

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PARMA**

**FACOLTÀ DI INGEGNERIA**

**Corso di Laurea in Ingegneria Meccanica - A.A. 1994-1995**

**Sviluppo di un metodo per la determinazione sperimentale del coefficiente di diffusione acustica di una superficie**

Relatore:

Chiar. Prof. Giorgio Pagliarini

Correlatore:

Ing. Angelo Farina

Tesi di Laurea di:

Luca Branchi

# **INDICE**

## **CAP. 1 - FONDAMENTI DI ACUSTICA**

- 1.1 La genesi del suono
- 1.2 Onde sonore
- 1.3 Suoni complessi
- 1.4 Spettro di ampiezza e di fase
- 1.5 Grandezze acustiche
- 1.6 Propagazione del suono
  - 1.6.1 Attenuazione del suono*
  - 1.6.2 Riflessione ed assorbimento*
  - 1.6.3 Interferenza*

## **CAP. 2 - L'ACUSTICA DEGLI AMBIENTI CHIUSI**

- 2.1 Metodi di indagine e previsione
- 2.2 Campo sonoro in ambienti chiusi
- 2.3 Il trattamento acustico di ambienti chiusi
  - 2.3.1 Assorbimento*
  - 2.3.2 Riflessione*
  - 2.3.3 Diffusione*

## **CAP. 3 - LA DIFFUSIONE**

- 3.1 Descrizione del fenomeno
  - 3.1.1 *Il coefficiente di diffusione*
  - 3.1.2 *Direttività*
  - 3.1.3 *Dimensioni finite della superficie*
- 3.2 Caratteristiche del campo sonoro diffuso
  - 3.2.1 *Risposta non speculare*
  - 3.2.2 *Distribuzione temporale ed attenuazione di ampiezza*
  - 3.2.3 *Allargamento dell'angolo di ricezione*
  - 3.2.4 *Allargamento della direttività*
  - 3.2.5 *Cambio del contenuto in frequenza delle riflessioni*
  - 3.2.6 *Creazione di un campo riverberante più uniforme*
- 3.3 Risultati della riflessione diffusa

## **CAP. 4 - MATERIALI DIFFONDENTI**

- 4.1 Metodi empirici
- 4.2 Diffusori di Schroeder
- 4.3 Pannelli QRD (quadratic residue diffusers)
- 4.4 Pannelli PRD (primitive root diffusers)
- 4.5 Diffusori bidimensionali

