Università degli studi di Bologna
Facoltà di Ingegneria

49498 - Acustica Applicata e Illuminotecnica L (A-K)

Dispensa n. 7

ACUSTICA DEGLI AMBIENTI CHIUSI

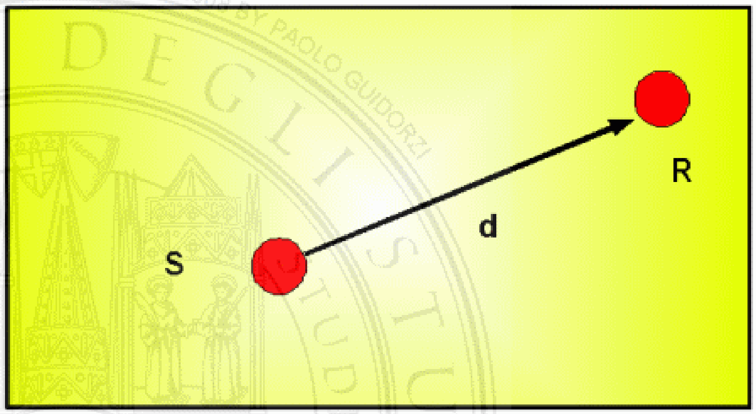
Docente: Paolo Guidorzi

Rev. 9 gennaio 2008

Indice

IL CAMPO ACUSTICO RIVERBERANTE

Studiamo ora come si forma il campo sonoro in un ambiente chiuso. Supponiamo che in un ambiente chiuso dall'istante t_0 una sorgente sonora S cominci ad emettere un suono con potenza sonora costante W_0. Nello stesso ambiente sia presente un ricevitore R posto a una distanza d dalla sorgente.

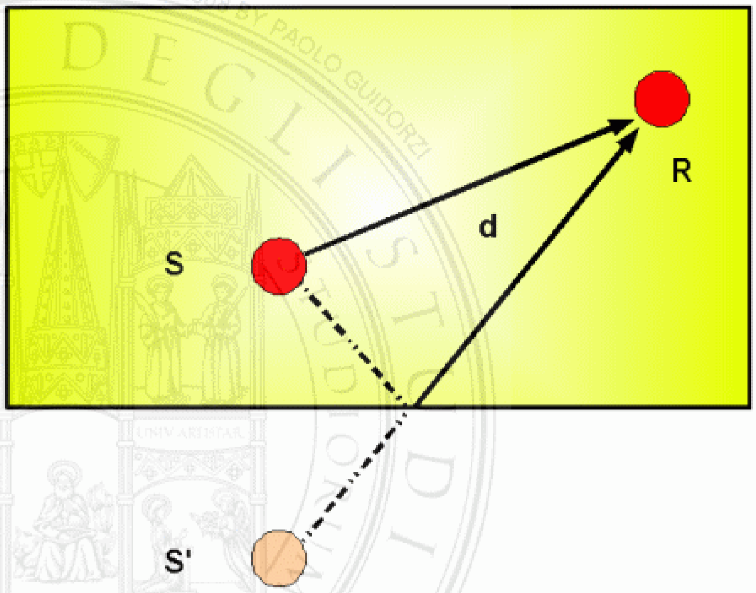


All'istante t_0 al ricevitore ancora non è giunto alcun suono. Il primo istante di arrivo corrisponde al tempo $t_1 = t_0 + \frac{d}{c}$

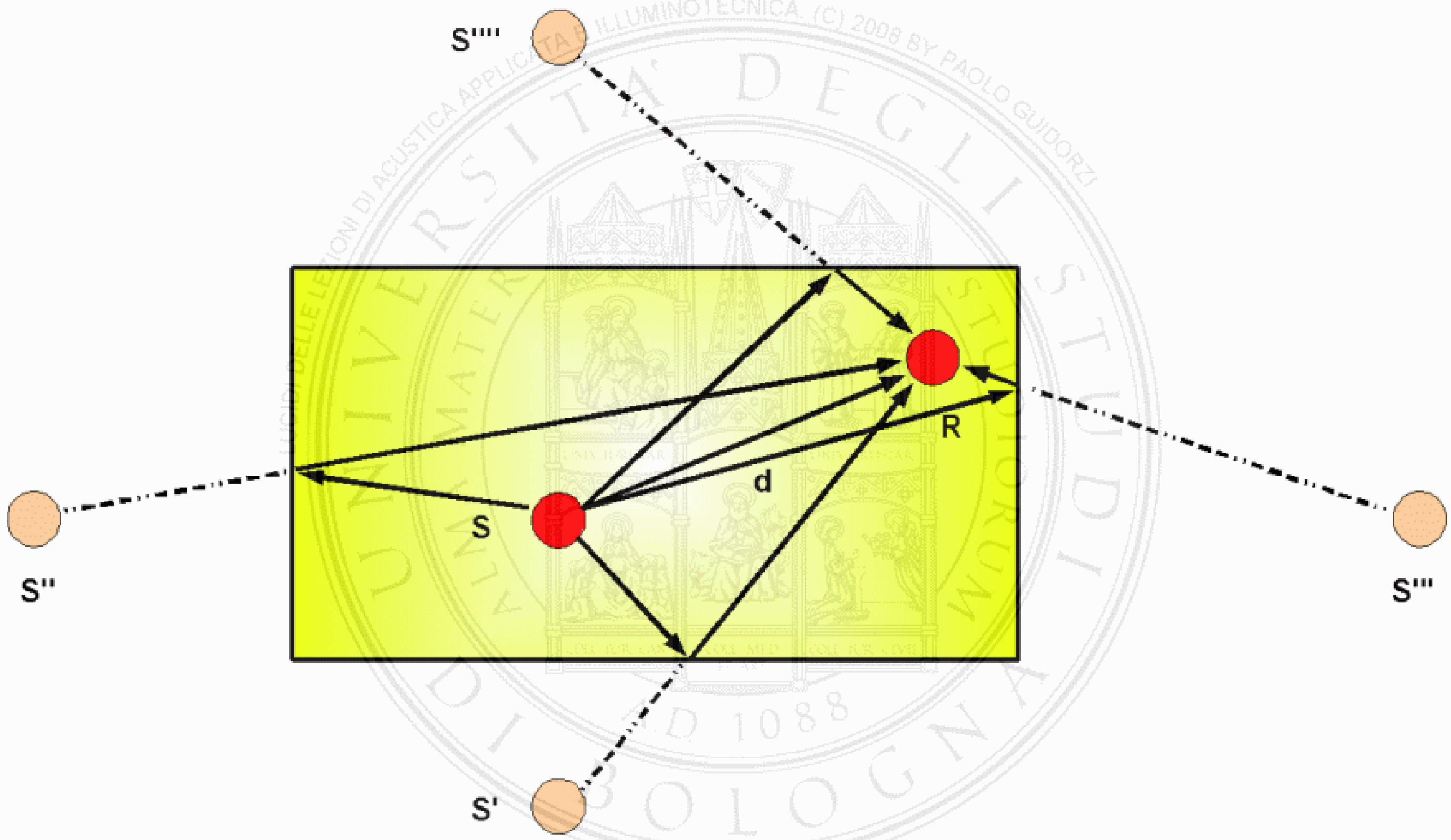
dove c è la velocità del suono e d la distanza sorgente-ricevitore. All'istante t_1 al ricevitore sarà presente una densità di energia sonora D_{dir} dovuta al solo campo acustico diretto. Successivamente al ricevitore arriveranno anche i **contributi dovuti alle riflessioni** del suono sulle pareti. Esse arriveranno in istanti successivi a causa del più lungo cammino percorso e più attenuate a causa della divergenza geometrica e dell'assorbimento delle pareti.

Al tempo t_2 quindi arriverà al ricevitore anche il contributo dovuto alla prima riflessione, che si può immaginare causato da una sorgente virtuale speculare rispetto alla parete.
La densità sonora al ricevitore sarà quindi ora:

$$D = D_{dir} + \Delta D_1$$
$$\Delta D_1 < D_{dir}$$



NOTA: considerando un campo sonoro uniforme e una superficie all'interno del campo, essa viene attraversata da un uguale flusso di energia sonora da entrambe le facce e quindi l'**intensità sonora** risulta nulla in ogni punto. Quindi il campo sonor di un ambiente chiuso viene studiato utilizzando la grandezza **densità di energia sonora**.

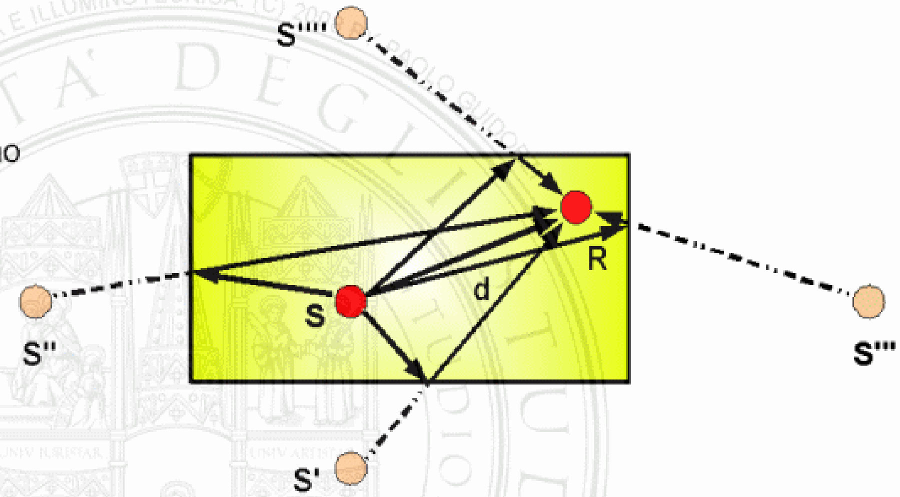


Agli istanti successivi arriveranno uno dopo l'altro tutti i contributi dovuti alle altre riflessioni sulle pareti.
Gli incrementi di densità sonora saranno di entità sempre minore:

$$\Delta D_2 < \Delta D_1$$

$$\Delta D_3 < \Delta D_2$$

...

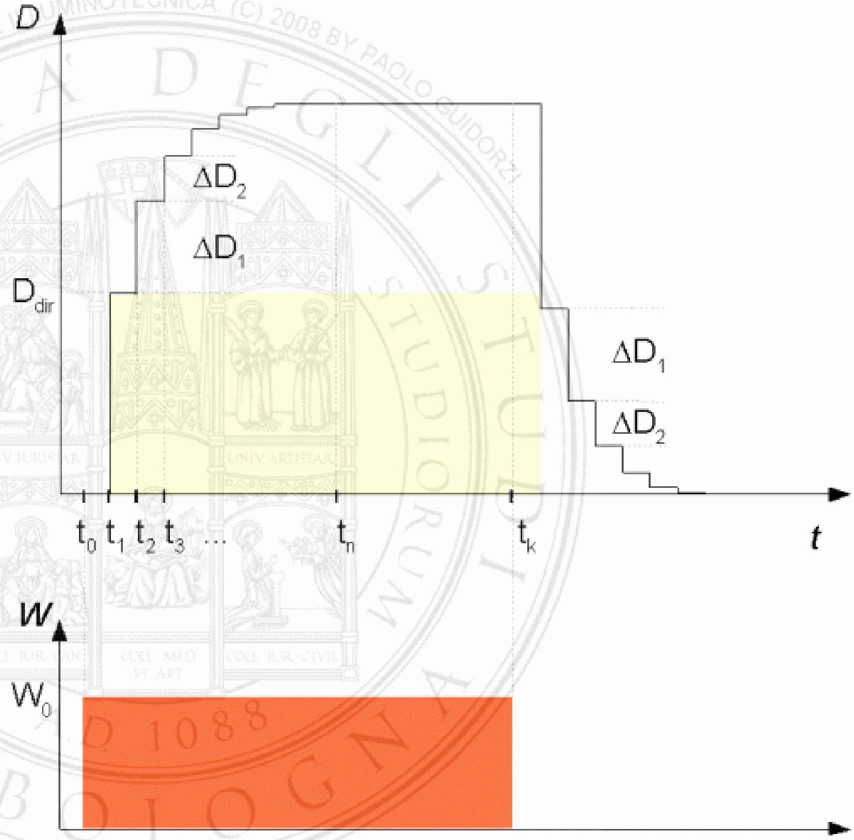


fino a tendere a zero. A quel punto il campo riverberante sarà completamente formato e non si avrà più incremento di densità di energia sonora poiché l'energia assorbita eguaglia quella emessa dalla sorgente. La parte di densità acustica dovuta al **solo campo riverberante** risulta essere:

$$D_{riv} = \sum_{n=1}^{\infty} \Delta D_n$$

mentre la **densità acustica totale** al ricevitore vale: $D = D_{dir} + D_{riv}$

Nel grafico qui a fianco si può vedere uno schema dell'andamento della densità di energia acustica e l'incremento dovuto alle riflessioni successive.



