Appunti di "FISICA TECNICA"

Capitolo 9 - La propagazione del suono

La propagazione del suono all'aperto

INTRODUZIONE

Durante la propagazione nell'atmosfera all'aperto, il suono si attenua a causa di diversi fenomeni:

- in primo luogo, si osserva che *le onde sonore diminuiscono di livello all'aumentare della distanza dalla sorgente, anche in presenza di un mezzo di trasmissione perfetto,* privo cioè di "*assorbimento*", ed in assenza di "ostacoli" (quindi in campo libero); questo tipo di attenuazione, causata esclusivamente dalla propagazione del suono, è un fenomeno conosciuto col nome di **divergenza delle onde** ed è particolarmente evidente per le sorgenti sonore omnidirezionali: in questo caso, infatti, le onde acustiche sono sferiche e quindi la potenza acustica emessa dalla sorgente si ripartisce uniformemente su superfici sferiche sempre più grandi man mano che ci si allontana dalla sorgente stessa; le onde piane, invece, non sono soggette al fenomeno della divergenza, visto che i fronti d'onda sono sempre gli stessi;
- in secondo luogo, durante la propagazione delle onde sonore, all'attenuazione causata dal fenomeno della divergenza vanno aggiunte altre attenuazioni, dovute principalmente all'*assorbimento* dell'aria e del suolo, all'effetto delle *barriere* ed alla riflessione da parte degli *ostacoli*.

IL CAMPO ACUSTICO ALL'ESTERNO

Il campo acustico all'esterno può essere descritto mediante una relazione in grado di fornire, in ogni punto dello spazio, il livello di pressione L_P prodotto da una sorgente di caratteristiche note.

Considerando la propagazione del suono in campo (libero) sferico ed in un mezzo di trasmissione ideale (cioè privo di *assorbimento* da parte dell'aria), è possibile utilizzare la già citata relazione

$$L_P = DI + L_W - 20 \cdot \log_{10} r - 11$$

Questa relazione consente di calcolare il livello di pressione L_P [dB] prodotto dalla sorgente nel punto individuato dalle coordinate sferiche r,θ,φ, noti che siano il livello di potenza L_W [dB] della sorgente, il suo indice di direttività DI [dB] nella direzione individuata dagli angoli θ,φ e la distanza r [m] del punto considerato dalla sorgente stessa.

E' importante osservare che, in quella relazione, compare un termine, $20 \cdot \log_{10} r$, direttamente legato alla distanza tra sorgente e ricevitore, che rappresenta l'attenuazione dovuta al già citato fenomeno della **divergenza delle onde (sferiche)**.

Proprio a proposito della attenuazione, *è possibile generalizzare quella relazione includendo un termine* A_{TT} *che tenga conto di tutte le possibili attenuazioni aggiuntive causate dalle più complesse condizioni ambientali:*

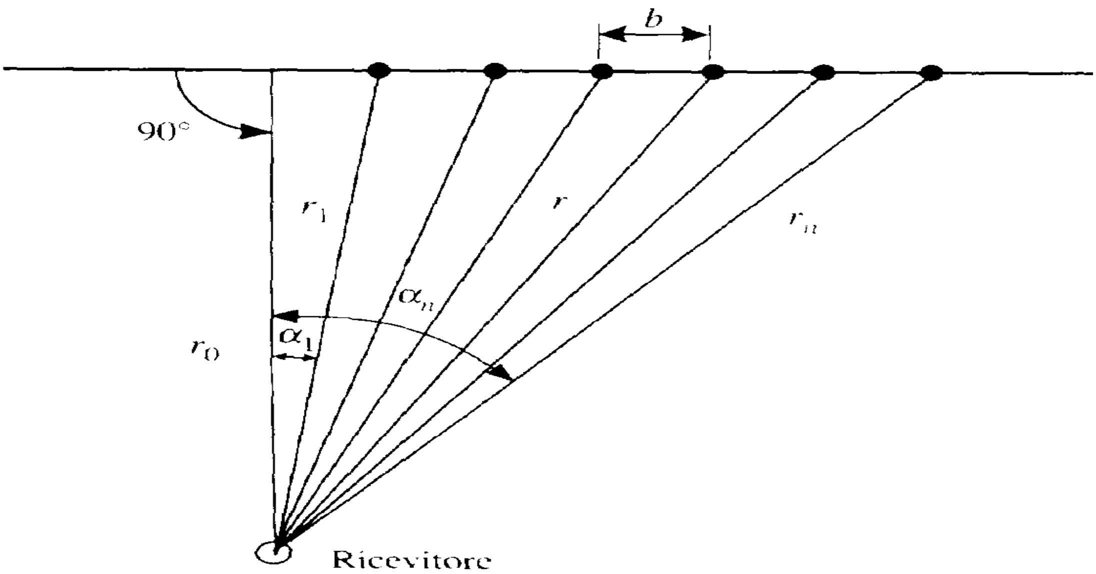
$$\boxed{L_P = DI + L_W - 20 \cdot \log_{10} r - 11 - A_{TT}}$$

Questa è dunque la relazione generale per l'analisi della **propagazione del suono all'esterno**.

Nel caso particolare di sorgente sonora omnidirezionale, posta su di un piano perfettamente rigido, che irradia liberamente nell'atmosfera omogenea e senza assorbimento, quella relazione si può anche semplificare: in primo luogo, ci ricordiamo che, nello spazio emisferico, a causa del raddoppio dell'intensità acustica nella semisfera al di sopra del piano rigido[1], risulta DI=3dB; in secondo luogo, sono nulle le attenuazioni aggiuntive, per cui $A_{TT}=0$ e quindi la relazione diventa

$$L_P = L_W - 20 \cdot \log_{10} r - 8$$

Queste relazioni valgono però per una sola sorgente. Consideriamo adesso il caso di N sorgenti puntiformi in linea, disposte su di un piano riflettente a distanza *b* una dall'altra:



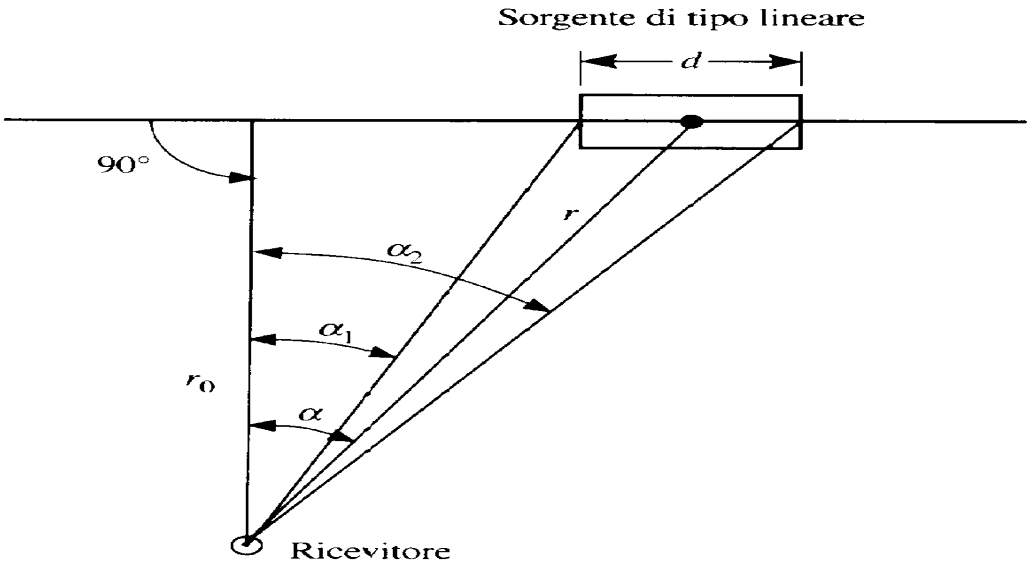
Facciamo anche l'ipotesi che tutte le sorgenti abbiano la stessa potenza, ma che ciascuna irradi suoni differenti. Allora, trascurando l'assorbimento dell'aria, la relazione da utilizzare per il calcolo del livello di pressione L_P in corrispondenza del ricevitore è la seguente (senza dimostrazione):

$$L_P = DI + L_W + 10 \cdot \log_{10} \frac{\alpha_N - \alpha_1}{r_0 b} + \Delta L - 8$$

In questa formula, L_W è il livello di potenza di ogni singola sorgente, α_N-α_1 [rad] è l'angolo entro il quale sono viste le N sorgenti dal ricevitore, r_0 la minima distanza del ricevitore dalla linea lungo la quale sono disposte le sorgenti. Compare anche un termine ΔL che rappresenta una correzione, in dB, sulla quale possiamo fare le seguenti osservazioni: quando risulta $\frac{r_0}{b \cos\alpha_1} \geq \frac{1}{\pi}$ e quando le sorgenti sono almeno N=3, ΔL risulta minore di 1dB; se, invece, una o entrambe quelle condizioni non sono verificate, allora il livello L_P può essere calcolato riferendosi soltanto alla sorgente più vicina (cioè quella a distanza r_1) con un errore massimo di 1dB.

[1] Ricordiamo che, nello spazio emisferico, si suppone presente, al di sotto della sorgente, un piano perfettamente riflettente: l'effetto di questo piano è appunto quello per cui il suono, in un determinato punto dello spazio circostante, è la somma del suono che direttamente ha raggiunto quel punto partendo dalla sorgente e del suono che invece è arrivato dopo una riflessione sul piano stesso. Questo causa il raddoppio dell'intensità acustica

La relazione enunciata prima può anche essere utilizzare per ricavare il livello di pressione sonora, in corrispondenza del ricevitore, nel caso in cui la sorgente sia di tipo lineare di lunghezza d:

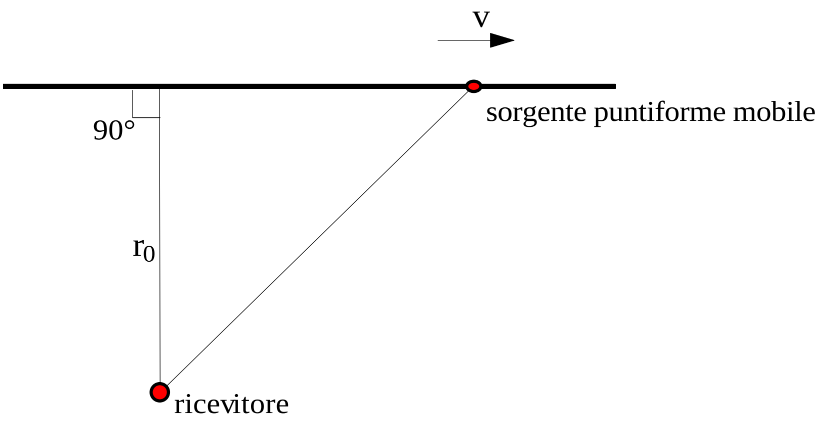


La relazione da usare in questo caso risulta infatti essere

$$L_P = L_W + 10 \cdot \log_{10} \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{r_0 d} - 8$$

dove L_W è il livello di potenza per unità di lunghezza della sorgente lineare e α_1 ed α_2 gli angoli entro i quali è vista la sorgente lineare.

L’ultimo caso che prendiamo in esame è quello di una sorgente puntiforme che si trova in movimento con velocità costante v:



In questo caso, il livello sonoro in corrispondenza del ricevitore varia nel tempo secondo la seguente relazione:

$$L_P(t) = L_{max} - 10 \cdot \log_{10} \frac{r_0^2 + v^2 t^2}{r_0^2}$$

In questa relazione, l’origine del tempo è posta nell’istante in cui la sorgente transita nel punto più vicino al ricevitore, ossia nel punto a distanza r_0, cui corrisponde ovviamente i livello massimo di pressione sonora L_{max}.

VALUTAZIONE DELLE ATTENUAZIONI AGGIUNTIVE

Abbiamo detto prima che la relazione generale per l'analisi della propagazione del suono all'esterno è

$$\boxed{L_P = DI + L_W - 20 \cdot \log_{10} r - 11 - A_{TT}}$$

dove il termine A_{TT} (misurato ovviamente in dB) tiene conto di tutte le attenuazioni che si verificano durante la propagazione del suono all'aperto, ad eccezione solo della divergenza che è tenuta in conto dal termine $20 \cdot \log_{10} r$.

Vogliamo allora esaminare distintamente le varie attenuazioni per valutare in seguito la loro effettiva incidenza nel complesso fenomeno considerato.

