

SOMMAIRE

A Loïc HAMAYON

I	Comportement vibro-acoustique des éléments rencontrés dans le bâtiment	2
I.1	Grandeurs physiques mesurées en laboratoire	2
I.1.1	Le niveau de bruit de choc normalisé $[\] L_n$	2
I.1.2	L'efficacité au niveau de bruit de choc ΔL	2
I.1.3	L'indice d'affaiblissement acoustique R	3
I.1.4	Expression de l'indice global R_w	3
I.1.5	L'absorption	4
I.1.6	Les conditions nécessaires à la mesure en laboratoire	4
I.2	Les lois simples	7
I.2.1	La loi de masse	7
I.2.2	La loi de masse-ressort-masse	8
I.3	Comportement vibro-acoustique des parois	9
I.3.1	Considérations générales	9
I.3.2	Propagation et équation du mouvement d'une plaque simple	10
I.3.3	Transparence acoustique et indice correspondant	12
I.3.4	Cas particulier de la plaque isotrope plongée dans un fluide léger	13
I.3.5	Comportement d'une plaque simple	14
I.3.6	Les parois doubles	17
I.4	Comportement des revêtements de sols	21
I.4.1	L'analyse par impédance :	22
I.4.2	Cas particulier des revêtements de sol souples	26
I.4.3	Cas des sols flottants au 1 ^{er} ordre : système masse-ressort-masse	27
I.4.4	Les limites de l'analyse par impédance	30
I.5	Analyse de l'absorption acoustique des matériaux	32
I.5.2	Le comportement acoustique des différents absorbants	35
II	Les calculs des isolements et niveaux de bruit dans un bâtiment	36
II.1	Les transmissions directes, latérales et parasites	36
II.2	L'approche normative	37
II.2.1	Les normes EN12354	37
II.2.2	Acoubat, exemple des chocs	39
II.3	Isolements acoustiques normalisés	39
II.3.1	Calculs généraux	39
II.3.2	Calculs simplifiés	40
II.4	Les niveaux de bruit de choc	41
III	Les incertitudes de mesures en Acoustique du bâtiment	41
IV	BIBLIOGRAPHIE	42
IV.1	Générale	42
IV.2	Particulière	43

I COMPOTEMENT VIBRO-ACOUSTIQUE DES ELEMENTS RENCONTRES DANS LE BATIMENT

I.1 GRANDEURS PHYSIQUES MESUREES EN LABORATOIRE

Comme toute mesure acoustique normalisée réalisée dans le bâtiment, la bande de fréquence considérée s'étend de 100 à 5000 Hz, les mesures étant traditionnellement réalisées en tiers d'octave (il est néanmoins possible d'un point de vu normatif d'étendre les mesures à l'octave 63 Hz).

Concernant les bruits de chocs, on dénombre 2 variables, l'une étant mesurée et l'autre calculée :

I.1.1 Le niveau de bruit de choc normalisé (j) L_n

(remarque : depuis peu, une nouvelle norme européenne remplace l'ancienne (ii)). Il caractérise la valeur de la transmission du bruit par un plancher, lorsque celui-ci est excité par une machine à choc normalisée. On mesure dans une pièce de réception le niveau de pression acoustique quadratique moyen (L_i), puis on applique une correction correspondant au temps de réverbération et au volume de cette pièce (A). Ceci nous donne une courbe des niveaux sonores exprimés par bande de tiers d'octave

$$L_n = L_i + 10 \cdot \log\left(\frac{A}{A_0}\right) \tag{équation 1}$$

avec $A_0 = 10m^2$, où L_i représente le niveau moyen de pression acoustique dans la salle engendré par les bruits de chocs :

$$L_i = 10 \cdot \log\left(\frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} \frac{p^2(t)}{p_0^2} dt\right) \tag{équation 2}$$

exprimé en dB, avec $p_0 = 2 \cdot 10^{-5} Pa$, et $T_m = 32 sec$ par exemple.

I.1.2 L'efficacité au niveau de bruit de choc ΔL

Dans le cas du sol béton, il existe un essai normalisé (iii) qui permet d'indiquer sous la forme de cet indice l'efficacité apportée par un revêtement de sol. Celui-ci est le résultat de la différence entre le niveau mesuré avec, puis sans un revêtement de sol. Pour une bande tiers d'octave j donnée, nous avons :

$$\Delta L_j = L_{n0} - L_n \tag{équation 3}$$

L'indice global en dB(A) permet de comparer les résultats avec une dalle de référence, et s'exprime à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta L = 83 - 10 \cdot \log\left(\sum_{j=1}^{18} 10^{0,1 \cdot (D_j - \Delta L_j + C_j)}\right) \tag{équation 4}$$

où D_j représente le niveau de la bande tiers d'octave j d'une dalle de référence, et C_j la correction de pondération A.

Depuis peu là encore, une norme européenne (iv) vient remplacer l'ancienne pour le mesurage, les calculs étant effectués suivant un autre texte normatif (v). Nous avons :

$$\Delta L_w = L_{n,r,0,w} - L_{n,r,w} = 78 - (L_{n,r,0} - \Delta L)_w \quad \text{équation 5}$$

où l'indice n renvoie à 'normalisé', r à 'référence', 0 au 'plancher de référence', et w à la 'pondération'.

1.1.3 L'indice d'affaiblissement acoustique R

Il caractérise la puissance acoustique émise par une éprouvette par rapport à une puissance acoustique incidente donnée.

$$R = 10 \cdot \log \left| \frac{W_1}{W_2} \right| \quad \text{équation 6}$$

On le mesure de la manière suivante (vi) :

$$R = L_1 - L_2 + 10 \log \frac{S}{A} \quad \text{équation 7}$$

où L_i est mesuré suivant l'équation 2 (indexé '1' pour l'émission et '2' pour la réception).

On peut aussi définir la transparence acoustique :

$$\tau(\omega) = \frac{W_t}{W_i} \quad \text{équation 8}$$

L'indice d'affaiblissement acoustique s'exprime alors de la façon suivante :

$$R = 10 \cdot \log \left| \frac{1}{\tau} \right| \quad \text{équation 9}$$

Cette norme fixe aussi d'autres exigences avant les mesures, pour qualifier le laboratoire :

- Une qualification du positionnement des sources sonores doit être réalisé
- Un mesurage des transmissions latérales doit être effectué
- Un mesurage du facteur de perte total peut être réalisé sur les éprouvette, puis indiqué dans les résultats

1.1.4 Expression de l'indice global R_w

Une fois le mesurage effectué, nous avons besoin d'un indice unique. Celui-ci est calculé en regard d'une courbe de référence, se rapprochant plus ou moins de la pondération A (vii).

On calcule aussi des 'termes d'adaptation à un spectre' :

- C , calculé à partir d'un bruit rose pondéré A
- C_{tr} , calculé à partir d'un spectre de bruit routier

L'expression globale du résultat est alors de la forme (par exemple) :

$$R_w (C ; C_{tr}) = 41(0 ; -5)$$

La correspondance avec les anciens indices français est alors la suivante :

$$R_{rose} = R_w + C$$

$$R_{route} = R_w + C_{tr}$$

Nota : se reporter pour les calculs au document spécifique fourni en cours.

1.1.5 L'absorption

Lorsqu'une source sonore fonctionne dans un volume clos, le niveau atteint par le son provenant de la réverbération et ensuite, la décroissance de ce son réverbéré lorsque la source est arrêtée, dépendent des caractéristiques d'absorption acoustique des surfaces limites et des objets qui se trouvent dans le volume (*viii*).

1. On mesure le temps de réverbération avec et sans le matériau
2. On calcule l'aire d'absorption acoustique équivalente de la salle vide :

$$A_1 = \frac{55,3V}{cT_1} \quad \text{équation 10}$$

avec $T_1 = TR$ de salle vide

$$c = 331 + 0,6 t^\circ \quad (15 < t^\circ < 30^\circ C)$$

3. On calcule l'aire d'absorption acoustique équivalente avec le matériau :

$$A_2 = \frac{55,3V}{cT_2} \quad \text{équation 11}$$

avec $T_2 = TR$ de salle occupé

4. L'aire d'absorption acoustique équivalente est alors :

$$A = 55,3 \frac{V}{c} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad \text{équation 12}$$

5. Le coefficient d'absorption acoustique est alors :

$$\alpha_s = \frac{A}{S} \quad \text{équation 13}$$

où S représente la surface de l'échantillon testé.

Cette norme fixe aussi d'autres exigences avant les mesures, pour qualifier la salle d'essai :

- La diffusion du champ acoustique doit être contrôlée
- La répétabilité doit être contrôlée

1.1.6 Les conditions nécessaires à la mesure en laboratoire

Lors de la mesure d'éléments de bâtiment (fenêtres, planchers, plafond...), la transmission acoustique ne doit bien sûr s'effectuer que par l'échantillon testé. L'énergie inhérente aux autres types de transmissions se doit d'être bien inférieure.

Il faut ainsi veiller aux points suivants :

- Une absence de transmissions latérales : cette condition est fondamentale pour la mesure d'éléments à hautes performances (murs lourds doublés, parois multiples...). Il est nécessaire de les mesurer pour obtenir l'indice d'affaiblissement maximal mesurable par bande tiers d'octave
- Un champ acoustique homogène : plusieurs sources sonores sont nécessaires et leurs positions doivent être qualifiées (en cellule d'émission pour uniformiser la diffusion aux basses fréquences, mais aussi en réception pour la mesure des temps de réverbération), un balayage microphonique évite aussi la multiplicité de microphones, mais le diamètre de rotation doit être important aux basses fréquences.
- Un bon isolement de la cellule de réception par rapport à l'extérieur : ceci permet d'obtenir un bruit de fond suffisamment bas, et permet d'obtenir une grande dynamique sans être obligé d'engendrer de très forts niveaux sonores en émission
- Des conditions limites des échantillons en rapport avec leur masse surfacique et leur montage réel. Ainsi un mur lourd monté dans un cadre léger n'aura pas du tout la même transparence acoustique que celui monté dans un cadre ou noyau présentant un bon écoulement d'énergie vibratoire.
- Un facteur de perte total de l'élément à testé suffisant : la fixation et l'encastrement des éléments lourds peut ainsi être insuffisant (cas des systèmes flexibles), ce qui va augmenter le temps de réverbération structurale, donc diminuer le facteur de perte total. On a accès au facteur de perte total η_{tot} par la mesure du temps de réverbération structural T_s d'une paroi, avec la relation :

$$\eta_{tot} = \frac{2,2}{fT_s} \quad \text{équation 14}$$

Cette énergie qui ne va pas être dissipée d'une manière vibratoire va contribuer à l'augmentation de la puissance acoustique rayonnée par la paroi.

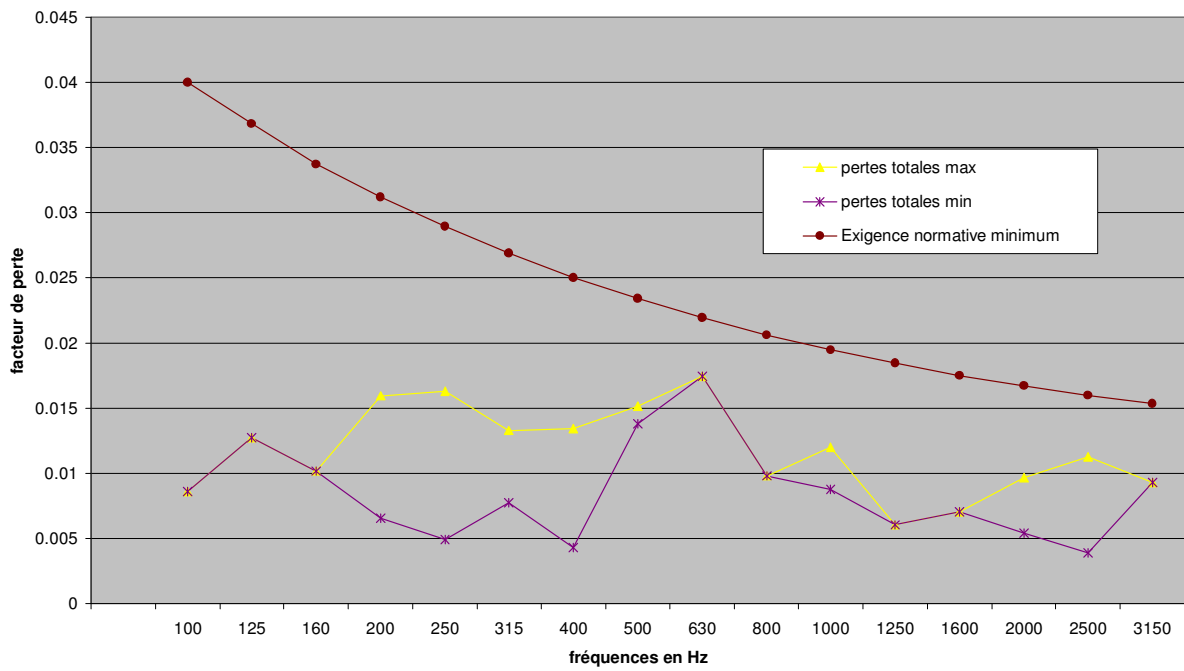
Si nous prenons ainsi l'exemple d'une dalle pour bruit de chocs simplement posée, puis solidarisée en périphérie, nous aboutissons ainsi aux deux graphiques page suivante.

Les normes NF EN ISO parties 1, 2 et 3 indiquent des valeurs minimum de facteur de perte total η par bande de fréquence, ainsi que la manière de le mesurer.

