



HAL
open science

Méthode de mesure in situ de la diffusion acoustique

Nathalie Brousse

► **To cite this version:**

Nathalie Brousse. Méthode de mesure in situ de la diffusion acoustique. Acoustique [physics.class-ph]. 2009. dumas-00517782

HAL Id: dumas-00517782

<https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-00517782v1>

Submitted on 15 Sep 2010

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

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



École Centrale de Lyon
Membre de l'Université de Lyon
36 avenue Guy de Collongue
69134 Ecully cedex
tél : 04.72.18.60.00



RAPPORT FINAL T.F.E. – 17/09/2009

Organisme d'accueil :

Centre Scientifique et Technique du Bâtiment
Département Acoustique et Eclairage



Établissement de Grenoble
24 rue Joseph Fourier
38400 St Martin d'Hères
tél : 04.76.76.25.25

Thème du TFE :

Méthode de mesure in situ de la diffusion acoustique

- **Étudiant : Nathalie BROUSSE (2008)**
- **Tuteur ECL : Marie-Annick GALLAND**
- **Tuteur CSTB : Isabelle SCHMICH**

Je tiens ici à exprimer mes plus vifs remerciements à toute l'équipe du CSTB,
et plus particulièrement à :

Isabelle Schmich, ma tutrice au CSTB, qui m'a épaulée au cours de ce stage de cinq mois
et introduite au monde de l'acoustique des salles ;

Christophe Rougier, Dirk Van Maercke, Philippe Jean et Nicolas Noé,
ingénieurs de recherche au CSTB, pour leurs conseils patients et leur soutien scientifique ;

Paul Chervin, technicien au CSTB, pour son assistance au cours de la phase expérimentale ;

Jan Jagla, stagiaire ENSERG, pour l'élaboration et le débogage
des outils de dépouillement Matlab.

Table des sigles

BEM	Boundary Element Method
CSTB	Centre Scientifique et Technique du Bâtiment.
ICARE	Logiciel de lancer de faisceaux développé par N. Noé.
IR	Réponse impulsionnelle.
ISO	Sigle de l'Organisation internationale de normalisation, en référence aux normes déposées.
MICADO	Méthode Intégrale pour le Calcul Acoustique de la Diffraction par les Obstacles, logiciel de BEM développé par P. Jean.
RE	Somme de l'énergie des pics de la réponse impulsionnelle sélectionnées par le décompte du RN (voir ci-dessous) sur une certaine plage énergétique et temporelle.
RN	Nombre de pics de réflexions de la réponse impulsionnelle contenus dans une certaine plage énergétique et temporelle.
SPL	Sound Pressure Level, valeur en décibels de la pression quadratique moyenne par rapport à la pression de référence : $L_p = 20 \log \left(\frac{P_{rms}}{P_{réf}} \right)$.
T ₆₀	Durée de réverbération calculée sur -60 dB de dynamique.
TR	Durée de réverbération, soit le temps que met l'énergie sonore pour décroître à - 60 dB de sa valeur initiale.

Méthode de mesure *in situ* de la diffusion acoustique

Introduction

1. Problématique de la diffusion

- 1.1. Cadre du problème
- 1.2. Démarche et enjeux de l'étude
- 1.3. Justification de l'approche matériau et de l'approche globale
- 1.4. Moyens mis en œuvre

2. Validation d'une nouvelle méthode de mesure *in situ* du coefficient de dispersion d'une surface

- 2.1. Présentation de l'étude
- 2.2. Validation théorique du cadre du travail
- 2.3. Exploration des paramètres par calcul B.E.M. 2D
- 2.4. Modélisation de géométries de diffuseurs
- 2.5. Mesures *in situ* en laboratoire
- 2.6. Conclusion

3. Étude d'un nouvel indice de caractérisation de la diffusivité d'une salle

- 3.1. Présentation de l'étude
- 3.2. Validation théorique par calcul « tir de faisceaux »
- 3.3. Validation théorique par calcul « lancer de particules »
- 3.4. Mesure *in situ* de l'index dans une salle réelle
- 3.5. Conclusion et perspectives

Conclusion

Bibliographie

Table des matières

Annexes

Ce document constitue le livrable final associé au Travail de Fin d'Études qui s'est déroulé du 09/04/2009 au 15/09/2009 au sein du département « Acoustique et Éclairage » du CSTB de Grenoble sous la direction de Mlle Isabelle Schmich, responsable du pôle Acoustique des salles, et sous le tutorat de Mme Marie-Annick Galland, directrice des études et enseignant-chercheur à l'école Centrale de Lyon. Contact : brousse.nathalie@aliceadsl.fr

Méthode de mesure *in situ* de la diffusion acoustique

Abstract

With the aim of defining a new *in-situ* method of diffusion measurement, two recently proposed methods of Jeon, Rindel and Kim have been investigated. The first one is based on the measurement of a mono-dimensional reverberation time between two parallel plates and gives an evaluation of a scattering coefficient. This field method has been tested through computer simulations and shows high sensitivity to experimental conditions, such as parallelism between the plates, edge effects and the presence of spherical sound waves. Simulations on MLS and hemispherical diffusors have proved to give interesting evolution trends of the scattering coefficient respectively to ISO 17497-1 coefficient. Finally the experimental set-up has been realised and laboratory measurements have been conducted: results were uneven and demonstrated the necessity of improving the protocol. The second method is focused at the scale of a concert hall, and proposes new parameters which could lead to a new global diffusivity index. It has been calculated on a simplified informatic model of the Boston Symphony Hall, with various diffusor arrangements. Measurements in real halls and a thorough investigation on the relationship between this index and the other parameters are still needed in order to define a normalized index.

These two methods are complementary, and if further developed, could lead to efficient tools in evaluating and optimizing diffusion in real concert halls.

Keywords : diffusion, diffusion coefficient, scattering coefficient, *in-situ* measurement.

Résumé

Dans le but de définir une nouvelle méthode de mesure *in situ* de la diffusion acoustique, deux pistes ont été testées. La première se base sur la mesure d'une durée de réverbération monodimensionnelle entre deux plaques parallèles, et donne un coefficient de dispersion caractéristique d'une surface. Sa mise en place pratique a été évaluée par simulation informatique ; elle montre les difficultés à mettre en place le protocole dans le cas réel, notamment à cause de la non-planéité de la source, des effets de bord et de la condition de parallélisme parfait. Les simulations de la méthode sur les diffuseurs MLS et hémisphériques ont permis de retrouver les allures générales de coefficient de diffusion obtenus par la méthode ISO 17497-1 déjà existante. Enfin, des mesures ont été effectuées en laboratoire sur diffuseur hémisphérique : les résultats moyens montrent la nécessité d'affiner le protocole. La deuxième méthode aborde la diffusion d'un point de vue global avec le décompte du nombre de réflexions à grande énergie de la réponse impulsionnelle d'une salle. Ce nouveau paramètre a été déterminé sur un modèle simplifié par un logiciel de tir de faisceaux et de tir de particules, et montre une corrélation intéressante avec les caractéristiques des diffuseurs utilisés. Des mesures en salle réelle et une clarification du lien entre cet indice et les autres paramètres de la salle restent à effectuer avant de pouvoir constituer un indice normalisé de la diffusion.

Les deux méthodes sont complémentaires et permettraient, une fois mises en place, d'obtenir des outils pratiques d'optimisation de la diffusion dans les salles de concert.

Mots-clefs : diffusion, coefficient de diffusion, coefficient de dispersion, mesure *in situ*.

Méthode de mesure *in situ* de la diffusion acoustique

Introduction

Créé en 1947, le Centre Scientifique et Technique du Bâtiment est un établissement public à caractère industriel et commercial qui exerce son expertise dans le domaine du bâtiment, élargi à son environnement urbain, aux services et aux nouvelles technologies de l'information. Le pôle acoustique des salles et volumes complexes, sous la responsabilité d'Isabelle Schmich, collabore notamment à la réalisation et l'amélioration de salles de concert, et développe pour cela ses propres outils logiciels et méthodes de mesures.

Dans ce contexte, le CSTB est amené à participer aux recherches visant à améliorer la compréhension de la diffusion et à systématiser sa prise en compte lors du design des salles de spectacle. À ce jour, deux méthodes de mesure en laboratoire du coefficient de dispersion de surfaces diffusantes ont été développées et formalisées dans le cadre des normes ISO 17497-1 et 17497-2. Il reste d'une part à déterminer un protocole *in situ* afin de diagnostiquer les salles existantes, et d'autre part à relier ces mesures à un indice global de diffusion de la salle de concert munie de diffuseurs.

Après avoir rappelé le principe de la diffusion et l'état de l'art sur les méthodes de mesure existantes (Chapitre 1), nous étudierons dans une première partie un nouveau protocole de caractérisation *in situ* de la dispersion par une surface diffusante, visant à combler la lacune des premiers volets de la norme ISO 17497 qui ne permettent des mesures qu'en laboratoire. Afin d'évaluer la sensibilité de la méthode aux paramètres, une simulation acoustique en 2D a été réalisée. Ces premières indications ont permis une série de tests expérimentaux de mesure du coefficient de dispersion dans des conditions *in situ*, à mettre en parallèle avec le coefficient ISO mesuré en laboratoire (Chapitre 2). Dans une dernière partie (Chapitre 3), nous étudierons l'évolution de nouveaux paramètres calculés sur réponse impulsionnelle en fonction de l'arrangement de diffuseurs. Faute de temps, les réponses impulsionnelles ne seront pas mesurées *in situ*, mais simulées à partir d'un modèle simplifié du Boston Symphony Hall.

Nous concluons enfin sur les perspectives ouvertes par ces deux méthodes.

1. Problématique de la diffusion

1.1. Cadre du problème

1.1.1. Notion de diffusion

L'intérêt pour la diffusion en acoustique des salles s'est accru depuis une trentaine d'années, notamment avec la commercialisation des diffuseurs de Schroeder, qui offraient pour la première fois un design simple allié à une théorie prédictive de leur performance. L'utilisation de diffuseurs pour améliorer la répartition du champ sonore dans l'espace est cependant plus ancienne, que ce soit de façon intentionnelle ou non. La salle du Grosser Musikvereinsaal de Vienne, construite en 1870, est ainsi réputée pour son acoustique excellente ; une bonne diffusion y est naturellement assurée par la présence d'une riche ornementation dans le style renaissance italienne [COX 2004].



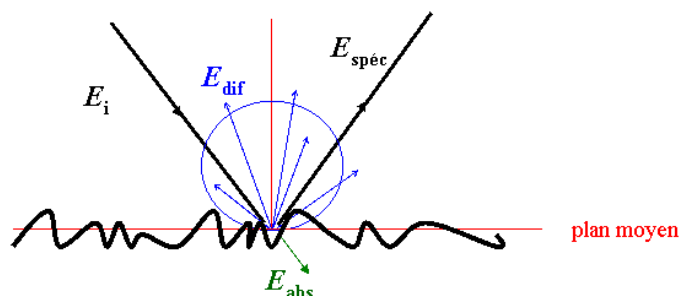
Fig. 1 – Diffuseurs de Schroeder, mur arrière du Carnegie hall (Cox & D'Antonio).

L'utilité des diffuseurs est double : elle permet la dispersion spatiale et temporelle des ondes sonores, ce qui offre une possibilité de traitement contre des effets nuisibles de coloration du son, d'échos ou de focalisation bien connus des acousticiens des salles. Contrairement aux traitements par ajout de matériaux absorbants, les diffuseurs n'entraînent pas une perte d'énergie du champ sonore, ce qui est un avantage certain pour les salles de spectacle où le principal intérêt réside dans la perception par le spectateur des sons produits sur scène.

Malgré la nécessité de prendre en compte la diffusion dans le design des salles, les acousticiens ont encore des difficultés à formaliser la théorie et à donner une caractérisation de la diffusion. Rappelons ici le vocabulaire associé au principe physique. Lorsqu'une onde incidente parvient sur une surface plane, une partie de l'énergie est absorbée par le matériau ; le reste est réfléchi sous trois formes : une réflexion spéculaire selon la loi de Snell-Descartes, et si la surface n'est pas un plan rigide infini et lisse, une diffraction due à la discontinuité d'impédance aux bords, ainsi qu'une diffusion par les imperfections de surface (par redirection ou dispersion).

Fig. 2 – Diffusion d'une onde incidente par une surface rugueuse.

E_i énergie incidente ; E_{abs} énergie absorbée ; E_{dif} énergie diffuse ; $E_{spéc}$ énergie réfléchie spéculairement.



Les diffuseurs utilisés en acoustique des salles présentent donc des irrégularités de surface visant à favoriser les réflexions diffuses au détriment des réflexions spéculaires. Selon la taille

des irrégularités, leur forme et la longueur d'onde d'intérêt, l'efficacité de la diffusion varie ; des coefficients ont donc été mis en place afin d'évaluer les performances de ces diffuseurs.

1.1.2. Mesure du coefficient de diffusion des surfaces

Deux principaux coefficients de caractérisation des surfaces, au rôle complémentaire, sont actuellement utilisés :

-le **coefficient de dispersion en champ diffus** (*scattering coefficient*) : il donne une quantification de la réduction d'énergie de la réflexion spéculaire d'une surface. Il a fait l'objet d'une normalisation ISO-17497-1 pour une mesure en chambre réverbérante sur plateau tournant, basée sur une méthode décrite par Mommertz et Vorländer [VORL 2000]. Le coefficient, usuellement donné par bandes de tiers d'octave, est compris entre 0 et 1, du cas où l'énergie réfléchi est uniquement spéculaire, à celui où l'énergie réfléchi est entièrement diffusée. Il est globalement plus élevé que le coefficient de diffusion, car il ne prend pas en compte la qualité de la diffusion (ou la répartition de la diffusion dans l'espace).



Ce coefficient permet de caractériser la dispersion pour l'utilisation dans les programmes d'acoustique géométrique, et notamment les méthodes basées sur le tir de rayons. Ces logiciels souffrent aujourd'hui d'une mauvaise estimation de la diffusion, ce qui impacte plus particulièrement les réflexions précoces des ondes sonores et entraîne des écarts de calcul sur les paramètres acoustiques qui en dépendent comme la clarté, ainsi qu'une surestimation de la durée de réverbération.

Fig. 3 – Montage sur plateau tournant en chambre réverbérante, CSTB (ISO 17497-1).

Le coefficient de dispersion est évalué à partir de la mesure de quatre durées de réverbération (avec/sans diffuseur, avec/sans rotation du plateau).

-le **coefficient de diffusion en champ libre** (*diffusion coefficient*) : il quantifie la qualité d'uniformité spatiale des réflexions engendrées à partir d'une surface. Le comité de standardisation AES SC-04-02 a défini une méthode de mesure de la réponse polaire d'un diffuseur en chambre anéchoïque, relativement complexe à mettre en œuvre, basée sur les travaux de Cox et D'Antonio [COX 2000] ; elle fera bientôt l'objet d'une normalisation ISO-17497-2. Le coefficient, donné usuellement par bandes de tiers d'octave et par angle d'incidence, est compris entre 0 et 1, du cas d'une redirection à celui d'une distribution spatiale uniforme ; les valeurs intermédiaires n'ont pas de sens physique direct.

C'est le coefficient d'intérêt pour les designers, puisqu'il permet la comparaison de la performance de surfaces pour l'optimisation de l'acoustique d'une salle ; il est de plus facilement prédictible. Contrairement au premier coefficient, il fait la différence entre redirection et diffusion du son, ce qui est important car le traitement des réflexions du premier ordre est un enjeu de l'optimisation.

Fig. 4 – Montage de mesure polaire sur un hémisphère en chambre anéchoïque, University of Salford (ISO 17497-2).

Pour une incidence de source donnée, la réponse du diffuseur est tracée après le traitement approprié des mesures effectuées sur des microphones répartis sur un arc mobile.



1.1.3. Indices globaux de diffusivité des salles

Nous avons vu précédemment des exemples de caractérisation de la diffusion par la mesure de coefficients de surfaces. Cette approche n'est cependant pas suffisante lorsqu'on étudie le cas d'une salle de concert, où le champ sonore est affecté par la géométrie des murs, le type de diffuseur, et les positions des sources et récepteurs. Il y a donc la nécessité de définir un indice global *in situ* pour pouvoir prédire la qualité du champ sonore selon la position du récepteur dans la salle.

Une première technique consiste à tenter de corrélérer des paramètres existants (durée de réverbération, ITDG, EDT¹, etc.) avec des notations subjectives de la qualité de la diffusion effectuées par des groupes de personnes-test. En effet, la présence de diffuseurs dans une salle a un impact direct sur la réponse impulsionnelle ; on observe par exemple une baisse de la durée de réverbération de plus de 10 % selon le pourcentage et la taille du diffuseur, une augmentation de la linéarité de la courbe de décroissance de l'énergie, ou encore une pente de décroissance de l'énergie plus faible sur la partie précoce [JEON 2009]. On déduit de ces études des liens entre l'impression des auditeurs, et donc la qualité de la diffusion, et des caractéristiques mesurables de la réponse impulsionnelle de la salle.

Ces études ne donnent cependant pas un indice objectif de la qualité de la diffusion. Des propositions en ce sens ont déjà été tentées ; citons par exemple le critère 1-IACC_{L3}² de Hidaka et coll. Ces dernières n'ont cependant pas été validées par des études complètes en salle réelle, et le problème reste donc ouvert à ce jour [JEON 2007].

1.2. Démarche et enjeux de l'étude

1.2.1. Enjeux pour la méthode de mesure *in situ*

À présent, il reste une dernière avancée théorique à réaliser : relier la notion de diffusion à une caractéristique mesurable d'une salle. Ce lien permettrait de justifier l'utilisation de diffuseurs acoustiques auprès des architectes, car une certaine confusion lui reste encore préjudiciable aujourd'hui, même si tous s'accordent à dire que la diffusion est un facteur important dans la qualité acoustique finale (*cf.* 1.3. pour la vision de la diffusion à mettre en place). L'idéal serait d'obtenir une relation comme celle déterminée par Sabine à la fin du XIX^e entre durée de réverbération et absorption, et qui a ouvert le champ au développement rapide des matériaux absorbants ; même s'il est peu probable de trouver une relation aussi simple pour la diffusion. La méthode de mesure *in situ* mise en place pourrait de plus servir de base au quatrième volet de la norme ISO-17497, aujourd'hui en projet.

¹ ITDG : initial time delay gap ; EDT : early decay time.

² Ce critère est basé sur l'inter-corrélation des signaux binauraux de 80 à 1000 ms du direct.

1.2.2. Démarche adoptée

Cette étude prend donc pour objet la participation à cet effort de clarification du phénomène de la diffusion à travers l'examen de nouvelles méthodes de mesure *in situ*.

Une première piste a été proposée en 2003 par Jens Holger Rindel [RIND 2003], à travers la proposition d'une méthode de mesure *in situ* du coefficient de dispersion. Sa mise au point permettrait l'enrichissement des tables de référence du coefficient de dispersion pour des surfaces déjà mises en place ; ces tables viennent ensuite alimenter les paramètres nécessaires au fonctionnement des modèles informatiques d'acoustique des salles. La mesure *in situ* se justifie de plus pour le diagnostic et l'étude du traitement approprié de salles déjà existantes. Dans une perspective plus lointaine, grâce à une meilleure prise en compte de la diffusion et au temps de calcul restreint exigé par les modèles géométriques, nous pourrions ainsi progresser vers une modélisation en temps réel de réalité virtuelle.

Une seconde piste a été ouverte plus récemment par Jin Yong Jeon [JEON 2008], qui propose la constitution d'un indice caractérisant la diffusivité globale de la salle. Cet indice est relié à la richesse des réflexions du second ordre et ordres supérieurs lors des premiers 200 ms après une excitation (Fig. 5), ce qui est effectivement une base physique de la diffusion. Une étude psycho-acoustique a de plus montré une bonne corrélation entre la valeur de cet indice et la perception subjective de la diffusion. Cette approche ne se fonde donc pas sur la caractérisation des surfaces diffusantes, déjà amplement documentée par la norme ISO-17497 en laboratoire ; elle propose plutôt une méthode de notation permettant d'évaluer la qualité de la diffusion dans une salle selon sa géométrie et les arrangements de diffuseurs.

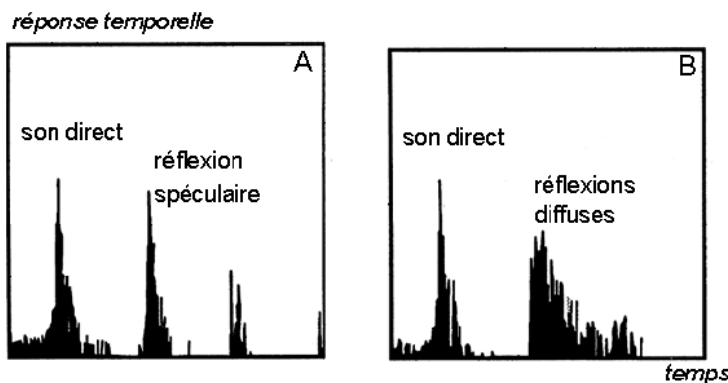


Fig. 5 – Exemple de réponse temporelle dans le cas d'une réflexion spéculaire (A) ou en présence d'un diffuseur (B).

La réflexion diffuse permet un étalement temporel de la réponse. Conjugué à l'effet de dispersion spatiale, il crée de nouveaux trajets au sein de la salle, et donc vient « enrichir » la réponse impulsionnelle au niveau du récepteur.

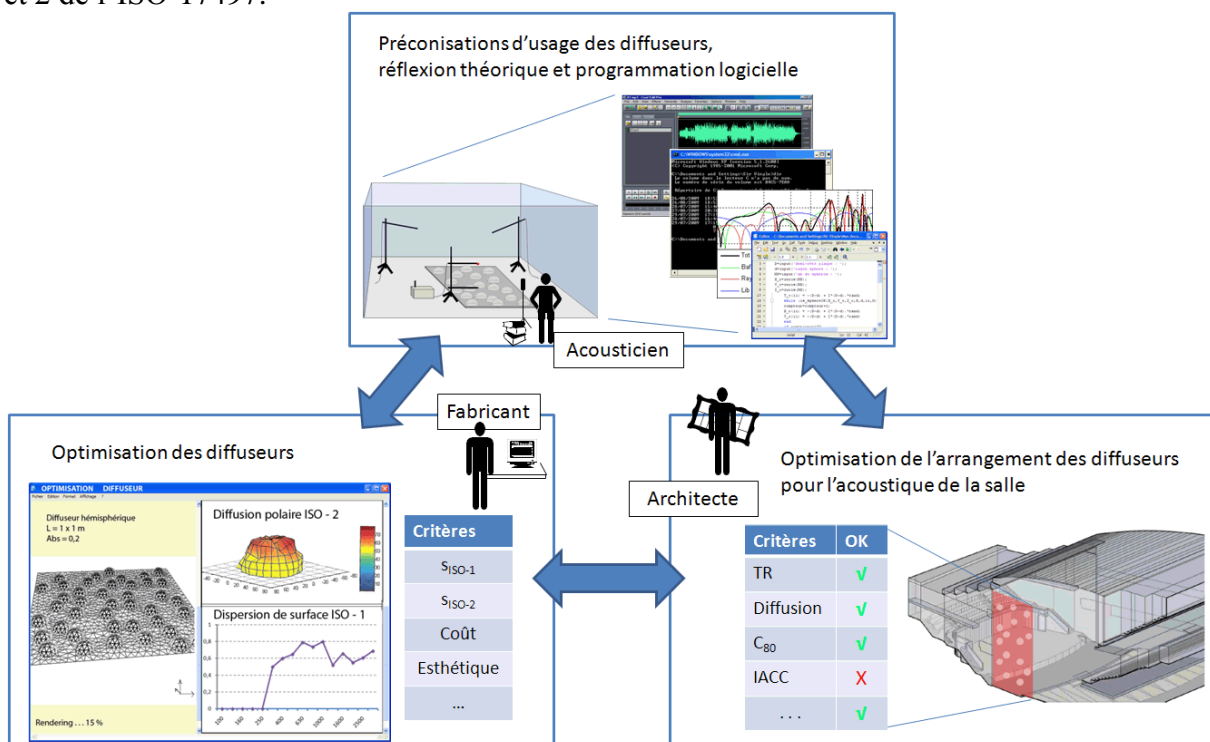
Ce Travail de Fin d'Études se propose donc d'étudier et de documenter ces deux pistes en vue de clarifier les bases théoriques nécessaires à l'élaboration d'une méthode de mesure *in situ* de la diffusion.

1.3. Justification de l'approche matériau et de l'approche globale

Nous venons de rappeler le contexte de l'étude que nous nous proposons de mener. Quelle est l'application concrète de ces recherches ?

Revenons à la salle de concert : le but final est d'obtenir une meilleure qualité sonore en prenant en compte la diffusion de façon méthodique et non plus empirique, et donc en réalisant la mise en place de nouvelles pratiques fiables et efficaces. Cela nécessite le partage d'un langage commun entre les différents acteurs : simplifions-les ici en la personne du fabricant de diffuseurs, de l'architecte et de l'acousticien.

Le fabricant de diffuseurs a besoin d'une méthode de mesure normalisée des coefficients de surface afin de pouvoir communiquer sur ses diffuseurs et leurs performances. Ces coefficients doivent être prédictibles, de sorte à ce qu'il puisse réaliser leur optimisation selon des caractéristiques recherchées. Ces coefficients existent déjà, et sont définis par les parties 1 et 2 de l'ISO-17497.



Ces coefficients de surface ne prennent sens que s'il existe une relation avec un indice de diffusivité global $D = f(s_i, \text{géométrie})$ dépendant de la position de l'auditeur, permettant d'évaluer la diffusion d'une salle comme « bonne » ou « mauvaise » selon l'utilisation prévue.³ C'est ce coefficient que l'architecte doit respecter en combinant les surfaces et les géométries pour dessiner la future salle de concert. Il doit donc être en mesure d'obtenir une prédiction de $D = f(s_i, \text{géométrie})$ à travers un modèle informatique, en collaboration avec l'acousticien de maîtrise d'œuvre.

Pour sa part, l'acousticien doit mettre au point les méthodes de mesure des coefficients surfaciques en laboratoire et *in situ*, de sorte à pouvoir renseigner les tables, et donc alimenter les données d'entrée des modèles informatiques d'acoustique des salles. Sa réflexion doit aussi amener l'amélioration de la façon dont ces modèles prennent en compte la diffusion.

³ Rappelons qu'aujourd'hui il est encore très difficile de relier la qualité de la diffusion à un critère objectif, d'où le flou qui existe encore au sein de la communauté scientifique.

Quand il est membre de l'équipe de maîtrise d'ouvrage, il fait le lien entre le cahier des charges du décideur et sa traduction en indices prédictibles et mesurables. Au niveau de la maîtrise d'œuvre, il propose des solutions pour atteindre les indices décrits dans le cahier des charges. En tant qu'expert, il participe aussi à la réflexion sur les qualités des salles déjà existantes, afin de trouver les bonnes pratiques et mieux comprendre les phénomènes en jeu dans les phénomènes de diffusion.

Le groupe de travail de l'ISO-17497 (ISO TC43/SC2/WG25) prévoit ainsi deux autres volets : un troisième traitant de la prédiction par calcul des coefficients de diffusion, et un quatrième au sujet de la mesure *in situ*.

De façon plus restreinte, cette étude vise donc à contribuer à la réflexion sur un indice global de la diffusion et à compléter les méthodes de mesure de coefficients de surface en laboratoire par une méthode *in situ*. À plus long terme, l'idéal serait de pouvoir relier le coefficient de dispersion obtenu par la méthode ISO s_{ISO} avec le coefficient de Rindel $s_{in situ}$ afin que les deux méthodes soient complémentaires, et permettent de caractériser les surfaces diffusantes dans toutes les situations ; et si possible de leur associer un modèle informatique prédictif. Enfin, il faudrait aussi relier l'index de diffusivité d'une salle calculé $D_{modélisé}$ avec l'index $D_{in situ}$ mesuré *in situ*, pour prendre en compte la réponse globale de la salle telle qu'elle sera perçue par le spectateur selon sa position.

1.4. Moyens mis en œuvre

Pour des raisons pratiques de disponibilité au CSTB et de modélisation informatique, les diffuseurs étudiés par la suite seront les diffuseurs MLS et hémisphérique (Fig. 6).

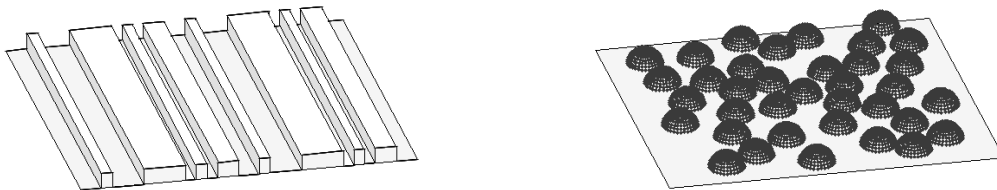


Fig. 6 – Vues d'un diffuseur MLS (gauche) et hémisphérique (droite).

Le diffuseur à séquence MLS

Le diffuseur MLS a été initialement étudié par Schroeder : il est constitué d'une suite de puits pleins ou creux dont l'ordre est défini par une séquence pseudo-aléatoire dite « MLS ». Les puits peuvent être séparés par des membranes pour améliorer la diffusion des ondes rasantes.

Selon [SCHM 2005], les diffuseurs MLS se comportent comme des surfaces quasi-spéculaires ($s_{ISO} \sim 0$) jusqu'à leur fréquence de coupure, puis après une bande de transition de plusieurs centaines de Hz, se comportent comme des surfaces semi-diffuses aléatoires (s_{ISO} entre 0 et 1 non homogène dans la bande de fréquence).

La profondeur des puits doit être inférieure ou égale à la moitié de la longueur d'onde d'intérêt. En pratique le diffuseur est efficace sur une octave seulement à partir de la fréquence d'intérêt. Dans le cas pratique, on les utilise donc avec une périodisation de la séquence de modulation à différents ordres pour le rendre efficace sur une plus large bande [COX 2004].

Les paramètres de dimensionnement du diffuseur sont donc la profondeur et la taille des puits, ainsi que l'ordre de la séquence MLS. Le diffuseur utilisé dans cette étude a une séquence MLS de longueur 15 : {1;0;1;1;0;0;1;0;0;0;1;1;1;0}, répétée deux fois.

Le diffuseur hémisphérique

Le diffuseur hémisphérique est composé de demi-sphères réparties aléatoirement sur une surface plane ; la courbure des sphères permet de rediriger les ondes sonores dans tout l'espace.

Selon [SCHM 2005], les diffuseurs hémisphériques se comportent comme des surfaces quasi-spéculaires ($s_{ISO} \sim 0$) jusqu'à leur fréquence de coupure, puis après une bande de transition de plusieurs centaines de Hz, se comportent comme des surfaces semi-diffuses sphériques (s_{ISO} entre 0 et 1 homogène dans la bande de fréquence).

La fréquence de coupure augmente quand la taille des demi-sphères diminue. À taux de recouvrement identique, le maximum du coefficient de diffusion est d'autant plus grand que la taille des demi-sphères augmente [SCHM 2005].

Les paramètres de dimensionnement du diffuseur sont donc la taille des demi-sphères, ainsi que le pourcentage de recouvrement du support par celles-ci. Le diffuseur hémisphérique de cette étude est constitué de demi-sphères diffusantes de 20 et 25 cm de diamètre, avec une fréquence de coupure respectivement de 400 et 315 Hz.

Le CSTB développe ses propres logiciels d'acoustique de tir de faisceaux et de simulation par calcul BEM (méthode basée sur le maillage des surfaces et le calcul d'une intégrale de la fonction de Green du problème), que nous utiliserons donc pour les simulations des méthodes à explorer. Le dépouillement des résultats s'effectue sous Matlab 2007.

2. Validation d'une nouvelle méthode de mesure *in situ* du coefficient de dispersion d'une surface

2.1. Présentation de l'étude

2.1.1. Objectifs de l'étude

Nous nous proposons d'étudier la mise en place d'une nouvelle méthode de mesure du coefficient de dispersion d'une surface diffusante. Cette étude se déroulera selon plusieurs phases :

- la discussion du principe de la méthode de mesure proposée (paragraphe 2.2);
- l'exploration des paramètres importants pour la mise en place de la méthode par modélisation sous un logiciel de BEM 2D et leur impact possible sur la mesure du coefficient s_{mes} (paragraphe 2.3);
- la modélisation de la méthode par un logiciel de BEM 3D et la prédiction de coefficients s_{BEM} attendus selon le diffuseur (paragraphe 2.4);
- la mesure *in situ* s_{mes} du coefficient de dispersion selon le protocole proposé par Rindel, et la mise en parallèle des résultats obtenus au coefficient s_{ISO} mesuré en salle réverbérante selon la méthode ISO 17497-1 (paragraphe 2.5).

Cette étude a pour objectif d'éclaircir le cadre de validité de cette nouvelle méthode de mesure, ainsi que de formuler des critiques et des recommandations.

2.1.2. Cadre théorique

La méthode proposée par Rindel se base sur la formulation de la durée de réverbération dans le cas monodimensionnel [RIND 2001]. Rappelons ici ses bases :

La propagation du son dans une enceinte fermée peut être modélisée à travers l'évolution de l'énergie sonore le long de rayons porteurs. On néglige donc la longueur d'onde et la phase de l'onde sonore. La décroissance de l'énergie dans la salle est alors rapportée à la décroissance de l'énergie d'une onde plane se propageant par réflexions sur les parois.

Le rayon porteur voit son énergie décroître progressivement par absorption sur les surfaces de l'enceinte qu'on supposera affectées d'un coefficient d'absorption moyenné α_m identique, et par atténuation dans l'air selon un facteur m (en m^{-1}). Si l_m est le libre parcours moyen du rayon dans l'enceinte, alors la pression quadratique suit la loi :

$$p^2(t) = p_0^2 e^{\frac{ct}{l_m}(\ln(1-\alpha_m) - ml_m)},$$

avec $ct = n \cdot l_m$.

La décroissance est donc exponentielle, et on obtient l'expression de la durée de réverbération à -60 dB :

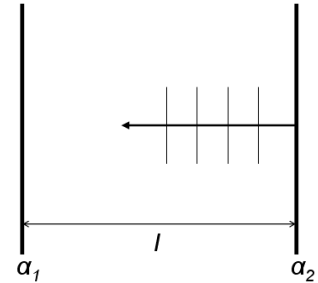
$$T_{60} = \frac{13.8l_m}{c(-\ln(1-\alpha_m) + ml_m)}$$

Cas monodimensionnel

Dans le cas monodimensionnel (décroissance de l'énergie de l'onde plane sur une ligne entre deux plaques séparées d'une distance l), Rindel propose la formule, de façon simple :

$$l = l_m ;$$

$$(1-\alpha_m) = \sqrt{(1-\alpha_1)(1-\alpha_2)}$$

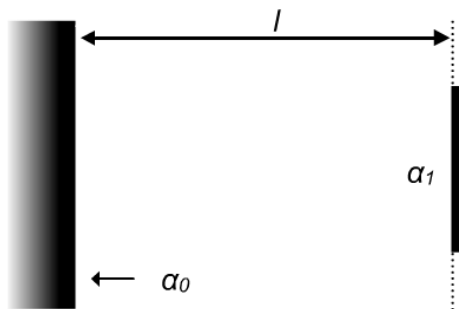


Nous discuterons en 2.2.1 du cadre théorique.

2.1.3. Principe du protocole

Le principe de la méthode repose sur la mesure de deux durées de réverbération « monodimensionnelles ». Le protocole nécessite l'utilisation d'une plaque mobile d'absorption en incidence normale α_1 quelconque, suffisamment faible, et d'une paroi de référence rigide et lisse avec $\alpha_0 \approx 0$.