L'effetto dell'impedenza acustica dell'aria

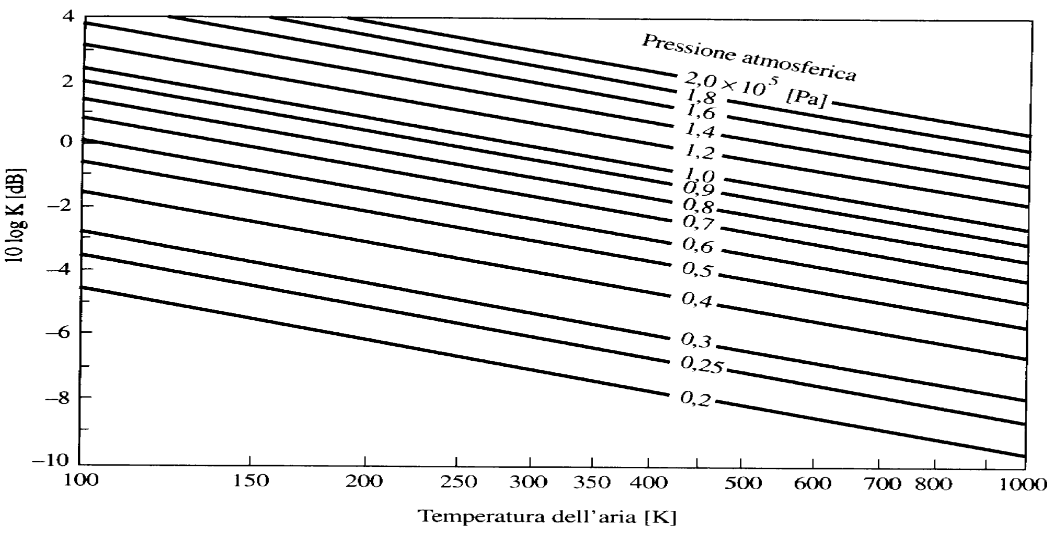
Nel ricavare a suo tempo la relazione $L_P = DI + L_W - 20 \cdot \log_{10} r - 11$, abbiamo fatto l'ipotesi che, durante la propagazione nell'aria, il valore della cosiddetta *impedenza acustica* (= rapporto tra pressione sonora e velocità delle particelle) fosse

$$\boxed{\rho_0 c = 400[Pa \cdot s / m]}$$

In generale, invece, *per effetto di un valore di temperatura e/o di pressione dell'aria diverso da quello standard, l'impedenza acustica può assumere valori differenti,* dei quali bisogna tener conto. Lo si può fare mediante una semplice correzione, che può essere considerata come una semplice attenuazione:

$$A_{TT,1} = 10 \cdot \log_{10} \frac{\rho_0 c}{400}$$

Se le condizioni di temperatura e di pressione sono tali che $\rho_0 c = 400[Pa \cdot s / m]$, è evidente che $A_{TT,1}=0$; in caso contrario, invece, risulta $A_{TT,1} \neq 0$ e, in particolare, il valore numerico di $A_{TT,1}$ può essere determinato semplicemente conoscendo la temperatura e la pressione atmosferica e utilizzando la seguente tabella (già riportata in precedenza):



L'effetto dell'assorbimento dell'aria

L'aria è un fluido viscoso: ciò significa, come sappiamo dallo studio della **fluidodinamica**, che il movimento delle sue particelle, colpite da una qualsiasi perturbazione, viene ostacolato appunto dai **fenomeni viscosi**. Questo è il principale fattore di attenuazione nell'aria.

Un secondo fattore è rappresentato dal fatto che i fenomeni di trasmissione delle perturbazioni non sono perfettamente adiabatici, come si ritiene in prima approssimazione, per cui comportano anch'essi perdite di energia[2].

L'attenuazione dovuta all'**assorbimento acustico** dell'aria durante la propagazione del suono può essere semplicemente calcolata mediante la relazione

$$A_{TT,2} = \alpha r$$

dove r[m] è il cammino percorso dal suono, coincidente con la distanza tra sorgente e ricevitore, ed α è il cosiddetto **coefficiente di assorbimento acustico** dell'aria, misurato in dB/m. A parità di distanza r, l'attenuazione dovuta all'assorbimento è tanto maggiore quanto maggiore è α.

Tale coefficiente α risulta strettamente legato alla frequenza del suono, alla temperatura ed alla umidità relativa dell'aria, mentre risulta poco influenzato dalla pressione barometrica.

Nella seguente tabella vengono indicati i valori di α, in dB/m, in funzione della frequenza ed in corrispondenza di alcune particolari combinazioni di temperatura ed umidità relativa dell'aria (norma **ISO 9613-1**):

α [dB]		Frequenze centrali delle bande di ottava [Hz]							
T [°C]	**U.R [%]**	**63**	**125**	**250**	**500**	**1000**	**2000**	**4000**	**8000**
10	**70**	0.12	0.41	1.04	1.93	3.66	9.66	32.8	117
15	**20**	0.27	0.65	1.22	2.7	8.17	28.2	88.8	202
15	**50**	0.14	0.48	1.22	2.24	4.16	10.8	36.2	129
15	**80**	0.09	0.34	1.07	2.4	4.15	8.31	23.7	82.8
20	**70**	0.09	0.34	1.13	2.8	4.98	9.02	22.9	76.6
30	**70**	0.07	0.26	0.96	3.14	7.41	12.7	23.1	59.3

Intanto, il fatto che α dipenda dalla frequenza indica che anche $A_{TT,2}$ vada calcolato nelle singole bande in cui viene diviso lo spettro o, in alternativa, che il valore unico di $A_{TT,2}$ vada calcolato come somma (in dB) dei valori relativi alle varie bande.

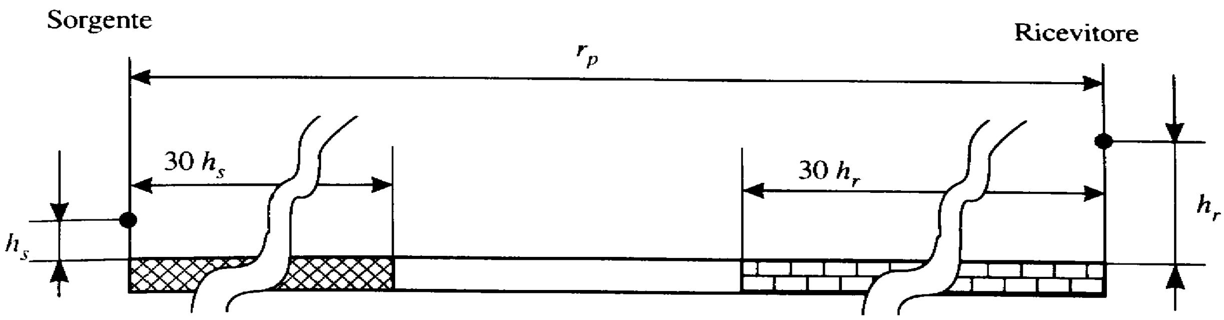
Tornando, invece, al contenuto della tabella, si deduce che, *a parità di temperatura e di umidità relativa, il coefficiente α aumenta all'aumentare della frequenza,* il che significa che le alte frequenze sono quelle maggiormente soggette all'assorbimento acustico; per quanto riguarda, invece, l'andamento di α con la temperatura e l'umidità relativa si osserva che, in generale, all'aumentare dell'una o dell'altra il coefficiente α diminuisce.

[2] Ricordiamo, a tal proposito, che, in precedenza, abbiamo supposto adiabatici i fenomeni di trasmissione delle perturbazioni sonore per il semplice motivo che la propagazione delle onde è estremamente veloce, al contrario dei fenomeni di scambio termico, che invece sono decisamente lenti.

L'effetto della presenza del suolo

La presenza del suolo influisce sulla propagazione del suono all'aperto a causa dell'interferenza tra il suo riflesso dal suolo stesso ed il suono trasmesso direttamente tra sorgente e ricevitore. Questo fenomeno, inquadrabile ancora una volta come una attenuazione, dipende strettamente dalla quota della sorgente, dalla quota del ricevitore e dalle caratteristiche dello strato superficiale del suolo.

Esiste una precisa norma in base alla quale va calcolata l'attenuazione $A_{TT,3}$ dovuta alla presenza del suolo; in base a questa norma, lungo il percorso del suono nella propagazione dalla sorgente al ricevitore è possibile individuare 3 diverse zone, come illustrato nella figura seguente:



L'estensione di queste zone non è fissa, ma dipende, oltre che dalla lunghezza della proiezione al suolo del percorso (indicata con r_P), anche dalla quota h_S della sorgente e dalla quota h_r del ricevitore:

- la **zona della sorgente** si estende, a partire dalla sorgente, per un tratto $30h_S$;
- la **zona intermedia** si estende, subito dopo quella della sorgente, $r_P - 30(h_S + h_r)$ e va ovviamente considerata solamente quando $r_P > 30(h_S + h_r)$;
- infine, la **zona del ricevitore** si estende, a partire dal ricevitore, per un tratto $30h_r$;

Queste 3 zone intervengono nella attenuazione del suono attraverso le caratteristiche del proprio suolo, il quale in parte assorbe e in parte riflette il suo incidente su di esso; tali caratteristiche sono allora sintetizzare in un apposito parametro convenzionalmente indicato con **G**:

- G=0 nel caso di suolo duro, zone pavimentate, acqua, ghiaccio, calcestruzzo e altre superfici con bassa porosità;
- G=1 nel caso di suolo poroso, zone coperte di erba, alberi o altro tipo di vegetazione, terreni coltivati;
- 0<G<1 nel caso di suolo misto, dove il valore è tanto più prossimo ad 1 quanto più elevata è la frazione della superficie totale che può essere considerata come suolo poroso.

Una volta calcolato il valore di G per ognuna delle tre zone, è possibile determinare, per bande di ottava, le tre corrispondenti attenuazioni A_S, A_m ed A_r, in modo che l'attenuazione totale dovuta al suolo risulti data da

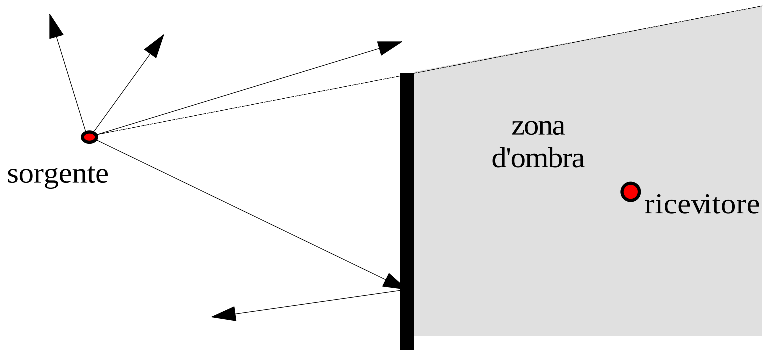
$$A_{TT,3} = A_S + A_m + A_r$$

Anche in questo caso, esiste una precisa norma (sempre la **ISO 9613**) che fornisce un metodo per il calcolo di queste attenuazioni: in particolare, tale norma indica che il parametro G, per ciascuna delle tre zone, sia funzione dell’altezza h_S della sorgente, della distanza r_P tra sorgente e ricevitore e della frequenza del suono.

L’effetto delle barriere acustiche

Per “**barriere acustiche**” si intendono schermi di varia natura (come pareti massive, edifici, terrapieni) che, inseriti nella linea di vista tra sorgente e ricevitore, attenuano notevolmente la propagazione del suono diretto.

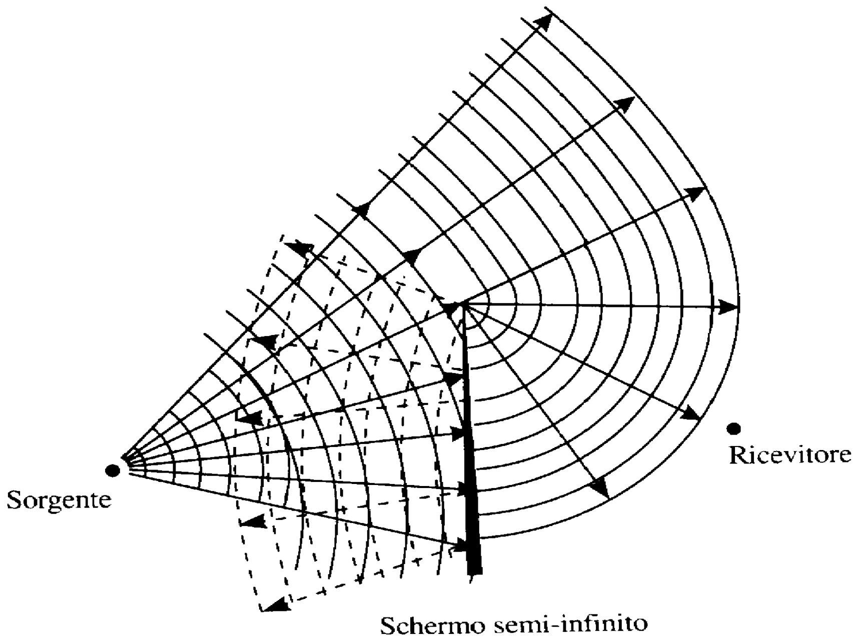
Consideriamo perciò una sorgente, un ricevitore e una parete semi-infinita posta tra di essi:



Se la propagazione del suono avvenisse secondo le leggi dell’acustica geometrica, è chiaro che al ricevitore non perverrebbe alcun suono: infatti, i raggi che partono dalla sorgente e “sbattono” contro la parete, vengono da essa riflessi e quindi non c’è alcun raggio che raggiunge il ricevitore. Il ricevitore si trova cioè nella cosiddetta **zona d’ombra**, cioè nella zona delimitata dalla barriera stessa e dalla congiungente la sorgente con l’estremità superiore della barriera.

L’unica possibilità perché “qualcosa” giunga al ricevitore sarebbe che la barriera non riflettesse completamente i raggi, ma si lasciasse attraversare parzialmente da essi, ma, anche in questo caso, l’energia che raggiungerebbe il ricevitore risulta bassissima.