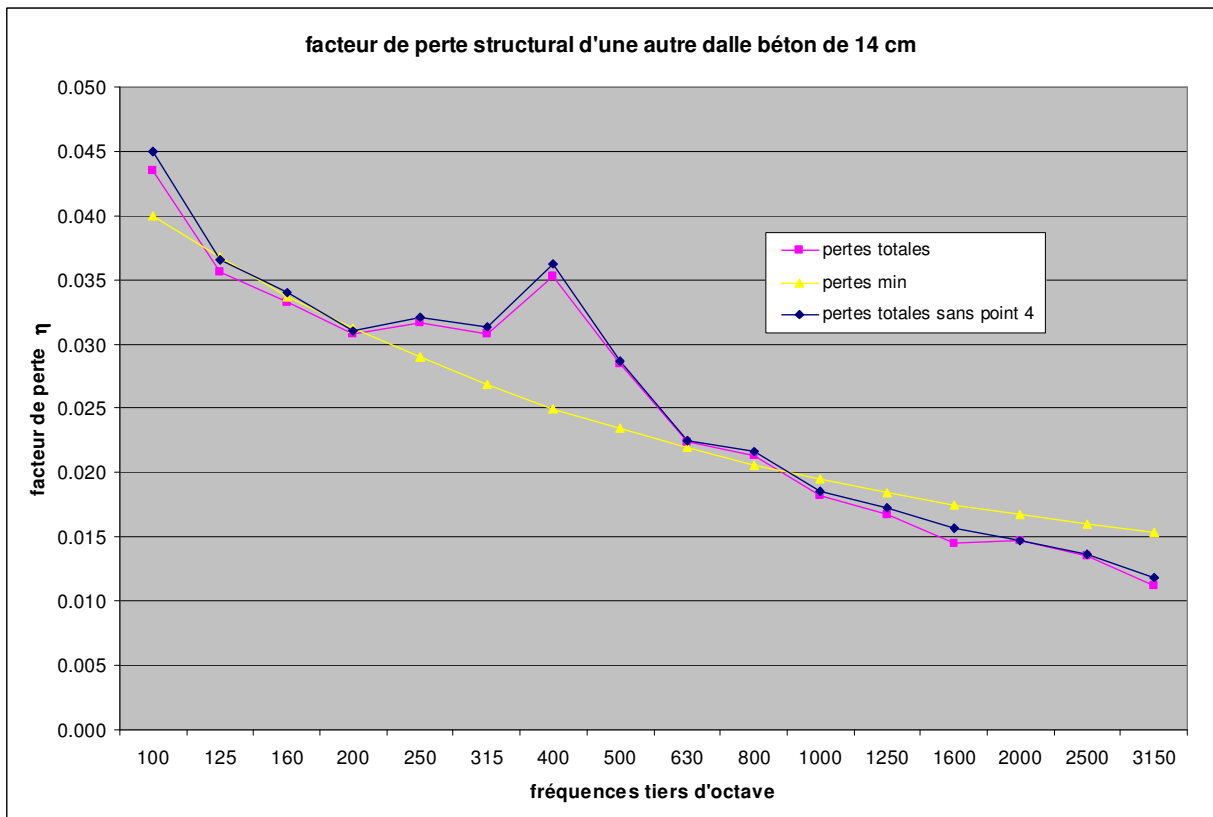
Nous voyons qu'en l'absence d'écoulement d'énergie périphérique, η est très insuffisant (le TR structural est trop grand).

Dans l'autre cas, l'énergie vibratoire présente dans la dalle peut aussi s'écouler en périphérie, ce qui permet de diminuer le TR structural, donc d'augmenter η .

Facteur de perte d'une dalle de cellule d'essai de chocs



Mesure dalle simplement posée



Mesure dalle solidarisée en périphérie

1.2 LES LOIS SIMPLES

1.2.1 La loi de masse

Une règle souvent de mise dans l'Acoustique du bâtiment, souvent galvaudée et égalée par ailleurs, consiste en l'apport de masse pour améliorer l'indice d'affaiblissement acoustique.

Une première approximation expérimentale nous donne l'indice global en dB(A) en fonction des masses surfaciques m_s :

➤ Pour un bruit rose à l'émission :

- $50 < m_s < 150 \text{ kg/m}^2$:

$$R = 17 \log(m_s) + 4$$

équation 15

- $150 < m_s < 700 \text{ kg/m}^2$:

$$R = 40 \log(m_s) - 46$$

équation 16

La limite maximum est fixée à 68 dB(A).

➤ Pour un bruit route à l'émission :

- $50 < m_s < 150 \text{ kg/m}^2$:

$$R = 13 \log(m_s) + 9$$

équation 17

- $150 < m_s < 670 \text{ kg/m}^2$:

$$R = 40 \log(m_s) - 50$$

équation 18

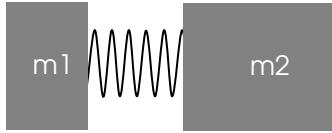
La limite maximum est fixée à 63 dB(A).

Les valeurs à considérer pour les masses surfaciques sont les suivantes :

Types de parois	Masses volumiques (kg/m ³)	Module d'élasticité (N/m ²)
Béton lourd, parois verticales	2300	2,3 à 3.10 ¹⁰
Béton lourd, parois horizontales	2400	
Blocs pleins	2000	2,3 à 3.10 ¹⁰
Blocs perforés	1600	
Blocs creux	1300	1,5.10 ¹⁰
Brique pleine	1850	0,9 à 1,6.10 ¹⁰
Brique creuse :		0,9 à 1,6.10 ¹⁰
pour 55% de vide	845	
pour 60% de vide	750	
	pour 65% de vide	655
Béton cellulaire	500	-
Plâtre	1000	2,5.10 ⁹
Plaque de plâtre	800	2.10 ⁹
Enduit ciment	2000	2,5.10 ¹⁰
Verre	2500	6,2.10 ¹⁰
Acier	7800	2,1.10 ¹¹
Aluminium	2700	7,2.10 ¹⁰

1.2.2 La loi de masse-ressort-masse

Une autre règle tout autant appliquée dans l'Acoustique du bâtiment, consiste en la confection de deux parements (de masse m_1 et m_2) séparés par un ressort.



Comme tout système masse ressort libre, la fréquence de résonance de l'ensemble est :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)} \quad \text{équation 19}$$

Lorsque le ressort k est de l'air, et que la distance en mètre entre les deux parements est d , nous avons :

$$f_r = 60 \sqrt{\frac{1}{d} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)} \quad \text{équation 20}$$

remarque : on trouve aussi dans certains ouvrages un facteur multiplicatif 84 au lieu de 60, qui provient d'une division par le cosinus de 60°, sensé représenter l'incidence moyenne des différentes ondes incidente.

Lorsque le ressort k est un matériau résilient, de raideur dynamique s'_t (en N/m^3) pris entre deux plaques de masse surfacique m_{s1} et m_{s2} , nous avons :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{s'_t \left(\frac{1}{m_{s1}} + \frac{1}{m_{s2}} \right)} \quad \text{équation 21}$$

1.2.2.1 **Application aux bruits aériens**

Qu'il s'agisse d'un doublage ou d'une cloison légère à base de plaques de plâtre, le principe consiste à obtenir une fréquence de résonance basse (typiquement en dessous de 100 Hz).

Par exemple, sur un mur en béton de 16 cm d'épaisseur, un doublage acoustique à base de résilient collé sur une plaque de plâtre, le tout adhérent à la paroi par plots, peut avoir une fréquence de résonance de l'ordre de 80 Hz. L'indice d'affaiblissement acoustique correspondant est supérieur à 67 dB(A).

A masse surfacique égale, ce système présente une efficacité bien supérieure aux parois simples. Ainsi, un carreau de plâtre de 7 cm ($m_s \sim 60 \text{ kg/m}^2$) donne un indice R_{rose} de $\sim 34 \text{ dB(A)}$, alors qu'une paroi double type SAD 220, certes plus épaisse mais de même masse surfacique, donne un indice de $\sim 65 \text{ dB(A)}$.

Attention toutefois aux parements identiques pouvant donner de piètres résultats (double vitrage 4/12/4 par exemple)

1.2.2.2 Application aux bruits de chocs

Le principe est le même. C'est pour cela que l'on est amené à réaliser des chapes flottantes, des parquets flottants...

Dans le cas des chapes, La loi simplifiée permettant d'avoir une idée du spectre d'efficacité au niveau de bruit de choc est la suivante (voir justification §1.3.6.1) :

$$\Delta L \approx 30 \log \left(\frac{f}{f_0} \right) \tag{équation 22}$$

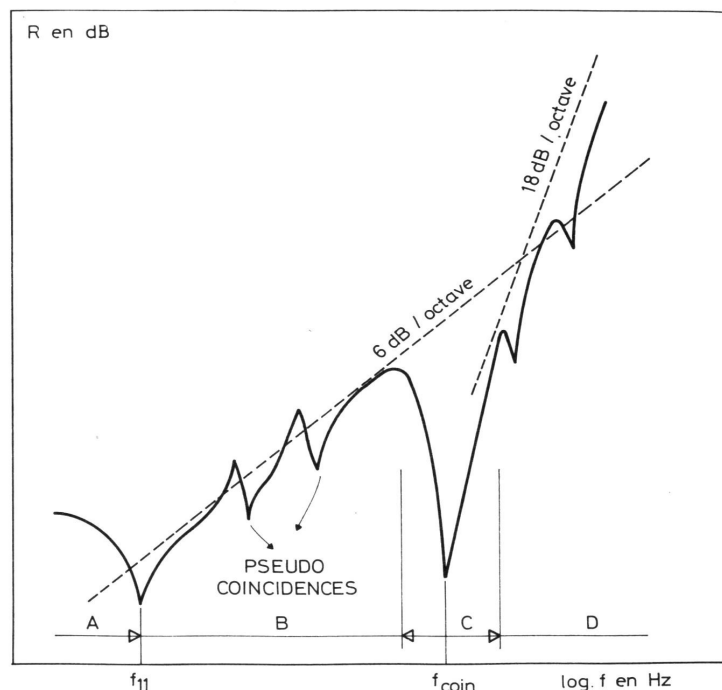
1.3 COMPORTEMENT VIBRO-ACOUSTIQUE DES PAROIS

1.3.1 Considérations générales

L'indice d'affaiblissement acoustique d'une paroi simple se reconnaît aisément (dans la limite de phénomènes perturbateurs).

Ainsi, on peut généralement voir une progression de cet indice constante avec la fréquence (pente de l'ordre de 5 à 6 dB/octave), et quelques singularités :

- Les modes résonnants : la transparence acoustique est plus marquée pour ceux-ci
- Les modes des salles de mesures n'apparaissent jamais : un laboratoire est toujours parfait, comme la diffusion dans ses salles et la positions des sources sonores...
- La fréquence critique : celle-ci correspond à la sommation de l'ensemble des fréquences de coïncidence des ondes de différentes incidences. Elle représente la fréquence pour laquelle la célérité des ondes de flexion de la plaque est égale à la célérité du son dans les milieux fluides ; aux fréquences supérieures, les ondes de flexion sont supersoniques, et subsonique si $f < f_c$.



Dans le cas particulier des plaques isotropes couplées à deux fluides identiques, nous avons :

$$f_c = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{12\mu(1-\nu^2)}{Eh^2}} = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{h\mu}{D}} \tag{équation 23}$$

Dans le vide, pour une plaque de dimensions (a,b), les déformées propres du mode r,s sont :

$$u_{rs}(x, y) = \sin\left(\frac{r\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right) \sin\left(\frac{s\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right) \tag{équation 24}$$

La fréquence de coïncidence correspondante est, dans une direction (α,β) :

$$f_{rs} = \frac{c}{\sin \alpha} \sqrt{\left(\frac{r\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{s\pi}{b}\right)^2} \tag{équation 25}$$

Les modes propres r,s de la plaques étant :

$$f_{rs} = \sqrt{\frac{D}{m_s} \left(\left(\frac{r\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{s\pi}{b}\right)^2 \right)} \tag{équation 26}$$

avec le module de rigidité D :

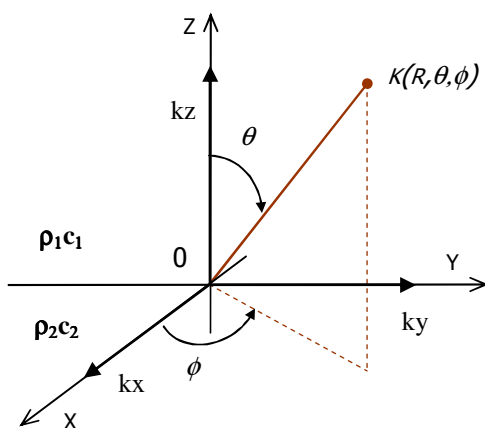
$$D = E.I \tag{équation 27}$$

qui dans le cas des plaques vaut :

$$D = \frac{Eh^3}{12} \tag{équation 28}$$

1.3.2 Propagation et équation du mouvement d'une plaque simple

Nous nous limiterons aux matériaux isotropes, et négligerons donc l'inertie rotationnelle.



1.3.2.1 Equation du mouvement et impédance

Une plaque d'épaisseur h et de masse volumique μ, répond à l'équation du mouvement suivante :

$$D\nabla^4 u(x, y) - \omega^2 \mu h u(x, y) = 0 \tag{équation 29}$$

avec le module de rigidité :

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad \text{équation 30}$$

et l'opérateur $\nabla^4 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)^2 = \left(\frac{\partial^4}{\partial x^4} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} \right)$

Pour une excitation par bruit aérien, nous considérons une onde incidente plane progressive de la forme :

$$p_i(x, y, z) = e^{-j(k_x X + k_y Y)} \quad \text{équation 31}$$

Le déplacement de la plaque doit alors vérifier l'équation :

$$(D\nabla^4 - \omega^2 \mu h)u(x, y, 0) = e^{-j(k_x X + k_y Y)} \quad \text{équation 32}$$

On peut alors chercher un déplacement de la forme

$$W(x, y) = A(\omega, k_x, k_y) e^{-j(k_x X + k_y Y)} \quad \text{équation 33}$$

En réintroduisant cette expression dans l'équation 25, et en utilisant l'impédance Z ; on obtient :

$$Z(\omega, k_x, k_y) = A(\omega, k_x, k_y)^{-1} = -\omega^2 \mu h + D.(k_x^2 + k_y^2) \quad \text{équation 34}$$

L'équation 26 s'écrit alors :

$$W(x, y) = p(x, y) / Z(\omega, k_x, k_y) \quad \text{équation 35}$$

1.3.2.2 Présentation des phénomènes

Nous sommes en présence d'une plaque couplée à deux milieux fluides.

Le champ de vitesse étant irrotationnel, nous avons :

$$\frac{\partial p(x, y, z)}{\partial z} = -\rho \frac{\partial v_z(x, y, z)}{\partial t} \quad \text{équation 36}$$

où ρ représente la densité des différents milieux.

