

Nouveau dispositif de mesure du coefficient de diffusion acoustique de parois à relief verticales présentes dans les locaux industriels

A. Faiz^a, J. Ducourneau^a, A. Khanfir^b et J. Chatillon^c

^aFaculté de Pharmacie, 5, rue Albert Lebrun, 54000 Nancy, France

^bLAUM, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France

^cINRS, rue Morvan, 54519 Vandoeuvre Les Nancy, France

adil.faiz@univ-lorraine.fr

Les parois qui délimitent les locaux industriels présentent souvent un relief à l'origine de la diffusion acoustique des rayons sonores se propageant. Des logiciels prévisionnels d'acoustique permettant de tracer des cartographies du champ acoustique dans des lieux de travail utilisent les caractéristiques acoustiques comme l'absorption ou la diffusion acoustique de ces parois. Dans ce travail, nous avons validé un nouveau système de mesure pour déterminer le coefficient de diffusion in situ des parois verticales. La technique de mesure développée à l'origine dans des conditions de champ libre a été adaptée pour éviter les problèmes d'échos parasites venant de la réverbération et des sources bruyantes présentes sur le site. Pour cela, une antenne acoustique multipolaire et une source impulsive permettant respectivement le filtrage spatial et la séparation des échos parasites ont été utilisées dans un premier banc d'essai pour l'étude des mécanismes de diffusion des parois horizontales (posée au sol). Le nouveau dispositif développé a été validé en étudiant la reproductibilité des résultats sur site, amélioré par une meilleure synchronisation des échos réfléchis dans le processus de moyennage utilisé dans la technique de mesure. L'implantation d'une plus grande antenne multipolaire a permis également d'obtenir une meilleure précision des résultats en basses fréquences. Des mesures du coefficient de diffusion d'une paroi verticale à relief périodique possédant des cavités rectangulaires ont été effectuées pour plusieurs angles d'incidence dans un milieu bruyant et réverbérant. Ces mesures ont finalement permis de tracer des cartographies du coefficient diffusion acoustique selon les directions XY et ainsi d'apprécier les mécanismes de diffusion très variable d'une structure diffusante selon le point de mesure. Ces cartographies pourront être comparées avec des calculs effectués grâce à un modèle précédemment développé.

1 Introduction

Le travail présenté ici concerne la validation d'un nouveau système de mesure du coefficient de diffusion acoustique des parois verticales présentes dans les locaux industriels. La technique de mesure développée à l'origine dans des conditions de champ libre [1] a été adaptée pour éviter les problèmes d'échos parasites venant de la réverbération et des sources bruyantes présentes dans ce type de local. Pour cela, une antenne acoustique multipolaire et une source impulsive permettant respectivement le filtrage spatial et la séparation des échos parasites ont été utilisées dans un premier banc d'essai validé. Celui-ci a permis de commencer à étudier les mécanismes de diffusion des parois à relief (horizontales : posées au sol) [2-3]. Le nouveau dispositif a fait l'objet d'une campagne de validation en étudiant la reproductibilité des coefficients de diffusion acoustique mesurés sur site (dans un milieu bruyant et réverbérant), sur une paroi verticale à relief périodique possédant une cavité rectangulaire pour plusieurs angles d'incidence.

2 Principe de mesure

La technique de mesure du coefficient de diffusion acoustique proposée à l'origine par Vorländer et Mommertz [1] consiste à superposer des réponses impulsionnelles obtenues au-dessus de la paroi diffuse pour plusieurs angles d'incidence du champ acoustique. La paroi à relief étudiée repose sur une table tournante. Les différentes réponses impulsionnelles sont obtenues en faisant tourner cette plateforme, ce qui permet de faire varier l'angle d'incidence φ (voir figure 1). Vorländer et Mommertz ont choisi d'utiliser le principe d'atténuation des ondes réfléchies diffuses par processus de moyennage dans des conditions de champ libre. La source et le récepteur sont placés en champ lointain, positionnés dans la direction spéculaire θ_s .

La pression acoustique spéculaire est obtenue en moyennant un nombre important de pressions acoustiques réfléchies suivant l'angle φ : on considère que la composante spéculaire reste cohérente en fonction de φ contrairement à la composante diffuse qui, une fois moyennée, s'atténue :

$$p_{\text{spec}}(t, \theta_s) \cong \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_{r, \varphi_i}(t, \theta_s) \quad (1)$$

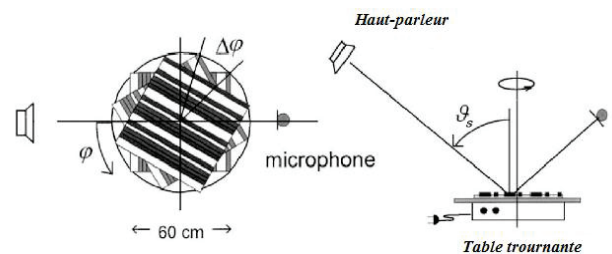


Figure 1 : Principe de la méthode de détermination du coefficient de diffusion en champ libre [1]