Si supponga ora di spegnere la sorgente *S* al tempo t_k. Si avrà il fenomeno inverso: la densità sonora rimarrà costante ancora per un tempo *d / c* poi si comincerà ad avere un decremento prima delle onde che hanno subito 1 riflessione, poi 2, 3.. *n* fino al valore zero della densità sonora.

Il fenomeno appena descritto nella realtà è molto più complesso, a causa delle seguenti ragioni:

- le pareti non sono riflettori perfetti, si hanno **fenomeni diffusivi**

- si hanno **fenomeni di risonanza** coi modi propri di vibrazione della stanza

In ogni caso, si può dire che:

- la **densità di energia sonora** in un ambiente chiuso **è maggiore** di quella che si avrebbe in campo libero per la stessa sorgente

- all'accensione della sorgente la densità di energia sonora in un ambiente chiuso non raggiunge istantaneamente il valore massimo, ma raggiunge il valore di regime impiegando un certo tempo, detto ***transitorio iniziale***

- allo spegnimento della sorgente la densità di energia sonora in un ambiente chiuso non si annulla istantaneamente, ma impiega un certo tempo, detto ***transitorio di estinzione***, o ***coda sonora***.

LA CODA SONORA

Il fenomeno del **decadimento**, riportando in un grafico semi-logaritmico il **livello sonoro** all'interno dell'ambiente, appare quasi lineare, come si può vedere nel grafico a fianco.

Questo andamento lineare però si ottiene solo in condizioni ideali, quando cioè una serie di condizioni (che saranno spiegate meglio in seguito) sono rispettate.

Un allontanamento dal decadimento lineare indica una disuniformità del campo sonoro, dovuta perlopiù alla forma geometrica dell'ambiente.

Tra breve andremo ad analizzare analiticamente il fenomeno della coda sonora.

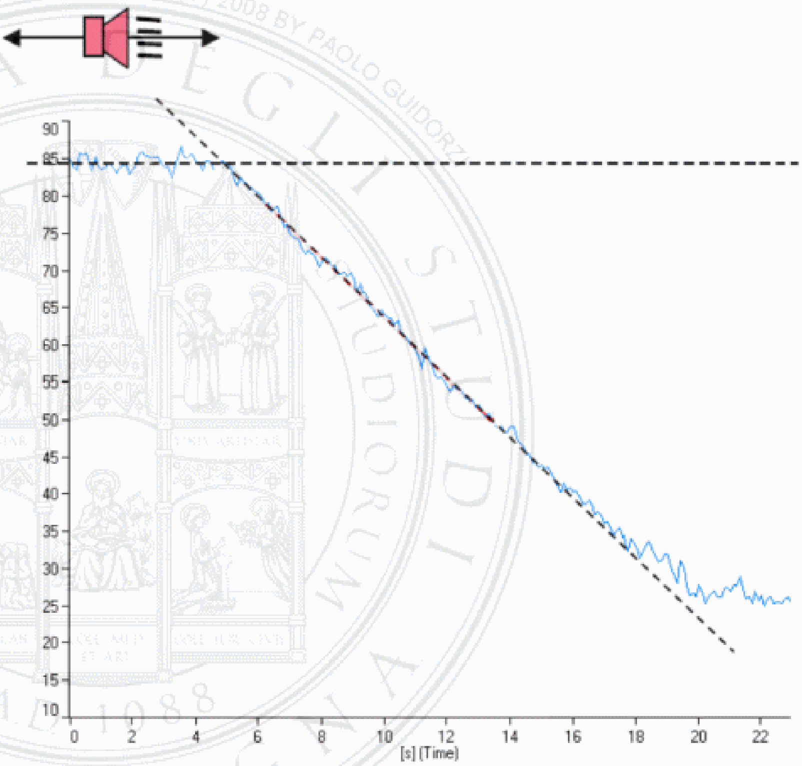
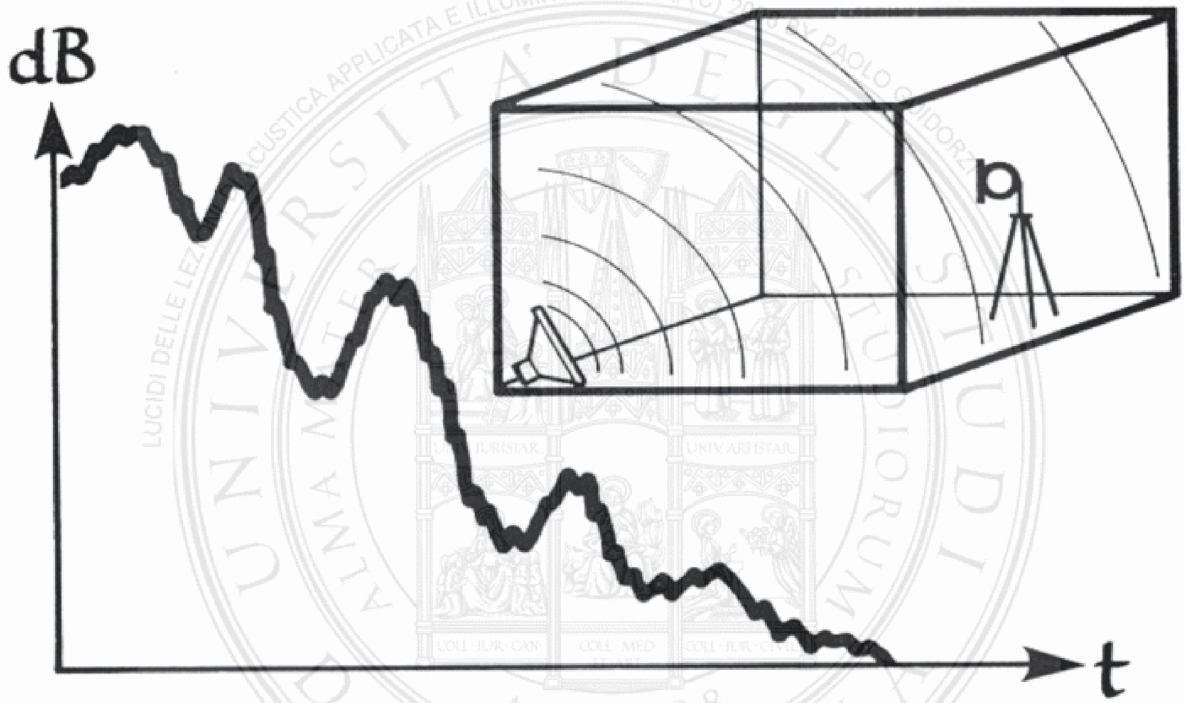
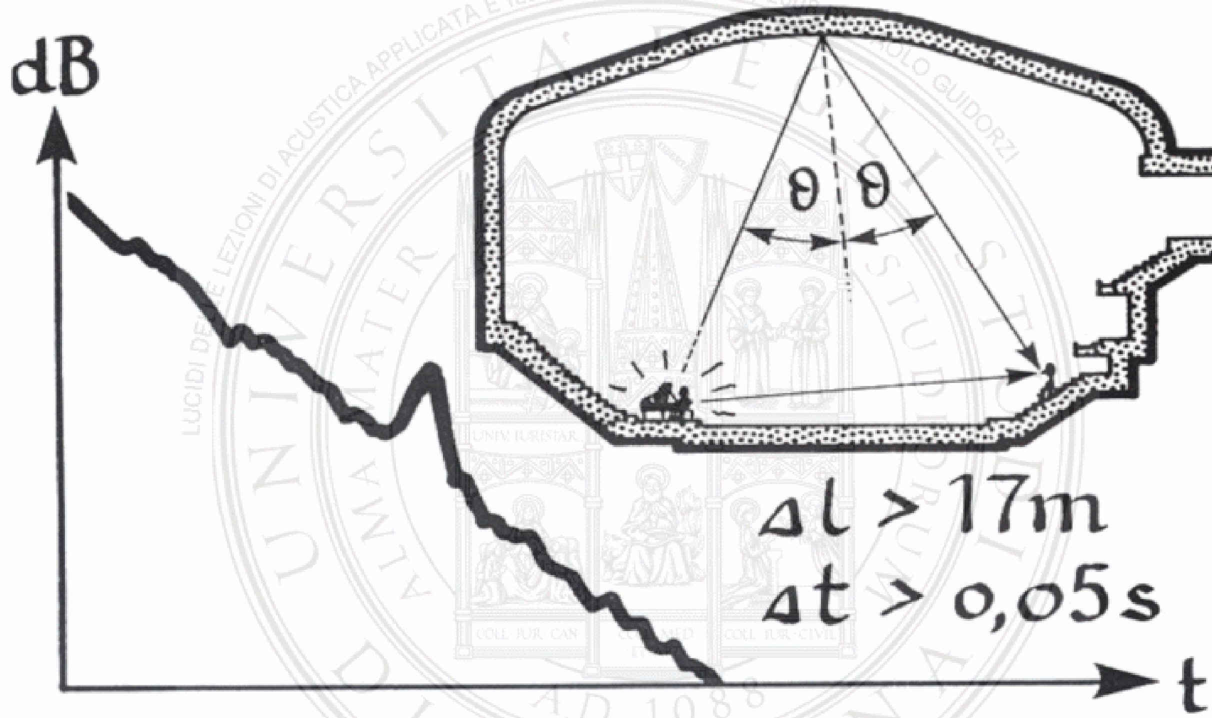


Image Courtesy of Brüel & Kjær

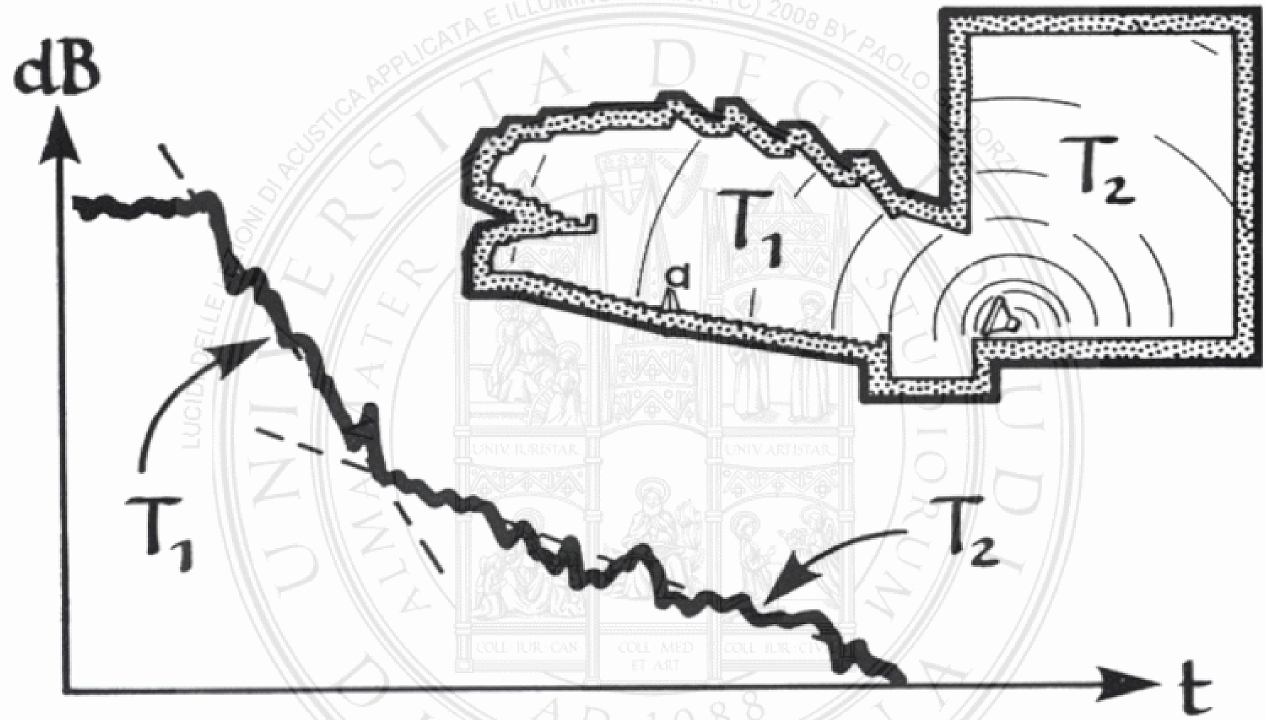


In questo esempio si ha un decadimento non lineare dovuto alla presenza di onde stazionarie, le quali si creano a causa delle pareti piane e parallele dell'ambiente.