➤ à l'interface plaque milieu 1 :

$$\frac{\partial p_1}{\partial z} = \omega^2 \rho u(x, y, z = 0) \quad \text{équation 37}$$

➤ à l'interface plaque milieu 2 :

$$\frac{\partial p_2}{\partial z} = \omega^2 \rho u(x, y, z = 0) \quad \text{équation 38}$$

D'autre part, en appliquant l'équation de propagation

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad \text{équation 39}$$

nous obtenons :

➤ pour le fluide 1 :

$$\nabla^2 p_1 = -\frac{\omega^2}{c^2} p_1 \quad \text{équation 40}$$

➤ pour le fluide 2 :

$$\nabla^2 p_2 = -\frac{\omega^2}{c_2^2} p_2 \quad \text{équation 41}$$

Par ailleurs, nous avons toujours pour la plaque :

$$(D\nabla^4 - \omega^2 \mu h)u(x, y, 0) = p_1(x, y, 0) + p_2(x, y, 0) \quad \text{équation 42}$$

Après résolution de ces équations couplées (continuité des vitesses à l'interface, propagation dans une seule direction...), nous aboutissons à l'équation de dispersion suivante :

$$-j\omega \left[\frac{\rho_1}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k_x^2 - k_y^2}} + \frac{\rho_2}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - k_x^2 - k_y^2}} \right] + Z(\omega, k_x, k_y) = 0 \quad \text{équation 43}$$

avec la décomposition en ondes planes du champ acoustique :

$$\omega = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = ck$$

Les champs de pression acoustique résultant sont alors :

$$p_1(x, y, z) = -j\omega \frac{\rho_1 c_1 k_1}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k_x^2 - k_y^2}} u(x, y) e^{(+j\sqrt{k_1^2 - k_x^2 - k_y^2})z} \quad \text{équation 44}$$

$$p_2(x, y, z) = -j\omega \frac{\rho_2 c_2 k_2}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - k_x^2 - k_y^2}} u(x, y) e^{(-j\sqrt{k_2^2 - k_x^2 - k_y^2})z} \quad \text{équation 45}$$

Le comportement de la plaque étant alors :

$$u(x, y) = (A_x e^{-jk_x x} + B_x e^{+jk_x x})(A_y e^{-jk_y y} + B_y e^{+jk_y y}) \quad \text{équation 46}$$

1.3.3 Transparence acoustique et indice correspondant

La définition de la puissance acoustique est la suivante :

$$W(\omega) = \int_S \frac{1}{2} \Re\{p(x, y, 0)(v(x, y, 0))^*\} dS \quad \text{équation 47}$$

La puissance transmise, rayonnée par un élément simple peut ainsi être :

$$W_t(\omega) = \int_S \frac{1}{2} \Re\{p_t(x, y, 0)(j\omega u(x, y, 0))^*\} dS \quad \text{équation 48}$$

En reprenant les équations 37 et 38, nous obtenons :

$$W_1(\omega) = -\frac{1}{2} \omega^2 \rho_1 c_1 \Re \left\{ \frac{k_1}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k_x^2 - k_y^2}} \right\} \int_S |u(x, y)|^2 dS \quad \text{équation 49}$$

$$W_2(\omega) = +\frac{1}{2}\omega^2\rho_2c_2\Re\left\{\frac{k_2}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2}-k_x^2-k_y^2}}\right\}\cdot\int_S|u(x,y)|^2dS \quad \text{équation 50}$$

La puissance rayonnée est proportionnelle à la vitesse quadratique de la plaque, avec :

$$\langle V^2 \rangle_S = \int_S \frac{1}{2}\omega^2|u(x,y)|^2dS \quad \text{équation 51}$$

On peut alors définir le coefficient de rayonnement de la plaque dans un milieu fluide i :

$$\sigma^{(i)} = \left|\frac{W_1(\omega)}{\rho_i c_i \langle V^2 \rangle_S}\right| = \Re\left\{\frac{k_i}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_i^2}-k_x^2-k_y^2}}\right\} \quad \text{équation 52}$$

que l'on peut aussi définir comme :

$$\sigma^{(i)} = \Re\left\{\frac{k_i}{k_z^i}\right\} \quad \text{équation 53}$$

On définit alors la transparence acoustique :

$$\tau(\omega, \theta, \varphi) = \frac{W_1}{W_2} \quad \text{équation 54}$$

la transparence pour un champ diffus est alors :

$$\tau_d(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \tau(\omega, \theta, \varphi) \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi \quad \text{équation 55}$$

Nous obtenons enfin l'indice d'affaiblissement acoustique

$$R_d = 10 \cdot \log \left| \frac{1}{\tau_d} \right| \quad \text{équation 56}$$

Enfin, nous effectuons un moyennage tiers d'octave.

1.3.4 Cas particulier de la plaque isotrope plongée dans un fluide léger

Les équations se simplifient, et les équations 37 et 38 deviennent :

$$p_1(x, y, z) = \omega \frac{\rho c k}{a} u(x, y) e^{ax} \quad \text{équation 57}$$

$$p_2(x, y, z) = -\omega \frac{\rho c k}{a} u(x, y) e^{-ax} \quad \text{équation 58}$$

avec la variable $a = \sqrt{k_F^2 - k^2} = jk_z$, et le nombre d'onde de flexion de la plaque :

$$k_F = \left(\frac{12\mu\omega^2(1-\nu^2)}{Eh^2} \right)^{1/4} \quad \text{équation 59}$$

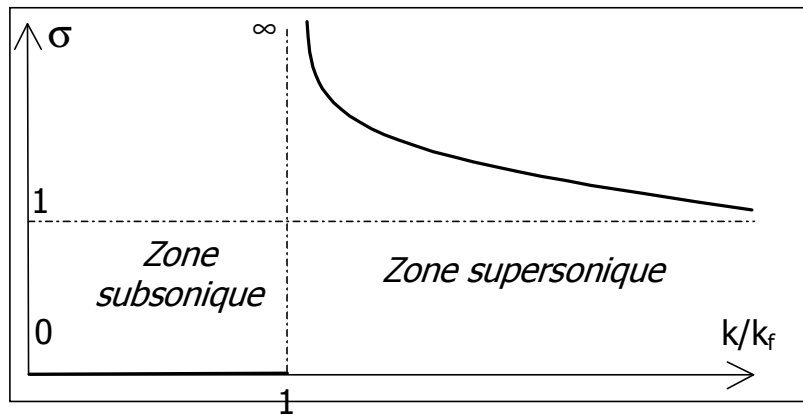
Lorsque la célérité des ondes de flexions de la plaque est égale à la célérité du son, nous aboutissons à la pulsation critique :

$$\omega_c = c^2 \sqrt{\frac{12\mu(1-\nu^2)}{Eh^2}} \tag{équation 60}$$

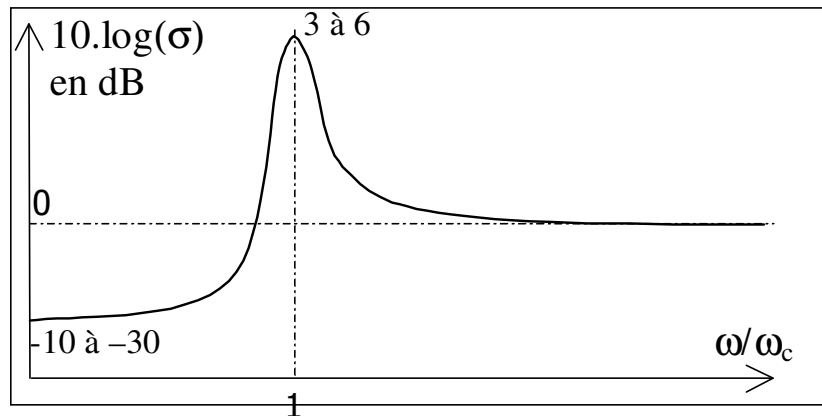
Nous aboutissons au coefficient de rayonnement suivant :

- $\omega < \omega_c$: l'onde acoustique est évanescente, $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$
- $\omega > \omega_c$: l'onde acoustique est progressive

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{k_F}{k}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \tag{équation 61}$$



Dans la réalité, les facteurs de rayonnement ont l'allure suivante :



1.3.5 Comportement d'une plaque simple

1.3.5.1 Loi de masse

Cette modélisation simple consiste en négliger les effets élastiques et viscoélastique de la plaque.

L'expression de la transparence acoustique est la suivante :

$$\tau(\omega, \theta, \varphi) = 4 \frac{\frac{\rho_1 c_1}{\cos \theta} \cdot \frac{\rho_2 c_2}{\cos \theta'}}{(\omega \mu h)^2 + \left(\frac{\rho_1 c_1}{\cos \theta} + \frac{\rho_2 c_2}{\cos \theta'} \right)^2} \quad \text{équation 62}$$

ce qui nous donne l'expression suivante en champ diffus :

$$\tau_d(\omega) = \frac{1}{\left(\omega \frac{\mu h}{2 \rho c} \right)^2} \ln \left(1 + \left(\omega \frac{\mu h}{2 \rho c} \right)^2 \right) \quad \text{équation 63}$$

1.3.5.2 Loi de masse d'une plaque élastique

Nous considérons une plaque isotrope, séparant deux milieux fluides identiques.

Elle est soumise à une pression incidente sous la forme d'une onde acoustique plane oblique agissant dans le milieu 1.

Sans reprendre l'ensemble de la démonstration, nous aboutissons à la transparence suivante :

$$\tau(\omega, \theta, \varphi) = \frac{1}{\left(\mu h \frac{\omega \cos \varphi}{2 \rho c} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right)^2 + \left(1 + \frac{\mu h \eta \omega \cos \varphi}{2 \rho c} \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right)^2} \quad \text{équation 64}$$

avec :

- la masse volumique μ
- l'épaisseur h
- le facteur de perte η , défini par l'intermédiaire du module d'élasticité complexe :

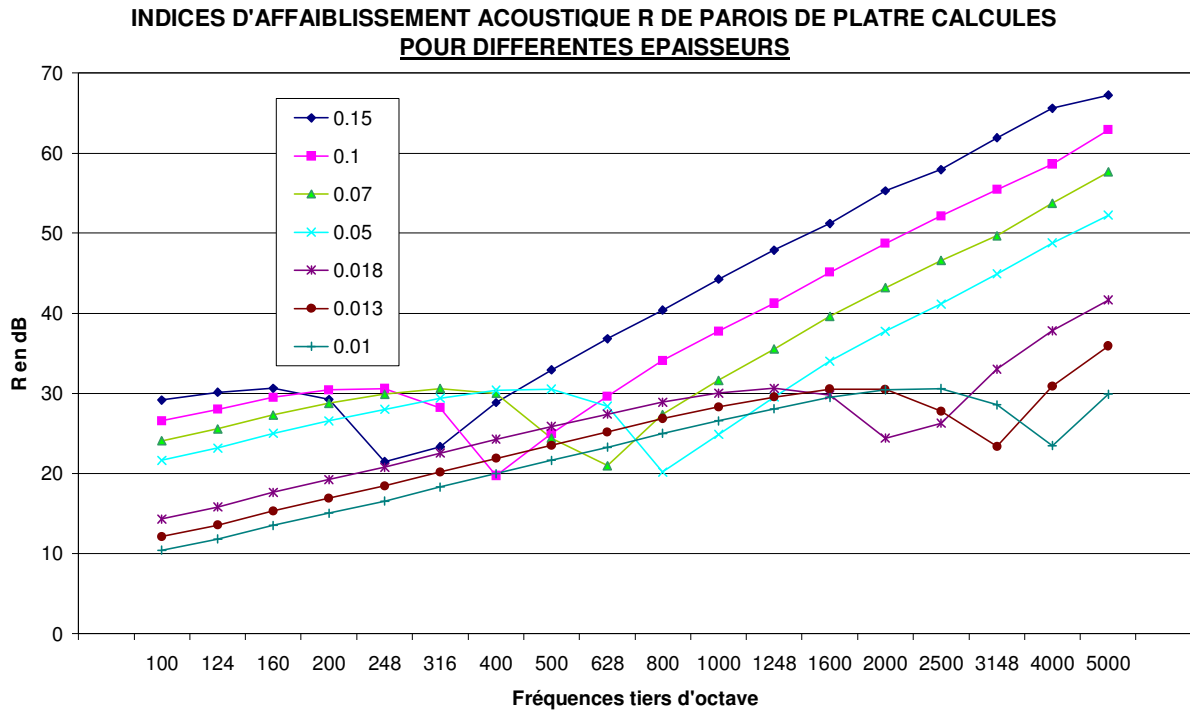
$$\tilde{E} = E(1 + j\eta) \quad \text{équation 65}$$

D'après l'équation 48, la transparence en champs diffus devient :

$$\tau(\omega) = 2 \int_0^{\pi/2} \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{\left(\mu h \frac{\omega \cos \varphi}{2 \rho c} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right)^2 + \left(1 + \frac{\mu h \eta \omega \cos \varphi}{2 \rho c} \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right)^2} d\varphi \quad \text{équation 66}$$

Pour obtenir l'indice d'affaiblissement, nous appliquons alors l'équation 49.

Si nous prenons comme matériau du plâtre, et faisons varier son épaisseur, nous aboutissons aux graphiques suivants :



1.3.5.3 Les équations simplifiées

Pour $f < f_c$

$$R = 20 \log m \cdot f - 20 \log \left(1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right) - 48 \tag{équation 67}$$

Pour $f \geq f_c$

$$R = 20 \log m \cdot f + 30 \log f - 10 \log f_c + 10 \log \eta - 45 \tag{équation 68}$$

En dessous de f_c , l'indice d'affaiblissement acoustique croît de 6dB par doublement de la masse. A partir de f_c , l'indice d'affaiblissement acoustique dépend du facteur de pertes totales η de la paroi. La croissance de l'indice d'affaiblissement au-delà de la fréquence critique est de l'ordre de 9 dB/octave, mais plafonnera généralement assez vite à 6dB/octave du fait de l'apparition des ondes de cisaillement.

Si l'on veut étudier les mécanismes de transmission du son à travers une paroi simple, on ne pourra raisonnablement pas utiliser cette méthode de calcul simplifiée basée sur l'étude des vibrations de parois infinies. Il faudra, prendre également en compte les transmissions par modes résonants et tenir compte des différents couplages salles parois. Les calculs peuvent devenir alors beaucoup plus complexes.

Nous proposons une méthode de calcul encore relativement simple (Sewell) permettant de calculer l'indice d'affaiblissement d'une paroi rectangulaire située dans un

baffle. Cette méthode permet de tenir compte de la surface et du rapport des dimensions d'une paroi rectangulaire.

