I. Niveaux acoustiques et sources sonores

I Niveaux acoustisques :

1 Niveau d'intensité acoustique
2 Niveau de pression acoustique
3 Sommation de niveaux
4 Décibel pondéré

II Sources sonores :

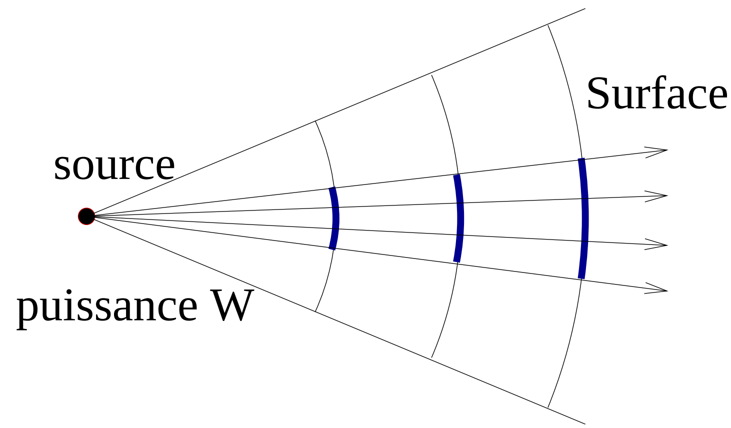
1 Notion de source ponctuelle, directive
2 Facteur et indice de directivité
3 Variation du niveau avec la distance

$I.1$ Niveaux d'intensité acoustique

Une source sonore met en mouvement de vibration l'air situé dans son voisinage.

La source se caractérise par sa puissance acoustique (notée W).

L'énergie de l'onde acoustique produite est caractérisée par l'intensité acoustique (notée I, unité W/m^2).



$$\boxed{I = \frac{W}{S} = \frac{W}{4\pi r^2}}$$

Le niveau d'intensité acoustique permet de prendre en compte la variation de la sensation auditive avec l'intensité. Il se définit comme :

$$\boxed{L_I = 10 \times \log\left(\frac{I}{10^{-12}}\right)}$$

La source se caractérise par son niveau de puissance : $L_W = 10 \times \log\left(\frac{W}{10^{-12}}\right)$.

$I.2$ Niveaux de pression acoustique

La pression acoustique décrit la variation de la pression en présence d'une onde acoustique. On la relie à la vitesse acoustique par : $P = \rho_0 \times c \times V = Z \times V$ où ρ_0 est la masse volumique de l'air, c la célérité et Z l'impédance acoustique.
Avec, $c = 340$ m/s, $\rho_0 = 1,176$ kg/m^3 on obtient $Z \simeq 400$ kg/m^2.s.
La célérité dépend de la température. On montre que : $c = 20\sqrt{T}$.

Lien Intensité pression :

$$
\begin{aligned}
I &= \tfrac{W}{S} = \tfrac{F \times V}{S}\,, \\
&= \tfrac{P \times S \times V}{S}\,, \\
&= P \times V\,.
\end{aligned}
$$

$$\boxed{I = \frac{P^2}{Z}}$$

Niveau de pression :

$$\boxed{L_P = 20 \times \log\left(\frac{P}{2.10^{-5}}\right)}$$

En effet :

$$
\begin{aligned}
L_I &= 10 \times \log\left(I/10^{-12}\right) = 10 \times \log\left[P^2/(400 \times 10^{-12})\right], \\
&= 10 \times \log\left[P^2/(2 \times 10^{-5})^2\right] = 20 \times \log\left(P/2.10^{-5}\right), \\
&= L_P\,.
\end{aligned}
$$

I.3 Sommation de Niveaux

Par définition du logarithme :
$b = \log a \Leftrightarrow a = 10^b$
Application aux niveaux :

$$\begin{aligned} L_I &= 10 \times \log\left(\frac{I}{10^{-12}}\right), \\ L_I/10 &= \log\left(\frac{I}{10^{-12}}\right), \end{aligned}$$

d'où :

$$\boxed{I = 10^{-12} \times 10^{L_I/10}}$$

- On ne peut pas sommer directement des niveaux.
- Pour des sons incohérents, on peut sommer les intensités.
- Pour connaître le niveau total, il faut d'abord sommer les intensités des différents sons, puis calculer le niveau correspondant.

Cas de 2 niveaux :

Source 1 : niveau L_1, intensité I_1.
Source 2 : niveau L_2, intensité I_2.

$$\text{Soit : } \left\{ \begin{aligned} I_1 &= 10^{-12} \times 10^{L_1/10} \\ I_2 &= 10^{-12} \times 10^{L_2/10} \end{aligned} \right.$$

$$\begin{aligned} I_{tot} &= I_1 + I_2\,, \\ &= 10^{-12}\left(10^{L_1/10} + 10^{L_2/10}\right). \end{aligned}$$

$$L_{tot} = 10 \times \log\left(10^{L_1/10} + 10^{L_2/10}\right).$$

Cas général de N sources :

$$\boxed{L_{tot} = 10 \times \log\left(10^{L_1/10} + \ldots + 10^{L_N/10}\right)}$$

Méthode de sommation rapide

Exemples :

- 2 sources de 90 dB et de 89 dB. $L_{tot} = 10 \times \log\left(10^9 + 10^{8,9}\right) = 92,5$ dB. Soit 90 dB $+\ 2,5$ dB.
- 2 sources de 65 dB et de 64 dB. $L_{tot} = 10 \times \log\left(10^{6,5} + 10^{6,4}\right) = 67,5$ dB. Soit 65 dB $+\ 2,5$ dB.

On peut généraliser : Pour 2 sources dont le niveau diffère de 1 dB, le niveau total est le niveau de la source la plus intense $+\ 2,5$ dB.

Généralisation :

$\neq$ (dB)	Incrément (dB)
0	3
1	2,5
2	2,1
3	1,7
4	1,5
5	1,2
6	1
10	0,4

Exemple :

- La circulation extérieure (69 dB).
- La ventilation (60 dB).
- La conversation en provenance des bureaux voisins (68 dB).
- la cour de récréation de l'école voisine (70 dB).

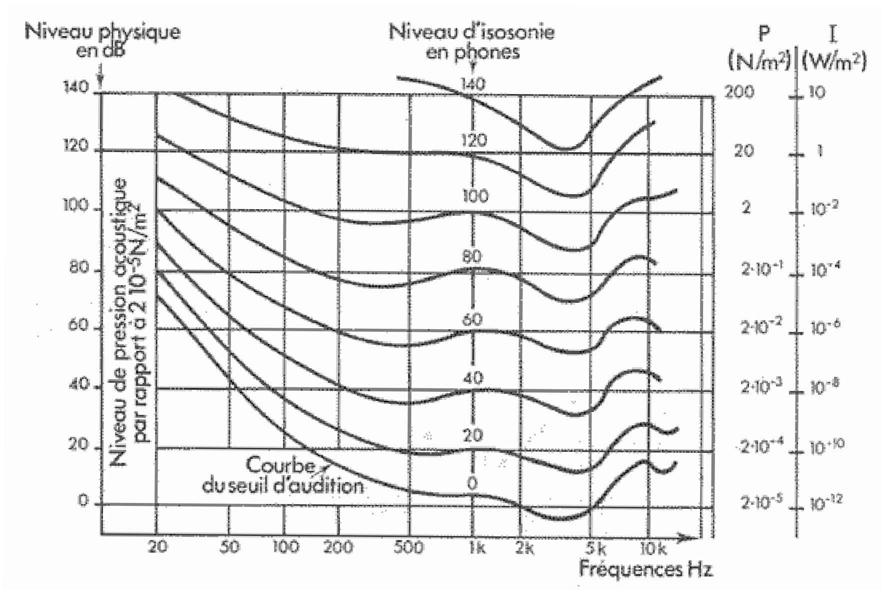
Calcul exact : $L_I = 74$ dB.

Calcul rapide :

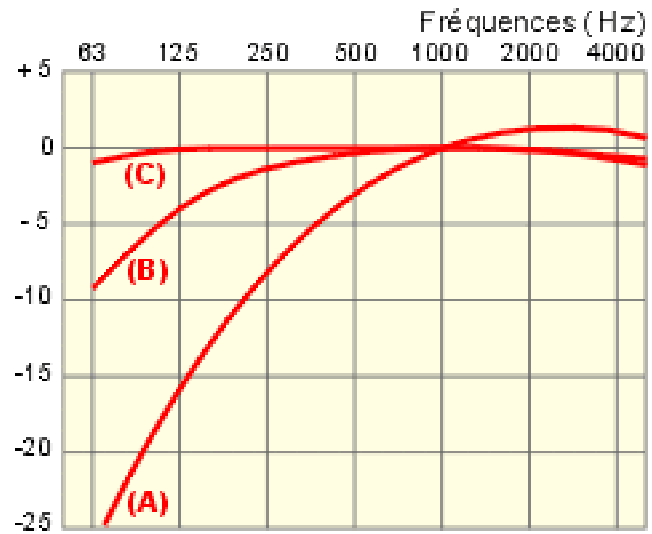
- école + conversation ($\Delta = 2$ dB) : $70 + 2,1 = 72,1$ dB;
- + circulation ($\Delta = 3$ dB) : $72,1 + 1,7 = 73,8$ dB;
- La ventilation ne modifiera pas le niveau car la différence est de 14 dB.

I.4 Le décibel pondéré

Diagramme de Fletcher & Munson



- La sensation auditive varie avec la fréquence.
- Le niveau en dB ne tient pas compte de cette sensibilité.
- On corrige le niveau en tenant compte des courbes isosoniques.



- Pondération A, B ou C basée sur l'isosonique à 40, 70 ou 110 phones.
- Selon le niveau total du son, on le corrige avec l'une des 3 pondérations.

f(Hz)	125	250	500	1000	2000	4000
pondération A (dB)	-15,5	-8,5	-3	0	+1	+1
pondération B (dB)	-4,5	-1,5	-0.5	0	0	-0,5
pondération C (dB)	-0,5	0	0	0	0	-1

Exemple :

On considère les 2 sons complexes suivants :

f(Hz)	125	250	500	1000	2000	4000
son 1 (dB)	35	30	35	50	40	55
son 2 (dB)	55	40	50	35	35	30

Niveau total :

$$\begin{aligned} L_{I1} &= 10 \times \log\left(10^{3,5} + 10^{3} + 10^{3,5} + 10^{5} + 10^{4} + 10^{5,5}\right) &= 56,4\,\text{dB}\,, \\ L_{I2} &= 10 \times \log\left(10^{5,5} + 10^{4} + 10^{5} + 10^{3,5} + 10^{3,5} + 10^{3}\right) &= 56,4\,\text{dB}\,. \end{aligned}$$

On applique la pondération A :

f(Hz)	125	250	500	1000	2000	4000
pondération A (dB)	-15,5	-8,5	-3	0	+1	+1
son 1 (dBA)	19,5	21,5	32	50	41	56
son 2 (dBA)	39,5	31,5	48	35	36	31

Niveau total :

$$\begin{aligned} L_{I1} &= 10 \times \log\left(10^{1,95} + 10^{2,15} + 10^{3,2} + 10^{5} + 10^{4,1} + 10^{5,6}\right) &= 57,1\,\text{dB}\,, \\ L_{I2} &= 10 \times \log\left(10^{3,95} + 10^{3,15} + 10^{4,8} + 10^{3,5} + 10^{3,6} + 10^{3,1}\right) &= 49,1\,\text{dB}\,. \end{aligned}$$

Le 1^{er} son est perçu plus intensément.