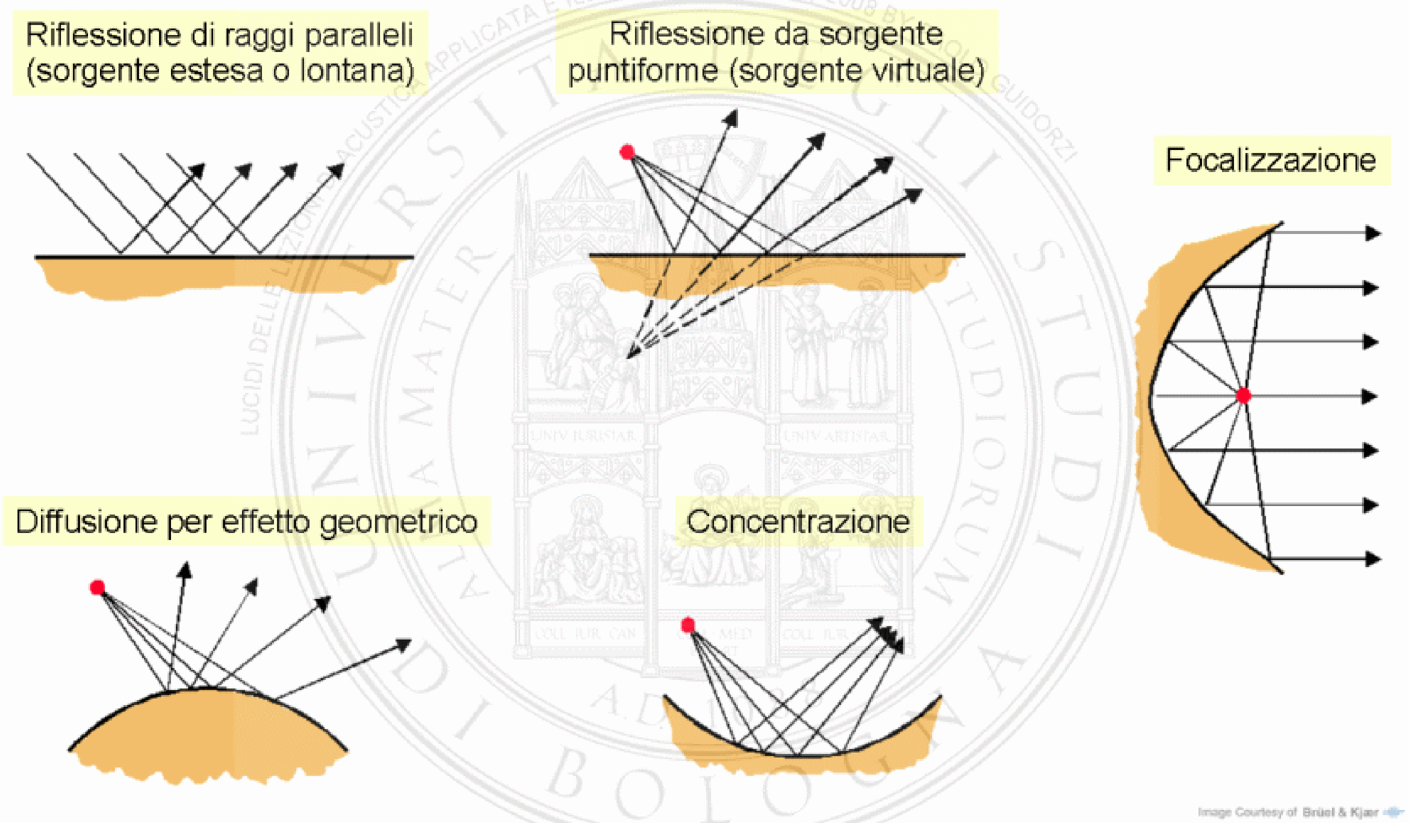
Image Courtesy of Brüel & Kjær



In questo esempio si hanno fenomeni di focalizzazione.



In questo esempio si hanno due ambienti separati, parzialmente accoppiati, e di conseguenza due diversi tratti di decadimento, a diverse pendenze.



IL TEMPO DI RIVERBERAZIONE

Andiamo ora a valutare analiticamente il fenomeno del decadimento sonoro, a partire dalla grandezza ***densità sonora D***.

In generale *D* è funzione anche della posizione, ma ipotizziamo che il **campo sonoro sia perfettamente diffuso nell'ambiente**, e quindi si possa considerare *D(t)*, solo funzione del tempo.

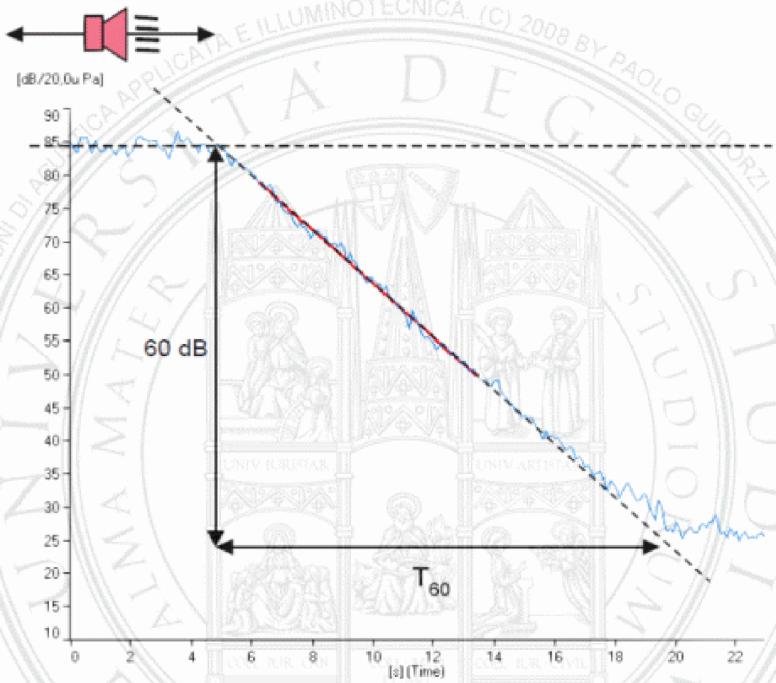
Inoltre, visto che un raggio sonoro può intraprendere infiniti percorsi per andare da una parete all'altra, facciamo un'ipotesi che deriva dall'analisi statistica: utilizziamo il **libero cammino medio** di un'onda (ovvero la lunghezza media tra 2 successive incidenze dell'onda sulle pareti), che risulta essere: $\bar{l} = \frac{4 \cdot V}{S}$

dove *V* è il volume dell'ambiente e *S* la superficie complessiva delle pareti.

Il **tempo** che un'onda impiega a percorrere il libero cammino medio vale: $\bar{t} = \frac{\bar{l}}{c} = \frac{4 \cdot V}{S \cdot c}$

L'inverso del tempo necessario all'onda a percorrere il libero cammino medio è il numero medio di volte (la **frequenza**) in cui l'onda acustica viene riflessa nell'unità di tempo: $n = \frac{1}{\bar{t}} = \frac{S \cdot c}{4 \cdot V}$

Ipotizziamo anche che l'**assorbimento sia un fenomeno continuo** (in realtà è discreto, manifestandosi ad ogni riflessione).



Con le precedenti ipotesi possiamo ora quantificare il tempo che impiega la coda sonora a decadere. Si definisce il **tempo di riverberazione T_{60}** come il tempo che impiega la densità acustica a diminuire di 10^6 volte, oppure, in modo analogo, il tempo che il livello sonoro all'interno dell'ambiente impiega a decadere di 60 dB, dopo che la sorgente viene spenta.

Image Courtesy of Brüel & Kjær

In un tempo infinitesimo *dt*, all'interno dell'ambiente si ha che la **variazione di energia acustica dovuta al campo riverberante *dE*** è uguale alla differenza tra l'energia emessa dalla sorgente e quella assorbita dalle pareti: $dE = dE_{emessa} - dE_{assorbita}$

Data l'ipotesi di campo uniforme, possiamo scrivere: $dE = V\dfrac{dD}{dt}dt$

L'**energia emessa** dalla sorgente vale: $dE_{emessa} = W \cdot dt$

L'**energia assorbita** dalle pareti, considerando una potenza acustica incidente $W_{incidente}$ e un coefficiente di assorbimento medio $\bar{\alpha}$, vale: $dE_{assorbita} = \alpha \cdot W_{incidente} \cdot dt$

La **potenza incidente** si può calcolare considerando l'energia complessivamente contenuta nell'ambiente moltiplicata per il numero medio di riflessioni: $W_{incidente} = \bar{n} \cdot D \cdot V = \dfrac{S \cdot c \cdot D}{4}$

da cui si ricava: $dE_{assorbita} = \dfrac{A \cdot c \cdot D}{4}dt$ avendo posto $A = \bar{\alpha} \cdot S$ l'assorbimento acustico globale dell'ambiente.

Riscriviamo il bilancio energetico:

$$dE = dE_{emessa} - dE_{assorbita} \Rightarrow V\frac{dD}{dt}dt = W \cdot dt - \frac{A \cdot c \cdot D}{4}dt$$

A regime, quando cioè non si ha più variazione di energia acustica nell'ambiente, il primo termine si annulla poiché dD/dt = 0.

Si può quindi ricavare la **densità acustica dovuta al solo campo riverberante** (*): $D_{riv} = \frac{4 \cdot W}{A \cdot c}$

Il contributo dovuto al **campo diretto** (ricordando che $D = I/c$) vale: $D_{dir} = \frac{W}{4\pi d^2 c}$

Quindi la densità acustica totale vale:

$$D = D_{dir} + D_{riv} = \frac{W}{4\pi d^2 c} + \frac{4 \cdot W}{A \cdot c} = \frac{W}{c}\left(\frac{1}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)$$

(*) questo valore della densità acustica del campo riverberante verrà rivisto più avanti.

Per passare ai dB moltiplichiamo e dividiamo entrambi i membri per il fattore di normalizzazione della densità sonora:

$$\frac{D}{D_0} = \frac{W}{D_0 c}\left(\frac{1}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)\frac{W_0}{W_0}$$

$$L_D = 10\log\left[\frac{W}{D_0 c}\left(\frac{1}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)\frac{W_0}{W_0}\right]$$

$$L_D = 10\log\frac{W}{W_0} + \underbrace{10\log\frac{W_0}{D_0 c}}_{\to 0} + 10\log\left(\frac{1}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)$$

$$L_D = 10\log\frac{D}{D_0} \qquad D_0 = 3 \cdot 10^{-15}\,\frac{J}{m^3}$$

Quindi:

$$L_D = L_W + 10\log\left(\frac{1}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right) \qquad \text{(dB)}$$

Questa relazione, comprende sia il termine relativo al **campo diretto** (che cala con l'inverso della distanza dalla sorgente) che il termine relativo al **campo riverberante**, che non varia data l'ipotesi di campo diffuso.

Il precedente ragionamento è stato fatto nell'ipotesi di sorgente omnidirezionale. Nel caso di **sorgente avente una certa direttività Q**, la formula diventa semplicemente:

$$L_D = L_W + 10\log\left(\frac{Q}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)$$

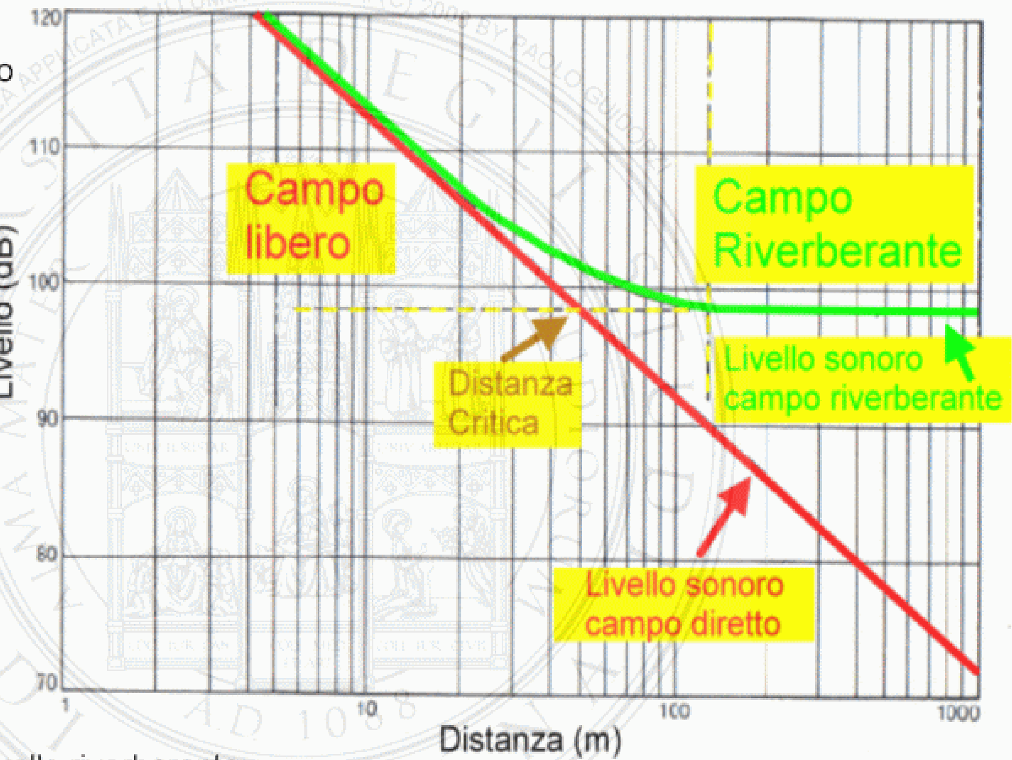
La **direttività Q di una sorgente**, nella direzione ϑ, è data dal rapporto tra l'intensità emessa in quella direzione e l'intensità media emessa.

$$Q = \frac{I_\vartheta}{I_{media}}$$

Questo grafico (linea verde) mostra il **livello del campo semi-riverberante** L_D, generato per valori fissati di volume, superficie e assorbimento di un certo ambiente.

