



HAL
open science

Méthode in-situ de mesurage de la diffusion pour l'évaluation des salles de spectacles

Isabelle Schmich, Nathalie Brousse

► **To cite this version:**

Isabelle Schmich, Nathalie Brousse. Méthode in-situ de mesurage de la diffusion pour l'évaluation des salles de spectacles. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00550557

HAL Id: hal-00550557

<https://hal.science/hal-00550557>

Submitted on 28 Dec 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.

Méthode in-situ de mesurage de la diffusion pour l'évaluation des salles de spectacles

Isabelle Schmich¹, Nathalie Brousse²

¹Université Paris-Est, Centre Scientifique et Technique du Batiment, 24 Rue Joseph Fourier 38400 Saint Martin D'Hères
isabelle.schmich@cstb.fr

²,18 rue de la Roche, 86160 Gençay, brousse.nathalie@gmail.com

Le phénomène physique de la diffusion acoustique est reconnu par la majorité des acousticiens pour avoir une influence positive sur la qualité sonore des salles de spectacle. Cependant, aucune méthode ne permet aujourd'hui d'estimer la quantité de diffusion dans une salle existante ou de connaître les propriétés diffusantes des matériaux installés.

Une méthode de mesurage in-situ de la diffusion permettrait enfin de pouvoir comparer les différentes salles de spectacles selon leurs propriétés diffusantes.

Cet article présente les résultats d'une première approche du sujet. Pour cela, deux méthodes ont été investiguées. La première consiste à évaluer les propriétés diffusantes des matériaux d'une salle. La deuxième propose un critère de diffusivité pour un espace fermé. Les avantages et limites de chaque méthode seront présentés et des évolutions futures proposées.

1 Introduction

L'intérêt pour la diffusion en acoustique des salles s'est accru depuis une trentaine d'années. 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 la conception des salles, il est encore difficile de formaliser la théorie. Deux méthodes complémentaires ont récemment été proposées pour caractériser la diffusion in situ.

2 Méthode Rindel

Jens Holger Rindel [1] a proposé 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 existantes pour 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.

2.1 Principe théorique

Le principe de la méthode repose sur la mesure de deux durées de réverbération « monodimensionnelles » [1]. 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 $\alpha_0 \approx 0$.

Une première mesure dite de référence est faite en laboratoire avec la paroi lisse, et permet de caractériser la plaque de référence. La même mesure est effectuée in situ 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 mesure de référence (Figure 1).

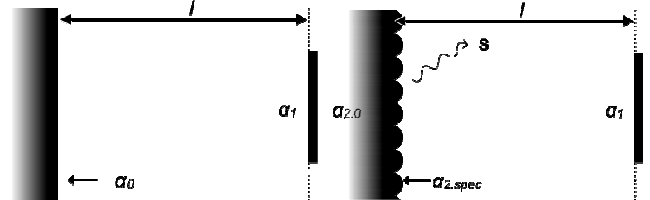


Figure 1 : Principe de la mesure de référence et de la mesure in situ

La durée de réverbération mesurée en laboratoire correspond à :

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

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

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

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

$$s = 1 - \frac{1-\alpha_0}{1-\alpha_{2,0}} \exp\left(\frac{2 \cdot 13.8l}{c} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) + 2l(m_2 - m_1)\right) \quad (3)$$

avec :

T1 : durée de réverbération mesurée en laboratoire

T2 : durée de réverbération mesurée in situ

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

m_1, m_2 facteur de l'atténuation dans l'air

La définition du coefficient de dispersion de la méthode Rindel n'est pas directement équivalente à celle du coefficient de dispersion défini dans la norme ISO-17497-1 [2] car elle se place en incidence aléatoire, et la méthode de Rindel en incidence normale uniquement. Selon [3], 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 (Figure 2).