Al contrario, l’esperienza ci dice che le cose non vanno proprio così, nel senso che sappiamo che al ricevitore giungono comunque delle onde sonore, leggermente attenuate. L’unica spiegazione possibile di ciò è la seguente: i raggi che giungono in corrispondenza dell’estremità superiore della barriera subiscono il fenomeno della cosiddetta **diffrazione**, in base al quale, colpendo la suddetta estremità, essi prendono a propagarsi non più lungo la direzione iniziale, la lungo tutte le direzioni:



In altre parole, *il suono che raggiunge il ricevitore è essenzialmente il suono che ha subito diffrazioni in corrispondenza dell'estremità superiore della barriera.*

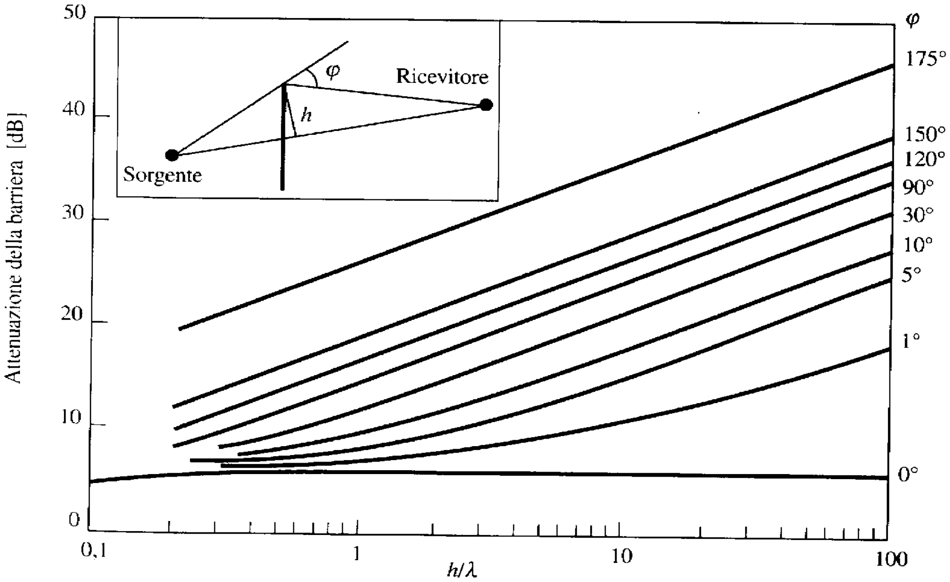
Il suono irraggiato dalla sorgente interagisce dunque con la barriera per riflessione sulla sua superficie, per trasmissione attraverso la barriera stessa e per diffrazione ai bordi, in particolare alla sommità.

E' importante osservare che *l'attenuazione delle barriere acustiche è l'unica, tra quelle riscontrabili nella propagazione del suono all'esterno, che possa essere tecnicamente controllata:* questo conferisce alla barriere acustiche un ruolo importantissimo nel controllo della propagazione dei suoi e dei rumori.

Per esempio, si è visto (e ne parleremo anche in seguito) che la capacità di assorbimento del suono da parte di una barriera è tanto maggiore quanto maggiore è la massa della barriera stessa: ecco perché, nella pratica, le barriere usate come **isolatori acustici** vengono sempre realizzate con materiali tali da avere una massa di almeno 20 kg per metro quadrato di superficie, in modo da assicurare una buona compattezza e quindi una buona attenuazione del suono che si trasmette attraverso la barriera.

Sono stati condotti degli appositi studi sulle barriere acustiche: tali studi hanno evidenziato che tali barriere, se schematizzate come degli **schermi rigidi semi-infiniti**, in presenza di una sorgente sonora puntiforme, possono essere studiate proprio con la *teoria della diffrazione*.

E' stato anche ricavato un grafico che rende più agevole l'applicazione dei risultati teorici ottenuti: viene qui riportata l'attenuazione $A_{TT,4}$, in corrispondenza del ricevitore posto nella zona in ombra, in funzione del rapporto tra l'altezza effettiva h della barriera e la lunghezza d'onda λ del suono incidente, il tutto per diversi valori dell'angolo di diffrazione φ.



E' bene precisare che, comunque, i risultati forniti da tale diagramma sono approssimati, in conseguenza del fatto che si usano solo due parametri (h/λ e φ) quando invece la teoria della diffrazione ne richiede rigorosamente 5.

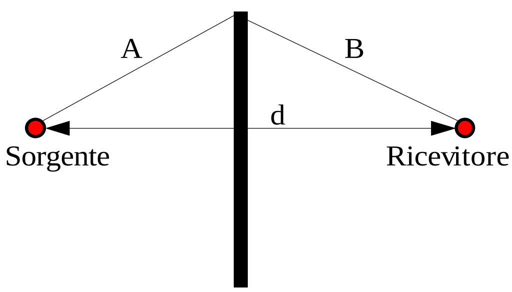
Sempre a proposito dello schermo rigido semi-infinito nello spazio libero, c'è un'altra relazione (dovuta a **Keller**) che fornisce i valori delle attenuazioni della barriera semi-infinita per vari campi di frequenze e combinazioni geometriche:

$$A_{TT,4} = \begin{cases} 5 + 20 \cdot \log 10 \dfrac{\sqrt{2\pi|N|}}{\tanh \sqrt{2\pi|N|}} & N \geq -0.2 \\ 0 & \text{altrimenti} \end{cases}$$

In questa relazione compare il cosiddetto "**indice di Fresnel**" (simbolo: **N**), la cui espressione analitica è

$$\boxed{N = \pm \frac{2}{\lambda}(A + B - d)}$$

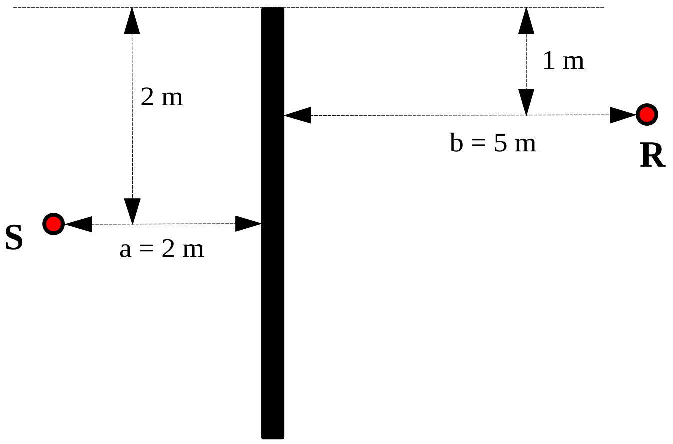
dove λ[m] è la lunghezza d'onda del suono, d[m] la distanza in linea retta tra sorgente e ricevitore, A+B la lunghezza, in metri, del percorso più breve compiuto dal suono tra sorgente e ricevitore superando la sommità dello schermo; inoltre, il segno "+" viene usato quando il ricevitore si trova nella zona in ombra, mentre il segno "-" quando esso è nella zona di luce (al di sopra del prolungamento della congiungente la sorgente con la sommità della barriera).



La formula di prima può anche essere impiegata nel caso di "incidenza obliqua": in questo caso, è possibile dimostrare che il percorso più breve compiuto dal suono diretto e da quello diffratto superando la sommità della barriera è $A+B=\sqrt{A'^2+y_s^2}+\sqrt{B'^2+y_r^2}$, dove A' e B' sono le lunghezze della proiezione dei percorsi del raggio sonoro diretto e diffratto nel piano ortogonale alla barriera, mentre y_S ed y_r sono quelle nel piano parallelo allo schermo.

Esempio numerico

Consideriamo una barriera acustica rigida e semi-infinita posta tra un ricevitore ed una sorgente puntiforme disposti come nella figura seguente:



Vogliamo calcolare l'attenuazione sonora prodotta dalla barriera.

E' evidente che dobbiamo applicare le formule proposte nel precedente paragrafo:

$$A_{TT,4}=\begin{cases}5+20\cdot\log 10\dfrac{\sqrt{2\pi|N|}}{\tanh\sqrt{2\pi|N|}} & N\geq -0.2\\ 0 & \text{altrimenti}\end{cases}$$

$$N=\pm\frac{2}{\lambda}(A+B-d)$$

dove ovviamente *d* è la distanza tra sorgente in linea retta (si osservi che S ed R non sono alla stessa quota).

E' evidente che il numero di Fresnel N è inversamente proporzionale alla lunghezza d'onda, ossia è direttamente proporzionale alla frequenza. Di conseguenza, dovremo calcolarlo in corrispondenza di varie frequenze (per esempio le frequenze centrali delle bande di ottava), in modo da conoscere il valore dell'attenuazione in corrispondenza delle stesse frequenze.

Osservando subito che

$$A+B-d=\left(\sqrt{2^2+2^2}+\sqrt{5^2+1^2}-\sqrt{1^2+7^2}\right)=0.86\ \text{m}$$

possiamo dunque costruire la seguente tabella:

f [Hz]	λ [m]	N	$A_{TT,\lambda}$ [dB]
125	2.72	0.63	11.3
250	1.36	1.26	14
500	0.68	2.52	17
1000	0.34	5.06	20
2000	0.17	10.1	20

(ricordiamo che $A_{TT,max}$=20dB).

L’effetto del fogliame

L’attenuazione prodotta dal fogliame di alberi o cespugli è molto piccola e si verifica soltanto in presenza di vegetazione particolarmente densa.

In generale, i valori dell’attenuazione vengono tabellati nel modo seguente:

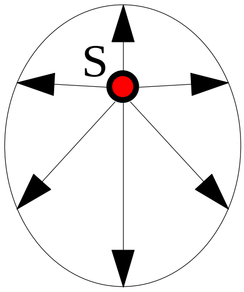
- in dB quando il suono percorre nel fogliame distanze d_F comprese tra 10m e i 20m;
- in dB/m quando d_F è compresa tra 20m e 200m (valore limite, quest’ultimo, anche per distanze superiori percorse nel fogliame denso).

L’effetto delle condizioni metereologiche

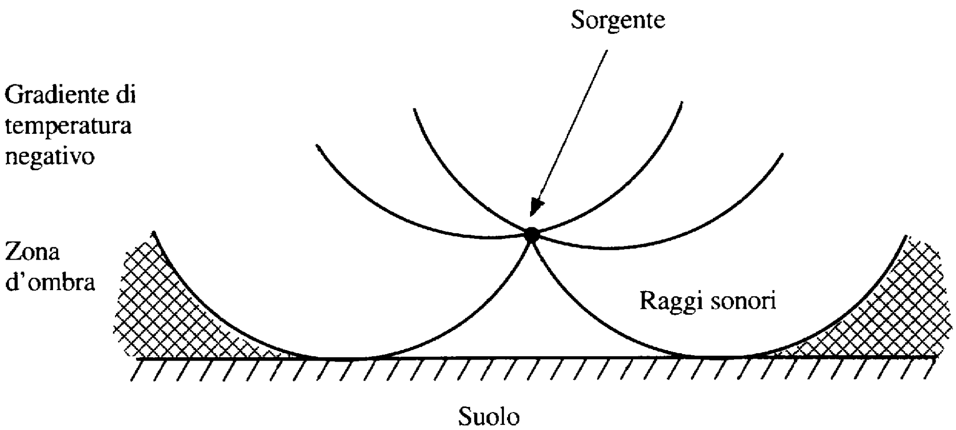
Le condizioni metereologiche influenzano la propagazione del suono perché possono produrre nell’aria disuniformità e turbolenze: infatti, mentre la nebbia, la pioggia e la neve incidono molto poco sulla propagazione del suono nell’aria, tanto da poter essere trascurate, non altrettanto si può dire per i gradienti di temperatura nell’aria e per il vento.

Di giorno, in condizioni di bel tempo, la temperatura dell’aria decresce con l’aumentare della quota per effetto del riscaldamento della superficie terrestre da parte del sole. Al contrario, di notte o durante le giornate nuvolose, la situazione è opposta, nel senso che la temperatura dell’aria aumenta con l’aumentare della quota. Dato, allora, che la velocità del suono aumenta con la temperatura in base alla nota relazione $\boxed{c = 331.2 + 0.6T(°C)}$, è chiaro che *i raggi sonori viaggiano con velocità diverse e, in particolare, sono più veloci dove la temperatura è maggiore:*

- di giorno, quando la temperatura diminuisce all’aumentare della quota, i raggi che vanno verso l’alto viaggiano a velocità inferiore rispetto a quelli che vanno verso il basso; allora, mentre si avrebbe un fronte d’onda perfettamente sferico se la temperatura fosse uniforme, il fatto che la temperatura sia maggiore al di sopra della sorgente indica che i fronti d’onda siano deformati verso il basso:

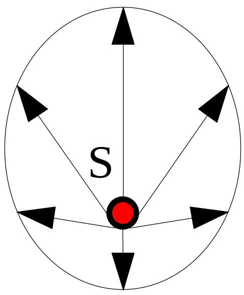


Dire che i fronti d'onda sono deformati equivale a dire che i raggi sonori stessi non siano più rettilinei (come si avrebbe per temperatura uniforme), bensì incurvati come nella figura seguente:

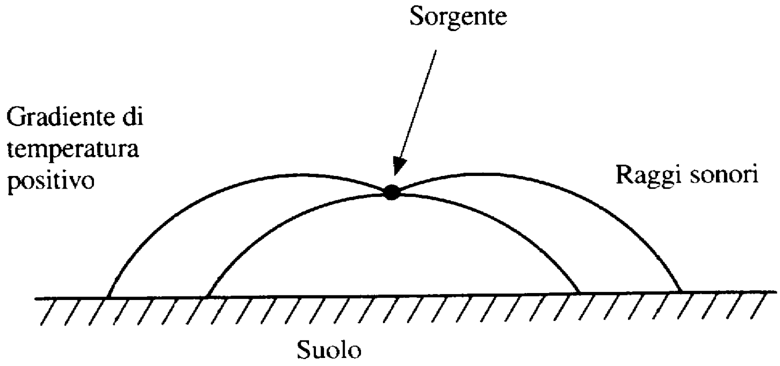


La conseguenza dell'incurvatura, come si osserva, è nella presenza di "**zone d'ombra**", nelle quali il suono è praticamente non udibile, anche a distanze non elevate dalla sorgente;