La **linea rossa** rappresenta il caso limite di **campo libero** (cioè se non si avesse alcuna riverberazione, oppure se si considera il solo primo termine della formula).

La **linea verde**, nel tratto orizzontale, mostra il livello che si ha quando è presente solo **campo riverberante**, cioè quando si è a una distanza dalla sorgente tale che il livello del campo diretto diventi trascurabile rispetto a quello riverberante.



E' evidenziato un punto, posto alla cosiddetta **distanza critica**, tale che i livelli del campo diretto e di quello riverberante assumono lo stesso valore.

LA DISTANZA CRITICA

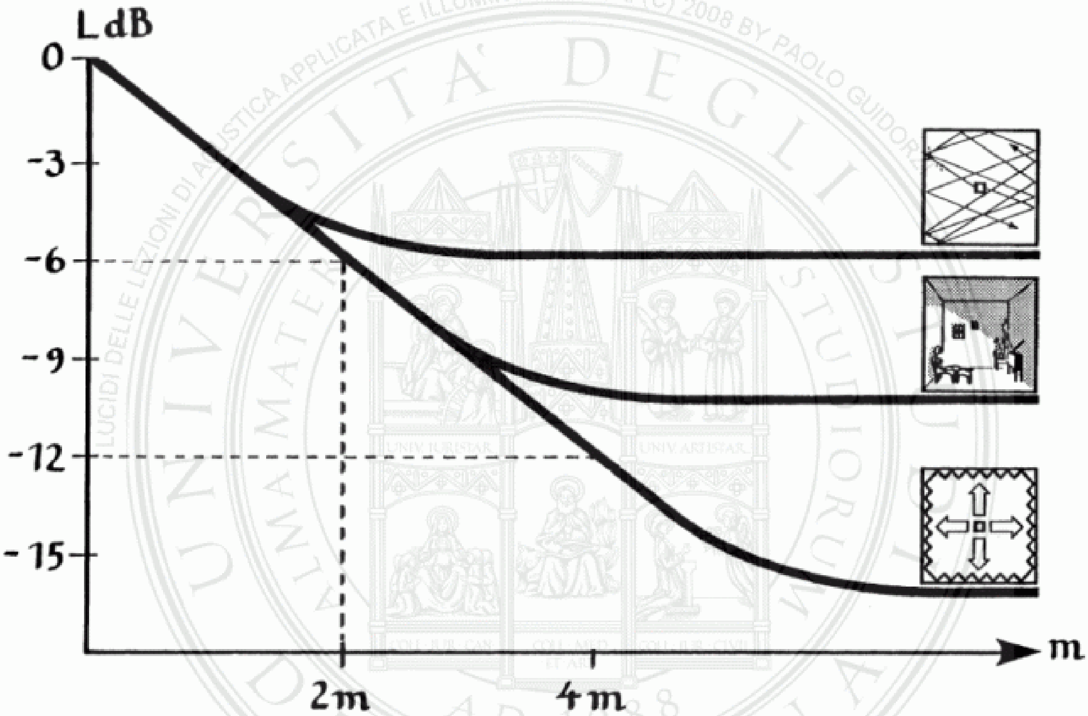
La distanza critica si ricava uguagliando i due termini di campo riverberante e diretto:

$$L_D = L_W + 10\log\left(\frac{Q}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)$$

$$L_{D,riverberante} = L_W + 10\log\left(\frac{4}{A}\right)$$

$$L_{D,diretto} = L_W + 10\log\left(\frac{Q}{4\pi d^2}\right)$$

$$L_W + \frac{Q}{4\pi d^2} = L_W + \frac{4}{A} \Rightarrow \boxed{d_{critica} = \sqrt{\frac{QA}{16\pi}}}$$



In questo grafico si può vedere l'andamento del livello sonoro misurato in funzione della distanza dalla sorgente per un **campo perfettamente riverberante**, un **campo semi-riverberante** e un **campo anecoico**.

Image Courtesy of Brüel & Kjær

LA FORMULA DI SABINE

Studiamo ora l'andamento del transitorio di estinzione e calcoliamo il **Tempo di Riverberazione**, ovvero il tempo impiegato dal livello del campo semi-riverberante a decadere di 60 dB o il tempo impiegato dalla densità sonora a decadere di 10^6 volte, una volta che la sorgente è stata spenta.

Riprendiamo il bilancio dell'energia sonora:

$$dE = dE_{emessa} - dE_{assorbita} \Rightarrow V\frac{dD}{dt}dt = W \cdot dt - \frac{A \cdot c \cdot D}{4}dt$$

e poniamo a zero la potenza emessa: $V\dfrac{dD}{dt} = -\dfrac{A \cdot c \cdot D}{4}$

Separiamo le variabili e integriamo: $\dfrac{dD}{D} = -\dfrac{A \cdot c}{4 \cdot V}dt$

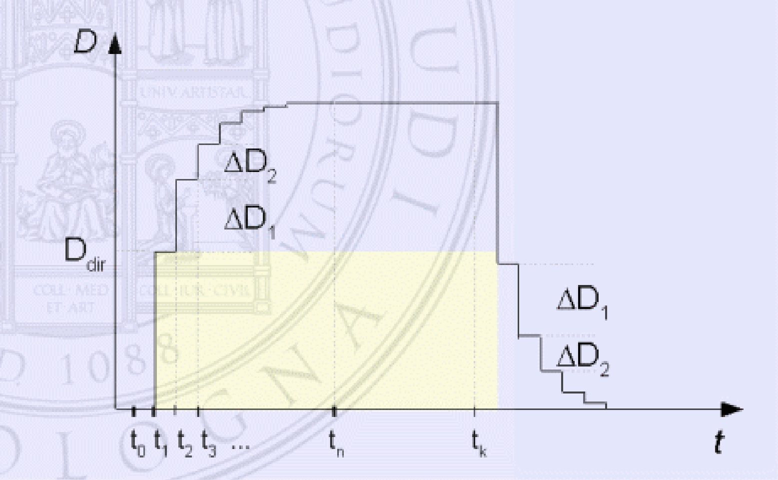
$$\ln D = -\frac{A \cdot c}{4 \cdot V}t + K$$

$$t = 0 \Rightarrow D = D_{riv} \Rightarrow K = \ln D_{riv}$$

Quindi, risolvendo: $\ln\dfrac{D}{D_{riv}} = -\dfrac{A \cdot c}{4 \cdot V}t$

si ottiene l'andamento del **transitorio di estinzione**: $D = D_{riv} \cdot e^{-\frac{A \cdot c}{4 \cdot V}t}$

Visto che l'andamento del **transitorio di attacco** è uguale e contrario a quello di estinzione, esso avrà andamento: $D = D_{riv} \cdot \left(1 - e^{-\frac{A \cdot c}{4 \cdot V}t}\right)$



Per calcolare il tempo di riverberazione T_{60} poniamo D al valore finale $D_{riv}10^{-6}$:

$$\ln\frac{D}{D_{riv}} = -\frac{A\cdot c}{4\cdot V}t \Rightarrow \ln\frac{10^{-6}D_{riv}}{D_{riv}} = -\frac{A\cdot c}{4\cdot V}T_{60}$$

$$T_{60} = -\frac{4\cdot V}{A\cdot c}\ln\left(10^{-6}\right)$$

FORMULA DI SABINE $$T_{60} = 0{,}163\frac{V}{A}$$

NOTA: la costante 0,163 non è adimensionale!

$$V = X\cdot Y\cdot Z$$

$$A = \alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 \dots \alpha_6 S_6$$