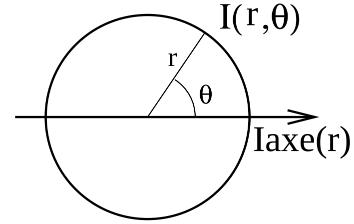
$II.1$ Source ponctuelle, directive

Définition :

Une source est dite ponctuelle si l'émission peut être considérée localisée en un seul point.

- Il faut que les dimensions de la source soient petites devant la longueur d'onde des sons émis.
- Une source peut être ponctuelle pour une certaine fréquence et non ponctuelle pour une autre.
- Une source ponctuelle n'est pas nécessairement omnidirective.
- Une source omnidirective émet dans toutes les directions. A une distance r de la source, la puissance acoustique se répartit sur une sphère de surface $4\pi r^2$.
- Dans ce cas, l'intensité acoustique ne dépend que de la distance et vaut : $$\boxed{I(r) = \frac{W}{4\pi r^2}}$$

- Une source est directive s'il existe des directions d'émissions privilégiées.
- L'intensité acoustique va dépendre de r et de l'angle polaire θ : $I(r,\theta)$.

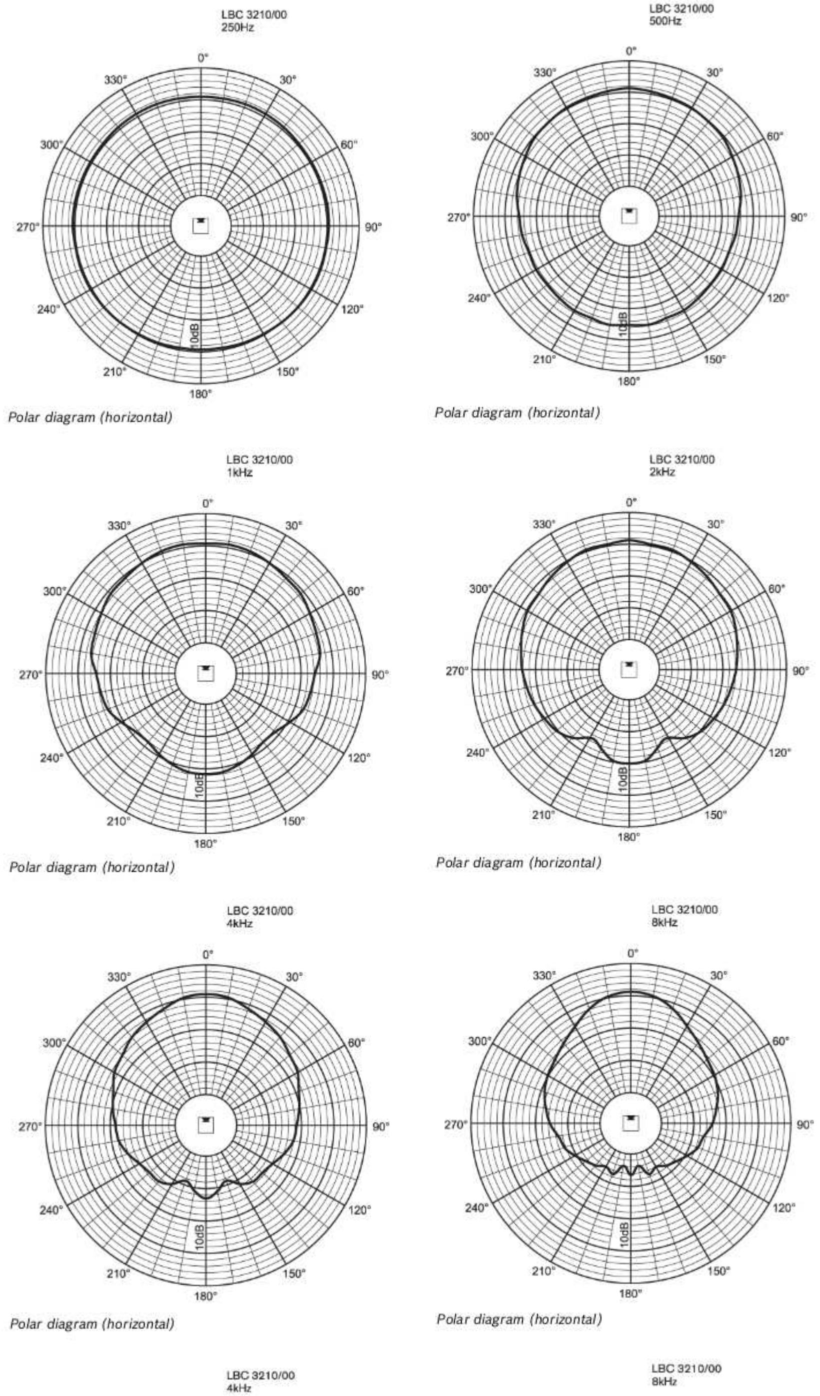


On définit également :

- $I_{axe}(r)$: Intensité selon un axe privilégié à la distance r.
- $I_{moy}(r)$: Intensité à la distance r moyennée dans toute les directions.

Remarque : $I_{moy}(r) = \frac{W}{4\pi r^2}$.

Diagramme de directivité



- On représente les variations de I par rapport à I_{axe}. Soit : $h(\theta) = 10 \log \left[I(r,\theta)/I_{axe}(r) \right]$.
- Ce diagramme ne dépend que de θ (pas de r).
- Chaque cercle du diagramme représente une chute de niveau.
- Le cercle 0 dB correspond au cas où $I(r,\theta) = I_{axe}(r)$.
- Le cercle -20 dB correspond au cas où l'on a une chute de 20 dB de l'intensité pour cette direction par rapport à l'axe de référence.

- A basse fréquence, la source diffracte les sons émis. Les sons sont diffusés dans toutes les directions. La source est alors omnidirective.
- A haute fréquence, la source ne diffracte plus et elle fait apparaître ces caractéristiques de directivité.

$II.2$ Facteur et indice de directivité

Facteur de directivité :

$$\boxed{Q = \frac{I_{axe}(r)}{I_{moy}(r)}}$$

Il est Indépendant de la distance.

Indice de directivité :

$$\boxed{ID = 10 \log(Q)}$$

- Il s'exprime en dB.
- Pour une source omnidirectice, $Q = 1$ et $ID = 0$ dB.

Intensité dans l'axe :

On a :

$$Q = \frac{I_{axe}}{I_{moy}}$$

$$Q = \frac{4\pi r^2 I_{axe}}{W}$$

$$\boxed{I_{axe} = \frac{WQ}{4\pi r^2}}$$

Exemple :

f(Hz)	500	1000	3000
λ (cm)	70	34	11
violon	1	2	2
violoncelle	2	2	2,5
flûte	1,5	1,5	1,5
Hautbois	1	1,5	2
Clarinette	1	2	2
Trompette	1	2	4,5
Tuba	2	4,5	6,5

- Q croît avec f.
- Un auditeur qui n'est pas dans l'axe perd les H.F.
- Q est plus élevé pour les sources de grandes dimensions.
- Pour les petites sources, le son est diffracté et la source devient omnidirective.

$II.3$ Variation du niveau avec la distance

Atténuation géométrique :

Le niveau dans l'axe de la source est :

$$\begin{aligned} L_{axe} &= 10 \times \log \left[\frac{I_{axe}(r)}{10^{-12}}\right], \\ &= 10 \times \log \left[\frac{WQ}{4\pi r^2 \times 10^{-12}}\right], \\ &= 10 \times \log \left(\frac{W}{10^{-12}}\right) + 10 \times log(Q) \\ & \quad -10 \times \log(4\pi) - 10 \log\left(r^2\right). \end{aligned}$$

d'où,

$$\boxed{L_{axe}(r) = L_W - 11 - 20 \log r + ID}$$

En posant $L_{axe}(1\,\mathrm{m}) = L_W - 11 + ID$:

$$\boxed{L_{axe}(r) = L_{axe}(1\,\mathrm{m}) - 20 \log r}$$

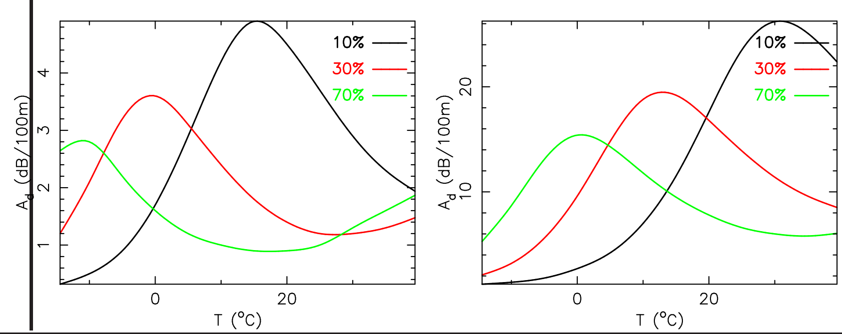
Exemple : Doublement de la distance

$$\begin{aligned} L_{axe}(2r) &= L_{axe}(1\,\mathrm{m}) - 20 \times \log(2r), \\ &= L_{axe}(1\,\mathrm{m}) - 20 \times \log(r) \\ & \quad -20 \times \log(2), \\ &= L_{axe}(r) - 6\,\mathrm{dB}. \end{aligned}$$

Atténuation par dissipation :

- Due aux "chocs" inélastiques entre molécules.
- Dissipation de l'E.C. sous forme de chaleur.
- Cette atténuation augmente avec la fréquence.
- L'atténuation diminue si l'humidité augmente.
- On la quantifie par un coefficient d'atténuation (A_d en dB/m).

$f = 2$ kHz $\qquad f = 8$ kHz



$$\boxed{L_{axe}(r) = L_{axe}(1\ \mathrm{m}) - 20 \log r - A_d \times r}$$

II. Le champ réverbéré

I Propriétés du son dans une salle :

II Distribution temporelle et fréquentielle :

I.1 Introduction

Lorsque l'on émet un son dans une salle, on distingue 2 types de sons :

- Le son direct (onde parvenant directement à l'auditeur).
- Le son réverbéré (ondes diffusées par les parois et les objets de la salle).

Facteurs intervenants :

- La source, par le biais de sa distribution temporelle, spectrale, sa puissance et sa directivité.
- La nature des parois et des objets, du fait de la diffusion et de l'absorption.