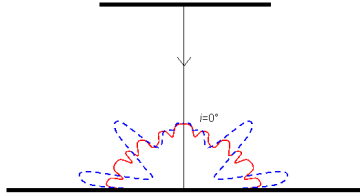


Figure 2 : Réponses polaires des diffuseurs par rapport à la configuration de la méthode Rindel.

2.2 Etude théorique

L'équation (1) 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. De plus, 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.

D'autre part, on considère une onde plane entre deux plaques, mais dans le cas réel, on se rapporte à une source ponctuelle sphérique, avec atténuation de l'amplitude du signal selon la distance. Dans le cas d'une source sphérique ponctuelle, l'amplitude de la pression de l'onde décroît au cours de la propagation. Pour illustrer cet effet, considérons ci-dessous l'exemple simple de deux plaques séparées d'un mètre de distance (cf. Figure 3).

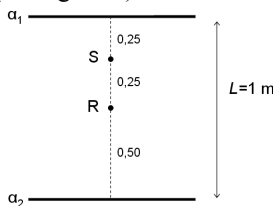


Figure 3 : Situation exemple pour cas onde plane/sphérique. R : position du récepteur ; S : position de la source ; α_1 et α_2 coefficients d'absorption en incidence normale des deux plaques.

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 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 $\alpha_1 = 0,5, \alpha_2 = 0,2$ et une source unitaire. Le cas Rindel correspond à une onde plane, les plaques sont affectées du même coefficient α_m . Le cas théorique plan correspond à une onde plane et chaque plaque possède son propre coefficient d'absorption. Le cas théorique sphérique correspond à une décroissance de pression en $1/r$ au cours de la propagation.

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 (Figure 4).

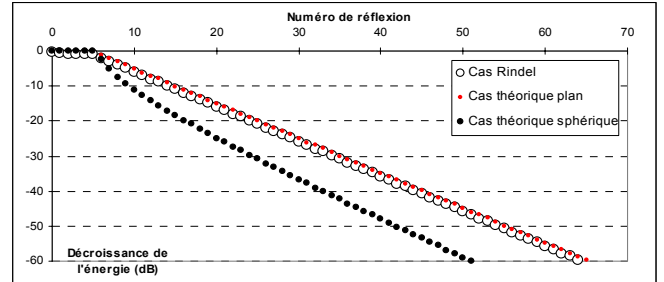


Figure 4 : Courbe de décroissance de l'énergie dans le cas de la Figure 3.

La courbe de décroissance du cas théorique sphérique n'est alors plus linéaire. 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.

2.3 Etude numérique par calcul BEM 2D

L'étude numérique a été réalisée à l'aide du code de simulation par éléments de frontière MICADO développé au CSTB [4]. L'objectif était d'évaluer l'influence des différents paramètres sur la mesure réelle des durées de réverbération, avec l'utilisation d'une source omnidirectionnelle.

Pour cela, il a été considéré le cas simple d'une plaque de référence et d'un baffle rigides séparés d'une distance $L = 1$ m (Figure 5), avec une source ponctuelle S1 et un récepteur R1, placés hors des nœuds des premiers modes afin de les exciter.

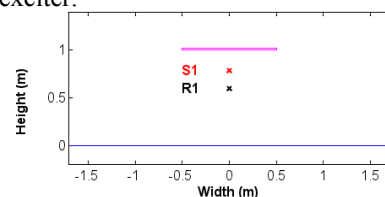


Figure 5 : Configuration pour l'étude des modes de résonance.

Les résultats sur la Figure 6 montrent des résonances marquées correspondant aux modes $f_n = \frac{n}{2} \cdot \frac{c}{L}$ du à la

distance entre les plaques. En présence de surfaces diffusantes, on observe la réduction de ces émergences spectrales.