Sabine

$$T = \frac{0{,}163\cdot V}{A}$$

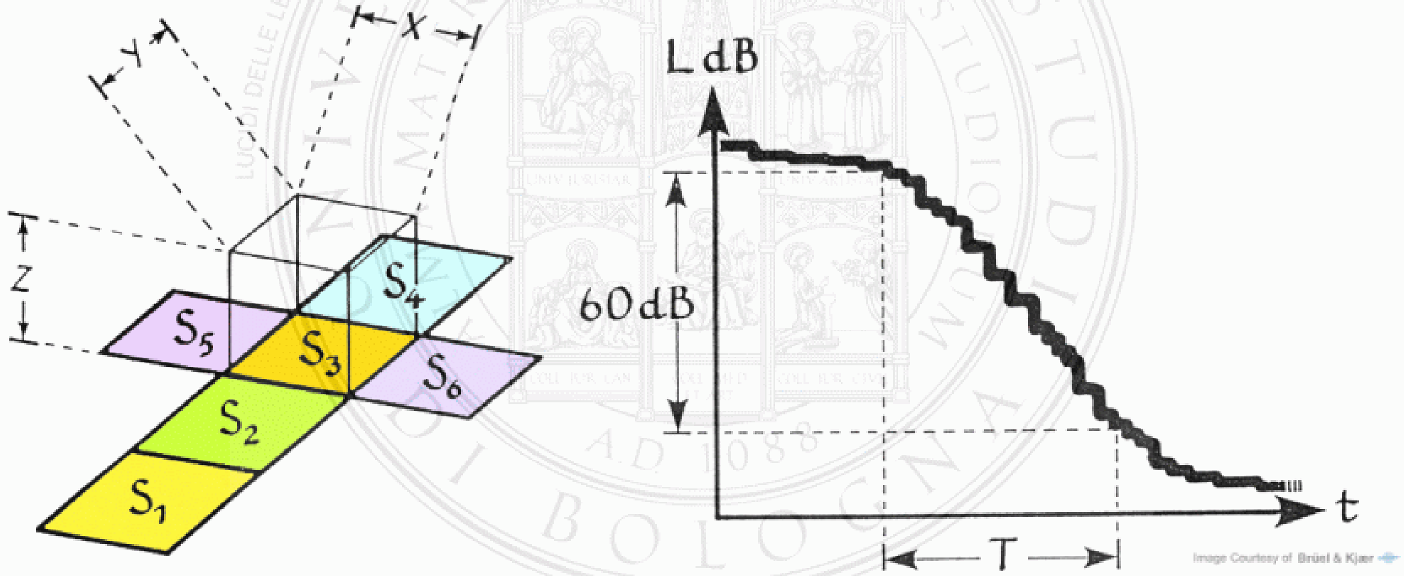
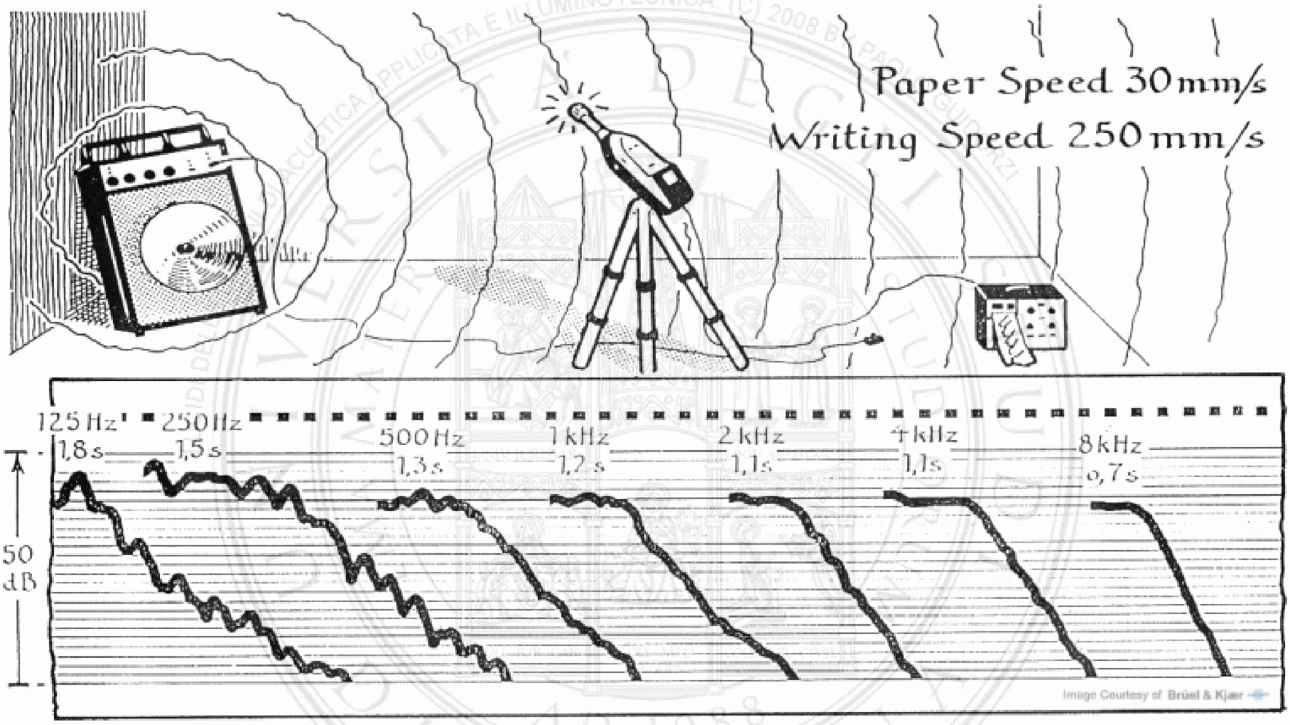
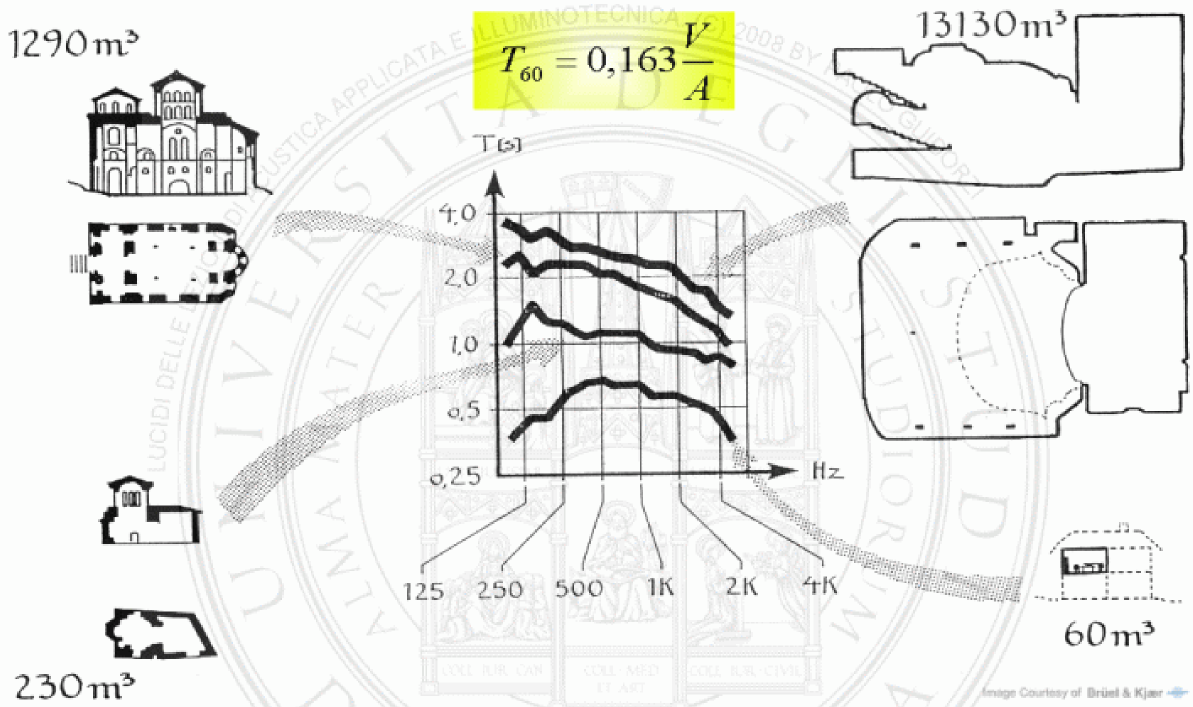


Image Courtesy of Brüel & Kjær



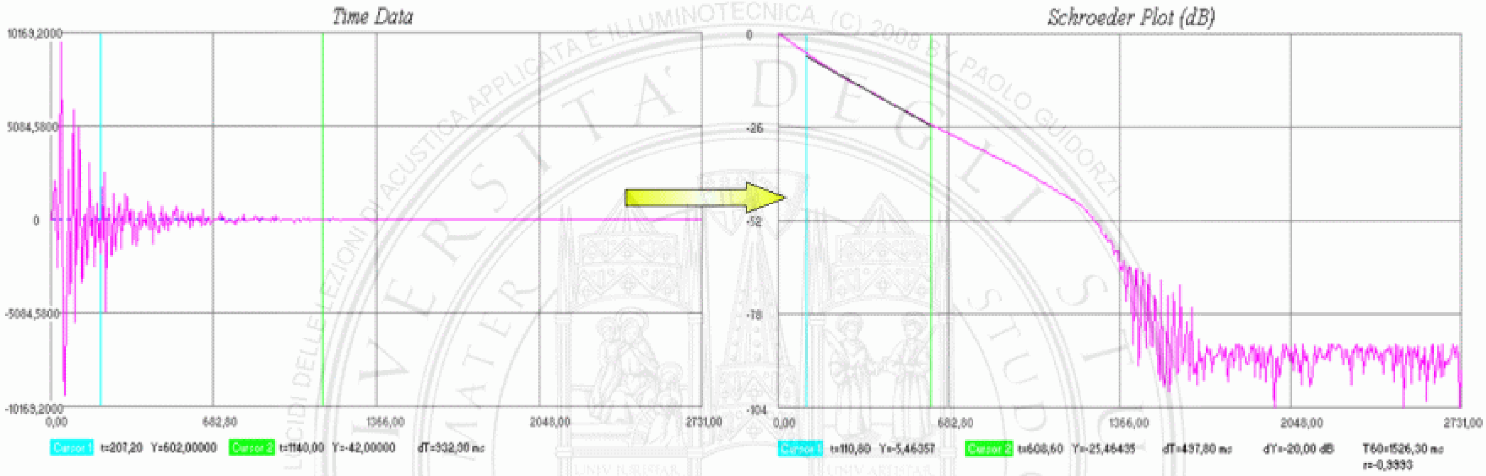
Il tempo di riverberazione varia **frequenza per frequenza**. In figura è mostrato l'andamento della coda sonora filtrato in bande d'ottava. La figura si riferisce agli *antichi* strumenti di misura che misuravano il tempo di decadimento per via analogica mentre oggi questa misura è effettuata per via digitale.

$$T_{60} = 0,163\frac{V}{A}$$



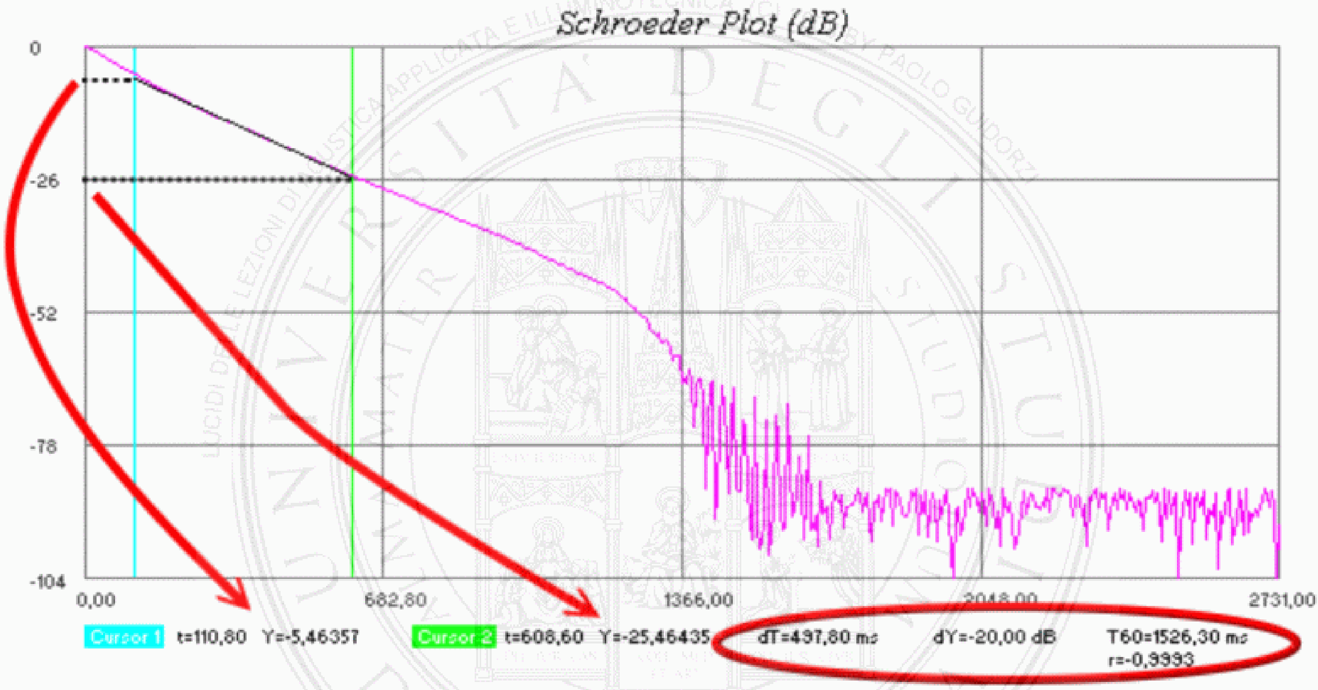
Esempi di valore del tempo di riverberazione, per vari ambienti, in bande di ottava.

La misura di T_{60} filtrata in bande di ottava o 1/3 di ottava si può ottenere o filtrando la coda di decadimento misurata in banda larga (che cioè contiene le informazioni su tutto lo spettro di interesse) oppure effettuando le misure con una sorgente contenente solo le frequenze della banda di interesse.



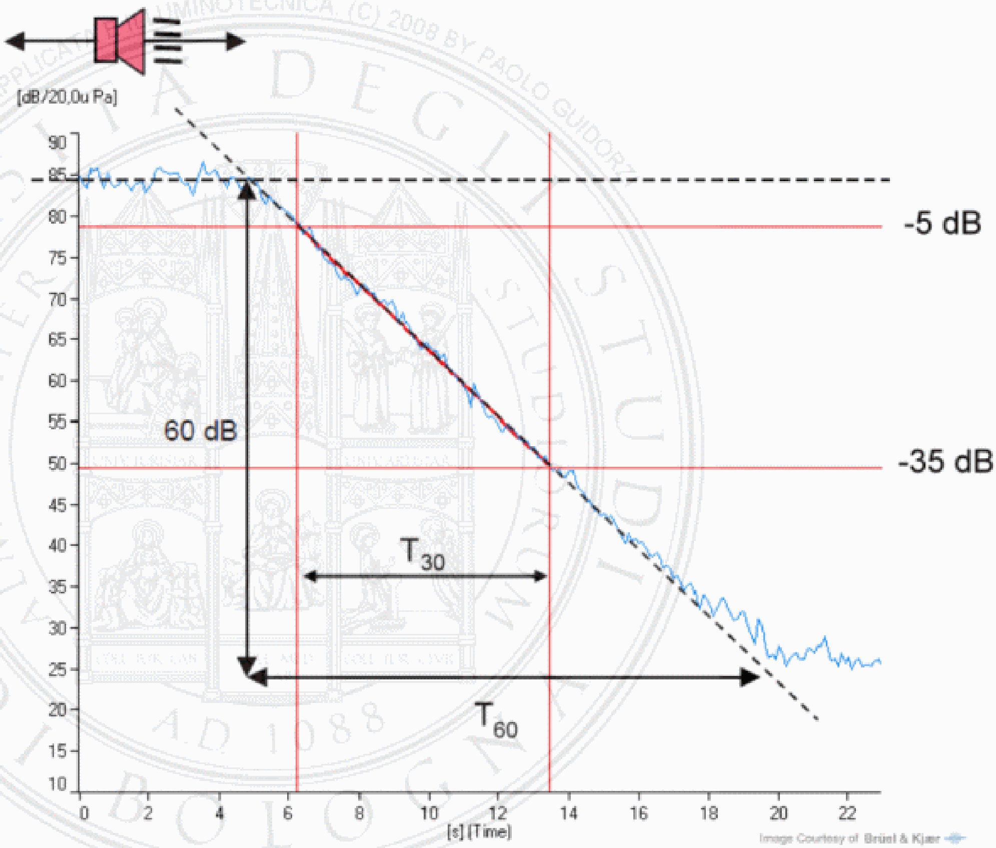
Con opportune operazioni matematiche (la cosiddetta "integrazione inversa") è possibile ricavare la curva di decadimento di un certo ambiente chiuso dalla misura della sua risposta impulsiva. La curva di decadimento così ottenuta si chiama **curva di Schroeder**.