A partir de la pression acoustique spéculaire temporelle, il est possible, dans les conditions de champ lointain, de déterminer l'énergie totale réfléchie moyennée dans la direction spéculaire θ_s par transformées de Fourier [1]. Il est également possible d'évaluer l'énergie réfléchie spéculaire. En combinant ces différentes énergies, on obtient le coefficient de diffusion acoustique δ dans une direction spéculaire θ_s :

$$\delta(f, \theta_s) = \frac{\overbrace{\sum_{i=1}^n |p_{r, \varphi_i}(f, \theta_s)|^2}^{\text{Energie réfléchie totale}} - \frac{1}{n} \left| \sum_{i=1}^n p_{r, \varphi_i}(f, \theta_s) \right|^2}^{\text{Energie réfléchie spéculaire}}}{\underbrace{\sum_{i=1}^n |p_{r, \varphi_i}(f, \theta_s)|^2}_{\text{Energie réfléchie totale}}}, \quad n \gg 1 \quad (2)$$

A partir de ces différents coefficients de diffusion selon θ_s , on obtient le coefficient de diffusion pour une incidence aléatoire :

$$\delta(f) = \int_0^{\pi/2} \delta(f, \theta_s) \sin(2\theta_s) d\theta_s \quad (3)$$

3 Description du nouveau dispositif de mesure du coefficient de diffusion acoustique des parois verticales

Le nouveau dispositif de mesure du coefficient de diffusion acoustique des parois verticales est présenté sur la figure 2. Une antenne multipolaire contenant 13 capteurs [4] (15 capteurs dernièrement pour améliorer la sensibilité de la mesure en basses fréquences : octave 125 Hz) et une source impulsionnelle [5] sont fixées chacune sur une tige rigide pouvant être déplacée selon l'angle d'incidence spéculaire θ_s sur deux grands arceaux semi-circulaires séparés. L'antenne et la source assurent respectivement le filtrage spatial et la séparation des échos parasites. Chaque arceau possède sur toute sa longueur une courroie crantée pilotée par deux roues dentées imbriquées qui permettent de positionner simultanément la source et l'antenne selon l'angle spéculaire θ_s (voir figure 3 et 4). La courbure de chaque arceau permet avec ce principe de garantir une position fixe du point de mesure en fonction de l'incidence θ_s . Celui-ci peut varier de 10° à 80° . Nous savons depuis la validation du premier dispositif [3] que pour les incidences importantes (incidences rasantes), les mesures deviennent difficiles car les échos réfléchis en provenance de la paroi étudiée et celui incident de la source sont quasi confondus dans le lobe principal de l'antenne. Un plateau rotatif (voir figure 3) permet de faire pivoter selon l'angle φ ces deux arceaux (par conséquent l'antenne et la source impulsionnelle) très commodément autour du point de mesure (voir figure 4).

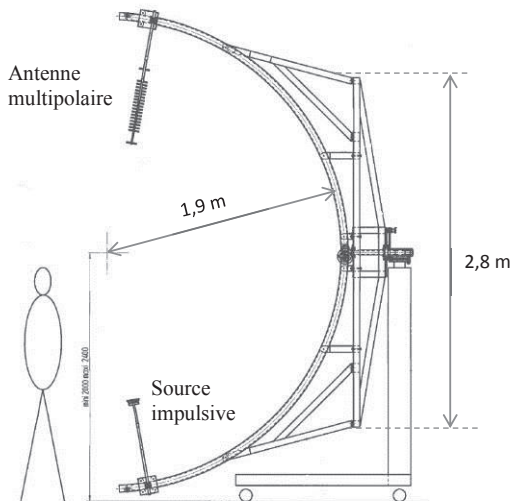


Figure 2 : Schéma du dispositif de mesure

Ce nouveau système de mesure certes volumineux a été conçu pour être transporté dans une voiture de type monospace une fois démonté. Le temps de montage et le démontage du dispositif a été très optimisé par les concepteurs pour ne durer que 20 minutes en moyenne. Malgré son envergure plutôt imposante, ce dispositif est donc facilement maniable, déplaçable, ainsi il est très facile de modifier la position du point dans un plan vertical.

