 10^{-4} \text{ N m}/^\circ$ et $c_p = 10^{-7} \text{ N m s}/^\circ$ seront utilisés à titre d'illustration (voir annexe A.4 pour une justification de l'ordre de grandeur). Les valeurs réelles de ces paramètres seront obtenues ultérieurement par identification expérimentale (cf section 6.3).

Simulation La simulation se déroule en deux étapes.

Dans un premier temps, on impose une excitation harmonique d'amplitude 1 N au port inférieur, tout en laissant le port supérieur libre ($F_d = 0$). On considère à nouveau 250 points de fréquence répartis logarithmiquement entre 50 Hz et 10 kHz. Les relations de mobilité se simplifient et nous permettent de déterminer Y_{cc} et Y_{dc} à partir des vitesses au port inférieur et supérieur, obtenues comme résultat de la simulation.

$$Y_{cc} = \frac{V_c}{F_c} \quad Y_{dc} = \frac{V_d}{F_c} \quad (5.33)$$

On impose ensuite une excitation harmonique d'amplitude 1 N au port supérieur, tout en laissant le port inférieur libre ($F_c = 0$). On détermine ensuite Y_{cd} et Y_{dd} à partir des vitesses obtenues :

$$Y_{cd} = \frac{V_c}{F_d} \quad Y_{dd} = \frac{V_d}{F_d} \quad (5.34)$$

La matrice de mobilité est ainsi déterminée pour toutes les fréquences d'intérêt.

Finalement, pour simplifier les notations et rester cohérent avec les autres relations exprimées sous forme d'impédance, on exprime la matrice d'**impédance** à deux ports en inversant la matrice de mobilité :

$$\begin{bmatrix} F_c \\ F_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{cc} & Z_{cd} \\ Z_{dc} & Z_{dd} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_c \\ V_d \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \mathbf{Z} = \mathbf{Y}^{-1} \quad (5.35)$$

5.4.4 Assemblage du système d'équations et résolution

En regroupant les équations des sections précédentes, on obtient le système d'équations complet du sous-système A :

$$\begin{cases} F_c = Z_c(V_c - V_s) & (\text{Contact sillon/aiguille}) \\ F_d = Z_d V_d & (\text{Réaction du diaphragme}) \\ F_c = Z_{cc} V_c + Z_{cd} V_d & (\text{Lever - port inférieur}) \\ F_d = Z_{dc} V_c + Z_{dd} V_d & (\text{Lever - port supérieur}) \end{cases} \quad (5.36)$$

Il s'agit d'un système de quatre équations à quatre inconnues (en considérant la vitesse du sillon V_s fournie) que l'on peut donc résoudre pour obtenir la relation V_d/V_s recherchée. On obtient après substitutions des inconnues et manipulations algébriques la forme compacte finale suivante :

$$H_A = \frac{V_d}{V_s} = \frac{Z_c Z_{dc}}{(Z_c - Z_{cc})(Z_d - Z_{dd}) - Z_{cd} Z_{dc}} \quad (5.37)$$

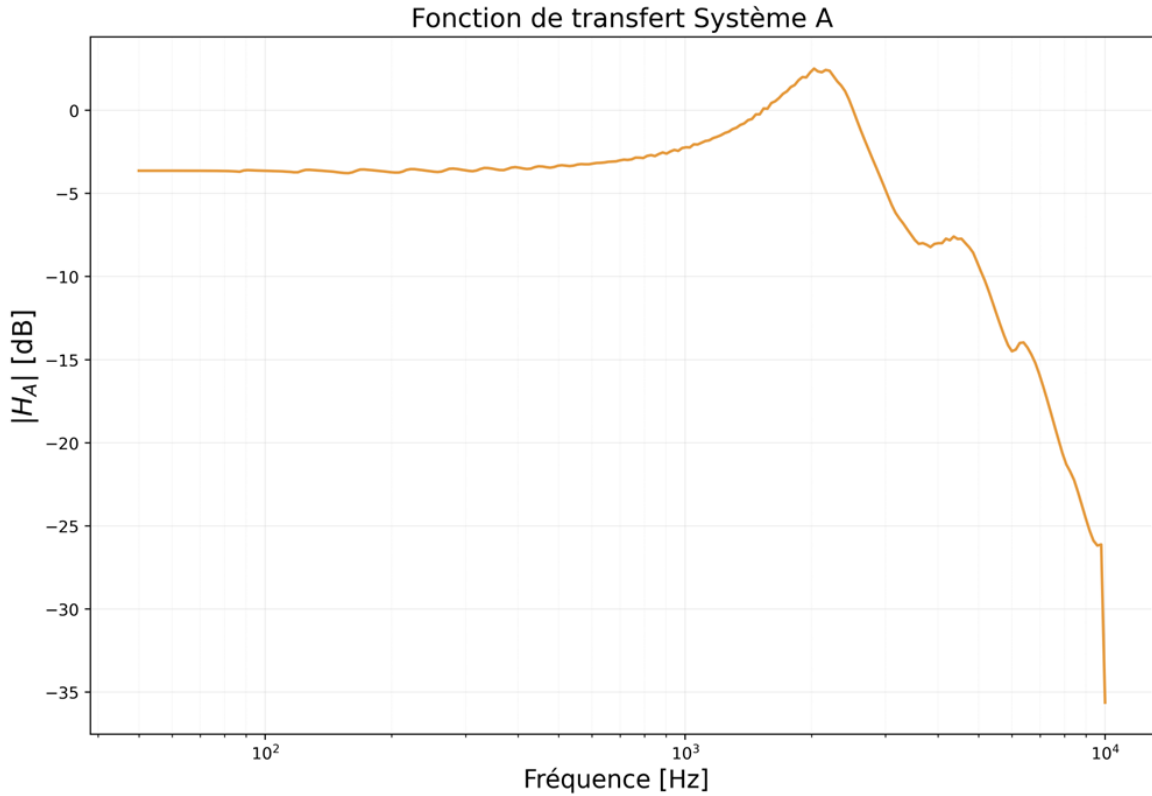


FIGURE 5.13 – Module de la fonction de transfert du système A : $H_A = V_d/V_s$

Le module de la fonction de transfert H_A est représenté sur la figure 5.13. Le comportement de H_A est très intéressant à analyser. On remarque différents régimes. À basse fréquence, la fonction de transfert est relativement constante. Cela traduit un régime de transmission idéal, durant lequel le système se comporte de manière quasi-rigide.

On observe ensuite une résonance vers 2 kHz qui correspond au premier mode propre de flexion du levier chargé par le diaphragme. L'analyse Ansys du levier libre nous donne une résonance des mobilités Y_{ij} à 2,4 kHz, ce qui est assez cohérent. Pour rappel, les fréquences propres d'un système respectent la relation :

$$f_0 \propto \sqrt{\frac{k_{equ}}{m}}$$

avec k_{equ} et m respectivement la raideur équivalente et la masse du système. Le fait d'ajouter une charge (et donc une masse équivalente) en imposant l'impédance du diaphragme à l'extrémité supérieure de la barre a donc tendance à faire baisser les fréquences de résonance. Les déformations du premier mode propre du levier sont représentées sur la figure 5.14.

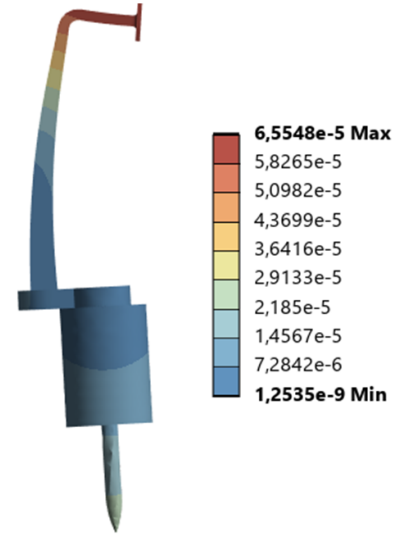


FIGURE 5.14 – Déformations [m] du levier libre à 2455 Hz

Finalement, au-delà de 2 kHz, on observe un comportement de filtre passe-bas, caractérisé par une atténuation marquée des hautes fréquences dans la transmission. Ce phénomène est typique d'un régime dominé par l'inertie :

$$F \approx m\omega^2 X \Rightarrow X \propto \frac{1}{\omega^2} \Rightarrow V = j\omega X \propto \frac{1}{\omega}$$

Cette atténuation des hautes fréquences due à la masse des composants de la transmission mécanique aura une influence importante sur la réponse globale du système.

5.5 Fonction de transfert totale $H_{\text{tot}} = P_o/V_s$

Les fonctions de transfert des trois sous-systèmes modélisés précédemment (A, B, C) nous permettent d'obtenir la fonction de transfert totale du système, qui relie la vitesse du sillon à la pression rayonnée à 2 m, par simple multiplication :

$$H_{\text{tot}} = \frac{P_o}{V_s} = \frac{P_o}{P_t} \frac{P_t}{V_d} \frac{V_d}{V_s} = H_C H_B H_A \quad (5.38)$$

Le module de la fonction de transfert totale H_{tot} est représenté sur la figure 5.15. Cette fonction constitue le résultat central du modèle développé dans ce mémoire et décrit la réponse complète du gramophone.