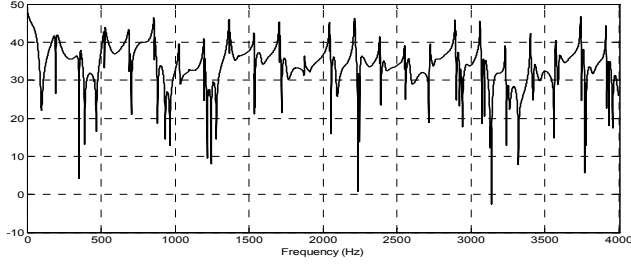


Figure 6 : Réponse fréquentielle (dB) du cas plaque rigide/baffle infini.

Puisque les matériaux sont considérés comme parfaitement rigides, les décroissances que nous pouvons observer dans ce cas sont donc dues uniquement aux pertes d'énergie par rayonnement et effets de bord.

Les cas de 1 m à 2,20 m de largeur de la plaque de référence sont présentés dans la Figure 7. Plus la plaque est grande, plus l'énergie est confinée sur la scène de mesure, et plus la décroissance est lente. Notamment, la taille de la plaque de référence doit être grande par rapport à la longueur d'onde étudiée.

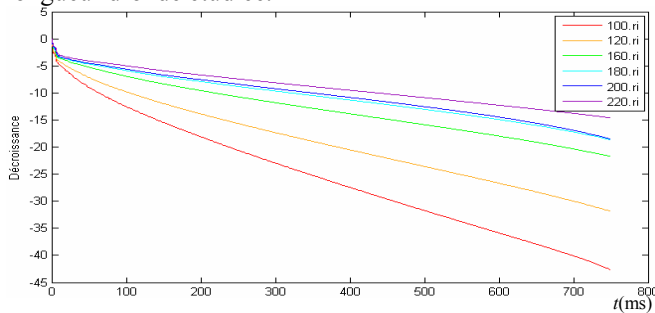


Figure 7 : Décroissances pleine bande selon la taille de la plaque de référence.

Sur la Figure 8, on vérifie que les pentes de décroissance sont similaires à celles du cas bafflé (courbe bleue) à partir de 2,20 m environ. Nous concluons que plus le plan des diffuseurs est grand, plus on se rapproche du cas idéal bafflé.

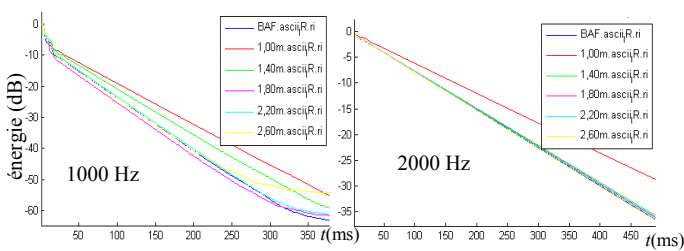


Figure 8 : Décroissance par bande de tiers d'octave, respectivement à 1000 et 2000 Hz, en fonction de la longueur de la plaque diffusante.

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.

Les échogrammes tracés sur la Figure 9 des cas non-parallèles correspondent à une rotation respectivement d'un angle de 0,5°, 1°, 2°, 5° et 10°, comparés à la situation de

référence. Ils atteignent le niveau de bruit de fond dès 500 ms. 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.

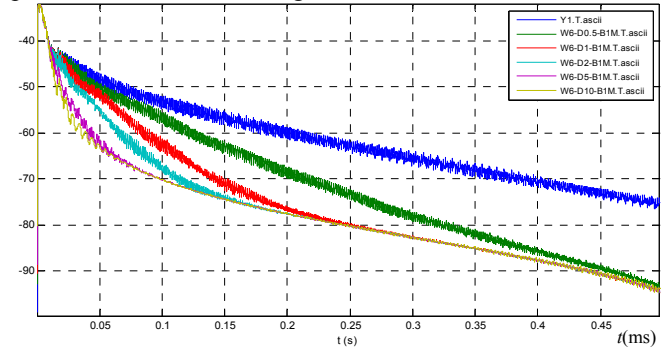


Figure 9 : Échogramme intégré (2,5 ms) selon la rotation de la plaque de référence.

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

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.

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°.