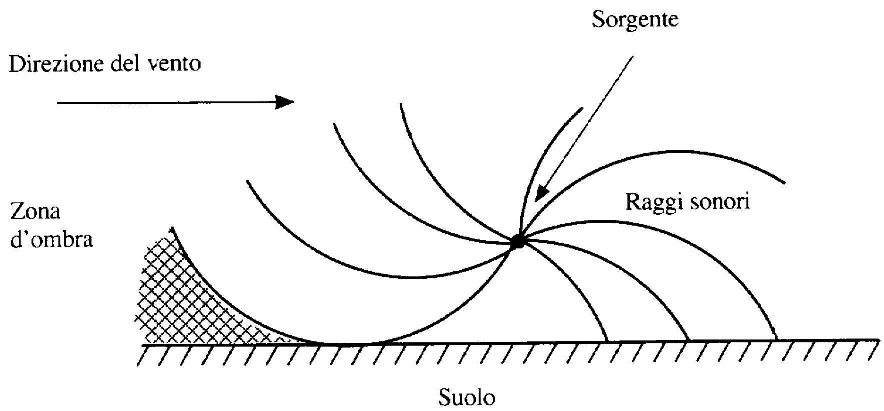
- il contrario avviene di notte o durante le giornate nuvolose: in questo caso, la temperatura dell'aria aumenta all'aumentare della quota, per cui i raggi sonori più veloci sono quelli che vanno verso l'alto e quindi i fronti d'onda sono fatti nel modo seguente:



I raggi sonori sono ancora una volta incurvati, ma nel modo opposto a prima, per cui si ottiene che i suoni risultano adesso udibili anche a grande distanza dalla sorgente:



Se consideriamo poi la presenza di vento, essa produce delle zone d’ombra nella zona controvento, ma, d’altra parte, permette anche di raggiungere grandi distanze nella zona sottovento, perché la propagazione del fenomeno acustico dipende dal vettore velocità, che si ottiene dalla composizione della velocità del vento e di quella del suono.



La propagazione del suono nei grandi ambienti

INTRODUZIONE

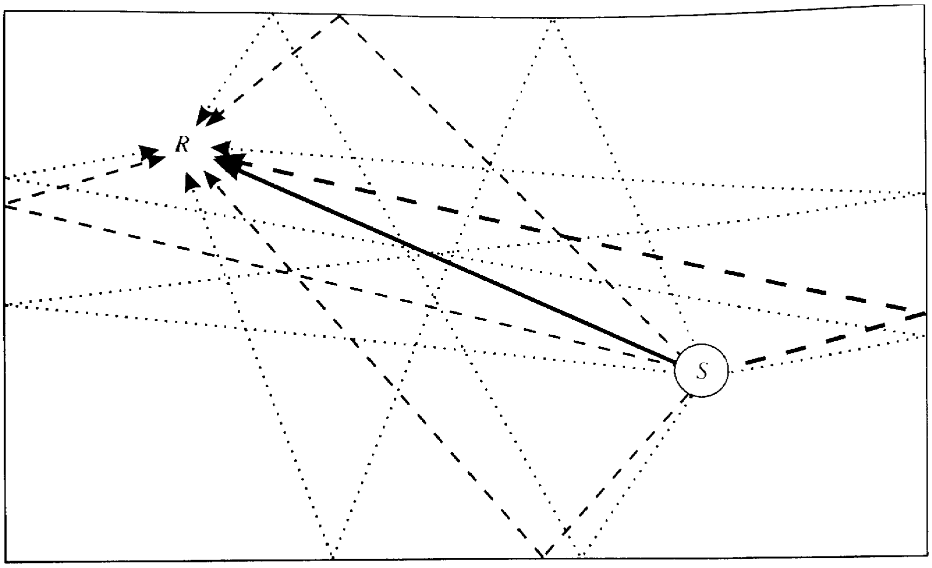
Affronteremo adesso lo studio della propagazione del suono non più all’aperto, come nei paragrafi precedenti, ma all’interno di ambienti confinati: in particolare, *ci occuperemo degli ambienti di dimensioni sufficientemente grandi rispetto alla lunghezza d’onda l*. A questo requisito soddisfano gli ambienti confinati in cui si svolge gran parte delle attività umane.

In questo tipo di ambienti, la presenza di pareti, pavimenti, soffitti e ostacoli di vario genere modifica la propagazione del suono rispetto al “**campo libero**” precedentemente definito, con effetti importanti sull’acustica degli ambienti stessi.

Per ottenere una buona acustica negli edifici, sia nel caso del semplice parlato sia nel caso della musica, sono necessarie varie condizioni:

- è intanto necessario che *il livello sonoro sia sufficientemente elevato e distribuito con uniformità*, in modo tale che tutti gli ascoltatori possano percepire il suono indipendentemente dalla zona dell'ambiente in cui si trovano;
- inoltre, *l'ambiente dovrà essere privo di difetti acustici*, come fenomeni di risonanza, echi, focalizzazione del suono e così via;
- ancora, *l'ambiente dovrà essere sufficientemente isolato* sia dal rumore proveniente dall'esterno sia da quello generato all'interno, proveniente dalla presenza e dall'attività delle persone nonché dal funzionamento degli impianti.

Consideriamo allora un generico ambiente confinato come quello indicato nella figura seguente:



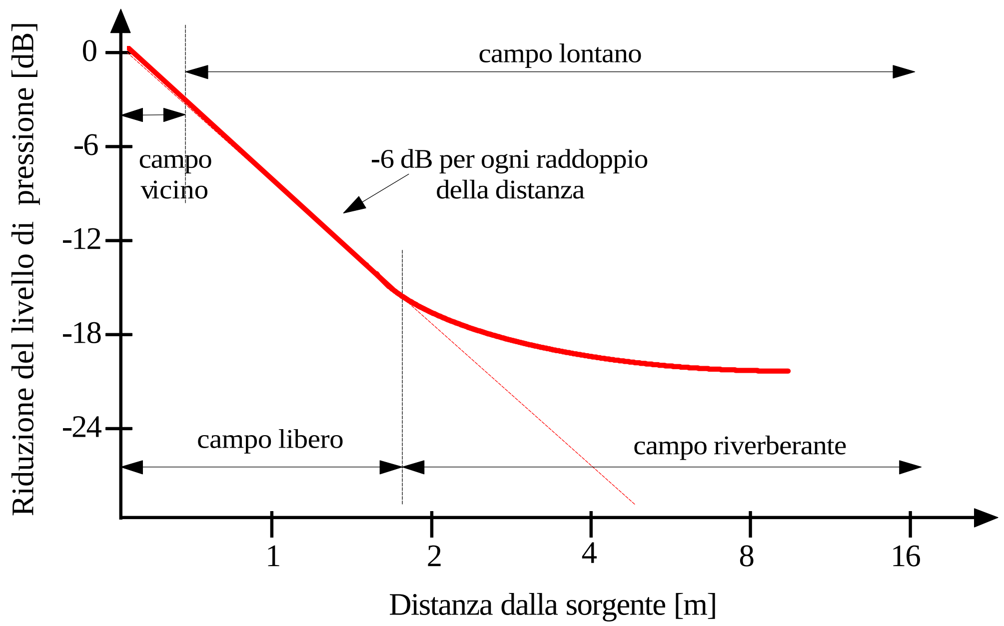
Per effetto della **riflessione multipla** sulle superfici che definiscono l'ambiente, *l'emissione acustica di qualsiasi sorgente produce in ogni punto 2 campi sonori che si sovrappongono:*

- il primo è il **campo sonoro diretto**, prodotto dal suono che direttamente si propaga dalla sorgente verso il ricevitore: esso è caratterizzato da una intensità acustica inversamente proporzionale ad r^2, dove r è la distanza dalla sorgente, così come si avrebbe nel caso di campo libero all'esterno[3]; in altre parole, quindi, il livello di pressione (o di potenza o di intensità) del campo sonoro diretto è caratterizzato dal fatto di diminuire di 6dB per ogni raddoppio della distanza dalla sorgente (si veda, a questo proposito, il grafico che sarà proposto tra poco);
- il secondo è il **campo sonoro riverberante**, prodotto dalla riflessione dell'energia sonora sia sulle superfici che delimitano l'ambiente sia sugli oggetti in esso contenuti; per

[3] Si considera cioè solo il fenomeno della divergenza sferica delle onde, che produce appunto una attenuazione crescente (in unità naturali) col quadrato della distanza dalla sorgente

caratterizzare questo campo, hanno dunque importanza anche l'attitudine delle superfici e degli oggetti presenti a riflettere il suono. Naturalmente, laddove si dovesse riuscire a realizzare il **campo sonoro perfettamente riverberante**, il livello della pressione sonora rimarrebbe costante anche dopo aumenti della distanza dalla sorgente e questo per effetto delle riflessioni multiple subite dal suono.

Possiamo anche riportare, in un piano cartesiano, l'andamento di questi due campi, oltre che del campo risultante dalla loro sovrapposizione, in funzione della distanza dalla sorgente; in particolare, ci interessa riportare la diminuzione del livello di pressione [dB] al variare della distanza [metri] dalla sorgente:



Questo grafico mostra quanto segue:

- *in prossimità della sorgente*, cioè nell'ambito del cosiddetto **campo vicino**, il campo sonoro subisce una lieve attenuazione ed è perciò difficile capire se sia prevalente il campo diretto o quello riverberante;
- *a distanze intermedie dalla sorgente*, invece, il campo prevalente è quello diretto, come testimoniato dal fatto che il campo totale diminuisce di 6dB per ogni raddoppio della distanza;
- infine, *a grandi distanze dalla sorgente*, il campo totale tende asintoticamente ad un valore costante, il che significa che prevale il campo riverberante.

Possiamo perciò schematicamente affermare che *il campo diretto è prevalente in prossimità della sorgente, mentre a distanza prevale quello riverberante.*

Dei casi particolari si hanno, poi, nelle strutture sperimentali usate per le misure in acustica:

- se si considera una *camera anecoica* (cioè un ambiente in cui tutte le pareti sono perfettamente assorbenti), non c'è campo riverberante in quanto non ci sono riflessioni del suono, per cui si ha solo campo libero;

- al contrario, in una *camera riverberante* (cioè un ambiente in cui tutte le pareti sono perfettamente riflettenti), non c'è assorbimento del suono da parte delle pareti, il che comporta che il livello di pressione sia costante in ogni punto e cioè che si abbia solo campo riverberante (o perfettamente diffuso).

ACUSTICA FISICA E ACUSTICA GEOMETRICA

Volendo studiare la propagazione dell'energia sonora negli spazi confinati, è possibile procedere in due modi diversi:

- il primo modo consiste nel descrivere il fenomeno fisico per mezzo delle "**onde sonore**": questo è il campo dell'**acustica fisica**, che prevede la necessità di risolvere l'equazione generale delle onde $\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$ in modo tale da rispettare le opportune condizioni al contorno;

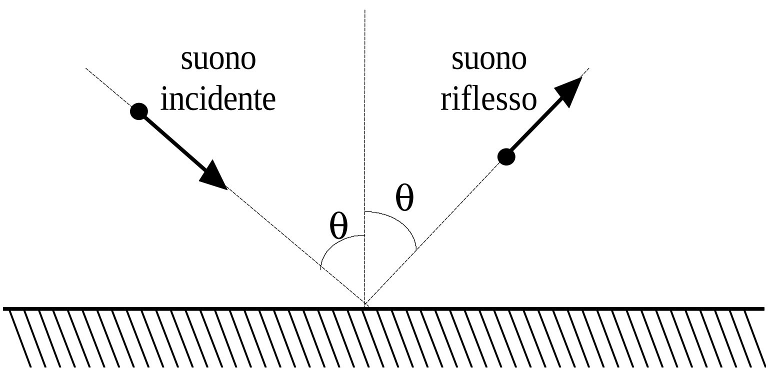
- il secondo modo consiste invece nell'immaginare l'emissione da parte della sorgente di **raggi sonori**, costituiti da rette normali al fronte d'onda, secondo i quali si propaga l'energia acustica: questo è il campo dell'**acustica geometrica**.

Nei casi più complessi (per forma, orientamento e caratteristiche delle pareti) la risoluzione dell'equazione delle onde risulta piuttosto difficoltosa, per cui si ricorre all'acustica geometrica, trascurando così la natura ondulatoria del suono.

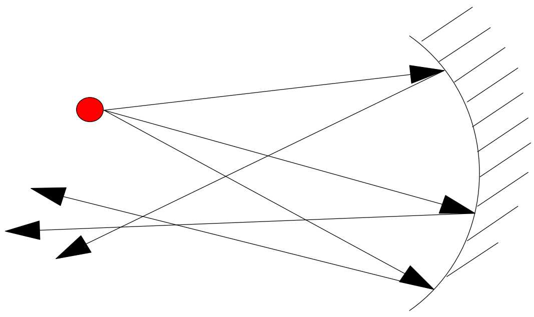
D'altra parte, l'acustica geometrica richiede comunque di seguire i raggi sonori lungo il loro cammino all'interno dell'ambiente, per cui anche questo procedimento diventa pesante quando l'ambiente è di forma complessa.