On observe que le gramophone ne produit quasiment pas de son en dessous de la fréquence de coupure du pavillon, située autour de 74 Hz. Dans la bande de fréquences amplifiée, le module de la fonction de transfert augmente jusqu'à environ 2 kHz, avant de décroître progressivement sous l'effet de la masse des éléments de la transmission mécanique. Les fréquences situées autour de 2 kHz sont les plus fortement rayonnées par le gramophone.

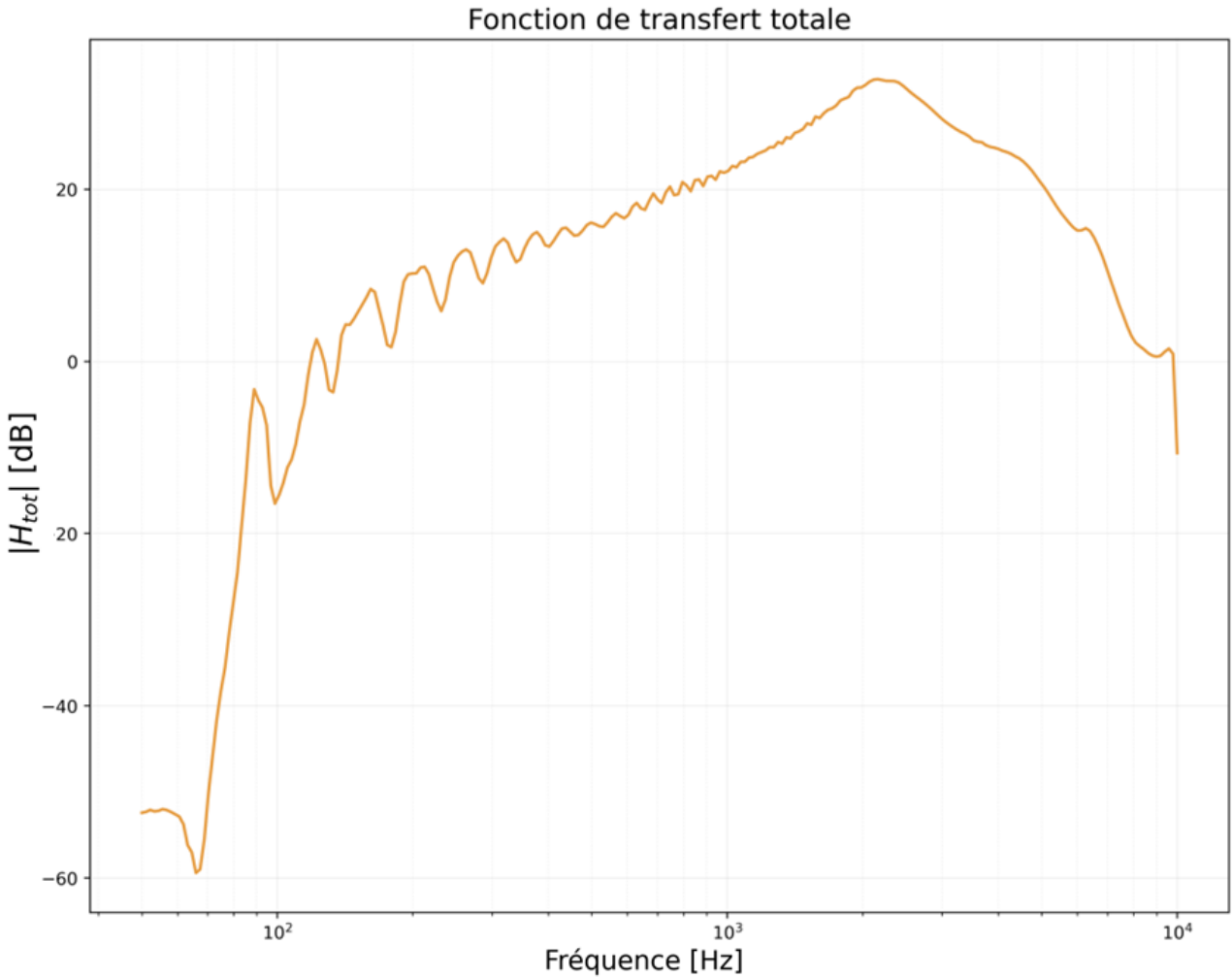


FIGURE 5.15 – Module de la fonction de transfert totale : $H_{\text{tot}} = P_o/V_s$

Résumé vulgarisé du Chapitre 5

Ce chapitre a permis de construire un modèle complet du gramophone, capable de prédire le son rayonné par le gramophone à partir de la forme du sillon gravé dans le disque.

Pour cela, on a établi une *fonction de transfert*. Une fonction de transfert peut être vue comme la signature d'un système : elle indique, pour chaque fréquence, si le système transmet facilement le signal, s'il l'atténue, ou s'il le renforce. Dans le cas du gramophone, elle permet d'identifier les fréquences du disque qui seront efficacement reproduites, celles qui seront affaiblies, ainsi que celles qui seront exagérément mises en avant par rapport au reste du signal.

Afin d'obtenir cette fonction de transfert totale, nous avons séparé le gramophone en trois sous-systèmes plus simples. Le premier correspond au levier de l'aiguille, qui reçoit le mouvement du sillon et le transmet au diaphragme. Le deuxième correspond au diaphragme et à la chambre à air, où le mouvement mécanique est transformé en variation de pression acoustique. Le troisième correspond au pavillon, qui rayonne le son efficacement vers l'auditeur.

Une fonction de transfert a ensuite été obtenue pour chaque sous-système, en combinant des équations physiques analytiques et des simulations numériques. Elles nous permettent de décrire séparément la manière dont l'aiguille transmet le mouvement au diaphragme, la manière dont le diaphragme transforme ce mouvement en pression sonore, puis la manière dont le pavillon rayonne cette pression dans l'air. La fonction de transfert totale du gramophone est finalement obtenue en combinant ces trois fonctions de transfert locales, et est représentée sur la figure 5.15 à la page précédente.

Une reproduction parfaitement fidèle correspondrait à une fonction de transfert aussi régulière que possible, transmettant toutes les fréquences de la même manière. En pratique, le gramophone possède ses limites, ses résonances et ses zones d'atténuation. Ce sont ces caractéristiques qui expliquent sa signature sonore particulière.

Chapitre 6

Identification et validation expérimentale

6.1 Démarche générale

Le modèle développé au chapitre précédent repose sur la connaissance de l'ensemble des paramètres physiques du gramophone. Si les paramètres géométriques ont pu être mesurés directement, certains paramètres mécaniques ne sont pas accessibles sans un démontage complet de la tête de lecture. Il s'agit en particulier de la raideur k_j et de l'amortissement c_j des joints annulaires en caoutchouc du diaphragme, ainsi que de la raideur k_p et de l'amortissement c_p du pivot du levier de l'aiguille. Ces deux types d'éléments jouent pourtant un rôle déterminant dans la dynamique du système B et du système A respectivement.

Un démontage approfondi de la tête de lecture n'étant pas envisageable sur l'instrument étudié puisqu'il pourrait l'abîmer, une stratégie d'identification indirecte est adoptée. Elle repose sur la comparaison entre la réponse dynamique mesurée du système et celle prédite par le modèle, les paramètres inconnus étant ajustés jusqu'à ce que les deux réponses coïncident au mieux.

Ce chapitre poursuit donc deux objectifs complémentaires. Dans un premier temps, les paramètres inconnus sont identifiés à partir d'une expérience sur la tête de lecture isolée, conçue pour faire ressortir des résonances clairement identifiables. Dans un second temps, la fonction de transfert complète du gramophone est mesurée et confrontée au modèle global, ce qui nous permet de valider le modèle.

6.2 Disque de test

La validation expérimentale du modèle nécessite de soumettre le gramophone à une excitation contrôlée. Dans le modèle analytique, cette excitation correspond à la vitesse latérale du sillon gravé dans le disque. Il est donc nécessaire d'utiliser un disque dont le contenu est connu et spécifiquement adapté à l'analyse fréquentielle du gramophone.

Un disque de test a ainsi été imprimé dans un atelier spécialisé à Sheffield, en Angleterre, qui fait partie des rares structures actuelles capables de produire des disques destinés à être lus sur des gramophones anciens à aiguille en acier [39]. Le disque utilisé ici n'est donc pas un vinyle moderne, inadapté aux fortes pressions de contact d'un gra-

mophone acoustique, mais un disque moulé dans un matériau dur et résistant, conçu pour reproduire des conditions de lecture d'un 78 tours historique.