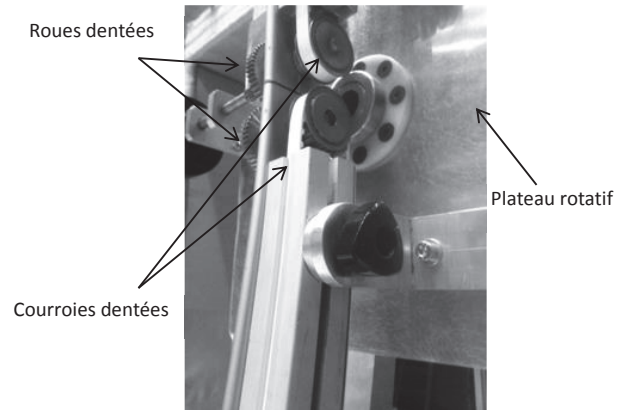


Figure 3 : Courroies et roues dentées du dispositif

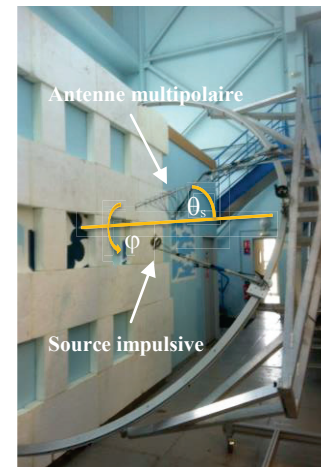
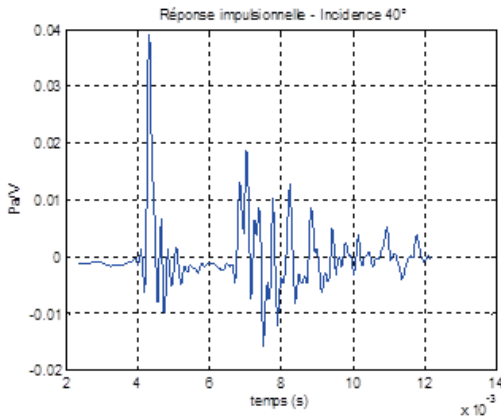


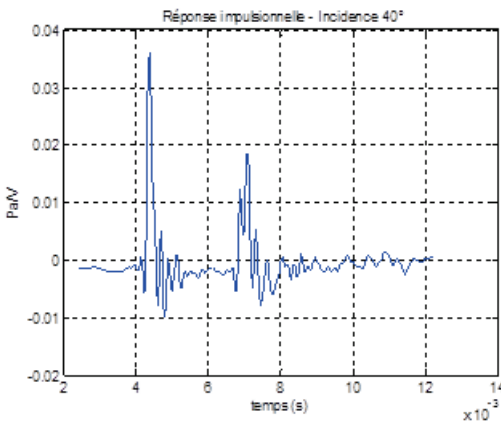
Figure 4 : Photo du dispositif de mesure

Les distances « source impulsive – paroi diffuse » et « centre de l'antenne – paroi diffuse » sont également modifiables. Celles-ci souvent fixées à 1,20 m obligent les conditions de mesure à être en champ proche et non en champ lointain comme préconisé par la méthode de mesure [1]. En effet, les conditions de champ lointain ne pourraient être respectées que pour de très grandes distances qui dépassent les dimensions du local. La discrétisation angulaire de θ et φ est de 10° . Comme expliqué précédemment, la pression acoustique spéculaire est obtenue en moyennant un nombre important de pressions acoustiques réfléchies suivant l'angle φ . La figure 5-b montre la réponse impulsionnelle obtenue pour une incidence spéculaire θ_s égale à 40° après superposition de 10 réponses impulsionnelles synchronisées et moyennées. Nous remarquons bien que la composante spéculaire de cette réponse impulsionnelle émerge largement par rapport à celle de la réponse impulsionnelle obtenue uniquement pour une valeur discrète de $\varphi=30^\circ$ (figure 5-a). Cela dit, si le pas angulaire de cette discrétisation est trop grand, cela peut engendrer des erreurs de mesure sur le coefficient de diffusion. En effet, si le principe de moyennage n'a pas été réalisé avec un nombre suffisant de pressions acoustiques réfléchies temporelles, des oscillations parasites rapides autour du pic d'impulsion spéculaire peuvent subvenir et donc engendrer des erreurs dans le domaine des hautes fréquences. La norme ISO 17497 [6] fixe une limite à ne pas dépasser en fonction de la fréquence pour garantir par cette méthode de moyennage, une précision des valeurs du coefficient de diffusion. La figure 6 montre le coefficient de diffusion mesuré pour une surface plane (table tournante).