Il generico raggio sonoro, raggiungendo una superficie riflettente, sarà soggetto alle classiche **leggi della riflessione**, le quali, nel caso in cui la suddetta superficie abbia dimensioni e asperità superficiali trascurabili rispetto alla lunghezza d'onda del suono incidente, prevedono essenzialmente due cose:

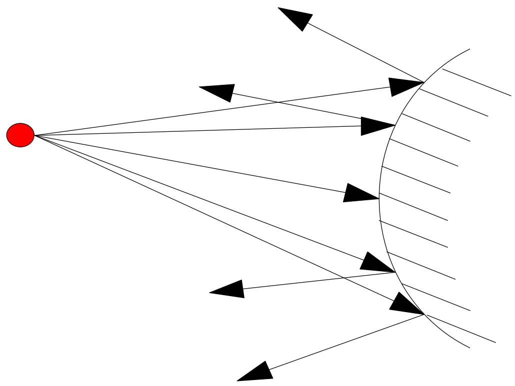
- in primo luogo, *il raggio incidente, quello riflesso e la normale alla superficie riflettente si trovano nello stesso piano*;
- in secondo luogo, *l'angolo di riflessione è uguale a quello di incidenza*, come indicato nella figura seguente:



Quando poi le superfici riflettenti non sono piane, ma **concave**, si ha una concentrazione dei suoi riflessi con effetti quasi sempre negativi per l'acustica dell'ambiente:



Se, invece, le superfici riflettenti sono **convesse**, allora si ottiene una dispersione dei raggi riflessi con il risultato di una migliore diffusione del suono nell'ambiente:



E' bene precisare che *l'acustica geometrica, ipotizzando la propagazione dei suoni per raggi rettilinei, può essere applicata solo quando la lunghezza d'onda del suono è piccola in confronto con le dimensioni dell'ambiente, delle aperture e degli oggetti in esso contenuti.*

Finestre, porte, pilastri, decorazioni complicano la schematizzazione del fenomeno, in quanto, a causa della diffrazione (che si verifica quando λ è paragonabile alle dimensioni dell'ostacolo su cui incide), si ha la modifica della direzione e della intensità del suono riflesso.

Acustica statistica

E' possibile ottenere una notevole semplificazione, nello studio dell'acustica degli ambienti confinati, quando è possibile tener conto, in modo statistico, del contributo dei singoli raggi: si parla, in questo caso, di **acustica statistica**, che risulta applicabile se si ipotizza che il campo sonoro sia perfettamente **diffuso**, il che equivale a dire che i raggi sonori (e quindi l'energia sonora) in ogni punto provengono da tutte le direzioni con eguale probabilità.

Noi adottiamo proprio l'approccio statistico, come si noterà nei prossimi paragrafi, in quanto possiamo in tal modo evitare di seguire i raggi acustici durante il loro percorso.

L'ASSORBIMENTO ACUSTICO

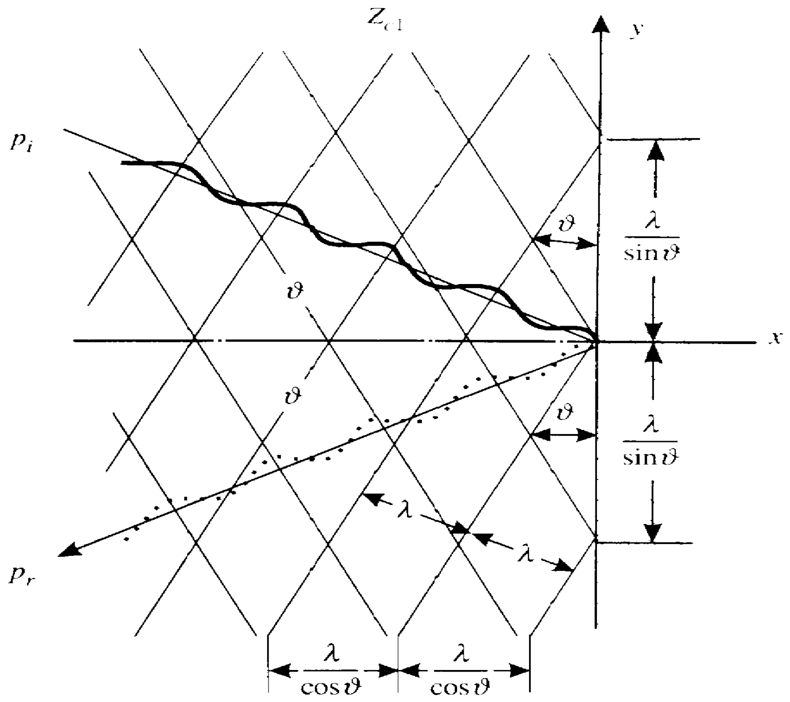
Abbiamo già detto che, a causa della **riverberazione**, il campo acustico, all'interno di un ambiente confinato, dipende fortemente dal fenomeno della **riflessione** del suono sulle superfici che determinano gli ambienti, sugli oggetti e sulle persone presenti all'interno. In acustica, più che parlare di "*riflessione*", si preferisce trattare l'**assorbimento acustico**, inteso come *la capacità di una superficie, di un oggetto o di una persona di assorbire ed eventualmente anche trasmettere, all'esterno dell'ambiente, l'energia sonora incidente.*

Consideriamo allora una generica superficie: quando un suono incide su tale superficie, l'energia incidente E_I ad esso associata viene in parte riflessa (E_R), in parte assorbita (E_A) ed in parte trasmessa (E_T), per cui l'assorbimento acustico è espresso dal cosiddetto **coefficiente di assorbimento acustico** (simbolo: α), definito mediante la relazione

$$\boxed{\alpha = \frac{E_A + E_T}{E_I}}$$

Esso esprime cioè la frazione di energia incidente che non viene riflessa dalla superficie in questione.

Consideriamo adesso un'onda acustica piana che incide su di una superficie, piana e infinitamente estesa, che separa due mezzi caratterizzati il primo da impedenza caratteristica $Z_{C,1}$ ed il secondo da una impedenza caratteristica $Z_{C,2}$; supponiamo anche, come si osserva nella figura seguente, che l'incidenza sia obliqua, secondo una direzione formante un angolo θ con la normale:



In questo caso, è possibile esprimere il coefficiente di assorbimento acustico (che indichiamo adesso con α_θ in modo da indicare l'angolo di incidenza) in funzione di un parametro caratteristico che prende il nome di **impedenza acustica di parete** (simbolo: $Z_{W\theta}$), legato alle caratteristiche della parete, alla frequenza ed ancora all'angolo di incidenza dell'onda: tale parametro è definito mediante la relazione

$$Z_{W\theta} = \frac{\overline{p}_1}{\overline{v}_{1,n}}$$

dove $\overline{p}_1$ e $\overline{v}_{1,n}$ sono, rispettivamente, la pressione e la componente normale alla parete della velocità risultanti dalla sovrapposizione dell'onda incidente e riflessa nel primo mezzo, valutate entrambe in prossimità della parete.

L'espressione del coefficiente di assorbimento (pari al rapporto tra l'energia assorbita e trasmessa dalla superficie e l'energia su questa incidente secondo la direzione formante un angolo θ con la normale) risulta dunque essere la seguente:

$$\boxed{\alpha_\theta = 1 - \left| \frac{Z_{W\theta}\cos\theta - Z_{C,1}}{Z_{W\theta}\cos\theta + Z_{C,1}} \right|^2}$$

Come si vede, la cosa interessante è che α_θ *non risulta dipendere dall'impedenza caratteristica $Z_{C,2}$ del mezzo 2, ma solo da quella del mezzo 1 e da quella di parete.*

Quella relazione è anche importante in quanto consente di studiare come varia α_θ al variare dell'angolo di incidenza: per esempio, si osserva che esso vale 0 quando θ=90°, ossia in caso di incidenza normale.

Se, allora, facciamo un media dei valori che il coefficiente di assorbimento assume al variare di θ, otteniamo il cosiddetto **coefficiente di assorbimento statistico** (simbolo: α_{St}), definito come rapporto tra l'energia sonora assorbita e trasmessa da una determinata superficie e l'energia sonora incidente nel caso di campo sonoro diffuso.

La maggior parte dei valori del coefficiente di assorbimento reperibili in letteratura sono stati ottenuti in apposite strutture dette **camere riverberanti**, che realizzano con la maggiore approssimazione possibile un campo acustico diffuso. Queste misure hanno portato al cosiddetto **coefficiente di assorbimento acustico secondo Sabine** (simbolo: α_{Sab}): si tratta del *valore del coefficiente di assorbimento acustico determinato in camera riverberante attraverso la misura di tempi di decadimento della densità di energia sonora.* Il termine "*Sabine*" deriva dal fatto che questo metodo di misura è appunto basato sulla **teoria di Sabine**.

In effetti, il coefficiente di assorbimento statistico α_{St} e quello secondo Sabine α_{Sab}, pur riferendosi entrambi ad un campo sonoro diffuso, differiscono notevolmente uno dall'altro: il motivo è che il primo deriva da una misura diretta del rapporto di energie, mentre il secondo da una misura indiretta.

Per concludere, ricordiamo che *tutti i coefficienti di assorbimento acustico (α_θ, α_{St} e α_{Sab}) sono funzioni della frequenza, per cui vanno sempre misurati in bande di ottava o di terzi di ottava.* In altre parole, quando si dice, ad esempio, che una certa parete ha un coefficiente di assorbimento acustico pari a 0.5, è necessario specificare a quale frequenza (intesa come frequenza centrale di una banda) sia relativo tale valore.

IL CAMPO SONORO IN CONDIZIONI STAZIONARIE

Abbiamo già detto che il **campo sonoro**, in ambienti confinati e di dimensioni grandi rispetto alle lunghezze d'onda dei suoni che vi si propagano, può essere considerato come sovrapposizione del **campo diretto** e del **campo riverberante**. Vogliamo qui trovare una relazione analitica che permetta di descrivere tale campo sonoro.

Per ottenere tale descrizione del campo sonoro, è opportuno riferirsi all'*energia contenuta nell'unità di volume,* vale a dire alla **densità di energia sonora**, che indicheremo con **D** (misurandola in **J/m³**).

Cominciamo allora dall'analisi del campo diretto: data una sorgente caratterizzata dalla direttività Q e che emette con continuità la potenza W, la **densità di energia del campo sonoro diretto** (simbolo: $\mathbf{D_D}$) è pari a quella che si avrebbe all'esterno in campo libero. In precedenza, nel caso di onde piane oppure di onde sferiche a distanza sufficientemente grande dalla sorgente, abbiamo trovato che la densità di energia acustica è

$$D = \frac{(I_\theta)_{MAX}}{c} = \frac{(I_\theta)_{\theta=0}}{c} = \frac{p_{eff}^2}{\rho_0 c^2}$$

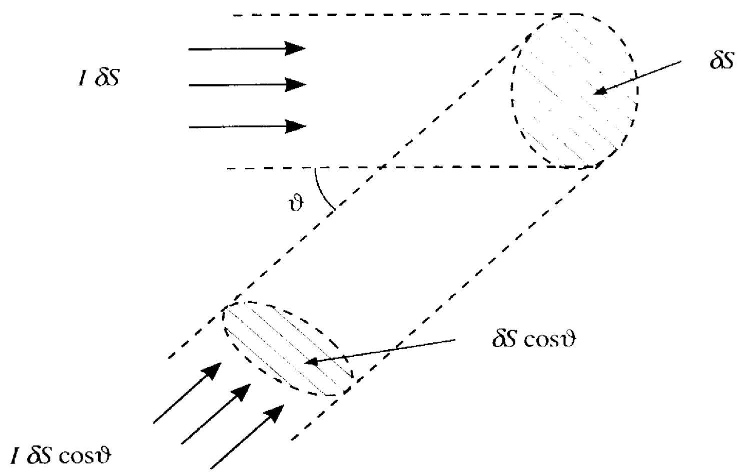
ed avevamo anche trovato che il valore massimo dell'intensità acustica, a distanza r dalla sorgente, è $(I_\theta)_{MAX} = \frac{W}{4\pi r^2}$. Allora, mettendo insieme queste due relazioni e tenendo anche conto della direttività Q della sorgente, possiamo scrivere che la densità di energia del campo sonoro diretto, nel generico punto a distanza r, vale

$$D_D = \frac{WQ}{4\pi r^2 c}$$

Questo vale dunque per il campo sonoro diretto, in un generico ambiente, misurato a distanza r dalla sorgente.

Al contrario, nel caso del campo sonoro riverberante, bisogna tener conto che le onde acustiche hanno subito almeno una riflessione, per cui si propagano in varie direzioni a seconda dell'angolo di incidenza sulla superficie o sull'oggetto riflettente. Vediamo allora di determinare una "*densità di energia del campo sonoro riverberante*" (simbolo: $\mathbf{D_R}$)

Supponiamo perciò che il campo sonoro, oltre ad essere stazionario (cioè caratterizzato da un livello di pressione costante nel tempo), sia anche **perfettamente diffuso**, il che significa che, in ogni punto, le onde sonore provengono da tutte le direzioni con uguale probabilità. Scegliamo arbitrariamente un'areola δS all'interno del campo, come nella figura seguente:



Si osserva che le onde che si propagano da sinistra verso destra rispetto a δS provvedono solo a metà della densità di energia D_R , in quanto l'altra metà è prodotta dalle onde che si propagano da destra verso sinistra; inoltre, con riferimento a quelle che vanno da sinistra verso destra, si osserva anche, dalla figura, che non tutte contribuiscono in egual misura, dato che l'energia che fluisce nell'unità di tempo attraverso δS dipende dall'angolo di incidenza θ, essendo pari a IδScosθ. Quindi, nel caso di campo diffuso, ricordando che le onde provengono da tutte le direzioni con uguale probabilità, l'energia che fluisce nell'unità di tempo attraverso δS, da sinistra verso destra, risulta essere pari alla metà di quella che si avrebbe se tutte le onde incidessero normalmente su δS.