La diffusion :

Elle correspond aux changements de direction de propagation des ondes sonores :

- Réflexion spéculaire et diffuse : Changement de direction de l'onde arrivant sur une paroi. La réflexion spéculaire obéit aux lois de Snell-Descartes. La réflexion diffuse apparait si la surface est irrégulière.
- Diffraction : Changement de direction dû aux obstacles (objets).

L'absorption :

Cela correspond à une perte de l'énergie de l'onde sonore se propageant dans la pièce. On distingue :

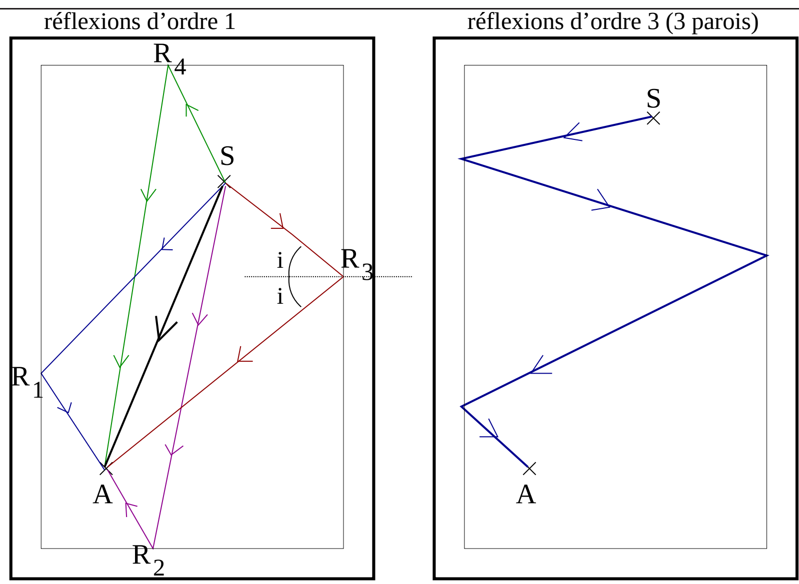
- La réfraction : Elle se produit au niveau d'une paroi de la salle. Une fraction de l'onde est réfléchie et l'autre est transmise et donc perdue.
- La dissipation : Correspond à la dissipation d'une fraction de l'énergie de l'onde sonore sous forme de chaleur.

I.2 Réponse impulsionnelle

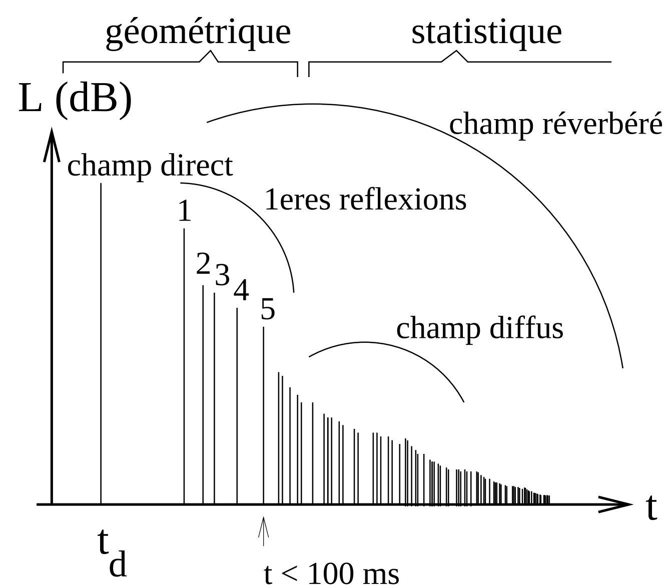
Permet de caractériser les propriétés acoustiques d'une salle.

Principe : On émet un son bref. On mesure la réponse obtenue en un point de la salle.

La réponse impulsionnelle correspond à la mesure de la réponse avec le temps. Cette réponse dépend du point de mesure, elle n'est pas unique.



Principe des réflexions spéculaires ou géométriques

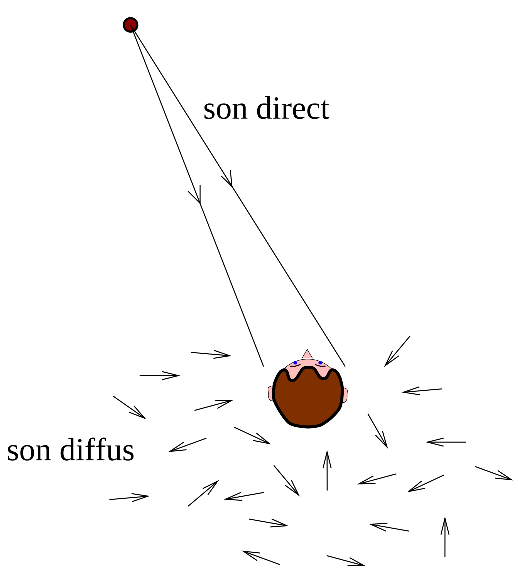


- Les ondes sonores parvenant directement à l'auditeur constituent Le champ direct.
- Les ondes ayant subis une ou plusieurs réflexions constituent Le champ réverbéré.
- Le champ diffus (inclus dans le champ réverbéré) se caractérise par son caractère chaotique.

$I.3$ Propriétés du champ diffus

- La densité d'énergie (J/m^3) du son diffus est homogène dans toute la pièce.
  Dans ces conditions, le niveau du son diffus décroît linéairement avec le temps (I décroît exponentiellement).
- Le son n'a pas de direction de propagation privilégiée (isotrope).
- Le son diffus a un caractère chaotique (de nature aléatoire).
  Entre 2 instants (ou 2 positions) le son diffus n'est pas correlé.

Principe du filtrage du bruit de fond



Le filtrage du bruit de fond par notre cerveau se fait à l'aide de l'écoute binaurale.
Pour un son direct, la perception entre les 2 oreilles ne diffère que par le niveau et le retard (phase) du son. Les 2 sons sont corrélés.
Pour un son diffus, correspondant éventuellement à du bruit, il n'y a pas de corrélation entre les sons arrivant aux 2 oreilles.
Le cerveau différentie le son direct du son diffus par la corrélation des sons provenant aux 2 oreilles.

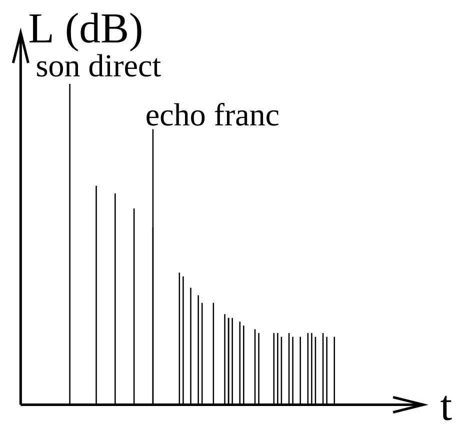
Critère de corrélation : IACC (Coefficient inter Aural de Corrélation).

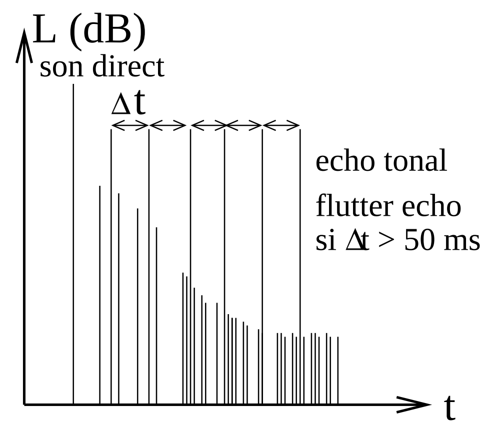
Ce principe est utilisé sur les casques audio pour éliminer le bruit.

$I.4$ Les échos

Echo franc : Le son réfléchi est perçu distinctement. Le son est entendu 2 fois. Il est perçu s'il parvient au moins 50 ms après le son direct.

Echo tonal : Correspond à une succession d'échos arrivant régulièrement mais non perçus individuellement car $\Delta t < 50$ ms. On perçoit un son à une fréquence correspondant à $1/\Delta t$.





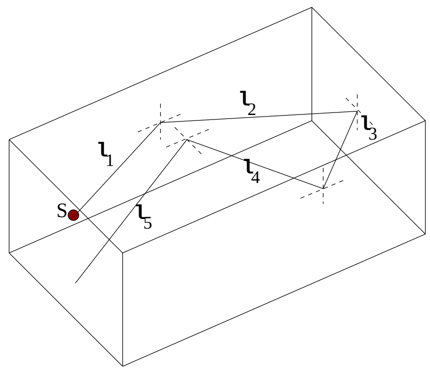
Flutter écho : Cas où $\Delta t > 50$ ms. On perçoit les échos individuellement. Donne une sensation de battement ("flutter").

Exemple :

Echo tonal : Son émis dans une ruelle de 3 m de large. On obtient un écho de périodicité $3/340 = 8,82$ ms. Soit une tonalité de $1/8,82.10^{-3} = 113,3$ Hz.

Flutter écho : Salle de longueur 30 m. La période des échos est $30/340 = 88,2\,\text{ms} > 50$ ms. On entend des salves d'échos.

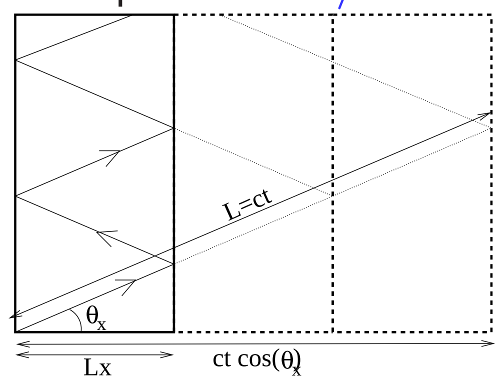
II.1 Distribution temporelle



Si on considère un modèle spéculaire, un rayon sonore parcourt les distances l_1, l_2, l_3 ... entre 2 réflexions. On définit le "libre parcours moyen" l comme la distance moyenne parcourue par un rayon sonore entre deux réflexions.

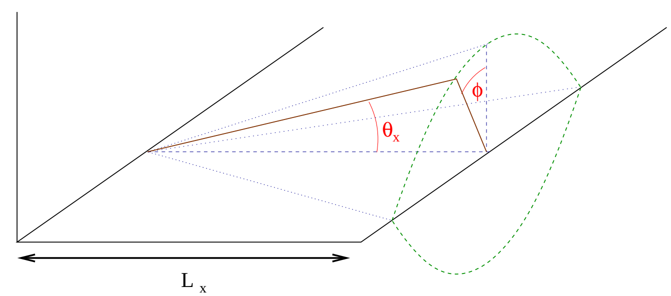
Estimation de l

On peut déduire l à partir du nombre moyen de réflexions n par : $l = c/n$



Durant t et dans la direction θ_x, le rayon sonore subit $N_{\theta_x} = L\cos\theta_x / L_x = ct \times \cos\theta_x / L_x$. Le nonbre de réflexions par seconde sera : $n_{\theta_x} = c \times \cos\theta_x / L_x$.