Celui-ci théoriquement égal à 0, est obtenu par processus de moyennage manuel (discrétisation), ou par rotation continue. On voit bien que les erreurs d'estimation du coefficient de diffusion sont plus faibles en hautes fréquences par une technique de rotation continue que par pas discrets (manuel) de l'angle φ . La figure 6 montre également la limite imposée par la norme ISO 17497.



a - Réponse impulsionnelle – Incidence $\theta_s = 40^\circ$ - $\varphi = 30^\circ$



b - Réponse impulsionnelle moyennée sur φ (n=10) – Incidence $\theta_s = 40^\circ$

Figure 5 : Réponses impulsionnelles obtenues sur une paroi ondulée pour une incidence $\theta_s = 40^\circ$ [3]

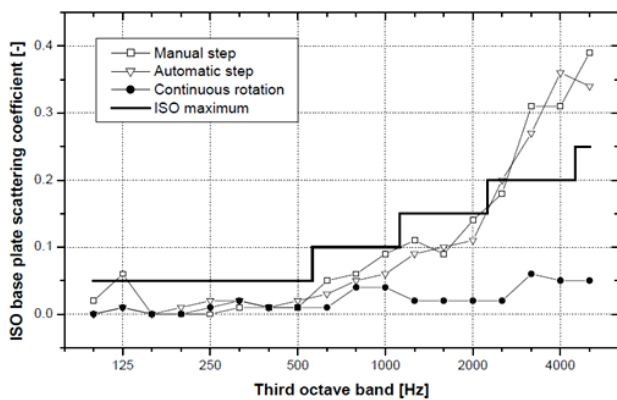


Figure 6 : Coefficient de diffusion acoustique pour une surface plane [6]

Il faut noter la présence d'oscillations parasites de faibles amplitudes autour du pic de l'écho spéculaire et ce, même pour des surfaces planes parfaitement réfléchissantes. Ces oscillations peuvent engendrer

erronément une faible augmentation de l'énergie diffuse (voir figure 7). Ces oscillations proviennent du traitement utilisé pour rendre l'impulsion incidente de la source proche de celle de Dirac [5]. Malgré de nombreuses tentatives d'amélioration de ce traitement, elles n'ont pu être mieux atténuées. Une fenêtre d'observation de 10 ms environ (fenêtre de Blackman-Harris) est utilisée sur chaque réponse impulsionnelle (obtenue pour chaque incidence φ_i) pour séparer les échos réfléchis précoces en provenance de la paroi étudiée des échos parasites restant après filtrage spatial de l'antenne.

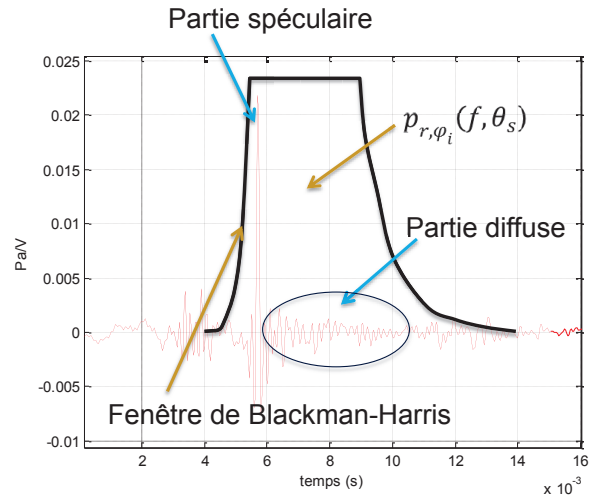


Figure 7 : Réponse impulsionnelle obtenue après le processus de moyennage à la sortie de l'antenne multipolaire pour une paroi plane pour une incidence de $\theta_s = 40^\circ$

4 Mesure du coefficient de diffusion acoustique d'une paroi à relief

Les manipulations se sont déroulées dans un local expérimental de l'INRS. Les conditions acoustiques de ce local sont données sur le tableau 1. On remarque que la durée de réverbération est relativement élevée ($T_{\text{max}} = 2,76$ s pour l'octave 1000 Hz). Les durées de réverbération ont été obtenues par moyennage en 3 points autour du lieu de mesure à l'aide d'un sonomètre B&K 2260. En ces mêmes points, le niveau équivalent linéaire intégré du bruit de fond sur 30 secondes a été également mesuré par bandes d'octave. Il en résulte un niveau équivalent pondéré A de 51,4 dB_A, celui-ci étant essentiellement dû au bruit généré par la soufflerie de l'aérotherme située à la grande porte d'entrée du local.

Octave (Hz)	125	250	500	1k	2k	4k	8k
Tr (s)	1,92	2	2,75	2,76	2,03	1,2	0,63
$L_{\text{eq Lin}}$ (30s)	49,5	49,6	50,6	47,4	41,6	44,5	---

Tableau 1 : Durées de réverbération et niveaux équivalents linéaires dans le local expérimental

Nous avons aménagé un mur avec des blocs de polystyrène (comme ceux visibles sur la figure 4, qui

définissent de nombreuses cavités sur cette figure) afin de créer deux configurations :

- une paroi contenant une seule cavité de longueur $L=50$ cm, de largeur $l=50$ cm et de profondeur $h=10$ cm,
- deux parois planes : mur en béton lisse et une surface recouverte intégralement de plaques de polystyrène.