Nous avons choisi comme signal de test un balayage sinusoïdal (*sine sweep*) couvrant la bande de fréquences d'intérêt, c'est-à-dire de 50 Hz à 10 kHz. Ce type de signal est particulièrement adapté à l'identification d'une fonction de transfert, puisqu'il permet de mesurer la réponse du gramophone sur un large domaine fréquentiel à partir d'une entrée connue. Un signal de référence à 440 Hz a également été gravé et nous a permis d'analyser la stabilité du moteur à ressort (voir section 4.2).

La préparation du disque de test a également permis d'effectuer une correction préalable du signal destiné à la gravure. Après l'envoi d'un premier fichier audio à l'atelier, celui-ci a réalisé une première gravure sur master en cire, puis en a fourni une numérisation. Cette numérisation a permis d'observer les principales déformations introduites par la chaîne de gravure utilisée, notamment les écarts d'amplitude entre certaines bandes de fréquences. À partir de cette comparaison entre le signal envoyé et le signal numérisé après gravure, un filtre inverse a été construit afin de compenser partiellement ces défauts. Ce filtre a ensuite été appliqué à un second signal audio, utilisé pour la gravure finale du disque de test. Cette correction nous permet d'obtenir une excitation mécanique aussi proche que possible du signal de test idéal, tout en restant compatible avec les contraintes pratiques de fabrication du disque.

L'utilisation d'un disque neuf présente un avantage important par rapport à un 78 tours ancien. Les disques historiques sont détériorés par le temps et par les lectures, ce qui augmente notamment le bruit de surface. La gravure de ce disque de test nous permet, en plus de bénéficier d'une source adaptée à nos besoins, de nous rapprocher davantage des conditions d'écoute de l'époque en supprimant l'influence du vieillissement du disque.

6.3 Identification des paramètres sur la tête de lecture isolée

6.3.1 Justification du montage

On pourrait envisager d'identifier les paramètres inconnus directement à partir de la mesure de la fonction de transfert totale $H_{\text{tot}}(\omega)$. Cette approche se heurte cependant à une difficulté fondamentale : la réponse du gramophone complet est peu résonante. Le pavillon exponentiel, qui constitue une charge fortement résistive sur une large bande de fréquences, amortit efficacement les résonances du diaphragme et du levier. La fonction $H_{\text{tot}}(\omega)$ présente donc un spectre relativement lisse dans la bande utile, où les pics associés aux paramètres inconnus sont difficilement discernables.

Pour rendre ces résonances observables, le pavillon est remplacé par un petit tube en PVC de section constante. Contrairement au pavillon, le tube présente une impédance fortement réactive. La charge imposée au diaphragme est alors différente, et les résonances du système deviennent beaucoup plus marquées. Les paramètres de raideur et d'amortissement des joints et du pivot peuvent alors être identifiés plus clairement dans la réponse fréquentielle.

6.3.2 Dispositif expérimental

Pour cette expérience, la tête de lecture (T) est désolidarisée du bras de lecture et montée sur un tube en PVC de diamètre identique (P). Ce tube est ensuite fixé à l'extrémité du bras de lecture (B), permettant ainsi à la tête de lecture de suivre le sillon du disque. La mesure est effectuée par un microphone placé à quelques centimètres de la sortie du tube (M). Il est déplacé manuellement au cours de la lecture du disque afin de garder la position relative au tube aussi constante que possible. La figure 6.1 présente un schéma du montage expérimental.

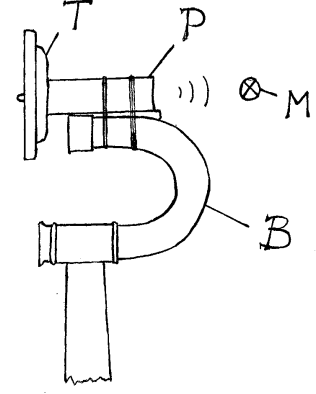


FIGURE 6.1 – Montage expérimental d'identification

6.3.3 Modèle adapté au montage

Un modèle adapté à la configuration d'identification peut être obtenu en adaptant légèrement le modèle complet dérivé dans le chapitre précédent.

Le modèle du système B, tel que développé à la section 5.3, nécessite la connaissance de l'impédance acoustique imposée en aval de la tête de lecture. Dans la configuration complète du gramophone, cette impédance correspond à l'impédance ramenée au col du pavillon. Dans le montage d'identification, le pavillon est remplacé par un tube cylindrique en PVC, de section constante, débouchant librement dans l'air.

L'approximation basse fréquence (valable pour $ka \ll 1$, autrement dit quand le diamètre du tube est petit devant la longueur d'onde) de l'impédance de radiation d'une ouverture circulaire s'écrit [40] :

$$Z_{\text{rad}}(\omega) = \frac{\rho_0 c}{S_t} \left[\frac{(ka)^2}{4} + j 0,6133 ka \right] \quad (6.1)$$

avec a le rayon de l'ouverture et S_t sa section.

On utilise aussi la radiation d'une source monopolaire pour modéliser la radiation dans l'air libre, également valable lorsque le diamètre du tube est petit devant la longueur d'onde [27].

$$H_C(\omega) = \frac{P_{\text{mic}}(\omega)}{P_{\text{out}}(\omega)} = \frac{j\omega\rho_0 e^{-jkr_{\text{mic}}}}{4\pi r_{\text{mic}} Z_{\text{rad}}(\omega)} \quad (6.2)$$

avec $P_{\text{out}}(\omega)$ la pression à la sortie du tube en PVC, $P_{\text{mic}}(\omega)$ la pression au niveau du microphone, r_{mic} la distance entre la sortie du tube et le microphone, et $Z_{\text{rad}}(\omega)$ l'impédance de radiation à la sortie du tube.

Ces approximations basse fréquence sont de bonnes approximations dans le cas du tube utilisé. Elles ne pouvaient pas être appliquées dans le cas du pavillon, dont les dimensions sont beaucoup plus grandes. La géométrie du système B est finalement modifiée pour intégrer le tube dans la simulation Ansys, à la sortie duquel on impose l'impédance de radiation fournie en 6.1. On obtient ainsi une fonction de transfert adaptée à la configuration d'identification en combinant les fonctions de transfert des différents sous-systèmes, selon la même approche que celle décrite dans le chapitre précédent.

6.3.4 Fonction de transfert expérimentale

La fonction de transfert expérimentale est obtenue à partir de la pression mesurée par le microphone en sortie de tube $p_{mic}(t)$ et de la vitesse latérale du sillon $v_s(t)$. Cette dernière est obtenue en numérisant le disque de test sur une platine adaptée, puis en appliquant un filtre RIAA inverse afin d'annuler l'accentuation des basses fréquences introduite par le préamplificateur de la platine. Cela nous permet d'obtenir une estimation précise de la vitesse latérale du sillon gravé dans le disque.

L'objectif est d'obtenir, en fonction de la fréquence, le rapport entre la pression acoustique rayonnée par le système et la vitesse latérale du sillon :

$$H_{exp}(\omega) = \frac{P_{mic}(\omega)}{V_s(\omega)}$$

L'excitation utilisée étant un balayage sinusoïdal logarithmique, la fréquence excitée varie progressivement au cours du temps. L'analyse est donc réalisée localement : les signaux $p_{mic}(t)$ et $v_s(t)$ sont découpés en fenêtres temporelles successives, centrées autour de différents instants du balayage. Pour chaque fenêtre, une transformée de Fourier est calculée après application d'une fenêtre de Hann¹. L'amplitude associée à l'excitation n'est cependant pas extraite à la fréquence théorique du balayage sinusoïdal, mais comme le maximum spectral dans une bande de fréquence centrée autour de celle-ci. Cette procédure permet de tenir compte des légères variations de vitesse de rotation du moteur à ressort, qui déplacent légèrement la fréquence réellement lue par rapport à la fréquence prévue du balayage. On obtient ainsi, pour chaque point de fréquence, une estimation de l'amplitude excitée dans les signaux $p_{mic}(t)$ et $v_s(t)$.

Le module de la fonction de transfert expérimentale est alors calculé par le rapport :

$$|H_{exp}(\omega)| = \frac{|P_{mic}(\omega)|}{|V_s(\omega)|}$$

Dans la suite, ce rapport est exprimé en décibels :

$$H_{exp,dB}(\omega) = 20 \log_{10} \left(\frac{|P_{mic}(\omega)|}{|V_s(\omega)|} \right)$$

6.3.5 Identification des paramètres

La comparaison entre la fonction de transfert mesurée $H_{exp}(\omega)$ et la fonction de transfert prédite par le modèle adapté permet d'identifier les quatre paramètres inconnus. Le modèle prédit la pression à la sortie du tube en fonction de la vitesse du sillon pour des valeurs données de :

$$(k_j, c_j, k_p, c_p) \tag{6.3}$$

Ces paramètres agissent sur la position et l'amplitude des pics de résonance observés dans la réponse :

- la raideur k_j des joints contrôle principalement la position fréquentielle des résonances : plus la raideur augmente, plus les résonances se déplacent vers les hautes fréquences, et inversement.