La décroissance des cas non-parallèles est plus rapide que les cas de référence (cf. Figure 10). 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. Cette sensibilité de la méthode de mesure au parallélisme disparaît lors de la présence d'un diffuseur.

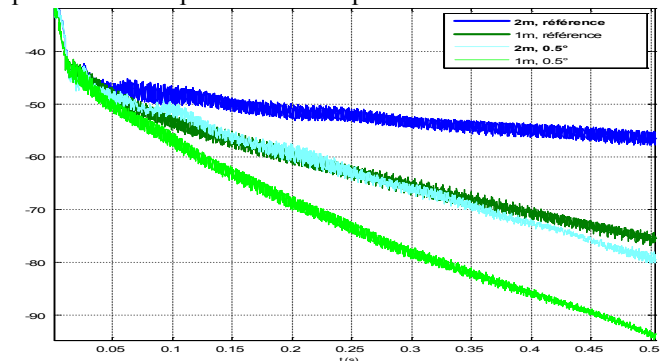


Figure 10 : Échogramme intégré (2.5 ms) pour les cas non-parallèles et parallèles, avec plaque de référence de 1 et 2 m.

Afin de vérifier la sensibilité du banc de mesure envers le positionnement de la source, une étude paramétrique incluant des déplacements de la source de 1 à 20 cm sur l'axe horizontal et vertical a été effectuée.

La Figure 11 montre l'effet d'un décalage horizontal de la source en partant de l'axe médian. On observe que 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. Par contre, sur toutes les bandes de tiers d'octave considérées, les pentes des décroissances considérées sont identiques.

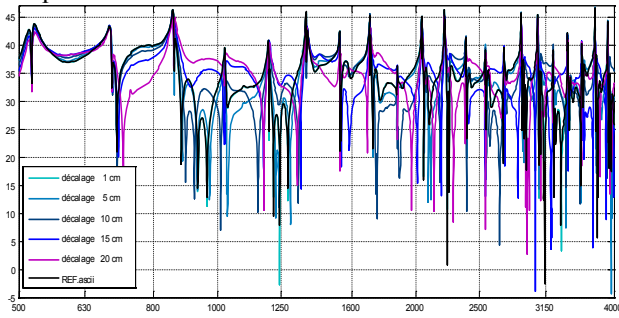


Figure 11 : Réponse fréquentielle (dB) selon le décalage de la source par rapport à l'axe médian.

La Figure 12 montre l'effet d'un décalage vertical de la source en direction de la plaque de référence. On observe que les pics modaux sont plus ou moins atténués selon la proximité de la source d'un nœud. Dépendant du 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, mais globalement les pentes principales de décroissance restent parallèles.

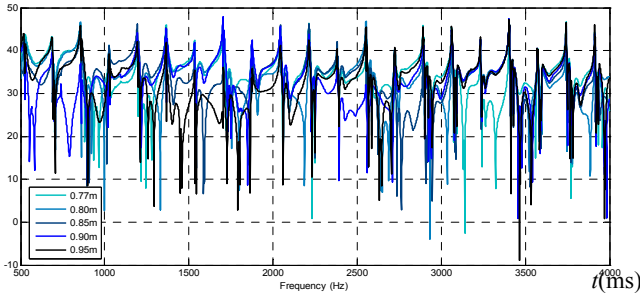


Figure 12 : Réponse fréquentielle (dB) selon la distance de la source par rapport à la plaque inférieure.

Considérons un diffuseur 2D 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 comme représenté sur la Figure 13.

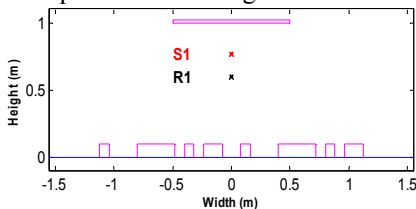


Figure 13 : Configuration générale pour l'étude du diffuseur MLS (2D).