Plusieurs mesures du coefficient de diffusion acoustique ont été effectuées pour différentes incidences spéculaires θ_s , puis intégrées pour obtenir le coefficient de diffusion acoustique en incidence aléatoire (voir Eq 3).

La figure 8 montre par bandes de tiers d'octave le coefficient de diffusion acoustique pour une incidence aléatoire pour une surface plane en béton lisse puis pour une surface plane recouverte de blocs de polystyrène.

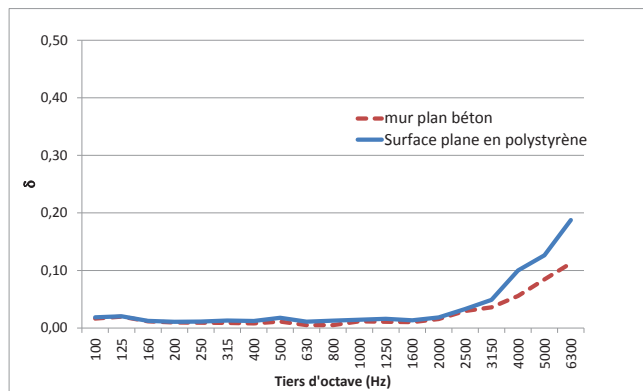


Figure 8 : Coefficient de diffusion acoustique pour une surface plane en béton lisse puis recouverte de blocs de polystyrène – Incidence aléatoire

On remarque que le coefficient obtenu est effectivement très faible. En hautes fréquences, il augmente légèrement, ceci est dû, comme le montrent les spectres de la figure 9, aux oscillations autour du pic d'impulsion incident. En effet, pour expliquer ce léger rehaussement de la diffusion en hautes fréquences, nous avons tracé le spectre de la réponse impulsionnelle résultant du processus de moyennage pour une incidence $\theta_s = 40^\circ$. Comme indiqué dans le paragraphe 2, cette réponse contient, malgré ce processus, de légères oscillations dues à la technique de la source impulsive. Ce spectre est comparé avec celui de la même réponse impulsionnelle pour laquelle nous avons éliminé ces oscillations (en considérant comme nul le reste de l'amplitude autour du pic d'impulsion réfléchi). On obtient donc une impulsion proche de celle de Dirac ce qui est normal pour un écho en provenance d'une paroi plane parfaitement réfléchissante et issu à l'origine d'une source censée être parfaitement impulsive. On remarque sur la figure 9 que dès le tiers d'octave 1250 Hz, le spectre de la réponse impulsionnelle contenant ces oscillations parasites augmente et s'écarte de plus en plus de celui sans oscillations. Cet écart peut atteindre 20 dB au tiers d'octave 5000 Hz. Cette différence augmentant avec la fréquence entraîne au final une augmentation erronée du coefficient de diffusion de la paroi plane.

La figure 8 montre également le coefficient de diffusion acoustique en incidence aléatoire de la paroi plane recouverte de blocs de polystyrène. On remarque que ce coefficient reste faible dans l'ensemble du spectre comme celui du mur plan en béton lisse. La même augmentation est

observée avec la fréquence. La valeur de ce coefficient atteint quasiment 0,2 pour le tiers d'octave 6300 Hz, au-dessus de la valeur pour le mur plan. On peut supposer qu'en très hautes fréquences, la diffusion acoustique augmente légèrement à cause de la rugosité du polystyrène, mais aussi du profil un peu accidenté des jonctions entre deux blocs.

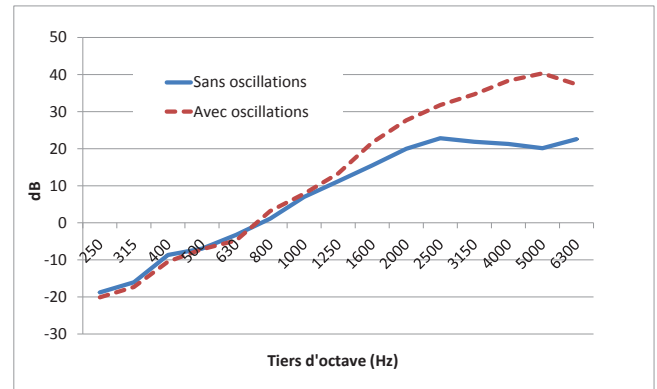


Figure 9 : Spectre des réponses impulsionnelles avec et sans oscillations autour du pic d'impulsion spéculaire réfléchi

Pour vérifier la reproductibilité des résultats au même point de mesure, nous avons mesuré à trois reprises le coefficient de diffusion acoustique au centre de la cavité de dimensions $L=50$ cm, $l=50$ cm et de profondeur $h=10$ cm. Entre chaque mesure, le dispositif a été, d'abord déplacé, puis replacé à la même position, le matériel de mesure a également été éteint puis rallumé. Les figures 10 et 11 présentent le coefficient de diffusion respectivement pour les incidences $\theta_s = 20^\circ$ et $\theta_s = 50^\circ$. On constate que les mesures sont assez reproductibles au vu des faibles écarts-types déduits des trois mesures successives. Le tableau 2 présente la moyenne de ces écarts-types sur l'ensemble du spectre (du tiers d'octave 100 Hz à 6300 Hz) pour chaque incidence spéculaire θ_s . La moyenne de ces écarts-types s'étale de 0,010 à 0,026.

