

## Chapitre III

### Propagation sonore en espace clos

Lorsqu'une source sonore de puissance  $W$  est disposée à l'intérieur d'un milieu fermé (local par exemple) en plus de l'énergie rayonnée directement de la source vers un point d'observation  $R$ , vient s'ajouter une énergie réfléchie une ou plusieurs fois par les parois (Figure 3.1).

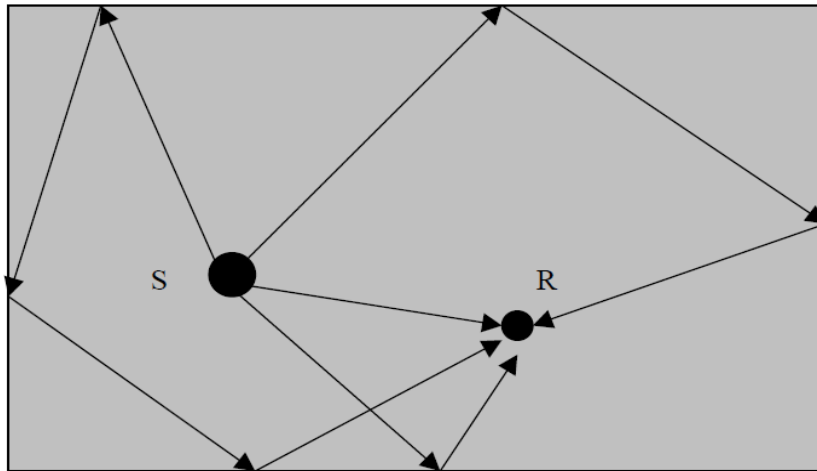


Figure 3.1 : Réflexion en espace clos

En tout point de l'espace fermé, on a superposition :

- d'une intensité directe  $I_d$  :

$$I_d = Q \frac{W}{4\pi r^2} \quad [\text{W/m}^2]$$

- d'une intensité réverbérée  $I_r$  :

$$I_r = \frac{4}{S_t} \frac{W(1-\bar{\alpha})}{\bar{\alpha}} = \frac{4}{CL} \frac{W}{\bar{\alpha}} \quad [\text{W/m}^2]$$

$$CL = \frac{S_t \bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}} \quad [\text{m}^2], \text{ CL est appelé constante du local.}$$

cette dernière dépend essentiellement du coefficient d'absorption moyen  $\bar{\alpha}$  des parois ( $S_t$  = surface totale des parois y compris plafond et plancher).

La démonstration de cette relation est présentée ci-dessous.

#### **3.1. Evaluation de l'intensité réverbérée.**

Ne considérons que l'énergie sonore réfléchie par les parois, appelons  $D_r$  l'énergie contenue en moyenne par unité de volume du local exprimée en  $\text{J/m}^3$ .

Sachant que l'onde se propage à une vitesse  $c$  et que  $I_r$  est la puissance traversant une surface unité, on a :

$$D_r = \frac{I_r}{c} \text{ (J/m}^3\text{)}$$

Par ailleurs, statistiquement on peut montrer que le libre parcours moyen d'une onde, c'est à dire la distance moyenne ( $l$ ) parcourue par l'onde entre 2 réflexions successives est :

$$l = \frac{4V}{S_t}$$

V volume du local  
S<sub>t</sub> surface totale des parois

Par seconde l'onde subit donc n réflexions :

$$n = \frac{c}{l} = \frac{c S_t}{4V}$$

A chaque réflexion une fraction  $\bar{\alpha}$  de l'énergie est absorbée, de sorte que la puissance absorbée par les parois est :

$$W_a = D_r V n \bar{\alpha}$$

La puissance fournie au local après une première réflexion est :  $W (1 - \bar{\alpha})$

A l'équilibre énergétique, cette puissance réfléchiée après la première réflexion doit être entièrement absorbée par les parois.

$$D_r V n \bar{\alpha} = W (1 - \bar{\alpha})$$

L'intensité réverbérée due aux ondes réfléchies est alors :

$$I_r = \frac{4W(1 - \bar{\alpha})}{S_t \bar{\alpha}} \quad (3.1)$$

### **3.2. Niveau sonore en espace clos**

A tout instant et en tout point du local on a superposition de l'intensité directe et réfléchiée :

$$I = I_r + I_d \text{ soit } I = W \left( \frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{CL} \right)$$

Le niveau d'intensité s'écrit donc :

$$L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} = 10 \log \frac{W}{W_0} \left( \frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{CL} \right) \cdot \frac{W_0}{I_0}$$

Avec  $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$  intensité de référence et  $W_0 = 10^{-12} \text{ W}$  puissance de référence, soit :

$$L_I = L_w + 10 \log \left( \frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{CL} \right) \quad (3.2)$$

La figure 3.2 montre la variation du niveau sonore en espace clos en fonction de la distance par rapport au niveau que l'on obtiendrait en espace libre ( $R_1 = \infty$ ) pour différentes valeurs de constantes de salle.