La moyenne correspond à l'intégrale sur tous les angles.



$$
\begin{aligned}
n_x &= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} d\theta_x \sin(\theta_x) n_{\theta_x} \\
&= \frac{c}{L_x} \times \left[-\frac{1}{2}\cos^2(\theta_x)\right]_0^{\pi/2} \\
&= \frac{c}{2L_x}.
\end{aligned}
$$

Le terme $1/2\pi$ correspond à l'angle solide correspondant à la mesure de l'intégrale $\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} d\theta_x \sin(\theta_x)$.

En prenant en compte les 3 directions :

$$\begin{aligned} n &= n_x + n_y + n_z \\ &= \frac{c}{2}\left(\frac{1}{Lx} + \frac{1}{Ly} + \frac{1}{Lz}\right) \\ &= \frac{c}{2}\left(\frac{Lx \times Ly + Lx \times Lz + Ly \times Lz}{Lx \times Ly \times Lz}\right) \\ n &= \frac{cS}{4V} \end{aligned}$$

On en déduit :

$$\boxed{l = c/n = \frac{4V}{S}}$$

On définit également le temps moyen entre 2 réflexions :

$$\boxed{\tau = \frac{l}{c} = \frac{4V}{cS}}$$

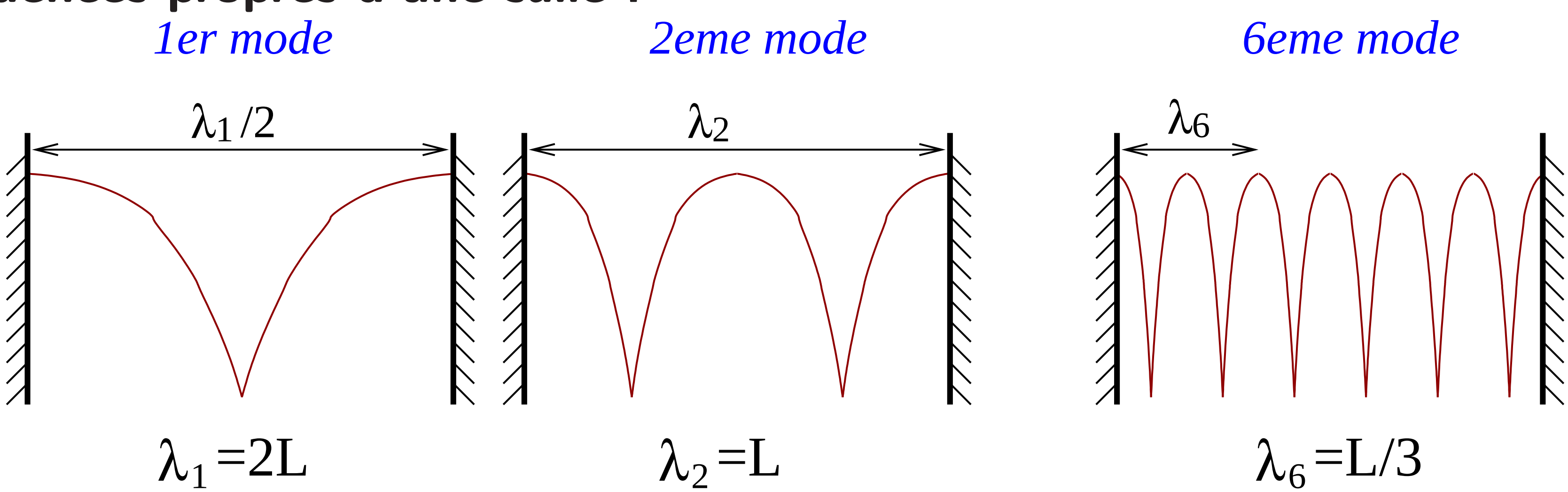
Exemples : Comparons deux salles, une grande salle de concert de dimensions $30 \times 20 \times 15$ m et une petite d'écoute de $5 \times 4 \times 3$ m. La surface interne correspond à la somme de toutes les parois, soit : $S = 2(30 \times 20 + 30 \times 15 + 20 \times 15) = 2700$ m^2 d'où les résultats suivants :

Salle	V (m^3)	S (m^2)	l (m)	n (réflexions/s)	τ (ms)
$30 \times 20 \times 15$	9000	2700	$13,3$	$25,5$	39
$5 \times 4 \times 3$	60	94	$2,5$	133	$7,5$

Le nombre de réflexions/s est donc plus élevé dans une petite enceinte que dans une grande.

$II.2$ Distribution en fréquence

Frq́uences propres d'une salle :



- Les fréquences (ou mode) propres d'une salle sont liées à l'apparition d'ondes stationnaires dans la salle.
- Elles sont particulièrement marquées si les murs sont parallèles.
- Dans une salle parallépipèdique il existe des fréquences propres spécifiquement pour chaque dimension.
- Les modes se caractérisent par l'apparition de maxima (ventres) et de minima (noeuds).

Pour une salle ayant une dimension L les fréquences propres seront :

$$f_n = n\frac{c}{2L}$$

Pour une salle parallépipèdique de dimensions L_x, L_y et L_z, les modes propres sont couplés et l'on a :

$$\boxed{f_{l,m,n} = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{l}{Lx}\right)^2 + \left(\frac{m}{Ly}\right)^2 + \left(\frac{n}{Lz}\right)^2}}$$

l, m et n sont 3 entiers relatifs associés respectivement aux dimensions x, y et z.

Exemple :
On considère 4 salles de dimensions différentes.

1. $L_X = 30$ m, $L_Y = 20$ m, $L_Z = 20$ m.
2. $L_X = 5$ m, $L_Y = 4$ m, $L_Z = 3$ m.
3. $L_X = 4$ m, $L_Y = 4$ m, $L_Z = 5$ m.
4. $L_X = 4$ m, $L_Y = 4$ m, $L_Z = 4$ m.

f (Hz)	salle 1	salle 2	salle 3	salle 4
f_{100}	6	34	42	42
f_{010}	8	42	42	42
f_{001}	8	57	34	42
f_{200}	11	68	85	85
f_{020}	17	85	85	85
f_{110}	10	54	60	60
f_{101}	10	66	54	60
f_{011}	12	71	54	60
f_{111}	13	78	69	74

Tous les modes inférieurs à 20 Hz sont inaudibles et donc non génants.

- Salle 1 : Au delà de 20 Hz, les modes sont très nombreux et rapprochés. On ne les distinguera pas individuellement et ne seront pas génants.
- Salle 2 : Les modes sont audibles et très espacés. On aura une forte gène.
- Salle 3,4 : On a une répétition de certains mode propre. Cette répétition augmente la gène.

Fréquence de coupure :
Elle définit la fréquence limite au-delà de laquelle les modes seront suffisament rapprochés pour ne plus être génants.

$$\boxed{f_c = 2000 \times \sqrt{\frac{TR}{V}}}$$

Exemple : Salles avec un $TR = 2$ s

$V = 12\,000$ m^3, $f_c = 25,8$ Hz.

$V = 60$ m^3, $f_c = 365$ Hz.

III. Absorption et Réverbération

I Absorption acoustique :

1 Coefficient d'absorption
2 Systèmes et matériaux absorbants
3 Notion d'absorption

II Modèle de Sabine :

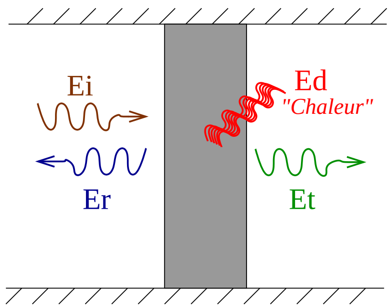
1 Intensité et pression réverbérées
2 Temps de réverbération
3 Niveau réverbéré, total
4 Rapport son Direct/Réverbéré, distance critique

III Modèle de Eyring :

1 Temps de réverbération
2 Constante de salle
3 Limites des modèles

I.1 Coefficient d'absorption

Pour un son réverbéré dans une salle, l'abosrption acoustique correspond à une perte d'énergie.
Il est impératif de définir le "système" *i.e.* la salle.



Bilan d'énergie :

$$\boxed{E_i = E_d + E_r + E_t}$$

- E_i : Énergie incidente de l'onde.
- E_d : Énergie dissipée (chaleur).
- E_r : Énergie restituée à la salle.
- E_t : Énergie transmise par la paroi.

L'énergie absorbée correspond à : $E_a = E_d + E_t$

Le Coefficient d'abosrption se définit comme :

$$\boxed{\alpha = \text{Energie absorbée/Energie incidente}}$$

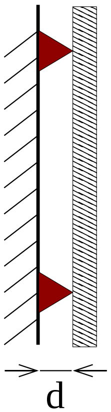
- Si $\alpha = 0$, la paroi est totalement réfléchissante.
- Si $\alpha = 1$, la paroi est totalement absorbante.
- α dépend de la fréquence et de l'angle d'incidence.
- Comme le champ réverbéré est isotrope, on définit α en moyenne sur tous les angles.

Exemple :

f (Hz)	125	250	500	1000	2000	4000
Draperie	0, 05	0, 15	0, 35	0, 45	0, 40	0, 35
Laine de verre	0, 11	0, 19	0, 41	0, 54	0, 60	0, 75
Contreplaqué 5 mm à 25 mm du mur	0, 07	0, 12	0, 28	0, 11	0, 08	0, 08
Béton	0, 32	0, 25	0, 22	0, 20	0, 19	0, 2

$I.2$ Matériaux absorbants

Diaphragmes :



Basé sur le principe de l'oscillateur amorti (masse-ressort). Le système (paroi+air entre mur et paroi) oscille (et donc absorbe) surtout pour les basses fréquences. L'abosrption est max. pour la fréquence propre du syst.

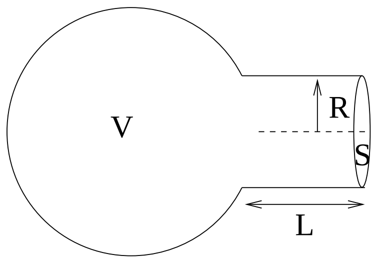
$$\boxed{f_p = \frac{60}{\sqrt{\rho_s d}}}$$

Avec ρ_s la densité surfacique du panneau (kg/m^2) et d la distance de la paroi au mur.

Exemple :

Soit un panneau de contre-plaqué avec $\rho_s = 5$ kg/m^2. Si la salle possède une résonance génante à 130 Hz, il faut placer le panneau à une distance d du mur telle que $\sqrt{5 \times d} = \frac{60}{130}$ soit, $d = 4,3$ cm.

Résonateur :



$$\boxed{f_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\gamma PS}{\rho l V}}}$$

avec P la pression atmosphérique, γ une constante thermo. ($\simeq 1,4$) et ρ la masse volumique de l'air.

Un résonateur de Helmotz ne dissipe pas d'énergie. Une fraction de l'énergie incidente est captée par mise en résonance de l'air dans le résonateur.

A faible distance on a une amplification à la fréquence propre du résonateur.

A grande distance le niveau réverbéré est atténué par abosprtion d'une partie de l'énergie.