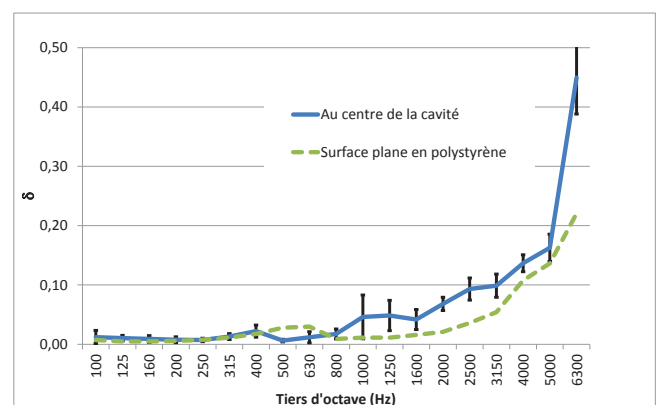


Figure 10 : Coefficient de diffusion acoustique au centre de la cavité – surface plane en polystyrène - $\theta_s = 20^\circ$

Les coefficients de diffusion sont également comparés avec ceux obtenus pour une paroi plane recouverte de polystyrène. On remarque ainsi que le relief de la cavité occasionne plus de diffusion acoustique qu'une paroi plane de même nature. Cette diffusion n'est que légèrement supérieure pour de faibles incidences (voir figure 10 pour $\theta_s = 20^\circ$), les échos réfléchis étant principalement

spéculaires. Pour des incidences plus importantes (figure 11), des phénomènes de diffusion acoustique apparaissent dès que la demi-longueur d'onde est égale à une des dimensions caractéristiques de la cavité, à savoir 50 cm et 10 cm. En effet, pour ces fréquences ($f \approx 300$ Hz et $f \approx 1500$ Hz) des pics de diffusion émergent.

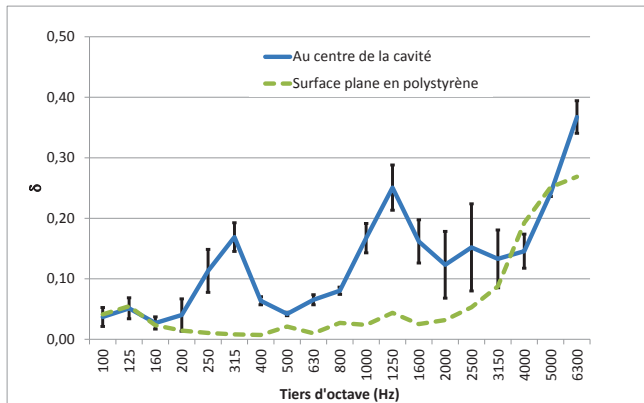


Figure 11 : Coefficient de diffusion acoustique au centre de la cavité – surface plane en polystyrène - $\theta_s = 50^\circ$

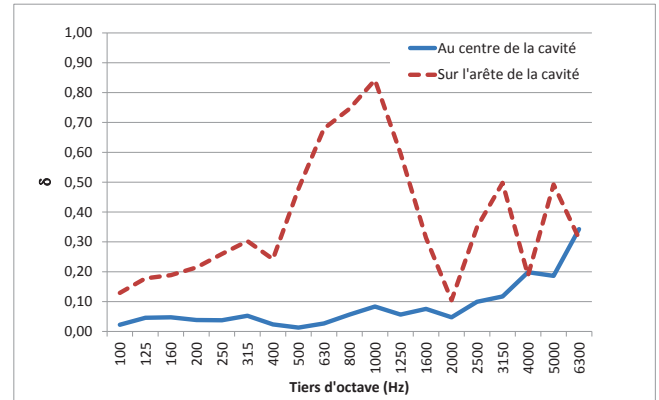


Figure 13 : Coefficient de diffusion acoustique mesuré au centre et sur l'arête de la cavité centrale de la paroi pour une incidence $\theta_s = 40^\circ$

Incidence θ_s	10°	20°	30°	40°	50°	60°	Aléatoire
Moyenne des écarts-types	0,010	0,015	0,017	0,015	0,024	0,026	0,009

Tableau 2 : Moyenne des écarts-types sur l'ensemble du spectre des coefficients de diffusion acoustique obtenus pour 3 campagnes de mesure – mesures effectuées au centre d'une cavité

Pour vérifier le bon fonctionnement de notre dispositif jusque-là testé pour des structures au comportement acoustique faiblement diffusant, nous avons décidé de mesurer le coefficient de diffusion juste au-dessus de l'arête de la cavité (voir figure 12) pour une incidence $\theta_s = 40^\circ$. Ce coefficient, censé être beaucoup plus important de par la forte diffusion engendrée par le profil transitoire du relief, est comparé avec celui obtenu au centre de cette cavité sur la figure 13.