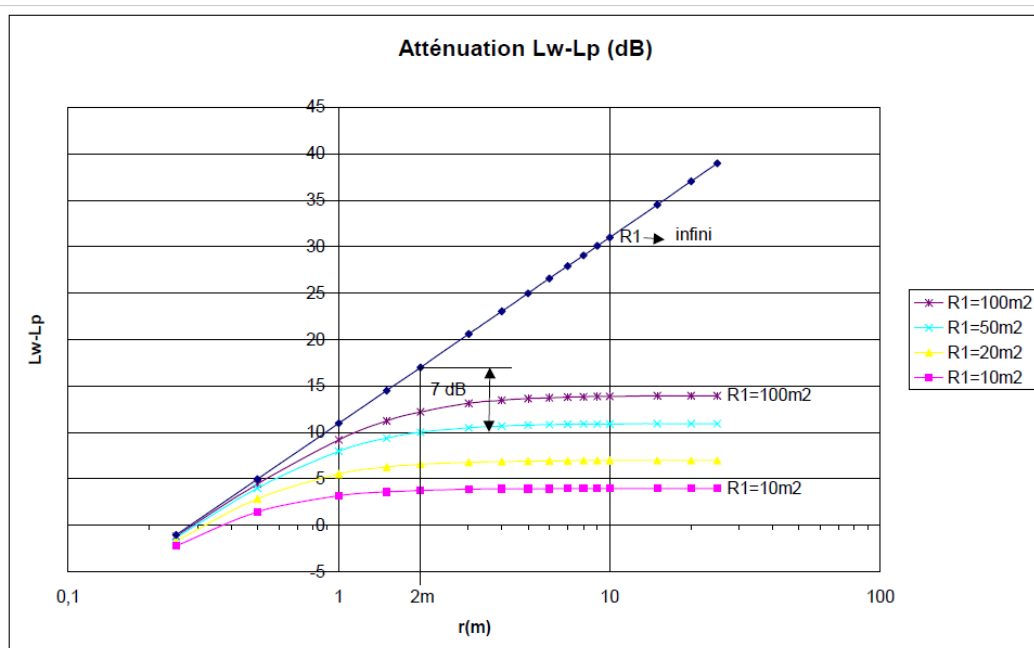


Figure 3.2 : Variation du niveau sonore en espace clos en fonction de la distance à la source.

On observe par exemple qu'à deux mètres de la source pour une pièce de constante  $R_1 = 50 \text{ m}^2$  le niveau sonore est de 7 dB plus élevé que le niveau mesuré en espace libre.

**Remarque :**

Au-delà d'une certaine distance, la quantité  $\frac{Q}{4\pi r^2}$  devient négligeable devant le terme  $\frac{4}{CL}$  de sorte que le niveau sonore ne varie pratiquement plus avec la distance;

On dit alors que l'on est dans le champ réverbéré du local et le niveau prend l'expression :

$$L_I = L_w + 10 \log \frac{4}{CL} \text{ (dB)}.$$

Par ailleurs le niveau sonore dans le champ réverbéré sera d'autant plus élevé que  $CL$  sera faible, c'est à dire que l'absorption des parois sera petite.

### 3.3. Notion de réverbération

Lorsque l'on interrompt l'émission d'une source le son décroît plus ou moins rapidement selon que les parois sont absorbantes ou réfléchissantes. On parle fréquemment de la "sonorité" ou de la persistance sonore d'une salle.

Pour les locaux à parois très absorbantes, la décroissance est rapide, on dit encore qu'ils sont "sourds" et procure à l'auditeur une impression désagréable d'étouffement.

A l'opposé, dans un local à parois très réfléchissantes, la décroissance du son est lente et nuit à l'intelligibilité de la parole notamment pour des grandes salles où l'interférence entre des ondes directes et réfléchies peuvent engendrer des échos. Le phénomène d'écho est du à la différence de parcours entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Il se produit lorsque l'intervalle de temps qui sépare l'arrivée des deux ondes au même point est supérieur à 0,1 seconde.