Quando si calcola il tempo di riverberazione T_{60} dalla curva di Schroeder (ma anche con il metodo del rumore stazionario interrotto), si può utilizzare un intervallo dinamico arbitrario. A volte si è obbligati a fare questo perchè la coda sonora presenta un decadimento quasi lineare che copre un intervallo dinamico minore di 60 dB. Questo può accadere per vari motivi, come ad esempio la presenza di rumore di fondo o il metodo di misurazione utilizzato.

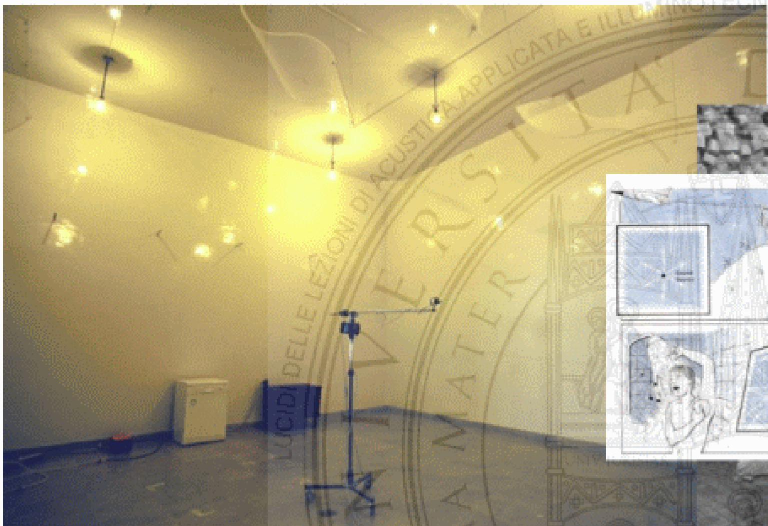


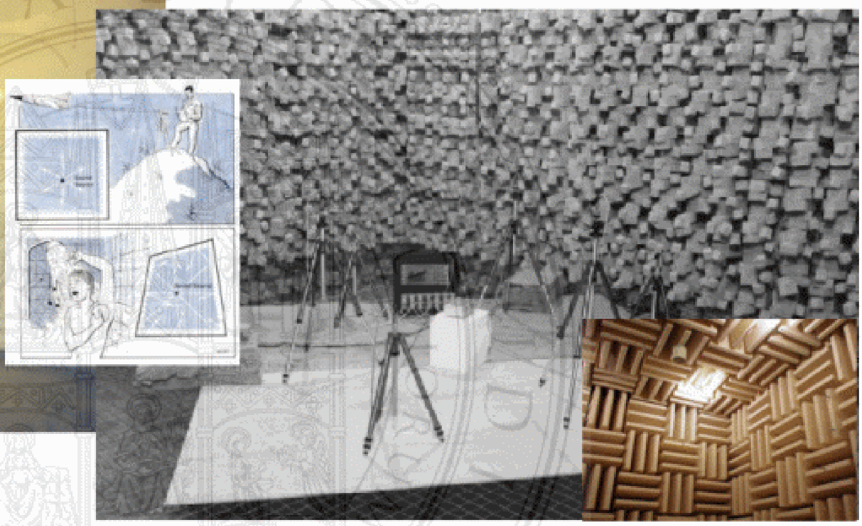
Il calcolo del tempo di riverberazione su un intervallo di decadimento arbitrario va però sempre rapportato a un decadimento di 60 dB. Quindi se ad esempio si misura su un intervallo dinamico di 20 dB, il tempo trovato andrà moltiplicato per 3 per trovare il tempo di riverberazione. In questo caso si indica il tempo di riverberazione "T_{20}" per evidenziare il fatto che l'intervallo utilizzato è 20 dB.

$$T_X = 60\frac{\Delta T}{\Delta L_{X\ dB}}$$



CAMERA ANECOICA





CAMERA RIVERBERANTE

Nasce ora un problema: l'applicazione della formula di Sabine non funziona in un ambiente anecoico! Anecoico infatti significa assenza di riverberazione, quindi T_{60} dovrebbe valere 0.

$$T_{60} = 0{,}163\frac{V}{\alpha \cdot S} = 0{,}163\frac{V}{A} \qquad T_{60} \xrightarrow{\bar{\alpha}\to 1} 0{,}163\frac{V}{S} \neq 0$$

LA FORMULA DI EYRING

Quindi la teoria di Sabine non funziona in ambienti molto assorbenti.

Per ovviare a questo problema, Eyring ha sviluppato una nuova teoria, simile nelle premesse a quella di Sabine, ma con un'ipotesi differente: gli urti non avvengano in modo continuo e in intervalli di tempo infinitesimi, ma solo negli istanti in cui le onde sono riflesse dalle pareti. In questo modo tra una riflessione e un'altra tra le pareti ci sono intervalli di tempo in cui non avviene assorbimento.

Una volta spenta la sorgente, la densità sonora nell'ambiente sarà: $D_1 = D_{riv}(1-\overline{\alpha})$

dopo 2 riflessioni: $D_2 = D_1(1-\overline{\alpha}) = D_{riv}(1-\overline{\alpha})^2$

dopo n riflessioni: $D_n = D_{riv}(1-\overline{\alpha})^n$

Il tempo medio tra 2 riflessioni successive corrisponde al tempo libero medio $\overline{t}$

Il tempo trascorso dallo spegnimento della sorgente vale: $t = n \cdot \overline{t} \quad \Rightarrow \quad n = \frac{t}{\overline{t}} = \frac{S \cdot c}{4 \cdot V} t$

Trovato *n* al tempo *t*, sostituendo: $D_n = D_{riv}(1-\overline{\alpha})^n \Rightarrow D = D_{riv}(1-\overline{\alpha})^{\frac{S \cdot c}{4 \cdot V} t}$

Scrivendo in questo modo questo termine $(1-\overline{\alpha}) = e^{\ln(1-\overline{\alpha})}$

$$D = D_{riv}(1-\overline{\alpha})^{\frac{S \cdot c}{4 \cdot V} t} \quad \Longrightarrow \quad D = D_{riv} \cdot e^{-\frac{S \cdot c}{4 \cdot V}\left[-\ln(1-\overline{\alpha})\right] \cdot t}$$

Come per la formula di Sabine, per trovare T_{60} poniamo D al valore finale $D_{riv}\,10^{-6}$:

$$\frac{10^{-6} \cdot D_{riv}}{D_{riv}} = e^{-\frac{S \cdot c}{4 \cdot V}\left[-\ln(1-\overline{\alpha})\right] \cdot T_{60}}$$

$$\ln\left[\frac{10^{-6} \cdot D_{riv}}{D_{riv}}\right] = -\frac{S \cdot c}{4 \cdot V}\left[-\ln(1-\overline{\alpha})\right] \cdot T_{60}$$

$$T_{60} = -\frac{4 \cdot V}{S \cdot c} \frac{\ln 10^{-6}}{\left[-\ln(1-\overline{\alpha})\right]}$$

FORMULA DI EYRING

$$T_{60} = 0{,}163 \frac{V}{S \cdot \left[-\ln(1-\bar{\alpha}) \right]}$$

In questo caso se il coefficiente di assorbimento medio tende a 1 la formula *funziona*:

$$T_{60} \xrightarrow{\bar{\alpha} \to 1} 0 \quad \text{OK!}$$

Inoltre si può vedere che scomponendo in serie di Taylor il termine logaritmico, la formula di Eyring in prima approssimazione risulta uguale alla formula di Sabine:

$$T_{60} = 0{,}163 \frac{V}{S \cdot \left[-\ln(1-\bar{\alpha}) \right]} = 0{,}163 \frac{V}{S(\bar{\alpha} + \frac{\bar{\alpha}^2}{2} + \frac{\bar{\alpha}^3}{3} + ..)}$$

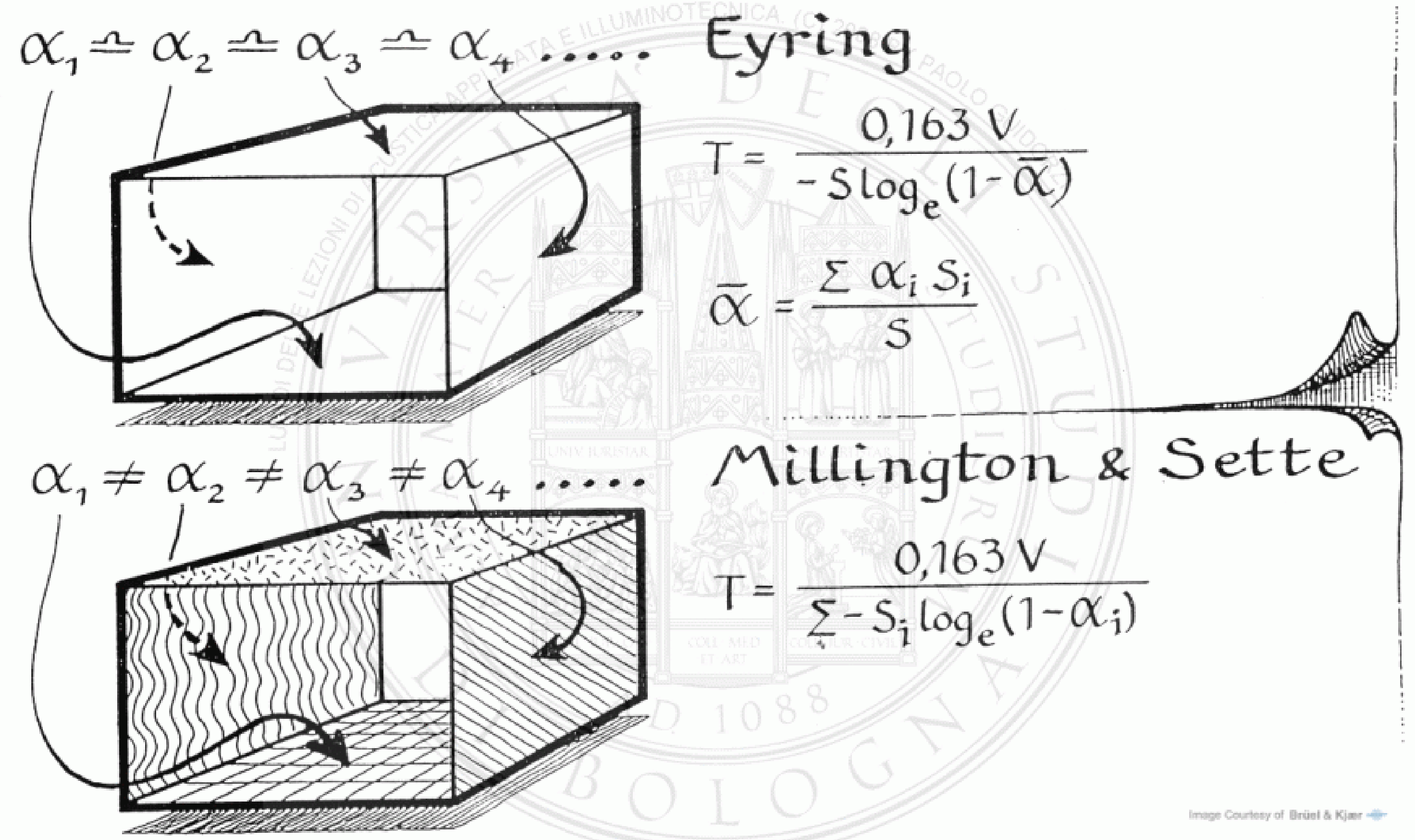
LA FORMULA DI MILLINGTON-SETTE

Nel caso che si abbiano coefficienti di assorbimento diversi sulle diverse pareti:

FORMULA DI MILLINGTON-SETTE

$$T_{60} = 0{,}163 \frac{V}{-\sum_i S_i \ln(1-\alpha_i)}$$

Utilizzando questa formula, nessun coefficiente di assorbimento di nessuna superficie deve tendere a 1 altrimenti il tempo di riverberazione calcolato risulta nullo!



CORREZIONE PER L'ASSORBIMENTO DELL'ARIA

Le precedenti formule sono state calcolate con l'ipotesi che l'aria non assorba il suono. Questa è un'approssimazione e se si vuole tener conto anche dell'assorbimento dell'aria, occorre aggiungere un termine correttivo. Ad esempio per la formula di Sabine, si ottiene:

$$T_{60} = 0{,}163 \frac{V}{\alpha S + 4\beta V}$$

L'assorbimento dell'aria dipende dalla frequenza e dall'umidità ed è particolarmente elevato alle alte frequenze.