Matériaux poreux :
Ces matériaux possèdent des cavités qui vont dissiper l'énergie sonore. On distingue 2 types de matériaux :

- Les Matériaux à parois déformables comme les tissus ou de la laine de verre. L'absorption est liées à la déformation (mise en vibration) des cavités par l'onde acoustique.
- Les matériaux à texture rigide telles que les pierres poreuses. Dans ce cas la dissipation se produit du fait de la viscosité de l'air lors de son écoulement dans les pores.

Ce sont principalement les hautes fréquences qui sont abosrbées par ces matériaux. Une erreur fréquente en isolation acoustique est d'utiliser systématiquement des matériaux poreux pour isoler alors que la gène se situe souvent dans les basses fréquences.

Cas particuliers :
Absorption par le public : Le public dans une salle est assimilable à un absorbant. La peau, les vètements, les cheveux sont assimilables à des matériaux poreux. Dans une salle de concert, il est important que les propriétés acoustiques de la salle soient indépendantes du public. Pour cela les sièges doivent avoir le même coefficient d'absorption que le public.

Chambre anéchoïque : C'est une pièce éliminant totalement le son réverbéré. Elle permet de conserver uniquement le champ direct. Pour ce faire, il faut que la salle soit fortement abosrbante.

$I.3$ Notion d'Abosorption

Pour caractériser les propriétés absorbantes d'une surface S et de coefficient d'absorption α, on définit la notion d'absorption comme suit :

$$\boxed{A = S \times \alpha}$$

Exemple : Une draperie de 2 m^2 et $\alpha = 0,35$ à 500 Hz possède une absorption $A = 0,7$ m^2. Cela correspond à une surface de $0,7$ m^2 d'un matériau parfaitement absorbant ($\alpha \simeq 1$).

Pour une salle hétérogène, l'absorption totale de la salle est la somme des absorptions des différentes surfaces.

$$\boxed{A_{tot} = \sum_i \alpha_i S_i = \alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \ldots + \alpha_n S_n}$$

A partir de l'absorption totale, on peut définir le coefficient d'absorption moyen de la salle comme :

$$\boxed{\alpha_{moy} = \frac{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \ldots + \alpha_n S_n}{S_1 + S_2 + \ldots + S_n}}$$

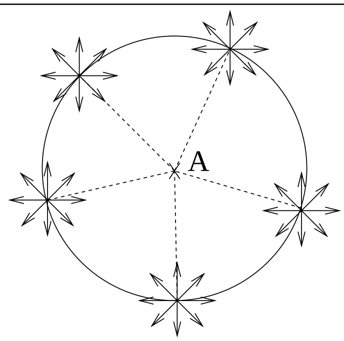
Exemple : On mesure q'un spectateur a une absortion de $A = 0,6$ m^2. Il est assis sur un siège de surface $1,2$ m^2. Pour que le siège ait la même absorption, il devra avoir un coefficient d'absorption de $\alpha = 0,6/1,2 = 0,5$.

$II.1$ Intensité et pression réverbérées

Si l'on suppose que le champ réverbéré est :

- Homogène dans toute la pièce
- Isotrope *i.e.* identique pour toutes les directions

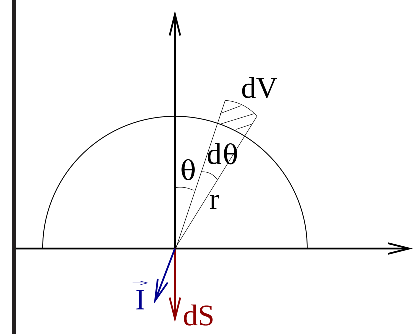
Alors le lien entre l'intensité et la pression établie en champ direct n'est plus valable.



L'auditeur perçoit le son réverbéré comme provenant de toutes les directions.

Pour calculer le lien entre I et P, on considère que dans la salle le son réverbéré possède une densité d'énergie E (J/m^3). On considère un élément de volume dV et l'on calcule l'intensité perçue par l'auditeur :

On exprime le flux traversant la surface dS durant 1 s émis par l'élément de volume dV. Pour avoir le flux total, on intègre sur tous les éléments de volume.



Pour intégrer, on passe en coordonée polaire soit : $dV = 2\pi r^2 \sin(\theta) dr d\theta$.

$$
\begin{aligned}
I_r &= \frac{dW}{dS} = \int \frac{E}{4\pi r^2} \cos(\theta) dV \,, \\
&= \frac{1}{2} \int_0^{c\times 1s} dr \int_0^{\pi/2} d\theta E \sin(\theta)\cos(\theta) \,, \\
&= \frac{Ec}{4} \,.
\end{aligned}
$$

Sachant de plus que $E = \frac{P_r^2}{\rho c^2}$, on obtient :

$$\boxed{I_r = \frac{P_r^2}{4\rho c}}$$

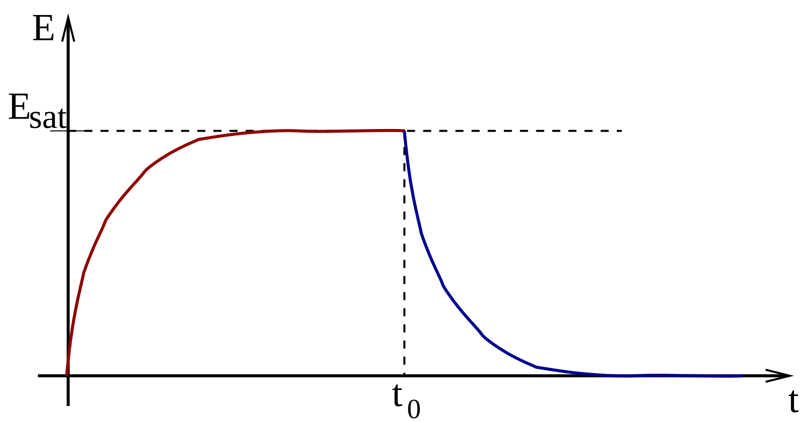
$II.2$ Temps de réverbération

On considère une salle avec un champ réverbéré homogène de densité d'énergie E et une source de puissance W constante. La salle absorbe une puissance W_a.
En régime permanent, on peut écrire :

$$\frac{d}{dt}(EV) = W - W_a \,.$$

De plus, $I_a = \alpha I_r$ d'où $W_a = S \times I_a = \alpha S I_r = A I_r$. Comme $I_r = Ec/4$, il vient $W_a = AcE/4$.

$$\frac{dE}{dt} + \frac{Ac}{4V}E = \frac{W}{V}$$



- à $t = 0$ mise en route de la source
- à $t = t_0$ arrêt de la source

Le niveau stationnaire est atteint lorsque $dE/dt = 0$. Dans ces conditions, $E_{sat} = 4W/Ac$.

On peut distinguer 3 phases.

1. La phase d'établissement. Phase durant laquelle le son réverbéré se met en place dans la salle.
2. La phase stationnaire durant laquelle la densité d'énergie est constante.
3. La phase d'extinction correspondant à l'évolution de l'énergie après que la source ait été arrêtée. C'est durant cette phase que l'on définit le temps de réverbération qui est le temps nécessaire pour que le niveau chute de 60 dB.

A partir du régime stationnaire ($E = E_{stat} = \frac{Ac}{4V}$), on arrête la source. Nous avons l'équa. diff. :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{Ac}{4V} E$$

La solution est : $E(t) = E_{stat} e^{-\frac{Ac}{4V} \times t}$.
On note $\tau = \frac{4V}{Ac}$ la constante de temps de la salle. Le temps de réverbération (noté T_R) correspond à une diminution du niveau de 60 dB, soit :

$$\begin{aligned} -60 &= 10 \log \left(\frac{E(T_R)}{E_{stat}} \right) \\ &= -10 \log \left(e^{-T_R/\tau} \right) \\ &= -10 \times \frac{T_R}{\tau} \log e \, . \end{aligned}$$

Soit, $T_R = 13,816 \times \tau$.

"Formule" de Sabine :

$$\boxed{T_R = \frac{0{,}16V}{A}}$$

Remarque :

- Si $\alpha \longrightarrow 0$, alors $T_R \longrightarrow \infty$. Ce résultat est cohérent.
- Si $\alpha \longrightarrow 1$, alors $T_R = 0,16V/S$. Or dans ce cas, T_R devrait tendre vers 0.

La formule de Sabine n'est pas valable pour des salles très absorbantes. Dans la pratique, si $\alpha > 0,2$, on utilisera d'autres modèles tel que celui de Eyring.

II.3 Niveau réverbéré, total

En régime stationnaire, nous avons $E = \frac{4W}{Ac}$.
De plus, $I_r = Ec/4$. D'où :

$$\boxed{I_r = \frac{W}{A}}$$

Par définition :

$$\begin{aligned} L_{I_r} &= 10 \log \left(\frac{I_r}{10^{-12}}\right), \\ &= 10 \log \left(\frac{W}{10^{-12} \times A}\right). \end{aligned}$$

Soit :

$$\boxed{L_{I_r} = L_W - 10 \log A}$$

Par définition : $L_{P_r} = 20 \log \left(\frac{P_r}{2.10^{-5}}\right)$.
Or

$$\begin{aligned} I_r &= \frac{P_r^2}{4 \times \rho c}, \\ &= \frac{P_r^2}{4 \times 400}. \end{aligned}$$

d'où

$$\begin{aligned} L_{I_r} &= 10 \log \left(\frac{P_r^2}{4 \times 400 \times 10^{-12}}\right), \\ L_{I_r} &= 20 \log \left(\frac{P_r}{2.10^{-5}}\right) - 10 \log 4. \end{aligned}$$

$$\boxed{L_{P_r} = L_{I_r} + 6 \text{ dB}}$$

De manière instantanée, nous avons :

$$\begin{aligned} P_{tot}(t) &= P_d(t) + P_r(t), \\ P_{tot}^2(t) &= P_d^2(t) + P_r^2(t) + 2P_d(t) \times P_r(t). \end{aligned}$$

Si l'on fait la moyenne sur une période, comme P_d et P_r ne sont pas corrélées, nous aurons :
$P_{tot}^2 = P_d^2 + P_r^2$.
d'où, $L_{P_{tot}} = 10 \log \left(\frac{P_d^2 + P_r^2}{(2.10^{-5})^2}\right)$.

$$\begin{aligned} L_{P_{tot}} &= 10 \log \left(\frac{I_d + 4 \times I_r}{10^{-12}}\right), \\ &= 10 \log \left(\frac{WQ}{4\pi r^2 \times 10^{-12}} + \frac{4W}{A \times 10^{-12}}\right), \\ &= 10 \log \left[\frac{W}{10^{-12}} \left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{A}\right)\right]. \end{aligned}$$

Il vient :

$$\boxed{L_{P_{tot}} = L_W + 10 \log \left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{A}\right)}$$

$II.4$ Rapport son Direct/Réverbéré

On définit le rapport son Direct, son Réverbéré comme :

$$\boxed{\text{Dir/Rev} = L_{P_d} - L_{P_r}}$$

ou encore, $Dir/Rev = 20\log\left(\frac{P_d}{P_r}\right)$.