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). Sur la Figure 14 on constate visuellement que les plages d'efficacité des diffuseurs sont différentes. Entre 1000 et 3000 Hz, les modes de résonance sont clairement atténués (jusqu'à -10 dB) en présence de diffuseur.

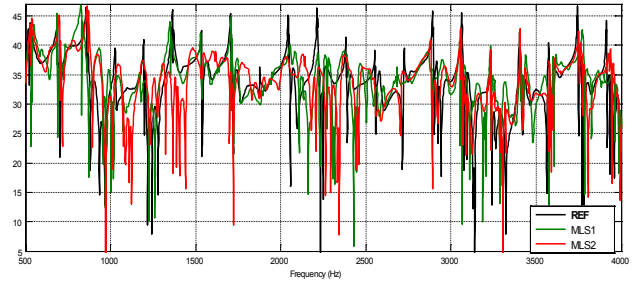


Figure 14 : Réponse fréquentielle (dB) avec et sans diffuseur MLS.

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. Cet effet d'atténuation des pics modaux par le diffuseur pourrait être mis en valeur par le calcul d'un indice M :

$$M = \frac{\int_{1000}^{4000} |H(f)|^2 \cdot df}{\left(\int_{1000}^{4000} |H(f)| \cdot df \right)^2} \quad (4)$$

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].

Une tentative de comparaison a été effectuée entre le coefficient de dispersion simulé par MICADO 2D selon la méthode de Rindel et le coefficient mesuré au CSTB[5], pour le diffuseur MLS d'ordre 15 (cf. Figure 15). Le coefficient de dispersion selon la norme ISO-17497-1 est obtenu en incidence aléatoire, contrairement à la méthode Rindel, qui concerne une incidence normale. De plus, la simulation ne prend pas en compte l'impédance des plaques. L'identité des résultats n'est donc pas attendue.

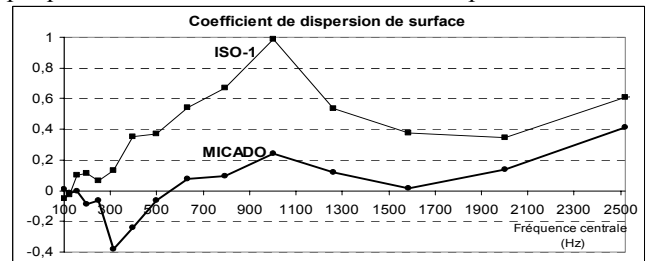


Figure 15 : Comparaison des coefficients de dispersion obtenus par simulation et mesurés [5].

En considérant les bandes de tiers d'octave supérieures à 500 Hz, on retrouve globalement la même allure de courbe pour les deux coefficients, avec notamment un maximum aux alentours de 1000 Hz, ce qui correspond à la longueur de 4 tasseaux accolés (34 cm), et le minimum local vers 1600 Hz.

Des calculs par éléments de frontières ont été réalisés à l'aide du code de simulations MICADO 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 ici est constitué de 41 demi-sphères diffusantes de 25 cm de

diamètre réparties aléatoirement sur le support, soit un taux de recouvrement de 31 %. Tous les éléments sont considérés comme rigides. Les simulations ont été menées jusqu'à 2500 Hz, ce qui correspond approximativement à une semaine de calculs.

Le coefficient de dispersion selon la norme ISO-17497-1 a été obtenu par interpolation entre les valeurs de taux de recouvrement de 28 et 37 % mesurées [5].

La fréquence de coupure du diffuseur hémisphérique, déterminée expérimentalement à 315 Hz pour des demi-sphères de diamètre 25 cm [5], est retrouvée par la méthode de Rindel simulée (cf. Figure 16).