1. Une fenêtre de Hann est une pondération appliquée à un segment temporel afin d'atténuer progressivement ses extrémités et de limiter les fuites spectrales introduites par le découpage du signal.

- l'amortissement c_j modifie l'amplitude des pics ;
- la raideur k_p et l'amortissement c_p du pivot influencent surtout la réponse dans les hautes fréquences. Deux régimes ont été observés. Un premier régime de faible résistance au pivot, avec $k_p \leq 1,85 \times 10^{-4} \text{ N m}/^\circ$ et un amortissement modéré, produit une réponse plus importante dans les hautes fréquences, tandis qu'un autre régime de haute résistance au pivot, avec $k_p \geq 1,85 \times 10^{-4} \text{ N m}/^\circ$ ou un grand amortissement, produit une réponse plus faible dans les hautes fréquences.

L'identification est réalisée par ajustement visuel itératif, en modifiant manuellement chaque paramètre et en observant son effet sur la fonction de transfert prédite. Cette méthode présente l'avantage de rester guidée par la compréhension physique du système.

Les valeurs identifiées sont rassemblées dans le tableau 6.1.

TABLEAU 6.1 – Paramètres mécaniques identifiés à partir de la mesure sur la tête de lecture isolée.

Paramètre	Description	Valeur identifiée
k_j	Raideur des joints du diaphragme	$8 \times 10^3 \text{ N/m}$
c_j	Amortissement des joints du diaphragme	$1 \times 10^{-2} \text{ N s/m}$
k_p	Raideur du pivot du levier	$2 \times 10^{-4} \text{ N m}/^\circ$
c_p	Amortissement du pivot du levier	$1 \times 10^{-7} \text{ N m s}/^\circ$

La comparaison entre la fonction de transfert mesurée et la fonction de transfert modélisée avec les paramètres identifiés est présentée à la figure 6.2. La concordance n'est pas parfaite, mais le modèle reproduit globalement un comportement cohérent. Les deux divergences les plus notables concernent la position trop élevée de la seconde résonance et la surestimation de la réponse dans les hautes fréquences, entre 5 kHz et 7 kHz.

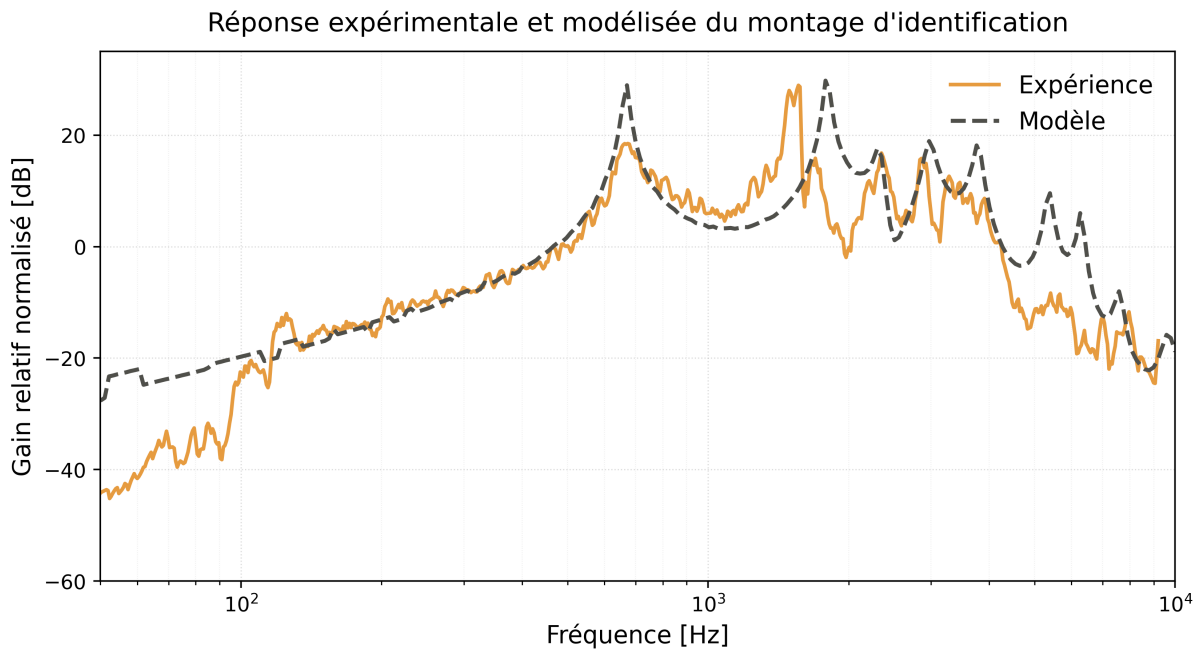


FIGURE 6.2 – Comparaison entre la fonction de transfert expérimentale de la tête de lecture isolée et la fonction de transfert prédite par le modèle avec les paramètres identifiés

6.4 Validation du modèle complet

6.4.1 Dispositif expérimental

Le gramophone est remis dans sa configuration complète avec le pavillon. Un microphone est placé sur l'axe de la bouche du pavillon, à une distance de 2 m de celle-ci.

6.4.2 Fonction de transfert expérimentale

La fonction de transfert complète est estimée par la même méthode spectrale que celle décrite à la section précédente, en substituant la pression mesurée par le microphone devant la bouche du pavillon à la pression mesurée à la sortie du tube :

$$H_{\text{tot,exp}}(\omega) = \frac{P_o(\omega)}{V_s(\omega)} \quad (6.4)$$

6.4.3 Comparaison modèle et mesure

La figure 6.3 présente la fonction de transfert modélisée $H_{\text{tot}}(\omega)$, calculée avec les paramètres identifiés à la section précédente, et de la fonction de transfert expérimentale $H_{\text{tot,exp}}(\omega)$.

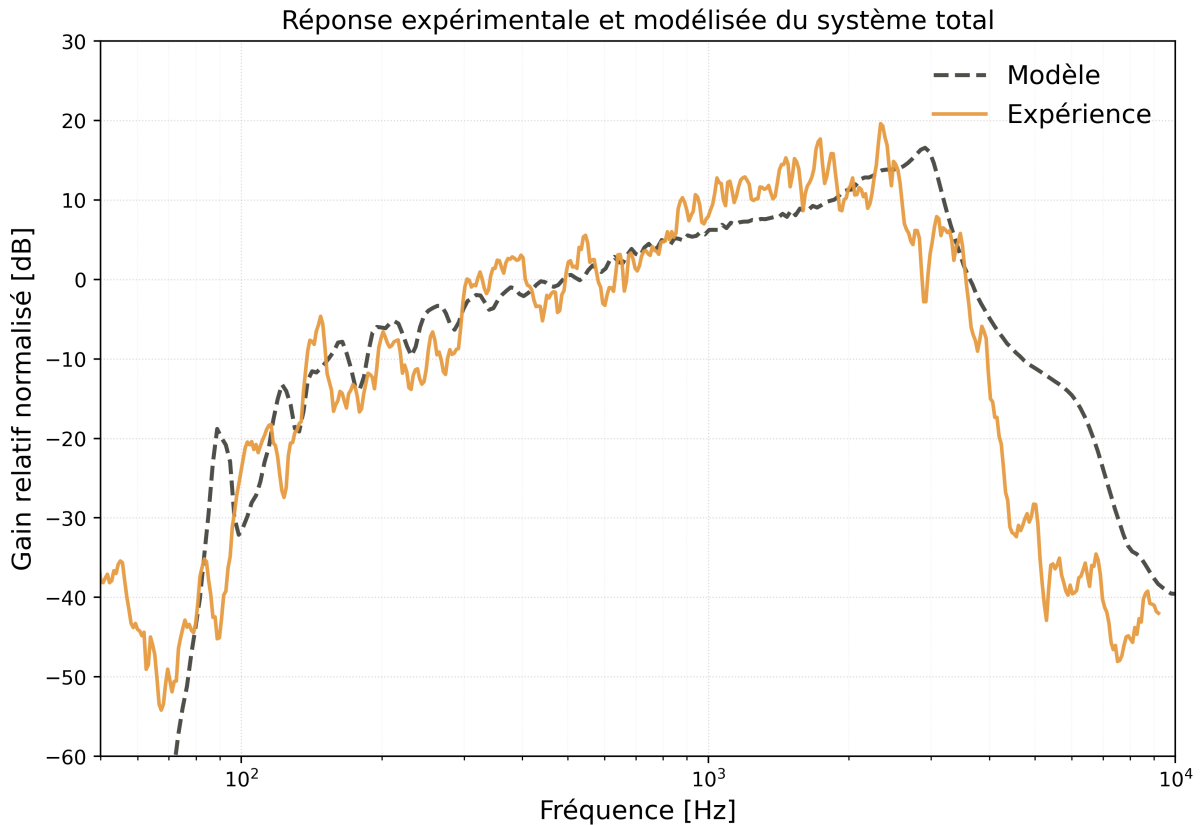


FIGURE 6.3 – Comparaison entre la fonction de transfert expérimentale du gramophone complet et la fonction de transfert prédite par le modèle

Le modèle reproduit plusieurs caractéristiques spectrales importantes observées expérimentalement :

- la présence d’une coupure basse du pavillon, située aux alentours de 75 Hz. La réponse expérimentale présente toutefois une fréquence de coupure légèrement plus élevée, ce qui indique un rayonnement moins efficace des basses fréquences que celui prédit par le modèle.
- la réponse relativement plate dans la bande 200 Hz–3 kHz, qui est globalement bien restituée.
- l’atténuation progressive au-delà de 4 kHz, liée notamment à l’inertie des éléments de la transmission mécanique. Cette atténuation est plus marquée dans la réponse expérimentale que dans le modèle, qui prédit une meilleure transmission dans les hautes fréquences.