Nous savons que :

$I_d = \frac{P_d^2}{Z} = \frac{WQ}{4\pi r^2}$ et $I_r = \frac{P_r^2}{4Z} = \frac{W}{A}$.

D'où, $P_d^2 = \frac{ZWQ}{4\pi r^2}$ et $P_r^2 = \frac{4ZW}{A}$.

Il vient :

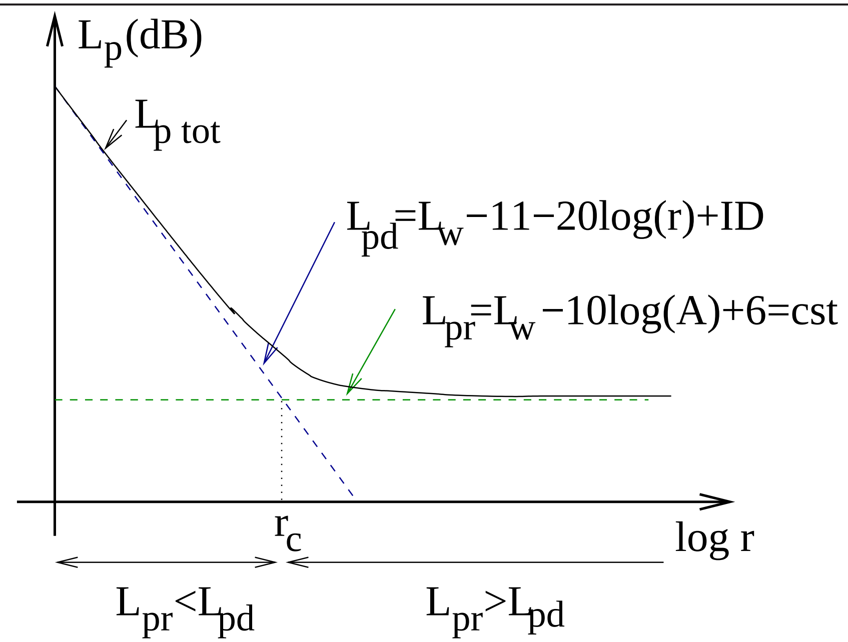
$$\boxed{\text{Dir/Rev} = 10\log\left(\frac{AQ}{16\pi r^2}\right)}$$

Ce rapport est indépendant de la puissance de la source.

Distance critique : Elle correspond à la distance pour laquelle le niveau réverbéré est égal au niveau direct.

Soit, $L_{P_d}(r_c) = L_{P_r}(r_c)$ ou encore $Dir/Rev = 0$.
Cela correspond à $\frac{AQ}{16\pi r_c^2} = 1$ soit :

$$\boxed{r_c = \sqrt{\frac{AQ}{16\pi}} \simeq \sqrt{\frac{AQ}{50}}}$$



$III.1$ Temps de réverbération

Pour certaines salles très absorbantes, les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie du champ réverbéré ne sont pas toujours vérifiées. Le modèle de Sabine n'est alors plus valable.

Le modèle de Eyring quantifie l'évolution du champ réverbéré avec le temps à partir du modèle spéculaire. Pour cela il quantifie l'évolution du champ révebéré au fur et à mesure des réflexions.

Soit E_0 la densité d'énergie réverbérée après extinction de la source et α le coefficient d'absorption moyen de la salle.

Après une réflexion : $E_1 = E_0 - \alpha E_0$.

Après la 2^{eme} réflexions :

$$\begin{aligned} E_2 &= E_1 - \alpha E_1 \,, \\ &= (1-\alpha)E_0 - \alpha E_0(1-\alpha) \,, \\ &= E_0(1-\alpha)(1-\alpha) \,, \\ &= E_0(1-\alpha)^2 \,. \end{aligned}$$

Après N réflexions : $E_N = E_0(1-\alpha)^N$.

Le modèle spéculaire nous donne $n = \frac{cS}{4V}$, le nombre de réflexions par seconde. De ce fait, $N = nt$ et donc :

$$E(t) = E_0(1-\alpha)^{nt}$$

T_R, correspond à : $L_0 - L(T_R) = 60\,\text{dB}$.

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad L(T_R) &= 10\log\left(\frac{E_0 \times c(1-\alpha)^{nT_R}}{4\times 10^{-12}}\right) \,, \\ \text{et} \quad L_0 &= 10\log\left(\frac{E_0\times c}{4\times 10^{-12}}\right) \,, \\ \text{d'où} \quad L(T_R) &= L_0 + 10\log\left[(1-\alpha)^{nT_R}\right] \,. \end{aligned}$$

Ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} 10\log\left[(1-\alpha)^{nT_R}\right] &= -60 \,, \\ \log\left[(1-\alpha)^{nT_R}\right] &= -6 \,. \end{aligned}$$

Soit, $(1-\alpha)^{nT_R} = 10^{-6}$,

ou encore, $T_R = -\frac{13{,}8}{n\times ln(1-\alpha)}$.

$$\boxed{T_R = -\frac{0{,}16V}{S\times ln(1-\alpha)}}$$

$III.2$ Constante de salle

Dans la théorie de Eyring, on suppose que l'onde réverbérée perd en moyenne une densité d'énergie de αE à chaque réflexion ou encore $n\alpha E$ par seconde.
Lorsque la source est branchée, la puissance W fournie par la source compense, en régime stationnaire, l'énergie perdue chaque seconde par le champ réverbéré et la puissance de la source perdue par absorption sur les parois.

bilan d'énergie :

$$W = \alpha W + n\alpha EV \,,$$

Ainsi, la densité d'énergie rérverbée sera :

$$\boxed{E = \frac{4W}{Sc}\frac{1-\alpha}{\alpha}}$$

Cette expression ne diffère de celle proposée par Sabine que par le terme $1-\alpha$.

On définit la constance de salle :

$$\boxed{\mathcal{R} = \frac{S\alpha}{1-\alpha} = \frac{A}{1-\alpha}}$$

Récapitulatif :

Eyring :

$$\begin{aligned} I_r &= \frac{W}{\mathcal{R}} \,, \\ L_{I_r} &= L_W - 10\log\mathcal{R} \,, \\ r_c &= \sqrt{\frac{\mathcal{R}Q}{16\pi}} \,. \end{aligned}$$

Sabine :

$$\begin{aligned} I_r &= \frac{W}{A} \,, \\ L_{I_r} &= L_W - 10\log A \,, \\ r_c &= \sqrt{\frac{AQ}{16\pi}} \,. \end{aligned}$$

Champ direct :

$$\begin{aligned} I_d &= \frac{WQ}{4\pi r^2} \,, \\ L_{I_d} &= L_W - 11 - 20\log r + ID \,. \end{aligned}$$

III.3 Limite des modèles

Comportement asymptotique :

- Si $\alpha \rightarrow 0$, alors $ln(1-\alpha) \rightarrow 0^-$ et donc $T_R \rightarrow \infty$ ce qui est cohérent.
- Si $\alpha \rightarrow 1^-$ alors $ln(1-\alpha) \rightarrow -\infty$ et donc $T_R \rightarrow 0$. Le résultat est également cohérent.

Comparaison Sabine/Eyring :
Considérons une salle de dimensions $25 \times 15 \times 10$ m^3. Calculons le T_R par la formule de Sabine et par la formule d'Eyring pour les valeurs suivantes de α : 0.1, 0.2, 0.4 et 0.8.

$$\begin{aligned} V &= 25 \times 15 \times 10 = 3750\,\text{m}^3 \\ S &= 2\,[25 \times 15 + 25 \times 10 + 15 \times 10] \\ &= 1550\,\text{m}^2 \end{aligned}$$

α	$T_{Rs}(s)$ Sabine	$T_{Re}(s)$ Eyring	$\frac{\lvert T_{R_E} - T_{R_S}\rvert}{<T_R>}$
$0,1$	$3,87$	$3,67$	$5\,\%$
$0,2$	$1,93$	$1,73$	$10\,\%$
$0,4$	$0,97$	$0,76$	$21\,\%$
$0,8$	$0,48$	$0,24$	$50\,\%$

On voit que la formule de Sabine surestime le temps de réverbération, et ce d'autant plus que α est fort. Expérimentalement, on constate que la formule de Eyring est plus proche de la réalité pour les salles très absorbantes que la formule de Sabine.

La convention habituellement retenue est d'utiliser la formule de Sabine si $\alpha < 0,2$ et la formule de Eyring sinon.

IV. Isolation Acoustique

I Couplage acoustique entre locaux :

1 Introduction
2 Isolement brut et indice d'affaiblissement
3 Modèle de salles couplées

II Propriétés d'une paroi simple :

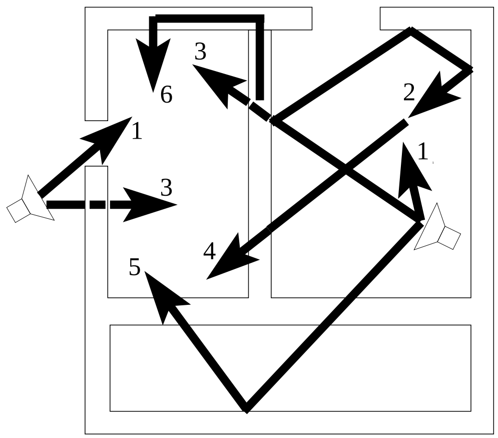
1 Loi de masse
2 Loi de fréquence et fréquence de coïncidence

III Association de paroi :

1 Parois juxtaposées
2 Parois en cascade

I.1 Introduction

Transmission aérienne :



Sons directs

1 Les sons directs du local ou de l'extérieur

2 Le son réverbéré dans le local

Transmission directe

3 Les sons directs transmis à travers la paroi

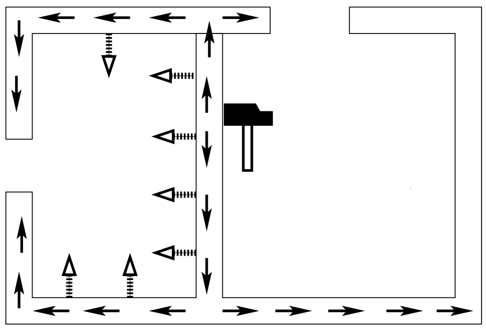
4 Le son réverbéré transmis à travers la paroi

Transmission indirecte

5 Par réverbération dans un local voisin ayant des parois communes

6 Par les parois, par mouvement de flexion des parois communes.

Transmission solidienne :



Au moment du choc, la paroi est sollicitée directement par une quantité d'énergie plus importante que dans le cas d'un bruit aérien. L'onde acoustique qui se forme à partir du point d'impact se propage à grande distance. L'onde est alors rayonnée par les parois qui les transmettent à l'air ambiant.

Le moyen le plus efficace pour éviter les bruits solidiens ou d'impact, est d'introduire une paroi souple (moquette). Les bruits solidiens nécessitent un traitement spécifique des locaux.