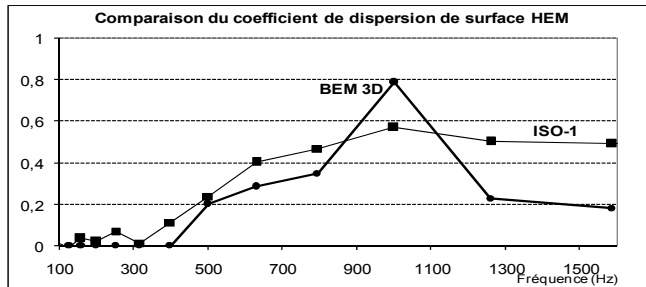


Figure 16 : Coefficients de dispersion obtenus par méthode ISO 17497-1 et simulation 3D de la méthode de Rindel, diffuseur hémisphérique.

2.4 Etude expérimentale

Les mesures ont été réalisées dans une salle avec une durée de réverbération très courte d'environ 0,2 s aux fréquences moyennes.

Le banc de mesure utilisé (voir Figure 17) comprend une source impulsionnelle « à étincelle », un microphone à diagramme de directivité réglable, une plaque de référence en aggloméré lisse posée sur quatre tasseaux en bois et un support diffuseur en plastique dur. La distance entre le socle du diffuseur et la plaque de référence est de 1,30 m.

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.

Afin d'obtenir une courbe de décroissance de l'énergie la plus lisse possible, le microphone est positionné à mi-distance des plaques, la source à mi-distance entre plaque de référence et microphone permettant d'obtenir des échos espacés à intervalles réguliers.

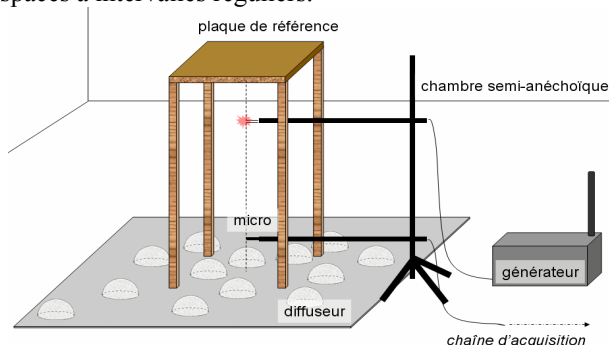


Figure 17 : Principe du montage utilisé pour la mesure in situ du coefficient de dispersion.

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 (cf. Figure 18), soit en répartissant aléatoirement 25 demi-sphères sur le plan diffuseur choisi.



Figure 18 : Vue des différents arrangements à 31 % de demi-sphères de 25 cm de diamètre.

Les durées de réverbération mesurées (cf. Figure 19) pour les cas de référence (sans diffuseur) montrent une grande reproductibilité. Les résultats sont plus variables pour les trois arrangements de diffuseur. Rappelons ici que la méthode de Rindel n'est pas valide en-dessous de 500 Hz.

La sensibilité à l'arrangement des demi-sphères sur le plan diffuseur peut être aussi due uniquement aux positions des demi-sphères proches de la perpendiculaire par rapport au microphone, mais des tests ont vérifié que cette sensibilité n'apparaît pas en dessous d'une distance de 20cm, ce qui correspond presque à la taille d'une demi-sphère.

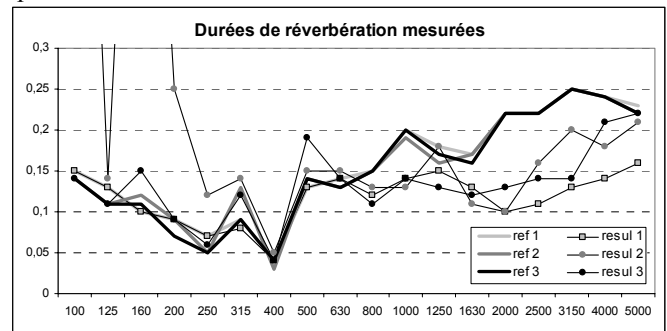


Figure 19 : Durées de réverbération par bande de tiers d'octave pour les configurations de la Figure 18.