Pour $f < f_c$

$$R = 20 \log mf + 20 \log \left(1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right) - 10 \log \left(\ln(k\sqrt{A}) + 0.160 - V(\Lambda) + \frac{1}{4\pi k^2 A} \right) - 42 \quad \text{équation 69}$$

Pour $f \geq f_c$

$$R = 20 \log m + 30 \log f - 10 \log f_c + 10 \log \eta - 45 \quad \text{équation 70}$$

avec :

$$k = \frac{2\pi f}{c} : \text{nombre d'onde}$$

a : largeur de la plaque

b : longueur de la plaque

$$\Lambda = \frac{a}{b}$$

$$\Lambda = 1.0 \Rightarrow V(\Lambda) = 0.000$$

$$\Lambda = 1.5 \Rightarrow V(\Lambda) = 0.018$$

$$\Lambda = 2.0 \Rightarrow V(\Lambda) = 0.052$$

$$\Lambda = 2.5 \Rightarrow V(\Lambda) = 0.090$$

$$\Lambda = 4 \Rightarrow V(\Lambda) = 0.199$$

$$\Lambda = 10 \Rightarrow V(\Lambda) = 0.500$$

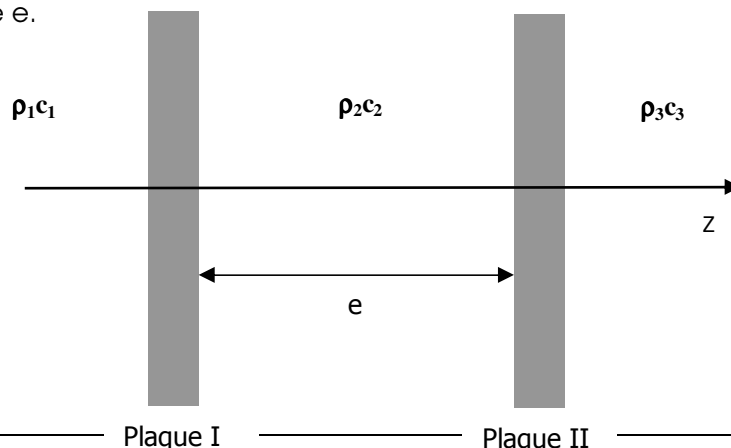
Remarques :

- L'indice d'affaiblissement croît en basses fréquences si la surface de la paroi diminue et ce, d'autant plus, que la largeur et la longueur tendent à être égales.
- Pour un matériau et une paroi rectangulaire donnée, l'indice d'affaiblissement diminue, en dessous de f_c , lorsque l'on passe de la condition bords libres à la condition bords simplement appuyés pour arriver à la condition bords encastres. Par contre, l'indice d'affaiblissement varie peu ou pas du tout au-dessus de la fréquence critique en fonction des conditions d'appui et d'encastrement de la paroi dans le cas de plaques minces.

1.3.6 Les parois doubles

1.3.6.1 Équations de plaques élastiques

Nous allons considérer deux plaques infinies séparant trois milieux acoustiques 1, 2, 3, les plaques étant distantes de e.



Nous reprenons les équations 29 et suivantes.

Milieu 1 :

$$\frac{\partial p_1(x, y, 0)}{\partial z} = -\rho_1 \frac{\partial v_z(x, y, z)}{\partial t} \quad \text{équation 71}$$

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} \quad \text{équation 72}$$

Milieu 2 :

$$\frac{\partial p_2(x, y, 0)}{\partial z} = \omega^2 \rho_2 u_I(x, y) \quad \text{équation 73}$$

$$\frac{\partial p_2(x, y, 0)}{\partial z} = \omega^2 \rho_2 u_{II}(x, y) \quad \text{équation 74}$$

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) p_2(x, y, z) = 0 \quad \text{équation 75}$$

Milieu 3 :

$$\frac{\partial p_3(x, y, e)}{\partial z} = \omega^2 \rho_3 u_{II}(x, y) \quad \text{équation 76}$$

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) p_2(x, y, z) = 0 \quad \text{équation 77}$$

Par ailleurs, nous avons toujours pour les plaques :

$$(D_I \nabla^4 - \omega^2 \mu_I h_I) u_I(x, y) = p_1(x, y, 0) - p_2(x, y, 0) \quad \text{équation 78}$$

$$(D_{II} \nabla^4 - \omega^2 \mu_{II} h_{II}) u_{II}(x, y) = p_2(x, y, e) - p_3(x, y, e) \quad \text{équation 79}$$

avec le module de rigidité $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ et l'opérateur $\nabla^4 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)^2$

Pour une excitation par bruit aérien, nous considérons une onde incidente plane de la forme :

$$p_i(x, y, z) = e^{(-jk_1(x \cos \theta_i \sin \phi_i + y \sin \theta_i \sin \phi_i + z \cos \theta_i))} \quad \text{équation 80}$$

Dans le cas de trois fluides identiques, nous obtenons la transparence acoustique suivante :

$$\tau(\omega, \theta, \varphi) = 4\omega^2 \left(\frac{\rho c}{\cos \theta} \right)^2 \frac{|Z_{I,II}|^2}{|Z_{I,I} \cdot Z_{II,II} - Z_{I,II}^2|^2} \quad \text{équation 81}$$

avec :

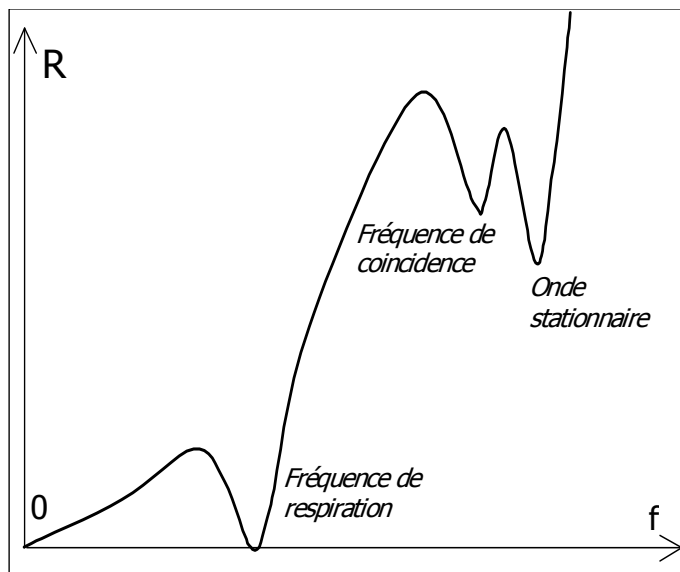
$$Z_{I,I} = Z_I + \omega \frac{\rho c}{\cos \theta} \cot g(k \cos \theta e) + j\omega \frac{\rho c}{\cos \theta} \quad \text{équation 82}$$

$$Z_{II,II} = Z_{II} + \omega \frac{\rho c}{\cos \theta} \cot g(k \cos \theta e) + j\omega \frac{\rho c}{\cos \theta} \quad \text{équation 83}$$

$$Z_{I,II} = \omega \frac{\rho c}{\cos \theta} \cdot \frac{1}{\sin(k \cos \theta e)} \quad \text{équation 84}$$

où Z_I et Z_{II} sont les impédances propres des plaques (voir équation 27), les autres étant les impédances directes et croisées des plaques immergées.

Nous obtenons un indice d'affaiblissement en champ diffus de la forme suivante :



Transmission par vibrations forcées

Le couplage de deux parements par la lame d'air fait apparaître une fréquence particulière appelée fréquence de résonance f_0 .

Pour $f < f_0$:

les parements sont couplés par la lame d'air qui agit comme un élément rigide et les parements vibrent en phase : l'indice d'affaiblissement R croît de 6 dB/octave : on a alors un comportement « loi de masse » avec pour masse surfacique la somme de la masse surfacique des parements ($m_1 + m_2$),

Pour $f = f_0$:

les parements vibrent en opposition de phase et il y a une forte transmission d'énergie acoustique et donc une chute importante de l'indice d'affaiblissement R

Pour $f > f_0$:

les parements vibrent sans relation de phase et l'on a une croissance de l'indice d'affaiblissement de l'ordre de 18 dB/octave, fonction des montants et des conditions aux limites.

1.3.6.2 Équations simplifiées

1.3.6.2.1 Parois sans raidisseur :

Si la paroi est de dimension finie et comporte un absorbant phonique de résistivité suffisante pour éliminer les ondes stationnaires de lame d'air, on peut se ramener au cas des parois infinies en effectuant une approximation champ diffus basée sur le calcul d'impédance de paroi pour un angle moyen d'incidence.

On obtient alors la méthode de calcul simplifiée donnée suivante, qui permet de calculer R d'une paroi double parfaitement désolidarisée à partir de la connaissance des indices R_1 et R_2 des parements 1 et 2.

La fréquence de résonance fonction de l'angle d'incidence est la suivante :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{m_1 + m_2}{2m_1 m_2} \frac{\rho c}{d \cos^2 \theta} \right)} \quad \text{équation 85}$$

avec :

m_1, m_2 , masses surfaciques des parements en kg/m^2

ρ , masse volumique de l'air en kg/m^3 (≈ 1.18)

c , vitesse du son dans l'air en m/s (340)

d , distance entre parements en m .

Sous incidence normale, nous obtenons :

$$f_0 = 42 \sqrt{\left(\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \frac{1}{d} \right)} \quad \text{équation 86}$$

Et en champ diffus ($\theta=60^\circ$) :

$$f_0 = 84 \sqrt{\left(\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \frac{1}{d} \right)} \quad \text{équation 87}$$

Les fréquences d'ondes stationnaires normales de lame d'air sont :

$$f_n = \frac{nc}{2d}, \quad n=1, 2, 3... \quad \text{équation 88}$$

La fréquence de changement de pente de 18 à 12 dB/octave est :

$$f_l = \frac{f_1}{\pi} \quad \text{équation 89}$$

Avec ces valeurs, l'indice d'affaiblissement en champ diffus devient :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \mathbf{f < f_0} & R = 20 \log((m_1 + m_2)f) - 48 \\ \mathbf{f_{odiffus} < f < f_l} & R = R_1 + R_2 + 20 \log(2kd) \\ \mathbf{f_l < f} & R = R_1 + R_2 + 6dB \end{array} \right.$$

où R_1 et R_2 peuvent être déterminés à l'aide des équations 62 et 63.

1.3.6.2.2 Parois avec raidisseurs :

Si la paroi est fortement raidie du fait de conditions d'encastrement poteaux plaques trop fortes et du fait d'une densité de poteaux importante, on ne peut pas négliger la transmission par modes résonants.

Il faut alors envisager des méthodes de calcul plus sophistiquées permettant d'analyser de façon fine le couplage des champs acoustiques des salles et des champs vibratoires des plaques.

On peut utiliser la méthode simplifiée proposée par Brekke :

$$\text{1° cas : } f_0 < f < \frac{c}{2d}$$

Transmissions par modes non résonants

$$R_{nr} = R_1 + R_2 + 20 \log d - 10 \log f + 10 \log \alpha_o + 10 \log \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} + 48 \tag{équation 90}$$

avec :

α_o , coefficient d'absorption sous incidence normale des parois latérales de la cavité entre les deux parements

l_1, l_2 , dimensions de la paroi testée

d , distance entre parements.

Transmissions par modes résonants

$$R_r = 20 \log(m_1 + m_2) + 20 \log d + 50 \log f + 10 \log \alpha_o + 10 \log \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} - 10 \log(\tau_{11} \tau_{13} \tau_{23} \tau_{25}) - 10 \log(fc_1 fc_2) + 10 \log(\eta_{1t} \eta_{2t}) - 40 \tag{équation 91}$$

avec :

fc_1, fc_2 , fréquences critiques des parements 1 et 2

η_{1t}, η_{2t} , facteurs de pertes internes des parements 1 et 2

τ_{nm} , facteur de rayonnement du parement n dans le volume m (m=1 salle d'émission, m=5 salle de réception , m=3 lame d'air entre parements)

L'indice d'affaiblissement total est alors :

$$R = -20 \log \left(10^{\left(\frac{R_{nr}}{20}\right)} + 10^{\left(\frac{R_r}{20}\right)} \right) \tag{équation 92}$$

$$\text{2° cas : } f \geq \frac{c}{2d}$$

$$R = R_2 + R_4 + 10 \log \alpha + 10 \log d + 10 \log \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} + 3$$

avec α , coefficient d'absorption en champ diffus de la périphérie de la lame d'air.

I.4 COMPORTEMENT DES REVÊTEMENTS DE SOLS

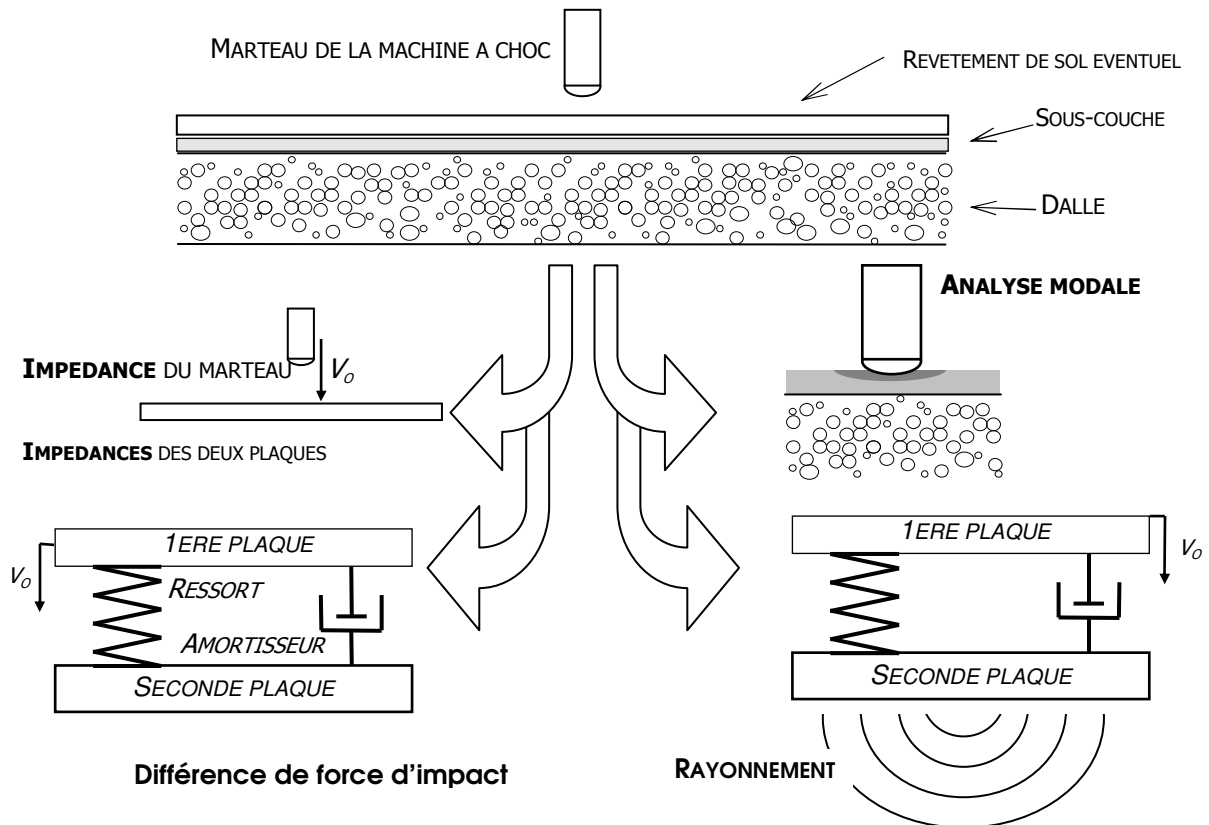
Nous pouvons aborder les revêtements de sols de deux manières relativement simples :

- par analyse du rapport d'impédance

➤ par analyse modale

Il existe une autre méthode assurément fiable aujourd'hui, l'analyse statistique énergétique (S.E.A.), mais celle-ci ne permet pas la compréhension de phénomènes physiques, comme les deux que nous allons voir.