$I.2$ Isolement brut et indice d'affaiblissement

Isolement brut : Correspond à l'atténuation acoustique entre un local émetteur (1) et un local récepteur (2). Il se mesure expérimentalement.

$$\boxed{D = L_1 - L_2}$$

Pour sa mesure, il faut que la source et le récepteur soient à une distance des parois supérieure à la distance critique. On génère dans la pièce émettrice un son rose (niveau sur bande d'octave constant).

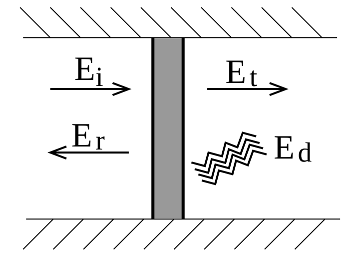
Isolement normalisé : L'isolement brut ne tient pas compte de la nature réverbérante de la salle réceptrice. On définit l'isolement normalisé en introduisant le T_R de la salle réceptrice normalisée avec une valeur de $0,5$ s (T_R d'une salle de 30 m^3).

$$\boxed{D_n = L_1 - L_2 + 10\log\left(\frac{T_R}{0{,}5}\right)}$$

Indice d'affaiblissement : Permet de caractériser l'atténuation d'une paroi isolée. Il se définit à partir du coefficient de transmission T d'une paroi :

$$T = \frac{E_t}{E_i}$$

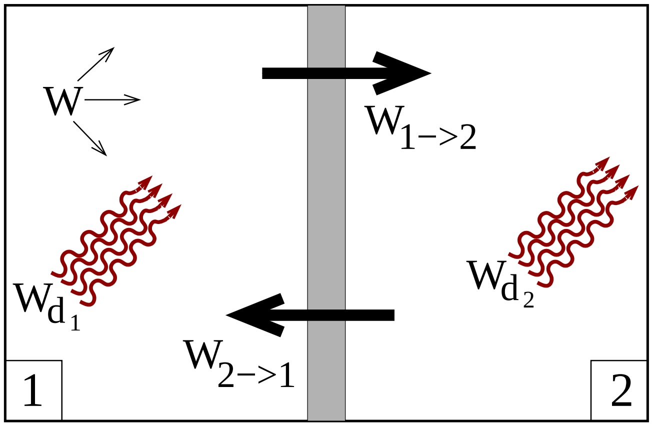
$$0 < T < 1$$



$$\boxed{R = -10\log T}$$

- R est un indice (unité dB).
- R se mesure en laboratoire dans des conditions spécifiques de manière à éliminer toutes transmissions autres que celle de la paroi.
- R permet de caractériser une paroi unique. D caractérise l'atténuation entre 2 locaux. Ils dépend de la salle réceptrice et de toutes les parois couplant les 2 salles.

$I.3$ Modèle de salles couplées



On cherche à déterminer D pour 2 salles couplées. On considère une salle émettrice (1) avec une source de puissance W couplée à une salle réceptrice (2) par l'intermédiare d'une paroi de surface S_c et d'indice d'affaiblissement R. On suppose que la source est à une distance de la paroi de couplage supérieure à la distance critique.

Bilan salle 1 :

- La source de puissance W (**gain**).
- $W_{1\to 2} = I_{r1} S_c T$ (**perte**).
- $W_{2\to 1} = I_{r2} S_c T$ (**gain**).
- $W_{d_1} = \alpha_1 I_{r1} S_1 = A_1 I_{r1}$ (**perte**).

$$W + W_{2\to 1} = W_{1\to 2} + W_{a1} \,,$$

$$W + I_{r2} S_c T = I_{r1} S_c T + A_1 I_{r1} \,.$$

Bilan salle 2 :

- Il n'y a pas de source
- $W_{1\to 2} = I_{r1} S_c T$ (**gain**).
- $W_{2\to 1} = I_{r2} S_c T$ (**perte**).
- $W_{d_2} = \alpha_2 I_{r2} S_2 = I_{r2} A_2$ (**perte**).

$$W_{1\to 2} = W_{2\to 1} + W_{a2} \,,$$

$$I_{r1} S_c T = I_{r2} S_c T + A_2 I_{r2} \,.$$

$$\begin{cases} W + I_{r2}S_cT = I_{r1}(S_cT + A_1) & (1) \\ I_{r1}S_cT = I_{r2}(S_cT + A_2) & (2) \end{cases}$$

Nous n'avons besoin que de I_{r_1}/I_{r_2} puisque $L_1 - L_2 = 10\log\left(\frac{I_{r_1}}{I_{r_2}}\right)$. Du bilan de la salle 2, on tire :

$$\frac{I_{r2}}{I_{r1}} = \frac{S_cT}{A_2 + S_cT},$$

soit :

$$L_1 - L_2 = R - 10\log\left(\frac{S_c}{A_2 + S_cT}\right).$$

Dans la pratique, le terme $S_cT \ll A_2$ d'où :

$$\boxed{D = R + 10\log\left(\frac{A_2}{S_c}\right)}$$

Le moyen le plus efficace pour augmenter D est de jouer sur R.

Exemple : Considérons une salle émettrice 1 voisine d'une salle réceptrice 2 de dimensions 4 m $\times$ 6 m $\times$ 5 m et de coefficient d'absorption moyen $\alpha_2 = 0,15$.

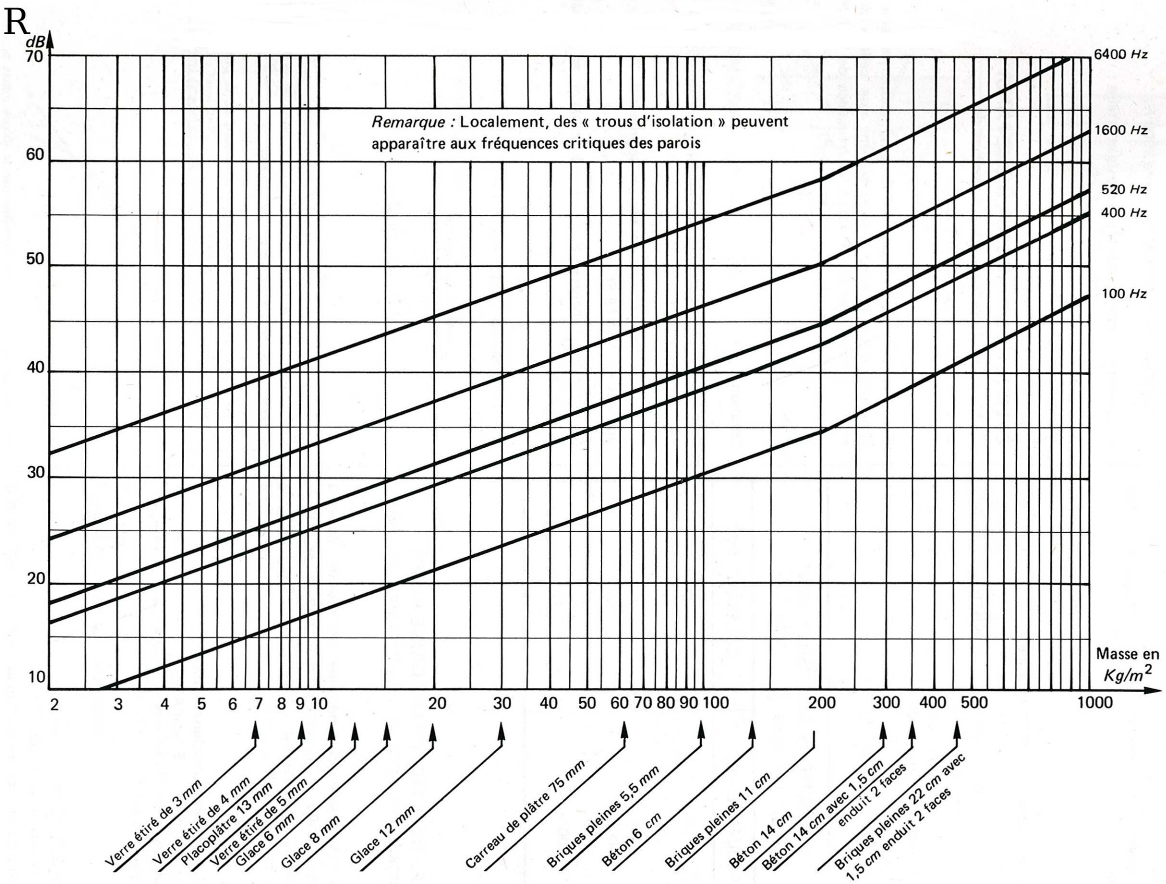
La surface de couplage vaut $S_c = 6 \times 5 = 30$ m^2 et son indice d'affaiblissement $R = 35$ dB.

Le coefficient de transmission vaut : $T = 10^{-35/10}$ d'où $S_cT = 9,5.10^{-3}\,\mathrm{m}^2$. De plus $S_2 = 2(6 \times 5 + 6 \times 4 + 5 \times 4) = 148\,\mathrm{m}^2$ et l'absorption vaut $A_2 = 148 \times 0,15 = 22,2\,\mathrm{m}^2$.

Soit un isolement (ou atténuation) brut entre les 2 locaux de :

$$D = 35 + 10\log\left(\frac{22{,}2}{30}\right) = 34\,\mathrm{dB}.$$

II.1 Loi de masse



VALEURS APPROXIMATIVES (en *dB*) POUR PAROIS SIMPLES

- Expérimentalement, on observe que l'indice d'affaiblissement d'une paroi augmente de 4 à 5 dB lorsque la masse de la paroi double.
- Afin de faire abstraction des dimensions de la paroi, la masse de la paroi est exprimée par unités de surface (masse surfacique en kg/m^2). $m_s = \rho \times e$.
- L'indice d'affaiblissement varie avec la fréquence (loi de fréquence).

Exemple :

Isolement acoustique d'une cloison en briques ($\rho = 1700$ kg/m^3) de 15 cm d'épaisseur. $m_s = \rho e = 1700 \times 0,15 = 255$ kg/m^2.

Pour 500 Hz :

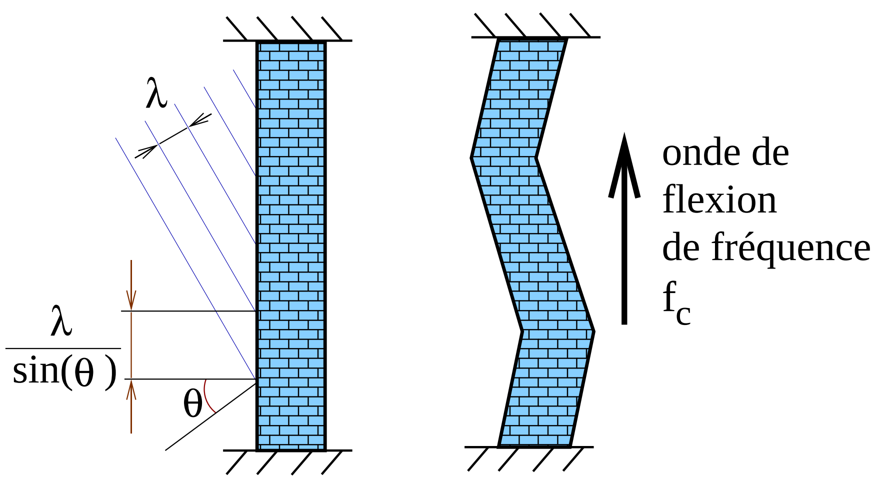
$$\begin{cases} 100\,\text{kg/m}^2\,, & R = 40\,\text{dB} \\ 200\,\text{kg/m}^2\,, & R = 44\,\text{dB} \\ 400\,\text{kg/m}^2\,, & R = 48\,\text{dB} \end{cases}$$

Donc $40\,\text{dB} < R < 48\,\text{dB}$. Pour interpoler exactement R, il faut utiliser la formule : $R = 40 + 4 \times \log_2\left(\frac{255}{100}\right) = 45,4$ dB .