Il est intéressant de noter que le modèle prédit généralement une meilleure réponse en fréquence que celle obtenue expérimentalement. Il prévoit en effet une bande de fréquences amplifiée plus large, ainsi qu’une réponse légèrement plus homogène dans cette bande.

Cette divergence peut s’expliquer par les limites des hypothèses adoptées dans la modélisation : le pavillon supposé droit et axisymétrique, les fronts d’onde considérés plans dans le modèle unidimensionnel de propagation, le comportement linéaire des joints, l’étanchéité parfaite du conduit acoustique, la représentation simplifiée du pivot du levier de l’aiguille, etc.

Un regard critique sur les résultats expérimentaux reste également nécessaire : cet aspect sera discuté dans le chapitre suivant.

Cette expérience permet également d’illustrer l’effet sonore de l’ajout du pavillon à partir d’un extrait musical gravé à la fin du disque de test. Scannez le code QR ci-contre ou cliquez sur le lien² pour écouter un extrait de ‘La Chevauchée des Walkyries’ de Richard Wagner, reproduit par le gramophone dans sa configuration d’identification, c’est-à-dire sans pavillon, puis dans sa configuration complète. La comparaison met clairement en évidence l’amplification des basses fréquences par le système complet, celles-ci étant largement absentes lors de la lecture dans la configuration d’identification.



2. Lien direct vers l’audio : <https://tinyurl.com/aph873bw>

Chapitre 7

Comparaison avec le gramophone HMV modèle n°99

Les chapitres précédents ont permis de construire un modèle mécanique et acoustique de l'Expert Junior et d'en comparer les prédictions aux mesures expérimentales. Pour conclure ce travail, il est intéressant de replacer cet instrument dans son contexte historique en le comparant à un gramophone de la même époque, mais de gamme beaucoup plus modeste : le *His Master's Voice* modèle n°99.

7.1 Le gramophone HMV modèle n°99

Le HMV modèle n°99, représenté à la figure 7.1, est un gramophone portable commercialisé à partir de 1931. Surnommé *The Baby Portable*, il constituait une alternative plus compacte et moins coûteuse au célèbre HMV modèle n°102, lancé à la même période. Il était équipé d'une soundbox n°16, d'un bras acoustique droit et d'un petit pavillon intégré dans la mallette [41].

Le contraste avec l'Expert est particulièrement marqué. Le HMV n°99 est un appareil portable, conçu pour être compact, économique et facilement transportable. L'Expert Junior, au contraire, est un instrument haut de gamme à pavillon exponentiel externe, dont la conception privilégie la qualité acoustique au détriment de l'encombrement.



FIGURE 7.1 – Gramophone portable HMV modèle n° 99 [42]

Cette différence se reflète aussi dans leur prix de vente : le HMV n°99 était vendu environ 5,5 £ au début des années 1930 (soit approximativement 500 € d'aujourd'hui), tandis que l'Expert Junior était proposé à partir de 22,5 £ (soit plus de 2000 € d'aujourd'hui). L'Expert coûtait donc plus de 4 fois le prix du gramophone HMV, ce qui le plaçait clairement dans une catégorie d'instruments beaucoup plus luxueuse.

7.2 Comparaison de la réponse des deux gramophones

Le protocole d'obtention de la fonction de transfert du gramophone HMV est strictement le même que celui utilisé pour l'Expert. La figure 7.2 présente les fonctions de transfert expérimentales des deux instruments.

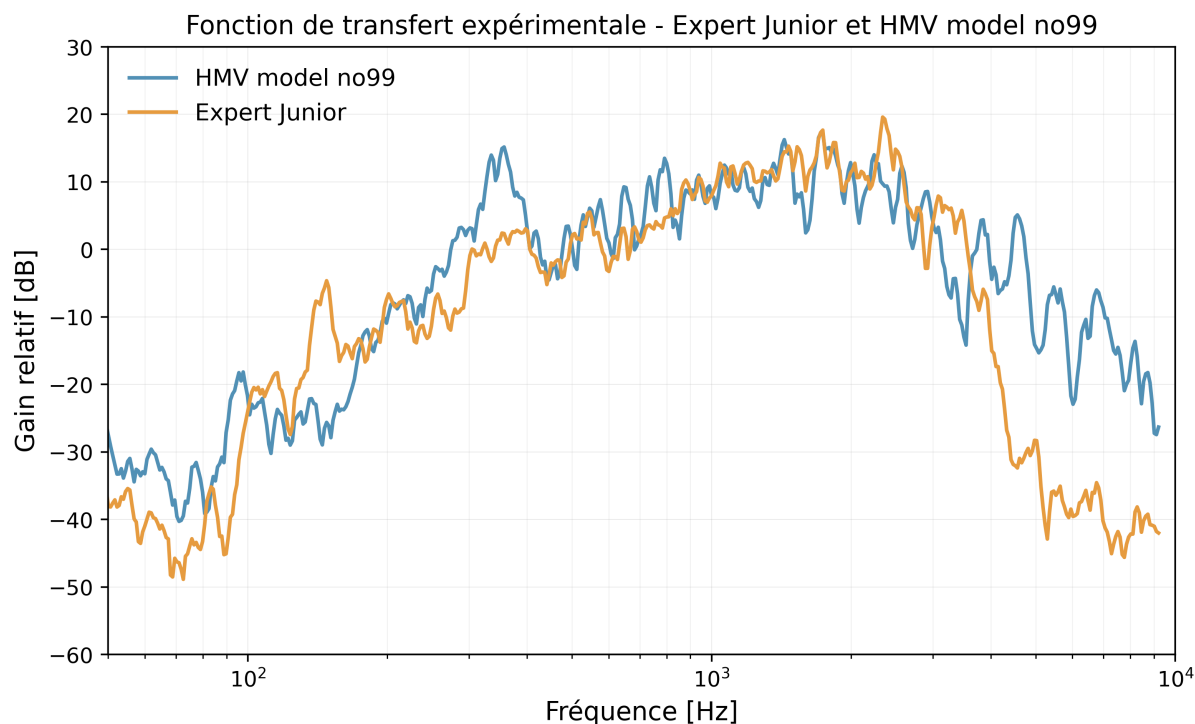


FIGURE 7.2 – Comparaison des fonctions de transfert expérimentales de l'Expert Junior et du HMV modèle n°99.

Comme attendu, le grand pavillon de l'Expert permet une meilleure réponse dans les basses fréquences. À 150 Hz, l'Expert rayonne un niveau environ 20 dB supérieur à celui du HMV. L'analyse du reste du spectre est toutefois plus surprenante. Le HMV présente une réponse proche de celle de l'Expert dans les médiums entre 400 Hz et 2 kHz, en rayonnant les différentes fréquences de manière légèrement plus uniforme. Dans les hautes fréquences, le HMV conserve une meilleure réponse que l'Expert, dont la réponse chute drastiquement après 4 kHz. Cette observation est inattendue, car l'Expert Junior est, selon toutes les sources d'époque, censé permettre une réponse en fréquence beaucoup plus large que les gramophones d'entrée de gamme.

Cette analyse est confirmée à l'écoute : les enregistrements restitués par le HMV apparaissent **plus clairs, mieux définis et moins nasillards**, malgré l'infériorité de cet instrument en termes de gamme commerciale et de prix de vente.

Scannez le code QR ci-contre ou cliquez sur le lien¹ pour comparer le son produit par l'Expert Junior et par le HMV modèle n°99. Notez la clarté du son du gramophone HMV, due à la meilleure amplification des hautes fréquences.



1. Lien direct vers l'audio : <https://tinyurl.com/4durkmz>

7.3 Discussion : état de conservation de l'Expert Junior

La comparaison avec le HMV 99 met donc en évidence un paradoxe apparent. L'Expert Junior, gramophone haut de gamme souvent présenté comme le meilleur appareil reproducteur jamais construit, se montre moins performant à plusieurs égards qu'un gramophone portable d'entrée de gamme produit à la même époque. Ces résultats suggèrent que l'exemplaire étudié ne fonctionne probablement plus dans un état représentatif de ses performances d'origine. Le siècle qui nous sépare de sa production a pu altérer des éléments ayant un impact significatif sur son comportement.