## **CAP. 5 - METODI DI MISURAZIONE**

- 5.1 La risposta all'impulso

5.2 Tecnica dei segnali pseudocasuali per la misura della risposta all'impulso

*5.2.1 Caratteristiche*

*5.2.2 Sistema MLSSA*

5.3 Determinazione sperimentale di parametri descrittivi della diffusione

5.4 Misurazione diretta di  $\delta$

*5.4.1 Free field method*

*5.4.2 Reverberation chamber method*

5.5 Confronto dei metodi presentati

## **CAP. 6 - DESCRIZIONE DELL'APPARECCHIATURA DI PROVA**

6.1 Il metodo proposto

6.2 Attrezzature utilizzate

6.3 I materiali testati

6.4 Conduzione della prova

## **CAP. 7 - RISULTATI DELLE PROVE SPERIMENTALI**

7.1 Supporto

7.2 RPG Omnifusor

7.3 RPG Skyline

7.4 RPG Abffusor

7.5 Pannello fonoassorbente

7.6 Cartone da uova

## **CAP. 8 - CONCLUSIONI**

8.1 Analisi dei risultati

8.2 Conclusioni

8.3 Sviluppi futuri

*8.3.1 Prova su superfici limitate*

*8.3.2 Prova su superfici estese*

## **BIBLIOGRAFIA**

---

# **Capitolo 1**

## **Fondamenti di acustica**

---

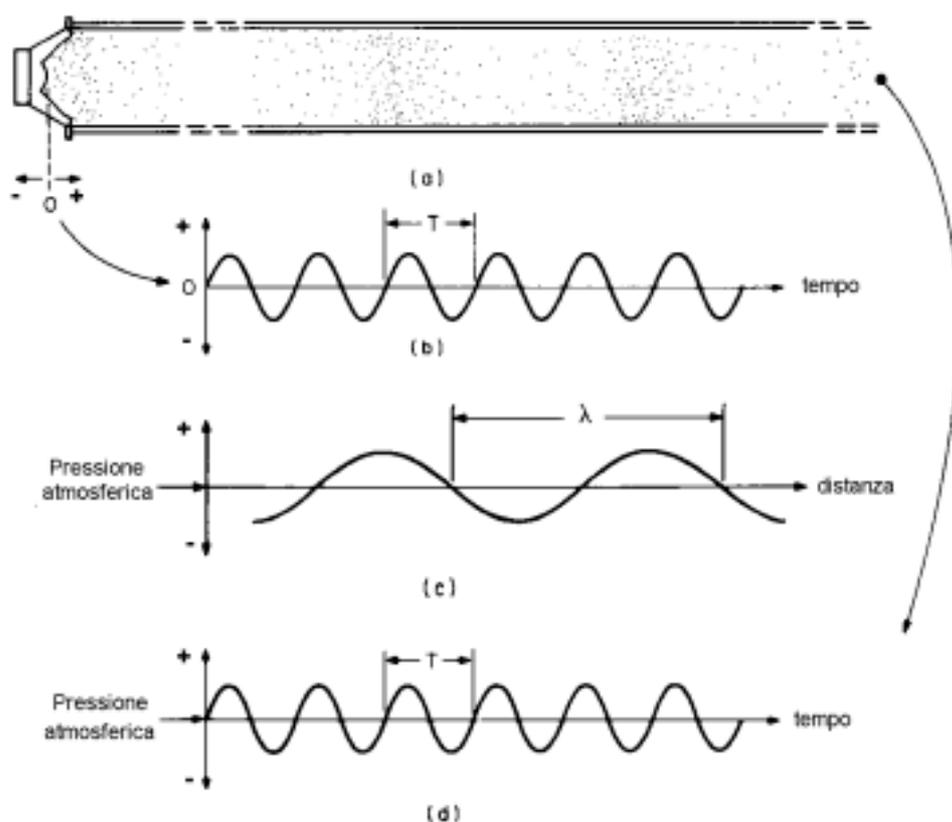
## 1.1 La genesi del suono

I fenomeni acustici sono fenomeni oscillatori che si propagano in un mezzo elastico. Mentre i fenomeni ondulatori di natura elettromagnetica si propagano anche nel vuoto, la trasmissione dell'energia sonora è necessariamente legata ad un mezzo elastico, che può essere gassoso, liquido o solido; per ovvie ragioni riveste un interesse particolare la propagazione del suono nell'aria. Nell'aria il suono si propaga sotto forma di variazioni locali di pressione al di sopra e al di sotto del valore della pressione atmosferica: si parla di onde di *compressione* e di *rarefazione*.

La pressione atmosferica varia naturalmente al variare delle condizioni atmosferiche e delle variazioni di altitudine, ma queste fluttuazioni sono talmente lente che l'orecchio non prova alcuna sensazione sonora (sebbene a volte queste variazioni di pressione provochino una reazione evidente nell'orecchio). L'orecchio umano interpreta come stimoli auditivi solo fluttuazioni di pressione che vanno da 20 a 20000 cicli per secondo o Hertz (Hz).