Mesure de référence



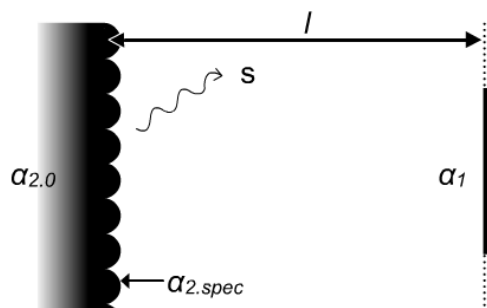
Une première mesure est effectuée une fois pour toute en laboratoire avec la paroi lisse, et permet de caractériser la plaque de référence.

Fig. 7 – Principe de la mesure de référence [JEON 2008]

La première durée de réverbération mesurée correspond à (cf. 2.1.2):

$$T_1 = \frac{13.8l}{c(-\ln\sqrt{(1-\alpha_0)(1-\alpha_1)} + m_1l)}$$

Mesure in situ



La même mesure est effectuée entre la plaque de référence et la surface du diffuseur. L'écartement entre le plan de base du diffuseur et la plaque est identique à celui de la première mesure.

Fig. 8 – Principe de la mesure in situ [JEON 2008]

Si E_i est l'énergie incidente sur le diffuseur, l'énergie réfléchi est alors égale à :

$$E_{\text{réf,spec}} = (1-s)(1-\alpha_{2,0})E_i$$

La diffusion est donc considérée comme une perte s'ajoutant à l'absorption par la plaque. La durée de réverbération mesurée⁴ contient donc l'information sur le coefficient de diffusion :

$$T_2 = \frac{13.8l}{c(-\ln \sqrt{(1-\alpha_1)(1-\alpha_{2,0})(1-s)} + m_2l)},$$

d'où l'équation finale permettant d'obtenir le coefficient de diffusion :

$$s = 1 - \frac{1-\alpha_0}{1-\alpha_{2,0}} \exp\left(\frac{2 \cdot 13,8l}{c} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) + 2l(m_2 - m_1)\right),$$

avec :

T_1 : durée de réverbération mesurée en laboratoire

T_2 : durée de réverbération mesurée *in situ*

$\alpha_{2,0}$: coefficient d'absorption en incidence normale, mesuré par tube de Kundt, ou en chambre réverbérante⁵, ou par une méthode *in situ* appropriée.

Remarque :

Soulignons ici que la définition du coefficient de dispersion de Rindel n'est pas directement équivalente à celle du coefficient ISO-17497-1 mesuré en chambre réverbérante (*cf.* 1.1.2.) ; celle-ci se place en incidence aléatoire, et la méthode de Rindel en incidence normale uniquement. Selon [EMB 2009], cette restriction pourrait limiter l'intérêt de la méthode, puisqu'on obtiendrait un coefficient dépendant uniquement des propriétés diffusantes de la surface près de l'angle d'incidence nul, et qu'on ne pourrait donc pas discriminer les propriétés de diffuseurs présentant des réponses polaires différentes aux angles d'incidence plus élevés (Fig. 9). Cet effet serait à vérifier en appliquant la méthode à des surfaces diffusantes de réponse polaire connue.

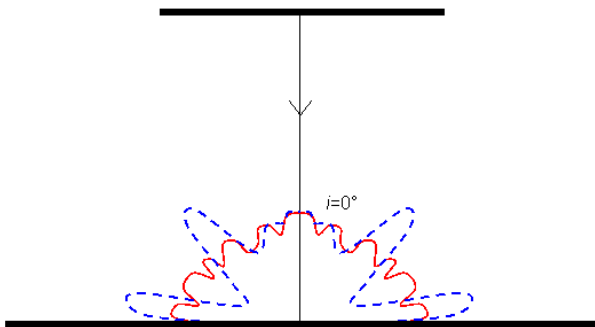


Fig. 9 – Réponses polaires des diffuseurs par rapport à la configuration du protocole de Rindel.

On représente en rouge et bleu les réponses polaires des diffuseurs, soit la représentation du taux d'énergie diffusée en fonction de l'angle d'incidence. Les diffuseurs présentant ces deux réponses polaires pourraient obtenir un coefficient de dispersion équivalent par la méthode de Rindel, ce qui limite l'intérêt de la méthode.

⁴ On a toujours $T_1 \geq T_2$ puisque le diffuseur absorbe plus ou autant que la plaque lisse.

⁵ Le coefficient d'absorption de Sabine obtenu en chambre réverbérante est calculé en incidence aléatoire et non en incidence normale. Selon certaines hypothèses, il permet cependant d'obtenir un coefficient en incidence normale, et inversement.

2.1.4. Discussion générale

La formule obtenue précédemment fait appel à des hypothèses restrictives importantes. Tout d'abord, la description du champ sonore par la méthode des rayons suppose que les dimensions de l'enceinte sont grandes devant la longueur d'onde, soit à haute fréquence. Pour des plaques distantes de $L=1$ m, la condition $\lambda < L/5$ donne une fréquence minimale de 1,7 kHz, ce qui est au-dessus des plages d'intérêt usuelles (on s'intéresse généralement à l'effet des diffuseurs dès 1 kHz).

D'autre part on considère une onde plane entre deux plaques, ce qui, en pratique, pourrait s'obtenir dans un tube de Kundt avec paroi de haut-parleurs en phase – un montage complexe à mettre en place pour une mesure in situ. Dans le cas réel, on se rapporte à une source ponctuelle sphérique, avec atténuation de l'amplitude du signal selon la distance : la validité des formules du (2.1.2) est donc à reconsidérer.

Au niveau de la fiabilité des résultats obtenus, la précision du résultat dépend de l'évaluation du coefficient d'absorption du diffuseur. Comme la décroissance de l'énergie entre les deux plaques prend en compte l'absorption normale et la diffusion, si l'absorption du diffuseur est sous-estimée, le coefficient de diffusion est surévalué. De plus, la durée de réverbération entre deux plaques absorbantes est très courte (de l'ordre de 0,1 à 1 s). Le calcul de la durée de réverbération (TR) s'avérant délicat sur des courbes à décroissance forte, les marges d'erreur sont susceptibles d'être importantes sur le calcul du TR.

Enfin la méthode soulève plusieurs difficultés pratiques : la mise en place d'un écho flottant entre deux plaques exige un parallélisme parfait entre celles-ci, ce qui est complexe à assurer. De même, le microphone n'étant pas parfaitement directif, un retour des rayons diffusés à différents endroits de la plaque ou diffractés sur les bords des plaques peut modifier la mesure au récepteur et donc influencer sur le TR final.

Après la validation du cadre théorique de travail, on étudiera par la suite deux diffuseurs (MLS et hémisphériques) afin d'explorer le type de résultats qu'on peut obtenir par cette méthode, et tenter une comparaison avec les coefficients de diffusion obtenus par la méthode ISO-17947-1.

2.2. Validation théorique du cadre du travail

2.2.1. Validité de la formule [RIND 2001]

La démonstration de Rindel utilise des hypothèses différentes par rapport à la démonstration classique pour établir la formule de calcul de la durée de réverbération. Elle se base en effet sur le suivi d'un unique rayon, en onde plane, dont la décroissance énergétique est « supposée représentative de l'énergie de la salle » sans plus de formalités.

Considérons la démonstration classique en 3D afin de tenter la clarification des hypothèses [KUT 1991]. Le calcul du nombre de sources-images contenues dans le volume défini par les sphères de rayon ct et $c(t+dt)$ donne la densité temporelle des réflexions arrivant à la date t (cf. 3.1.3.), qui croît en t^2 . L'intensité des rayons décroissant en $1/t^2$ au cours de la propagation, si on effectue la moyenne de l'intensité des rayons arrivant en un point à la date t et qu'on multiplie par la densité temporelle, on trouve donc que la somme des intensités en un

point présente une décroissance exponentielle liée aux réflexions sur les parois absorbantes. Une dernière hypothèse doit être ajoutée pour parvenir à la formule finale. En effet, on peut estimer le nombre moyen de réflexions par seconde sur un nombre de rayons important (au niveau spatial) et non sur un rayon unique (au niveau temporel) : on doit donc se placer en champ diffus pour pouvoir introduire la moyenne spatiale en tant que moyenne temporelle⁶, et obtenir finalement :

$$T = 55,26 \frac{V}{-Sc \ln(1-\alpha)},$$

avec V volume de la salle, S surface, α coefficient d'absorption.

Cette formule présente un comportement similaire à celle donnée par Rindel, mais elle se base sur la compensation de la décroissance selon la propagation par l'augmentation de la densité temporelle des réflexions. Cette dernière est vérifiée en 3D avec une source sphérique, et on peut obtenir une formule similaire en 2D avec une source linéique. En 1D, qui est le cas qui nous intéresse, la compensation n'est valable qu'avec une source surfacique, en onde plane.

La démonstration de Rindel présente donc des simplifications plus rapides que la démonstration classique. Outre les difficultés soulevées par le passage de 3D à 1D, il apparaît d'ores et déjà un problème au niveau de la source, qui dans le cas réel du protocole proposé est sphérique.

2.2.2. Cas onde plane / onde sphérique

Dans le cas d'une source sphérique ponctuelle, l'amplitude de la pression de l'onde décroît au cours de la propagation :

$$p^2(t) = p_0^2 \frac{(1-\alpha_m)^{n(t)}}{(nl_m)^2},$$

soit :

$$p^2(t) = p_0^2 \frac{e^{\frac{c}{l_m} \ln(1-\alpha_m)t}}{(ct)^2}, t > 0.$$

Pour illustrer cet effet, considérons ci-dessous l'exemple simple de deux plaques séparées d'un mètre de distance (Fig. 10).

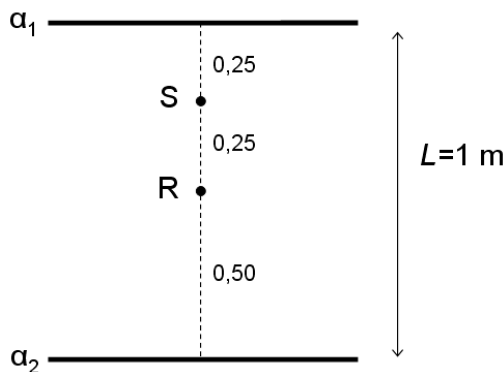


Fig. 10 – Situation exemple pour cas onde plane/sphérique.
R : position du récepteur ; S : position de la source ; α_1 et α_2 coefficients d'absorption en incidence normale des deux plaques.

Dans ce cas, l'amplitude et la date de chaque réflexion est mathématiquement connue : on peut ainsi calculer la réponse impulsionnelle théorique selon les caractéristiques de la source. On se propose donc de comparer trois cas : le cas à la base de la formule de Rindel, soit une onde plane entre deux plaques affectées du même coefficient moyen ; le même cas avec des

⁶ En 1D, cette hypothèse est inutile, puisque le nombre moyen de réflexions par seconde est calculé sur un axe.

plaques affectées de leur propre coefficient, afin de vérifier qu'il est équivalent au premier ; et enfin, le cas onde sphérique entre deux plaques affectées de leur propre coefficient. Les résultats sont présentés ci-dessous avec $\alpha_1 = 0,5$ et $\alpha_2 = 0,2$ et une source unitaire (Fig. 11).

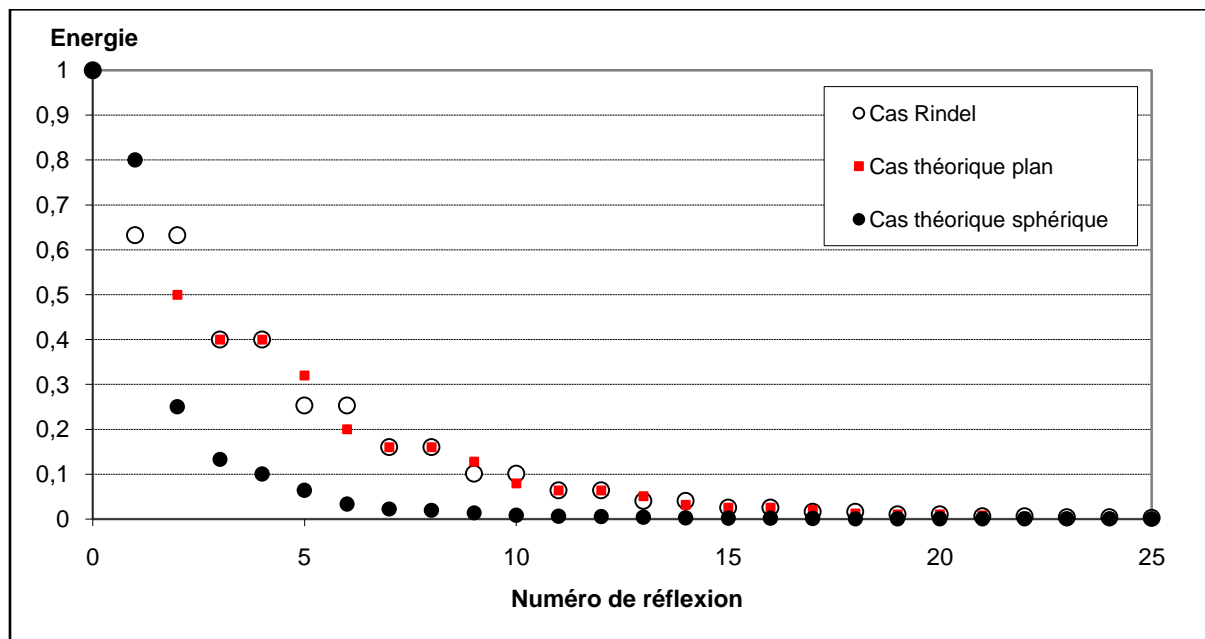


Fig. 11 – Réponse impulsionnelle théorique dans le cas de l'exemple étudié.

Cas Rindel : onde plane, les plaques sont affectées du même coefficient α_m donné en 2.1.2. Cas théorique plan : onde plane, chaque plaque a son propre coefficient d'absorption. Cas théorique sphérique : la décroissance de pression en $1/r$ au cours de la propagation est prise en compte. L'axe des abscisses est assimilable au temps selon $c.t = n$, numéro de réflexion. Dans le cas des coefficients d'absorption moyennés de Rindel, on observe à chaque fois deux réflexions consécutives du même ordre et donc de même énergie. Dans le cas théorique, ces réflexions consécutives de même énergie se retrouvent seulement pour un ordre pair de réflexion. Le rajout de la décroissance en propagation dans le cas réel supprime cet effet.

La décroissance de l'énergie au cours du temps n'est donc plus exponentielle, et la définition d'un T_{60} est alors plus délicate (Fig. 12).

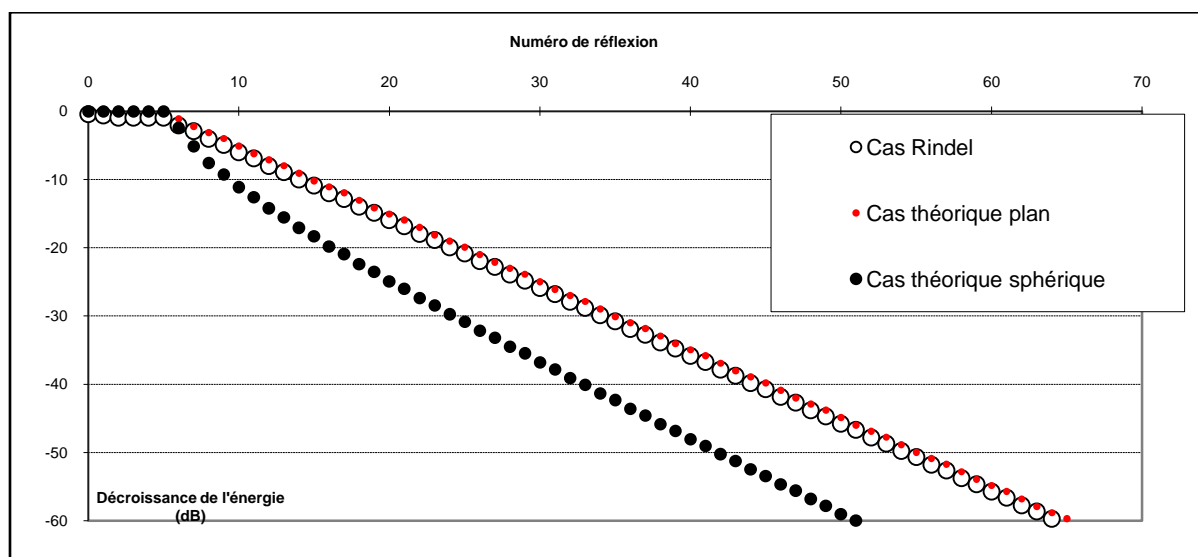


Fig. 12 – Courbe de décroissance de l'énergie dans le cas de l'exemple étudié.

Cf. Fig. 11. Seuls les deux premiers cas présentent une décroissance linéaire. La durée de réverbération à -60 dB est sensiblement modifiée entre les cas avec/sans atténuation en $1/r$ au cours de la propagation.

La courbe de décroissance du cas réel n'est alors plus linéaire (Annexe 1). En pratique, si on effectue cependant une régression linéaire sur le cas théorique sphérique, on obtient un temps de réverbération inférieur à celui du cas plan. L'erreur commise est difficile à évaluer puisqu'elle dépend d'une part de la partie de la courbe utilisée pour faire la régression (plus la réponse impulsionnelle est longue, meilleure sera la tentative de régression linéaire), et d'autre part du coefficient d'absorption moyen (l'écart entre les décroissances pour les ondes plane/sphérique est d'autant plus important que α_m est faible).

Le coefficient d'absorption moyen est de plus susceptible d'être différent sur la scène de référence et en présence de la géométrie diffusante.

De même, il est difficile d'espérer que les erreurs commises sur T_1 et T_2 se compensent, puisque la formule de calcul de s contient la soustraction des inverses des TR mesurées.

2.2.3. Sensibilité de la formule aux erreurs

Considérons la formule permettant de calculer le coefficient de dispersion à partir des deux durées de réverbération mesurées :

$$s = 1 - \frac{1 - \alpha_0}{1 - \alpha_{2,0}} \exp\left(A\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right),$$

avec $A = \frac{2 \cdot 13,8l}{c}$.

On a :

$$\frac{\partial s}{\partial T_1} = \frac{1 - \alpha_0}{1 - \alpha_{2,0}} \frac{A}{T_1^2} \exp\left(A\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right),$$

$$\frac{\partial s}{\partial T_2} = -\frac{1 - \alpha_0}{1 - \alpha_{2,0}} \frac{A}{T_2^2} \exp\left(A\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right).$$

Les dérivées partielles ont été tracées (Annexe 2). La dérivée partielle de s en fonction de T_1 est celle qui présente les plus fortes valeurs lorsque T_1 est petit. Il faut impérativement α_1 et $\alpha_{2,0}$ assez faibles pour que la détermination de T_1 avec une grande exactitude ne soit pas nécessaire. De même la dérivée partielle de s en fonction de T_2 présente de fortes valeurs lorsque T_2 est petit, donc pour un grand α_1 ou $\alpha_{2,0}$. Le calcul est donc intrinsèquement sensible pour les grandes absorptions, ou dès que T_1 et T_2 valent moins de 0,3 s.

Hors considération entre onde plane/onde sphérique, les méthodes de calcul de la durée de réverbération sont très variées (recherche du point d'une valeur à -60, -30 ou -20 dB du direct, régression linéaire sur différentes dynamiques, débruitage, etc.) et malheureusement donnent des résultats sensiblement différents pour des mesures expérimentales de temps très courts, comme ceux qui nous intéressent. Des écarts de 10 à 50 % ne sont donc pas exceptionnels. En supposant donc qu'un même algorithme de calcul de la durée de réverbération soit utilisé pour le dépouillement des mesures, la méthode et sa formule associée semblent pouvoir nous donner une allure de l'évolution de la diffusion en fonction de la fréquence, mais avec beaucoup plus de difficulté la valeur d'un coefficient normé.

En ce qui concerne l'écart entre les cas plan et sphérique, il apparaît, à travers cette étude de sensibilité, l'intérêt d'essayer de le corriger pour effectuer une évaluation de s valable.

2.2.4. Proposition d'une méthode de correction des mesures

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que la formule de calcul des durées de réverbération telle que présentée par Rindel présentait des difficultés d'application.

On se propose donc d'essayer de corriger les résultats des mesures afin de pouvoir revenir au cas de validité de la formule : onde plane sans atténuation au cours de la propagation. De plus, cette correction permettrait de minimiser sinon de faire disparaître le problème d'incertitude de calcul sur la durée de réverbération, en restaurant une décroissance linéaire de l'échogramme.

Pour mettre en place la correction, il faut connaître très précisément l'origine des temps (dans le cas d'une source impulsionnelle à étincelle, on pourra par exemple repérer le signal lumineux) puis multiplier la réponse impulsionnelle $ri(t)$ enregistrée par une courbe correctrice $f(t)$ α (ct) pour revenir au cas de l'onde plane d'amplitude constante au cours de la propagation et calculer la durée de réverbération.

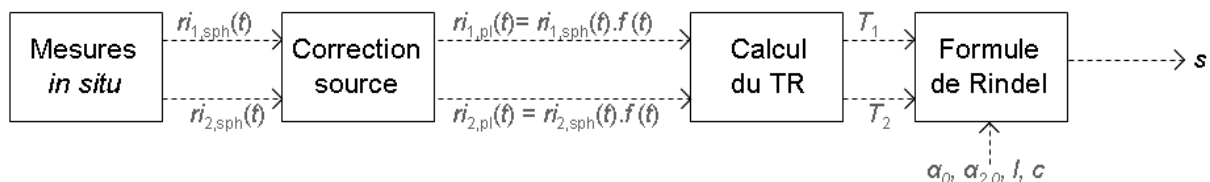


Fig. 13– Principe général d'application de la méthode de mesure avec correction.

Cette méthode de correction n'a pas été mise en place dans le cadre de ce rapport. En pratique, elle pose un problème d'amplification du bruit au fur et à mesure qu'on s'éloigne du direct, car la fonction correctrice f est croissante en t .

Dans les paragraphes suivants, nous explorerons uniquement le cas onde sphérique correspondant à une mesure réelle. Nous considérerons la formule de calcul de la durée de réverbération comme valide hors de ses conditions d'applicabilité afin d'étudier l'effet des différents paramètres pouvant influencer sur les mesures. Il faudra cependant garder à l'esprit que les coefficients de diffusion calculés ne prennent pas en compte la correction due à la propagation, et qu'en conséquence toute interprétation physique des résultats est hasardeuse.

2.3. Exploration des paramètres par calcul B.E.M. 2D

Nous nous intéressons à présent aux paramètres pouvant influencer sur la mesure réelle des durées de réverbération, avec l'utilisation d'une source omnidirectionnelle.

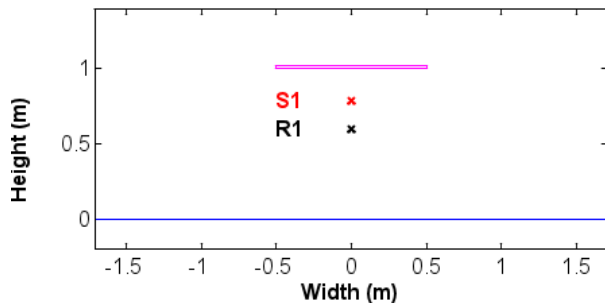
Dans les paragraphes suivants, nous allons donc étudier l'importance des effets de bord et des dimensions relatives des éléments de la scène, ainsi que les conséquences d'un décalage en position de la source, et d'un défaut de parallélisme entre la plaque de référence et le plan du diffuseur.

2.3.1. Présentation du logiciel MICADO

MICADO est un logiciel développé au CSTB, basé sur la méthode des éléments de frontière. Celle-ci permet de calculer la pression en tout point de la zone d'intérêt à partir d'une intégrale sur les éléments de frontière, la fonction de Green du problème étant posée [JEAN 1997].

Par la suite, nous utiliserons les versions 2D et 3D de ce logiciel. Dans la version 3D, avec source sphérique, les obstacles sont définis par des surfaces minces, d'impédance identique des deux côtés ; un formalisme en saut de pression est utilisé pour définir la différence de pression de chaque côté. En 2D, la source est une source ligne cohérente réduite à une source ponctuelle.

2.3.2. Modes de résonance



Considérons le cas simple d'une plaque de référence et d'un baffle rigides séparés d'une distance $L = 1$ m (Fig. 14), avec une source ponctuelle S1 et un récepteur R1, placés hors des nœuds des premiers modes afin de les exciter.

Fig. 14 – Configuration pour l'étude des modes de résonance.

Après calcul BEM 2D, la réponse fréquentielle est tracée au récepteur R1 (Fig. 15).

La zone basse fréquence (jusqu'à 500 Hz environ) présente des anti-résonances typiques de la diffraction par les bords. Au-delà de cette zone, on observe des résonances marquées correspondant aux modes $f_n = \frac{n}{2} \cdot \frac{c}{L}$, distance entre les plaques. En présence de surfaces diffusantes, on s'attend à observer la réduction de ces émergences spectrales.

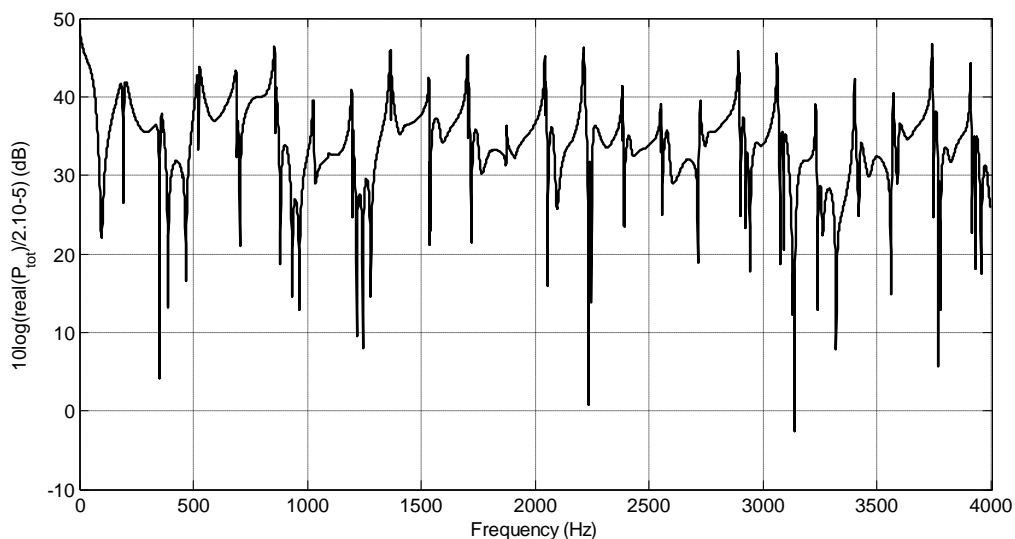


Fig. 15 – Réponse fréquentielle (dB) du cas plaque rigide/baffle infini.

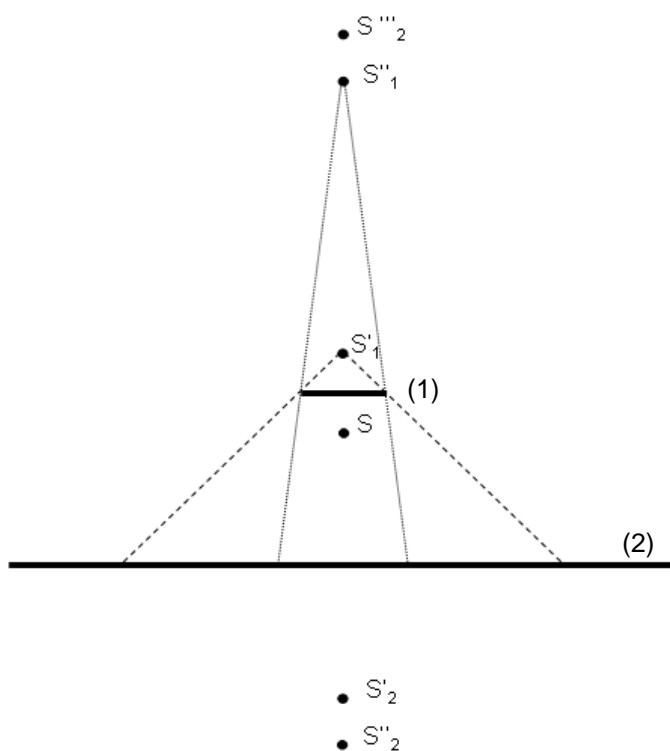
L'échelle des fréquences est ici tracée en linéaire, afin de mettre en valeur la répétition périodique des pics modaux.

Puisque les matériaux sont considérés comme parfaitement rigides, il n'y a pas de pertes dues à l'absorption par ceux-ci. Les décroissances que nous pouvons observer dans ce cas sont donc dues uniquement aux pertes d'énergie par rayonnement et effets de bord. Dans les paragraphes suivants, nous allons donc étudier ces deux phénomènes.

2.3.3. Effets de bord et taille de baffle

Avec le souci de clarifier le lien entre la géométrie de la scène de mesures et les effets de bord, plusieurs pistes de réflexion sont présentées dans ce paragraphe.

Effets de bord et dimension de plaque de référence



Plus l'ordre de la réflexion augmente, plus la source-image associée s'éloigne de la plaque de référence : l'angle du cône de visibilité de la source-image diminue, les effets de bord sont alors susceptibles d'être importants sur les arêtes de la plaque supérieure (cas analogue à la diffraction lumineuse à travers une fente mince). L'échogramme obtenu sera donc d'autant plus sensible à la diffraction sur les bords de la plaque de référence que les réflexions avancent dans le temps.

Fig. 16 – Construction des sources-images pour les premiers ordres.
La réflexion de S par rapport à la plaque supérieure (1) et à la surface diffusante (2) donne les sources-images S'1 et S'2. Ces sources-images possèdent à leur tour deux réflexions, et ainsi de suite.

Une largeur de plaque « suffisante » est donc à prévoir pour diminuer autant que possible l'importance des effets de bord.

Considérons une dimension croissante de plaque de référence au-dessus d'un baffle infini, de 1 m à 2,20 m, afin d'estimer les effets de bords liés à celle-ci. Les écarts sur la réponse fréquentielle les plus importants sont constatés à basse fréquence (jusqu'à 500 Hz), dans la zone où la diffraction est importante (Annexe 5, Fig. 63). Plus la dimension de la plaque supérieure est grande, plus la décroissance est lente : les pertes d'énergie dues à la diffraction sur les bords sont moindres, et l'énergie sonore est mieux confinée (Annexe 5, Fig. 64). Remarquons que de façon surprenante, la durée de réverbération augmente avec la fréquence (Fig. 17) : cet effet s'explique d'une part par l'absence d'atténuation dans notre

modèle (cas rigide), et d'autre part par le phénomène de confinement des plus hautes fréquences entre les deux plaques.⁷

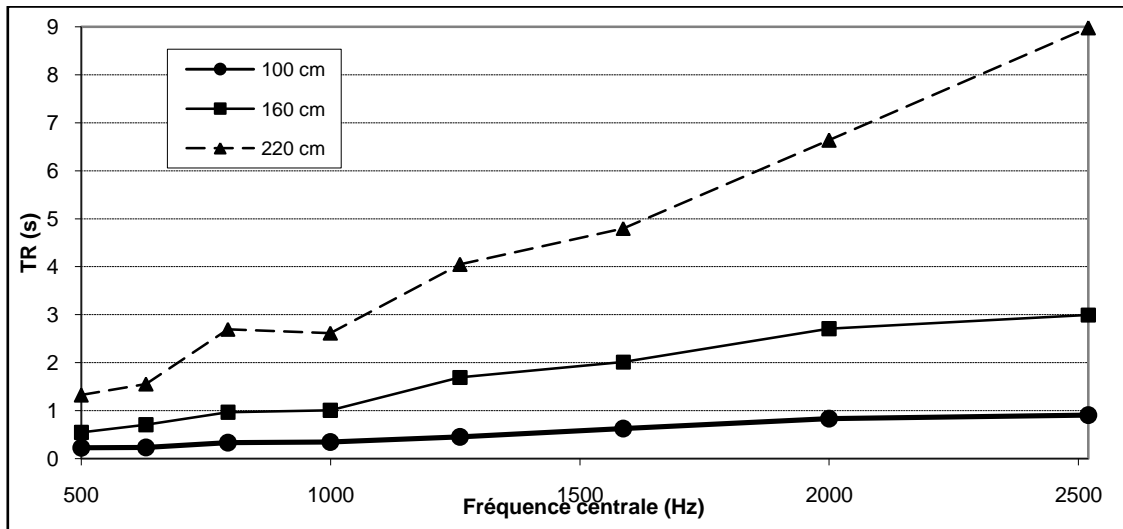


Fig. 17 – Durées de réverbération calculées selon la taille de la plaque de référence, cas bafflé.

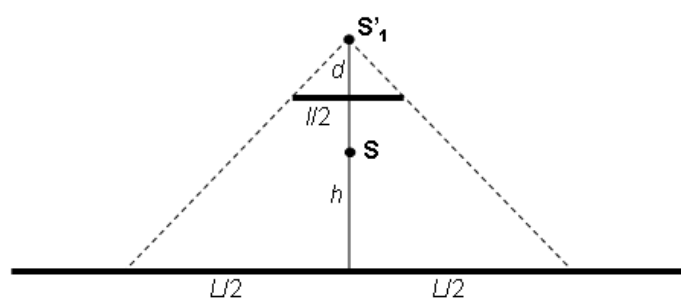
On considère les cas où la plaque de référence est de dimension 1,00, 1,60 et 2,20 m. On remarque que les durées de réverbération calculées augmentent avec la taille de la plaque de référence, jusqu'à un facteur 10.

L'effet de ralentissement des décroissances avec l'augmentation de la dimension de la plaque provoque un écart sur les durées de réverbération calculées jusqu'à un facteur 10. La taille de la plaque de référence est donc un paramètre important de la scène de mesures, puisqu'elle conditionne l'ordre de grandeur des pentes de décroissance à déterminer. L'effet de ce paramètre sur le calcul final du coefficient de dispersion serait à vérifier dans des études futures.

Cône de visibilité et taille de baffle

La projection du cône de visibilité sur la plaque inférieure donne une idée de la zone d'influence « visible par la source » sur celle-ci.

La taille maximale du cône de visibilité au niveau de la surface du diffuseur est donnée par :



$$L = l \left(1 + \frac{h}{d} \right),$$

avec d distance de la source à la plaque, h distance entre les deux plaques et l dimension de la plaque supérieure.

Fig. 18 – Taille maximale du cône de visibilité.

Intuitivement, nous pouvons penser qu'une dimension de surface diffusante de l'ordre de L est nécessaire. Ce critère a été testé par les calculs BEM 2D qui suivent.

⁷ Il a été vérifié sur une scène avec des matériaux affectés d'une impédance que l'augmentation du TR selon la fréquence était effectivement diminuée, voire supprimée dès que l'absorption en hautes fréquences est suffisamment haute.

En conditions réelles, la paroi du diffuseur est de dimensions finies et à proximité d'autres éléments d'architecture (pan de mur, angle, etc.). Afin de mesurer l'impact de la taille de la paroi du diffuseur, nous allons étudier le cas simple ci-contre (Fig. 19) de deux plaques rigides où la taille de la plaque inférieure varie d'un mètre jusqu'au baffle infini.

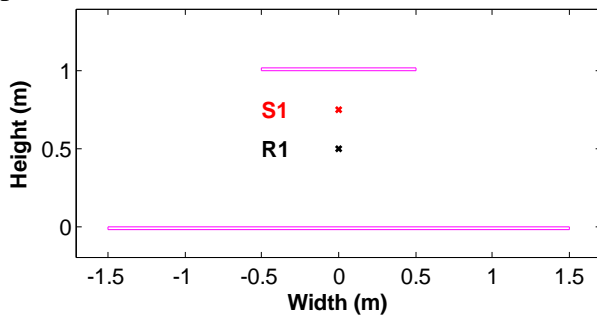


Fig. 19 – Configuration générale pour l'étude d'effet de baffle.