Tenendo conto di questo, si trova che l'energia che fluisce, nell'unità di tempo e in una sola direzione, attraverso δS è legata alla densità di energia D_R dalla relazione $\frac{cD_R}{4}\delta S$: il prodotto cD_R non è altro che l'intensità del campo riverberante, per cui il prodotto $cD_R\delta S$ ha le dimensioni di una potenza (cioè appunto energia nell'unità di tempo); tale potenza viene divisa per 2*2: la prima divisione per 2 porta in conto il fatto che le onde che si propagano da sinistra verso destra rispetto a δS provvedono solo a metà della potenza, mentre la seconda divisione per 2 tiene conto del fatto che metà della potenza deriva dall'incidenza normale su δS e l'altra metà dall'incidenza obliqua.

Inoltre, se δS si trova sulla superficie che delimita l'ambiente, caratterizzata da un coefficiente di assorbimento statistico α_{St}, la potenza assorbita sarà il prodotto di quella incidente, ossia appunto $\frac{cD_R}{4}\delta S$, per il coefficienti α_{St}: quindi

$$dW_{ASS} = \frac{cD_R}{4}\delta S \alpha_{St}$$

Allora, la potenza acustica complessivamente assorbita dal campo riverberante si otterrà, da quest'ultima relazione, sommando gli effetti di tutte le superfici assorbenti S_k, caratterizzate ognuna dal coefficiente di assorbimento statistico $\alpha_{St,k}$: potremo cioè valutare questa potenza assorbita come

$$W_{ASS} = \sum_k dW_{ASS,k} = \sum_k \frac{cD_R}{4} S_k \alpha_{St,k} = \frac{cD_R}{4} \sum_k S_k \alpha_{St,k} = \frac{cD_R}{4} S\overline{\alpha_{St}}$$

dove $\overline{\alpha_{St}}$ è evidentemente un **coefficiente di assorbimento acustico statistico medio** dell'ambiente considerato, definito come

$$\overline{\alpha_{St}} = \frac{\sum_k \alpha_{St,k} S_k}{\sum_k S_k}$$

Adesso, se ci troviamo in condizioni stazionarie, ossia in una condizione per cui il livello di pressione è costante nel tempo, la potenza perduta dal campo riverberante per effetto dell'assorbimento acustico deve essere necessariamente bilanciata dalla potenza fornita al campo riverberante (ossia dalla potenza che rimane dopo la prima riflessione), in quanto, se non fosse così, il livello di pressione sarebbe costretto a diminuire nel tempo: possiamo allora effettuare un bilancio di potenza mediante la reazione

$$W\left(1-\overline{\alpha_{St}}\right) = W_{ASS} = \frac{cD_R}{4} S\overline{\alpha_{St}}$$

dove chiaramente $W\left(1-\overline{\alpha_{St}}\right)$ rappresenta la potenza fornita al campo riverberante.

Da questa relazione possiamo tirar fuori proprio D_R, ossia la **densità di energia del campo riverberante** in condizioni stazionarie:

$$D_R = \frac{4W}{cS\overline{\overline{\alpha_{St}}}}\left(1-\overline{\alpha_{St}}\right)$$

Solitamente si pone $R = \frac{S\overline{\alpha_{St}}}{1-\overline{\overline{\alpha_{St}}}}$ (costante che prende il nome di **costante ambientale**, in inglese **room constant**, in quanto tiene conto delle caratteristiche superficiali di assorbimento dell'ambiente), per cui l'espressione di prima diventa semplicemente

$$\boxed{D_R = \frac{4W}{cR}}$$

Se ora sommiamo gli effetti del campo sonoro diretto e di quello riverberante, otteniamo la **densità di energia sonora totale**:

$$\boxed{D = D_D + D_R = \frac{WQ}{4\pi r^2 c} + \frac{4W}{cR} = \frac{W}{c}\left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{R}\right)}$$

Ricordando inoltre che la densità di energia è proporzionale al quadrato della pressione efficace secondo la già citata relazione $D = \frac{p_{eff}^2}{\rho_0 c^2}$, possiamo anche esprimere l'ultima relazione in termini proprio di **pressione efficace totale**:

$$p_{eff}^2 = W\rho_0 c\left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{R}\right)$$

Possiamo anche esprimerci in termini di **livello di pressione sonora totale**:

$$L_P = 10 \cdot \log_{10} p_{eff}^2 = 10 \cdot \log_{10} W\rho_0 c\left(\frac{Q}{4\pi r^2}+\frac{4}{R}\right) = 10 \cdot \log_{10} W\rho_0 c + 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{Q}{4\pi r^2}+\frac{4}{R}\right) =$$
$$= L_W + 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{Q}{4\pi r^2}+\frac{4}{R}\right)$$

L'ultima osservazione da fare riguarda la costante ambientale R: i valori di questa costante sono molto difficili da calcolare, principalmente perché dipendono dai coefficienti di assorbimento statistico α_{St} mentre, per i vari materiali, vengono generalmente forniti i valori del coefficiente di assorbimento secondo Sabine α_{Sab}. A questo inconveniente si può ovviare nel modo seguente: dall'espressione $R = \frac{S\overline{\alpha}_{St}}{1-\overline{\overline{\alpha}}_{St}}$, si intuisce che R è sempre maggiore di $S\overline{\alpha}_{St}$; inoltre, si verifica anche che $\alpha_{Sab} > \alpha_{St}$. Sulla base di ciò, si vede che il livello di pressione sonora totale è esprimibile, con buona approssimazione, mediante la nuova relazione

$$\boxed{L_P = L_W + 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{Q}{4\pi r^2}+\frac{4}{A}\right)}$$

dove, al posto di R, è stato usato il nuovo coefficiente A, detto **assorbimento acustico dell'ambiente**, definito dalla relazione

$$A = \sum_k \alpha_{Sab,k} S_k$$

e misurato in m^2 (la sommatoria è chiaramente estesa a tutte le superfici che definiscono l'ambiente considerato).

E' bene sottolineare, come si vedrà anche nel prossimo paragrafo, che, negli ambienti di grandi dimensioni, è spesso necessario tener conto non solo dell'assorbimento di pareti e/o eventuali oggetti o persone, ma anche dell'**assorbimento dell'aria**. Per fare questo, ad esempio nella determinazione di A, basta introdurre un termine 4mV, dove *V* è il volume dell'ambiente considerato mentre *4m* è un coefficiente sperimentale opportunamente tabellato. Con questo accorgimento, la formula completa per il calcolo dell'assorbimento acustico dell'ambiente diventa

$$\boxed{A = \sum_k \alpha_{Sab,k} S_k + 4mV}$$

IL TEMPO DI RIVERBERAZIONE

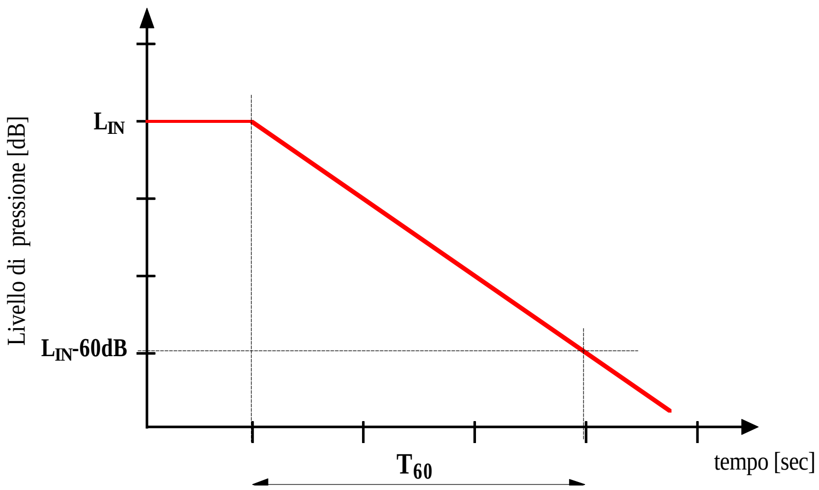
Consideriamo il solito ambiente confinato, all'interno del quale è sistemata una sorgente che emette con continuità una certa potenza acustica costante W: *se, in un certo istante, la sorgente cessa di funzionare, il livello sonoro, in un generico punto, non varia istantaneamente, ma solo dopo un certo tempo necessario affinché il suono percorra la distanza tra sorgente e ricevitore.* Dopo questa iniziale attenuazione, il livello sonoro continua a diminuire man mano che vengono a mancare le varie componenti del campo riverberante dovute alla prima, alla seconda, alla ennesima riflessione.

Per quantificare questo fenomeno caratteristico degli ambienti confinati, si usa il cosiddetto **tempo di riverberazione** (simbolo: $\mathbf{T_{60}}$), che rappresenta probabilmente il più famoso parametro usato per caratterizzare l'acustica nei grandi ambienti: il tempo di riverberazione è definito come il *tempo necessario affinché il livello di pressione acustica di un suono, al cessare dell'emissione della sorgente sonora, diminuisca, in un generico punto, di 60dB.* In termini più concreti, il tempo di riverberazione corrisponde al tempo necessario affinché un suono di livello abbastanza elevato si attenui fino a raggiungere la *soglia di udibilità* in presenza di un normale rumore di fondo.

Il fatto di riferirsi ad una diminuzione di 60dB da parte del livello di pressione deriva dalla considerazione che

$$-60\text{dB} = 10\log_{10}\frac{1}{10^6}$$

Questa relazione dice, in pratica, che una diminuzione di 60dB rispetto al livello di pressione iniziale equivale ad una riduzione della pressione sonora di 1 milionesimo rispetto al valore iniziale. Il grafico seguente mostra bene il concetto:



C'è una relazione sperimentale (proposta ancora da W.C. **Sabine**) per calcolare il tempo di riverberazione:

$$\boxed{T_{60} = \frac{60V}{1.086 \cdot c \cdot \sum_k S_k \alpha_{Sab,k}}}$$

dove V è il volume dell'ambiente, c la velocità del suono nell'aria, S_k l'area della k-sima superficie avente coefficiente di assorbimento acustico (secondo Sabine) $\alpha_{Sab,k}$.

Alla temperatura di 20°C, ricordando che la velocità di propagazione del suono ha espressione $c = \sqrt{kRT}$ (valida nell'ipotesi di considerare il mezzo di propagazione come un gas perfetto), quella relazione si può semplificare notevolmente: essa diventa infatti

$$T_{60} = 0.161\frac{V}{A}$$

dove A è il già *citato assorbimento acustico dell'ambiente* considerato.

E' interessante notare che il tempo di riverberazione cresce al crescere del volume dell'ambiente considerato. E' possibile allora diagrammare l'andamento di T_{60} in funzione proprio di V (in ascisse) ed al variare di A: diagrammi di questo tipo servono a individuare i valori di V ottimali per ottenere, a seconda del tipo di suoni (parlato, musica religiosa, musica sinfonica e così via), il tempo di riverberazione desiderato.

> Un ambiente si dirà "**vivo**" (in inglese "*live*") e non "**morto**" ("dead"), dal punto di vista acustico, se al suo interno esiste un buon rapporto tra l'energia riflessa e quella diretta. Questa caratteristica va misurata in ogni punto, con la conseguenza che la "**vivacità**" ("*liveness*") varia da punto a punto, aumentando man mano che, allontanandosi dalla sorgente, ci si avvicina alle pareti che riflettono il suono.

La "**diffusione sonora**" aumenta con l'irregolarità sia dell'orientamento delle pareti dell'ambiente sia della distribuzione delle superfici acusticamente assorbenti nonché con la presenza di oggetti in grado di riflettere il suono. Questo fatto comporta una conseguenza fondamentale: se si vuole incrementare l'assorbimento acustico di un ambiente e lo si vuol fare usando degli appositi **materiali fonoassorbenti** (dei quali parleremo tra poco), non bisogna sistemarli tutti su di un'unica superficie, come spesso si fa scegliendo il soffitto, in quanto questo andrebbe sicuramente a scapito della diffusione sonora.