## 1.2 Onde sonore

La generazione delle onde sonore è illustrata nella figura 1.1.a, che mostra un condotto rettilineo con un pistone ad un suo estremo; questa schematizzazione può essere realizzata in pratica con un tubo che monta un altoparlante ad un suo estremo. Inizialmente l'aria all'interno del tubo è tutta alla pressione atmosferica; quando la membrana dell'altoparlante si muove rapidamente in avanti comprime l'aria a contatto con la sua superficie. Questa compressione viene rapidamente propagata allo strato di aria adiacente e da lì a



**Fig. 1.1** : (a) Un altoparlante fissato all'estremità di un tubo genera un'onda sonora sinusoidale. (b) Rappresentazione dello spostamento del diaframma attorno alla sua posizione di equilibrio nel tempo. (c) Distribuzione istantanea delle variazioni di pressione lungo il tubo. (d) Variazione della pressione al variare del tempo in un punto interno al tubo.

quello successivo; non appena uno strato cede la sua energia a quello successivo ritorna al suo stato di pressione originario. Quello che osserviamo all'interno del condotto è un *impulso sonoro*, che si propaga alla velocità del suono  $c$ .

Sebbene i suoni impulsivi siano abbastanza comuni, la maggior parte dei suoni che noi udiamo è di tipo *periodico*. Il più semplice suono periodico è un *tono puro* come quello emesso da un diapason. Immaginiamo che la membrana dell'altoparlante dell'esempio precedente si muova con legge sinusoidale attorno alla sua posizione di

equilibrio; se il primo movimento del diaframma è in avanti si genera una prima onda di compressione. Quando la membrana cambia direzione la pressione dello strato d'aria ad essa adiacente scende al di sotto della pressione atmosferica: anche quest'onda di rarefazione si propaga con modalità simili a quelle già descritte nel caso della compressione. Questo ciclo di compressione e rarefazione è ripetuto, cosicché l'onda sonora che si propaga nel condotto ha una forma periodica. Riportando in un diagramma l'andamento della pressione dell'aria al variare della distanza dall'altoparlante (Fig. 1.1.c) troviamo un andamento di tipo sinusoidale il cui periodo è detto *lunghezza d'onda* ( $\lambda$ ). Se si misura la variazione di pressione nel tempo in un qualunque punto del tubo (Fig. 1.1.d) si ha ancora un andamento periodico di *periodo*  $T$ ; l'inverso del periodo è la *frequenza*  $f$  dell'onda sonora. La lunghezza d'onda ed il periodo (e quindi la frequenza) sono legate fra loro per mezzo della velocità del suono:

$$\lambda = cT \quad [1.1]$$

A volte invece della lunghezza d'onda si preferisce usare il *numero d'onda*  $k$ :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} \quad [1.2]$$

Sapendo che  $f = 1/T$ , possiamo scrivere le equazioni seguenti:

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad f = \frac{c}{\lambda}, \quad c = f\lambda \quad [1.3]$$

La velocità del suono nell'aria è influenzata da molti fattori, il più rilevante dei quali è la temperatura dell'aria  $t$ ; la dipendenza fra queste due grandezze è data dalla seguente espressione empirica:

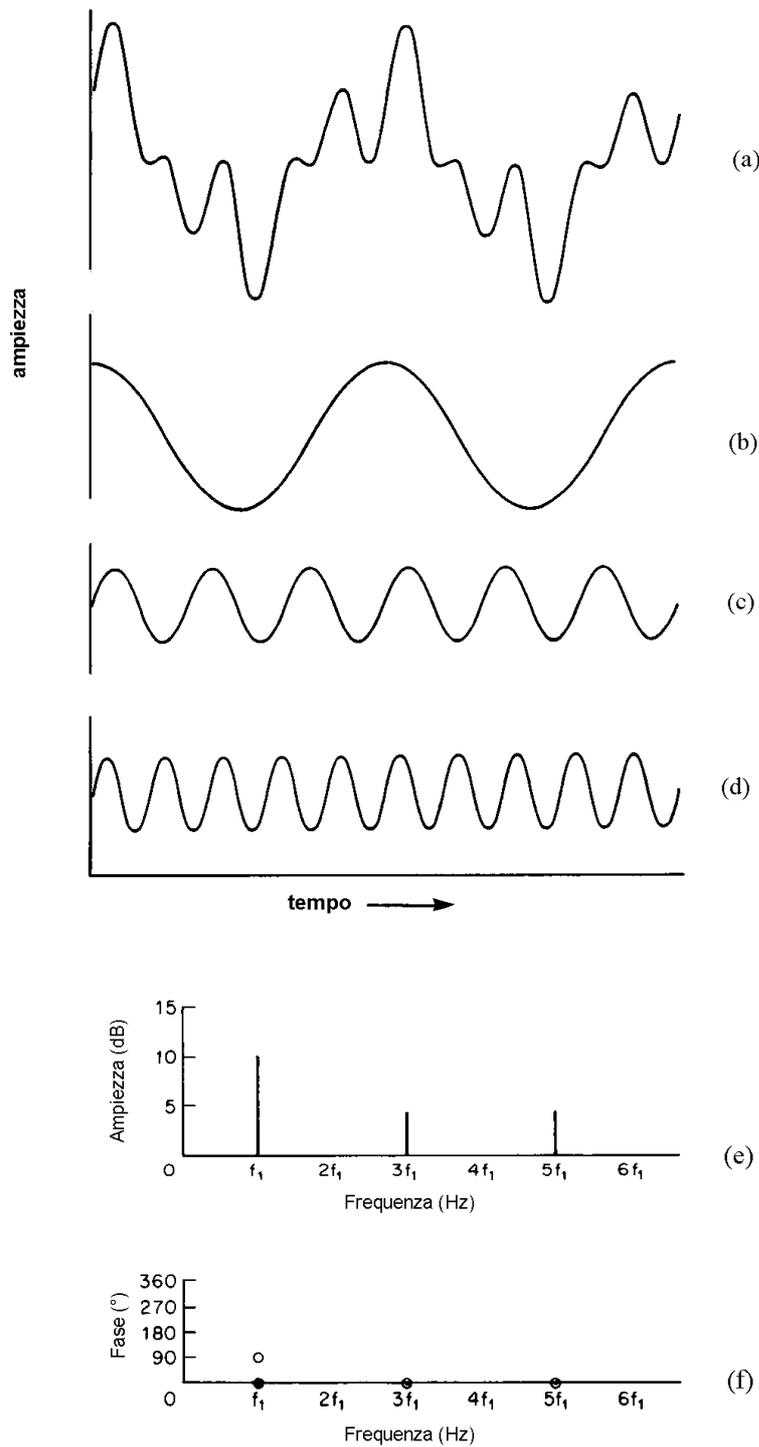
$$c = 331,29 + 0,607t \quad [1.4]$$

dove  $t$  è espressa in gradi Celsius e  $c$  in metri al secondo.

La relazione fra la frequenza di un'onda sonora e la sua lunghezza d'onda è essenziale per comprendere le proprietà fondamentali del suono e della sua percezione. La lunghezza d'onda dei suoni udibili varia da 17 metri (20 Hz) a 17 millimetri (20 kHz): questo *range* così ampio sta alla base di alcuni fenomeni che coinvolgono lo studio dell'acustica.

### 1.3 Suoni complessi

Finora abbiamo trattato onde sinusoidali ma i suoni che noi percepiamo sono molto più complessi. Anche un suono complesso può essere periodico; se scomponiamo tale suono nelle sue componenti fondamentali scopriamo che esso è dato dalla combinazione di diverse forme d'onda sinusoidali che stanno fra loro in relazione *armonica*, ovvero hanno lunghezze d'onda che sono multipli interi della frequenza *fondamentale*, che è quella avente periodo maggiore (Fig. 1.2). L'andamento nel tempo di una forma d'onda complessa dipende dall'*ampiezza* relativa delle componenti armoniche e della fondamentale e dalla posizione temporale di ogni armonica rispetto alle altre, ovvero dalla loro *fase*. La fase ha le dimensioni di un angolo; uno slittamento di frequenza (o *phase shift*) di  $360^\circ$  o  $2\pi$  radianti comporta uno slittamento temporale di un intero periodo.