#### CROISSANCE ET DECROISSANCE SONORE

Afin de comprendre le mécanisme de croissance sonore lors de la mise en fonctionnement d'une source où de décroissance lors de sa coupure, considérons la propagation sonore unidirectionnelle dans un tube de longueur  $l$ , de petit diamètre par rapport à la longueur d'onde

(hypothèse des ondes planes), fermé à l'une de ses extrémités par une membrane vibrante et à l'autre par une terminaison. Les deux extrémités sont supposées avoir le même coefficient d'absorption  $\alpha_0$  (figure 3.3)



Figure 3.3 : Propagation unidirectionnelle dans un tube.

La source émet une puissance  $W$  à travers la section  $S$ . Le temps  $t = 0$  correspond à la date d'émission de la source. A cet instant l'énergie moyenne contenue dans le tube par unité de volume est :

$$D_0 = \frac{W}{cS} = \frac{I}{c} \quad (J/m^3)$$

$c$  : vitesse du son

$I$  : intensité moyenne dans le tube.

Au temps  $t = \frac{l}{2c}$ , le front d'onde se situe au milieu du tube, il n'y a pas eu de réflexion sur les

terminaisons, la densité d'énergie est  $D_0 = \frac{W}{Sc}$

Au temps  $t = \frac{3l}{2c}$ , le front d'onde est à nouveau au milieu du tube après avoir subi une réflexion sur la terminaison. La densité d'énergie résultant de l'onde aller et de l'onde réfléchie est :

$$D_1 = D_0 + D_0 (1 - \alpha_0)$$

Au temps  $t = \frac{5l}{2c}$ , le front d'onde est toujours au milieu du tube, mais après avoir subi une deuxième réflexion (côté émission). La densité est :

$$D_2 = D_0 [1 + (1 - \alpha_0) + (1 - \alpha_0)^2]$$

De manière récurrente la densité d'énergie au temps  $t = \frac{(2n+1)l}{2c}$  après n réflexions s'écrit:

$$D_n = D_0 \cdot \sum_{i=0}^n (1 - \alpha_0)^i$$

$\sum_{i=0}^n (1 - \alpha_0)^i$  est la somme d'une progression géométrique de raison  $(1 - \alpha_0) < 1$ , égale à  $\frac{1}{\alpha_0}$  quand n est grand.

En régime établi, la densité dans le tube est donc  $D' = \frac{D_0}{\alpha_0}$ . Elle représente en réalité la somme des deux termes.

$$D' = D_0 + D_r \text{ avec } D_r = D_0 \frac{(1 - \alpha_0)}{\alpha_0}$$

$D_0 =$  densité d'énergie en provenance directe de la source  $(\frac{W}{cS})$

$D_r =$  densité d'énergie réverbérée résultant des réflexions multiples sur les terminaisons.

$D_r = \frac{W}{c} \frac{(1 - \alpha_0)}{S\alpha_0}$  avec  $CL = \frac{S\alpha_0}{1 - \alpha_0}$  S aire totale d'absorption, CL est appelé constante du volume.

Considérons maintenant l'interruption de la source au temps  $t = 0$

- Au temps  $t = 0$ ,  $D' = \frac{D_0}{\alpha_0}$

- Au temps  $t = \frac{l}{2c}$ , l'onde est au milieu du tube, a subi une absorption et a une densité d'énergie

$$D_1 = \frac{D_0}{\alpha_0} (1 - \alpha_0)$$

- Au temps  $t = \frac{3l}{2c}$ , l'onde a subi une deuxième absorption :

$$D_2 = \frac{D_0}{\alpha_0} (1 - \alpha_0)^2$$

En poursuivant ce raisonnement après la  $n^{\text{ième}}$  réflexion c'est-à-dire au temps  $t = \frac{nl}{2c}$ , on en déduit :

$$D_n = \frac{D_0}{\alpha_0} (1 - \alpha_0)^n \quad (3.3)$$

La figure 3.4 montre la façon dont l'énergie décroît au cours du temps.