Une schématisation de notre approche peut être la suivante :



1.4.1 L'analyse par impédance :

Pour caractériser la manière dont un système réagit à une force, on peut introduire l'impédance mécanique Z . Celle-ci est le rapport de la force instantanée appliquée, sur la vitesse instantanée au point d'excitation.

Dans le cas d'une plaque homogène isotrope infinie, à laquelle on applique une force ponctuelle et verticale en son centre, l'impédance est (« Input Impedances of Infinite Beams and Plates », dans (14)) :

$$Z \approx 2,3h^2 \sqrt{\frac{\rho E}{1-\nu^2}} \tag{equation 93}$$

où h est l'épaisseur de cette plaque, ρ sa masse volumique, E son module d'élasticité, et ν le coefficient de Poisson.

La puissance mécanique moyenne injectée dans le plancher par les marteaux est :

$$P_{inj} = \frac{1}{2} |F|^2 \Re \left\{ \frac{1}{Z} \right\} \tag{equation 94}$$

Or, l'impédance du système exciteur doit être prise en compte avec celle du plancher (Z_p) : l'impédance Z résultante est égale à la somme des deux. Dans le cas d'un marteau assimilé à une masse pure d'impédance $jm\omega$, nous obtenons :

$$P_{inj} = \frac{1}{2} |F|^2 \frac{Z_p}{Z_p^2 + m^2 \omega^2} \quad \text{équation 95}$$

En régime entretenu, le bilan énergétique de notre système est simple : cette puissance injectée dans notre dalle est égale à la somme des puissances dissipée et rayonnée.

L'excitation va créer des ondes de flexion. Le plancher étant de dimensions finies, celles-ci vont partiellement être réfléchies à la discontinuité ; une part de l'énergie est cédée aux parois adjacentes. Si le plancher est peu amorti et si l'énergie cédée aux parois adjacentes est faible, alors le champ vibratoire va être un champ réverbéré : le libre parcours moyen va être important.

De fait, notre énergie injectée va être dissipée en chaleur ou rayonnée :

$$P_{inj} = P_d + P_r \quad \text{équation 96}$$

L'énergie dissipée par pertes internes est :

$$P_d = E_t \omega \eta \quad \text{équation 97}$$

où η est le facteur de perte interne, et E_t l'énergie totale emmagasinée dans le plancher.

Cette expression provient de la définition même de ce facteur, puisque l'on définit le rapport de l'énergie perdue par cycle sur l'énergie totale :

$$\eta = \frac{E_t}{2\pi E_t} \quad \text{équation 98}$$

Or, cette énergie totale est : $E_t = M|V|^2$. Nous obtenons donc :

$$P_d = m_s S \omega \eta |V|^2 \quad \text{équation 99}$$

avec m_s et S , représentant respectivement la masse surfacique et la surface de ce plancher en béton.

La puissance acoustique rayonnée par le champ réverbéré se partage quand à elle dans les deux espaces entourant notre dalle :

$$P_r = 2\rho c \sigma_{rad} |V|^2 \quad \text{équation 100}$$

σ_{rad} étant le facteur de rayonnement.

On peut faire l'hypothèse que la puissance rayonnée est bien inférieure à la puissance dissipée ; en effet :

$$\frac{P_r}{P_d} = \frac{2\rho c \sigma_{rad}}{m_s \omega \eta} \ll 1 \quad \text{dès 100 Hz, avec } \sigma_{rad} = 1, m_s = 320 \text{ kg/m}^2 \text{ (dalle béton de 14 cm}$$

d'épaisseur), $\eta = 0,04$.

Nous obtenons alors :

$$P_{inj} \approx P_d \quad \text{équation 101}$$

Nous en déduisons, en considérant l'impédance de notre plancher Z_p de dimensions finies comme identique à celle d'un plancher infini :

$$|V|^2 = \frac{|F|^2}{2m_s S \omega \eta} \cdot \frac{Z_p}{Z_p^2 + m^2 \omega^2} \quad \text{équation 102}$$

La puissance rayonnée dans notre pièce située sous la dalle devient finalement :

$$P_{rad} = \frac{|F|^2 \rho c \sigma_{rad}}{m_s \omega \eta} \cdot \frac{Z_p}{Z_p^2 + m^2 \omega^2} \quad \text{équation 103}$$

Nous voyons ainsi que la puissance acoustique rayonnée dépend de la force quadratique moyenne injectée dans la dalle, ainsi que des impédances du système excitateur et du système excité.

Maintenant, considérons un plancher béton recouvert d'une couche mince élastique (un revêtement vinylique homogène, par exemple), alors les caractéristiques mécaniques de celui-ci, énoncées plus haut ($m_s, S, \sigma_{rad}, Z_p, \eta$) ne changent pas. L'impédance du marteau devant celle du plancher massif étant négligeable, la puissance rayonnée est :

$$P_{rad} = \frac{|F|^2 \rho c \sigma_{rad}}{m_s \omega \eta} \cdot \frac{1}{Z_p} \quad \text{équation 104}$$

La puissance rayonnée par le plancher nu est alors :

$$P_{rad}^0 = |F_0|^2 \rho c \cdot H \quad \text{équation 105}$$

où H représente une fonction de transfert caractérisant la réponse du plancher et F_0 la force exercée par le marteau.

Avec la présence de la couche élastique, la puissance rayonnée par le plancher devient :

$$P_{rad}^1 = |F_1|^2 \rho c \cdot H \quad \text{équation 106}$$

Dans le cas d'un régime entretenu, cette puissance rayonnée par le plancher dans le local de réception est totalement absorbée par les parois. La pression quadratique moyenne correspondant à cette source de bruit dans un champ réverbéré est :

$$|p^2| = P_{rad} \cdot \frac{4 \rho c}{A} \quad \text{équation 107}$$

où A est l'aire d'absorption équivalente dans la pièce de réception.

Le niveau de bruit de choc normalisé devient donc :

$$L_n = 10 \cdot \log \left(P_{rad} \cdot \frac{4 \rho c}{p_0^2 A} \right) \quad \text{équation 108}$$

Les niveaux de bruit de choc plancher nu (L_{n0}) puis revêtu (L_{n1}) sont alors :

$$L_{n0} = 10.\log|F_0|^2 + 10\log(H) + 10\log\left(\frac{4\rho^2c^2}{p_0^2A}\right) \quad \text{équations 109}$$

$$L_{n1} = 10.\log|F_1|^2 + 10\log(H) + 10\log\left(\frac{4\rho^2c^2}{p_0^2A}\right)$$

Nous aboutissons alors à la simple formule suivante :

$$\Delta L = L_{n0} - L_{n1} = 20.\log\left|\frac{F_0}{F_1}\right| \quad \text{équation 110}$$

L'efficacité au niveau de bruit de chocs est obtenue uniquement par la connaissance de la force exercée par les marteaux sur la dalle nue, puis de celle exercée sur cette même dalle après pose du revêtement de sol.

A ce stade, nous devons introduire la notion de périodicité des forces exercées. En effet, la machine à choc comporte 5 marteaux identiques qui sont lâchés à intervalle de 0.1 seconde. Ainsi, comme tout phénomène périodique, cette force est développable en série de Fourier.

Le signal étant entretenu, considérons un signal pair. La représentation temporelle de $F_0(t)$ est alors :

$$F_0(t) = \sum_{n=1}^{\infty} F_{0n}.\cos(n\omega_e t) \quad \text{équation 111}$$

avec :

$$\omega_e = 2\pi T_e, \text{ où } T_e = 0.1 \text{ sec}$$

et :

$$F_{0n} = \frac{2}{T_e} \int_0^{T_e} F(t).\cos\left(\frac{2\pi n}{T_e} t\right).dt \quad \text{équation 112}$$

Dans le cas d'un plancher massif monolithique ayant une surface rigide, le temps de l'impact est très court (de l'ordre de 0,2 msec comme nous le verrons au § 1.3.1.1). Nous reprenons l'hypothèse de I.L.VER ayant travaillé avec BERANECK dans les années 70 (ix), et en nommant ce laps de temps δt , nous obtenons :

$$\cos\left(\frac{2\pi n}{T_e} \delta t\right) \approx 1 \text{ pour } n \text{ pas trop grand.}$$

on peut approximer l'expression de F_{0n} ci-dessus par la suivante :

$$F_{0n} = \frac{2}{T_e} \int_0^{\delta t} F(t)dt \quad \text{équation 113}$$

Cette intégrale représentant la quantité de mouvement du marteau de masse m ayant une vitesse V_0 . On en déduit l'expression de F_{0n} , en l'absence de rebond (le système d'arbre à came de la machine à choc est censé récupérer le marteau avant tout rebond) :

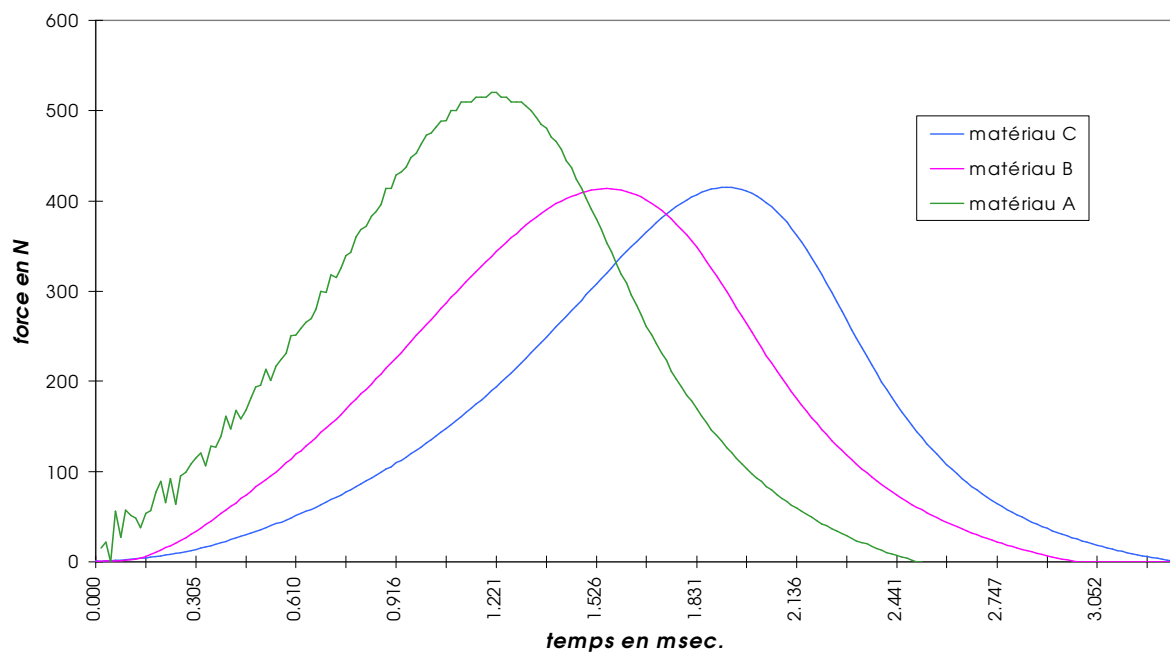
$$F_{0n} = \frac{2mV_0}{T_e} \quad \text{équation 114}$$

1.4.2 Cas particulier des revêtements de sol souples

D'après l'équation 66, il est possible de mesurer directement l'efficacité acoustique des revêtements de sol souples. En effet, il suffit de mesurer la force d'impact d'un marteau sur la dalle nue et celle exercée par le marteau sur le résilient.

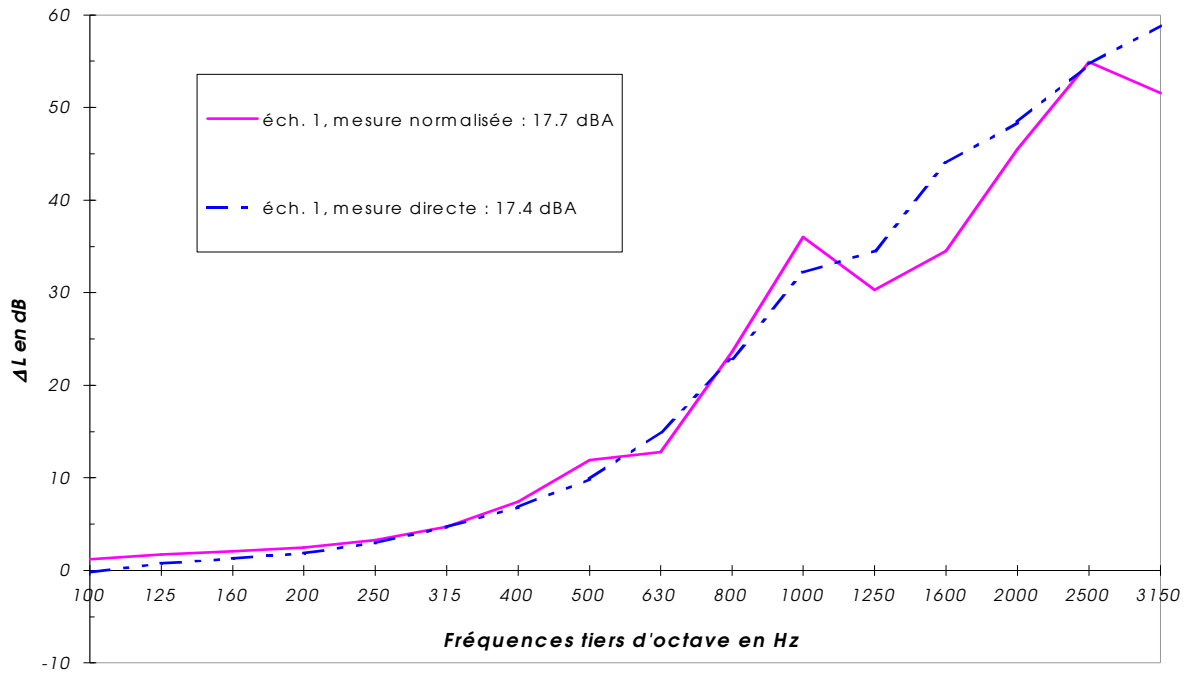
Nous obtenons les forces indiquées page suivante.