Quando l'ambiente considerato è di grandi dimensioni, la valutazione del tempo di riverberazione, come anche di altri parametri acustici, deve tener conto del già citato **assorbimento dell'aria**; allora, le espressioni di T_{60} possono essere modificate nel modo seguente:

$$T_{60} = \frac{60V}{1.086 \cdot c \cdot \left(\sum_k S_k \alpha_{Sab,k} + 4mV \right)}$$

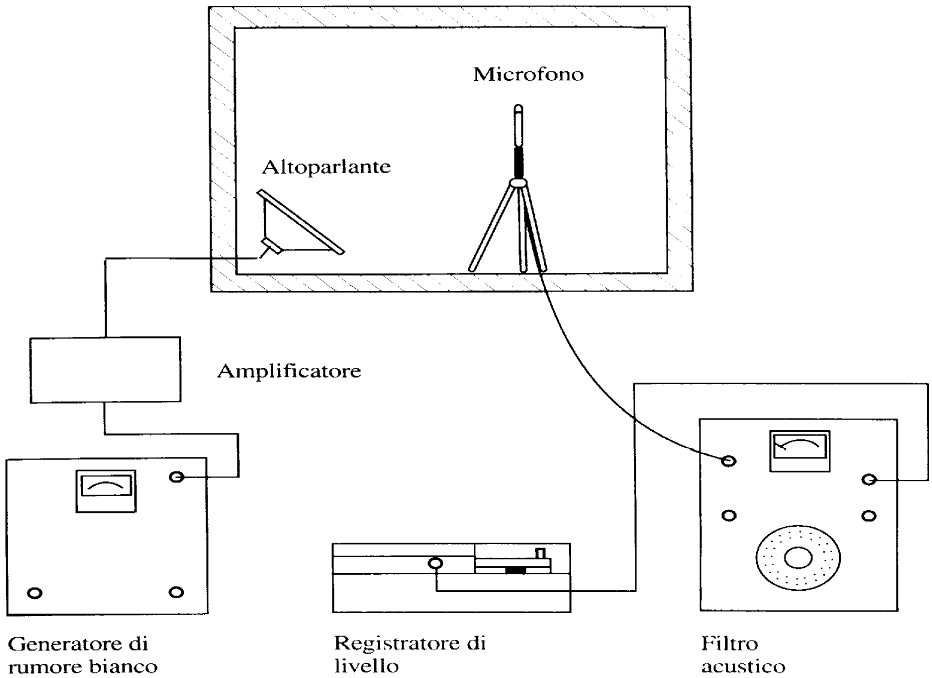
$$\text{a } 20^\circ\text{C} \longrightarrow T_{60} = 0.161 \frac{V}{A + 4mV}$$

dove il coefficiente $4mV$ è appunto quello che tiene conto dell'assorbimento dell'aria.

Esiste anche un metodo sperimentale per la determinazione del tempo di riverberazione in un ambiente:

- in primo luogo, bisogna disporre di una **sorgente sonora a banda larga**, in grado di emettere un rumore bianco, cioè componenti spettrali praticamente a tutte le frequenze;
- serve anche un **registratore di livello ad alta velocità**, il quale permette di registrare i valori della pressione sonora direttamente in decibel; il suono emesso dagli altoparlanti viene rilevato da un microfono e, dopo essere stato filtrato in bande di ottava o di terzi di ottava, arriva al registratore, che svolge le sue elaborazioni;
- si pone quindi in funzione la sorgente all'interno dell'ambiente considerato: una volta raggiunte le condizioni di regime, si interrompe bruscamente l'emissione della sorgente, registrando il decadimento sonoro: su di una banda di carta viene così tracciato l'andamento temporale del livello di pressione sonora, dal quale, conoscendo la velocità di svolgimento della carta, è possibile risalire al tempo di riverberazione.

La figura seguente mostra uno schema dell'apparato e del procedimento appena descritti:



Esempio numerico

Il volume di una sala è V_0=324m^3; le sue pareti hanno superficie S_0=122m^2 ed hanno coefficiente di assorbimento acustico medio α_0=0.03 a 500 Hz; il soffitto ha superficie S_S=98m^2 e coefficiente di assorbimento acustico medio α_S=0.8 a 500 Hz; il pavimento ha superficie S_P=98m^2 e coefficiente di assorbimento acustico α_P=0.06 a 500 Hz. Vogliamo il tempo di riverberazione a 50 Hz.

La risoluzione di questo esercizio è immediata, in quanto, trascurando l'assorbimento da parte dell'aria, basta applicare la definizione di tempo di riverberazione:

$$T_{60} = 0.161\frac{V}{A} = 0.161\frac{V}{S\overline{\overline{\alpha}}_{St}} = 0.161\frac{V}{\frac{\sum_k \alpha_k S_k}{\sum_k S_k}} = 0.161\frac{V\sum_k S_k}{\sum_k \alpha_k S_k}$$

Sostituendo i valori numerici proposti dalla traccia, si ha quanto segue:

$$T_{60} = 0.161\frac{324\cdot(122+98+98)}{122\cdot 0.03 + 98\cdot 0.8 + 98\cdot 0.06} = 0.61\sec$$

C'è tuttavia da fare una osservazione: la formula appena utilizzare è dovuta a Sabine ed è specifica per ambienti in cui l'assorbimento acustico sia basso. Al contrario, quando l'assorbimento acustico è alto, è più opportuno usare quest'altra formula:

$$T_{60} = 0.161\frac{V}{-S\cdot\ln\left(1-\overline{\overline{\alpha}}_{St}\right)} = 0.161\frac{V}{-S\cdot\ln\left(1-\frac{\sum_k \alpha_k S_k}{\sum_k S_k}\right)}$$

Con questa formula, si ottiene T_{60}=0.525 secondi.

Misura del coefficiente di assorbimento secondo Sabine

Dalla misura del tempo di riverberazione deriva la possibilità di determinare i valori dei coefficienti di assorbimento (secondo Sabine) dei vari materiali. Il procedimento di misura è illustrato nell'esempio seguente.

Supponiamo di voler misurare il coefficiente di assorbimento $\alpha_{Sab,M}$ di una *mattonella acustica* (cioè un pannello) avente superficie S_M=10m^2 , alla frequenza di 500 Hz (ricordiamo che tutti i parametri di cui ci stiamo occupano in questo capitolo sono da determinarsi in bande di frequenza, proprio perché dipendono dalla frequenza).

Per fare questa misura, utilizziamo una **camera riverberante** (necessaria in quanto la *teoria di Sabine* si basa sull'ipotesi di campo sonoro perfettamente riverberante) avente un volume V=219m^3 ed una superficie totale S=414m^2. All'interno di tale camera, effettuiamo due distinte misure:

- in primo luogo, misuriamo il tempo di riverberazione della camera, così come descritto nel paragrafo precedente, in assenza della mattonella: supponiamo di trovare T_{60}=5 secondi;
- in secondo luogo, poniamo i 10m^2 della mattonella all'interno della camera e misuriamo nuovamente il tempo di riverberazione: supponiamo di trovare T_{60}=3 secondi.

Sulla base di questi dati, andiamo a determinare α_M.

In primo luogo, osserviamo che, per la prima misura (in assenza cioè della mattonella), possiamo scrivere (trascurando l'assorbimento dell'aria) che

$$T_{60} = 0.161\frac{V}{A} = 0.161\frac{V}{\sum_k \alpha_{Sab,k} S_k} = 0.161\frac{V}{\alpha_{Sab,C} S}$$

da cui possiamo ricavare il coefficiente di assorbimento acustico $\alpha_{Sab,C}$ della camera (a 500 Hz):

$$\alpha_{Sab,C} = 0.161\frac{V}{T_{60} S} = 0.033$$

Per la seconda misura, invece, la formula è la stessa, con la differenza che parte della superficie della camera è adesso occupata dalla mattonella avente superficie S_M=10m^2 e coefficiente di assorbimento acustico $\alpha_{Sab,M}$: abbiamo perciò che

$$T_{60} = 0.161\frac{V}{A} = 0.161\frac{V}{\sum_k \alpha_{Sab,k} S_k} = 0.161\frac{V}{\alpha_{Sab,C}(S - S_M) + \alpha_{Sab,M} S_M}$$

da cui otteniamo che

$$\alpha_{Sab,M} = \frac{1}{S_M}\left[0.161\frac{V}{T'_{60}} - \alpha_{Sab,C}(S - S_M)\right]$$

Sostituendo l'espressione di $\alpha_{Sab,C}$ trovata prima, possiamo concludere che il coefficiente di assorbimento acustico della mattonella ha la seguente espressione:

$$\boxed{\alpha_{Sab,M} = \frac{0.161V}{S_M}\left[\frac{1}{T'_{60}} - \frac{1}{T_{60}S}(S - S_M)\right]}$$

Questa formula sintetizza dunque il procedimento di misura: *misurati i tempi di riverberazione della camera riverberante in presenza ed in assenza del campione considerato, per calcolare l'a_{Sab} del campione stesso basta conoscere la superficie della camera e quella del campione stesso,* in modo da poter applicare la formula.

Nel nostro esempio, sostituendo i valori numerici si ottiene $\alpha_{Sab,M}$=0.5.

Esempio numerico

*Consideriamo una sala adibita a discoteca, con dimensioni di 30*20*6 m. Al centro della sala vi è una sorgente sonora omnidirezionale. Supponiamo di aver misurato un tempo di riverberazione T_{60}=1.4 sec alla frequenza di 500 Hz. Vogliamo calcolare la potenza acustica della sorgente necessaria per garantire, nel punto più lontano, un livello di pressione di 90 dB.*

Ci ricordiamo subito che, in un ambiente confinato, di dimensioni sufficientemente maggiori della lunghezza d'onda del suono, il livello di pressione è dato dalla relazione generale

$$L_P = L_W + 10\cdot\log_{10}\left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{A}\right)$$

Il primo termine, nell'argomento del logaritmo, tiene conto del campo sonoro diretto: essendo la sorgente omnidirezionale, dobbiamo prendere Q=1 e dobbiamo inoltre considerare r=18m, che rappresenta (è facile verificarlo) la distanza tra la sorgente ed il punto più lontano della sala (che sarebbe uno qualsiasi degli 8 spigoli della sala stessa).

Il secondo termine, nell'argomento del logaritmo, tiene invece conto del campo riverberante, che ricordiamo essere quello prevalente nei punti più distanti dalla sorgente. Il parametro incognito è il coefficiente A (**assorbimento acustico dell'ambiente**), definito dalla relazione

$$A = \sum_k \alpha_{Sab,k} S_k$$

Nel nostro caso, la sommatoria comprende un unico termine, in quanto si suppone che la muratura, il pavimento ed il soffitto della sala siano tutti dello stesso materiale; possiamo allora scrivere semplicemente che

$$A = \alpha_{Sab} S$$

Per calcolare A, dobbiamo evidentemente sfruttare la conoscenza del tempo di riverberazione: ci ricordiamo infatti che esiste la relazione $\alpha_{Sab} = 0.161\frac{V}{T_{60}S}$, dalla quale ricaviamo evidentemente che

$$A = \alpha_{Sab,} S = 0.161 \frac{V}{T_{60}} = 414 (m^2)$$

Sostituendo nell'espressione del livello di pressione, otteniamo che

$$L_P = L_W + 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{A}\right) = L_W + 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{1}{4\pi(18^2)} + \frac{4}{414}\right) = L_W + 10 \cdot \log_{10}(0.0002 + 0.00966) = L_W - 20$$

Come si nota dai valori numerici, il campo riverberante, nel punto considerato (a 18 m dalla sorgente) è più di un ordine di grandezza superiore al campo diretto (per la precisione, è ben 48 volte più grande).

Imponendo adesso che L_P=90dB, otteniamo che il livello di potenza richiesto alla sorgente è L_W=110dB, che corrispondono a **0.1 W**.

MATERIALI FONOASSORBENTI

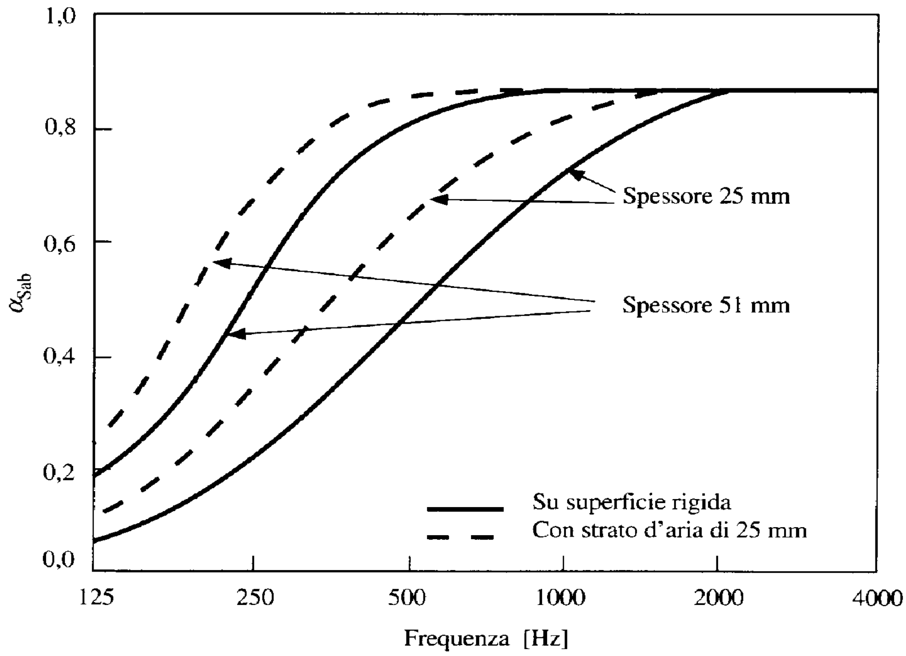
*I "**materiali fonoassorbenti**" sono materiali caratterizzati da alti valori del coefficiente di assorbimento acustico in determinate bande di frequenza.* Essi vengono impiegati negli ambienti confinati per controllare le riflessioni indesiderate, la riverberazione ed anche il rumore.

Questi materiali possono essere raggruppati in 2 classi distinte a seconda del fenomeno di assorbimento acustico che si ritiene prevalente:

- nei materiali **fonoassorbenti porosi**, l'assorbimento acustico è legato principalmente alla dissipazione di energia acustica per attrito tra l'aria e le cavità presenti nel materiale stesso
- nei **pannelli vibranti** e nei **pannelli forati risonanti assorbenti**, invece, l'assorbimento acustico è legato principalmente al fenomeno della risonanza: in questo caso, l'energia viene assorbita principalmente a causa delle vibrazioni flessionali.