La réponse fréquentielle lissée par bande de douzièmes d'octave au récepteur R1 est tracée :

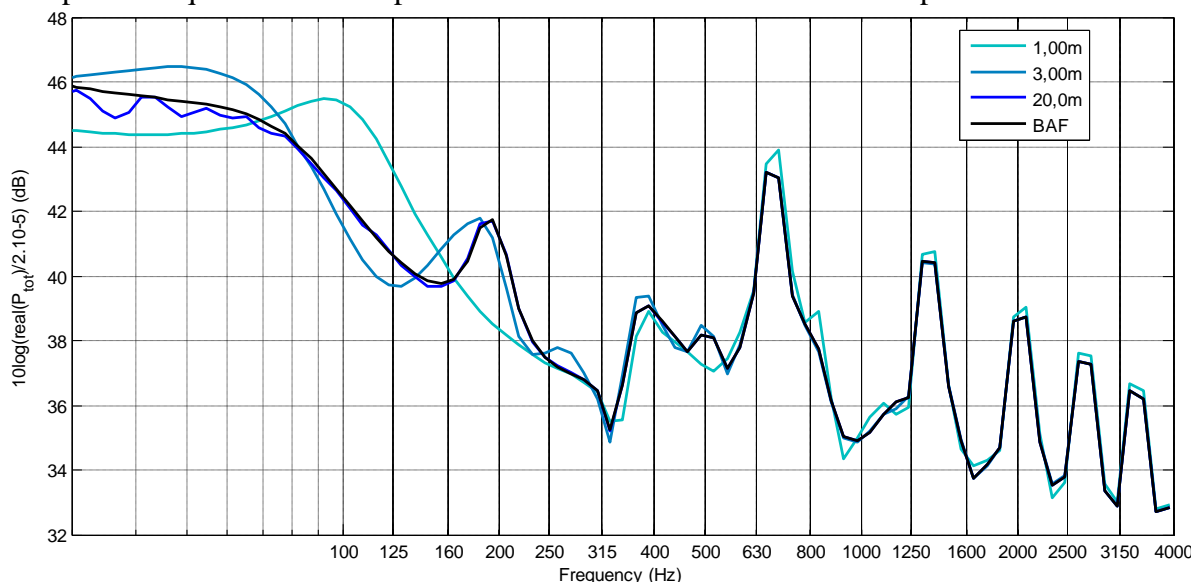


Fig. 20 – Réponse fréquentielle (dB) lissée par bande de douzièmes d'octave selon la longueur de plaque. On considère les cas où la plaque inférieure est de dimension 1 m, 3 m et 20 m, comparés à la situation de référence baffle infini (BAF). Pour des longueurs de baffle supérieures à 10 m, la réponse en fréquence subit des oscillations en basses fréquences, liées aux approximations du calcul numérique.

Comme dans le cas précédent, la réponse fréquentielle présente des différences importantes en-deçà de 500 Hz. On observe les résonances en $f_n = (2n) \times 343$ Hz caractéristiques des modes pairs entre les plaques séparées de $L=1$ m (le récepteur étant placé au milieu, on ne mesure pas les modes ayant un nœud en ce point⁸), et les anti-résonances à $f'_n = (2n+1) \times 343$ Hz.

Les écarts les plus importants sont constatés à basse fréquence (jusqu'à 500 Hz), dans la zone où la diffraction est importante. On constate que plus la longueur de la plaque est importante, plus on se rapproche des résonances du cas bafflé ; les effets de bords sont donc diminués.

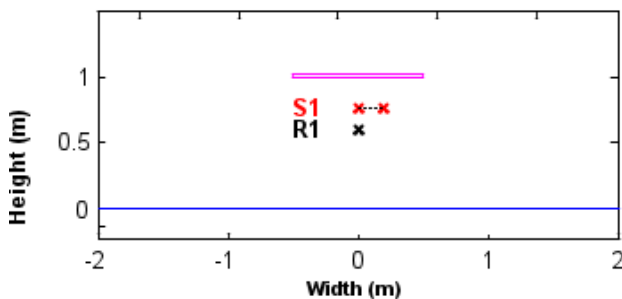
Si on considère la réponse fréquentielle au-delà de 500 Hz (hors effets de bord), les écarts sur la réponse fréquentielle nous donnent une estimation de la dimension minimale de paroi diffusante nécessaire (Annexe 5, Fig. 65) : dans ce cas, la réponse fréquentielle semble converger à partir de 2,20 ou 2,60 m de largeur de baffle. L'ordre de grandeur de cette dimension est à rapprocher du calcul de la taille maximale du cône de visibilité : pour

⁸ De façon équivalente, on n'excite pas non plus les modes ayant un nœud à la position de la source.

$d = 0,25$ m et $l = 1$ m, on détermine $L = 5$ m. Le calcul a donc convergé pour une longueur de plaque inférieure à celle du cône. On vérifie sur les courbes de décroissance par bande de tiers d'octave qu'une longueur de 2,60 m est suffisante pour déterminer une durée de réverbération équivalente au cas bafflé (Annexe 5, Fig. 66) ; une dimension beaucoup plus importante ne semble pas utile pour obtenir une meilleure pente de décroissance sur la plage de fréquence observée.

La convergence a été vérifiée sur une seconde configuration avec $l = 2$ m, $d = 0,25$ m et $h = 1$ m : les résultats sont acceptables à partir de 8 ou 10 m (Annexe 5, Fig. 67). Dans cette configuration, le cône de visibilité est de $L = 10$ m, soit au-delà de la convergence, comme dans le cas précédent. Il faudrait cependant vérifier que c'est le cas sur d'autres configurations, ou pour le moins sur la scène de mesures.

2.3.4. Position de la source



Considérons le cas bafflé avec un décalage de la source variant de 0,5 à 20 cm par rapport à l'axe médian.

Fig. 21 – Configuration générale pour l'étude de l'effet de la position latérale de la source.

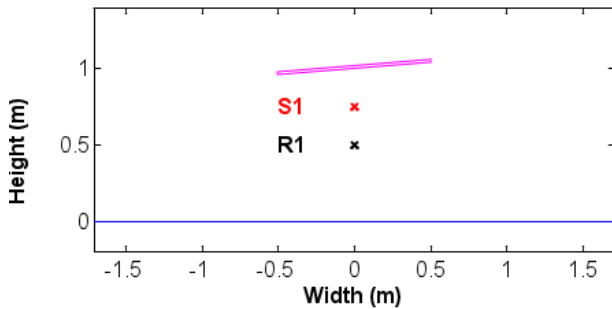
La position du signal direct est légèrement décalée selon l'éloignement de la source par rapport à l'axe médian, puis la réponse impulsionnelle retrouve une forme similaire (Annexe 5, Fig. 68). La réponse fréquentielle conserve les pics modaux, avec des écarts de plus en plus importants sur le reste de spectre selon le décalage de la source (Annexe 5, Fig. 69). L'énergie des modes est identique pour tous les cas : l'écho flottant est donc prépondérant, ce qui explique qu'on retrouve les pics de réflexion de la réponse impulsionnelle qui y sont associés. L'observation des décroissances par bandes de tiers d'octave montre que la durée de réverbération est inchangée (Annexe 5, Fig. 70). Dans le cadre des mesures, la source et le microphone pourront donc être placés « visuellement » par rapport à l'axe médian.

Considérons à présent le cas bafflé avec une source plus ou moins rapprochée de la plaque supérieure, entre 5 et 23 cm.

La translation de la source sur l'axe vertical provoque un décalage des pics de réflexion sur l'échogramme pleine bande (Annexe 5, Fig. 71). Selon le placement de la source à proximité d'un nœud ou à un ventre d'un mode de résonance entre les plaques, le mode est plus ou moins excité ; cet effet se retrouve sur la réponse fréquentielle qui présente des résonances atténuées (Annexe 5, Fig. 73). Ces modifications fréquentielles se retrouvent sur les courbes de décroissance filtrées par bande de tiers d'octave : les pentes de décroissance sont similaires mais d'énergie plus ou moins importante selon l'atténuation du mode contenu dans la bande de tiers d'octave (Annexe 5, Fig. 74). Il faut cependant éviter cet effet d'atténuation des modes, puisque en pratique des pentes à niveaux d'énergie trop faibles peuvent être masquées

par le niveau de bruit. En cas d'anomalie repérée sur les pentes de décroissance au cours des mesures, il faut donc reconsidérer le placement de la source et du microphone selon l'axe vertical, afin d'exciter convenablement tous les modes sur la plage de fréquences d'intérêt.

2.3.5. Effet de parallélisme



Dans le cas d'un défaut de parallélisme entre la plaque de référence et le support du diffuseur, les conditions idéales pour un écho flottant ne sont plus remplies. Nous étudions donc la configuration simple où la plaque supérieure a subi une rotation autour de son centre par rapport au plan du diffuseur, toujours dans le cas rigide.

Fig. 22 – Configuration générale pour l'étude d'effet de parallélisme.

Les échogrammes des cas non-parallèles, plus probables en situation de mesure, atteignent le niveau de bruit de fond dès 500 ms, contrairement au cas parallèle. À partir de 10 ms environ, les pics de réflexion de la réponse impulsionnelle sont fortement atténués (perte d'énergie par redirection), et ce même pour un écart de parallélisme d'un demi-degré seulement.

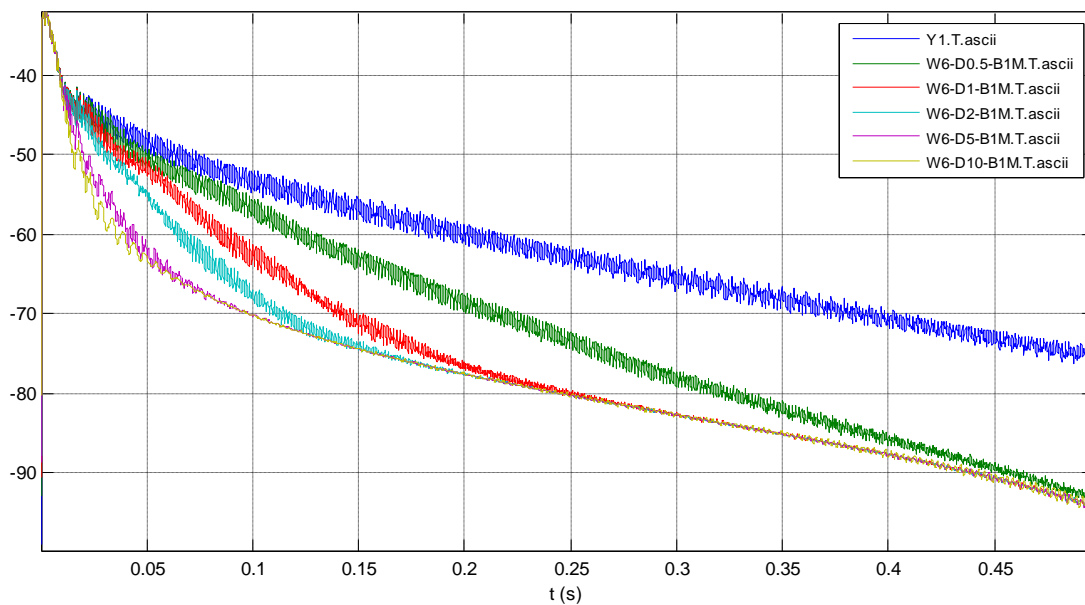


Fig. 23 – Échogramme intégré (2,5 ms) selon la rotation de la plaque de référence.

Les cas (W6-B1M) présentés correspondent à une rotation respectivement d'un angle de 0,5°, 1°, 2°, 5° et 10°, comparés à la situation de référence (Y1). Cas bafflé.

En conséquence, la décroissance de l'échogramme est modifiée de façon sensible (Fig. 23), et les durées de réverbération calculées varient du simple au double entre les cas parallèles et 0,5° de rotation (Tableau 1).

Cette condition est fortement contraignante pour l'installation de montage des mesures *in situ*, puisqu'un parallélisme parfait entre deux plaques est très difficile à assurer. Cela exige aussi que les deux mesures, avec et sans géométrie diffusante, doivent être effectuées sur la même

scène, puisqu'il est difficile de reproduire à l'identique des conditions de parallélisme, même parfaitement connues.

Fréquence centrale tiers d'octave (Hz)	Durée de réverbération calculée (s)			
	<i>REF</i>	<i>0,5 °</i>	<i>1 °</i>	<i>2 °</i>
500	0,23	0,23	0,22	0,21
630	0,24	0,24	0,23	0,21
794	0,26	0,26	0,25	0,21
1000	0,36	0,35	0,30	0,23
1260	0,46	0,43	0,33	0,21
1587	0,52	0,45	0,33	0,21
2000	0,82	0,60	0,33	0,16
2520	1,02	0,57	0,25	0,14

Tableau 1 – Durées de réverbération calculées selon la rotation de la plaque de référence (1 m).

De façon surprenante, la durée de réverbération augmente avec la fréquence : cet effet s'explique d'une part par l'absence d'atténuation dans notre modèle, et d'autre part par un effet de confinement des plus hautes fréquences entre les deux plaques. Cet effet de confinement disparaît d'ailleurs pour les angles de rotation de la plaque de référence supérieurs à 1° .

Cet effet est d'autant plus important que la plaque de référence est grande, puisqu'on augmente alors l'écart entre le cas parallèle qui conserve plus d'énergie (*cf.* 2.3.2, *Dimension de plaque de référence et Annexe 5, Fig. 75*), et les cas non-parallèles. Une simulation avec une plaque de référence plus grande – longueur $l = 2$ m au lieu de 1 m – a ainsi été effectuée (Tableau 2).

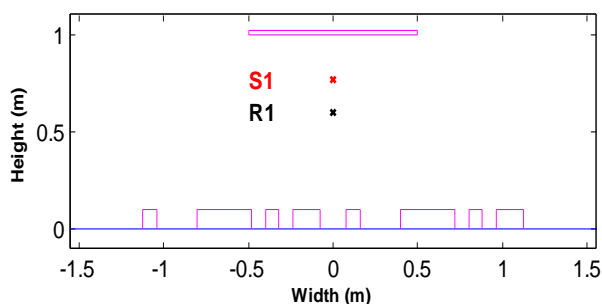
Fréquence centrale tiers d'octave (Hz)	Durée de réverbération calculée (s)			
	<i>REF</i>	<i>0,5 °</i>	<i>1 °</i>	<i>2 °</i>
500	0,94	0,83	0,66	0,39
630	1,21	0,95	0,65	0,31
794	1,24	0,96	0,65	0,31
1000	2,26	0,99	0,53	0,25
1260	3,02	0,78	0,43	0,20
1587	3,01	0,76	0,43	0,20
2000	5,14	0,65	0,33	0,14
2520	8,87	0,54	0,27	0,12

Tableau 2 – Durées de réverbération calculées selon la rotation de la plaque de référence (2 m).

Dans ce cas, l'effet de confinement disparaît dès $0,5^\circ$ de rotation. À la fréquence centrale 2520 Hz, il existe déjà un rapport de 20 entre le cas parallèle et le cas $0,5^\circ$.

2.4. Modélisation de géométries de diffuseurs

2.4.1. Remarques préliminaires sur diffuseur MLS (2D)



Considérons un diffuseur MLS constitué d'une séquence d'ordre $N=15$, de largeur de puits 8 cm et de profondeur 10,5 cm dans le cas rigide, posé sur un baffle infini.

Fig. 24 – Configuration générale pour l'étude du diffuseur MLS (2D).

Entre 1000 et 3000 Hz, les modes de résonance sont clairement atténués (jusqu'à -10 dB) en présence de diffuseur (Fig. 25).

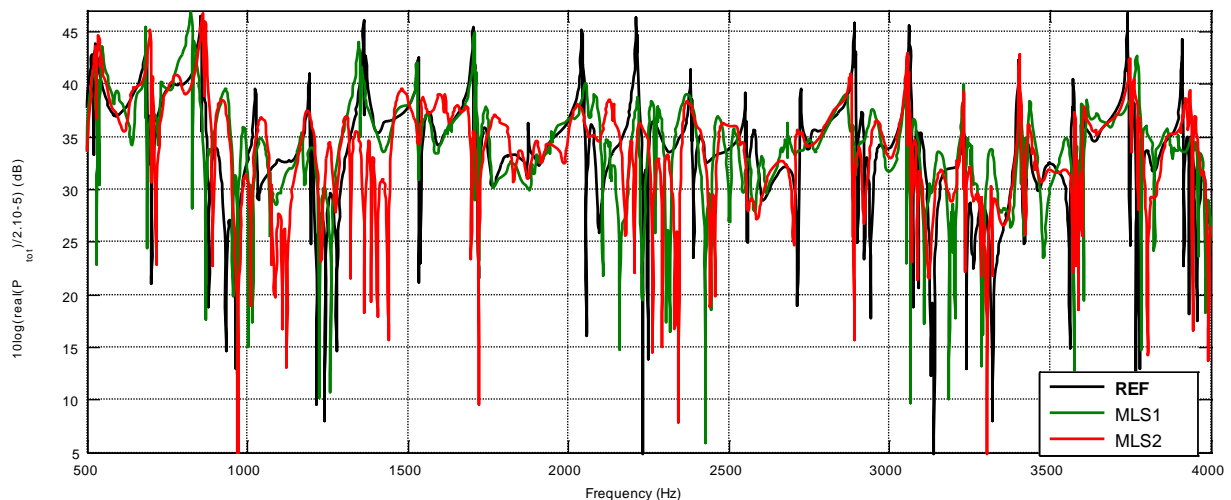


Fig. 25 – Réponse fréquentielle (dB) avec et sans diffuseur MLS.

On considère les cas où le diffuseur MLS a une profondeur de puits de 10,5 cm (MLS1) et 5,25 cm (MLS2), comparés à la situation de référence baffle infini (REF). On constate visuellement que les plages d'efficacité des diffuseurs sont différentes : le MLS 1 entre 1800 et 3300 Hz et le MLS 2 est efficace entre 1000 et 2500 Hz.

Cet effet d'atténuation des pics modaux par le diffuseur pourrait être mis en valeur par le calcul de l'indice :

$$M = \frac{\int_{1000}^{4000} |H(f)|^2 .df}{\left(\int_{1000}^{4000} |H(f)| .df \right)^2}$$

avec $H(f)$ réponse fréquentielle, qui quantifie l'importance énergétique des pics modaux par rapport à l'énergie moyenne sur la bande [1000 Hz ; 4000 Hz] (Annexe 5, Fig. 76).

Les décroissances d'énergie observées sont plus rapides pour les cas avec diffuseur : le diffuseur redirige le son dans toutes les directions, et donc provoque une perte d'énergie pour l'écho flottant entre les deux plaques. L'observation des décroissances par bandes de tiers d'octave permet de repérer sur quelles plages de fréquence les diffuseurs étudiés sont efficaces. L'effet sur les durées de réverbération se retrouve au niveau du coefficient de dispersion calculé (Annexe 5, Fig. 77). Le diffuseur dont la profondeur de puits est moindre produit ainsi un effet maximal à plus haute fréquence, et présente des coefficients de dispersion plus importants. On vérifie de plus que les plages d'efficacité d'atténuation modale visualisés sur la Fig. 25 se retrouvent au niveau des valeurs maximales du coefficient de dispersion calculé.

Comparaison avec le coefficient ISO-17497-1

Une comparaison a été effectuée entre le coefficient de dispersion simulé par MICADO 2D selon la méthode de Rindel et le coefficient mesuré au CSTB en chambre réverbérante selon le protocole ISO-17497-1 [SCHM 2004], pour le diffuseur MLS d'ordre 15 avec une répétition de deux périodes. Rappelons ici que le coefficient ISO-17497-1 est obtenu en incidence aléatoire, contrairement à la méthode étudiée dans ce paragraphe, qui concerne une

incidence normale ; et que de plus, la simulation ne prend pas en compte l'impédance des plaques. L'identité des résultats n'est donc pas attendue.

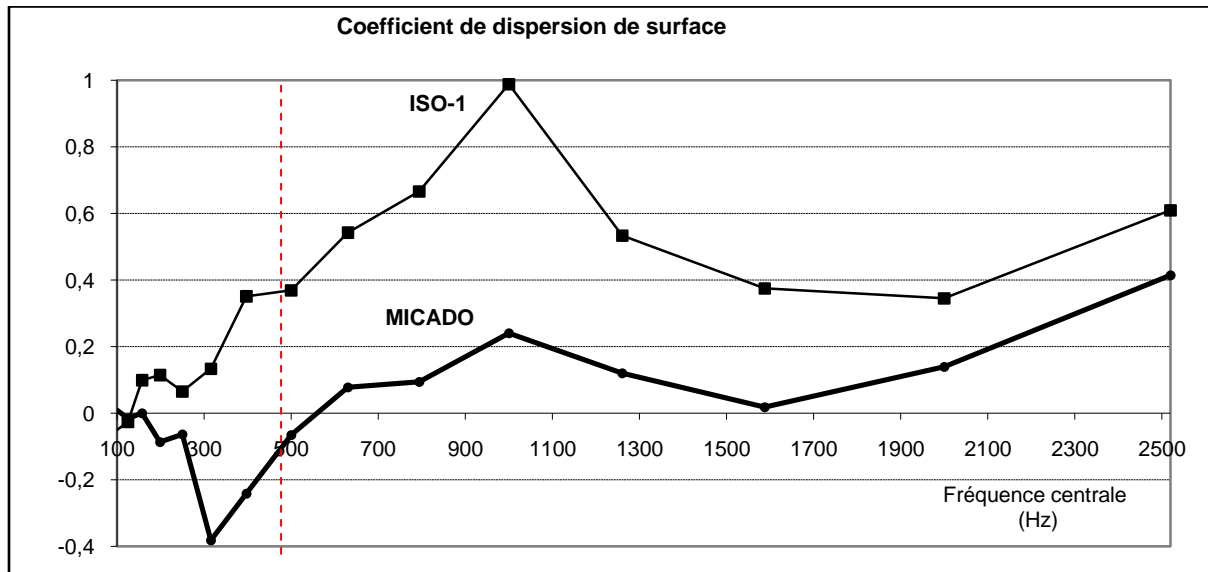


Fig. 26 – Comparaison des coefficients de dispersion obtenus par simulation et mesurés [SCHM 2004].

Les valeurs ISO 17497-1 ont été mesurées par J. Despax sur plateau circulaire tournant de 10 m² dans une salle réverbérante du CSTB de 197 m³. Les valeurs MICADO 2D ont été calculées manuellement à partir des courbes de décroissance. La ligne verticale rouge indique le seuil de validité de la méthode de Rindel hors effets de bords. Attention : les deux coefficients ne sont pas directement similaires.

En considérant les bandes de tiers d'octave supérieures à 500 Hz, on retrouve globalement l'allure d'évolution entre les deux coefficients, avec notamment le maximum aux alentours de 1000 Hz, ce qui correspond à la longueur de 4 tasseaux accolés (34 cm), et le minimum local vers 1587 Hz avant la remontée vers une nouvelle résonance à 3265 Hz correspondant à la profondeur des puits (10,5 cm) non visible ici.

2.4.2. Effet des géométries (3D)

Après ces résultats préliminaires en 2D, nous avons lancé les calculs MICADO en 3D pour les diffuseurs MLS et hémisphérique sur une même scène. Le support diffuseur est de dimensions 2,56 m × 2,56 m sur baffle infini, avec une plaque de référence de 1 m × 1 m placée à 1 m de distance. Le diffuseur hémisphérique de cette étude est constitué de 41 demi-sphères diffusantes de 25 cm de diamètre réparties aléatoirement sur le support, soit un recouvrement de 31 %. Les maillages utilisés sont décrits en Annexe 3. Tous les éléments sont considérés comme rigides.

Les simulations ont été menées jusqu'à 2500 Hz, ce qui correspond approximativement à une semaine de calculs⁹.

La situation de référence, sans géométrie diffusante, a été testée pour les cas bafflé et non bafflé : les décroissances sont identiques sur la plage observée (plaque de 2,56 m de côté, cône de visibilité maximale $L = 5,3$ m).

⁹ Si f est la fréquence de calcul, le nombre N d'éléments de maillage de la scène MICADO évolue en f^2 ; d'autre part les algorithmes des calculs matriciels nécessaires à la résolution des équations de BEM 3D ont une évolution en $O(N^2)$ et $O(N^3)$. Cette évolution a contraint le choix de la limite fréquentielle dans le cadre de cette étude.

Diffuseur hémisphérique

La fréquence de coupure du diffuseur, déterminée expérimentalement à 315 Hz pour des sphères de diamètre 25 cm [SCHM 2005], est retrouvée par la méthode de Rindel simulée (Fig. 27). Au-delà, l'évolution du coefficient de dispersion est plus difficilement interprétable, du fait de l'absence de calculs BEM 3D à des fréquences supérieures. Notons que le pic de diffusion de fréquence centrale 1000 Hz ne se retrouve pas par la méthode ISO 17497-1 : d'autres scènes devraient être testées afin de clarifier son origine.

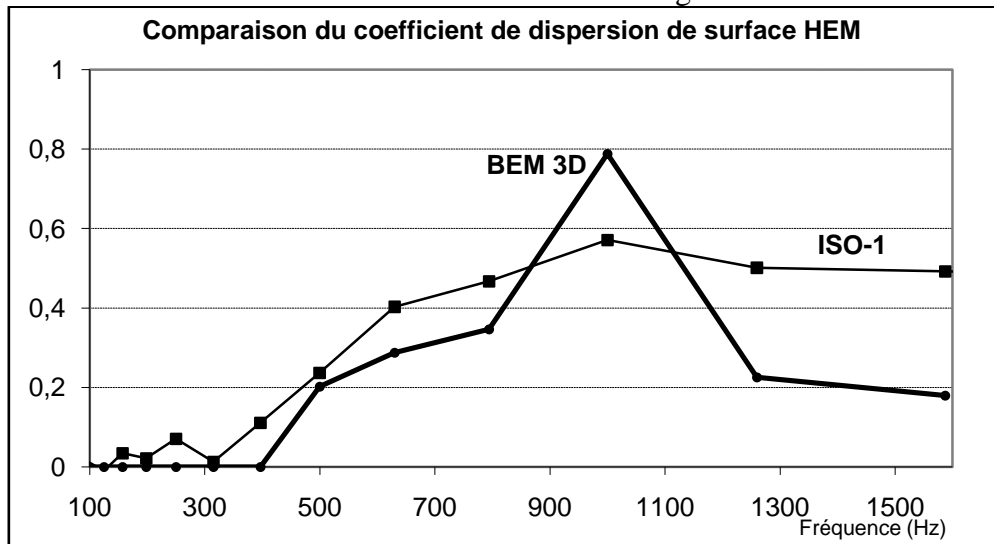


Fig. 27 – Coefficients de dispersion obtenus par méthode ISO 17497-1 et simulation 3D de la méthode de Rindel, diffuseur hémisphérique.

Le coefficient ISO-17497-1 a été obtenu par interpolation entre les valeurs de recouvrement 28 et 37 % mesurées dans l'étude menée au CSTB en 2005, en supposant que l'accroissement du coefficient est linéaire en fonction du taux de recouvrement sur cette plage ; cette hypothèse étant basée sur les courbes d'évolution du coefficient de diffusion moyenné en fonction du recouvrement en demi-sphères [SCHM 2005].

Diffuseur MLS

On retrouve le maximum de diffusion aux alentours de 1000 Hz, avec cependant des résultats plus aléatoires sur la plage [100 – 800 Hz].

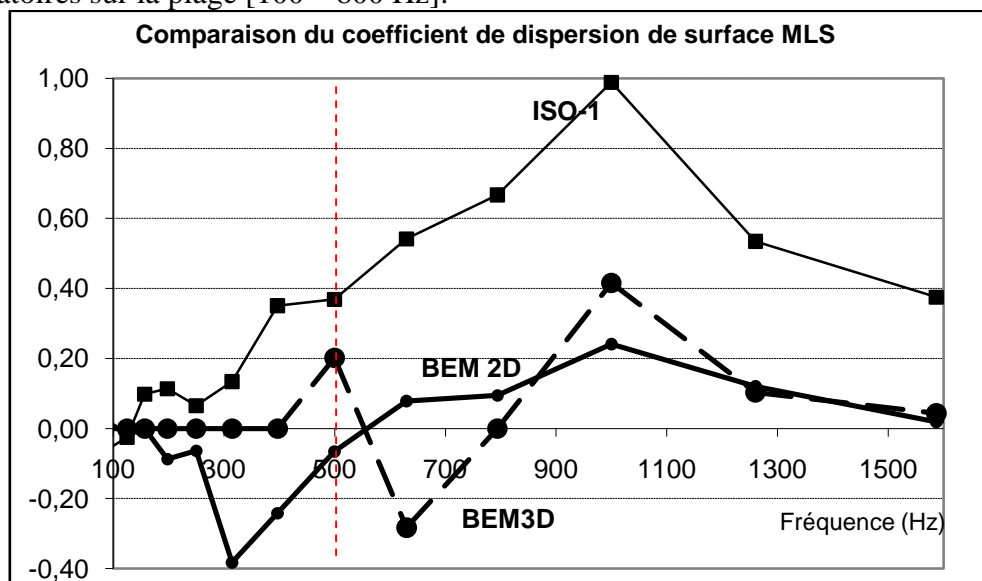


Fig. 28 – Coefficients de dispersion obtenus par méthode ISO-17497-1 et simulation 2D et 3D de la méthode de Rindel, diffuseur MLS.

Le coefficient ISO-17497-1 a été obtenu en salle réverbérante dans une étude précédente [SCHM 2004].

Le pouvoir diffusif « global » du diffuseur hémisphérique est supérieur à celui du MLS sur la plage [400-1560 Hz] par la simulation MICADO 3D, ce qui est en contradiction avec les résultats de [SCHM 2005]. Le calcul 3D étant cependant peu avancé en fréquences (seulement deux points au-delà de la limite de validité de la méthode à 1000 Hz), il faudrait poursuivre les simulations avant de pouvoir conclure.

2.5. Mesures *in situ* en laboratoire

2.5.1. Matériel utilisé

Les mesures ont été réalisées dans la salle des maquettes au CSTB (volume 1290 m³, dimensions 14,40 × 14,40 × 6,22 m, durée de réverbération très courte de 0,2 s aux fréquences usuelles, parois et sol recouverts de laine de verre) qui correspondra donc pour nous à des conditions de champ semi-libre.

Le montage utilisé comprend :

- une source impulsionnelle « à étincelle » ;
- un microphone MKH80 à diagramme de directivité réglable ;
- une plaque de référence en aggloméré lisse posé sur quatre tasseaux en bois ;
- un support diffuseur en plastique dur ;
- un pré-amplificateur reliant le microphone à l'ordinateur ;
- l'acquisition du signal à travers le logiciel Adobe Audition, mono 44100 Hz.

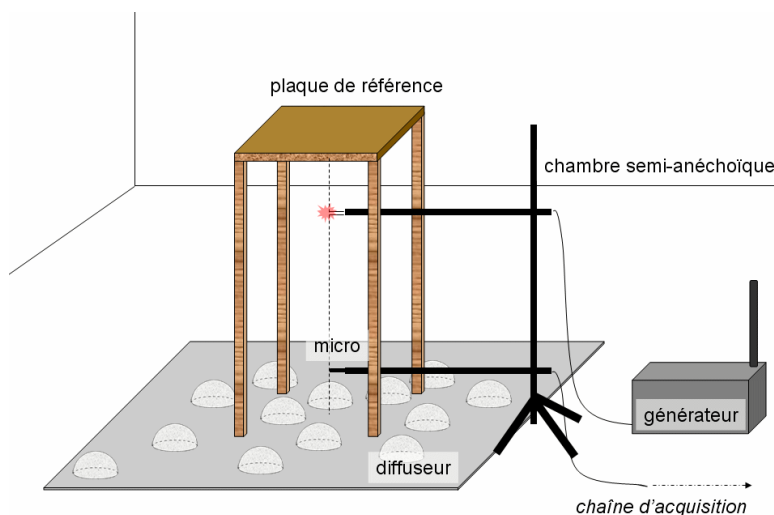


Fig. 29 – Principe du montage utilisé pour la mesure *in situ* du coefficient de dispersion.

La distance entre le socle du diffuseur et la plaque de référence est de 1,30 m. Les supports sont des pieds carrés, en bois, dont l'impact sur les mesures est vérifiée plus loin. La plaque supérieure mesure 73,5 x 89,0 cm.

Avant chaque mesure, la température de la salle est relevée. La formule empirique :

$$c_{\text{air}} = 331,5 + 0,6T(^{\circ}\text{C}) \text{ m.s}^{-1}$$

permet ainsi de déduire la vitesse de son associée aux conditions de mesure.

La plaque de référence est maintenue à distance par quatre pieds de longueur égale à ± 0.2 cm. Le parallélisme des plaques n'est donc pas parfait.

La source étincelle a été choisie pour des raisons de compacité : il faut placer la source et le microphone sur l'axe vertical de l'écho flottant, sans le perturber. Le montage réalisé n'est cependant pas idéal, puisque ni la source ni le microphone ne sont acoustiquement transparents. Une possibilité d'étude future serait l'intégration d'un haut-parleur directement dans la plaque de référence, et la détermination du TR par d'autres méthodes comme les séquences MLS ou le chirp (ISO 3382), qui nécessitent un traitement mathématique plus important mais permettent de réduire le bruit dû à l'environnement et à la chaîne de mesures.

2.5.2. Source, répétabilité des mesures et optimisation

Avant d'effectuer les mesures, la source a été caractérisée afin d'estimer la plage fréquentielle de validité des résultats, et la répétabilité des impulsions émises.

Spectre

Le spectre d'émission de la source a été obtenu au cours d'une étude précédente au CSTB. L'excitation créée par la source semble tout à fait satisfaisante sur la plage fréquentielle 500 Hz - 16 kHz.

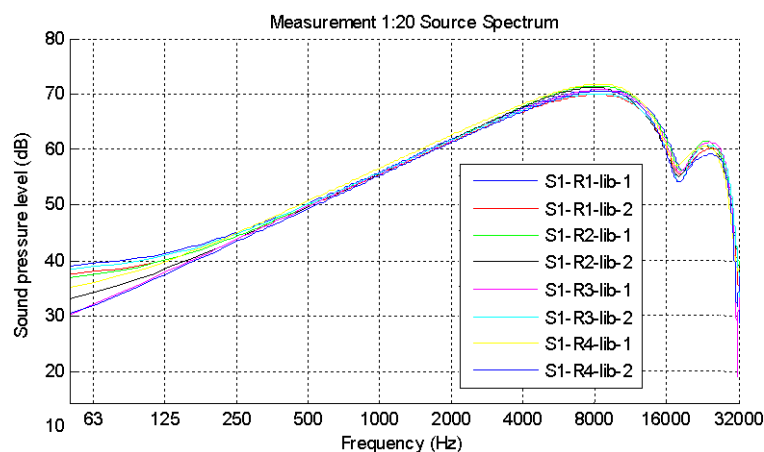


Fig. 30 – Spectre de la source impulsionnelle à étincelle.

Saturation du signal

Selon le niveau d'énergie de l'étincelle et l'amplification de la chaîne de mesure, des effets de saturation du signal peuvent survenir. Ces effets doivent être évités pour ne pas confondre le bruit lié à la saturation avec le bruit lié à la scène du montage.

Différentes mesures ont donc été effectuées à amplitude d'étincelle constante, en modifiant le gain d'entrée de la chaîne d'acquisition.

L'effet principal de la saturation est repérable entre les premiers pics de la réponse impulsionnelle, soit dans les 3 premières millisecondes : la moyenne du bruit entre ces pics est nulle pour les signaux non saturés, et non nulle pour les signaux saturés (Fig. 31). La présence de plusieurs pics de hauteur constante dans les premières réflexions trahit de même une saturation du signal.