Après avoir obtenu ces spectres des forces, nous opérons une correction correspondant au rapport de transmission existant, puis nous effectuons par l'intermédiaire d'un analyseur une transformée de Fourier discrète. Enfin, en passant en tiers d'octave, nous obtenons l'efficacité au niveau de bruit de choc ΔL de l'échantillon testé.



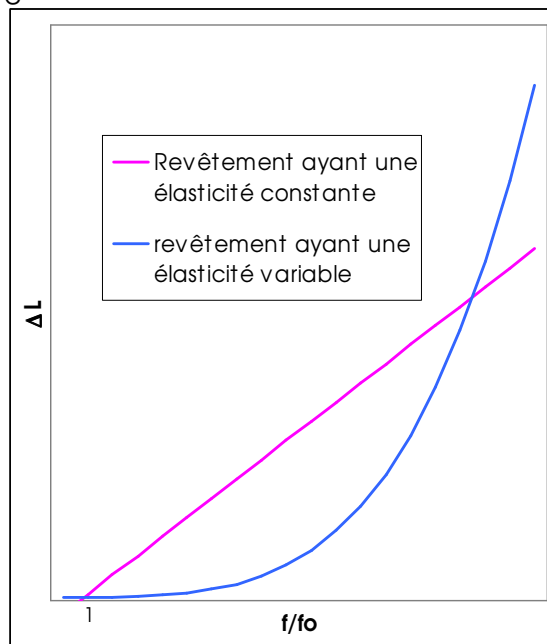
Résultat de la mesure de la force d'impact du marteau sur différents revêtements de sol souples.

Dans le graphique suivant, nous les spectres tiers d'octave obtenus par cette méthode d'essai, comparés avec les résultats d'essais normalisés. Les valeurs globales indiquées sont les ΔL exprimés en dB(A).



Comparaison entre les mesures normalisées et la mesure directe par impacts.

L'avantage de cette mesure simple directe permet d'appréhender l'élasticité variable d'un matériau avec la charge



Efficacité au niveau de bruit de choc type pour les revêtement de sol souples

1.4.3 Cas des sols flottants au 1^{er} ordre : système masse-ressort-masse

Dans le cas d'une sous-couche à élasticité constante, le modèle de comportement est extrêmement simple. On peut assimiler le marteau arrivant sur la plaque, reposant sur la couche résiliente à un système à une dimension du type masse - ressort/amortisseur.

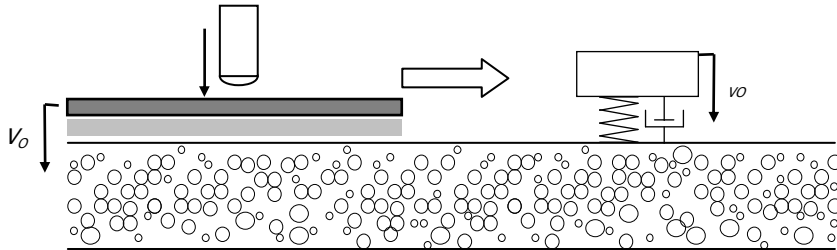


Schéma de la force exercée par un marteau sur une dalle revêtue.

En appliquant un essai de lâché avec les conditions initiales $x(0) = 0$ et $v(0) = v_0$, nous obtenons la force transmise suivante :

$$F_1 = \frac{mv_0\omega_0}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} e^{-\varepsilon\omega_0 t} \sin(\Omega_0 t + \theta) \tag{équation 115}$$

avec :

$$\tan \theta = \frac{2\varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2}}{1-2\varepsilon^2} \tag{équation 116}$$

et la pseudo pulsation

$$\Omega_0 = \omega_0\sqrt{1-\varepsilon^2} \tag{équation 117}$$

où ω_0 est la pulsation propre :

$$\omega_0 = \sqrt{k/m} \tag{équation 118}$$

et ε le facteur d'amortissement :

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{2m\omega_0} = \frac{\eta}{2} \tag{équation 119}$$

avec λ , coefficient d'amortissement.

L'équation 118 indique la fréquence de résonance du système. Dans le cas où la masse du dessus m_1 n'est plus négligeable devant la masse du dessous m_2 , nous obtenons :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{k \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)} \tag{équation 120}$$

Lorsque l'on connaît la raideur dynamique s' d'un résilient, on a :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{s' \left(\frac{1}{m_s 1} + \frac{1}{m_s 2} \right)} \tag{équation 121}$$

où m_s représente la masse surfacique des masses 1 et 2

avec :

$$s' = \frac{E}{e} \tag{équation 122}$$

où E est le module d'élasticité en N/m², et e l'épaisseur du résilient, en m.

Pour les ressort, on considère que la fréquence de résonance d'une masse posée dessus, masse bien inférieure à une dalle support, est :

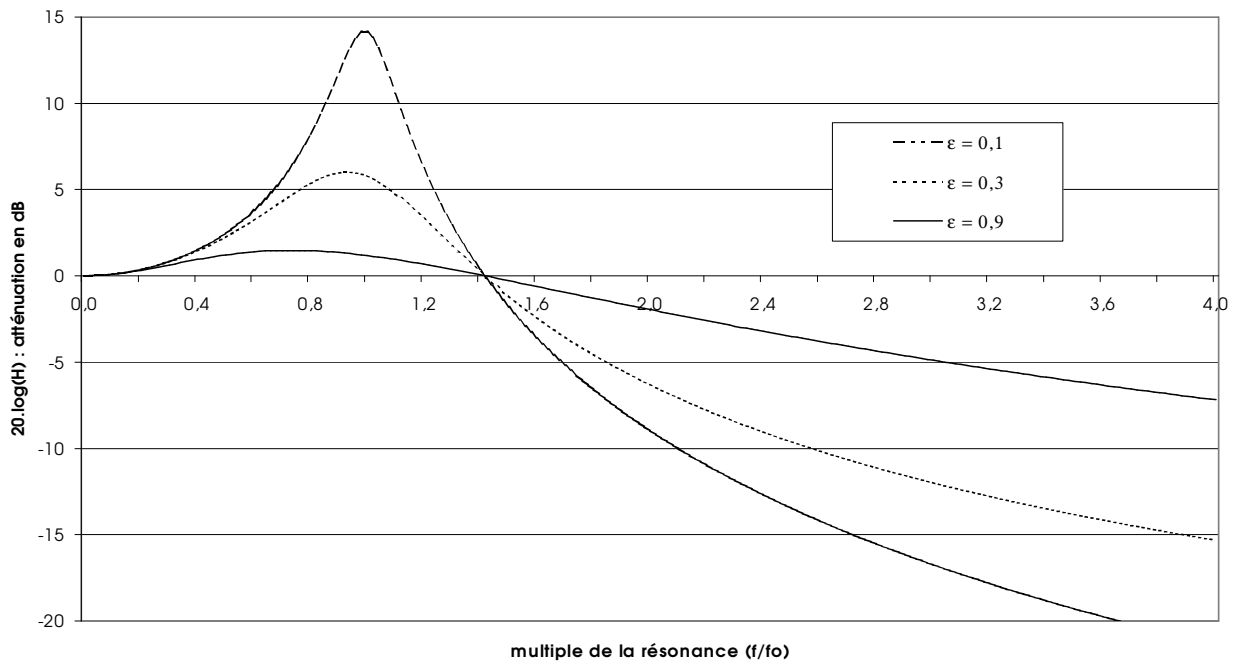
$$f_r = \frac{5}{\sqrt{\delta}} \tag{équation 123}$$

où δ est l'écrasement du ressort en cm.

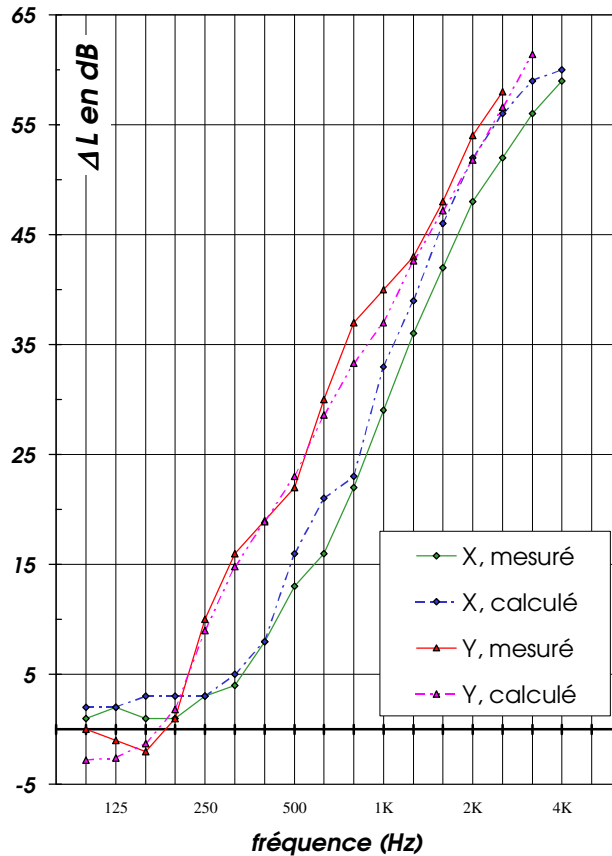
Pour ces systèmes masse – ressort, nous obtenons la fonction de transfert H avec amortissement suivante :

$$H = \frac{1+4\varepsilon_0^2}{\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2}-1\right)^2 + 4\varepsilon_0^2}} \tag{équation 124}$$

Cette fonction a l'allure suivante :



Le graphique ci-après reprend les spectres mesurés et calculés de deux matériaux différents, associés à deux parquets différents.



ΔL de deux systèmes sous-couches sous parquets flottants mesurés et calculés

1.4.4 Les limites de l'analyse par impédance

Une des hypothèses principales consiste en la présence d'un champ réverbéré dans la dalle béton. Ceci nous conduit à certaine hypothèse sur les rapports de puissance, mais aussi à assimiler l'impédance mécanique de notre plaque finie à celle d'une plaque infinie. Celle-ci devient alors indépendante de la surface et du point d'excitation. Une analyse des modes de vibration du plancher réalisée par SKUDRZYK (x) donne la limite inférieure du domaine fréquentiel de validité pour l'hypothèse de champ diffus :

$$f \geq \frac{1}{n(f) \cdot \eta} \tag{équation 125}$$

où $n(f)$ représente la densité modale, qui dans le cas d'une plaque rectangulaire appuyée sur ses bords est :

$$n(f) = \frac{S}{h} \sqrt{\frac{3\rho(1-\nu^2)}{E}} = \frac{\pi S f_c}{c^2} \tag{équation 126}$$

où h et S représentent l'épaisseur et la surface de cette plaque ; ρ , ν , E en sont les caractéristiques mécaniques.

Dans notre cas, la plaque en béton a une épaisseur $h = 14$ cm, une surface $S = 18$ m², une masse volumique $\rho = 2300$ kg/m³, un coefficient de poisson $\nu = 0.15$, un module de Young $E = 2,3 \cdot 10^{10}$ Pa. Avec un facteur de perte $\eta = 4 \cdot 10^{-2}$, nous obtenons :

$$f \geq 360 \text{ Hz}$$

L'utilisation d'impédance de plaque infinie n'est plus valable en dessous de cette fréquence, limite de champ diffus.

Par ailleurs, la norme pour la mesure des bruits de choc (6) impose une surface minimum de 10 m² et une épaisseur de 14 cm. Or, la surface et le facteur de perte de la dalle sont deux éléments fondamentaux et peuvent varier d'un laboratoire à l'autre. Ainsi, avec une surface et un facteur de perte plus faible (fonction des conditions limites, du type de béton et du ferrailage...), cette fréquence limite peut dépasser 1000 Hz.

1.5 ANALYSE DE L'ABSORPTION ACOUSTIQUE DES MATERIAUX

1.5.1.1 Absorption acoustique en champs diffus

Le coefficient d'absorption moyen en champs diffus s'exprime de la façon suivante :

$$\alpha_d = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \alpha(\theta) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi} \quad \text{- équations 127}$$

$$= 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha(\theta) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta$$

Avec $\alpha_d \approx \alpha(45^\circ)$

Le coefficient d'absorption de SABINE d'une surface est :

$$\alpha_s = \frac{W_a}{W_i} \quad \text{- équation 128}$$

Avec W_a la puissance absorbée et W_i la puissance incidente,

$$W_i = \frac{\langle p^2 \rangle}{4\rho_0 c} S \quad \text{- équation 129}$$

on définit l'aire d'absorption équivalente A d'un objet :

$$W_a = A \frac{\langle p^2 \rangle}{4\rho_0 c} \quad \text{- équation 130}$$

et l'aire d'absorption équivalente totale :

$$A = \sum_i \alpha_i S_i + \sum_j A_j \quad \text{- équation 131}$$

La mesure du coefficient d'absorption - formule de SABINE - se fait de la manière suivante :

$$\frac{\partial E_a}{\partial t} + W_a = 0 \quad \text{- équation 132}$$

$$\frac{\partial \langle p^2 \rangle}{\partial t} = -\frac{Ac}{4V} \langle p^2 \rangle \quad \text{- équation 133}$$

$$\langle p^2 \rangle = \langle p_0^2 \rangle e^{-\frac{Ac}{4V} t} \quad \text{- équation 134}$$

En prenant $\frac{\langle p^2 \rangle}{\langle p_0^2 \rangle} = \log(10^{-6})$, c'est à dire une diminution du niveau sonore de 60 dB, et

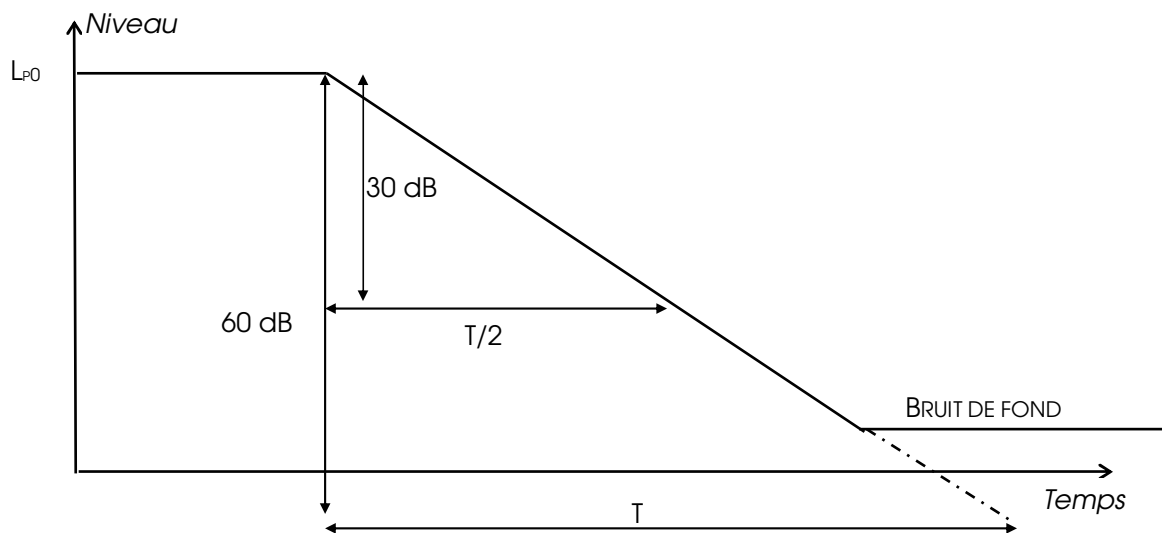
$c=340$ m/sec, nous obtenons la formule de Sabine :

$$T = \frac{0.16V}{A} \quad \text{- équation 135}$$

Avec $\begin{cases} T_0 = \frac{0.16V}{A_0} \\ T = \frac{0.16V}{A_0 + \alpha_s S} \end{cases}$, nous déduisons :

$$\alpha_s = \frac{0.16V}{S} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \quad \text{- équation 136}$$

Ce temps se mesure de la manière suivante :



décroissance du niveau sonore en fonction du temps dans une salle réverbérante

En général, la mesure de cette décroissance se fait à partir de 5 dB en dessous du niveau moyen établi, sur ~30 dB.