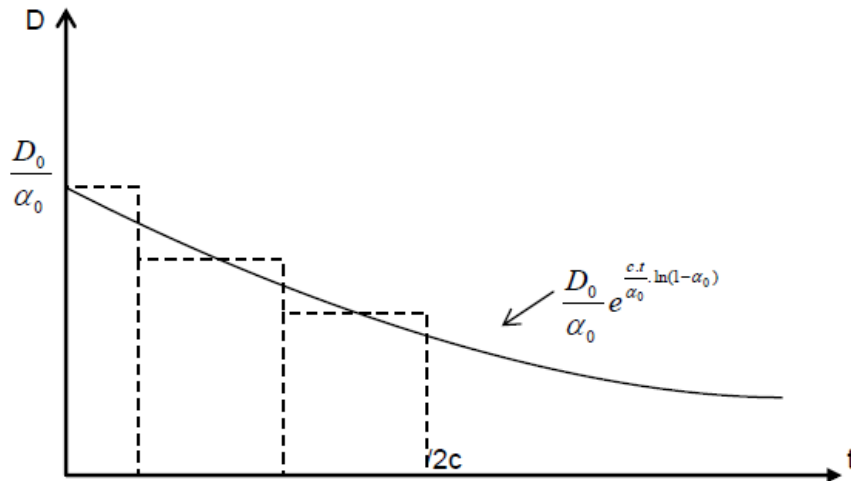


Figure 3.4 : Loi de décroissance sonore dans un tube.

La longueur  $l$  représente ici la distance parcourue par l'onde entre 2 réflexions successives. Au bout d'un temps  $t$  après interruption de la source, l'onde aura subi un nombre de réflexions  $n$  :

$$n = \frac{ct}{l}$$

En exprimant  $n$  en fonction de  $t$  dans l'expression 3.3, il vient :  $D(t) = \frac{D_0}{\alpha_0} (1 - \alpha_0)^{\frac{ct}{l}} = \frac{I(t)}{c}$

$$D(t) = \frac{D_0}{\alpha_0} e^{\frac{c \cdot t}{l} \ln(1 - \alpha_0)} \quad (3.4)$$

L'intensité acoustique au temps  $t$  s'écrit alors :

$$I(t) = I_{\text{initial}} \cdot e^{\frac{c \cdot t}{l} \ln(1 - \alpha_0)} \quad \text{avec } I_{\text{initial}} = \frac{D_0 \cdot c}{\alpha_0}$$

On constate d'après l'expression 3.3 que le signal décroît de manière exponentielle, et que cette décroissance est d'autant plus rapide que l'absorption des terminaisons est élevée.

où encore sachant que  $I(t) = \frac{p(t)}{p_0 \cdot c}$ , avec  $p(t) = p(t=0) e^{\frac{c \cdot t}{2l} \ln(1 - \alpha_0)}$

on posera  $p(t) = p(t=0) e^{-k_n t}$  avec  $k_n = \frac{c}{2l} [-\ln(1 - \alpha_0)]$  ( $s^{-1}$ )

$k_n$  est la constante de décroissance de la pression dans le tube.

Pour caractériser la persistance sonore en espace clos, on définit une durée de réverbération. La durée de réverbération  $t_r$  représente le temps au bout duquel le niveau sonore a subi une décroissance de 60 dB à partir de l'instant où la source est interrompue. De l'expression (2.12) on tire :

$$L_i(t) = L_i(t=0) + 4,34 \frac{ct}{l} \ln(1-\alpha_0)$$

$$\text{d'où : } L_i(t=0) - L_i(T_r) = 60 \text{ dB} = -\frac{4,34c}{l} \cdot T_r \ln(1-\alpha_0)$$

$$\text{soit : } T_r = \frac{60l}{-4,34 \cdot c \cdot \ln(1-\alpha_0)} \quad (\text{seconde}) \quad (3.5)$$

Cette formule n'est valable qu'en propagation unidirectionnelle. Dans le cas plus général d'un local où la propagation s'effectue dans toutes les directions de l'espace, le libre parcours moyen  $l$  dépend de la géométrie (voir paragraphe 2.2.1.) et s'écrit :

$$l = \frac{4V}{S_t} \quad \text{avec } V : \text{ volume du local et } S_t : \text{ surface de toutes les parois du local.}$$

Le temps de réverbération s'écrit alors :

$$T_r = \frac{0,161 \cdot V}{S_t \cdot [-\ln(1-\alpha_0)]} \quad (\text{seconde formule d'Eyring}) \quad (3.6)$$

$\alpha_0$  représente le coefficient d'absorption moyen des parois :  $\alpha_0 = \frac{\sum_i S_i \alpha_i}{\sum_i S_i}$

$\alpha_i$  et  $S_i$  sont les facteurs d'absorption et les surfaces des différents matériaux absorbants recouvrant les parois du local.