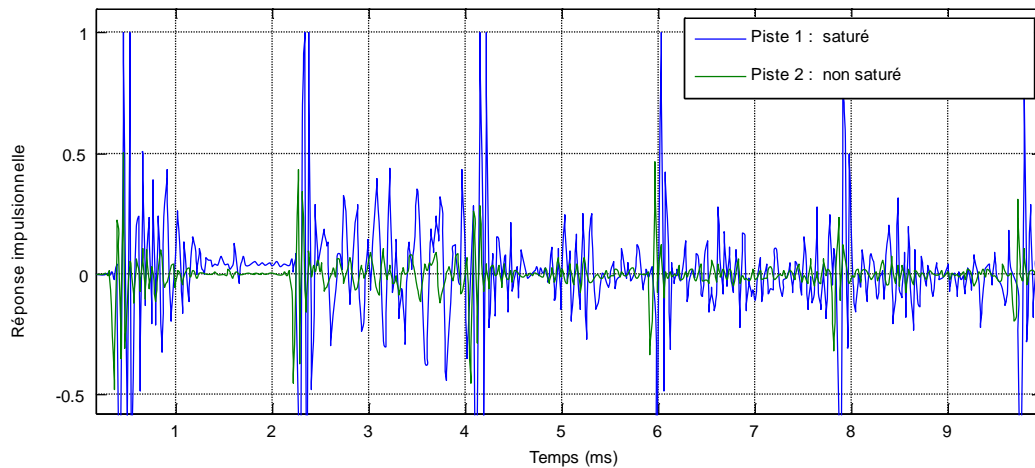


Fig. 31 – Réponse impulsionnelle obtenue pour un signal saturé (bleu) ou non (vert).

La saturation est visible entre les deux premiers pics de la réponse impulsionnelle : le signal saturé ne revient pas à zéro en moyenne.

Par la suite, on vérifiera donc le niveau moyen de la réponse impulsionnelle entre les pics afin de se placer dans les conditions d'un signal non saturé.

Répétabilité

L'énergie de l'étincelle n'étant pas constante, une procédure de recalage est effectuée par rapport à une référence (Annexe 4 pour détail). La méthode nécessite l'observation de la forme du direct et le choix judicieux d'un fenêtrage autour du direct. Moyennant ce recalage, les impulsions obtenues montrent une excellente répétabilité, avec des écarts n'excédant pas 0,5 dB sur l'échogramme. On le vérifie par exemple (Fig. 32). sur quatre impulsions émises à la suite sur une même scène.

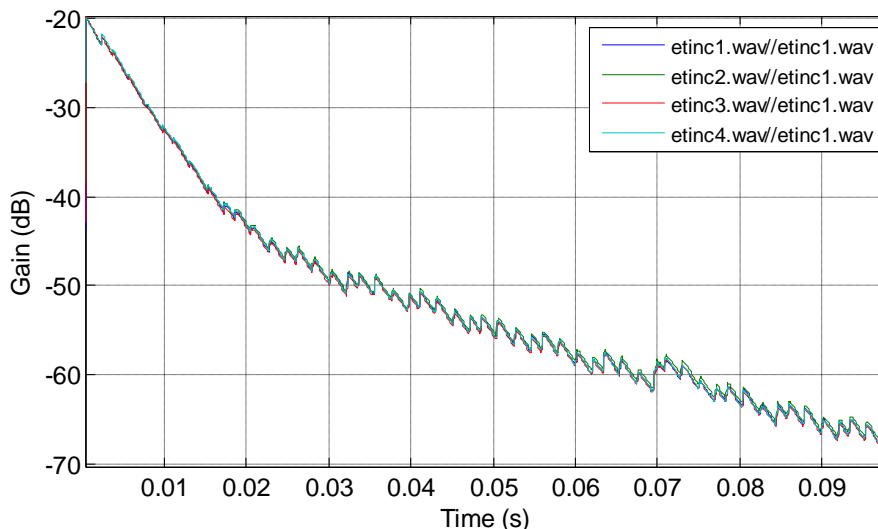


Fig. 32 – Échogrammes intégrés (2,5 ms) obtenus sur une même scène de référence.

Les quatre mesures présentées ont été effectuées à la suite sur des impulsions étincelle différentes, sans modification des paramètres de la scène.

On choisira donc par la suite de comparer des signaux uniques, obtenus sur une même scène pour des pourcentages de diffuseur différents, sans effectuer un moyennage qui n'est pas nécessaire.

Répartition de la densité d'échos

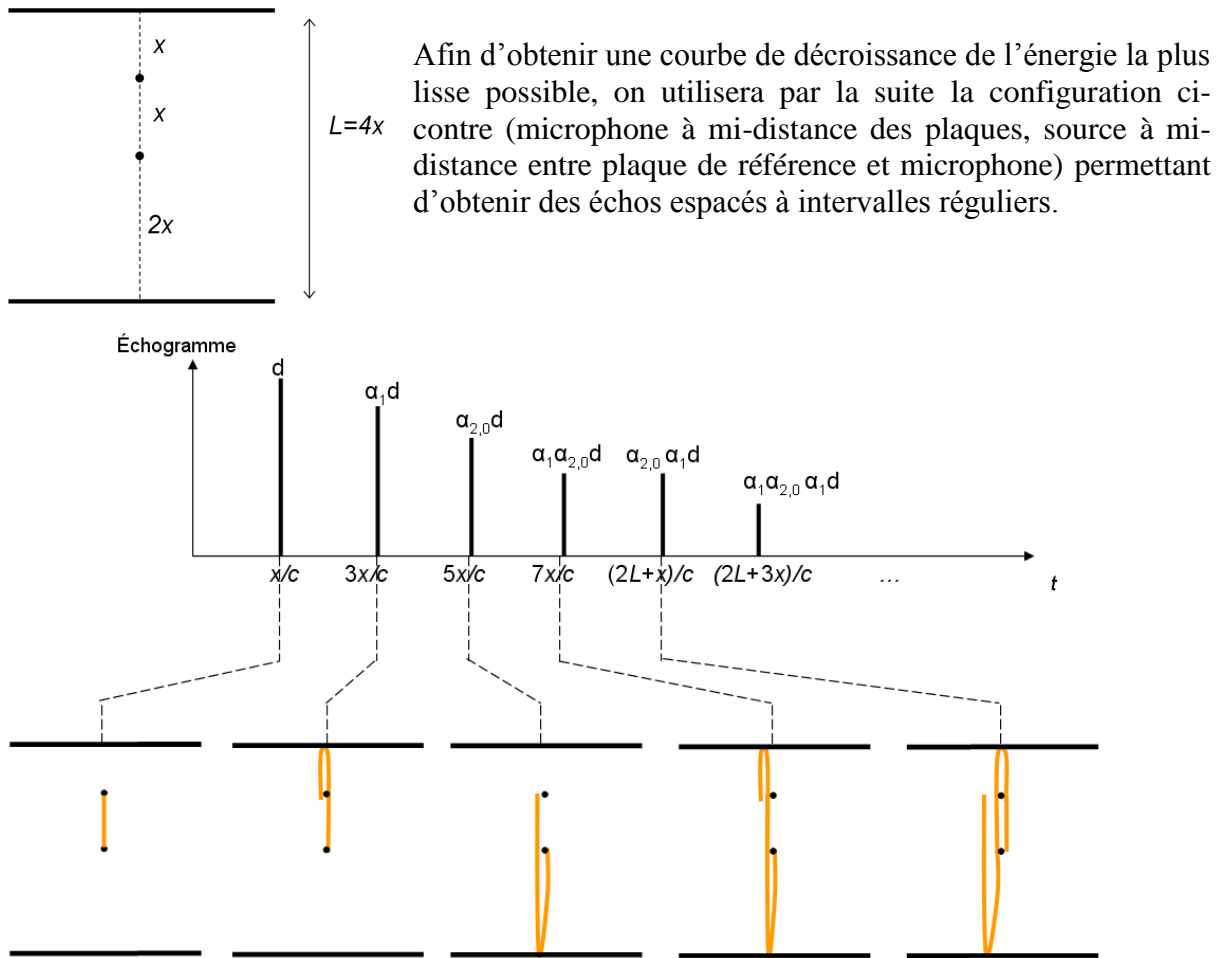


Fig. 33 – Répartition uniforme des réflexions temporelles dans l'échogramme.
 Les différentes réflexions de l'onde plane parvenant au microphone sont régulièrement espacées d'un intervalle de $2x/c$, où c est la vitesse du son dans l'air, et $L=4x$ la distance entre les deux plaques. Pour une onde plane, on connaît de plus l'intensité des pics de réflexion, avec α_1 et $\alpha_{2,0}$ coefficients de réflexion ($\alpha_{\text{réflexion}} = 1 - \alpha_{\text{abs}}$).

2.5.3. Impact de l'environnement sur les mesures

Proximité du générateur

Le générateur, possible source de perturbations électromagnétiques, a été éloigné autant que possible de la scène de mesures.

Parallélisme

Les tests de modification du parallélisme n'ont pas été concluants (ajouts de cales sous certains supports afin de modifier leurs longueurs relatives), à cause de la difficulté à évaluer le positionnement en trois dimensions de la plaque de référence par rapport au sol avec un simple niveau à bulles. L'effet pourrait être testé sur un autre montage avec la plaque de référence suspendue par quatre fils dont la longueur serait ajustable de façon plus précise.

Présence des supports de la plaque de référence

L'ajout de laine de verre autour des supports de la plaque de référence permet d'atténuer certains pics de bruit présents entre les pics de réflexion successifs (Annexe 5, Fig. 78) : elle diminue donc l'effet des réflexions et de la diffraction sur les tasseaux en bois. Cet effet se vérifie sur l'échogramme intégré, qui présente des pics plus lisses aux premières réflexions. La pente de la décroissance de l'énergie n'est cependant pas modifiée : la laine de verre est donc utile, mais non nécessaire. L'idéal, bien sûr, reste la fixation de la plaque par un système acoustiquement transparent ou placé à l'extérieur de la scène de mesure.

Fig. 34 – Vue du montage avec laine de verre autour des supports.

2.5.4. Directivité du microphone

En théorie, le microphone devrait être bi-directionnel avec des lobes étroits afin de ne mesurer que la décroissance de l'énergie entre les deux plaques parallèles. Nous avons donc testé les directivités omnidirectionnelles et bi-directionnelles sur une scène de référence.

On observe sur la réponse impulsionnelle qu'une réflexion sur quatre parvient au microphone à la même date, ce qui peut indiquer que la procédure de choix de directivité, qui implique la rotation d'un bouton sur le corps du microphone, a provoqué des changements de position relative sur la scène (Fig. 35). On remarque de plus la présence d'un bruit plus important entre les premiers pics de la réponse impulsionnelle en bidirectionnel ; il n'a pas été possible de clarifier son origine dans le temps imparti à l'étude. Il se peut que la bidirectionnalité du microphone mette en valeur certaines réflexions parasites comme des réflexions sur le corps du microphone et l'appareil à étincelle.

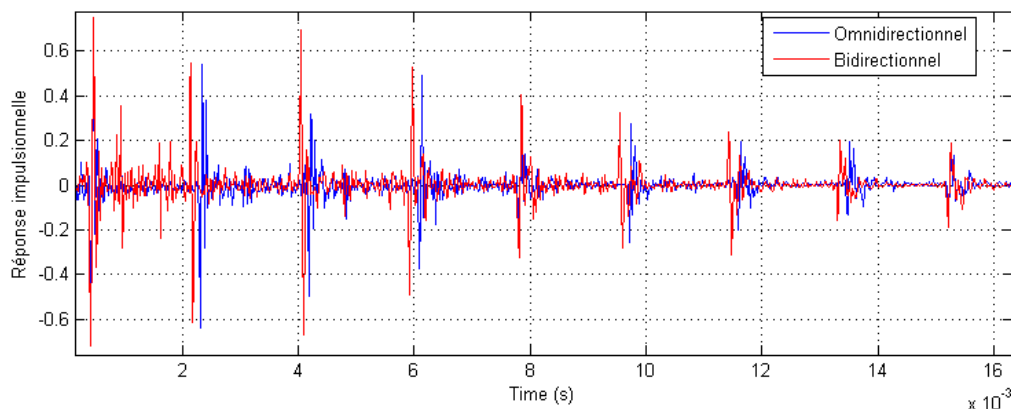


Fig. 35 – Réponse impulsionnelle selon la directivité du microphone.

Malgré ces différences observées sur la réponse impulsionnelle, les pentes de décroissances par bande de tiers d'octave sont similaires. Il serait très intéressant de refaire la même expérience en présence du diffuseur, pour vérifier si le microphone reçoit des contributions

supplémentaires dans le cas omnidirectionnel, par effet de bord, diffusion sur les demi-sphères, ou encore par redirection sur les pieds de la plaque, et si le microphone bi-directionnel est préférable. Rappelons cependant que le placement en rotation des deux lobes de directivité par rapport à l'axe vertical est susceptible d'être sensible, contrairement au microphone omnidirectionnel.

2.5.5. Types de décroissances enregistrées

En-dessous de 630 Hz, les pentes de décroissance sont souvent difficiles à déterminer. Au-delà, la durée de réverbération est obtenue à $\pm 0,03$ s (valeur obtenue par calcul parallèle sur deux séries de mesures entre deux personnes différentes). Les pentes de décroissance des scènes de référence sont globalement plus linéaires que celles obtenues en présence de diffuseur, où se produisent des pertes d'énergie plus importantes (Fig. 36).

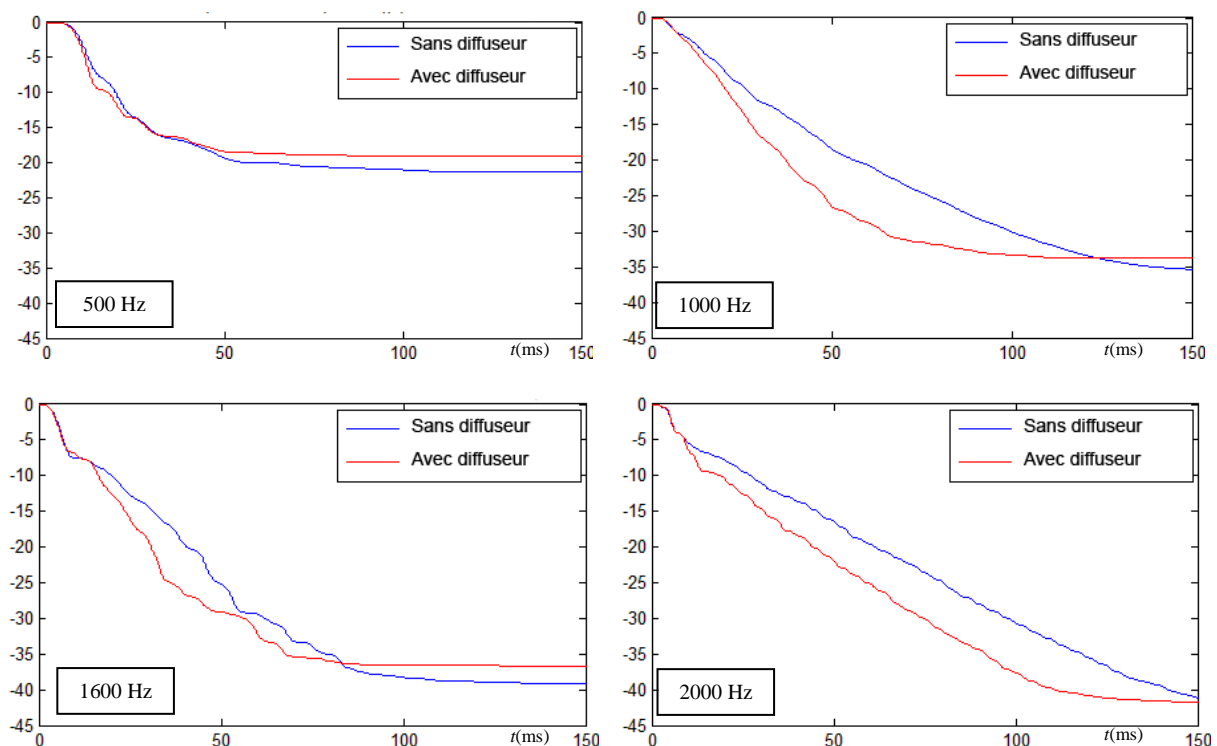


Fig. 36 – Types de décroissance obtenus pendant les mesures expérimentales.

Décroissances par bandes de tiers d'octave calculées sur une scène sans/avec diffuseur hémisphérique. En-deçà de 630 Hz, la détermination d'une pente est parfois difficile.

2.5.6. Exemples de calcul du coefficient de diffusion

Les mesures ont été réalisées avec microphone omnidirectionnel, sur un plan rigide de 3×3 m, recouvert sur 2×2 m d'éléments diffusants. Les demi-sphères diffusantes utilisées sont creuses, en polystyrène expansé, avec une couche de plâtre à l'intérieur.

Influence de l'arrangement des sphères

Afin de tester l'influence de l'arrangement des demi-sphères sur le calcul du coefficient de diffusion, trois arrangements à un taux de couverture constant de 31 % ont été testés (Fig. 37), soit en répartissant aléatoirement 25 demi-sphères sur le plan diffuseur choisi.



Fig. 37 – Vue des différents arrangements à 31 % de demi-sphères de 25 cm de diamètre.

Les durées de réverbération mesurées pour les cas de référence (sans diffuseur) montrent une grande reproductibilité malgré les difficultés qui posent se poser au cours de la détermination des pentes de décroissance. Les résultats sont plus variables pour les trois arrangements de diffuseur, avec un cas (config. 2) qui s'éloigne clairement des autres en-dessous de 315 Hz (Fig. 38) ; rappelons ici que la méthode de Rindel n'est de toute façon pas valide en-dessous de 500 Hz. Si on écarte ce cas, on remarque que les durées de réverbération mesurées en-dessous de 500 Hz ont tendance à être identiques pour toutes les configurations, avec ou sans diffuseur. On a alors :

$$s = 1 - \frac{1 - \alpha_0}{1 - \alpha_{2,0}} \text{ lorsque } T_1 = T_2,$$

et le coefficient de diffusion calculé ne dépend plus que des évolutions de α_0 et $\alpha_{2,0}$.

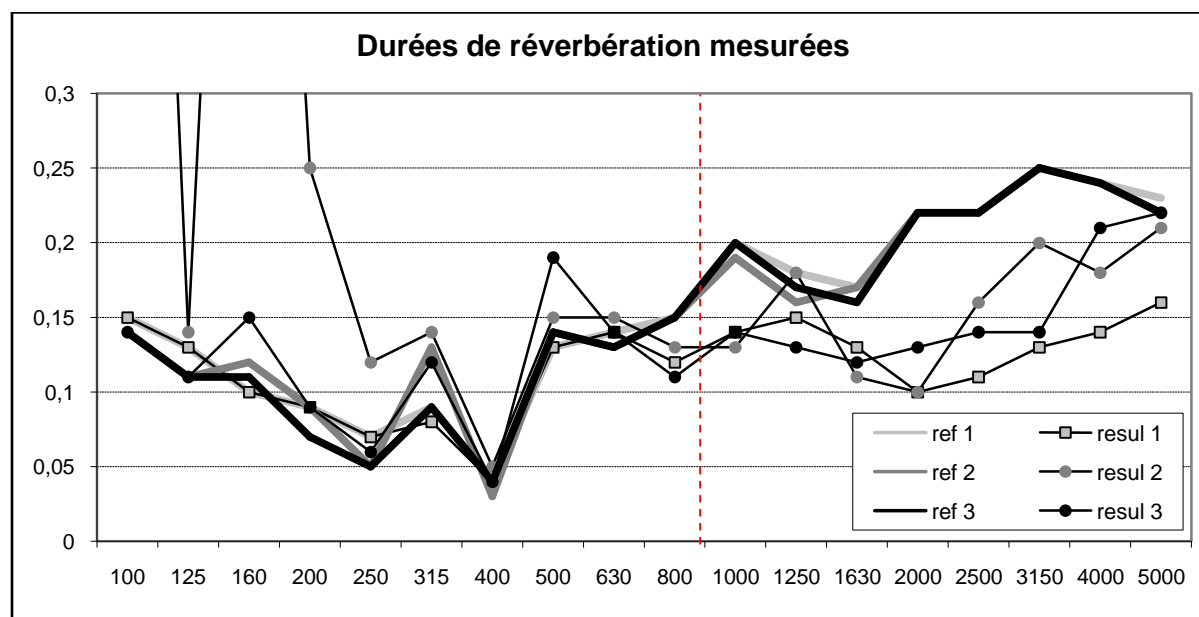


Fig. 38 – Durées de réverbération par bande de tiers d'octave pour les configurations de la Fig. 37.

Les durées de réverbération obtenues montrent une sensibilité à l'arrangement des demi-sphères sur le plan diffuseur. Sans les demi-sphères, les résultats obtenus sont très similaires malgré les difficultés de la méthode de détermination des pentes de décroissance de l'énergie.

Comme la présence des demi-sphères en polystyrène ajoute de l'absorption au plan diffuseur rigide (coefficient de Sabine moyen des demi-sphères de 25 cm sur plan rigide de 0,2 [SCHM 2005]), l'égalité des durées de réverbération sur la plage [100-500 Hz] apparaît douteuse. L'information contenue dans le signal sur cette plage n'a peut-être pas de lien direct avec nos scènes, mais plutôt avec notre chaîne de mesures.

On vérifie de plus que le coefficient de diffusion calculé montre une grande variabilité en-dessous de 500 Hz, hors de la validité de la méthode (Annexe 5, Fig. 79).

Influence du taux de recouvrement

Quatre taux de recouvrement différents du plan diffuseur par les demi-sphères ont été testés pour vérifier si le coefficient de dispersion présentait une évolution similaire à celui obtenu par la méthode ISO 17497-1 (Fig. 39), soit une augmentation de l'efficacité en diffusion au-delà de la fréquence de coupure avec le taux de recouvrement, jusqu'à 55 % environ.

Il apparaît que sur la plage de fréquence considérée (Fig. 40), il est difficile de déterminer une évolution du coefficient de dispersion de Rindel en fonction du taux de recouvrement. À ce stade d'étude du protocole de mesures, nous ne pouvons cependant pas conclure. Des mesures supplémentaires devraient être effectuées pour vérifier qu'on a bien un comportement global de la surface diffusante par la méthode de Rindel, et donc dépendant du taux de recouvrement en demi-sphères, ou si seule la géométrie locale autour de l'axe de mesure a une influence. Si c'est le cas, on ne peut donc pas obtenir des courbes équivalentes à celle du coefficient ISO 17497-1. Afin d'élucider cette question de zone d'influence, il serait intéressant de faire varier la taille du plan diffuseur, ici toujours pris fixe sur un carré de 2×2 m.

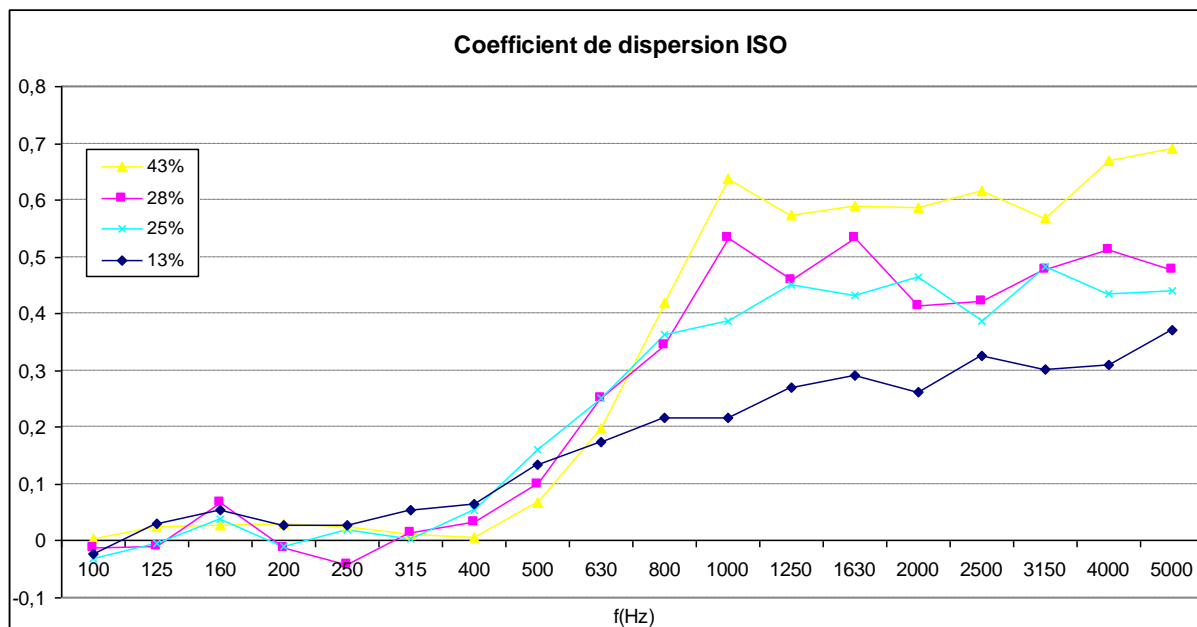


Fig. 39 – Coefficient de dispersion ISO du diffuseur hémisphérique de diamètre 20 cm, [SCHM 2005].

Le recouvrement du plan diffuseur par les demi-sphères est varié de 13 à 43 %. Le coefficient de dispersion ISO, après la fréquence de coupure du diffuseur à 400 Hz, augmente en fonction du pourcentage de recouvrement sur la plage considérée. Un effet de plateau est observé après 55 % environ.

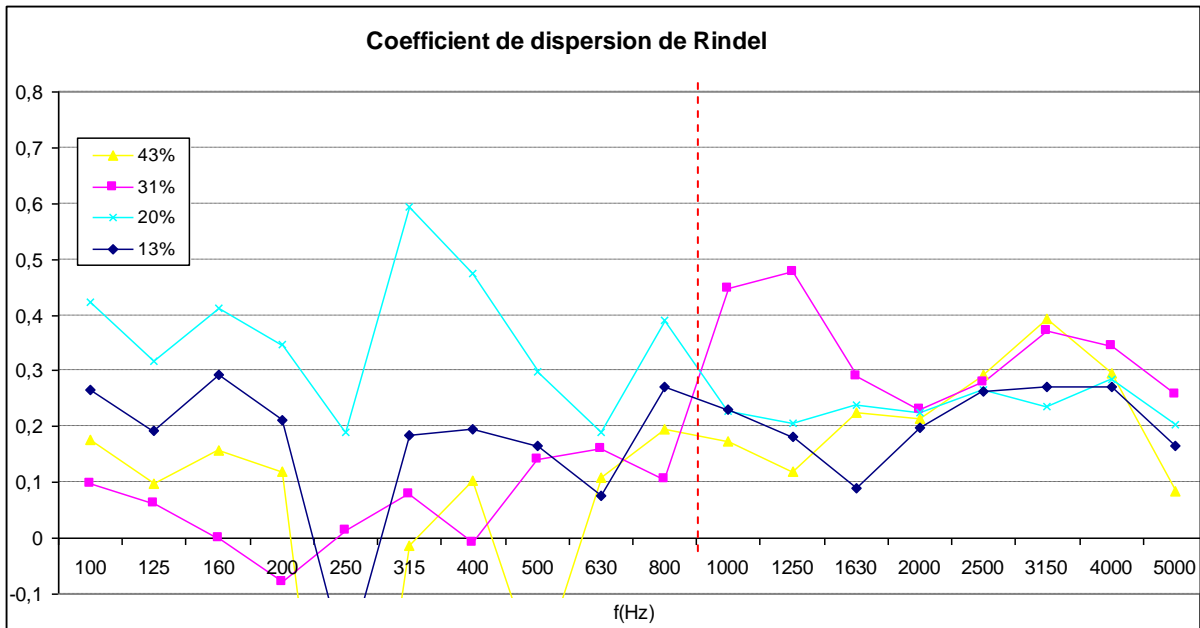


Fig. 40 – Coefficient de dispersion de Rindel du diffuseur hémisphérique de diamètre 20 cm.
Le trait vertical indique la limite théorique de la méthode. Au-delà de cette limite, il est difficile de repérer une tendance d'évolution du coefficient de dispersion en fonction du recouvrement par les demi-sphères.

Comparaison avec les autres coefficients

L'allure du coefficient de dispersion obtenu par les mesures effectuées sur les sphères de diamètre 25 cm pour un taux de recouvrement de 31 % peut être comparée à celle du coefficient mesuré en chambre réverbérante selon la norme ISO 17497-1.

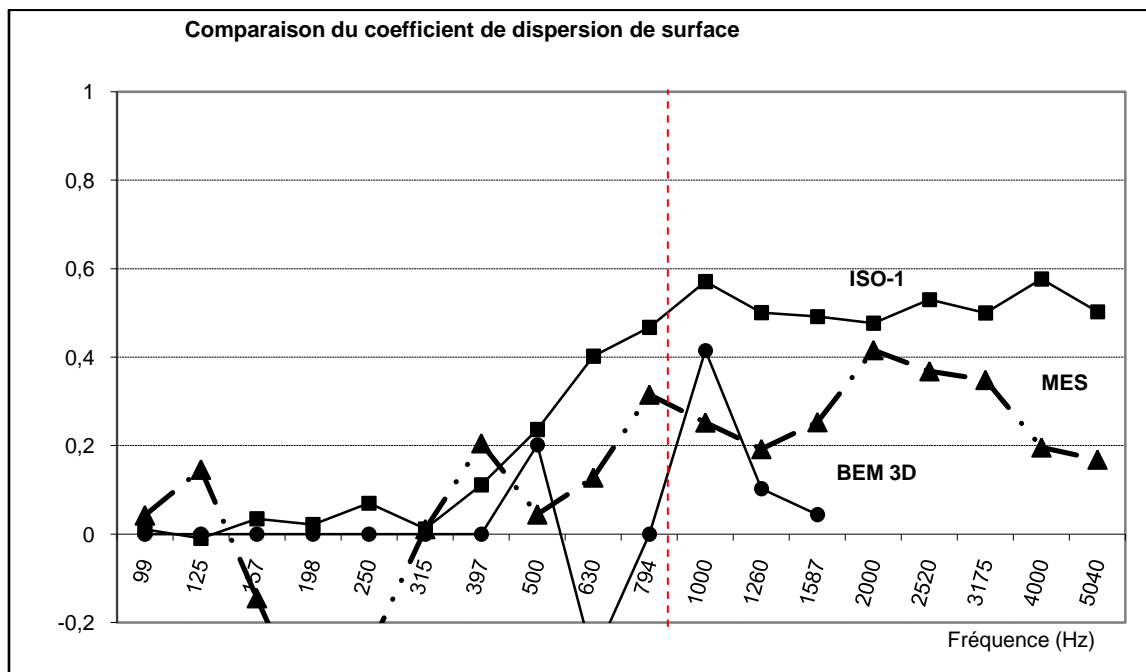


Fig. 41 – Comparaison des différents coefficients obtenus pour le diffuseur hémisphérique 25 cm, 31%.
ISO-17497-1 : coefficient mesuré en salle réverbérante selon la norme ISO [SCHM 2005]. **MES** : coefficient mesuré en salle sèche avec le concours de P. Camus selon le protocole de Rindel, avec comme référence les coefficients d'absorption mesuré par [SCHM 2005], et moyenné sur trois arrangements différents. **BEM 3D** : coefficient simulé sous MICADO 3 (2.4.2) avec matériaux rigides. Le trait vertical indique la limite théorique de la méthode.

En deçà de 315 Hz (fréquence de coupure du diffuseur), donc hors du cadre de validité de la méthode, le coefficient obtenu par la méthode de Rindel présente une évolution « chaotique », avec des valeurs parfois négatives. Au-delà, on observe un plateau comme dans le cas du coefficient ISO 17497-1, avec cependant plus de variations.

Les calculs BEM 3D n'ont pas été menés à assez haute fréquence pour trouver des corrélations d'allure intéressantes entre les mesures et la simulation. Ces calculs devront donc être poursuivis afin d'obtenir des résultats comparables.

2.6. Conclusion

La méthode proposée par Rindel pose de nombreux problèmes pratiques. Par exemple, l'exigence de parallélisme parfait est difficile à assurer, d'où la nécessité d'études plus poussées pour vérifier si une correction est nécessaire, et réalisable. La mesure d'une décroissance énergétique à partir d'une source impulsionnelle est aussi une source d'erreur possible sur le résultat, du fait de la non-répétabilité de l'impulsion qui nécessite un recalage énergétique. Enfin, la méthode pose des problèmes de validité en-dessous de 1 kHz, ce qui est préjudiciable pour la caractérisation des diffuseurs dont la fréquence de coupure est inférieure à cette valeur.

Dans la perspective de développer la méthode, il est à prévoir :

- la clarification des conséquences de l'utilisation d'une source d'ondes sphériques plutôt que planes ;
- la spécification précise des conditions que doit remplir la scène de mesure, ou la constitution de tables de correction dans le cas contraire ;
- la compréhension de ce qui est véritablement mesuré sur la scène, et du caractère global ou local du coefficient calculé ;
- l'exploration du lien entre ce coefficient et le coefficient ISO 17497-1 calculé en chambre réverbérante, sur plusieurs géométries de diffuseurs.

Le montage de mesures peut recevoir des améliorations simples comme la suspension de la plaque de référence, afin d'éviter la présence des supports et régler plus finement le parallélisme entre les plaques. Il est aussi possible d'envisager l'utilisation d'autres sources, par exemple un haut-parleur encastré dans la plaque supérieure, afin de déterminer le TR par une autre méthode ; ou d'essayer d'approcher une onde plane par l'ajout d'un réseau de haut-parleurs encastrés émettant en phase.

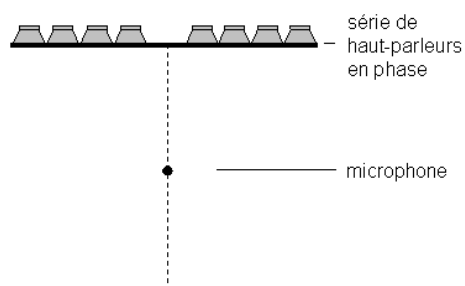


Fig. 42 – Schéma de l'arrangement en réseau de haut-parleurs en phase pour approcher une onde plane.

Notons que la méthode proposée fournit un coefficient en incidence normale, au contraire de la norme ISO-17497-1 qui donne un coefficient en incidence aléatoire. Les logiciels

d'acoustique des salles utilisent le coefficient en incidence aléatoire, mais des méthodes permettent, selon certaines hypothèses, de tirer un coefficient de l'autre [VORL 2009].

Les résultats obtenus par simulation MICADO sont encourageants, mais il faudrait pousser le calcul à plus haute fréquence afin de vérifier les tendances et de renseigner véritablement les performances des diffuseurs sur les plages audibles [20 – 20 000 Hz]. Il faut de plus ajouter la prise en compte de l'absorption des plaques dans les calculs BEM pour pouvoir comparer « directement » les mesures aux résultats de simulation. De cette façon, on vérifierait si la simulation MICADO permet de prédire effectivement la mesure *in situ*.

3. Étude d'un nouvel indice de caractérisation de la diffusivité d'une salle

3.1. Présentation de l'étude

3.1.1. Objectif de l'étude

Nous nous proposons d'étudier un nouvel indice de la diffusivité proposé par Jeon [JEON 2008]. À cette date, la pertinence du nouvel indice a été explorée sur une maquette 1:50 du Boston Symphony Hall avec différentes couvertures de diffuseur. Une régression linéaire par rapport à des valeurs d'indice subjectif de la diffusion, établies préalablement par un groupe de personnes volontaires ([JEON 2007], [JEON 2009]) semble indiquer que les paramètres proposés présentent une corrélation excellente avec la notion de bonne ou mauvaise diffusion.

L'étude se présentera en deux parties :

- la vérification des résultats expérimentaux sur maquette par une modélisation « tir de faisceaux » sous Icare¹⁰ ;
- la vérification des résultats expérimentaux sur maquette par une modélisation « tir de particules » sous Icare.

Faute de temps, les tests de mesure en salle réelle et de détermination de l'indice sur des signaux réels n'ont pas pu être menés.