On peut formuler plusieurs hypothèses. Le caoutchouc des joints qui assurent le maintien du diaphragme et l'étanchéité de la chambre acoustique est un matériau sensible au vieillissement. Le temps modifie son comportement mécanique, ce qui influence directement la réponse acoustique de l'instrument. Au vu du bon état général des joints présents dans la tête de lecture de l'Expert, il est très probable qu'ils aient été remplacés par le précédent propriétaire du gramophone, Charles-Emmanuel Lemaire, dans les années précédant le don de l'instrument au musée des instruments de musique en 2022. Un remplacement avec des joints ayant des caractéristiques différentes des joints d'origine pourrait avoir modifié la réponse.

Une dégradation des ressorts du pivot du levier de l'aiguille, menant à une augmentation de la raideur du pivot, est une autre hypothèse crédible.

Les sources d'époque insistent sur le fait qu'un accordage précis de la tête de lecture par un spécialiste est nécessaire afin de profiter du plein potentiel d'un gramophone [22]. Il est raisonnable d'imaginer que ces réglages peuvent varier au cours du temps, et que l'Expert étudié n'est donc plus ajusté pour produire le meilleur rendu sonore.

Le modèle établi dans ce mémoire peut être utilisé afin de poser une hypothèse de diagnostic. Une légère diminution de la raideur du pivot du levier de l'aiguille modifie fortement la réponse modélisée dans les hautes fréquences. La figure 7.3 représente la réponse modélisée avec la raideur du pivot identifiée au chapitre précédent ($k_p = 2 \times 10^{-4}$) ainsi qu'avec une raideur deux fois plus faible ($k_p = 10^{-4}$).

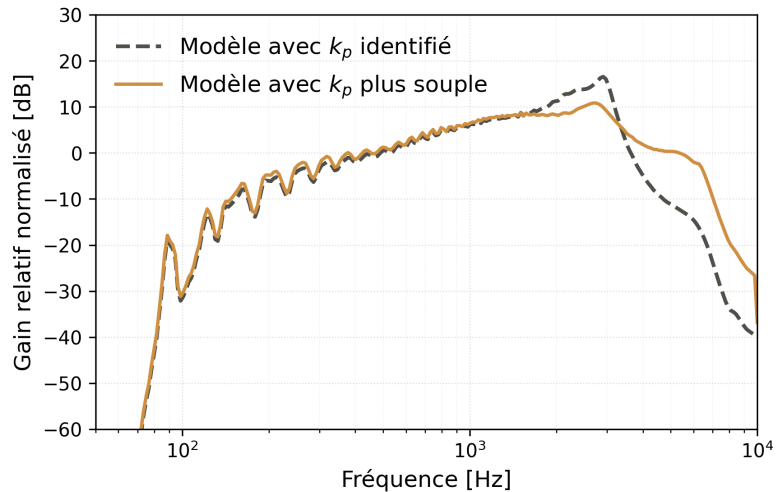


FIGURE 7.3 – Influence de la raideur du pivot sur la réponse du modèle

On observe une réponse beaucoup plus favorable dans les hautes fréquences lors de l'assouplissement du pivot. Cette réponse, plus homogène, est plus cohérente avec le comportement attendu d'un instrument de cette qualité. Un travail de restauration du mécanisme de pivot de la tête de lecture permettrait donc, selon le modèle dérivé dans ce mémoire, d'améliorer nettement la qualité de reproduction de l'Expert Junior, et de se rapprocher ainsi de ses performances d'origine.

Chapitre 8

Conclusion

Ce mémoire avait pour objectif d'analyser le fonctionnement d'un gramophone Expert Junior des années 1930, conservé au Musée des instruments de musique de Bruxelles. Considéré comme l'un des gramophones acoustiques les plus performants jamais produits, il constitue un objet d'étude privilégié pour analyser la chaîne de reproduction sonore purement mécanique.

Le travail réalisé a permis, après une contextualisation historique et une explication détaillée du fonctionnement des gramophones, d'établir un modèle complet de la chaîne de reproduction, depuis la vibration imposée par le sillon du disque jusqu'à la pression acoustique rayonnée par le pavillon. Pour cela, le gramophone a été décomposé en trois sous-systèmes couplés : le levier de l'aiguille, le système diaphragme/chambre à air et le pavillon. Chacun de ces éléments a été décrit par une fonction de transfert, avant d'être réassemblé pour obtenir la fonction de transfert totale :

$$H_{\text{tot}} = \frac{P_o}{V_s}$$

Cette fonction constitue le résultat central du mémoire : elle relie directement la vitesse latérale du sillon V_s à la pression acoustique rayonnée P_o , et permet donc d'étudier l'influence des différents paramètres de conception sur la réponse fréquentielle du gramophone.

Une validation expérimentale a ensuite été menée à l'aide d'un disque de test spécialement produit pour l'occasion. Les paramètres les plus difficiles à mesurer ont été identifiés à partir de la réponse sonore de la tête de lecture séparée du pavillon. Ces paramètres ont ensuite été utilisés dans le modèle complet, afin de comparer la réponse prédite par le modèle avec la réponse mesurée sur l'Expert dans sa configuration complète. Les résultats obtenus indiquent que le modèle parvient bien à reproduire les tendances de la réponse expérimentale.

La comparaison avec le gramophone portable HMV modèle n°99 a apporté un éclairage complémentaire. En effet, le fait que les performances de ce gramophone d'entrée de gamme de la même époque soient meilleures à plusieurs égards que celles de l'Expert Junior suggère que l'Expert étudié ne restitue plus exactement les performances qu'il devait présenter à l'origine.

L'intérêt du modèle développé ne se limite donc pas à la reproduction de la réponse mesurée. En permettant d'étudier l'influence de différents paramètres sur la fonction de transfert globale, il fournit également un outil de diagnostic de l'état de conservation de l'instrument. L'étude paramétrique a ainsi permis de formuler une hypothèse sur la cause probable de la détérioration de la qualité sonore du gramophone, et d'identifier l'élément

dont la restauration serait prioritaire pour permettre à l'Expert Junior de retrouver une qualité de reproduction proche de celle d'origine.

Ce mémoire ouvre plusieurs perspectives pour l'étude des instruments reproducteurs. Une première piste consisterait à répéter les mesures sur d'autres gramophones Expert, idéalement dans différents états de conservation. Une telle comparaison permettrait de mieux distinguer les caractéristiques propres à la conception originale de l'instrument de celles résultant de son vieillissement.

Une seconde perspective, déjà évoquée, serait d'utiliser ce type de modèle comme outil d'aide à la restauration. En reliant les caractéristiques du son produit aux paramètres mécaniques du système, il devient possible d'identifier finement les éléments probablement détériorés et d'orienter les interventions de manière ciblée.

Le modèle pourrait également être utilisé comme un outil de conception. En permettant de simuler l'influence des paramètres géométriques et mécaniques sur la réponse fréquentielle, il offre un moyen d'optimiser les caractéristiques du gramophone afin de reconstruire aujourd'hui un instrument reproducteur capable de produire un son de première qualité, sans utiliser d'autre source d'énergie que l'énergie mécanique d'un ressort.

Enfin, le modèle pourrait être exploité à des fins pédagogiques. En permettant de simuler le son produit par différents gramophones à partir d'un signal d'entrée fictif, il rendrait possible l'écoute de morceaux contemporains n'ayant jamais été gravés sur des disques 78 tours. Il pourrait ainsi offrir une manière originale de faire entendre la reproduction d'un gramophone au-delà de son répertoire historique. Un tel outil permettrait également à l'utilisateur de modifier virtuellement certains éléments de l'instrument, par exemple la forme ou les dimensions du pavillon ou certains paramètres mécaniques, puis d'écouter directement l'influence de ces modifications sur le son produit. Cette approche interactive constituerait un support intéressant pour comprendre le rôle de chaque composant dans la chaîne de reproduction sonore du gramophone.

Ce travail met en évidence l'intérêt d'une approche technique pour comprendre et préserver ce type d'instruments historiques. Cette approche permet de relier leurs caractéristiques matérielles à des conséquences sonores concrètes, qui influençaient directement la manière dont la musique était consommée, vendue et composée à l'époque. Elle constitue un complément essentiel aux approches historiques et musicologiques dans la compréhension du rôle qu'ont joué ces objets dans l'évolution du monde de la musique au début du XX^e siècle.