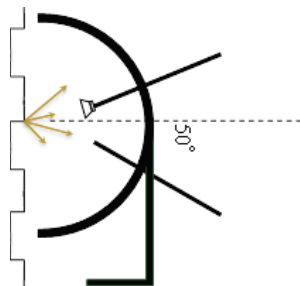


Figure 12 : Schéma de principe de la mesure du coefficient de diffusion au-dessus de l'arête de la cavité

On voit très nettement apparaître une importante diffusion aux tiers d'octave 315 Hz, 800 - 1250 Hz, 3150 Hz et 5000 Hz au-dessus de l'arête. Ces phénomènes apparaissent aux fréquences pour lesquelles la demi-

longueur d'onde est proche d'un multiple de la longueur caractéristique du relief ($h=10$ cm). Mais il faut bien entendu, tenir compte de l'angle spéculaire θ_s des ondes incidentes qui peut modifier les zones fréquentielles dans laquelle apparaissent ces mécanismes de diffusion acoustiques.

Le dispositif offrant le moyen de modifier aisément la position du point de mesure, il nous a été possible de tracer une cartographie du coefficient de diffusion acoustique au-dessus de la cavité.

La symétrie du relief de la cavité a permis de limiter le nombre de points de mesure à 10, regroupés dans un triangle rectangle isocèle comme le montre la figure 14. Chaque point est distant de l'autre horizontalement ou verticalement de 12,5 cm. Le point 1 correspond au centre de la cavité et le point 3 sur l'arête de la cavité.

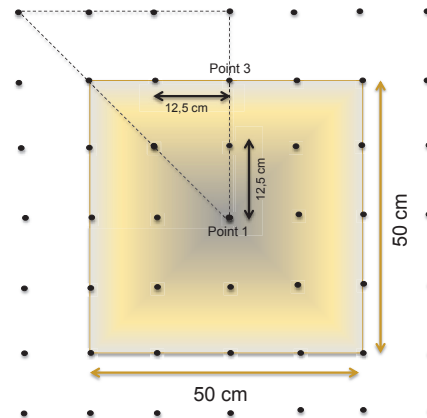


Figure 14 : Points de mesure au-dessus de la cavité

Les figures 15, 16 et 17 présentent respectivement les cartographies obtenues pour le tiers d'octave 315 Hz, 1000 Hz et 3150 Hz pour l'angle d'incidence spéculaire $\theta_s=40^\circ$. La cavité au-dessus de laquelle les mesures ont été effectuées est représentée en pointillé blanc sur ces deux figures. On observe très clairement l'émergence de la diffusion acoustique au-dessus des arêtes de la cavité. Ce phénomène est fortement accentué sur les 4 coins de la cavité où le coefficient de diffusion atteint quasiment 1 tiers d'octave 1000 Hz. Sur les bords autour de la cavité et dans la cavité où le profil du relief est plat, le coefficient reste très faible quelle que soit la fréquence.

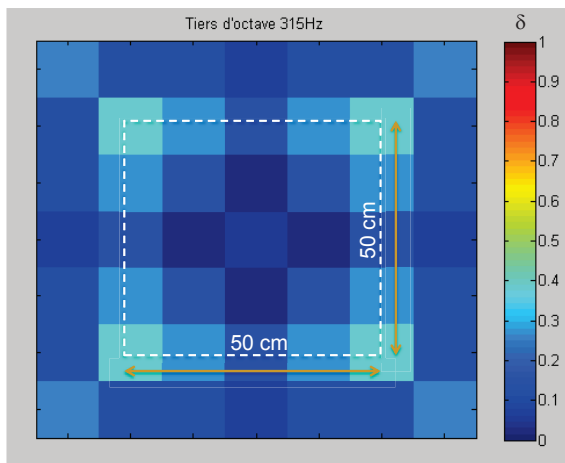


Figure 15 : Cartographie du coefficient de diffusion acoustique au-dessus de la cavité – Tiers d’octave 315 Hz - $\theta_s = 40^\circ$