3.1.2. Description du paramètre

Nous avons vu dans la première partie (1.1) que la présence de diffuseurs permet de répartir le son de façon plus homogène dans une salle, soit de créer de nouveaux trajets entre la source et le récepteur. De façon intuitive, on peut donc faire le lien entre le nombre de réflexions dans la salle et la diffusivité globale : moins la salle aura de diffuseurs, plus les pics de la réponse impulsionnelle vont être espacés et porteurs d'une énergie importante ; plus elle aura de diffuseurs, plus la réponse impulsionnelle va être enrichie en pics d'énergie plus faible (Fig. 43).

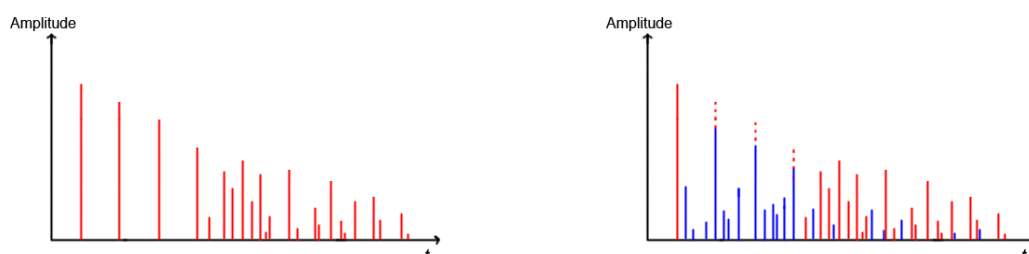


Fig. 43 – Forme de réponse impulsionnelle sans (gauche) et avec (droite) diffuseur.

La présence du diffuseur permet la création de nouveaux trajets, tout en réduisant l'énergie des premières réflexions spéculaires.

¹⁰ Nota : les calculs ont été effectués sur processeur Intel XEON 2,66 GHz double cœur (2,00 Go de RAM). Les indications de temps de calcul données par la suite sont donc relatives à cette configuration matérielle.

Jeon propose donc de s'intéresser à deux paramètres :

RN (t) : nombre de réflexions dont le niveau est contenu dans la plage $[0, -30 \text{ dB}]$ par rapport au son direct, entre les dates 0 et t ;

RE (t) : sommation de l'énergie des réflexions de niveau contenu dans la plage $[0, -30 \text{ dB}]$ de la réponse impulsionnelle entre les dates 0 et t .

L'influence de la diffusion est particulièrement notable entre les premières réflexions spéculaires et la partie statistique de l'échogramme. Jeon définit donc deux plages d'intérêt, E (early/précoce) de 0 à 80 ms, et L (late/tardive) de 80 à 200 ms, pour lesquelles les paramètres RN(E), RN(L), RE(E) et RE(L) seront calculés. Ce découpage suit la tradition de la discipline ; Reichardt et coll., en 1975, ont ainsi proposé la prise en compte des 50 et 80 premières millisecondes de la réponse impulsionnelle pour la définition d'un critère de clarté (50 pour la voix et 80 pour la musique), en se basant sur des mesures psychoacoustiques ; Barron et Marshall ont montré par la suite que cette date de 80 ms correspond, à peu près, à la zone de transition entre les effets des réflexions précoces et ceux liés à la réverbération [JEON 2008].

L'étude préliminaire effectuée par l'université de Hanyang au Gimhae Arts Hall [JEON 2007] a permis de déterminer, dans ce cas précis, qu'un critère de dynamique à -30 dB pour le calcul du RN est le mieux corrélé aux résultats subjectifs de notation de la diffusivité globale qui ont été effectués dans cette même salle, après des tests entre -10 et -30 dB (le critère d'audibilité se situant aux alentours de -20 dB). Toujours sur la même salle, il a été montré que la sommation de l'énergie des réflexions pour le calcul du RE devait s'effectuer de façon similaire au SPL, et pas seulement sur la bande excédentaire [KIM 2009].

Par la suite, nous allons donc déterminer le critère de dynamique le plus pertinent sur un modèle simplifié du Boston Symphony Hall, et calculer les paramètres proposés selon différents recouvrements de diffuseur sur les parois latérales de la pièce.

3.1.3. Lien avec la densité d'échos

Le décompte du nombre de réflexions sur une certaine plage temporelle n'est pas sans rappeler la définition de la densité temporelle d'échos :

$$\delta_t(t) = \frac{dN}{dt}, \text{ nombre d'échos pendant la durée } dt.$$

Dans une salle close de forme quelconque, aux parois réfléchissantes, la densité temporelle de réflexions arrivant au récepteur à une date t est donnée par [KUT 1991] :

$$\frac{dN}{dt} = 4\pi \frac{c^3 t^2}{V} \text{ avec } V \text{ volume de la salle.}^{11}$$

¹¹ Cette estimation est obtenue par construction de sources-images et salles-images par rapport à chacune des parois de la salle. Entre les dates t et $t+dt$, les contributions reçues proviennent des sources-images contenues

La densité moyenne d'échos suit donc une loi quadratique en fonction du temps. On pourrait donc estimer $RN(E)$ et $RN(L)$ par intégration de la densité temporelle. Cependant, le décompte des rayons s'effectuant sur la première partie de la réponse impulsionnelle, avant la partie statistique, la loi quadratique n'est pas encore applicable, et l'estimation a donc peu d'intérêt.

3.2. Validation théorique par calcul « tir de faisceaux »

3.2.1. Présentation d'Icare

ICARE est un logiciel développé au CSTB, basé sur le formalisme du tir de faisceaux [NOE 2008]. La propagation des ondes est assimilée à la construction géométrique de fronts d'onde, auxquels sont associés des lignes de flux, ou rayons, qui obéissent à des lois « simples » de réflexion spéculaire, de diffraction et de diffusion. Cette méthode est d'autant plus exacte que la longueur d'onde acoustique considérée est petite par rapport aux dimensions du problème étudié

La méthode adoptée se base sur deux phases de calcul indépendantes : un calcul géométrique, déterminant les trajets entre sources et récepteurs par lancer de faisceaux adaptatifs, puis un calcul acoustique, prenant en compte les propriétés des matériaux de la salle et les conditions de température et d'humidité pour déterminer les contributions de chacun des trajets. On obtient ainsi la réponse fréquentielle globale à chaque récepteur. Les faisceaux lancés sont subdivisés de façon adaptative lorsqu'ils rencontrent un obstacle ou que leur volume induit devient trop important après de multiples réflexions.

Outre la réflexion spéculaire, ICARE prend en compte la diffraction sur les arêtes et dans une certaine mesure, la diffusion par les surfaces. Pour l'instant, la diffusion est vue comme une perte d'énergie s'ajoutant à l'absorption sur les réflexions spéculaires. Cette énergie perdue se retrouve ensuite sous la forme d'une partie statistique plus précoce correspondant aux nouveaux trajets créés par les rayons diffusés. Il n'y a donc pas de prise en compte de la redirection de façon polaire pour le module de lancer de faisceaux d'ICARE, puisque la partie statistique est obtenue par un générateur aléatoire.

3.2.2. Modélisation utilisée

Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus avec les valeurs sur maquette de [JEON 2008], une modélisation simplifiée du Boston Symphony Hall en taille réelle a été effectuée sous ICARE. Les balcons n'ont pas été pris en compte : on étudie ainsi la diffusion globale des panneaux latéraux vers les sièges du public.

dans le volume $V_{im}=4\pi c^3 t^2 \cdot dt$ défini par l'ensemble des points dont la distance au centre de la pièce est comprise entre ct et $c(t+dt)$. Le nombre de ces sources-images correspond au nombre de fois que le volume de la pièce V est contenu dans le volume V_{im} , soit V_{im}/V .

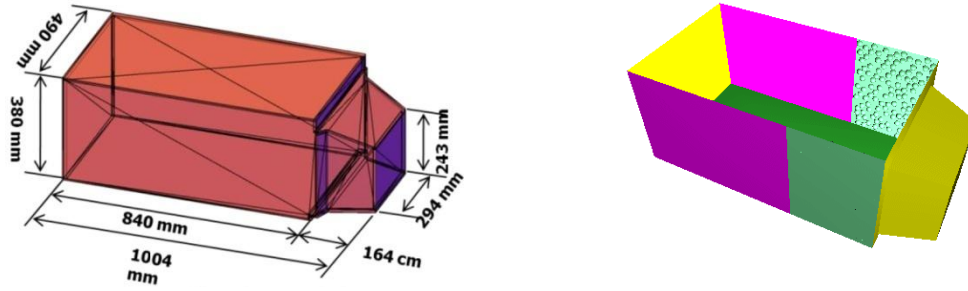


Fig. 44 – Géométrie de la maquette du Boston Symphony Hall 1:50 [JEON 2008] et vue du modèle ICARE associé.

Les couleurs du modèle ICARE représentent les différents types de matériaux auxquels on affecte des propriétés.

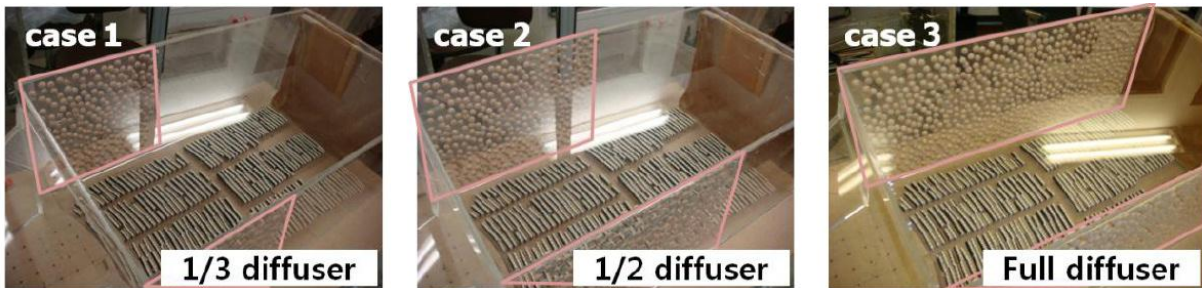


Fig. 45 – Arrangements de diffuseurs testés sur maquette [JEON 2008].

Les parois et les panneaux du diffuseur sont considérés comme rigides, le sol est modélisé par un plan absorbant. Une source unitaire est placée sur scène, et la réponse impulsionnelle est calculée pour différents positions de siège dans l'audience.

Nous nous proposons par la suite d'étudier la diffusion créée par les panneaux de façon géométrique, c'est-à-dire que nous considérerons la diffusion comme une redirection des faisceaux par rapport au cas spéculaire sur les murs du fait de la présence du diffuseur qui introduit de nouveaux angles de surface. La diffraction sur les arêtes et la diffusion implémentée de façon statistique ne sont donc pas prises en compte dans notre simulation.

Les paramètres de calcul géométrique et acoustique sont ajustés de sorte à obtenir la convergence du résultat en un temps de calcul minimal. Les principaux paramètres sont la subdivision maximale des faisceaux tirés depuis la source et le nombre de réflexions subies par les faisceaux (Annexe 6 pour détails).

3.2.3. Tests préliminaires de validation

Les pics de réflexion sont déterminés par un algorithme simple qui parcourt la réponse impulsionnelle de sorte à en repérer les maximums locaux, qui sont alors assimilés aux pics de réflexion. Cet algorithme n'est valide que pour une fréquence d'échantillonnage de la réponse impulsionnelle assez grande, c'est-à-dire que chaque pic est séparé d'au moins un échantillon du pic suivant. Dans notre cas, $\Delta f_e = 1$ Hz, $f_{\max} = 32768$ Hz soit $t_{\max} = 1$ s, $\delta_t = 0.0305$ ms. Les pics doivent donc être séparés d'au moins 0.061 ms pour être discriminés, ce qui a été vérifié en pratique par vérification visuelle de la réponse impulsionnelle (Fig. 46).

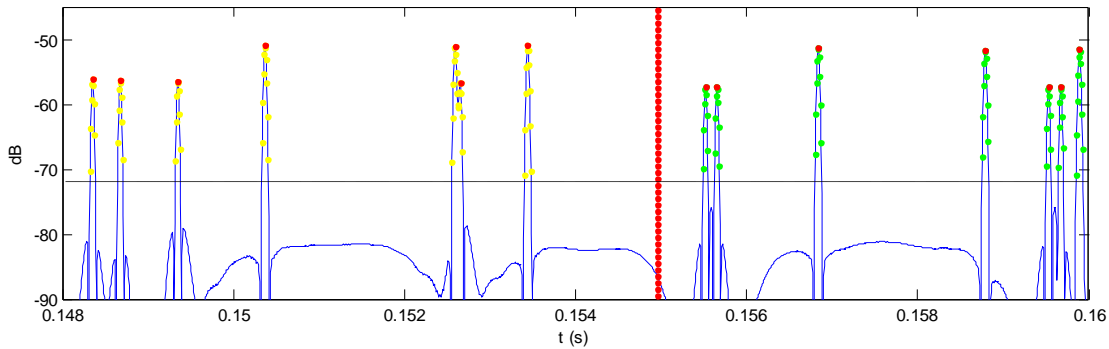


Fig. 46 – Extrait du résultat de l’algorithme de comptage du RN, sur une réponse impulsionnelle calculée sous ICARE.

Les pics (points rouges) sont repérés parmi les échantillons de la réponse impulsionnelle (points jaunes pour la partie précoce, points verts pour la partie tardive). Le trait rouge vertical indique la limite de la plage définie par le critère de dynamique.

Faute de temps, les résultats pour chaque configuration de diffuseur n’ont pas été moyennés, bien que le positionnement des demi-sphères sur la paroi soit aléatoire. On retiendra cette limitation par la suite, ainsi que la possibilité d’obtenir des courbes plus « lisses ».

3.2.4. Détermination du critère de dynamique

Le critère de dynamique définissant la plage énergétique des rayons sélectionnés pour le calcul de RN et RE est un paramètre important pour la pertinence des résultats. Il est défini, pour le calcul du RN en un point donné, à partir de la valeur maximale du direct. Intuitivement, on peut concevoir qu’il dépend de la géométrie de la salle, de l’absorption des matériaux présents et du niveau de bruit (numérique ou pratique).

Afin de le fixer dans le cadre de notre étude sur le modèle du Boston Symphony Hall, plusieurs calculs de RN ont donc été menés, conformément à la méthode proposée par Jeon [JEON 2009]. Le critère dynamique varie entre -10 et -30 dB, pour différentes positions de récepteur et d’arrangement de diffuseur sur les parois, dans le cas du diffuseur pyramidal à taux de recouvrement de 40 % (Fig. 47 et Fig. 48).

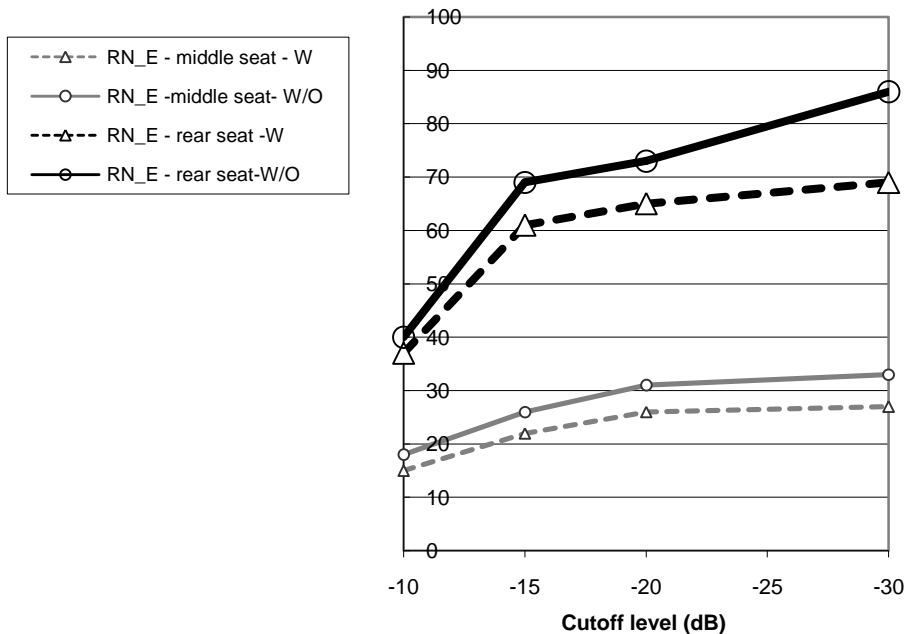


Fig. 47 – Nombre de réflexions précoces (RN_E) selon le critère dynamique, modèle Boston Symphony Hall à diffuseur pyramidal.

Les résultats sont présentés sans (W/O) et avec (W) diffuseur. Le diffuseur recouvre les parois latérales à moitié en partant de la scène, avec un facteur de couverture par les pyramides de 40%.

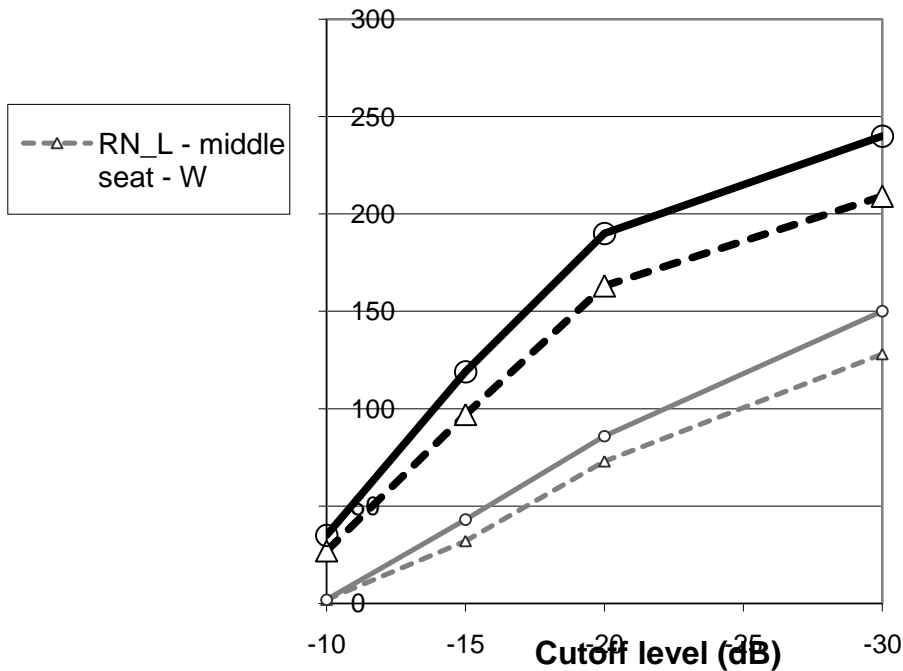


Fig. 48 – Nombre de réflexions tardives (RN_L) selon le critère dynamique, modèle Boston Symphony Hall à diffuseur pyramidal.

Les résultats sont présentés sans (W/O) et avec (W) diffuseur. Le diffuseur recouvre les parois latérales à moitié en partant de la scène, avec un facteur de couverture par les pyramides de 40%.

On observe que le RN est plus important à l'arrière de la salle (rear seat) qu'en son milieu (middle seat) : en effet l'amplitude du direct est plus faible à l'arrière, et plus de réflexions sont alors décomptées à l'intérieur de la plage énergétique. Les situations avec/sans diffuseur sont clairement distinctes quel que soit le critère dynamique fixé dans la plage de -10 dB à -30 dB. On remarque dans notre cas, contrairement à ce qui est attendu, que le RN est plus important en absence qu'en présence du diffuseur pyramidal. Cet effet sera expliqué dans le paragraphe suivant (3.2.5). Nous sommes cependant en mesure de définir le critère de dynamique de façon satisfaisante : nous le prendrons par la suite à -20 dB, en accord avec Jeon qui préconise, pour une salle de spectacle d'absorption usuelle, un critère de -20 dB en salle réelle et de -30 dB lorsque les surfaces de réflexion sont plus simples [JEON 2009].

Notons ici que du fait de la définition d'un critère dynamique, les trajets créés en présence de diffuseur, et donc d'énergie moindre par rapport aux trajets spéculaires, sont susceptibles de ne pas être comptés dans les paramètres de RN et RE à cause de leur faible énergie. Le RE aura donc une tendance à la baisse entre les cas sans et avec diffuseur. Ce n'est pas le cas dans la définition usuelle du SPL, où on effectue la somme de l'énergie sur tous les trajets ; on s'attend alors à ne pas trouver de différence selon la présence ou non de diffuseur, à moins qu'il n'y ait une surface très absorbante dans la scène et que le diffuseur redirige significativement des rayons vers celle-ci.

3.2.5. Du diffuseur pyramidal au diffuseur hémisphérique

Dans un souci d'optimiser le temps de modélisation (Annexe 6 pour détails de la recherche de convergence), différents diffuseurs ont été testés, l'idée étant d'approcher une demi-sphère par un polyèdre de sorte à simplifier la géométrie et donc réduire la complexité du calcul (Fig. 49). Il est vite apparu une difficulté théorique dans cette entreprise de maillage simplifié des demi-sphères.

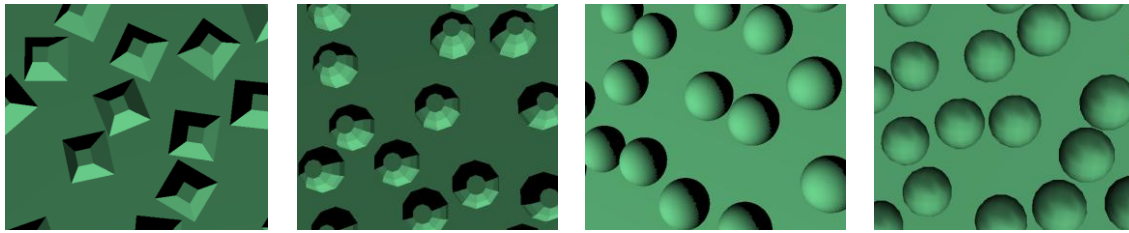


Fig. 49 – Géométries de diffuseur étudiées : pyramides, géodes simples, géodes fines, demi-sphères.

En effet, une sphère maillée est composée d'un ensemble de facettes planes de petite surface, avec sur chaque facette, un fonctionnement en tout-ou-rien au niveau de l'intersection avec un faisceau (point de réflexion ou non). Pour un même faisceau, plusieurs points de réflexion simultanés sont possibles sur la géométrie définie par les facettes. Plus le maillage est fin, plus on crée de sources-images par symétrie sur chaque facette, mais aussi de zones d'ombre associées. On a donc un comportement local.

Dans le cas de la sphère, une unique réflexion spéculaire est calculée. De plus la sphère ne crée pas de zones d'ombre, tout l'espace est accessible à travers une infinité de sources-images possibles le long de la courbure. On a, ici, un comportement global de surface.

Ces différences, reproduites sur nos parois diffuseur de plusieurs centaines d'éléments, expliquent la différence importante sur le nombre de trajets déterminés pour les ordres 1 à 5 entre les différents polyèdres et la sphère (Tableau 3). On remarque même que plus la géométrie des polyèdres est fine, plus le nombre de rayons calculés est faible. Le maillage fait donc perdre le comportement global de surface : il n'y a pas convergence entre une sphère maillée de plus en plus finement et la sphère réelle, du fait des hypothèses de calcul des algorithmes d'ICARE.

Diffuseur	Pyramide	Géode simple	Géode fine	Sphère
d=0	4	4	4	4
d=1	23	21	21	1017
d=2	74	73	66	9095
d=3	167	165	146	23786
d=4	312	285	254	26066
d=5	407	393	358	14465
d=6	499	448	401	4533
d=7	570	525	463	1131
d=8	704	634	569	630
d=9	773	683	585	615
d=10	822	762	641	633
d=11	966	846	691	663
Temps	21 min	3 min	2 min	3 min

Tableau 3 – Comparaison du nombre de rayons obtenus pour différents types de diffuseur, pour une subdivision maximale des faisceaux de 8.

Les calculs ont été effectués avec $\epsilon=0,01$, pour une subdivision maximale des faisceaux de 8. Au-delà d'une profondeur de 5, il apparaît que dans le cas des demi-sphères, la subdivision des faisceaux n'est plus assez importante pour permettre de décrire les différents trajets, ce qui explique la baisse du nombre de rayons. Cette baisse n'a donc pas de sens physique.

L'étude a cependant été menée pour les pyramides à base carrée afin de donner des premiers éléments de réponse (Annexe 6). Il apparaît que la géométrie des pyramides n'est pas assez riche pour créer un grand nombre de trajets, et donc l'évolution du RN est à la baisse selon le

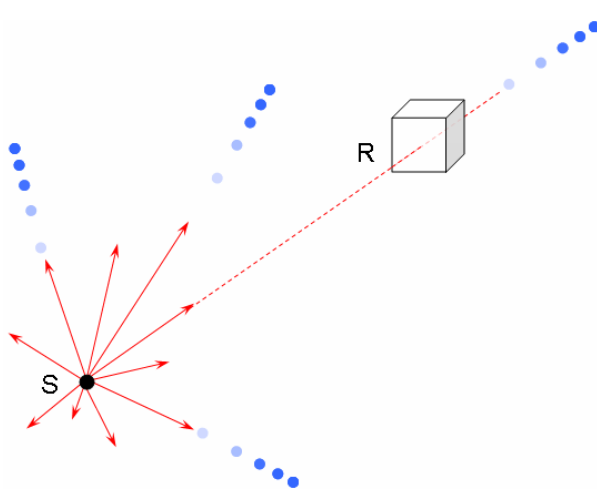
pourcentage de diffuseur. Ces résultats soulèvent la question de la pertinence du RN pour quantifier la diffusion, puisque le diffuseur pyramidal est jugé comme mauvais du point de vue du RN, mais ce n'est peut-être pas le cas en salle réelle d'un point de vue perceptif.

Du fait du temps de calcul prohibitif, nous avons donc été amenés à tester un autre modèle physique : le lancer de particules, dont les résultats sont présentés au paragraphe suivant (3.3).

3.3. Validation théorique par calcul « lancer de particules »

3.3.1. Présentation de la méthode

La méthode de lancer de particules est une fonctionnalité d'ICARE qui est intéressante dans le cas où la géométrie de la scène est fine, c'est-à-dire lorsqu'elle comporte des courbures élevées ou des petits éléments.



Des particules sont tirées aléatoirement dans l'espace à partir d'un point-source S avec une vitesse c . À chaque réflexion sur une surface, la particule est pondérée par un coefficient dépendant des propriétés de celle-ci (par exemple, 0,5 pour un coefficient d'absorption de Sabine de 0,5).

Un décompte des particules traversant le volume de réception R est effectué de façon temporelle, par sommation de leurs coefficients de pondération ; ce diagramme est ensuite normalisé en fonction de l'énergie totale de la source, et donne ainsi directement l'échogramme « au volume récepteur ».

Pour les géométries fines, le temps de calcul est grandement réduit par rapport à la méthode de tir des rayons. Cependant, comme le comptage des particules dépend de leur coefficient de pondération, il est nécessaire d'effectuer le tir à chacune des plages de fréquence pour lesquelles les propriétés d'absorption et de diffusion des matériaux sont homogènes.

3.3.2. Modélisation utilisée

La scène d'étude est identique à celle de la méthode tir de rayons (Fig. 80). Le panneau diffuseur, placé du côté de la scène, est recouvert à 43% par des demi-sphères. Par souci de réduire le temps de calcul, on suppose que les matériaux présents ont des propriétés constantes sur l'espace fréquentiel, soit un coefficient d'absorption de 0,7 pour le sol et 0,02 pour les autres surfaces.

Le nombre de particules lancées est augmenté à paramètres constants jusqu'à convergence du résultat (le critère retenu est une réponse en fréquence à moins de 0,1 dB d'écart). Plus le volume récepteur est petit, plus le nombre de particules nécessaire est important ; pour un nombre de particules trop faible, on assiste à des effets de discrétisation des niveaux de l'énergie. La convergence pourrait être estimée par un calcul statistique du nombre de particules nécessaires pour obtenir un résultat selon une certaine fourchette d'erreur en

fonction du volume récepteur ; par simplicité nous avons adopté ici une démarche empirique : le nombre de particules a été augmenté jusqu'à obtenir la convergence.

Pour une taille de volume récepteur de 10 cm sur 10 cm, la convergence a ainsi été observée à partir de 200 millions de particules.¹²

3.3.3. Variation des paramètres selon le pourcentage de diffuseur

La simulation a été lancée pour plusieurs pourcentages de couverture des parois latérales par le panneau diffuseur. Les calculs fournissent directement la valeur absolue de la réponse impulsionnelle (Fig. 50).

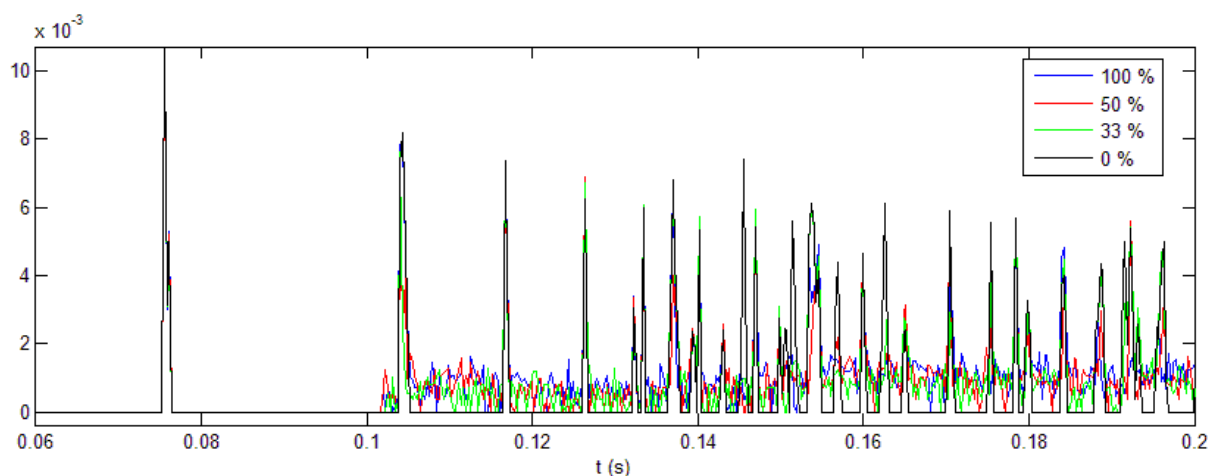


Fig. 50 – Valeur absolue de la réponse impulsionnelle simulée par tir de particules selon le recouvrement de diffuseur.

La présence d'un diffuseur permet l'ajout de nombreux nouveaux trajets entre les pics de réflexion spéculaires (en noir sur le schéma).

Par rapport au cas sans diffuseur où les premiers pics de réflexion sont espacés, les réponses impulsionnelles des cas 33 à 100 % de panneau diffuseur présentent de nombreux nouveaux trajets qui parviennent au récepteur à partir de la première réflexion environ.

Afin d'estimer cet effet d'ajout de trajets, le RN est donc décompté à partir du direct selon l'algorithme de repérage du maximum, pour chaque pourcentage de couverture des parois latérales par le panneau diffuseur (Fig. 51, page suivante).

Près de la source (R4), l'énergie du direct est très importante, d'où l'obtention d'un RN faible de quelques dizaines. On n'observe pas de tendance notable d'évolution selon le pourcentage de paroi diffusante. On a globalement un équilibre entre la destruction de quelques trajets d'énergie importante et la création de quelques nouveaux trajets de par la présence des demi-sphères.

¹² Le temps de calcul associé est d'une dizaine d'heures.

En milieu d'audience (R1/R3), il n'y a pas de différence notable selon la hauteur du récepteur. On observe une augmentation de RN_L et moins sensiblement de RN_E selon le pourcentage de diffuseur. Dans le cas 15% de R1, on observe un cas moins favorable qu'en l'absence de diffuseur. Cet effet s'explique par le fait que les demi-sphères détruisent des trajets spéculaires à haute énergie et les remplacent par des trajets d'ordre beaucoup plus grand, apparaissant plus tardivement dans la réponse impulsionnelle, et donc inférieurs au critère de comptage du RN.

À l'arrière de la salle (R2), le RN est beaucoup plus important car le niveau du direct est faible. On conserve la même tendance générale d'augmentation du RN_L avec le pourcentage de diffuseur ; la configuration la plus intéressante n'est cependant pas 100% de diffuseur, mais entre 50 et 65 %.

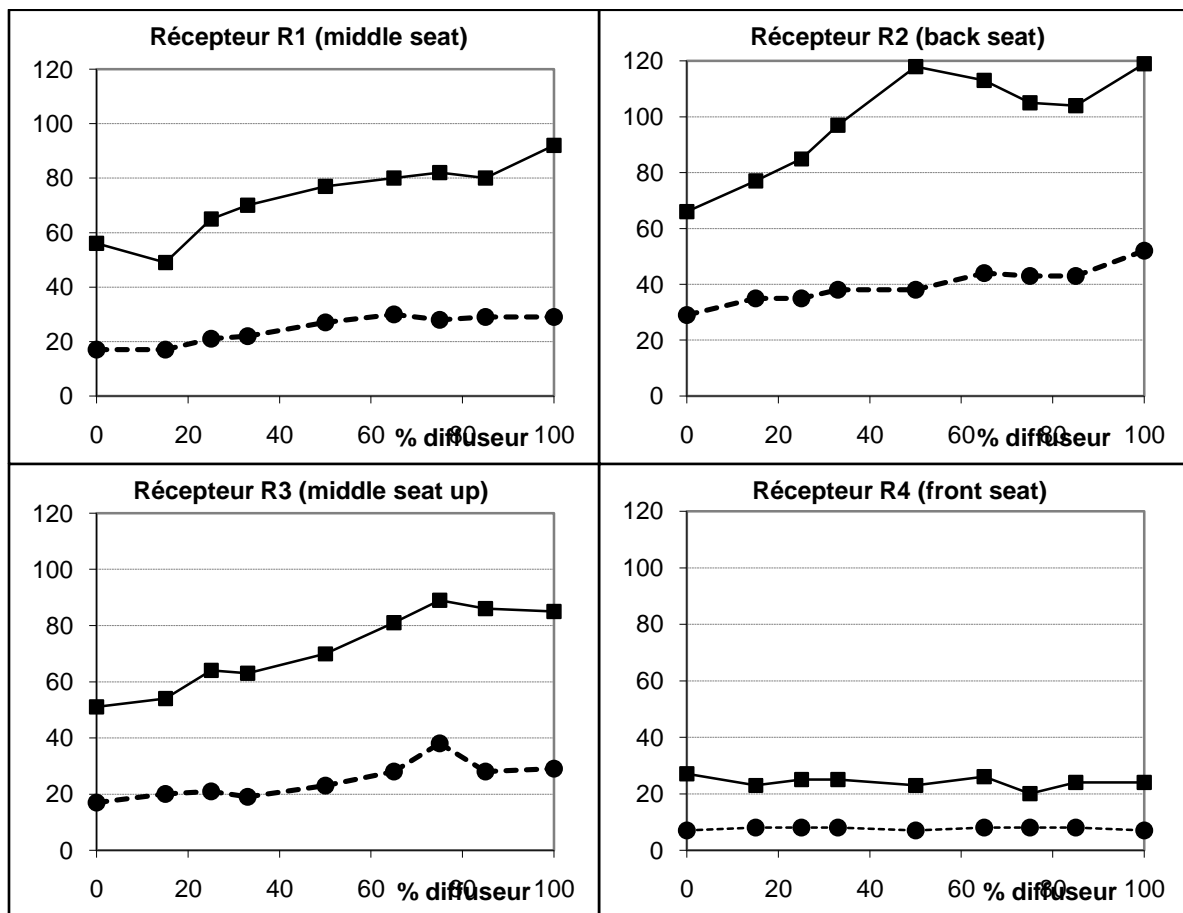


Fig. 51 – Variation de RN en fonction du pourcentage de diffuseur, diffuseur hémisphérique.