D'autres relations sont parfois utilisées pour calculer le temps de réverbération d'un local. Telle celle de SABINE.

$$T_r = \frac{0,161 \cdot V}{S_t \alpha_s} \quad (\text{seconde}) \quad (3.7)$$

Avec  $V$  = volume du local ( $m^3$ ) et  $\alpha_s$  : coefficient d'absorption moyen de Sabine.

**Remarque :** Les relations (3.6) et (3.7) conduiront à une même valeur du temps de réverbération si l'on a entre les coefficients  $\alpha_0$  et  $\alpha_s$  l'égalité suivante :

$$\alpha_s = -\ln(1-\alpha_0) \quad (3.8)$$

On observe qu'en faisant varier  $\alpha_0$  de 0 à 1 le coefficient  $\alpha_s$  varie de 0 à  $\infty$ . Le coefficient de Sabine n'est donc pas à proprement parlé un coefficient d'absorption puisqu'il peut prendre des valeurs supérieures à 1.

Toutefois, c'est souvent le coefficient de Sabine d'un matériau  $\alpha_s$  qui sera donné et que l'on atteindra par la démarche exposé au paragraphe 3.4.

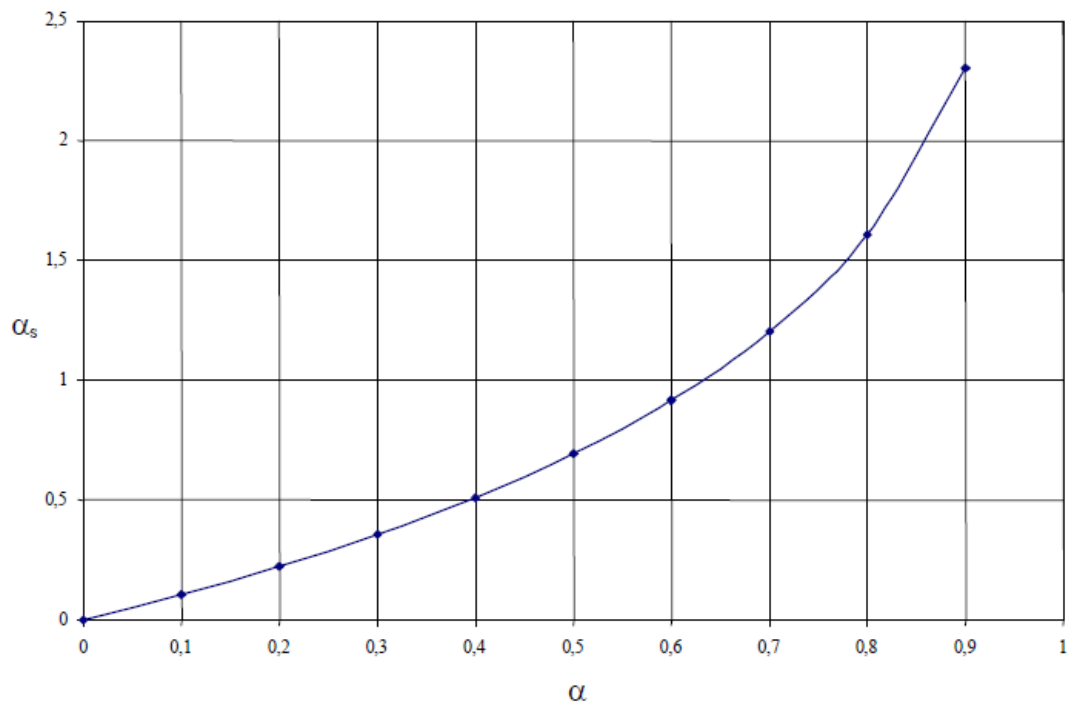


Figure 3.5 : Relation entre coefficient d'absorption exact  $\alpha$  et coefficient d'absorption Sabine  $\alpha_s$ .

En pratique, si l'on connaît les coefficients d'absorption de Sabine des matériaux mis en œuvre sur les parois d'un local, on utilise la formule de Sabine pour calculer le temps de réverbération du local. Au contraire si l'on connaît les coefficients d'absorption réels, le temps de réverbération du local sera alors obtenu à l'aide de la formule d'Eyring.