Annexes

A.1 Démonstration de la progression exponentielle

L'objectif est de déterminer la valeur de la section intermédiaire S_1 qui minimise la somme des coefficients de réflexion locaux entre deux sections fixées S_0 et S_2 . On utilise la formule simplifiée 4.16 pour quantifier les réflexions à chaque interface, en supposant des ondes planes et une impédance acoustique proportionnelle à la section du tube. Soit la fonction f définissant cette somme :

$$f(S_1) = \frac{S_0 - S_1}{S_0 + S_1} + \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} \quad (\text{A.1})$$

Pour trouver l'extremum de cette fonction, nous calculons sa dérivée par rapport à S_1 :

$$f'(S_1) = \frac{-(S_0 + S_1) - (S_0 - S_1)}{(S_0 + S_1)^2} + \frac{(S_1 + S_2) - (S_1 - S_2)}{(S_1 + S_2)^2} \quad (\text{A.2})$$

Après simplification des numérateurs, nous obtenons :

$$f'(S_1) = \frac{-2S_0}{(S_0 + S_1)^2} + \frac{2S_2}{(S_1 + S_2)^2} \quad (\text{A.3})$$

L'optimum est atteint lorsque $f'(S_1) = 0$, ce qui impose :

$$\frac{S_2}{(S_1 + S_2)^2} = \frac{S_0}{(S_0 + S_1)^2} \quad (\text{A.4})$$

En appliquant la racine carrée de chaque côté de l'égalité, nous simplifions l'expression :

$$\frac{\sqrt{S_2}}{S_1 + S_2} = \frac{\sqrt{S_0}}{S_0 + S_1} \quad (\text{A.5})$$

Le produit en croix donne :

$$\sqrt{S_2}(S_0 + S_1) = \sqrt{S_0}(S_1 + S_2) \quad (\text{A.6})$$

En développant et en regroupant les termes dépendants de S_1 :

$$S_1(\sqrt{S_2} - \sqrt{S_0}) = \sqrt{S_0}S_2 - \sqrt{S_2}S_0 \quad (\text{A.7})$$

En remarquant que $S_2 = (\sqrt{S_2})^2$ et $S_0 = (\sqrt{S_0})^2$, nous pouvons factoriser le membre de droite par $\sqrt{S_0}\sqrt{S_2}$:

$$S_1(\sqrt{S_2} - \sqrt{S_0}) = \sqrt{S_0}\sqrt{S_2}(\sqrt{S_2} - \sqrt{S_0}) \quad (\text{A.8})$$

En simplifiant par $(\sqrt{S_2} - \sqrt{S_0})$, nous obtenons la solution unique :

$$S_1 = \sqrt{S_0 S_2} \quad (\text{A.9})$$

La valeur optimale de la section intermédiaire est donc la moyenne géométrique des sections adjacentes, ce qui justifie la progression exponentielle dans la conception des pavillons acoustiques.

A.2 Ordre de grandeur des paramètres des joints du diaphragme

Le développement présenté ici ne vise pas à déterminer les valeurs réelles de ces paramètres, mais uniquement à obtenir des ordres de grandeur mécaniquement crédibles, utilisés à des fins illustratives dans l'explication de la modélisation. Les valeurs réelles de ces paramètres sont déterminées par identification expérimentale dans la section 6.3.

Raideur k

Une borne inférieure de la raideur des joints peut être obtenue à partir des forces maximales en jeu dans le système. La force d'appui exercée par la tête de lecture sur le disque vaut :

$$F_{\text{appui}} = mg \approx 0,2 \times 9,81 \approx 2,0 \text{ N} \quad (\text{A.10})$$

Pour un sillon en V d'angle au sommet $2\alpha = 90^\circ$, la composante latérale de la réaction de contact sur l'aiguille est bornée par :

$$F_n \leq F_{\text{appui}} \tan(45^\circ) = F_{\text{appui}} \approx 2,0 \text{ N} \quad (\text{A.11})$$

Compte tenu du rapport du levier de l'aiguille ($\ell_2/\ell_1 \approx 1,3$), la force maximale transmise au centre du diaphragme est donc :

$$F_{d,\text{max}} = \frac{\ell_2}{\ell_1} F_n \approx 1,3 \times 2,0 \approx 2,6 \text{ N} \quad (\text{A.12})$$

La profondeur de la chambre à air étant d'environ 1 mm, on impose que la déflexion des joints reste inférieure à $\delta_{\text{max}} = 0,5 \text{ mm}$ pour éviter tout contact entre le diaphragme et la contre-plaque. La raideur minimale correspondante est alors :

$$K_{\text{joints}} \geq \frac{F_{d,\text{max}}}{\delta_{\text{max}}} = \frac{2,6}{5 \times 10^{-4}} \approx 5 \times 10^3 \text{ N/m} \quad (\text{A.13})$$

Cette valeur sera utilisée comme première approximation dans la modélisation du système.

Amortissement c

L'amortissement des joints peut être estimé à partir du facteur de perte $\tan \delta$ du caoutchouc. Pour un caoutchouc naturel dans la bande audio, ce facteur est typiquement :

$$\tan \delta \approx 0,05 \text{ à } 0,20 \quad (\text{A.14})$$

Pour un modèle de Kelvin-Voigt, constitué d'un ressort k_j en parallèle avec un amortisseur c_j , le facteur de perte à la fréquence f s'écrit :

$$\tan \delta = \frac{c_j \omega}{k_j} \quad \omega = 2\pi f \quad (\text{A.15})$$

On en déduit l'amortissement visqueux équivalent :

$$c_j = \frac{\tan \delta k_j}{\omega} \quad (\text{A.16})$$

En retenant $\tan \delta = 0,1$ et en évaluant l'amortissement à $f = 1500$ Hz, fréquence représentative du cœur de la bande utile du gramophone, on obtient :

$$c_j \approx \frac{0,1 \times 5 \times 10^3}{2\pi \times 1500} \approx 0,05 \text{ N} \cdot \text{s/m} \quad (\text{A.17})$$

L'amortissement des joints est donc de l'ordre de $5 \times 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s/m}$.

A.3 Ordre de grandeur des paramètres du contact aiguille-sillon

Le contact entre l'aiguille et le sillon est modélisé par une loi viscoélastique de Kelvin-Voigt :

$$F_c = c_c(V_c - V_s) + k_c(X_c - X_s) \quad (\text{A.18})$$

où k_c représente la raideur équivalente du contact et c_c son amortissement équivalent.

Les disques 78 tours en gomme-laque sont des supports durs et abrasifs, constitués d'une résine chargée de particules minérales telles que l'ardoise, l'argile ou le calcaire [43]. Cette dureté explique l'utilisation d'aiguilles en acier remplaçables : lors de la lecture, l'aiguille s'use progressivement au contact du sillon. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de changer l'aiguille après la lecture d'une face de disque.

Dans ce contexte, le contact aiguille-sillon peut être considéré comme une liaison très raide imposant le mouvement latéral du sillon à l'aiguille. Un ordre de grandeur de cette raideur peut être obtenu à partir de la théorie du contact de Hertz [44]. En assimilant localement la pointe de l'aiguille à un indenteur sphérique de rayon effectif R soumis à une force normale F_N , la relation entre la force normale et l'enfoncement local δ s'écrit :

$$F_N = \frac{4}{3} E^* \sqrt{R} \delta^{3/2} \quad (\text{A.19})$$

où E^* est le module équivalent du contact. La raideur locale linéarisée autour du point de fonctionnement est alors :

$$k_N = \frac{dF_N}{d\delta} = 2E^* \sqrt{R} \delta \quad (\text{A.20})$$

En utilisant la relation précédente pour éliminer δ , on obtient :

$$k_N = \frac{3}{2} \left(\frac{4}{3} E^* \sqrt{R} \right)^{2/3} F_N^{1/3} \quad (\text{A.21})$$

Dans le cas d'une tête de lecture acoustique, la force d'appui est de l'ordre de 2N. Cette force est répartie sur les deux parois du sillon, ce qui conduit à une force normale locale de l'ordre du newton. En considérant un rayon effectif de pointe compris entre quelques dizaines et quelques centaines de micromètres, ainsi qu'un module équivalent élevé correspondant à un contact entre une aiguille métallique et un disque dur chargé, la raideur obtenue est de l'ordre de :

$$k_N \sim 10^7 \text{ N/m} \quad (\text{A.22})$$

L'amortissement de contact est plus difficile à estimer, car il dépend de phénomènes locaux complexes. Il est introduit comme un amortissement visqueux équivalent, destiné à représenter une dissipation faible mais non nulle dans le contact. La valeur retenue est :

$$c_c \sim 1 \text{ N s/m} \quad (\text{A.23})$$

Ces valeurs doivent donc être comprises comme des ordres de grandeur physiquement cohérents avec un contact très raide et faiblement dissipatif. Leur influence sur la réponse globale est très limitée tant que la raideur de contact demeure suffisamment élevée : dans cette limite, l'aiguille suit presque directement le mouvement latéral du sillon, et la dynamique du système est principalement gouvernée par le levier, le diaphragme, la chambre à air et le pavillon.

A.4 Ordre de grandeur des paramètres du pivot du levier

Le développement présenté ici ne vise pas à déterminer les valeurs réelles de ces paramètres, mais uniquement à obtenir des ordres de grandeur mécaniquement crédibles, utilisés à des fins illustratives dans l'explication de la modélisation. Les valeurs réelles de ces paramètres sont déterminées par identification expérimentale dans la section 6.3.