---●--- : RN_E (early) ; —■— : RN_L (late). En abscisse : le pourcentage de paroi diffusante sur les murs latéraux. Les résultats présentés ont été obtenus pour un tir de 200 millions de particules, une dimension caractéristique de 10 cm pour le volume récepteur, et une dynamique de -20 dB pour le comptage de RN.

Le repérage des pics permet ensuite de calculer le paramètre RE (Fig. 52, page suivante). Aux récepteurs suffisamment éloignés de la source (R1, R2 et R3), l'énergie a tendance à baisser avec le pourcentage de diffuseur : les demi-sphères cassent des trajets spéculaires à haute énergie et les remplacent par de nombreux nouveaux trajets d'énergie moindre, et non décomptés ensuite dans la dynamique - 20 dB à partir du direct.

Près de la source où le nombre de rayons est globalement constant, l'énergie ne présente pas d'évolution notable en fonction du pourcentage de diffuseur.

Les courbes présentent un aspect plus « chaotique » car la disparition de quelques trajets importants suffit à provoquer une baisse significative, et inversement.

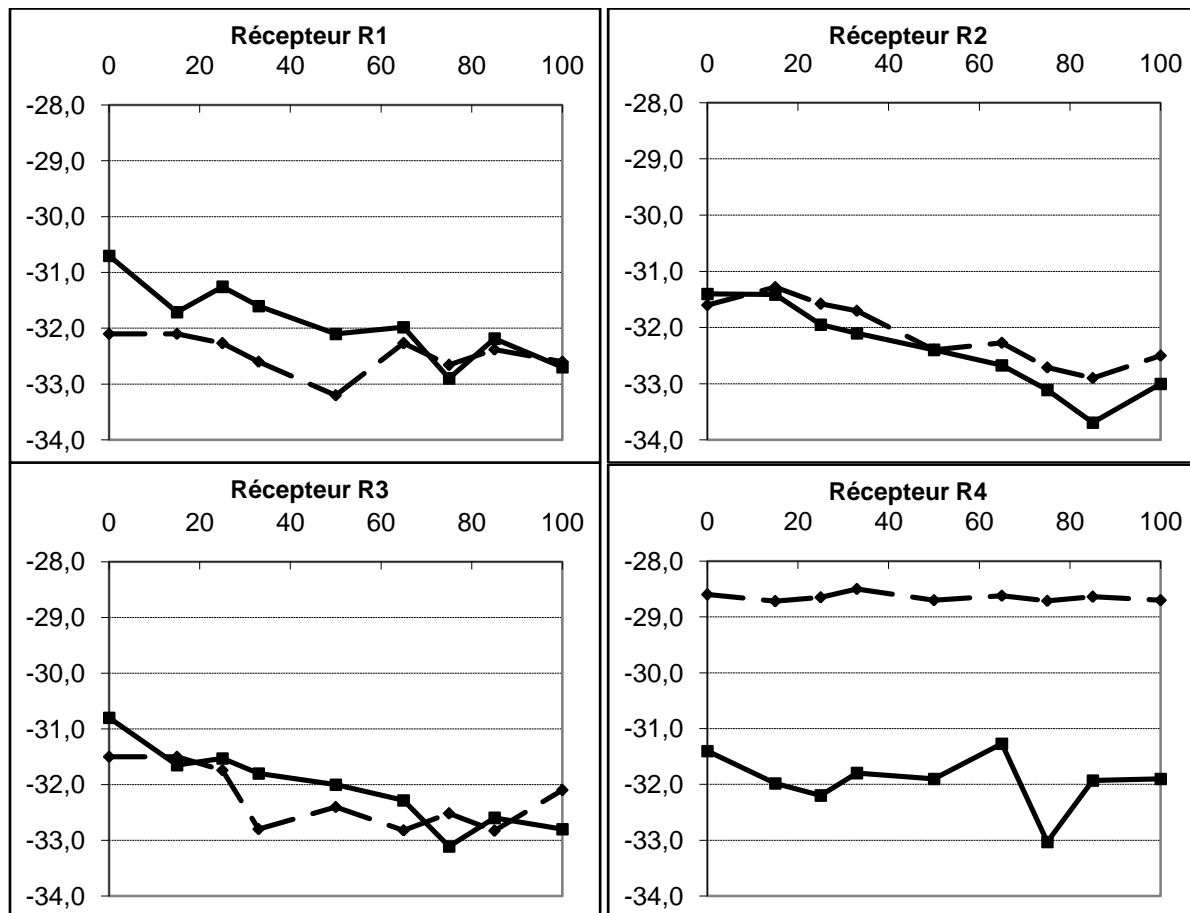


Fig. 52 – Variation de RE en fonction du pourcentage de diffuseur, diffuseur hémisphérique.

---●--- : RE_E (early) ; —■— : RE_L (late). En abscisse : le pourcentage de paroi diffusante sur les murs latéraux ; en ordonnées : énergie en dB. Les résultats présentés ont été obtenus pour un tir de 200 millions de particules et une dimension caractéristique de 10 cm pour le volume récepteur.

3.3.4. Importance de la position du diffuseur

Afin de comparer nos résultats avec ceux de l'étude effectuée par Jeon sur la maquette du Boston Symphony Hall [KIM 2009], les calculs du paragraphe précédent ont été repris en changeant la position de la paroi diffusante : initialement placée près de la scène, elle a été positionnée près du mur du fond (Fig. 53).

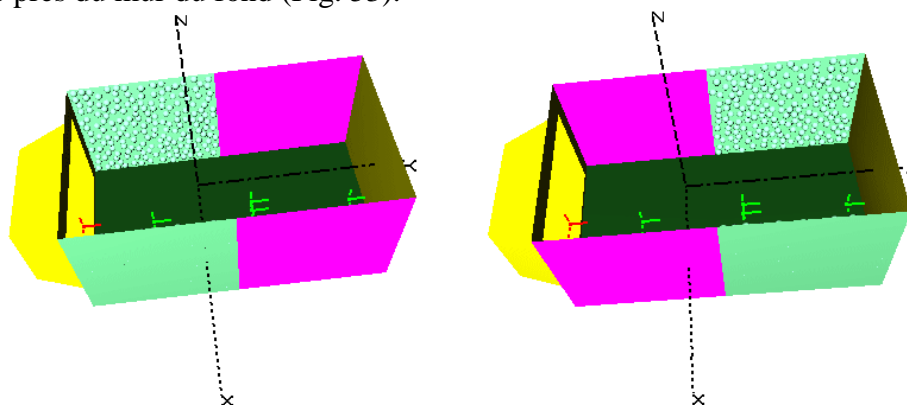


Fig. 53 – Modélisation de différentes configurations du panneau diffuseur (av/ar).

Les résultats sont résumés dans le Tableau 4. On constate globalement que le positionnement du diffuseur à l'arrière de la salle est moins favorable pour les différentes positions de récepteur dans l'audience, avec une baisse des trajets créés (RN) et une augmentation de l'énergie (RE) qui révèlent que les trajets spéculaires d'énergie importante n'ont pas été diffusés. Seuls les résultats pour le récepteur très proche de la source contredisent cette tendance, ce qui est logique puisque la présence du diffuseur proche de la source permet justement la redirection des premiers trajets très énergétiques dans tout l'espace.

		ar	av	±	ar	av	±	ar	av	±	ar	av	±
		RN (early)			RN (late)			RE (early)			RE (late)		
33 %	R1	17	22	-5	55	70	-15	-32,0	-32,6	+0,6	-30,9	-31,6	+1,7
	R2	37	38	-1	93	97	-4	-31,5	-31,7	+0,2	-32,1	-32,1	+0,0
	R3	17	19	-2	57	63	-6	-31,6	-32,8	+1,2	-31,0	-31,8	+0,8
	R4	8	8	+0	29	25	+4	-28,8	-28,5	-0,3	-31,1	-31,8	+0,7
50 %	R1	17	27	-10	65	77	-12	-32,1	-33,2	+1,1	-31,0	-32,1	+1,1
	R2	37	38	-1	97	118	-21	-32,2	-32,4	+0,2	-32,1	-32,4	+0,3
	R3	20	23	-3	73	70	+3	-31,3	-32,4	+1,1	-31,0	-32,0	+1,0
	R4	8	7	+1	28	23	+5	-28,7	-28,7	+0,0	-31,4	-31,9	+0,5
75 %	R1	19	28	-9	82	82	-0	-32,9	-32,7	-0,2	-32,2	-32,9	+0,7
	R2	42	43	-1	102	105	-3	-32,4	-32,7	+0,3	-33,1	-33,1	+0,0
	R3	19	38	-19	84	89	-5	-32,6	-32,5	-0,1	-32,1	-33,1	+1,0
	R4	8	8	+0	28	20	+8	-28,8	-28,7	-0,1	-31,1	-33,0	+1,9

Tableau 4 – Comparaison des paramètres de diffusion selon la position du diffuseur.

Le test a été effectué pour 33 %, 50 % et 75 % de panneau latéral diffusant. ar : diffuseur placé à l'arrière de la salle ; av : diffuseur placé près de la scène ; ± : écart entre les deux situations. Rappel : R4 près de la source, R1/R2 en milieu d'audience, R2 au fond de la salle.

Cette constatation rejoint les conclusions de Jeon qui souligne l'importance des panneaux latéraux proches de la scène dans la qualité de la diffusion. C'est, de plus, un résultat bien connu par les acousticiens préconisant de la diffusion.

3.3.5. Importance du taux de recouvrement

Des études précédentes au CSTB [SCHM 2005] ont montré que le coefficient de dispersion ISO 17947-1 du diffuseur hémisphérique augmente selon le taux de recouvrement de demi-sphères, avec un palier à partir d'une certaine valeur.

Afin d'explorer cet effet au niveau d'une salle, le taux de recouvrement de la paroi diffusante par les demi-sphères a été varié entre 0 et 0,49 sur la scène à 33 % de panneau latéral diffusant (Fig. 54).

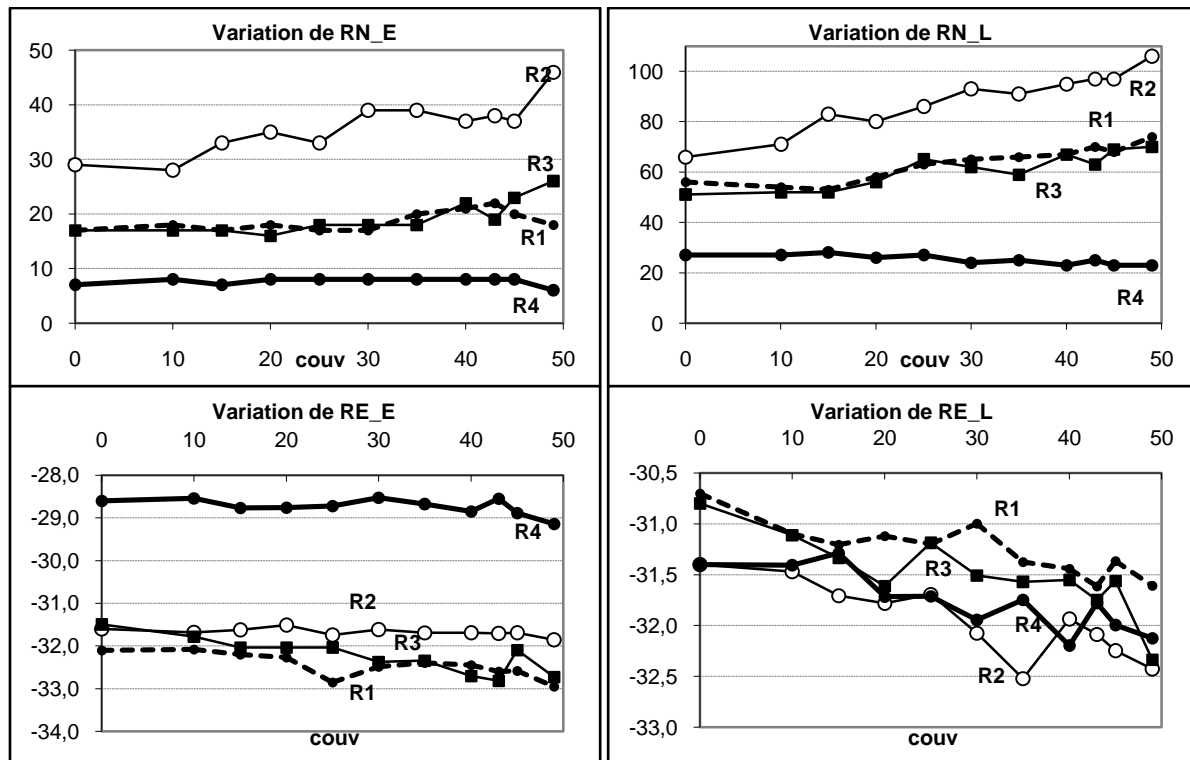


Fig. 54 – Comparaison de RN et RE pour différents taux de recouvrement du diffuseur.

La couverture du diffuseur varie de 0 à 49 %, valeur au-delà de laquelle l'algorithme de remplissage aléatoire utilisé ne permettait plus de générer le diffuseur. En abscisses : le pourcentage de surface sur le plan diffuseur occupé par les bases de demi-sphères.

Le récepteur R4, très proche de la source, ne bénéficie pas de l'efficacité de la paroi diffusante (cf. 3.3.4). Le nombre de rayons reste donc environ constant quel que soit le taux de recouvrement du diffuseur. Aux récepteurs R1, R2 et R3 placés en milieu d'audience et au fond de la salle, le nombre de rayons dans les parties temporelles précoce et tardive augmente avec le taux de recouvrement. Le diffuseur semble inefficace pour un taux de recouvrement inférieur à 15 %. L'effet de palier n'est pas observé sur la plage considérée, et se retrouverait peut-être pour des taux de recouvrement plus élevés.

En ce qui concerne l'énergie, RE_E décroît avec le taux de recouvrement du diffuseur. Les variations de RE_L sont moins cohérentes mais présentent la même tendance globale à la baisse.

3.3.6. Discussion des résultats

La méthode « tir de particules » nous a donné des premiers résultats en un temps de calcul limité. Si le RN est choisi comme paramètre d'optimisation de la diffusion, notre modèle permet de prédire la meilleure configuration sur la plage étudiée ; pour le Boston Symphony Hall par exemple, 65 % de paroi diffusante, avec un taux de recouvrement entre 0,4 et 0,5. Il reste à vérifier que cette prédiction est bien conforme à la réalité en effectuant des mesures *in situ* de sorte à vérifier les tendances observées, sinon les valeurs obtenues.

Il faut cependant ajouter une remarque à ces résultats : il y a une difficulté de principe à assimiler les maximums locaux du tir de rayons aux maximums locaux du tir de particules, puisqu'on transforme un événement ponctuel (arrivée d'un trajet sonore au récepteur) par un événement qui a une certaine durée (présence d'une particule mobile dans un volume récepteur) ; on confond donc volontairement la notion d'intersection d'un trajet porteur d'énergie avec un récepteur d'une part, et un maximum de particules contenues dans un volume à une date donnée d'autre part.

3.4. Mesure *in situ* de l'index dans une salle réelle

Faute de temps, le test de mesure *in situ* dans une salle réelle sera à poursuivre ultérieurement. Plusieurs arrangements de panneaux diffuseurs sont à prévoir dans la salle, afin de pouvoir vérifier :

- d'une part les tendances d'évolution du RN calculé à partir des mesures selon le pourcentage de diffuseur, les caractéristiques du diffuseur et son positionnement ;
- d'autre part l'influence des paramètres des salles où les mesures s'effectuent (salle sèche, réverbérante, etc.) afin de clarifier le lien entre les niveaux de RN et RE et ceux-ci ;
- et enfin la prédictibilité des résultats en modélisant convenablement la scène sous ICARE.

3.5. Conclusion et perspectives

Des premiers résultats de simulation ont été obtenus sur le modèle du Boston Symphony Hall, montrant des effets d'évolution intéressants du RN selon le pourcentage de diffuseur sur les parois latérales de la salle, et donnant quelques idées simples sur l'arrangement le plus favorable des panneaux. Les résultats du RE sont plus difficiles à interpréter, mais restent indispensables pour l'analyse des résultats du RN, puisque les visions « trajet » et « énergie » sont complémentaires.

Il reste une interrogation théorique importante autour du concept de « pic de réflexion » qui est à la base du décompte du RN, puis du calcul de RE. Dans cette étude, nous avons compté les maximums locaux ; cependant deux trajets différents peuvent parvenir au récepteur au même moment et créer un unique pic d'énergie plus importante. Bien que le diffuseur ait pu être à la source de la création de deux trajets, un seul sera alors décompté ; c'est pourquoi on ne peut dissocier les paramètres RN et RE qui permettent de croiser les informations sur le nombre de trajets et leur énergie. Nous avons vu aussi sur le cas des pyramides à base carrée que cette géométrie était jugée comme néfaste pour la diffusion du point de vue du RN, alors que cela reste à vérifier dans le cas réel « subjectif »¹³.

Il serait intéressant de modifier la définition du critère de dynamique afin d'éviter l'effet de baisse du RN lorsque le direct est d'énergie importante, typiquement près de la source. Une piste d'exploration serait de placer le critère de dynamique à partir du premier pic de réflexion au lieu du direct, ou de recalculer l'énergie du direct en fonction de la longueur du trajet parcourue jusqu'au récepteur, afin d'obtenir un même ordre de grandeur du RN aux différents points de la salle.

Enfin, le RN, et donc le RE, sont difficilement prédictibles par les méthodes informatiques explorées, à cause des difficultés théoriques expliquées plus haut. Or un bon indice mesurable in situ se doit d'être prédictible : ce volet devra être exploré plus en détail lors de futurs travaux.

Une fois ces difficultés soulevées, il restera encore des études à prévoir pour clarifier la relation entre le RN, le RE et d'autres paramètres de la salle comme la durée de réverbération, afin de pouvoir déterminer un indice normalisé qui permette de comparer une salle à une autre.

¹³ La salle Messiaen de Grenoble est ainsi munie de volumineuses pyramides à base carrée sur les parois autour de la scène, à des fins de diffusion acoustique.

Conclusion

Dans le but de définir une nouvelle méthode de mesure *in situ* de la diffusion acoustique, nous avons exploré deux pistes : l'une se basant sur une approche matériau et proposant une mesure d'un coefficient de dispersion, et l'autre se plaçant du point de vue global d'une salle, et donnant deux nouveaux paramètres pouvant amener la constitution d'un indice de diffusion. Les deux méthodes sont complémentaires et permettraient, une fois mises en place, d'obtenir des outils pratiques d'optimisation de la diffusion dans les salles de concert.

L'étude de la méthode de Rindel, basée sur la mesure d'une durée de réverbération monodimensionnelle entre deux plaques parallèles, a permis de mettre en valeur des difficultés de mise en place pratique. L'étude paramétrique effectuée a ainsi montré l'importance du parallélisme des plaques sur la vitesse de décroissance de l'énergie sonore. Quelques préconisations au niveau du placement de la source et de la taille de plaque ont pu être argumentées. La simulation de la méthode par calcul BEM sur les diffuseurs MLS et hémisphérique a donné des résultats encourageants, mais n'a pas été menée à assez haute fréquence pour pouvoir conclure quand à l'allure du coefficient de dispersion au-delà de la limite de validité de la méthode, à 1000 Hz. En pratique, la mesure des durées de réverbération, pourtant de l'ordre de 0,1 seconde, a montré une bonne reproductibilité au-delà de 600 Hz. Selon l'arrangement des demi-sphères de 20 cm sur le plan diffuseur de 4 m², à taux de recouvrement constant, le coefficient de dispersion mesuré a présenté des variations importantes, ce qui tendrait à montrer que le coefficient est plutôt local que global. Il reste un travail expérimental important à réaliser afin de clarifier le sens physique du coefficient de dispersion donné par la méthode. Pour la compléter, la prédictibilité du coefficient mesuré devra être ensuite vérifiée par des calculs BEM poussés à des fréquences de plusieurs kilohertz.

L'étude de la deuxième piste proposée par Jeon, basée sur le décompte du nombre de réflexions à grande énergie de la réponse impulsionnelle d'une salle, a été réalisée par simulation d'un diffuseur hémisphérique. Les premiers calculs ont été menés par la méthode de tir des faisceaux, mais le temps de calcul prohibitif, ainsi que l'impossibilité d'approximer les demi-sphères par des polyèdres, a justifié l'utilisation d'un changement de méthode. Le calcul des nouveaux paramètres proposés par Jeon a donc été effectué sur un modèle simplifié d'une salle de concert par tir de particules, et a montré une corrélation intéressante avec des résultats connus des acousticiens prescripteurs. Des mesures en salle réelle et une clarification du lien entre cet indice et les autres paramètres de la salle restent à effectuer avant de pouvoir constituer un indice normalisé de la diffusion.

Bibliographie

[COX 2000] T.J. Hargreaves, T.J. Cox, Y.W. Lam, P. D'Antonio, « Surface Diffusion Coefficients for Room Acoustics: Free Field Measures », *J. Acoust. Soc. Am.* 108, 1710-1720.

[COX 2004] T. J. Cox, P. D'Antonio, *Acoustic Absorbers and Diffusers : Theory, Design and Application*, Spon Press, 2004.

[EMB 2009] J. J. Embrechts, chercheur à l'université de Liège, communication personnelle avec le CSTB, septembre 2009.

[JEAN 1997] P. Jean, « A variational approach for the study of outdoor sound propagation and application to railway noise », *Journal of Sound and Vibration*, 212(2), 275-294, 1998.

[JEON 2007] J. Y. Jeon, J. K. Ryu, « Subjective and objective evaluations of a scattered sound field in a scale model opera house », *J. Acoust. Soc. Am.* 124, 1538–1549, septembre 2008.

[JEON 2008] J. Y. Jeon, « Investigation of scattered sound fields in halls for diffuseness index using scalemodels - New Proposal for ISO 17497 Part 4 », présentation publique, juillet 2008.

[JEON 2009] J. Y. Jeon, Y. H. Kim, « Investigation of sound diffusion characteristics using scale models in concert halls », NAG/DAGA 2009 Rotterdam 1448-1451, 2009.

[KIM 2009] Y. H. Kim, chercheur à l'Architectural Acoustics Laboratory, Hanyang University, communication personnelle, juillet 2009.

[KUT 1991] H. Kuttruff, *Room Acoustics Third Edition*, Elsevier Applied Science, 1991.

[NOE 2008] N. Noé, F. Gaudelaire, « ICARE, notice technique », notice interne CSTB, juillet 2008.

[RIND 2001] J. H. Rindel, *An Introduction to Room Acoustics*, Technical University of Denmark, 2001.

[RIND 2003] J. H. Rindel, J. Y. Jeon, « The new field method for measurement of the scattering coefficient », private communication and notes, 2003.

[SCHM 2004] I. Schmich, J. Despax, « Rapport TFE – Mesure du coefficient de diffusion des surfaces en salle réverbérante », rapport CSTB/ECL, 2004.

[SCHM 2005] I. Schmich, N. Courtas, « Rapport PFE - Caractérisation des diffuseurs par rapport à leurs propriétés diffusantes », rapport CSTB/ENSPG, 2005.

[VORL 2000] M. Vorländer, E. Mommertz, «Definition and measurement of random-incidence scattering coefficients », *Applied Acoustics*, 60, 2000, pp. 187-199.

[VORL 2008] M. Vorländer, *Auralization – Fundamentals of acoustics, modelling, simulation, algorithms and acoustic virtual reality*, Springer-Verlag, 2008.

[VORL 2009] M. Vorländer, L. De Geetere, T. Sakuma, Y. Kosaka, « Relationship between the scattering coefficients determined with coherent averaging and with directivity correlation », *Acta Acustica*, vol. 95 669 – 677, 2009.

Table des matières

Introduction	1
1. Problématique de la diffusion	2
1.1. Cadre du problème	2
1.1.1. Notion de diffusion.....	2
1.1.2. Mesure du coefficient de diffusion des surfaces	3
1.1.3. Indices globaux de diffusivité des salles	4
1.2. Démarche et enjeux de l'étude	4
1.2.1. Enjeux pour la méthode de mesure <i>in situ</i>	4
1.2.2. Démarche adoptée	5
1.3. Justification de l'approche matériau et de l'approche globale	6
1.4. Moyens mis en œuvre	7
2. Validation d'une nouvelle méthode de mesure <i>in situ</i> du coefficient de dispersion d'une surface.....	9
2.1. Présentation de l'étude	9
2.1.1. Objectifs de l'étude	9
2.1.2. Cadre théorique	9
2.1.3. Principe du protocole	10
2.1.4. Discussion générale.....	12
2.2. Validation théorique du cadre du travail	12
2.2.1. Validité de la formule [RIND 2001]	12
2.2.2. Cas onde plane / onde sphérique	13
2.2.3. Sensibilité de la formule aux erreurs.....	15
2.2.4. Proposition d'une méthode de correction des mesures	16
2.3. Exploration des paramètres par calcul B.E.M. 2D	16
2.3.1. Présentation du logiciel MICADO	17
2.3.2. Modes de résonance	17
2.3.3. Effets de bord et taille de baffle	18
2.3.4. Position de la source.....	21
2.3.5. Effet de parallélisme.....	22
2.4. Modélisation de géométries de diffuseurs.....	23
2.4.1. Remarques préliminaires sur diffuseur MLS (2D).....	23
2.4.2. Effet des géométries (3D)	25
2.5. Mesures <i>in situ</i> en laboratoire	27
2.5.1. Matériel utilisé.....	27
2.5.2. Source, répétabilité des mesures et optimisation	28
2.5.3. Impact de l'environnement sur les mesures	30
2.5.4. Directivité du microphone.....	31
2.5.5. Types de décroissances enregistrées	32
2.5.6. Exemples de calcul du coefficient de diffusion	32
2.6. Conclusion.....	36
3. Étude d'un nouvel indice de caractérisation de la diffusivité d'une salle	38
3.1. Présentation de l'étude	38
3.1.1. Objectif de l'étude	38
3.1.2. Description du paramètre	38
3.1.3. Lien avec la densité d'échos.....	39

3.2. Validation théorique par calcul « tir de faisceaux »	40
3.2.1. Présentation d'Icare	40
3.2.2. Modélisation utilisée	40
3.2.3. Tests préliminaires de validation.....	41
3.2.4. Détermination du critère de dynamique	42
3.2.5. Du diffuseur pyramidal au diffuseur hémisphérique.....	43
3.3. Validation théorique par calcul « lancer de particules »	45
3.3.1. Présentation de la méthode.....	45
3.3.2. Modélisation utilisée	45
3.3.3. Variation des paramètres selon le pourcentage de diffuseur	46
3.3.4. Importance de la position du diffuseur.....	48
3.3.5. Importance du taux de recouvrement	49
3.3.6. Discussion des résultats.....	50
3.4. Mesure <i>in situ</i> de l'index dans une salle réelle.....	51
3.5. Conclusion et perspectives	52
Conclusion.....	53
Bibliographie	54
Table des matières	56
Annexe 1	58
Annexe 2	59
Annexe 3	61
Annexe 4	62
Annexe 5	63
Annexe 6	71
Annexe 7	75

Annexe 1

Calcul des décroissances cas plan/sphérique

Dans le cas plan, on a :

$$p_{plan}^2(N(t)) = p_0^2 (1 - \alpha_m)^N ;$$

d'où l'évolution de l'énergie en dB :

$$E_{plan}(N(t)) = 20 \log \left(\frac{p_0}{p_{ref}} \right) + 10N \log (1 - \alpha_m).$$

La décroissance de l'énergie, avec L ordre maximal de réflexion considéré, est de la forme :

$$decr_{plan}(N(t)) = 1 - \frac{1 - (1 - \alpha_m)^{N+1}}{1 - (1 - \alpha_m)^{L+1}} \xrightarrow{L \rightarrow +\infty} (1 - \alpha_m)^{N+1},$$

ce qui donne en échelle logarithmique :

$$D_{plan}(N(t)) = 10 \log (decr_{plan}(N(t))) \xrightarrow{L \rightarrow +\infty} (N + 1) \log (1 - \alpha_m),$$

soit une pente de décroissance linéaire.

Dans le cas sphérique, on a :

$$p_{sph}^2(N(t)) = p_0^2 \frac{(1 - \alpha_m)^N}{(Nl_m)^2}$$

d'où l'évolution de l'énergie en dB :

$$E_{sph}(N(t)) = 20 \log \left(\frac{p_0}{p_{ref}} \right) + 10N \log (1 - \alpha_m) - 20 \log(N) - 20 \log(l_m).$$

On obtient donc deux termes supplémentaires qui sont dominés pour N grand par le terme en $N \log(1 - \alpha_m)$. La décroissance est plus complexe à calculer puisqu'on a :

$$decr_{sph}(N(t)) = 1 - \frac{\sum_{k=0}^N \frac{(1 - \alpha_m)^k}{k^2}}{\sum_{k=0}^L \frac{(1 - \alpha_m)^k}{k^2}}.$$

On a :

$$0 \leq \lim_{L \rightarrow +\infty} \left(\sum_{k=0}^L \frac{(1 - \alpha_m)^k}{k^2} \right) \leq \frac{\pi^2}{6},$$

la limite étant décroissante strictement selon α_m avec $\pi^2/6$ obtenu pour $\alpha_m = 0$, et 0 pour $\alpha_m = 1$.

Dans le cas sphérique, la pente de décroissance n'est plus linéaire, et dépend du comportement de convergence de la série $\sum_k \frac{(1 - \alpha_m)^k}{k^2}$.

Annexe 2

Sensibilité de la formule de calcul du coefficient de dispersion

Afin d'avoir une idée de la variation du coefficient de dispersion s en fonction des durées de réverbération mesurés *in situ*, on trace les dérivées partielles de s selon chaque variable d'intérêt. Lorsqu'une dérivée partielle présente une valeur importante pour un T_x donné, cela signifie qu'une petite variation sur T_x de $\delta T = T'_x - T_x$ entraînera un écart $\delta s = s'_x - s_x$ non négligeable.

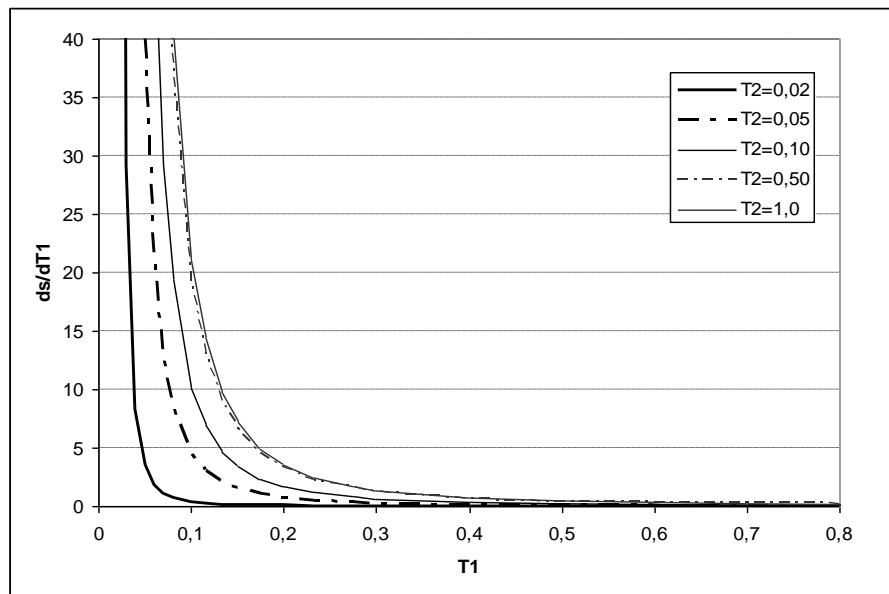


Fig. 55 – Évolution de la dérivée partielle de $s(T_1, T_2)$ en fonction de T_1 avec $\alpha_{2,0}=0,2$, $\alpha_0=0$.

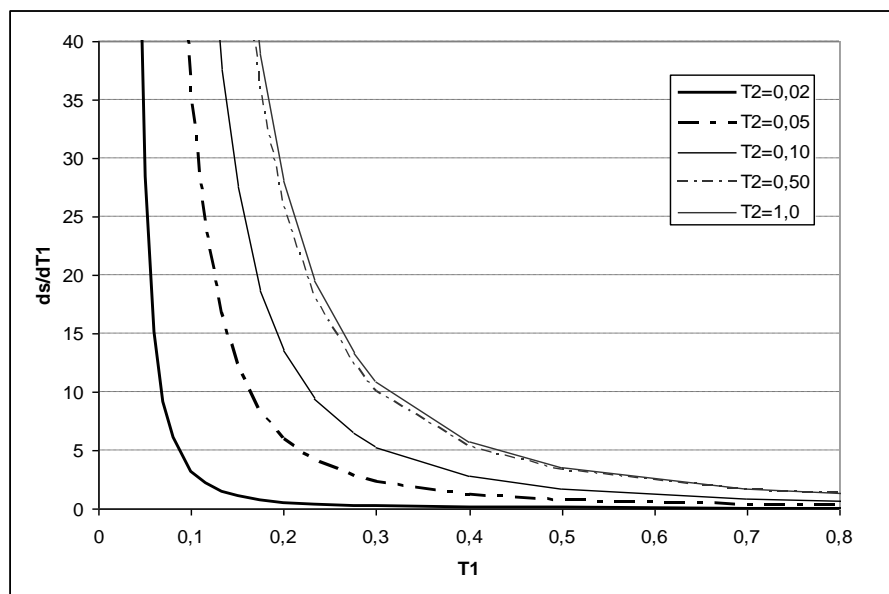


Fig. 56 – Évolution de la dérivée partielle de $s(T_1, T_2)$ en fonction de T_1 avec $\alpha_{2,0}=0,9$, $\alpha_0=0$.

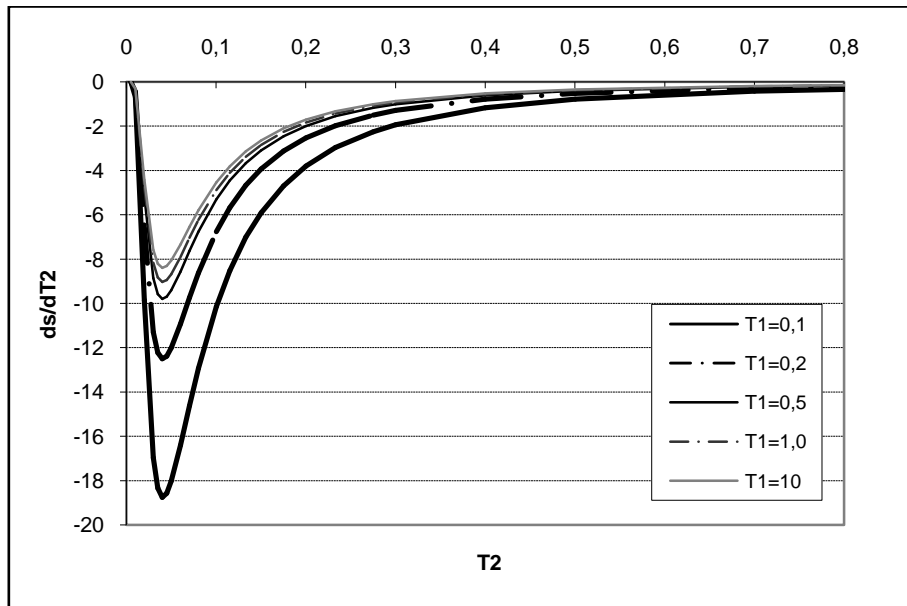


Fig. 57 – Évolution de la dérivée partielle de $s(T_1, T_2)$ en fonction de T_2 avec $\alpha_{2,0}=0,2$, $\alpha_0=0$.