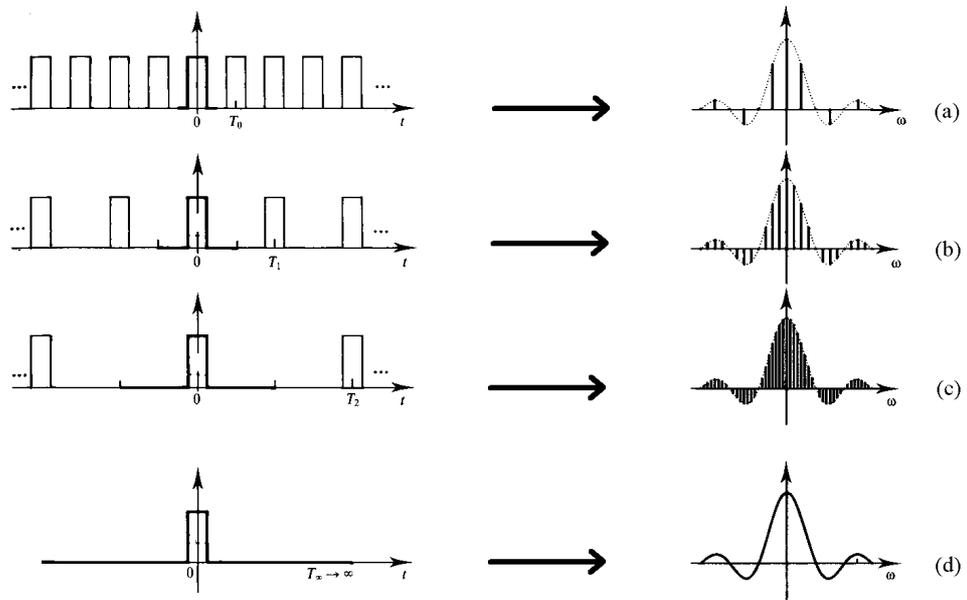
**Fig. 1.2 :** (a) Una forma d'onda periodica complessa. (b),(c),(d) Le componenti armoniche sinusoidali nelle quali è possibile scomporre tale forma d'onda. (e) Lo spettro di ampiezza e (f) lo spettro di fase.

## 1.4 Spettro di ampiezza e di fase

Le informazioni relative alla composizione di un suono complesso possono essere rappresentate in un diagramma ampiezza/frequenza che prende il nome di *spettro di ampiezza* (Fig. 1.2.e).

Nello spettro ogni linea rappresenta una differente armonica del suono complesso: l'ampiezza dell'armonica è data dall'altezza della linea, mentre la sua frequenza è data dalla posizione della linea sull'asse delle ascisse. Le informazioni riguardanti la fase delle varie armoniche sono contenute nel diagramma dello *spettro di fase* (Fig. 1.2.f).

La rappresentazione della forma d'onda nel dominio del tempo è equivalente a quella riportata nel dominio delle frequenze. Le prove di questa importante considerazione sono state fornite da Fourier, matematico francese che ha decisamente lasciato un segno nel campo dell'analisi armonica: la separazione di una forma d'onda complessa nelle sue componenti sinusoidali si dice *analisi di Fourier*, mentre il procedimento inverso si dice *sintesi di Fourier*; il processo che permette di convertire le informazioni dal dominio del tempo a quello della frequenza e viceversa si dice *trasformazione di Fourier*. Nel seguente esempio è possibile capire la relazione fra le due rappresentazioni.



**Fig. 1.3** : Rapporto fra lo spettro di ampiezza di un'onda periodica ed il suo periodo: all'aumentare del periodo le linee dello spettro si fanno sempre più ravvicinate, fino alla situazione limite di un unico impulso aperiodico (*d*).