3 Méthode Jeon

Une seconde piste a été ouverte plus récemment par Jin Yong Jeon [6], qui propose la constitution de critères caractérisant la diffusivité globale de la salle.

3.1 Principe théorique

Les critères proposés partent du principe que la présence du diffuseur permet la création de nouveaux trajets, tout en réduisant l'énergie des premières réflexions spéculaires. Deux paramètres sont étudiés :

$RN(t)$, le 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 ;

3.2 Simulations numériques

Des simulations numériques ont été réalisées à l'aide du module du lancer de particules de l'outil ICARE [7] sur un modèle simplifié du Boston Symphony hall avec la source sur scène et quatre récepteurs repartis dans la salle (cf. Figure 20).

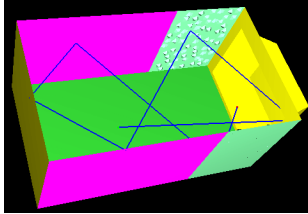


Figure 20 : Vue de la modélisation ICARE

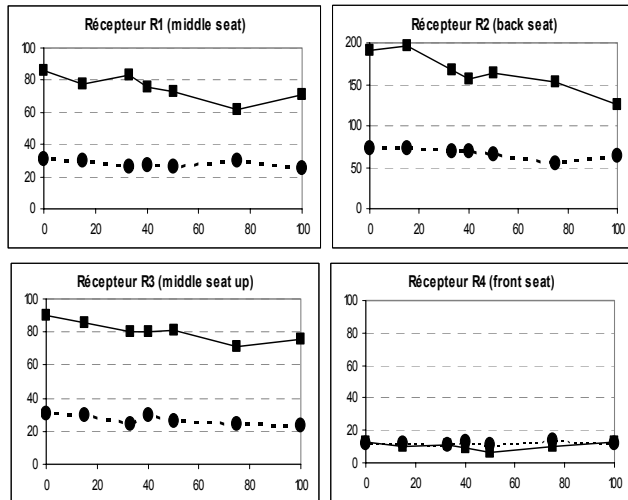


Figure 21 : Variation de RN en fonction du taux de recouvrement, diffuseur pyramidal. $\cdots \bullet \cdots$: RN_E (early) ; $\text{---} \blacksquare \text{---}$: RN_L (late). En abscisse : le % de diffuseur sur les parois latérales.

Près de la source (R4), l'énergie du son 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 taux de recouvrement. Cet effet s'explique par le fait que les diffuseurs 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.

4 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 critères 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. 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. En pratique, la mesure des durées de réverbération, 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.

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 déduire un coefficient de l'autre [8].

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. Le calcul des nouveaux paramètres proposés par Jeon a été effectué sur un modèle simplifié d'une salle de concert par tir de particules. Une clarification du lien entre ces critères et les autres paramètres de la salle reste à effectuer.

Références

- [1] Rindel J. H., Jeon J. Y., « The new field method for measurement of the scattering coefficient », communication personnelle et notes, (2003).
- [2] ISO 17497-1, «Acoustics – Measurement of the sound scattering properties of surfaces, Part 1: Measurement of the random-incidence scattering coefficient in a reverberation room», (2004).
- [3] Embrechts J.J., communication personnelle (2009)
- [4] Jean P., « 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)
- [5] Schmich I., «Retour d'expérience sur la mise en application de la norme ISO-17497-1», *Proceedings 10^{ème} Congrès Français d'Acoustique*, (2010)
- [6] J. Y. Jeon, Y. H. Kim, « Investigation of sound diffusion characteristics using scale models in concert halls », *NAG/DAGA 2009 Rotterdam* 1448-1451, (2009).
- [7] Noé N., Gaudaire F., « ICARE, notice technique », notice interne CSTB, (2008).
- [8] Vorländer M., De Geetere L., Sakuma T., Kosaka Y., « Relationship between the scattering coefficients determined with coherent averaging and with directivity correlation », *Acta Acustica* 95, 669 – 677, (2009).