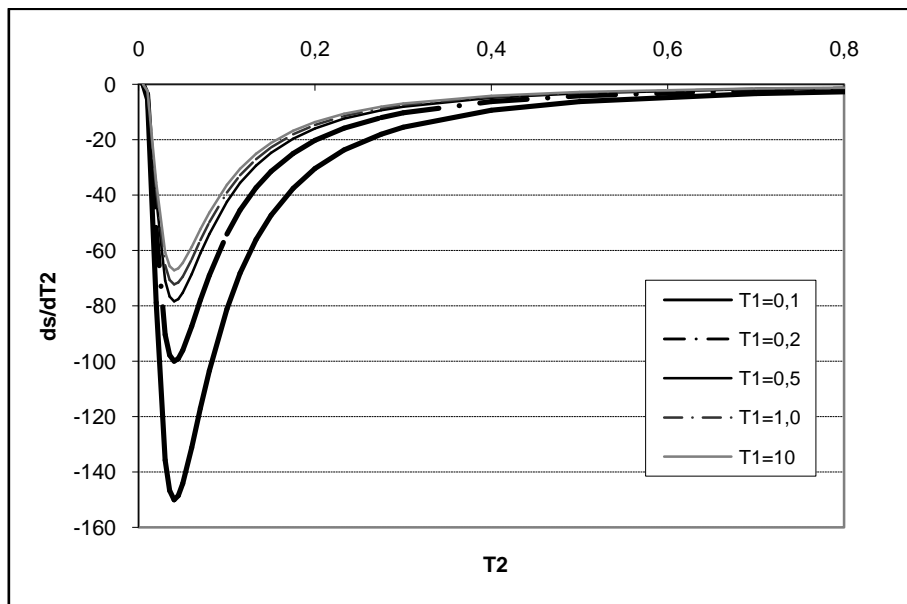


Fig. 58 – Évolution de la dérivée partielle de $s(T_1, T_2)$ en fonction de T_2 avec $\alpha_{2,0}=0,9$, $\alpha_0=0$.

Annexe 3

Maillage de modélisation MICADO 3D

Les maillages utilisés ont été réalisés par le mailleur d'ICARE à partir de fichiers de description géométrique. La finesse du maillage est adaptative par plages de fréquence et dépend du critère :

$$C = 3 \frac{f_{\max}}{c_{\text{air}}},$$

qui représente l'inverse de la longueur maximale des éléments, un chiffre de 3 éléments par longueur d'onde étant généralement suffisant pour le calcul MICADO 3D.

Les paramètres utilisés dans l'étude sont listés dans le tableau suivant :

f_{\min} (Hz)	f_{\max} (Hz)	C
0	500	4,5
500	1000	8,9
1000	1500	13,3
1500	2000	17,7
2000	2500	22,0
2500	3000	26,5
3000	5000	44,1

Tableau 5 – Paramètre de maillage pour les scènes MICADO.

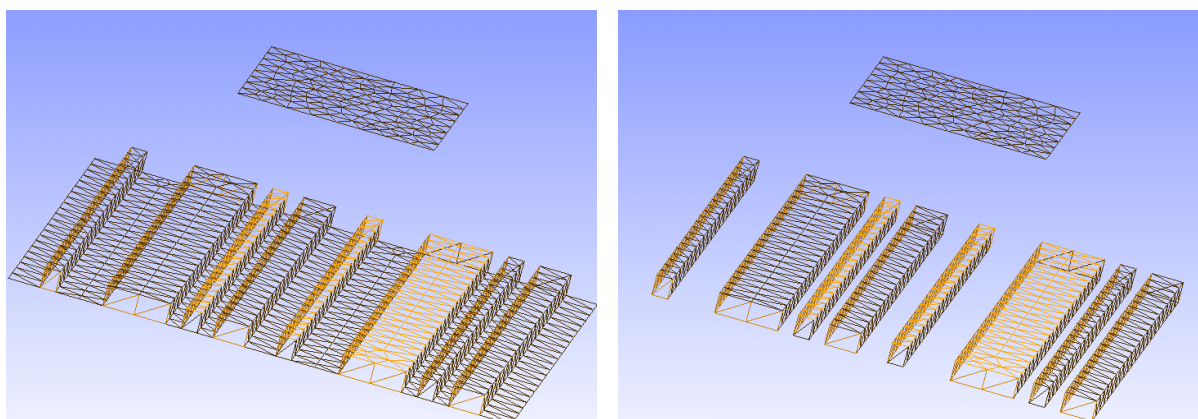


Fig. 59 – Maillage du diffuseur MLS à $C=8,9$, cas non bafflé (gauche) et bafflé (droite).

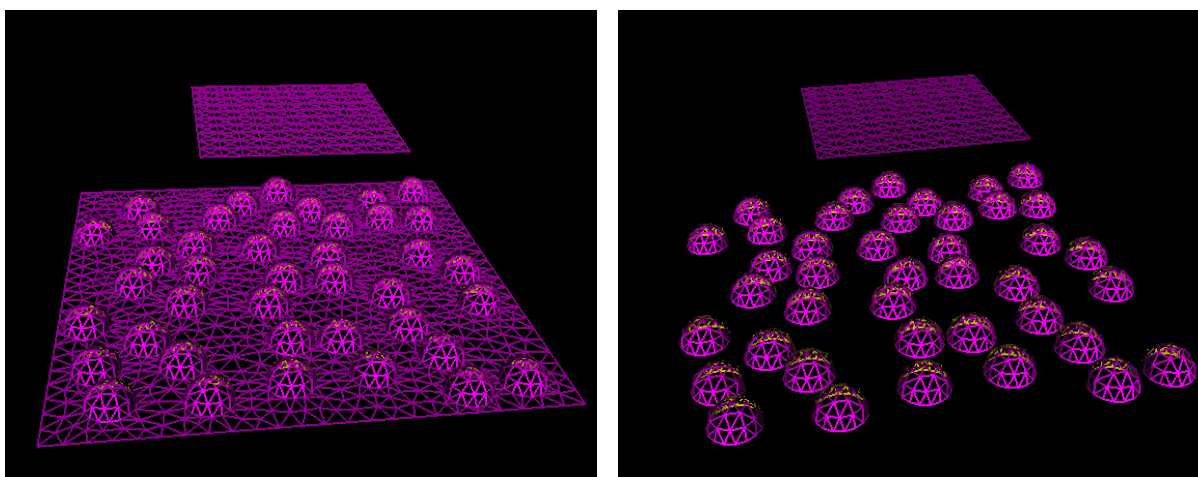


Fig. 60 – Maillage du diffuseur hémisphérique à $C=8,9$, cas non bafflé (gauche) et bafflé (droite).

La surface de 2,56 m de côté est placée à 1 m de la plaque. Sauf indication contraire, microphone et source sont positionnés sur l'axe médian, à $z_m = 0,57$ m et $z_s = 0,77$ m.

Annexe 4 Recalage du signal de l'étincelle

Entre deux mesures sur une même scène, le niveau et la forme de l'impulsion de la source sont susceptibles d'être différents. Afin de pouvoir comparer nos résultats, les signaux doivent donc être recalés par rapport à une référence.

Si l'impulsion était parfaitement reproductible, le signal du direct enregistré serait identique entre deux scènes où la distance entre microphone et source est la même. Il faut donc recalcr les signaux de sorte à ce que l'énergie du direct soit identique. On effectue donc un fenêtrage autour du direct pour le signal de référence et le signal à recalcr (Fig. 61), et on se place dans l'espace des fréquences pour calculer le rapport correctif à appliquer au signal tout entier.

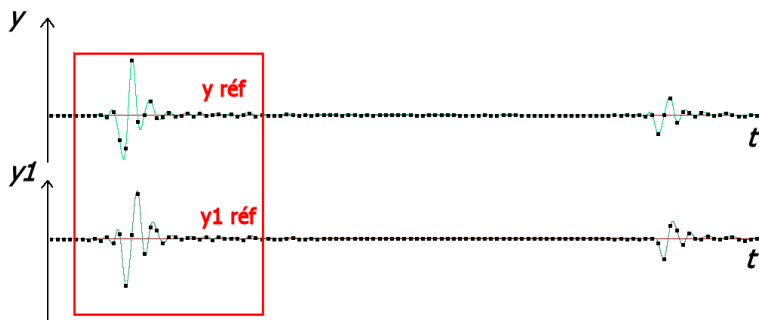


Fig. 61 – Fenêtrage du direct dans le signal de référence et le signal à recalcr.

La largeur de fenêtre dépend de la fréquence d'échantillonnage et de la géométrie de la scène, puisque la fenêtre ne doit pas inclure des échos parasites. La forme des directs à recalcr doit aussi être similaire.

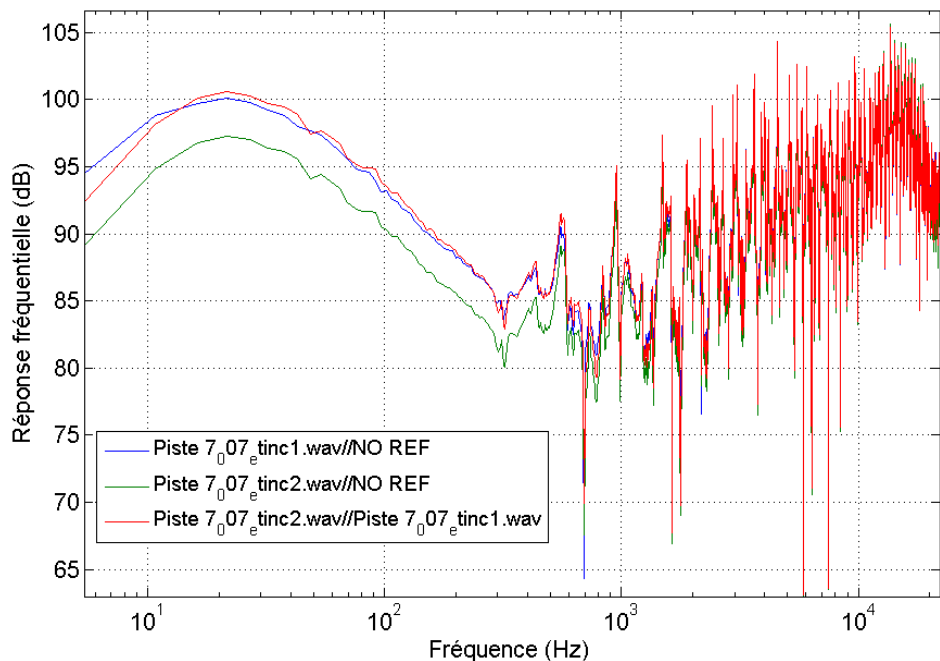
On définit ensuite : $Y1_{ref} = FFT\ y1_{ref}$; $Y_{ref} = FFT\ y_{ref}$; $Y1 = FFT\ y1$, et on recalcr le signal $Y1$ terme à terme (Fig. 62) :

$$Y1_{recalé}(i) = Y1(i) \frac{Y_{ref}(i)}{Y1_{ref}(i)} .$$

Le signal corrigé est ensuite retourné dans le domaine temporel par transformée de Fourier inverse.

Fig. 62 – Exemple de recalage du signal tinc2 par rapport à tinc1.

On représente ci-contre les spectres de tinc1 et tinc2 (bleu et vert) et le spectre de tinc2 après recalage (rouge).



Annexe 5

Figures de l'étude paramétrique, coefficient de dispersion

Pour plus de clarté, cette annexe regroupe différentes figures de l'étude paramétrique effectuée pour le coefficient de dispersion ; elles sont commentées dans le corps du rapport.¹⁴

A. Résultats des simulations MICADO

Dimension de la plaque de référence

Les résultats suivants viennent illustrer l'effet d'une modification de la taille de plaque de référence dans le cas bafflé.

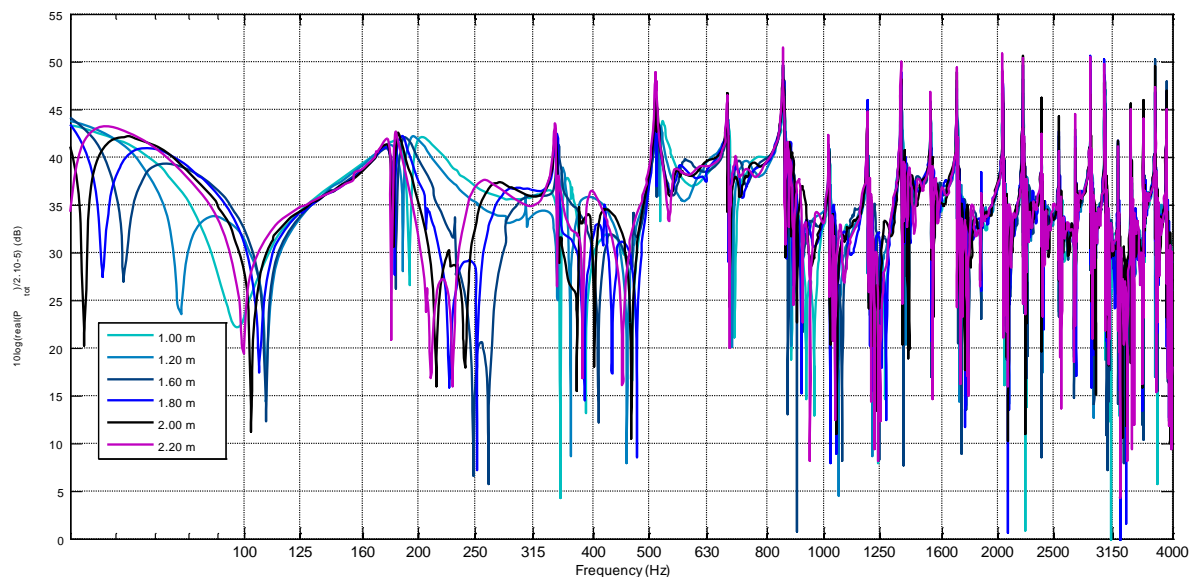


Fig. 63 – Réponse fréquentielle (dB) selon la longueur de plaque de référence, de 1,0 à 2,2 m.

On considère le cas bafflé où la plaque supérieure est de dimension 1 à 2,2 m. Les différences les plus importantes se situent à basse fréquence (en-dessous de 500 Hz), où les effets de diffraction sont importants. On observe les résonances en $f_n = n/2.343$ Hz caractéristiques des modes entre les plaques séparées de $L=1$ m. ↷

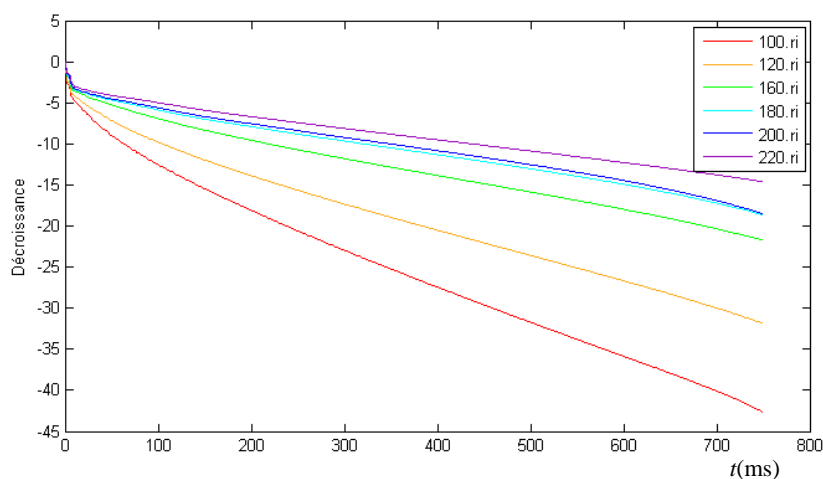


Fig. 64 – Décroissances pleine bande selon la taille de la plaque de référence.

Les cas 1 m à 2,20 m sont présentés. Plus la plaque est grande, plus l'énergie est confinée sur la scène de mesure, et plus la décroissance est lente. ↷

¹⁴ La version numérique possède des balises de renvoi automatique ↷ dans le corps de texte principal.

Effet de baffle

Les figures suivantes illustrent l'étude de convergence des résultats vers le cas bafflé lorsque la taille du plan diffuseur augmente.

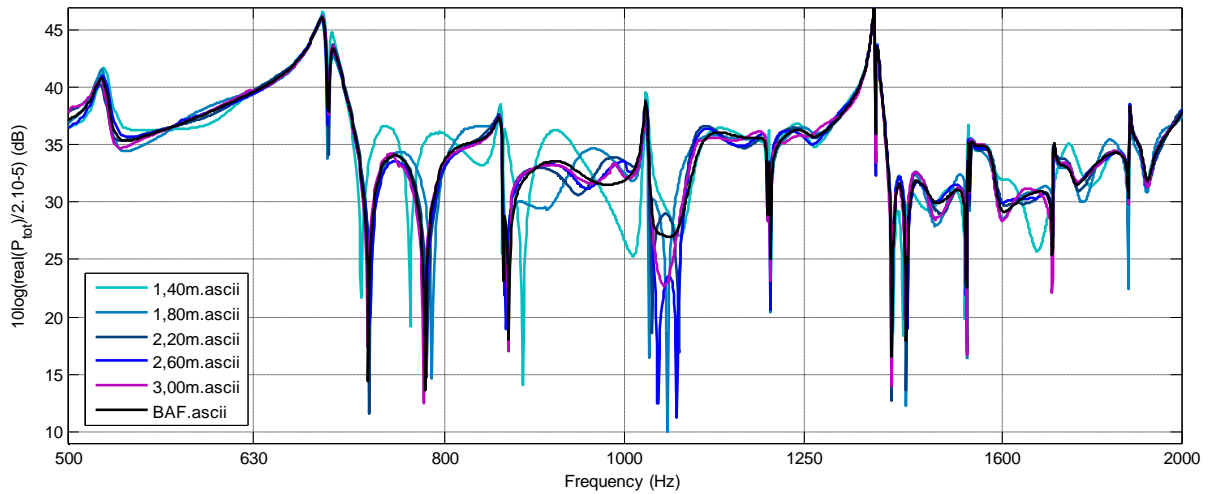


Fig. 65 – Réponse en fréquence (dB) selon la longueur de plaque diffuseuse.

On considère les cas où la plaque inférieure est de dimension 1 à 3 m, comparés à la situation de référence baffle infini (BAF). À partir de 2,20 m environ, l'écart avec le cas baffle infini devient acceptable. ➔

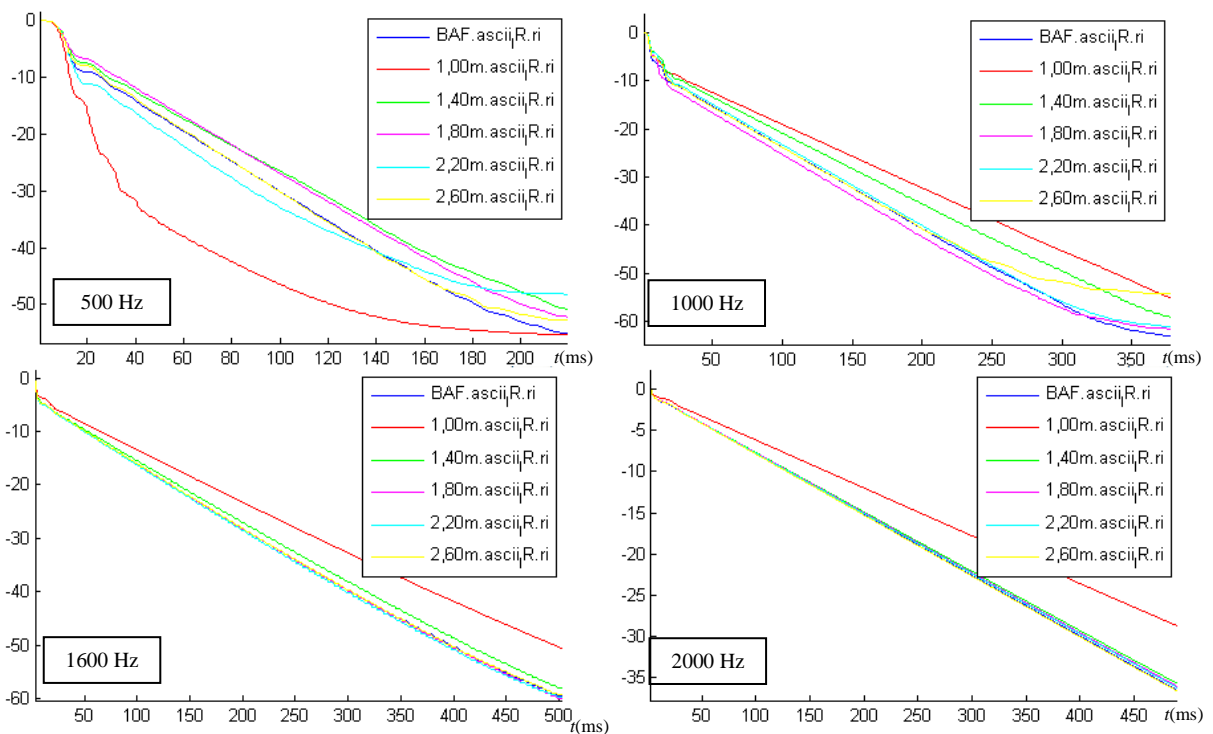


Fig. 66 – Décroissance par bande de tiers d'octave, respectivement à 500, 1000, 1600 et 2000 Hz, selon la longueur de plaque diffuseuse.

Ordonnées : énergie (dB). Cf. Fig. 65. On vérifie que les pentes de décroissance sont similaires à celles du cas bafflé (bleu) à partir de 2,20 m environ. ➔

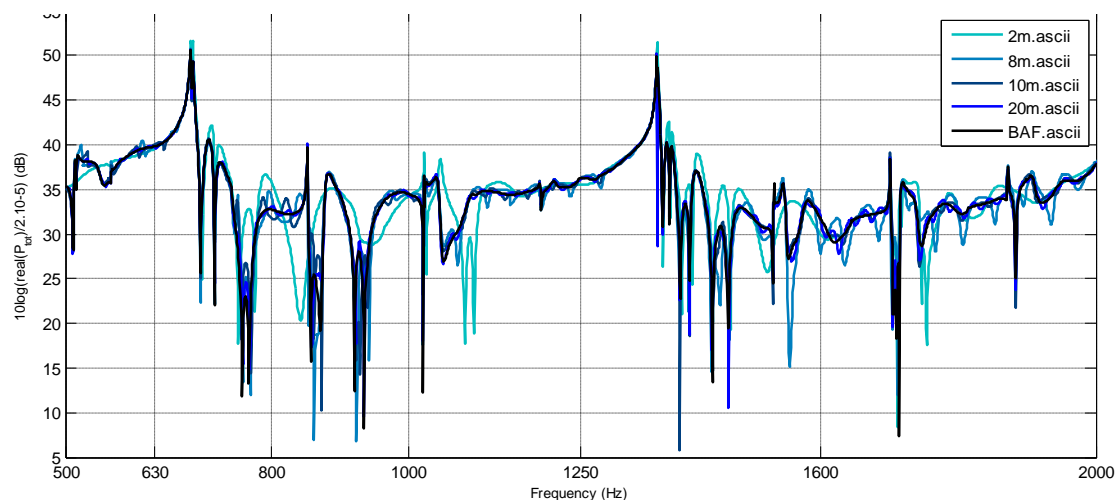


Fig. 67 – Réponse en fréquence (dB) selon la longueur de plaque diffusante (config. 2).

On considère les cas où la plaque inférieure est de dimension 2 à 20 m, comparés à la situation de référence baffle infini (BAF). À partir de 8 ou 10 m environ, l'écart avec le cas baffle infini devient acceptable ; cet effet est vérifié sur les pentes de décroissance par bandes de tiers d'octave au-delà de 500 Hz. ↪

Décalage de la source selon l'axe médian

Les graphiques suivants montrent l'effet d'un décalage horizontal de la source à partir de l'axe médian.

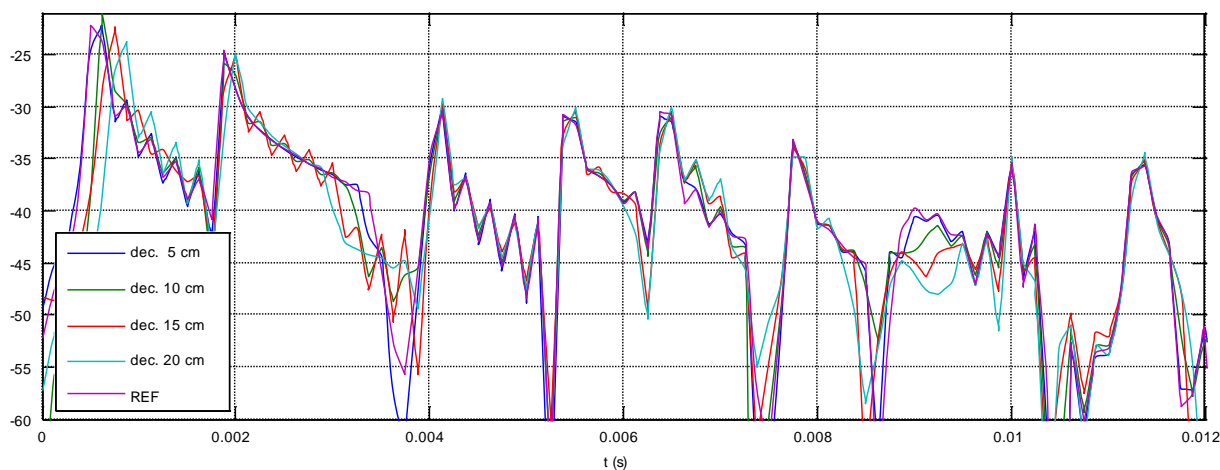


Fig. 68 – Début de la réponse impulsionnelle selon le décalage médian de la source.

On représente les cas avec un décalage respectivement de 5, 10, 15 et 20 cm vers la droite, ainsi que la situation de référence (REF) médiane. On observe que le direct, entre 0 et 2 ms, est décalé entre les cas ; puis que la réponse impulsionnelle converge à nouveau après 10 ms. ↪

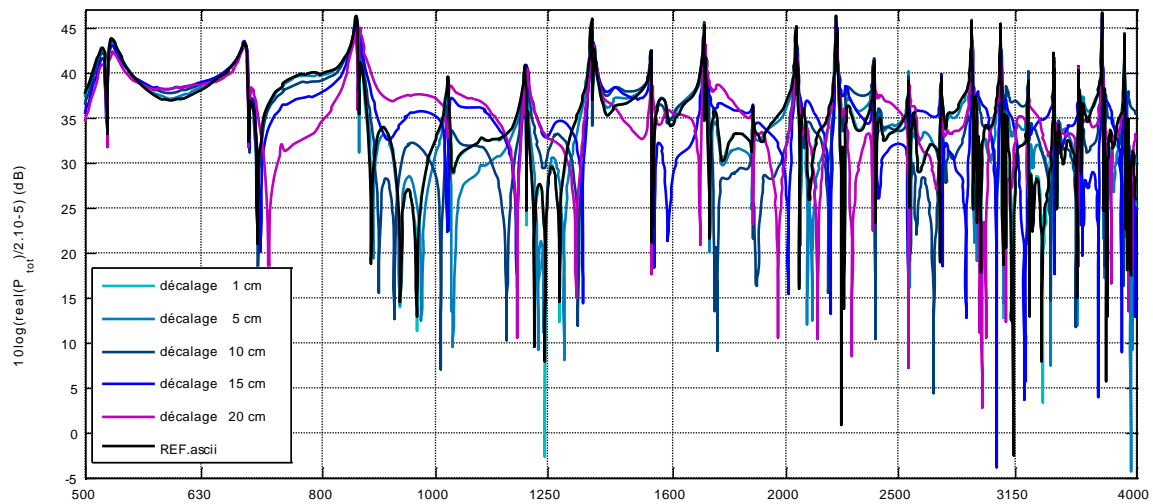


Fig. 69 – Réponse fréquentielle (dB) selon le décalage de la source par rapport à l'axe médian.
 Les pics modaux sont conservés, avec cependant des écarts de plus en plus importants sur le reste de spectre selon le décalage de la source, notamment à cause des effets de bord. ↷

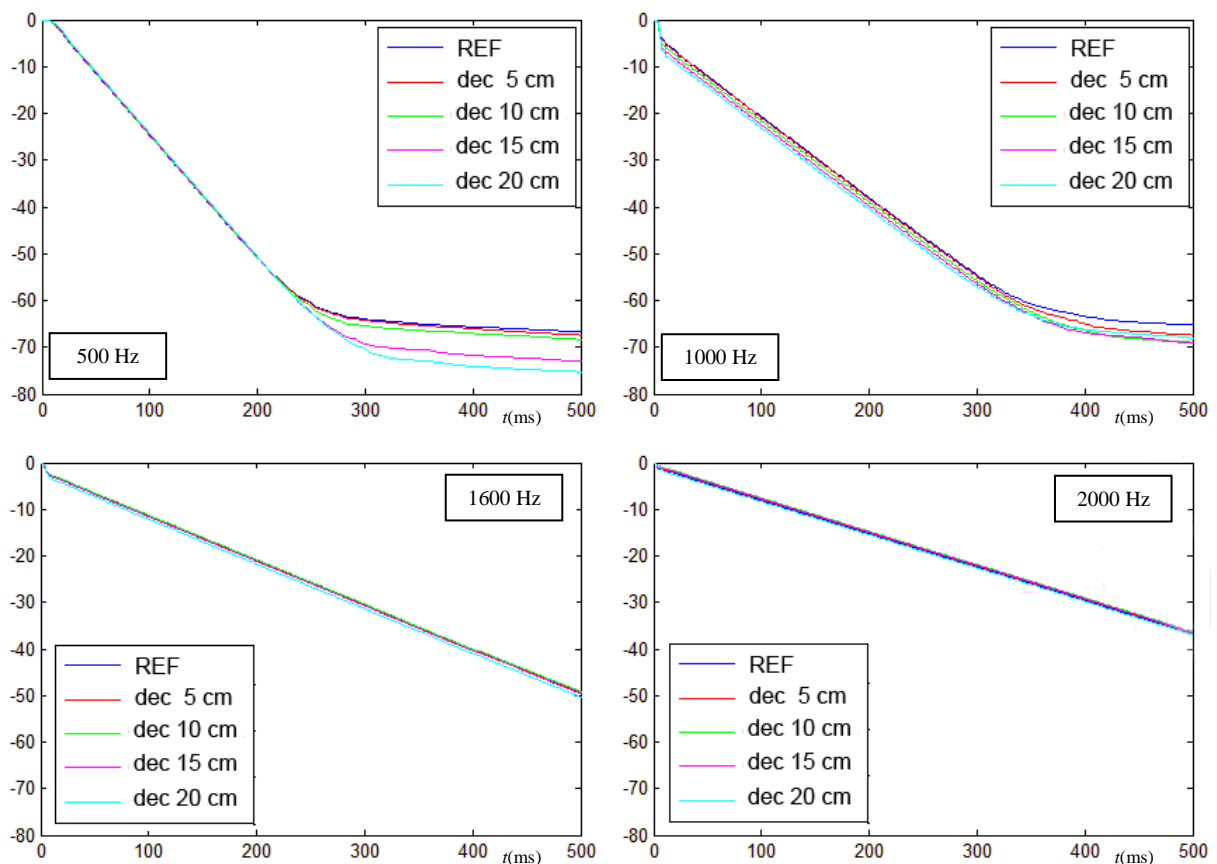


Fig. 70 – Décroissance par bande de tiers d'octave, respectivement à 500, 1000, 1600 et 2000 Hz, selon la position de la source par rapport à l'axe médian.
 Sur toutes les bandes de tiers d'octave considérées, les pentes des décroissances considérées sont identiques. ↷

Décalage de la source selon l'axe vertical

Les graphiques suivants montrent l'effet d'un décalage vertical de la source en direction de la plaque de référence.

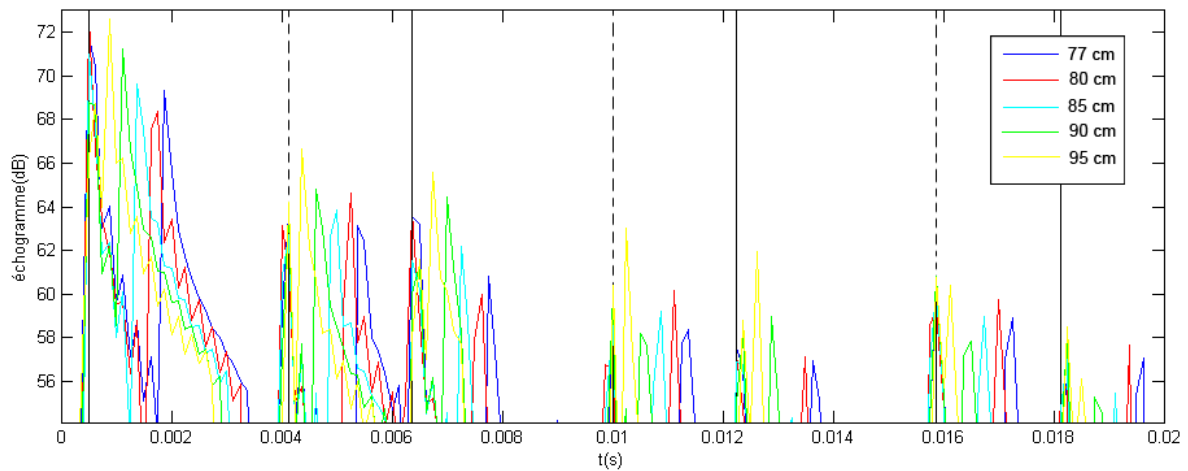


Fig. 71 – Échogrammes recalés sur le direct pour différentes positions verticales de la source.

La position verticale de la source varie de 77 cm à 95 cm à partir de la plaque inférieure. Les traits verticaux — et --- indiquent les échos qui sont identiques sur les scènes (explications en Fig. 72). ↷

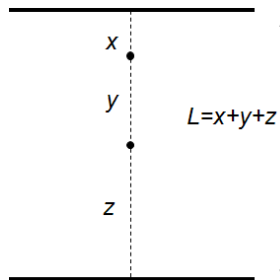


Fig. 72 – Explication du recalage de l'échogramme, Fig. 71.

Pour $x < z$, les trajets effectués par les échos effectuent les séquences cycliques $i \in \mathbb{N} : \{y+i.L; y+2x+i.L; y+2z+i.L; y+2(x+z) +i.L\}$. Entre nos scènes, L et z sont constants. Si on recalce le direct, tous les échos de la séquence où x n'intervient pas sont alors identiques ; on obtient donc un écho sur deux recalé identiquement. ↷

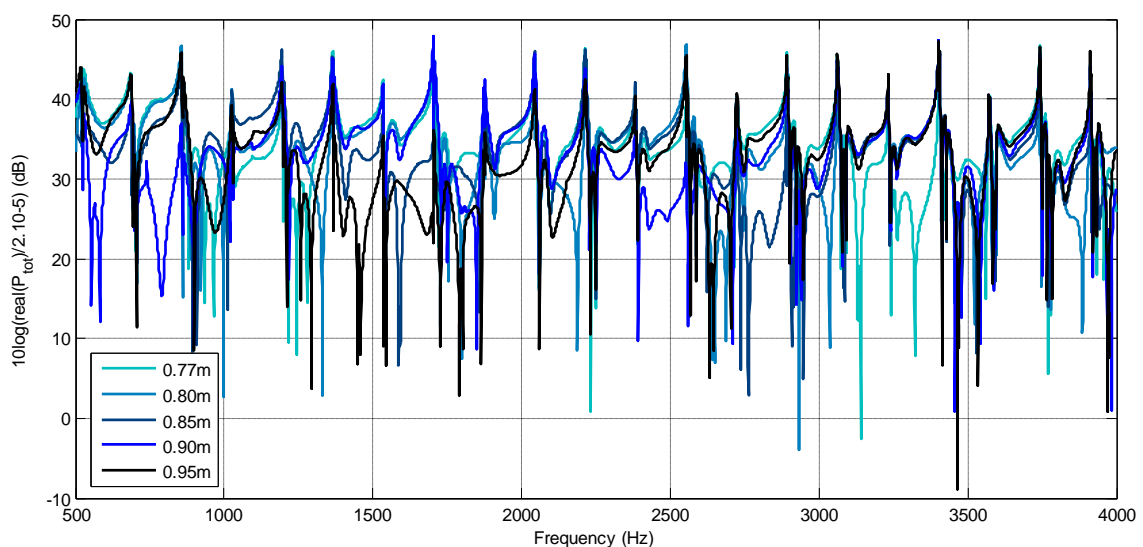


Fig. 73– Réponse fréquentielle (dB) selon la distance de la source par rapport à la plaque inférieure.