La notion de diffusion du champ est très importante pour mesurer un tel coefficient. Les salles spécifiques, appelées salles réverbérantes, ont ainsi les spécificités suivantes :

- leur volume est grand (200 m³ minimum)
- les parois peuvent être non parallèles pour éviter toute stationnarité du champ acoustique aux basses fréquences, et des diffuseurs doivent être présents dans le volume (suspendus au plafond...)
- leur temps de réverbération doit être important (mais pas trop). Ainsi, nous obtenons typiquement ~10 sec. dans l'octave 125 Hz. Pour les fréquences plus élevées, l'absorption atmosphérique joue un rôle important, et peut faire descendre le temps de réverbération à moins de 5 sec pour l'octave 4 kHz.

1.5.1.2 Etat stationnaire d'un champ diffus : Mesures de puissance acoustique

Dans une salle réverbérante, nous sommes en présence d'un champ parfaitement diffus, qu'il faut tout de même mesurer avec un nombre de microphone adéquat, ou un microphone mobile.

Pour ce faire, il faut réaliser un calcul d'écart type sur des mesures, afin de déterminer un nombre minimum de positions microphoniques N_m . Ces microphones peuvent aussi être remplacés par un seul, monté sur un bras tournant faisant décrire un cercle à celui-ci, dont le périmètre sera alors :

$$P = \left(\frac{c}{2f} \right) N_m \quad \text{équation 137}$$

où f représente la fréquence médiane de la bande d'octave (ou tiers d'octave) la plus basse mesurée.

Temps de réverbération et volume doivent aussi respecter des conditions particulières (x_i, x_{ii}).

Méthode directe

La puissance W émise par une source de bruit placée dans cette chambre, puissance entièrement absorbée, est :

$$W = W_a = \frac{\langle p^2 \rangle A}{4\rho_0 c} \quad \text{- équation 138}$$

En reprenant l'équation suivante donnant le niveau de pression en fonction de la puissance acoustique dans un champ diffus :

$$L_p = 10 \cdot \log \left(W \cdot \frac{4\rho_0 c}{p_0^2 A} \right) \quad \text{- équation 139}$$

Nous obtenons :

$$L_w = L_p - 14 + 10 \log \left(\frac{V}{T} \right) \quad \text{- équation 140}$$

Pour tenir compte de l'augmentation de la densité d'énergie acoustique près des parois de la salle, et près de la source, on trouve parfois dans la littérature une correction de 13 dB en place de la 14 présentée dans l'équation ci-dessus. Une autre formule permettant de tenir compte davantage des effets d'interférence à proximité des parois de la salle est la suivante :

$$L_w = L_p - 14 + 10 \log \left(\frac{V}{T} \right) + 10 \log \left(1 + \frac{S\lambda}{8V} \right) - 10 \log \left(\frac{B}{1000} \right) \quad \text{équation 141}$$

où S est la surface totale de la salle en m^2 , B la pression barométrique en millibars et λ la fréquence médiane de la bande tiers d'octave considérée.

Méthode indirecte

Cette méthode consiste en une comparaison des niveaux sonores obtenus avec une source de référence. Celle-ci, de niveau de puissance L_{Wr} , donnera un niveau de pression acoustique L_{pr} , qu'il faudra comparer avec le niveau L_{pe} de la source d'essai. Le niveau de puissance de la source d'essai sera alors :

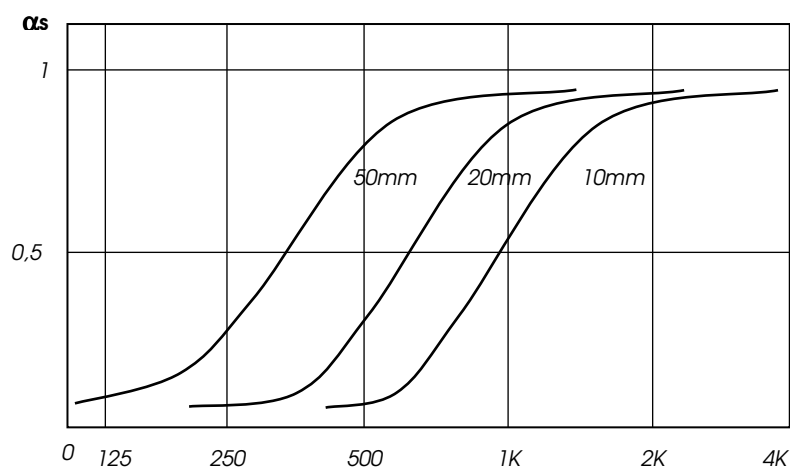
$$L_{We} = L_{pe} + L_{Wr} - L_{pr} \tag{équation 142}$$

1.5.2 Le comportement acoustique des différents absorbants

1.5.2.1 Les matériaux poreux

Une onde acoustique pénétrant dans un matériau poreux est peu réfléchi (si celui-ci présente une résistance au passage de l'air suffisamment faible), et pénètre presque intégralement dans le matériau. Au cours de la propagation, elle perd de l'énergie suite aux frottements des particules d'air contre le matériau.

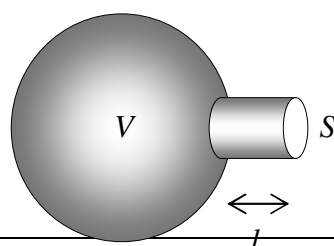
D'une manière générale, le facteur d'absorption croît avec la fréquence, mais son efficacité dépend de son placement, la présence d'une paroi derrière celui-ci étant défavorable, la vitesse des particules étant nulle, donc la perte d'énergie aussi.



Lors de la présence d'une lame d'air entre un absorbant et la paroi, l'absorption va être maximale pour les ondes dont les ventres de vitesse coïncident avec celui-ci, c'est à dire pour tous les multiples du quart de la longueur d'onde.

1.5.2.2 1.5.5.2. Les résonateurs de Helmholtz

Il est constitué d'une cavité à parois rigide, qui communique avec l'extérieur par une ouverture (un col). L'air enfermé dans la cavité agit comme un ressort (et un éventuel absorbant joue alors le rôle d'un amortisseur), des longueurs d'ondes grandes devant celle-ci. Le col joue le rôle de masse (pouvant être lui aussi plus ou moins amorti).



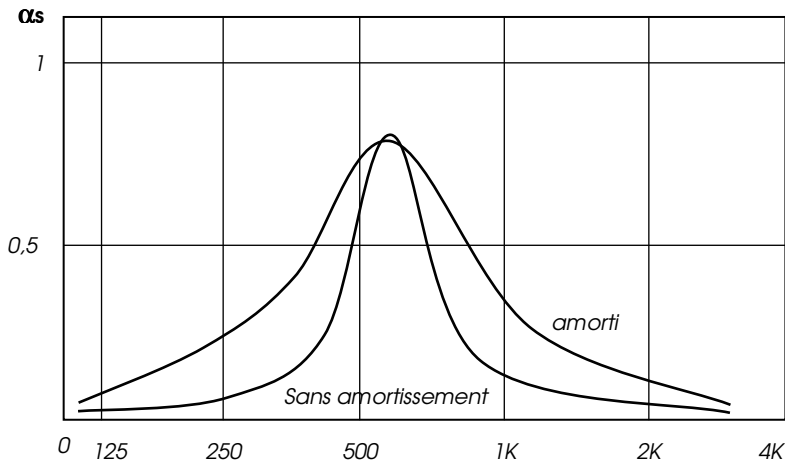
La fréquence de résonance de ce système masse ressort masse est alors :

$$f_r = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{lV}} \quad - \text{équation 143}$$

Avec la correction de col :

$$l' = l + a \cdot \sqrt{S} \quad - \text{équation 144}$$

où a est inférieur à 1.



1.5.2.3 Les résonateurs à membrane

Le principe est la aussi celui du masse ressort masse, la masse étant cette fois-ci matérialisée par une membrane placée à une certaine distance d’une paroi, l’air (et un éventuel poreux) jouant alors le rôle du ressort.

La fréquence de résonance est alors repris à l’équation 17 (le facteur multiplicatif variant suivant les ouvrages de 60 à 84) :

$$f_r = 60 \sqrt{\frac{e}{\rho d}} \quad - \text{équation 145}$$

e et ρ étant l’épaisseur et la masse volumique de la plaque, et d la distance à la paroi en cm.

Les spectres sont de même allure que les précédents.

Il est possible de perforer ces panneaux, et de combiner les effets d’un résonateur de Helmholtz avec un résonateur à membrane.

II LES CALCULS DES ISOLEMENTS ET NIVEAUX DE BRUIT DANS UN BATIMENT

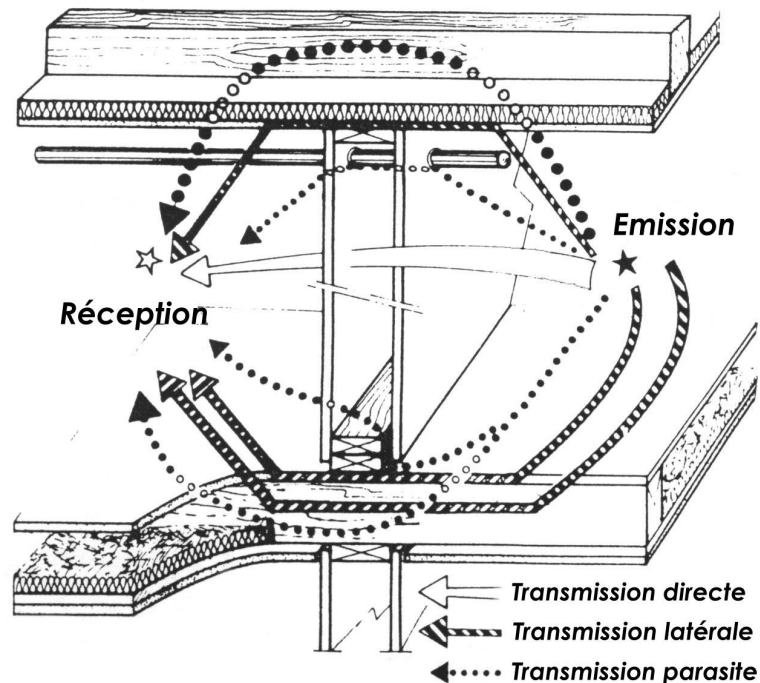
II.1 LES TRANSMISSIONS DIRECTES, LATERALES ET PARASITES

Dans la réalité, il existe deux types de transmissions acoustiques :

- les transmissions par voie directe, le séparatif
- les transmissions par voie indirecte

Ces dernières sont divisibles en deux catégories :

- les transmissions parasites : il s'agit des ponts phoniques par les faux-plafonds, les gaines techniques...
- les transmissions latérales.



Les différents types de transmissions existant avec une jonction verticale (extrait de xiii)

De nombreux ouvrages traitent des généralités sur ce sujet, comme celui sur l'amélioration acoustique des logements du CATED (xiv). Concernant l'analyse des couplages complexes dans les structures, de nombreux travaux ont été effectués, qui utilisent des théories mathématiques évoluées (analyse modale ou S.E.A.). On peut citer ceux de MM. Guyader, Boisson et Lesueur (xv), et surtout les récentes normes européennes fournissant des codes de calcul pour la performance des bâtiments à partir de la performance des produits (xvi, xvii).

II.2 L'APPROCHE NORMATIVE

II.2.1 Les normes EN12354

Les normes EN 12354 relatives à l'estimation des performances acoustiques des bâtiments permettent de bien cerner le sujet des transmissions latérales (dans les bâtiments en béton). La simplicité des résultats publiés est étonnante.

Il faut mesurer entre deux parois adjacentes i et j l'isolement vibratoire D_v dans un sens et dans l'autre, ainsi que les temps de réverbération structuraux T_s (voir § 3.2). Nous avons :

$$D_{v,ij} = 10 \log_{10} \frac{v_j^2}{v_i^2} \quad - \text{équation 146}$$

Il faut définir l'isolement vibratoire bidirectionnel $\overline{D_{v_{ij}}}$:

$$\overline{D_{v_{ij}}} = \frac{D_{v_{ij}} + D_{v_{ji}}}{2} \quad - \text{équation 147}$$

On introduit alors une quantité relative à la puissance vibratoire transmise à une jonction, l'indice d'affaiblissement vibratoire K_{ij} ,

$$K_{ij} = \overline{D_{v_{ij}}} + 10 \log_{10} \frac{l_{ij}}{\sqrt{a_i \cdot a_j}} \quad - \text{équation 148}$$

avec la longueur d'absorption équivalente de l'élément i ou j :

$$a_j^i = \frac{2,2 \pi^2 S_j^i \sqrt{f_{réf}/f}}{c_0 \cdot T S_j^i} \quad - \text{équation 149}$$

où l_{ij} représente la longueur de la jonction commune entre la structure i et j , chacune étant de surface S . f est la fréquence centrale du tiers d'octave considéré et $f_{réf}$ est pris à 1000 Hz.