Materiali fonoassorbenti porosi

Le caratteristiche di assorbimento dei materiali fonoassorbenti porosi (che possono essere **materiali porosi**, come poliuretani espansi, intonaci acustici, oppure **materiali fibrosi**, come feltri, lana di roccia, lana di vetro e truciolati) sono legate sia alla frequenza del suono incidente sia allo spessore del materiale stesso. Il diagramma seguente mette in mostra questi legami:

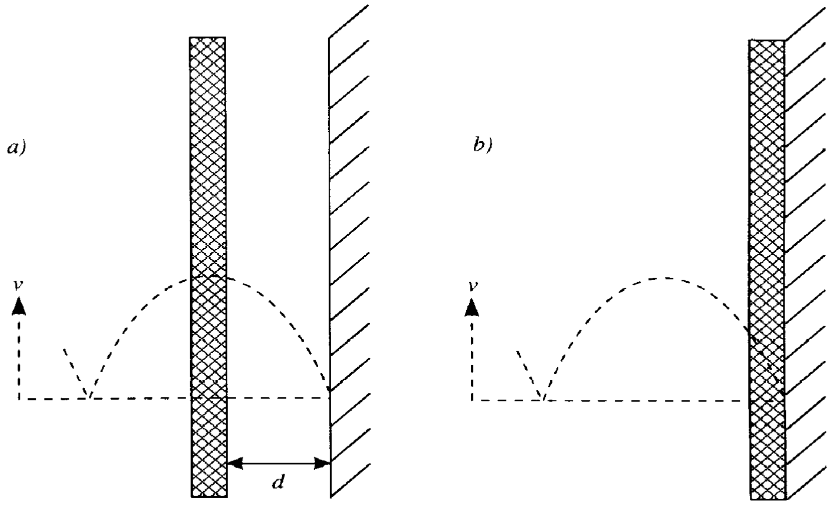


Si notano subito due cose:

- in primo luogo, *valori elevati di α_{Sab} si ottengono solo alle alte frequenze e risultano sostanzialmente indipendenti dallo spessore;*
- al contrario, *per frequenze medio-basse, l'assorbimento acustico aumenta con lo spessore dei pannelli..*

In definitiva, quindi, *usando materiali fonoassorbenti porosi, per aver valori elevati di assorbimento in un campo di frequenza che comprenda anche le basse frequenze, occorre impiegare spessori adeguati.*

Il diagramma mette in evidenza un'altra caratteristica importante dei materiali fonoassorbenti porosi: è possibile aumentare l'assorbimento acustico alle medie e basse frequenze interponendo uno strato d'aria (detto **intercapedine**) tra il materiale fonoassorbente e la superficie da trattare. Questo effetto può essere spiegato con riferimento alla figura seguente:



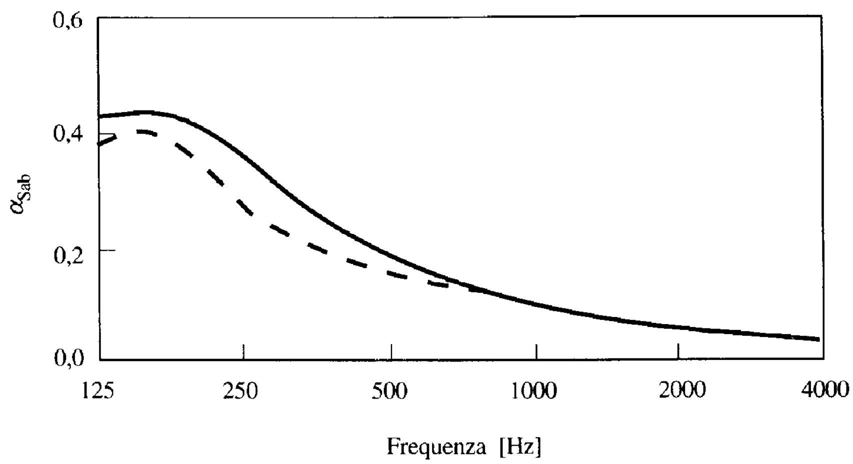
Abbiamo detto che l’assorbimento dei materiali fonoassorbenti porosi è dovuto alla dissipazione, per attrito con le superfici delle cavità, dell’energia vibrazionale posseduta dalle molecole dell’aria; questa dissipazione è massima laddove le molecole viaggiano a velocità più elevata: allora, supponendo che la parete da trattare sia perfettamente rigida, in corrispondenza di questa la velocità delle particelle sarà praticamente nulla e quindi l’efficienza del materiale fonoassorbente poroso sarà minima (figura b); al contrario, allontanandosi dalla parete, la velocità dell’aria aumenta (fino a raggiungere un picco ad una distanza di $\lambda/4$ dalla pareti) e quindi aumenta anche l’efficienza del materiale (figura a).

In conclusione, quindi, *volendo impiegare spessori ridotti di materiali fonoassorbenti porosi, sarà utile che questi vengano installati non a diretto contatto con la parete, ma a conveniente distanza da questa.*

Pannelli vibranti

I cosiddetti **pannelli vibranti** sono costituiti da lastre di materiale non poroso (come il legno compensato) montate su un apposito telaio che le mantiene distanziate dalla superficie da trattare formando una intercapedine di aria. *Una volta colpiti dall’onda sonora, questi pannelli vibrano come un diaframma su di un cuscino di aria ed assorbono l’energia acustica per effetto delle vibrazioni flessionali.*

Nella figura seguente è illustrato l’andamento del coefficiente di assorbimento α_{Sab}, in funzione della frequenza, per un pannello vibrante di legno compensato dello spessore di 4.8mm installato a 51 mm di distanza dalla parete da trattare (la *linea continua* fa riferimento alla presenza di materiale fonoassorbente poroso nell’intercapedine, mentre la *linea tratteggiata* si riferisce all’assenza di tale materiale):



Il grafico indica che l’assorbimento acustico è massimo per frequenze intorno alla **frequenza di risonanza** del pannello: questa dipende dalla sua massa per unità di superficie, dalla sua rigidezza in relazione anche al suo supporto e dalla rigidezza dell’intercapedine d’aria. La seguente relazione consente di calcolare il valore di questa frequenza:

$$f_R = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\rho_0 c^2}{md}}$$

dove m [kg/m^2] è la massa del pannello vibrante, d [m] lo spessore dell'intercapedine d'aria, ρ_0 [kg/m^3] la densità dell'aria e c la velocità del suono nell'aria.

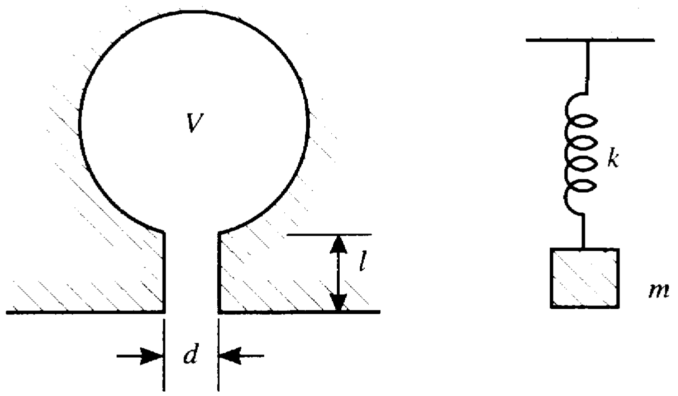
Come evidenziato dal grafico precedente, il valore del coefficiente di assorbimento acustico e la larghezza della banda entro la quale si hanno valori di α_{Sab} sufficientemente alti, possono essere aumentati ponendo materiali fonoassorbenti porosi nell'intercapedine d'aria. Se poi si vogliono ottenere valori elevati di α_{Sab} in un campo di frequenze piuttosto ampio, si possono impiegare più pannelli vibranti di differente frequenza di risonanza.

Pannelli forati risonanti assorbenti

<u>Quest'ultima classe di materiali fonoassorbenti viene principalmente impiegata per sopperire alle deficienze degli altri materiali in particolare alle medie frequenze</u>.

Un pannello di materiale non poroso, nel quale vengono praticati fori di dimensioni opportune e che viene montano ad una certa distanza dalla superficie da trattare, si comporta come un insieme di **risonatori di Helmholtz**, tanti quanti sono i fori.

Ricordiamo allora che un "*risonatore di Helmholtz*", nella sua forma più semplice, è costituito da una cavità definita da pareti rigide e collegata all'esterno mediante una apposita apertura (detta "*collo*"):



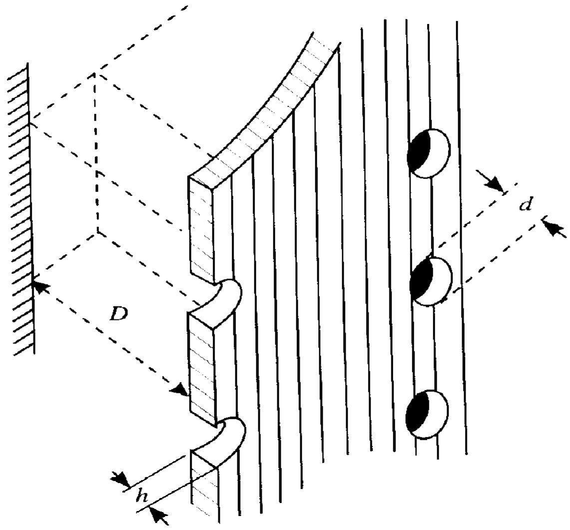
Questo dispositivo è in grado di dissipare energia acustica per attrito in corrispondenza della sua frequenza di risonanza: infatti, il suono incidente fa vibrare l'aria contenuta nel collo del risonatore, che si comporta come una massa vibrante collegata ad una molla (costituita dall'aria contenuta nella cavità).

Normalmente, il sistema ha uno smorzamento molto piccolo, per cui l'assorbimento acustico presenta un picco molto netto in corrispondenza della frequenza di risonanza (che si trova generalmente tra 50Hz e 400Hz). Anche qui c'è una apposita relazione per il calcolo di tale frequenza di risonanza:

$$f_R = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{S}{(\ell + 0.8d)V}}$$

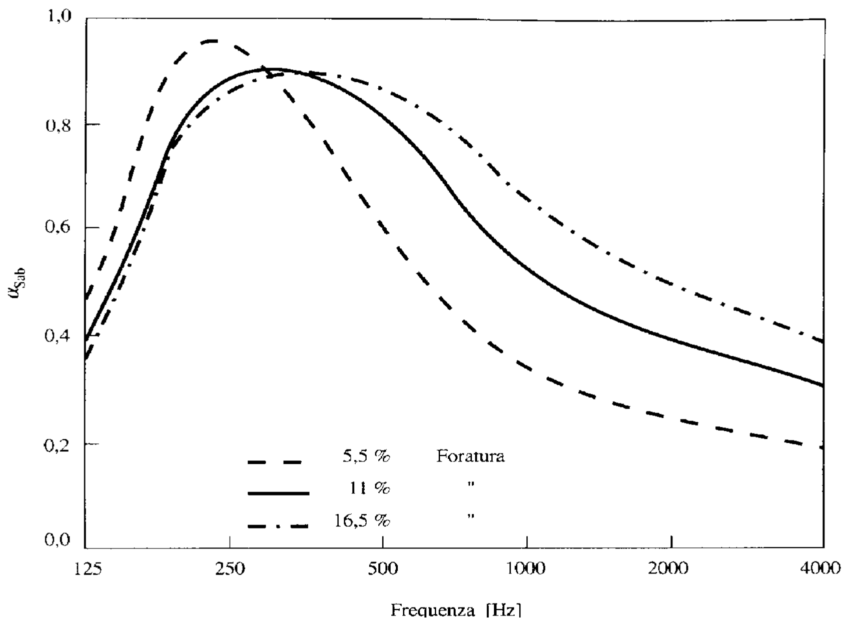
dove c è la velocità del suono nell'aria, S l'area della sezione del collo del risonatore, V il volume della cavità, ℓ la lunghezza del collo e d il diametro del collo.

Allora, un **pannello forato risonante assorbente** costituisce una estensione del singolo risonatore acustico: infatti, montato ad una certa distanza dalla superficie da trattare, si comporta come un insieme di risonatori acustici, ciascuno costituito da un collo, corrispondente al foro nel pannello, e da una cavità, corrispondente ad una parte del volume compreso tra pannello e parete:



I risultati teorici e sperimentali mostrano che *i pannelli forati risonanti assorbenti possono essere utilmente impiegati nell’assorbimento delle medie frequenze acustiche:* in questo campo di frequenze, agendo sullo spessore del pannello, sulle dimensioni dei fori, sulla percentuale di foratura e sulla distanza di montaggio dalla parete, si può rendere massimo l’assorbimento nella banda di frequenze desiderata.

Il seguente diagramma fornisce l’andamento di α_{Sab}, in funzione sempre della frequenza, per un pannello forato risonante assorbente di legno compensato, dello spessore di 13mm con fori del diametro di 4.8mm e differenti percentuali di foratura, posto in opera su una parete in modo da formare una intercapedine spessa 60mm, riempita di materiale fonoassorbente poroso:



In definitiva, quindi, concludiamo dicendo che ciascun materiale fonoassorbente ha uno specifico campo di applicazione, per cui, per ottenere buoni valori di assorbimento acustico, si usano

alte frequenze →materiali fonoassorbenti porosi
basse frequenze →pannelli vibranti
medie frequenze → pannelli forati risonanti assorbenti

Autore: **SANDRO PETRIZZELLI**
e-mail: sandry@iol.it
sito personale: http://users.iol.it/sandry
succursale: http://digilander.iol.it/sandry1