Pour estimer une valeur possible de raideur angulaire du pivot, on considère le levier détaché du diaphragme. On suppose qu'une force transverse $F = 5 \times 10^{-2} \text{N}$ appliquée au sommet du levier engendre un déplacement $Y = 1,5 \text{mm}$.

Pour de petits déplacements, la rotation du levier peut être estimée par :

$$\theta \simeq \frac{Y}{L} \quad (\text{A.24})$$

avec $L = 28 \text{mm}$ la longueur de la partie supérieure du levier de l'aiguille.

Le moment appliqué au pivot vaut quant à lui :

$$M_p \simeq FL \quad (\text{A.25})$$

La raideur angulaire équivalente est donc :

$$k_p = \frac{M_p}{\theta} \simeq \frac{FL^2}{Y} = 2,6 \times 10^{-2} \text{ N m/rad} \quad (\text{A.26})$$

En exprimant cette raideur par degré, il vient :

$$k_p \simeq 2,6 \times 10^{-2} \frac{\pi}{180} \simeq 4,6 \times 10^{-4} \text{ N m/}^\circ \simeq 5 \times 10^{-4} \text{ N m/}^\circ \quad (\text{A.27})$$

L'amortissement angulaire du pivot est estimé à partir d'un taux d'amortissement plausible. Pour un oscillateur en rotation, on peut écrire :

$$c_p = 2\zeta_p \sqrt{k_p I_p} \quad (\text{A.28})$$

où ζ_p est le taux d'amortissement, k_p la raideur angulaire du pivot et I_p l'inertie angulaire équivalente du levier autour du pivot.

En prenant un taux d'amortissement faible de $\zeta_p = 0,05$, une inertie angulaire équivalente $I_p \simeq 10^{-7} \text{ kg m}^2$ et la raideur angulaire estimée précédemment, on obtient :

$$c_p \simeq 5 \times 10^{-6} \text{ N m s/rad} \quad (\text{A.29})$$

En exprimant cette valeur par degré :

$$c_p \simeq 5 \times 10^{-6} \frac{\pi}{180} \simeq 10^{-7} \text{ N m s/}^\circ \quad (\text{A.30})$$

Bibliographie

- [1] National Museum of American History, “Phonautograph,” n.d. Smithsonian Institution, object number nmah_855747.
- [2] First Sounds, “Édouard-Léon Scott de Martinville,” 2008.
- [3] iCollector, “Thomas A. Edison home phonograph,” 2011. Lot 1451, Showtime Auctions Spring 2011 “LIVE” Auction, sold on April 3, 2011.
- [4] J. D. Sagers, A. R. McNeese, R. D. Lenhart, and P. S. Wilson, “Analysis of a home-made Edison tinfoil phonograph,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 132, no. 4, pp. 2173–2183, 2012.
- [5] National Park Service, “Origins of sound recording : Charles Cros,” 2017.
- [6] E. Berliner, “The improved gramophone,” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 8, no. 1, pp. 19–30, 1891.
- [7] M. Katz, *Capturing Sound : How Technology Has Changed Music*. Berkeley, CA : University of California Press, 2004. Includes bibliographical references and index.
- [8] LiveAuctioneers, “American Berliner trademark disc phonograph,” n.d. Price result page for an American Berliner Trademark Disc Phonograph.
- [9] F. James, *The E.M.G. Story*. Abertillery, UK : Old Bakehouse Publications, 1998.
- [10] S. W. Rienstra and A. Hirschberg, “An introduction to acoustics,” Tech. Rep. IWDE 01-03, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands, 2001. Revised version available online.
- [11] G. W. Stewart and R. B. Lindsay, *Acoustics : A Text on Theory and Applications*. New York : D. Van Nostrand Company, Inc., 1930.
- [12] Auction Team Breker, “EMG Expert Junior Table Grand Gramophone, c. 1930,” 2017. Image issue du lot 499, vente *Office Antiques, Science & Technology, Fine Toys & Automata*, The Saleroom.
- [13] “Improvements relating to speed regulating mechanism for gramophone motors,” 1931. Application date : Feb. 17, 1930 ; Accepted : April 23, 1931.
- [14] “Improvements relating to gramophone motors,” 1930. Application date : Nov. 28, 1929 ; Accepted : Dec. 4, 1930.
- [15] “Improvements relating to the cages of double-spring driving units,” 1931. Application date : Oct. 20, 1930 ; Accepted : June 4, 1931.
- [16] Gramophone Music, “Collaro ltd. – collaro spring motors,” n.d. Photographie et informations techniques du moteur à ressort Collaro D30.
- [17] L. M. Smith, A. J. Bartholomew, L. E. Burnham, B. Tillmann, and E. T. Cirulli, “Factors affecting pitch discrimination performance in a cohort of extensively phenotyped healthy volunteers,” vol. 7, p. 16526, 2017.

- [18] “Improvements relating to sound boxes particularly for gramophones,” 1928. Application date : July 19, 1927 ; Accepted : May 17, 1928.
- [19] “Improvements relating to sound boxes for gramophones and similar reproducing machines employing sound boxes,” 1928. Application date : Aug. 27, 1927 ; Accepted : Sept. 27, 1928.
- [20] “Improvements relating to sound boxes for gramophones and similar instruments,” 1928. Application date : Aug. 27, 1927 ; Accepted : Oct. 11, 1928.
- [21] “Improvements relating to sound boxes for gramophones and similar reproducing machines employing sound boxes,” 1929. Application date : July 2, 1928 ; Accepted : May 30, 1929.
- [22] P. Wilson and G. W. Webb, *Modern Gramophones and Electrical Reproducers*. London : Cassell and Company, 1929.
- [23] J. W. S. Rayleigh, *The Theory of Sound*, vol. 2. London : Macmillan and Co., 2 ed., 1896.
- [24] N. H. Fletcher and T. D. Rossing, *The Physics of Musical Instruments*. New York : Springer, 2 ed., 1998.
- [25] H. F. Olson, *Elements of Acoustical Engineering*. New York : D. Van Nostrand Company, 1940.
- [26] C. R. Hanna and J. Slepian, “The function and design of horns for loud speakers,” *Journal of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 43, no. 3, pp. 250–256, 1924.
- [27] L. L. Beranek and T. Mellow, *Acoustics : Sound Fields and Transducers*. Academic Press, 2 ed., 2012.
- [28] A. G. Webster, “Acoustical impedance, and the theory of horns and of the phonograph,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 5, no. 7, pp. 275–282, 1919.
- [29] B. Kolbrek, “Horn theory : An introduction,” *audioXpress*, 2008. Two-part article.
- [30] J. P. Maxfield and H. C. Harrison, “Methods of high quality recording and reproducing of music and speech based on telephone research,” *Bell System Technical Journal*, vol. 5, pp. 493–523, July 1926.
- [31] O. Paris, “Recording the orchestra,” May 2020. Article et illustration sur l’enregistrement d’un orchestre.
- [32] S. P. Lipshitz, “On RIAA equalization networks,” vol. 27, no. 6, pp. 458–481, 1979.
- [33] S. W. Rienstra, “Webster’s horn equation revisited,” *SIAM Journal on Applied Mathematics*, vol. 65, no. 6, pp. 1981–2004, 2005.
- [34] D. H. Keefe, “Acoustical wave propagation in cylindrical ducts : Transmission line parameter approximations for isothermal and nonisothermal boundary conditions,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 75, no. 1, pp. 58–62, 1984.
- [35] T. Yazaki, Y. Tashiro, and T. Biwa, “Measurements of sound propagation in narrow tubes,” *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 463, no. 2087, pp. 2855–2862, 2007.
- [36] C. Zwicker and C. W. Kosten, *Sound Absorbing Materials*. New York : Elsevier Publishing Company, 1949.

- [37] C. J. Nederveen, *Acoustical Aspects of Woodwind Instruments*. Amsterdam : Frits Knuf, 1969.
- [38] P. Flores and H. M. Lankarani, *Contact Force Models for Multibody Dynamics*. Springer, 2016.
- [39] Vulcan Records, “Custom made phonograph cylinder and disc records.”
- [40] F. Silva, P. Guillemain, J. Kergomard, B. Mallaroni, and A. N. Norris, “Approximation formulae for the acoustic radiation impedance of a cylindrical pipe,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 322, no. 1–2, pp. 255–263, 2009.
- [41] Talking-Shellac, “HMV Portable Gramophones – Model 99,” n.d. Informations historiques sur le gramophone portable HMV modèle 99.
- [42] Gramofony na kliknutí, “His Master’s Voice Model 99,” n.d. Photographie du gramophone HMV Model No. 99.
- [43] Preservation Self-Assessment Program, “Phonograph record.” Consulté le 29 mai 2026.
- [44] V. L. Popov, M. Heß, and E. Willert, *Handbook of Contact Mechanics : Exact Solutions of Axisymmetric Contact Problems*. Springer, 2019. Open access.

UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN

École polytechnique de Louvain

Rue Archimède, 1 bte L6.11.01, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique | www.uclouvain.be/epl