Ainsi, l'indice de réduction de transmission latérale R_{ij} existant entre une paroi i et une paroi j est :

$$R_{ij} = \frac{R_i}{2} + \Delta R_i + \frac{R_j}{2} + \Delta R_j + \overline{D_{v_{ij}}} + 10 \log \left(\frac{S_s}{S_i S_j} \right) \quad - \text{équation 150}$$

où les indices R renvoient aux indices d'affaiblissement de chaque paroi et ΔR aux doublages éventuels, de surfaces respectives S_i et S_j ; S_s représentant la surface de l'élément séparatif..

La même démarche est appliquée pour les niveaux de bruit de chocs :

$$L_{n,ij} = L_n - \Delta L + \frac{R_i - R_j}{2} - \Delta R_j - \overline{D_{v,ij}} - 10 \log \sqrt{\frac{S_i}{S_j}} \quad - \text{équation 151}$$

Expression que l'on peut aussi exprimée en fonction de l'indice K_{ij} :

$$L_{n,ij} = L_n - \Delta L + \frac{R_i - R_j}{2} - \Delta R_j - K_{ij} - 10 \log \frac{S}{l_{ij} l_0} \quad - \text{équation 152}$$

Lors de la mesure des isolements vibratoires, les champs vibratoires peuvent être inhomogènes sur certains types de parois légères à ossatures (que ce soit pour celle excitée par impact, ou pour la paroi de réception).

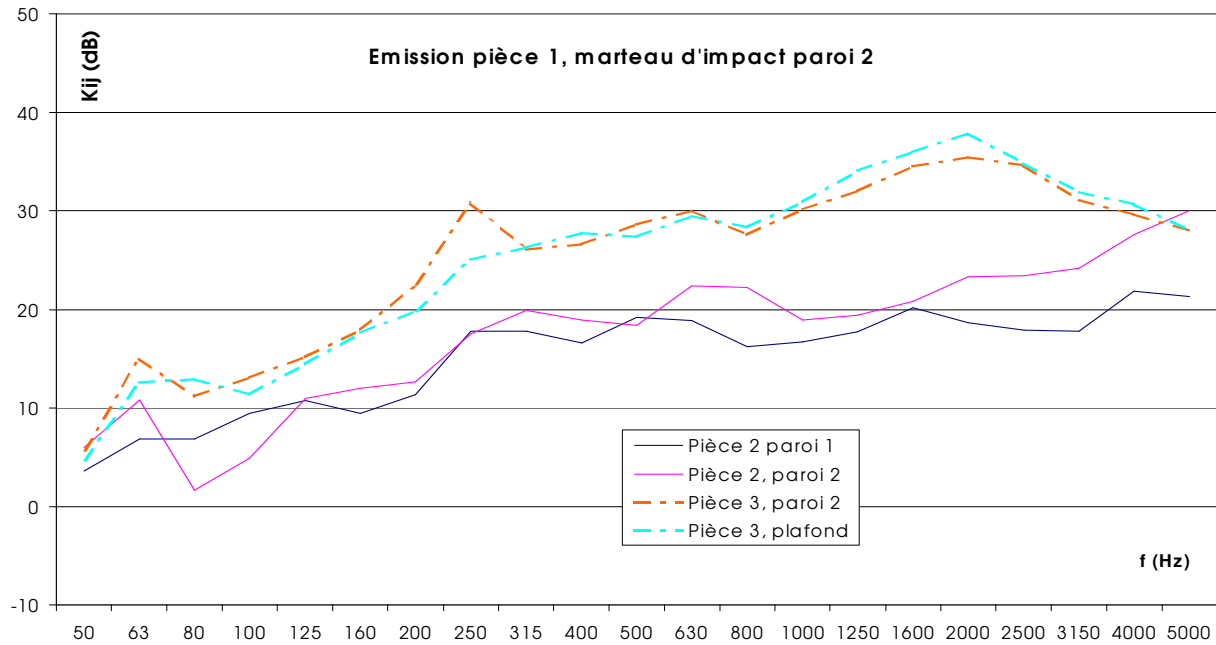


Figure 1 : résultats de quatre indices Kij dans une habitation à structure légère, avec l'émission dans la paroi d'une pièce, et la réception suivant quatre parois adjacentes, pièces 2 et 3.

II.2.2 Acoubat, exemple des chocs

Si l'on considère l'ensemble des chemins latéraux, nous avons :

$$L_n = L_p + 10 \log_{10} \frac{A}{A_0} \quad - \text{équation 153}$$

Le niveau global est alors :

$$L_{n,global} = 10 \log_{10} \left(\sum_i 10^{\frac{-L_{ni}}{10}} \right) \quad - \text{équation 154}$$

Le niveau de bruit de choc final étant alors :

$$L_{nT} = L_{n,g} + 10 \log_{10} (0,032V) \quad - \text{équation 155}$$

II.3 ISOLEMENTS ACOUSTIQUES NORMALISES

II.3.1 Calculs généraux

Dans le cas d'une paroi comportant plusieurs composants (une fenêtre dans un mur...), on exprime l'indice d'affaiblissement acoustique global en sommant les énergies transmises par chaque partie de surface S_i et d'indice R_i . Ceci nous donne la relation suivante :

$$R_{Tot} = -10 \log \left(\frac{1}{S_{tot}} \sum_{i=1}^n S_i \cdot 10^{(-R_i/10)} \right) \quad \text{équation 156}$$

Dans le cas particulier d'une entrée d'air, exprimée suivant un isolement acoustique normalisé $D_{n,e}$ correspondant à un indice mesuré en laboratoire et calculé pour une air d'absorption de 10 m^2 (voir équation 21), l'équation 53 devient :

$$R_{Tot} = -10 \log \left(\sum_{i=1}^n 10^{(-R_i/10)} + 10^{-(D_{n,e}-10)/10} \right) \quad \text{équation 157}$$

où R_i représente les indices des autres composants de la façade.

En l'absence de transmissions latérales, l'isolement acoustique normalisé peut s'exprimer de la façon suivante en fonction des indices des différents composants d'un séparatif :

$$D_{nT} = R - 10 \log \left(\frac{0,32V}{S} \right) \quad \text{équation 158}$$

Dans le cas particulier des façades, en prenant en compte les transmissions latérales, un mélange des équations précédentes conduit à :

$$D_{nT} = 10 \log \left(\frac{0,32V}{\sum_{i=1}^n S_i \cdot 10^{(-R_i/10)} + \sum_{i=1}^n S_{lat,i} \cdot 10^{-(R_{lat,i}+10)/10} + 10^{-(D_{n,e}-10)/10}} \right) \quad \text{équation 159}$$

Tous ces calculs peuvent être effectués sur les spectres (pour chaque bande d'octave) ou sur les niveaux globaux. Par exemple, on exprime ainsi dans ce dernier cas le D_{nAT} en fonction des R_{route} des différents composants.

II.3.2 Calculs simplifiés

Dans le cas général des structures homogènes et lourdes en béton, il est possible d'utiliser une formule simple ne tenant pas compte des transmissions parasites.

$$D_{nAT} = R + 10 \log \left(0,32 \frac{V}{S} \right) - a \quad \text{équation 160}$$

$$\text{où : } a = 5 + \frac{S_r}{10} - N \quad \text{équation 161}$$

avec S_r , somme des surfaces en m^2 des parois très rayonnantes¹ du local de réception liées à la paroi séparative. Valeur au plus égale à 40 m^2 .

N , nombre de parois du local de réception liées à la paroi séparative et doublées par un matériau souple (laine minérale, polystyrène élastifié) sur la face intérieure au local de réception.

¹ CLOISONS EN MAÇONNERIE LEGERE < 100 KG/M², NON DESOLIDARISEES, OU DOUBLAGES THERMIQUES AVEC MOUSSE RIGIDE < 6 CM D'ÉPAISSEUR

Avec les indices européens, l'équation ci-dessus devient :

$$D_{nT,A} = (Rw + C) + 10 \log\left(0,32 \frac{V}{S}\right) - a \tag{équation 162}$$

avec toujours $a = 5 + \frac{S_r}{10} - N$

II.4 LES NIVEAUX DE BRUIT DE CHOC

Identiquement au paragraphe précédent, nous allons aborder une formule simplifiée prenant en compte les transmissions latérales (a) et l'indice de transmission de jonction K.

$$LnAT = Ln + \Delta L + 10 \log\left(\frac{A_0}{A}\right) + a + K \tag{équation 163}$$

où

$$LnAT = Ln - \Delta L + 10 - 10 \log(v) + a + K \tag{équation 164}$$

Pour les planchers béton, la valeur de référence à prendre pour Ln est 83 dB(A) pour une dalle de 14 cm. Pour les dalles d'épaisseur différente, il suffit d'enlever 1 dB(A) par cm supplémentaire.

La valeur de a est identique à celle de l'équation 60.

Pour l'indice K, on peut se reporter aux valeurs fournies par Qualitel :

- Transmissions verticales : K = 0
- Transmissions horizontales ou diagonales : cela varie en fonction de la masse surfacique m_s (en kg/m²) de la paroi verticale

Cas (K) pour...	LnAT	L'nTw	L'nTw + local tampon
m_s	K =	K =	K =
$m_s < 100$	-3	-1	-3
$100 < m_s < 250$	-5	-5	-7
$250 < m_s$	-7	-7	-10

Avec les indices européens, l'équation ci-dessus devient :

$$L'_{nTw} = 149 - (Rw + C) - \Delta L_w - 10 \log(V) - \left(N - \frac{S_r}{10}\right) + K \tag{équation 165}$$

Ex BB18 cm : $Rw + C = 59 - 2$

III LES INCERTITUDES DE MESURES EN ACOUSTIQUE DU BATIMENT

L'ensemble des points précédents que nous venons d'aborder amènent à des résultats différents malgré des systèmes testés relativement proche.

Aussi, si l'on regarde la norme NF EN ISO 140-2, celle-ci donne les indices de répétabilité et de reproductibilité pour les mesures en Acoustiques, appliquées aux mesures en laboratoire (ceux-ci étant aussi applicable in-situ).

F (Hz)	R EN DB	R EN DB	F (Hz)	R	R
100	4,5	9	800	1,5	3
125	4	8,5	1000	1,5	2,5
160	3,5	6	1250	1,5	3
200	3,5	5,5	1600	1,5	3,5
250	2,5	5,5	2000	1,5	3,5
315	2,5	4,5	2500	1,5	3,5
400	2	4,5	3150	1,5	3,5
500	2	4	4000	1,5	3,5
630	1,5	3,5	5000	1,5	3,5

Répétabilité et reproductibilité d'un indice d'affaiblissement acoustique

Répétabilité r : « Conditions dans lesquelles on obtient des résultats d'essai indépendants avec la même méthode, sur des matériaux d'essai identiques, dans le même laboratoire, avec le même équipement, avec le même opérateur, pendant un court intervalle de temps ».

Reproductibilité R : « Conditions dans lesquelles on obtient des résultats d'essai avec la même méthode, sur des matériaux d'essai identiques, dans différents laboratoires, avec différents opérateurs utilisant des équipements différents ».

IV BIBLIOGRAPHIE

IV.1 GENERALE

CSTB, REEF vol II « Acoustique », 1982

Les normes EN-ISO 140 relatives à la mesure acoustique des immeubles et éléments de construction

Centre d'Assistance Technique Et de Documentation, « Amélioration Acoustique des logements », 1988

BRUEL & KJAER, « Acoustic Noise Measurements », B&K 1988

Léo L. BERANECK, « Noise and Vibration Control », MAC GRAW-HILL 1971.

L. CREMER et M. HECKL, « Structure-Borne Sound », Springer-Verlag 1973.

R.H. LYON, « Statistical Energy Analysis of Dynamical Systems, Theory and Applications », Cambridge M.I.T. Press, 1975.

Claude Lesueur, « Rayonnement Acoustique des Structures », Eyrolles, 1988

Loïc Hamayon, « Réussir l'Acoustique d'un Bâtiment », Le Moniteur, 1996

IV.2 PARTICULIERE

- (i) NF-S 31.052 : « Mesure du pouvoir d'isolation acoustique des éléments de construction et de l'isolement des immeubles - Mesure en laboratoire de la transmission du bruit de choc par les planchers », 1979.
- (ii) NF EN ISO 140-6 : « Mesurage de l'isolation acoustique des immeubles et des éléments de construction – Partie 6 – Mesurage en laboratoire de la transmission des bruits de choc par les planchers », 1996
- (iii) NF-S 31.053 : « Mesure du pouvoir d'isolation acoustique des éléments de construction et de l'isolement des immeubles - Mesure en laboratoire de la réduction de la transmission du bruit de choc par les revêtements de sol et les dalles flottantes », février 1979.
- (iv) NF EN ISO 140-8 : « Mesurage de l'isolement acoustique des immeubles et des éléments de construction - Partie 8 - Mesurage en laboratoire de la réduction de la transmission du bruit de choc par les revêtements de sol sur un plancher lourd normalisé », décembre 1997.
- (v) NF EN ISO 717-2 : « Evaluation de l'isolement acoustique des immeubles et des éléments de construction – Partie 2 – Protection contre le bruit de choc », 1998.
- [vi] NF EN ISO 140-3 : « Mesurage de l'isolement acoustique des immeubles et des éléments de construction - Partie 3 - Mesurage en laboratoire de la réduction de l'affaiblissement des bruits aériens par les éléments de construction », août 1995
- [vii] NF EN ISO 717-1 : « Evaluation de l'isolement acoustique des immeubles et des éléments de construction – Partie 1 – Isolement aux bruits aériens », 1997.
- [viii] NF EN 20354 : « Mesure de l'absorption acoustique en salle réverbérante », 1993.
- (ix) Istvan L. VER, « Impact Noise Isolation of Composite Floors », J.A.S.A. n°50, 1971.
- (x) E.J. SKUDRZYK, « Vibration of a system with a finite or an infinite number of resonances », J.A.S.A. n°30, 1958
- (xi) ISO 3743 : « Détermination, of sound power levels of noise sources – Engineering methods for special reverberation test rooms », 1988.
- (xii) ISO 3741 : « Détermination, of sound power levels of noise sources – Laboratory methods », 1988.
- (xiii) Carin JOHANSSON « Low-Frequency Impact Sound Insulation of a Light Weight Wooden Joist Floor », Applied Acoustics n°44, 1995
- (xiv) Centre d'Assistance Technique Et de Documentation, « Amélioration Acoustique des logements », 1988
- (xv) J.L. GUYADER, C. BOISSON & C. LESUEUR, « Energy Transmission in Finite Coupled Plates », JSV n°81, vol. 1, 1982.
- (xvi) EN 12354 partie 1, « Estimation of Acoustic Performance of Buildings from the Performance of Products – Airborne Sound Insulation Between Rooms », 1997.
- (xvii) EN 12354 partie 2, « Estimation of Acoustic Performance of Buildings from the Performance of Products – Impact Sound Insulation Between Rooms », 1997.