Les pics modaux sont plus ou moins atténués selon que la source est proche d'un nœud d'un mode. ↷

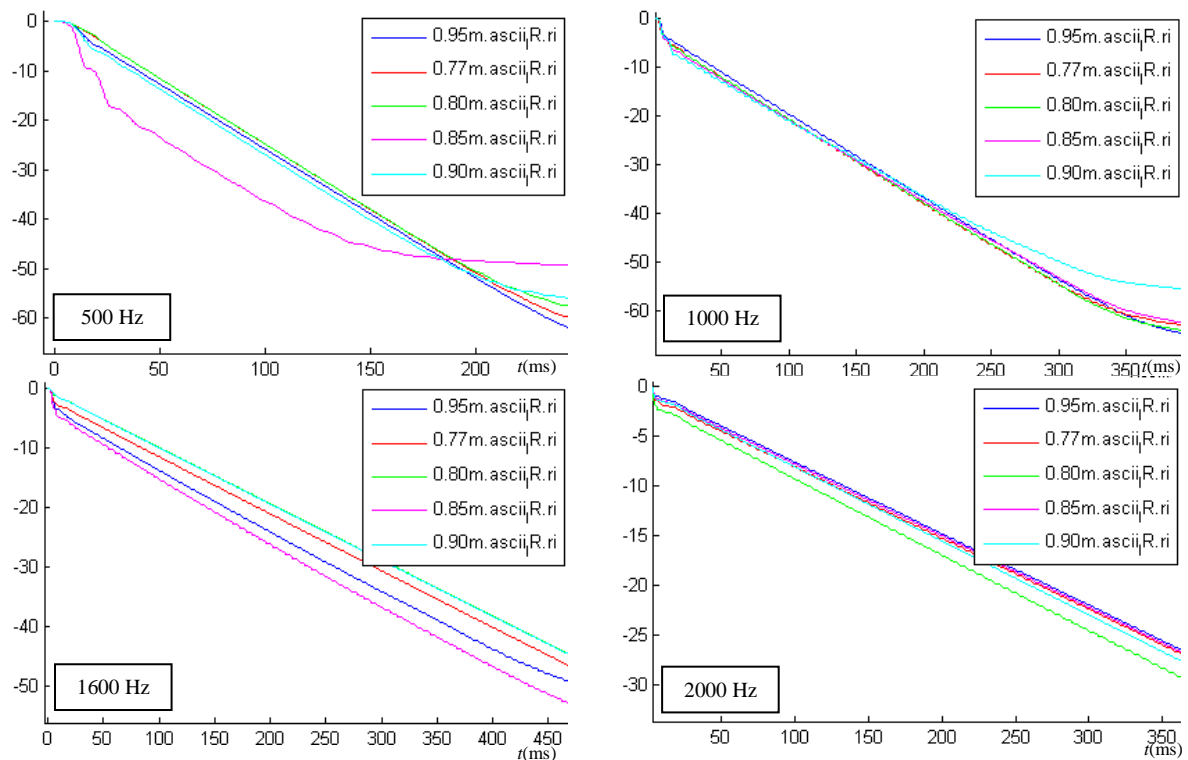


Fig. 74 – Décroissance par bande de tiers d’octave, respectivement à 500, 1000, 1600 et 2000 Hz, selon la position de la source sur l’axe vertical.

Selon le placement de la source à un nœud ou à un ventre d’un mode de résonance entre les plaques, des effets de décalage sur la décroissance de l’énergie peuvent être observés (voir 500 et 1587 Hz) ; mais globalement les pentes principales de décroissance restent parallèles. ↷

Effet de parallélisme

Les graphiques suivants illustrent l’impact d’un défaut de parallélisme entre la plaque de référence et le plan du diffuseur.

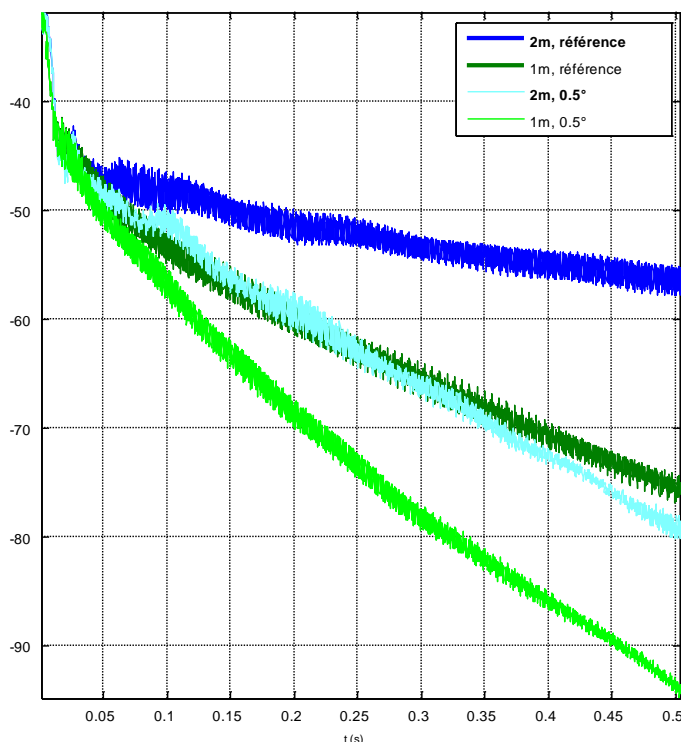


Fig. 75 – Échogramme intégré (2.5 ms) pour les cas non-parallèles et parallèles, avec plaque de référence de 1 et 2 m.

La décroissance des cas non-parallèles est plus rapide que les cas de référence. Cet effet est d’autant plus important que la plaque de référence est grande, puisqu’on augmente alors l’écart entre le cas parallèle qui conserve plus d’énergie et les cas non-parallèles. ↷

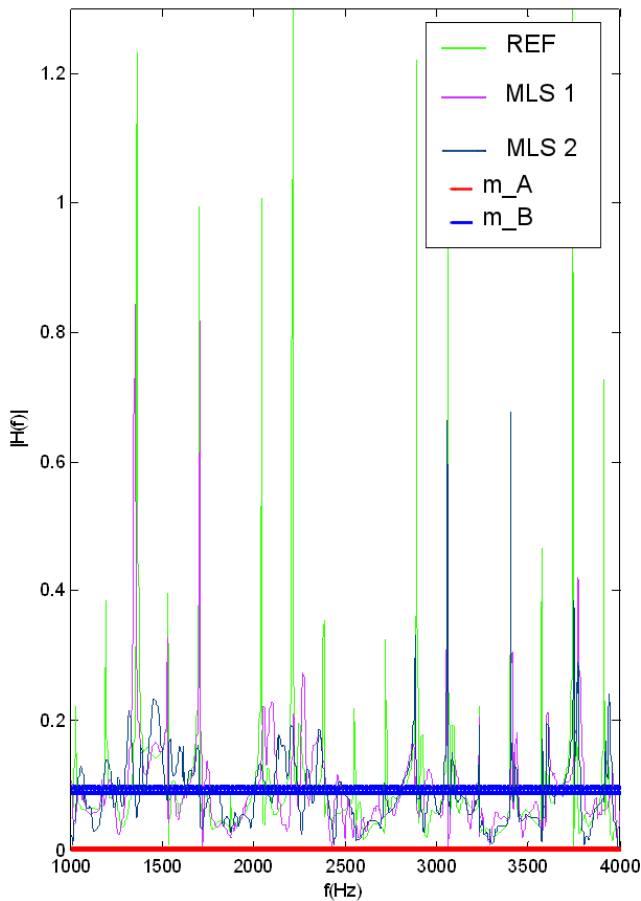


Fig. 76 – Indice d’importance des pics modaux selon la réponse fréquentielle, pour le diffuseur MLS.

REF : sans diffuseur. MLS 1 : puits 10,5 cm ; MLS 2 : puits 5,25 cm. On calcule la moyenne de l’énergie sur la bande de fréquences considérée :

$$m_A = \frac{\sqrt{\sum_{i=1000}^{4000} |H(f)|^2}}{3000}$$

Elle baisse en présence de diffuseur à cause de la perte d’énergie par redirection. On calcule de même la moyenne des ordonnées de la réponse fréquentielle :

$$m_B = \frac{\left| \sum_{i=1000}^{4000} |H(f)| \right|}{3000}$$

Elle baisse avec le lissage des pics modaux observés en présence de diffuseur. L’indice :

$$\sqrt{M} = m_A / m_B$$

montre alors une évolution à la baisse selon l’efficacité du diffuseur par rapport à la scène de référence. ↪

	m_A	m_B	\sqrt{M}
REF	0,0028	0,0987	0,0282
MLS 1	0,0022	0,0955	0,0233
MLS 2	0,0020	0,0905	0,0217

Coefficients de dispersion calculés selon le diffuseur (2D)

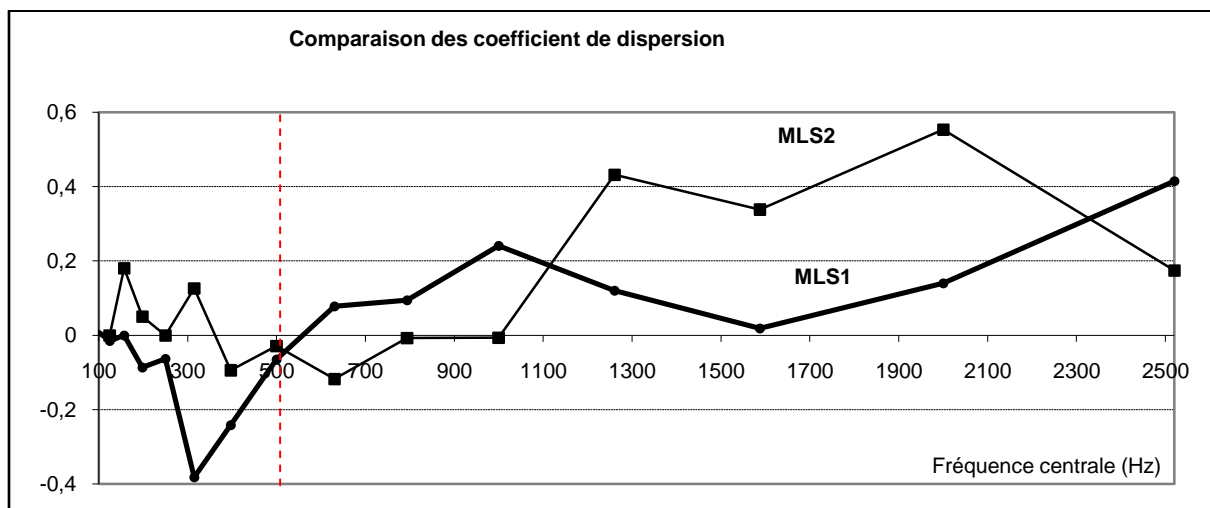


Fig. 77 – Comparaison des coefficients de dispersion obtenus pour deux diffuseurs MLS.

Abscisses : fréquence centrale de tiers d’octave (Hz). MLS1 : diffuseur d’ordre 15 avec puits de 8 x 10,5 cm ; MLS2 : diffuseur d’ordre 15 avec puits de 8 x 5,25 cm. La ligne rouge indique la limite de validité de la simulation (hors effets de bord). On vérifie de plus que les plages d’efficacité d’atténuation modale visualisés sur la Fig. 25 se retrouvent au niveau des valeurs maximales du coefficient de dispersion calculé, soit une plage d’efficacité du MLS 1 entre 1800 et 3300 Hz, et du MLS 2 entre 1000 et 2500 Hz. ↪

B. Résultats des mesures en salle sèche

Les résultats ci-dessous ont été mesurés sur une scène correspondant approximativement à la scène de référence aux échos régulièrement espacés (Fig. 33).

Ajout de laine de verre autour des supports

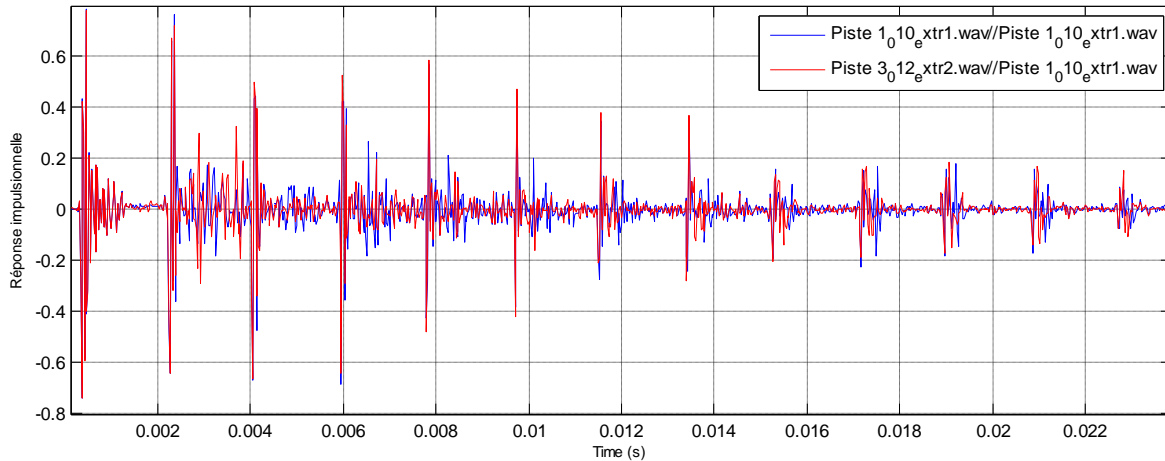


Fig. 78 – Réponse impulsionnelle mesurée avec/sans laine de verre autour des supports de la plaque.

Piste 1 (bleu) : supports nus. Piste 3 (rouge) : supports avec laine de verre. Les signaux ont été recalés (indication du signal donnant le direct de référence après les caractères « // »). La présence de laine de verre permet d'atténuer les pics de bruit présents entre les pics de réflexion successifs. Cet effet se vérifie sur l'échogramme intégré, qui présente des pics plus lisses aux premières réflexions. ↷

Coefficients de dispersion, sph. Ø 25 cm, 31 %

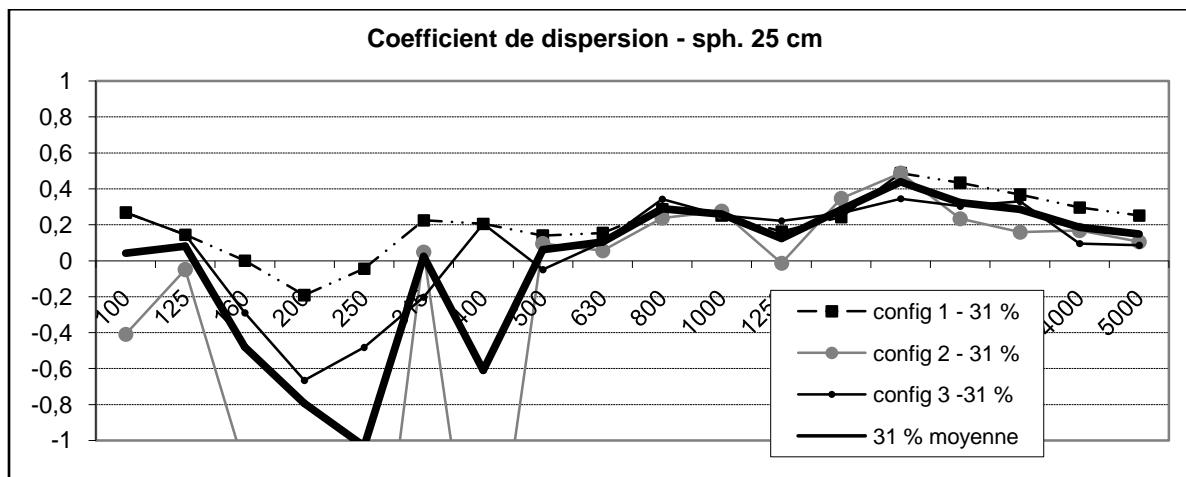


Fig. 79 – Coefficients de dispersion calculés à partir des configurations de la Fig. 37.

En-dessous de 500 Hz, le coefficient de diffusion calculé montre une grande variabilité : la méthode n'y est donc pas valable. ↷

Annexe 6

Détails de modélisation ICARE

A. Géométrie de la scène

Les dimensions de la salle et de la scène sont données en Fig. 44 à l'échelle 1:50. La salle principale mesure environ 24,5 m de large sur 42 m de profondeur.

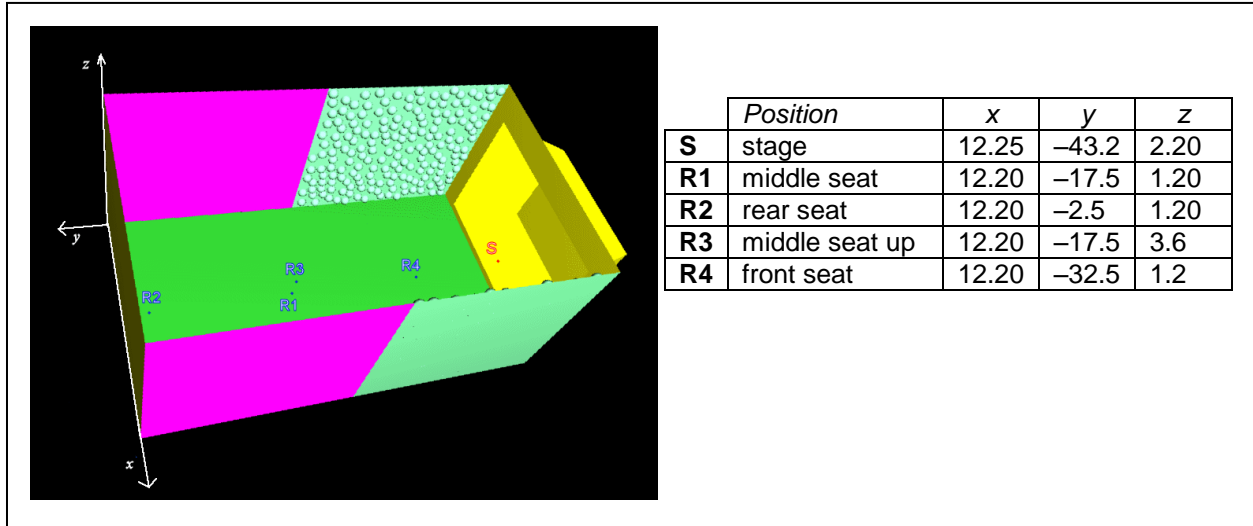


Fig. 80 – Vue de la modélisation ICARE et positions de la source et récepteurs associés.

La hauteur des récepteurs placés dans l'audience (à l'exception de R3) est usuellement prise à 1,20 m en acoustique des salles. Les récepteurs sont décalés de 5 cm par rapport à l'axe médian de la salle afin d'éviter la superposition des réflexions de premier ordre sur les parois latérales.

Le diffuseur est constitué de demi-sphères de 0,55 m de rayon, réparties aléatoirement sur la portion de mur latéral alloué, avec un taux de recouvrement de 43 %.

B. Matériaux

Les matériaux sont caractérisés dans ICARE par leur coefficient d'absorption acoustique. Afin de respecter les simplifications effectuées sur la maquette de [JEON 2008], seules deux classes de matériaux ont été utilisées : les parois et le diffuseur sont considérés comme des murs rigides, le sol est considéré équivalent à une répartition homogène de chaises matelassées.

Bandes d'octave (Hz)	125	250	500	1000	2000	4000	8000
Mur rigide	0,02	0,02	0,03	0,04	0,04	0,05	0,05
Chaises matelassées (2 par m²)	0,44	0,60	0,77	0,89	0,82	0,70	0,70

Tableau 6 – Coefficient d'absorption des matériaux par bande d'octave [VORL 2008]

C. Paramètres ICARE, critères de convergence

Données générales : température 20°C ; humidité 70 % ; source unitaire.

Etant donné la complexité de la scène modélisée, l'optimisation du temps de calcul est un enjeu non négligeable. Comme nous nous intéressons aux réflexions retardées de $\Delta t = 500$ ms seulement par rapport au direct, une première approximation de l'ordre maximal de réflexion peut être donné par :

$$O_{\max} = c\Delta t/L_{\min},$$

avec L_{\min} dimension minimale caractéristique de la salle, soit $O_{\max} = 7$.

Deux autres paramètres ont une importance majeure dans le calcul géométrique de tir de faisceaux : la subdivision maximale d'un faisceau, qui décrit le nombre de subdivisions que pourra subir un faisceau sur un obstacle ; le critère d'intersection ϵ des faisceaux, qui doit être de l'ordre des éléments de géométrie de la scène.

Une première recherche de convergence a été effectuée sur la scène de la Fig. 80. Elle consiste en la comparaison du nombre de rayons calculés pour des subdivisions maximales données :

<i>Subd.</i>	<i>8</i>	<i>9</i>	<i>10</i>	<i>11</i>
d=0	4	4	4	4
d=1	1017	1017	1017	1017
d=2	9095	11586	14203	16715
d=3	26066	44222	69074	97100
d=4	27267	75093	154821	270172
d=5	14465	74367	204511	437232
d=6			196079	500751
d=7				492714
d=8				474326
<i>Temps</i>	<i>3 min</i>	<i>37 min</i>	<i>6 h</i>	<i>70 h</i>

Tableau 7 – Temps de calcul et nombre de rayons associés à chaque profondeur de tir en fonction de la subdivision maximale des faisceaux, dans le cas des demi-sphères.

Les calculs ont été effectués avec $\epsilon=0,01$. Un premier critère de convergence consiste à comparer le nombre de rayons trouvés pour une profondeur donnée. Ici, on ne valide qu'une profondeur 3 à subdivision 10, après 6 heures de calcul.

Il apparaît que le nombre de rayons calculé devient rapidement prohibitif en temps de simulation : ce nombre important est dû à la finesse de géométrie des sphères, où les faisceaux incidents sont divisés du nombre maximal sur la courbure. Il n'est donc pas possible d'espérer atteindre une profondeur suffisante en un temps de calcul de l'ordre de quelques heures.

Les demi-sphères ont donc été remplacées par des pyramides à base carrée, à géométrie plus grossière.

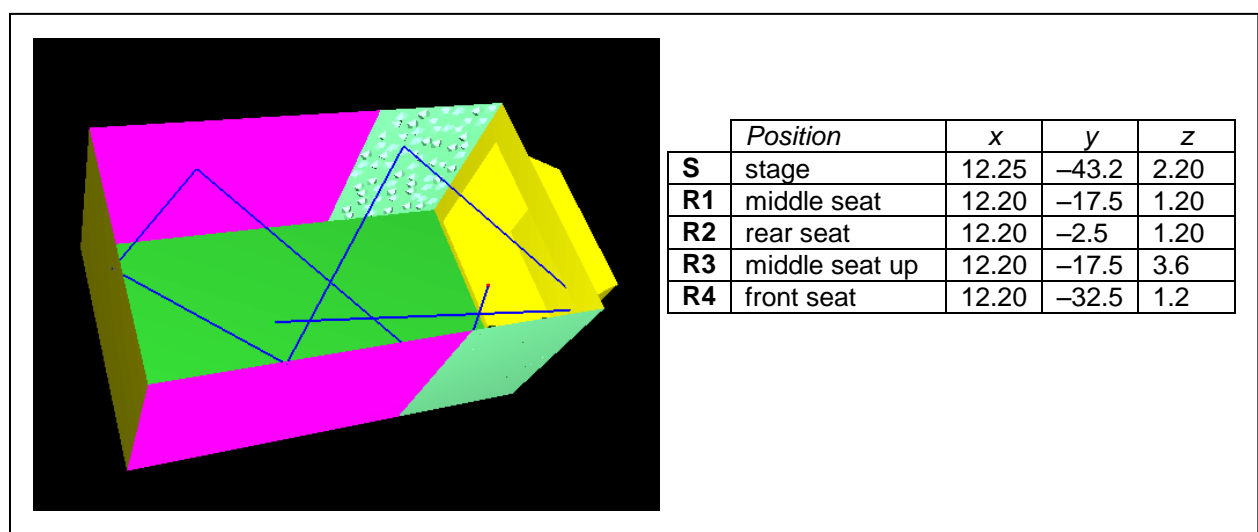


Fig. 81 – Vue de la modélisation ICARE finale avec les pyramides à base carrée.

La recherche de convergence a été effectuée pour cette nouvelle géométrie :

<i>Subd.</i>	8	9	10	11*
d=0	4	4	4	4
d=1	23	23	23	23
d=2	75	77	77	77
d=3	168	170	171	172
d=4	316	329	333	335
d=5	411	437	456	459
d=6	508	543	553	569
d=7	572	630	670	694
d=8	708	792	865	919
d=9	779	911	1024	1090
d=10	834	988	1130	1235
d=11	976	1200	1399	1537
<i>Temps</i>	<i>1 min</i>	<i>8 min</i>	<i>1 h 30</i>	<i>5 h 16</i>

Tableau 8 – Temps de calcul et nombre de rayons associés à chaque profondeur de tir en fonction de la subdivision maximale des faisceaux, dans le cas des pyramides.

Les calculs ont été effectués avec $\epsilon=0,01$. * Pour une subdivision de 11, la subdivision minimale a été fixée à 1 au lieu de 0 afin d'occuper moins de mémoire vive, avec en contrepartie un temps de calcul plus long.

Dans le cas des pyramides à base carrée, la durée de calcul pour monter à une profondeur 11 est raisonnable. Pour cela, une subdivision de 10 semble suffisante. Afin de vérifier effectivement la convergence, le calcul acoustique (affectation de l'énergie acoustique à chaque rayon et somme finale des contributions au récepteur) a été implémenté. On constate, pour les fréquences d'intérêt, un écart inférieur à 0,1 dB sur les spectres de la réponse fréquentielle entre la subdivision de 10 et supérieure (Fig. 82). La subdivision de 10 est donc retenue.

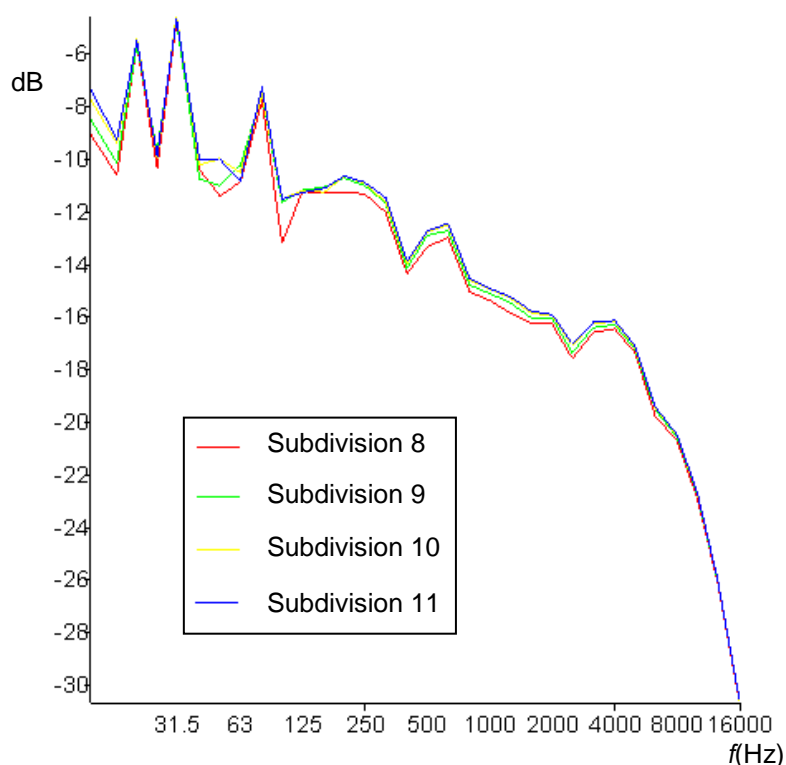


Fig. 82 – Réponse fréquentielle (dB) au récepteur R1 pour une profondeur de tir de 11.

La réponse a été intégrée en tiers d'octave pour « lisser » la courbe et comparer plus aisément les résultats.

Il reste ensuite à vérifier que la profondeur de tir est suffisante pour la subdivision choisie. Pour une subdivision de 10, on compare donc le calcul acoustique, arrêté pour des profondeurs différentes. Il s'avère qu'à partir d'une profondeur 11, le spectre fréquentiel est déterminé à 0,1 dB près. Les trajets d'ordre de réflexion important ont en effet un apport énergétique de plus en plus faible, vu qu'ils sont « amortis » par réflexions successives.

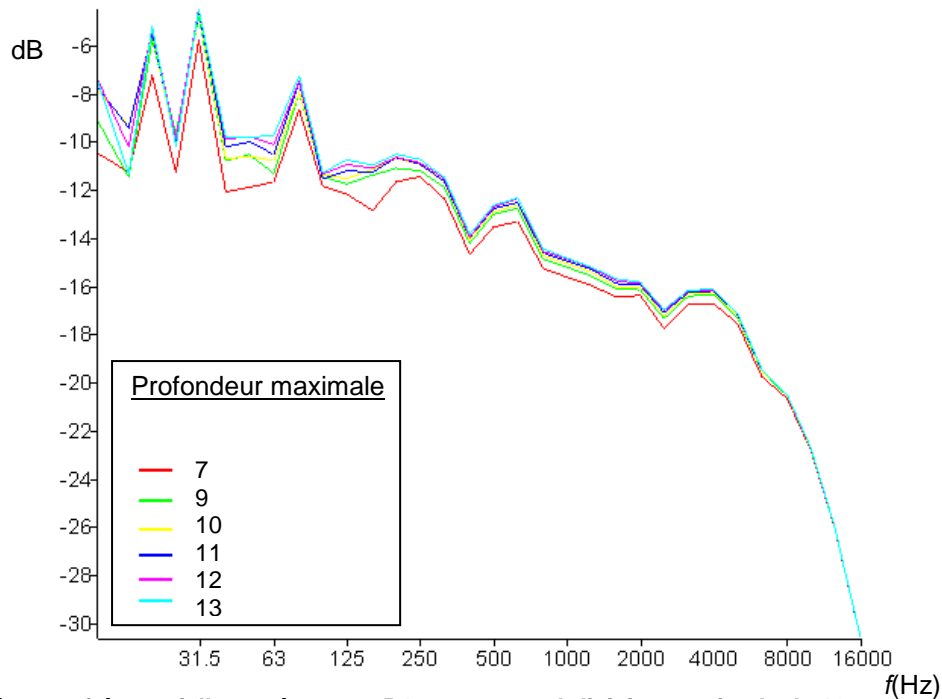


Fig. 83 – Réponse fréquentielle au récepteur R1 pour une subdivision maximale de 10.

La réponse a été intégrée en tiers d'octave pour « lisser » la courbe et comparer plus aisément les résultats.

On ne conserve donc pas les réflexions d'un ordre supérieur à 11 : on considèrera qu'elles sont porteuses d'une énergie acoustique négligeable, ou bien qu'elles ne concernent pas le domaine temporel d'intérêt.

Annexe 7

Résultats de modélisation ICARE, diffuseur pyramidal

La géométrie de la scène est telle que décrite Annexe 6. Le panneau diffuseur, placé du côté de la scène, est recouvert à 40% par des pyramides à base carrée. L'échogramme est calculé à partir de la réponse fréquentielle aux différents récepteurs, puis le RN est décompté à partir du direct selon l'algorithme de repérage du maximum, pour chaque pourcentage de couverture des parois latérales par le panneau diffuseur (Fig. 84).

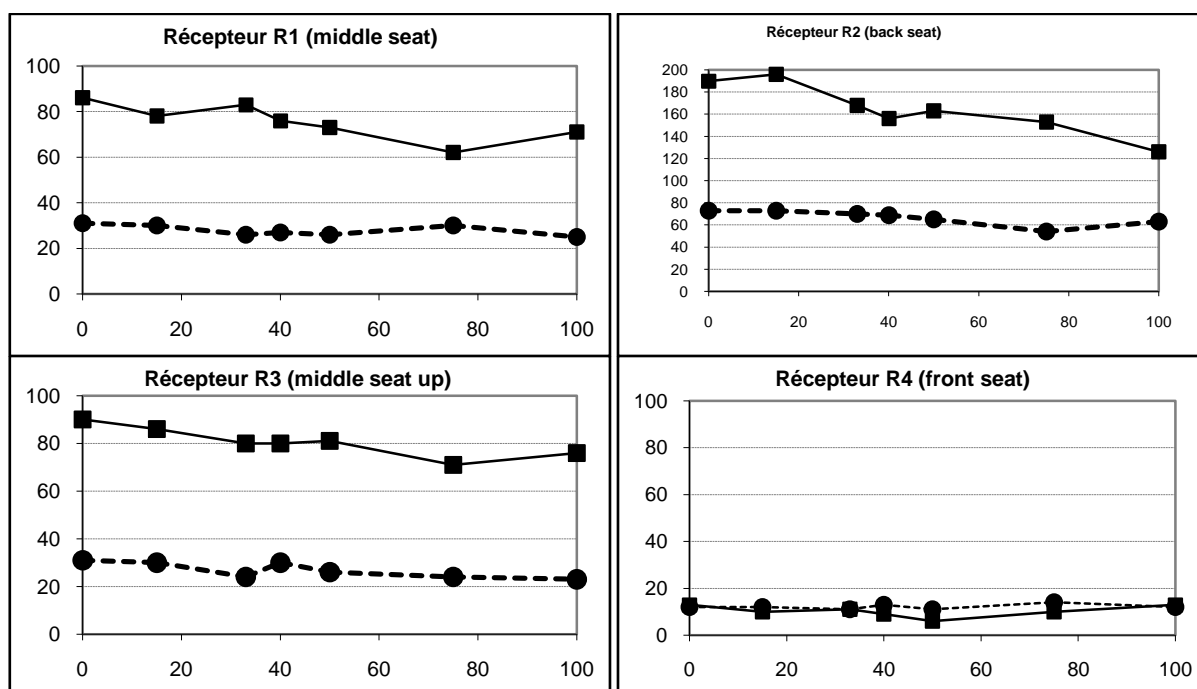


Fig. 84 – Variation de RN en fonction du pourcentage de diffuseur, diffuseur pyramidal.

---●--- : RN_E (early) ; —■— : RN_L (late). En abscisse : le % de diffuseur sur les parois latérales.

Près de la source (R4), l'énergie du direct est très importante, d'où l'obtention d'un RN faible de quelques unités. On n'observe pas de tendance notable d'évolution selon le pourcentage de paroi diffusante. On a globalement un équilibre entre la destruction de quelques trajets d'énergie importante et la création de quelques nouveaux trajets de par la présence des pyramides.

En milieu d'audience (R1/R3), il n'y a pas de différence notable selon la hauteur du récepteur. On observe une baisse de RN_L selon le pourcentage de diffuseur. Cet effet s'explique par le fait que les pyramides détruisent des trajets spéculaires à haute énergie et les remplacent par des trajets d'ordre beaucoup plus grand, apparaissant plus tardivement dans la réponse impulsionnelle, et donc inférieurs au critère de comptage du RN.

À l'arrière de la salle (R2), le RN est beaucoup plus important car le niveau du direct est faible. On conserve la même tendance générale de baisse du RN_L avec le pourcentage de diffuseur.

Les RE_E et RE_L calculés aux différents récepteurs varient de façon peu significative dans une plage ± 1 dB¹⁵.

¹⁵ Sauf pour le cas R2 15%, où plusieurs trajets non discriminés spatialement se combinent en une réflexion tardive d'énergie supérieure au direct, ce qui relève « artificiellement » la somme totale.