II.2 Loi de fréquence

L'indice d'affaiblissement varie en moyenne de 4 dB par octave. Cependant des variations importantes apparaissent du fait du phénomène de coïncidence lié à la mise en flexion de la paroi.

Phénomène de coïncidence : Il correspond à une chute de la valeur de R pour des fréquences supérieures à la fréquence propre de flexion de la paroi (fréquence critique).



Fréquence critique :

$$\boxed{f_c = \frac{c^2}{1{,}9 \times e \times c_m}}$$

e : épaisseur de la paroi. c_m : célérité des sons dans le matériau.

On condidère une onde sonore quelconque de longueur d'onde λ et de fréquence f avec un angle d'incidence θ. La paroi est soumise à une longueur d'onde λ_{paroi} :

$\lambda_{\text{paroi}} = \frac{\lambda}{\sin(\theta)}$.

Un son réverbéré est isotrope, c.a.d. :

$0 < \theta < \pi/2$

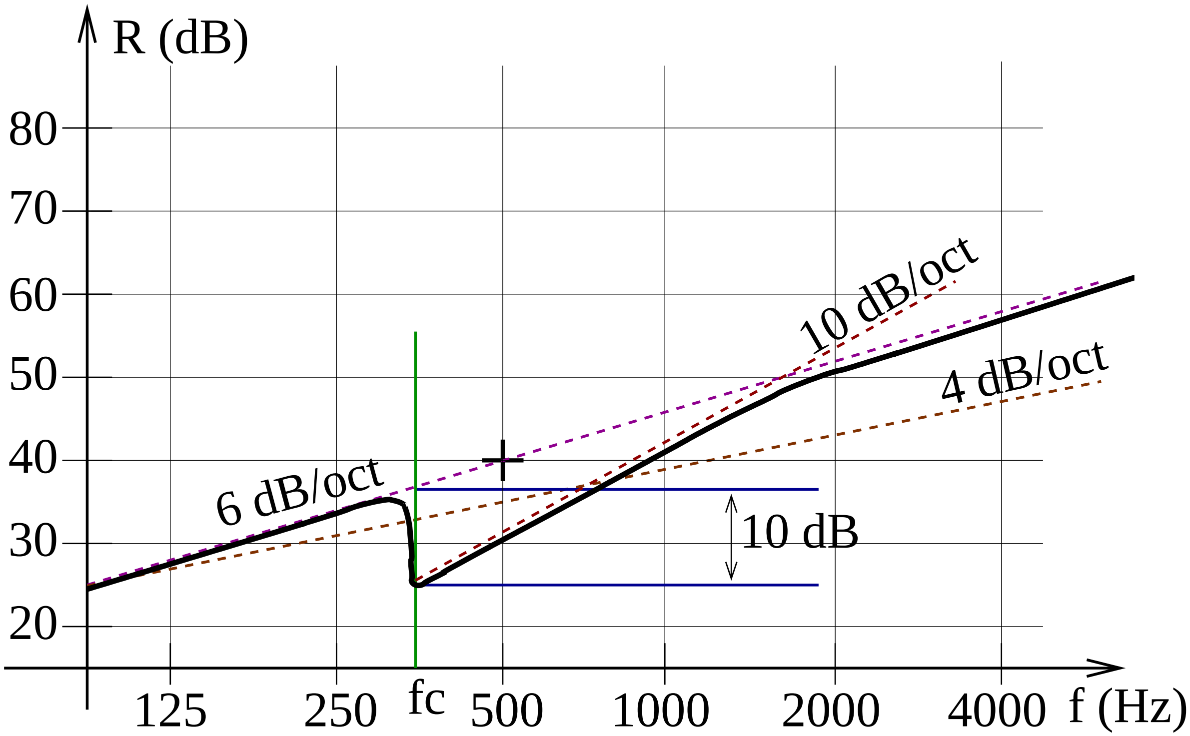
Soit pour λ et f :

$\lambda < \lambda_{\text{paroi}} < \infty$

$0 < f_{\text{paroi}} < c/\lambda = f$

- La paroi vibre à toutes les fréquences entre 0 et f.
- Si $f < f_c$, alors $f_{\text{paroi}} < f_c$ et donc la paroi ne vibre pas.
- Si $f = f_c$, la paroi se met à vibrer.
- Si $f \geq f_c$, la paroi continue à vibrer car $0 < f_{\text{paroi}} < f$.

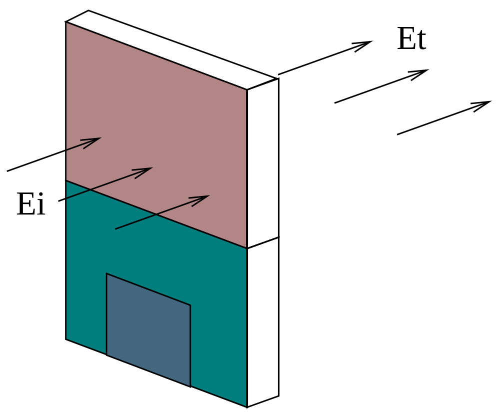
Exemple : Paroi en béton de 6 cm d'épaisseur avec $C_m = 3100$ m/s et $R = 40$ dB à 500 Hz.



- On place R donnée par la loi de masse à 500 Hz $R = 40$ dB.
- On trace la droite de la loi de fréquence de pente 6 dB/octave passant par ce point.
- On place la fréquence critique $f_c = \frac{340^2}{1{,}9 \times 0{,}06 \times 3100} = 327$ Hz.
- On place à la fréquence critique le point correspondant à la chute du matériau, soit 10 dB.
- On trace depuis ce point une droite de pente 10 dB/octave.

- La courbe suit d'abord la droite de pente 6 dB/octave, chute pour f_c, suit ensuite la droite de pente 10 dB/octave puis celle de 6 dB/octave.
- La pente de la droite moyenne obtenue sera d'environ 4 dB/octave. Quand on se contente d'une approche grossière sans se soucier des variations rapides autour de f_c, on prend la droite moyenne avec la pente de 4 dB/octave.

III.1 Parois juxtaposées



Parois juxtaposées de surfaces et de transmissions :

$$\begin{array}{cccc} S_1 & S_2 & \ldots & S_n \\ \downarrow & \downarrow & & \downarrow \\ T_1 & T_2 & & T_n \end{array}$$

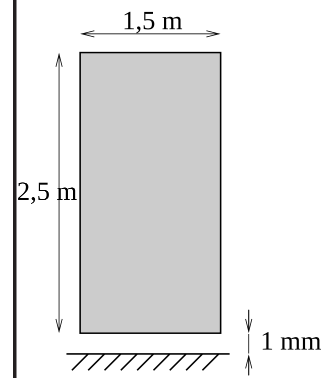
Par définition : $T = \frac{E_t}{E_i} = \frac{W_t}{W_i}$.

Soit I_{r_1} l'intensité réverbérée dans la salle émettrice. Chaque surface S_i est soumise à la puissance $I_{r_1} \times S_i$. La puissance transmise est $T_i \times I_{r_1} \times S_i$ d'où :

$$\begin{aligned} W_i &= I_{r_1}\left(S_1 + S_2 + \ldots + S_n\right) = I_{r_1} \times S_{tot}\ , \\ W_t &= I_{r_1}\left(T_1 S_1 + T_2 S_2 + \ldots + T_n S_n\right)\ . \end{aligned}$$

$$\boxed{T = \frac{T_1 S_1 + T_2 S_2 + \ldots + T_n S_n}{S_{tot}}}$$

Exemple : Porte de $1,5\,\mathrm{m} \times 2,5\,\mathrm{m}$ avec un indice d'affaiblissement de $R = 50$ dB possédant une fente de 1 mm à sa base.



Nous avons :

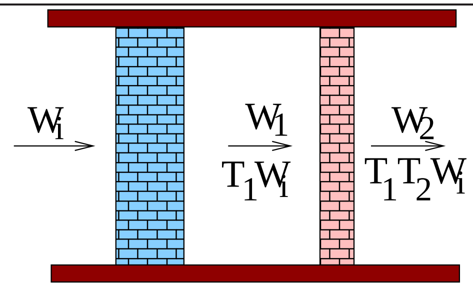
$S_p = 3,75\,\mathrm{m}^2$, $R_p = 50\,\mathrm{dB}$ ce qui donne, $T_p = 10^{-5}$.
$S_f = 1,5.10^{-3}\,\mathrm{m}^2$, $R_f = 0\,\mathrm{dB}$ soit, $T_f = 1$.

$$T_{tot} = \frac{3,75 \times 10^{-5} + 1,5.10^{-3}}{3,75} = 4,1.10^{-4}$$

L'indice d'affaiblissement porte et fente vaut donc :
$R_{tot} = -10\log\left(4,1.10^{-4}\right) \simeq 34\,\mathrm{dB}$
La présence de la fente de 1 mm fait chuter considérablement l'indice d'affaiblissement.

III.2 Parois en cascade

Pour augmenter considérablement l'indice d'affaiblissement d'une paroi, le moyen le plus efficace est de placer des parois en cascade. C'est à dire en les désolidarisant, soit, en laissant un espace entre chaque parois et en évitant tout couplage acoustique.



L'énergie transmise après la 1^{ere} paroi est $T_1 E_i$. Elle correspond à l'énergie incidente sur la 2^{eme} paroi.
La seconde paroi transmet : $T_2(T_1 E_i)$.
La n^{ieme} paroi transmet : $T_n \times T_{n-1} \times \ldots \times T_2 \times T_1 \times E_i$.

On obtient ainsi : $T_{tot} = \frac{T_n T_{n-1} \ldots T_2 T_1 E_i}{E_i} = T_n T_{n-1} \ldots T_2 T_1$,

d'où

$$\begin{aligned} R_{tot} &= -10\log(T_{tot}) = -10\log(T_1) - 10\log(T_2)\ldots - 10\log(T_n) \\ &= R_1 + R_2 + \ldots + R_n \end{aligned}$$

Dans la réalité, les parois ne sont jamais totalement découplées, si bien que l'indice d'affaiblissement global est nettement plus faible que la somme des R_i.
En pratique avec une paroi double on peut obtenir une atténuation supplémentaire allant de 6 à 18 dB (au lieu de 4 dB pour le doublement d'une paroi simple).