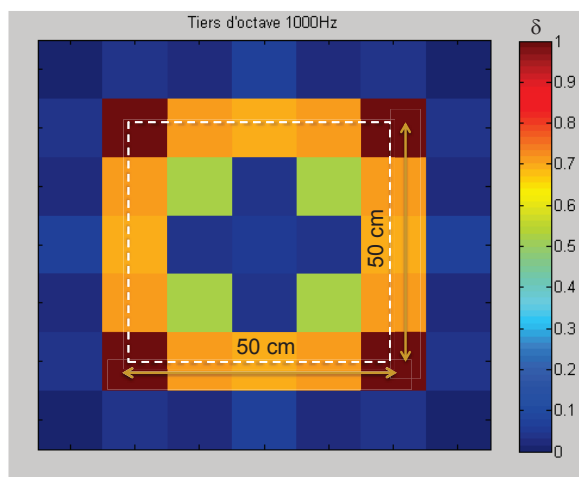


Figure 16 : Cartographie du coefficient de diffusion acoustique au-dessus de la cavité – Tiers d’octave 1000 Hz - $\theta_s = 40^\circ$

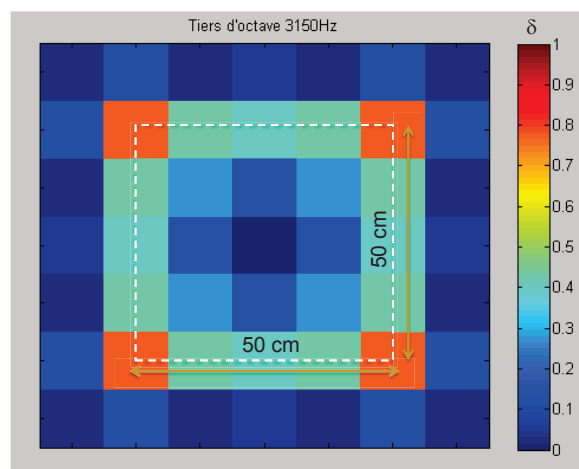


Figure 17 : Cartographie du coefficient de diffusion acoustique au-dessus de la cavité – Tiers d’octave 3150 Hz - $\theta_s = 40^\circ$

5 Conclusion

Ce travail a permis de tester et de valider un nouveau dispositif de mesure du coefficient de diffusion des parois verticales présentant un relief. Dans le cas des surfaces planes, le coefficient de diffusion obtenu avec ce dispositif n’est pas parfaitement nul mais très faible. Il augmente légèrement avec la fréquence. Cette augmentation provient des oscillations parasites générées par la source impulsive. Au vu du faible coefficient de diffusion obtenu dans le cas d’un mur plan en béton (δ inférieur à 0,1 quelle que soit la fréquence inférieure au tiers d’octave 5000 Hz), on peut considérer que l’erreur commise reste faible. Une autre campagne de mesure a permis également de vérifier la reproductibilité des résultats. Pour cela, trois mesures ont été effectuées aux mêmes emplacements au-dessus du centre d’une cavité. Les variations des coefficients de diffusion obtenues pour les 3 mesures donnent des écarts-types relativement faibles, la moyenne sur l’ensemble du spectre étant au maximum de 0,026 pour une incidence de 60° . Dans un deuxième temps, nous avons réalisé des mesures au-dessus d’une arête d’une cavité censée largement diffuser afin de tester le dispositif dans ces conditions. Les mesures ont montré une large augmentation de la diffusion dans les zones fréquentielles où la longueur d’onde correspond aux dimensions caractéristiques du relief. L’ensemble de ces résultats nous permettent de considérer ce dispositif comme valide et fiable dans la détermination in situ du coefficient de diffusion acoustique. Une campagne de mesure est prévue dans un atelier de travail pour mesurer le coefficient de diffusion des parois à relief délimitant le local.

Références

- [1] M. Vorlander, E. Mommertz, Definition and measurement of random-incidence scattering coefficient, *Applied Acoustics*, **60**, 187 – 199 (2000)
- [2] J. Ducourneau, A. Faiz and J. Chatillon, Measurement of sound diffusion coefficients of a sinusoidal surface in a reverberant workshop, *InterNoise. 2010*, Lisbonne Portugal (2010)
- [3] J. Ducourneau, A. Faiz, A. Khanfir and J. Chatillon, - Measuring sound scattering coefficients of uneven surfaces in a reverberant workplace - principle and validation of the method, *Applied Acoustics* **74**, 653-660 (2013)
- [4] J. Ducourneau, V. Planeau, A. Nejade, Design of a multipolar weighting for acoustic antennae, *Applied Acoustics* **70**, 484-49 (2009)
- [5] J. Ducourneau, V. Planeau, J. Chatillon, A. Nejade, Measurement of sound absorption coefficients of flat surfaces in a workshop, *Applied Acoustics* **70**, 710-721, (2009)
- [6] ISO 17497, Acoustics - Sound-scattering properties of surfaces - Part 1: Measurement of the random-incidence scattering coefficient in a reverberation room, ISO 17497, (2004)
- [7] L. de Geetere, Analysis and improvement of the experimental techniques to assess the acoustical reflection properties of boundary surfaces, PhD, *Université Catholique de Leuven*, Belgique, (2004)