Torniamo alla formula vista precedentemente, che fornisce il livello di densità sonora in un campo semi-riverberante:

$$L_D = L_W + 10\log\left(\frac{1}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)$$

$$A = \bar{\alpha} \cdot S$$

Ricordando che, grazie ai valori di riferimento assunti, il **Livello di Densità sonora** L_D e il **Livello di Pressione** L_P assumono valori molto simili (esattamente gli stessi nel caso di onde piane, mezzo in quiete non viscoso e impedenza dell'aria 400 rayl), si può scrivere, con buona approssimazione la formula precedente in termini di Livello di Pressione:

$$L_p = L_W + 10\log\left(\frac{1}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)$$

IL CAMPO RIVERBERANTE

La sola parte relativa al campo riverberante vale (come già visto): $L_p = L_W + 10\log\left(\frac{4}{A}\right)$

e può essere riscritta come: $L_p = L_W - 10\log A + 6 \quad \text{(dB)}$

Vale indipendentemente dalla posizione nella stanza.

Variando l'assorbimento dell'ambiente, varia anche il livello di pressione misurato:

$$A_1 \rightarrow A_2 \Rightarrow \Delta L = L_2 - L_1 = 10\log\frac{A_1}{A_2} \quad \text{(dB)}$$

IL CAMPO SEMI-RIVERBERANTE

La formula relativa al campo semi-riverberante, considerando una sorgente direttiva, vale (come già visto):

$$L_p = L_W + 10\log\left(\frac{Q}{4\pi d^2} + \frac{4}{A}\right)$$

ma solitamente, nella pratica, si schematizza il campo semi-riverberante in un modo leggermente diverso, ovvero come sovrapposizione di un campo libero a cui si attribuisce la potenza della sorgente, e di un campo riverberante a cui si attribuisce una frazione di potenza pari a quella risultante dopo la prima riflessione sulle pareti. Il campo riverberante quindi non viene alimentato dalla sorgente direttamente, ma dalla prima riflessione.

Quindi la potenza in gioco per il campo riverberante risulta: $W\left(1-\overline{\alpha}\right)$

La **densità acustica dovuta al solo campo riverberante** sarà allora: $D_{riv} = \frac{4 \cdot W}{A \cdot c}\left(1-\overline{\alpha}\right)$

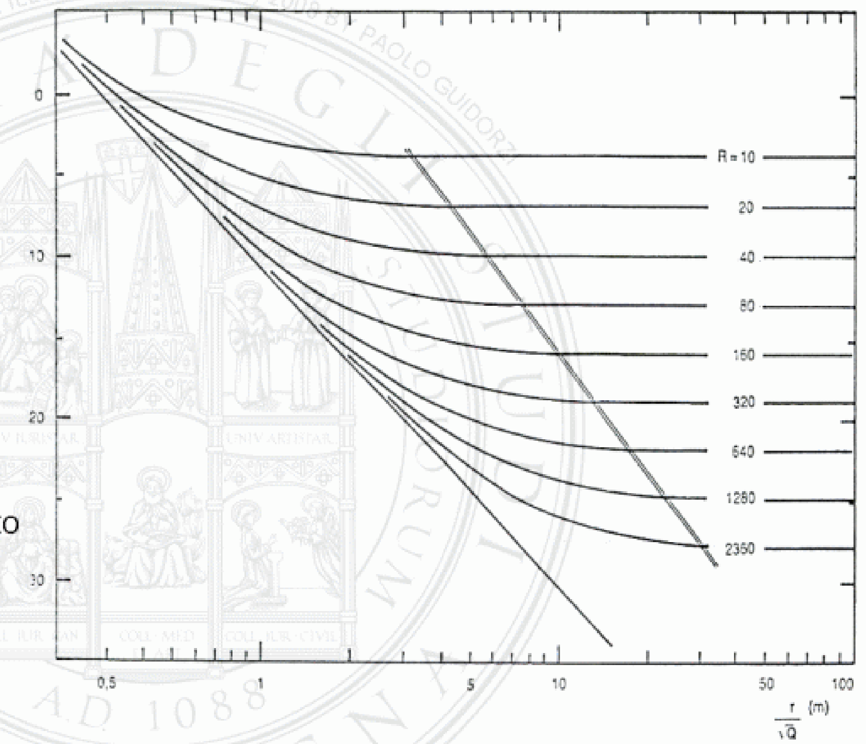
Senza ripetere tutta la dimostrazione, la formula del **campo semi-riverberante** risulta allora:

$$L_p = L_W + 10\log\left(\frac{Q}{4\pi d^2} + \frac{4}{R}\right)$$

definendo la **costante dell'ambiente**:

$$R = \frac{\overline{\alpha} \cdot S}{1-\overline{\alpha}}$$

Va detto comunque che in un ambiente riverberante il coefficiente di assorbimento medio è molto basso e quindi $R \approx A$.
In letteratura, nel secondo termine della formula riguardante il campo semi-riverberante si può trovare sia A che R. I valori risultanti sono simili.



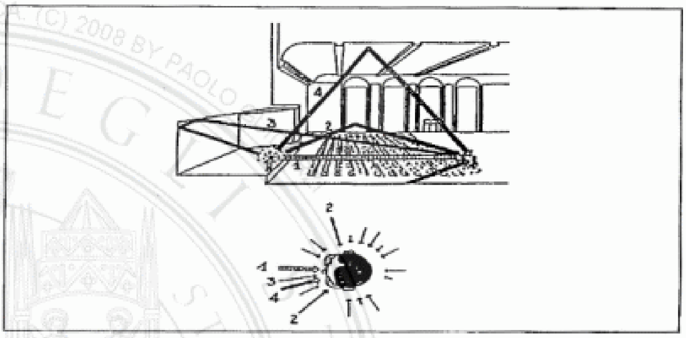
In figura è mostrata l'attenuazione del campo sonoro, allontanandosi da una sorgente (distanza r), in campo semi-riverberante, per diversi valori di R e della direttività Q della sorgente.

LA QUALITA' DELLE SALE

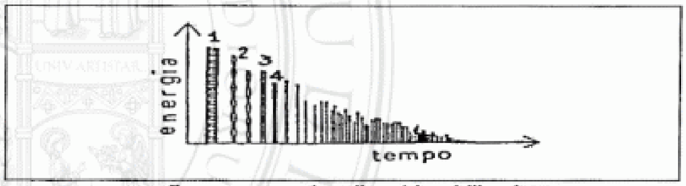
- La risposta impulsiva di un ambiente chiuso fornisce tutte le informazioni necessarie allo studio della qualità dell'ambiente stesso

- Prima dell'avvento dei computer e degli analizzatori digitali, la misura della risposta impulsiva si effettuava in modo "analogico", ma era difficile se non impossibile una sua successiva analisi

- La misura consiste nell'eccitazione dell'intero ambiente chiuso con un opportuno segnale, e la sua registrazione in una determinata posizione. L'ambiente agisce quindi come filtro del segnale emesso.



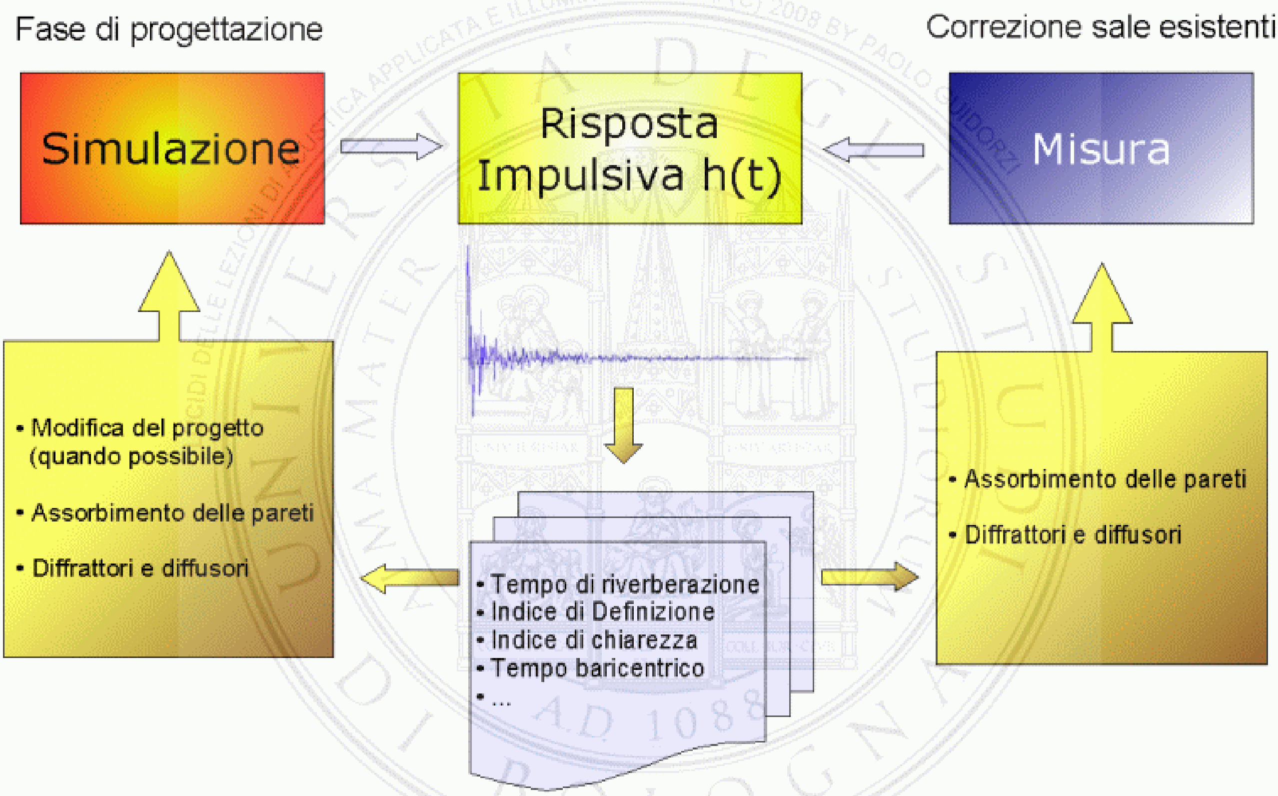
Raggi sonori in una sala e distribuzione direzionale dell'energia.

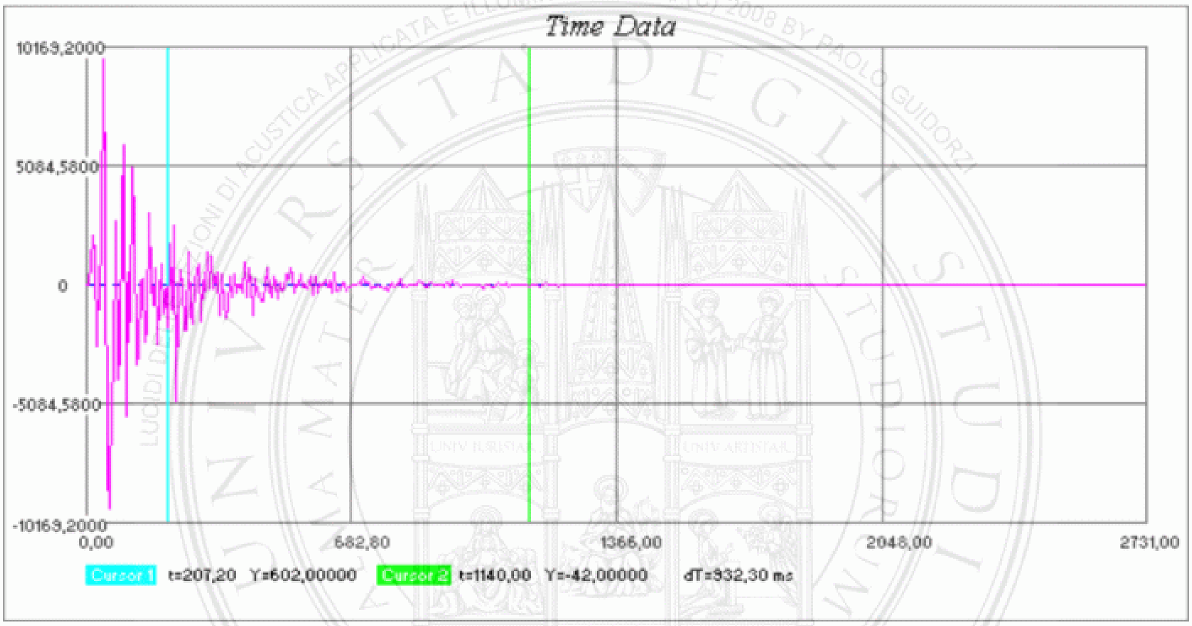


Ecogramma energetico nella posizione dell'ascoltatore.

- Nell'era analogica come mezzo di eccitazione si usava una fonte impulsiva come lo scoppio di un pallone o un colpo di pistola (a salve!). Tali sorgenti sono però poco ripetibili.

- Dall'era digitale in poi, per la misura si utilizza una sorgente di rumore bianco o rosa, o più recentemente mezzi ancora più sofisticati come il segnale MLS o lo sweep. Con opportune elaborazioni si ricava quindi la risposta impulsiva, che, in via teorica, ci dice come l'ambiente risponde a un impulso di lunghezza infinitesima.

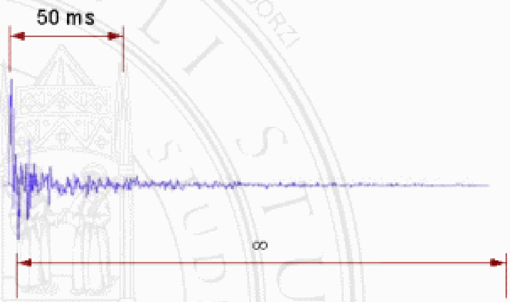




- Il primo picco corrisponde all'onda diretta (o comunque al cammino più breve tra sorgente e ricevitore)
- Il secondo picco corrisponde alla riflessione di primo ordine, il terzo picco alla riflessione di secondo ordine e così via
- Sia p(t) la funzione che descrive la risposta impulsiva di un ambiente chiuso

PARAMETRI ACUSTICI (ISO 3382)

DEFINIZIONE $$D = \frac{\int_0^{50ms} p^2(t)dt}{\int_0^{\infty} p^2(t)dt}$$



[0,34] per sala da concerto

$$R = 10\log\left(\frac{\int_{50ms}^{\infty} p^2(t)dt}{\int_0^{50ms} p^2(t)dt}\right) = 10\log\frac{1-D}{D}$$

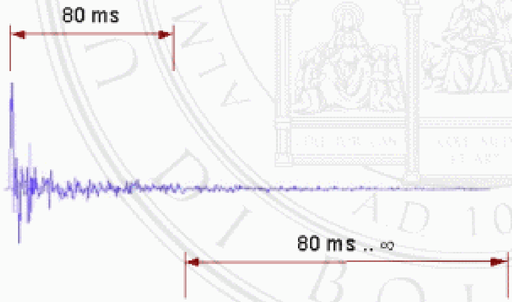
CHIAREZZA $$C_{80} = 10 \log \left(\frac{\int_0^{80ms} p^2(t)dt}{\int_{80ms}^{\infty} p^2(t)dt} \right)$$

[-2..2 dB] per musica sinfonica

[0..4 dB] per musica lirica

C_{50} per il parlato

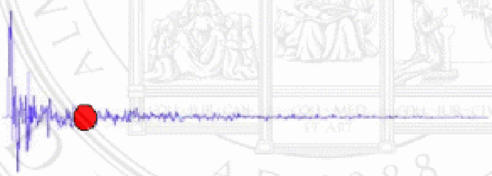
[>3 dB] per il parlato



LUCIDI DELLE LEZIONI DI ACUSTICA APPLICATA E ILLUMINOTECNICA. (C) 2008 BY PAOLO GUIDORZI

Tempo Baricentrico $$t_s = \left(\frac{\int_0^{\infty} t \cdot p^2(t)dt}{\int_0^{\infty} p^2(t)dt} \right)$$

[<=140 ms]



Early Decay Time T_{10} [1,8 .. 2,6 sec]

Tempo di riverberazione T_{60} [1,4 .. 2,8 sec]

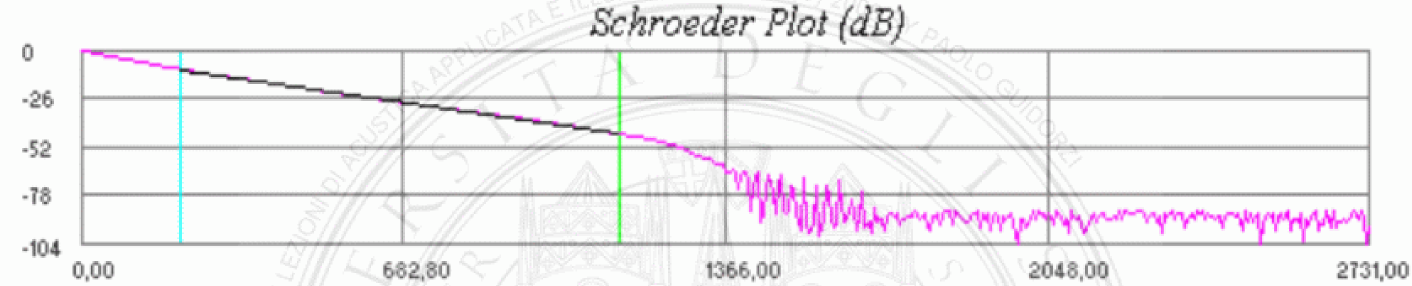
Equilibrio Tonale $TB = \dfrac{T_{10}(2\text{ kHz}) - T_{10}(250\text{ Hz})}{3}$ [0 sec/ott]

LUCIDI DELLE LEZIONI DI ACUSTICA APPLICATA E ILLUMINOTECNICA. (C) 2008 BY PAOLO GUIDORZI

Parametri spaziali. Se i suoni provengono lateralmente con un ritardo minore di 80-100 msec si ha un'impressione di ampiezza della scena sonora maggiore del reale.

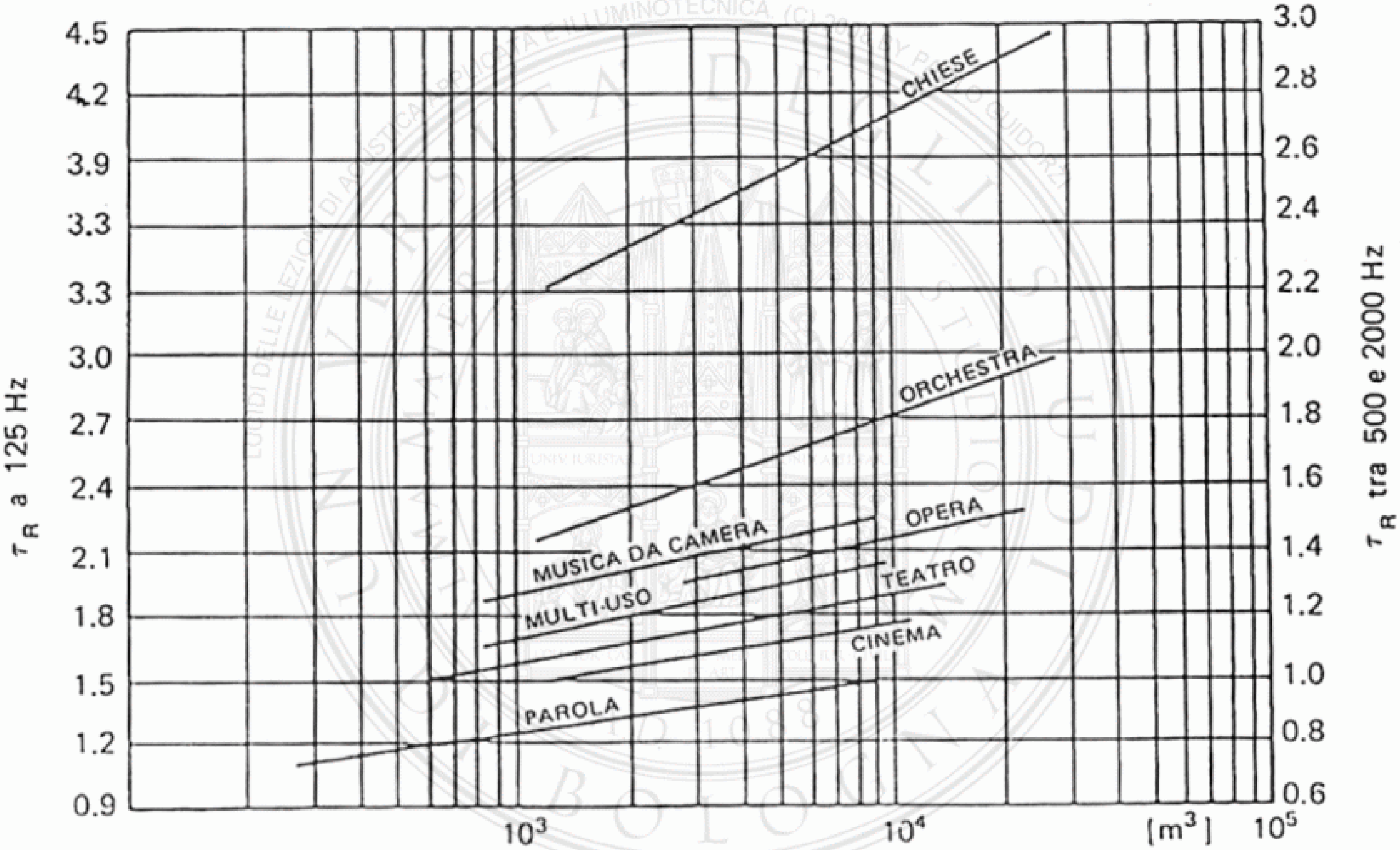
Lateral Fraction $L_F = \dfrac{\int_{5ms}^{80ms} p_L^2(t)dt}{\int_0^{80ms} p^2(t)dt}$ [>0,25] p_L è misurata con un microfono con caratteristica a “8”

Lateral Efficiency $L_E = \dfrac{\int_{25ms}^{80ms} p_L^2(t)dt}{\int_0^{80ms} p^2(t)dt}$ [>0,2-0,3]



Cursor 1 t=207,20 Y=-10,00018 Cursor 2 t=1140,00 Y=-45,00229 dT=932,30 ms dY=-35,00 dB T60=1643,25 ms r=-0,9997

	1 63	2 125	3 250	4 500	5 1000	6 2000	7 4000	8 8000	9 16000	Unfiltered
RT20 (ms) r -5..-25	3032,13 r=-0,9993	1813,38 r=-0,9963	1991,13 r=-0,9985	1928,13 r=-0,9991	1873,52 r=-0,9988	1656,78 r=-0,9998	1362,60 r=-0,9995	937,39 r=-0,9992	644,95 r=-0,9995	1527,16 r=-0,9991
RT30 (ms) r -5..-35	3232,10 r=-0,9990	1859,36 r=-0,9985	2154,63 r=-0,9977	1958,53 r=-0,9996	1974,98 r=-0,9991	1673,52 r=-0,9999	1356,85 r=-0,9998	970,94 r=-0,9995	692,38 r=-0,9985	1656,94 r=-0,9983
RT15 (ms) r -10..-25	3084,06 r=-0,9995	1845,44 r=-0,9927	1966,87 r=-0,9973	1948,57 r=-0,9990	1902,73 r=-0,9982	1655,44 r=-0,9997	1398,01 r=-0,9995	956,17 r=-0,9986	663,67 r=-0,9996	1583,76 r=-0,9997
EDT (ms)	1944,01	1471,54	1843,98	1558,16	1705,07	1510,66	1318,04	892,26	628,37	1234,51
D50 (%)	40,94	61,80	23,42	27,85	31,63	36,68	42,39	56,00	67,48	46,69
C50 (dB)	-1,59	2,09	-5,15	-4,13	-3,35	-2,37	-1,33	1,05	3,17	-0,58
C80 (dB)	-0,60	4,16	-0,78	-0,99	-0,40	0,07	1,32	4,38	7,05	2,15
TS (ms)	141,10	82,28	133,00	126,13	124,06	110,40	94,31	60,43	43,28	86,11



MODI NORMALI DI VIBRAZIONE

Quando all'interno di un ambiente confinato è presente una sorgente acustica, le onde si propagano in tutte le direzioni e vengono riflesse dalle pareti secondo vari angoli di incidenza. Per alcuni angoli di incidenza, capita che le onde ritornino su loro stesse e formino onde stazionarie. Capita così che alcuni punti del campo acustico diventino sede di oscillazioni sinusoidali, alla frequenza delle onde corrispondenti. In alcuni punti (ventri) l'oscillazione sarà massima, in altri (nodi) nulla. Ad ogni onda stazionaria corrisponde un **modo normale di vibrazione** dell'ambiente. Se la frequenza del suono è uguale a uno o più dei modi normali di vibrazione, a tale frequenza si ha una risonanza e un'esaltazione del livello sonoro.

Le frequenze dei modi normali di vibrazione si ottengono con la formula:

$$f_n = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2} \qquad \text{(Hz)}$$

dove c è la velocità del suono in aria (m/s), l_x, l_y, l_z sono le dimensioni dell'ambiente (m) e gli indici n sono numeri interi tra 0 e infinito.