Consideriamo una forma d'onda qualsiasi caratterizzata da un certo periodo (Fig. 1.3.a): lo spettro di questa onda consiste, come è già stato accennato, in una serie armonica di componenti. Aumentando la frequenza della forma d'onda diminuisce il periodo, cosicché i picchi periodici vengono a trovarsi più vicini nel dominio del tempo; nel dominio della frequenza invece la fondamentale si sposterà verso destra e le armoniche resteranno sempre spaziate fra loro di multipli interi della frequenza fondamentale (Fig. 1.3.b e Fig. 1.3.c). L'effetto globale di un aumento della frequenza è quindi un aumento della distanza fra le varie armoniche, così come al diminuire della frequenza la loro distanza diminuisce. Portando questo ragionamento al limite, distanziando infinitamente i picchi ( $T \rightarrow \infty$ , ovvero  $f = 0$ ) lo spazio fra le armoniche svanisce (Fig. 1.3.d). Possiamo dunque

affermare che un impulso discontinuo o *aperiodico* ha uno spettro *continuo*.

Una forma d'onda molto utilizzata nel campo delle misure acustiche consiste in un singolo impulso di durata tendente a zero e di ampiezza tendente ad infinito; tale impulso, di difficile realizzazione pratica, si dice *delta di Dirac* ( $\delta$ ) ed ha l'importante proprietà di contenere *tutte* le frequenze in egual ampiezza: il suo spettro è quindi continuo e costante.

## 1.5 Grandezze acustiche

Per la propagazione del suono è necessaria una certa energia per ottenere uno spostamento delle particelle d'aria attorno alla loro posizione d'equilibrio. Per ottenere un raddoppio dello spostamento occorre raddoppiare la differenza di pressione, ovvero raddoppiare la forza impressa alle particelle; dal momento che il lavoro è il prodotto della forza per la distanza l'*energia sonora* è proporzionale al quadrato dello spostamento delle particelle d'aria oppure, in termini più corretti, al quadrato della *pressione sonora*  $p$  (che si misura in Pascal).

L'energia sonora viene proiettata dalla sorgente nello spazio circostante ad essa; l'energia trasmessa nell'unità di tempo si dice *potenza sonora*  $P$  (misurata in Watt), mentre la potenza sonora che attraversa una superficie di area unitaria perpendicolarmente ad una direzione data si dice *intensità sonora*  $I$  (misurata in  $\text{W/m}^2$ ): anche l'intensità sonora è proporzionale al quadrato della pressione sonora. Un'altra importante grandezza è la *densità di energia sonora*  $D$ , definita come l'energia sonora che, in un dato istante, risulta loca-

lizzata nell'unità di volume circostante ad un punto assegnato del mezzo di propagazione. Poiché tale definizione, diversamente da quella di intensità, non fa riferimento ad una direzione di propagazione, il suo uso è concettualmente corretto anche quando nella zona di spazio in esame coesistono contemporaneamente più onde sonore che si propagano in direzioni diverse, come avviene spesso negli ambienti chiusi.

Le grandezze sopra citate non vengono mai espresse per mezzo del loro valore bensì come logaritmo del rapporto fra il loro valore ed un valore di riferimento fissato convenzionalmente; tale rapporto si misura in decibel (dB):

$$I = 10 \log \frac{I_1}{I_{rif}} \quad [1.5]$$

$$P = 10 \log \frac{P_1}{P_{rif}} \quad [1.6]$$

$$p = 10 \log \frac{p_1^2}{p_{rif}^2} = 20 \log \frac{p_1}{p_{rif}} \quad [1.7]$$

Per quel che riguarda la pressione sonora, qualora la pressione  $p_1$  venga rapportata alla pressione di riferimento  $p_{rif}=20\mu\text{Pa}$ , prende il nome di *livello di pressione sonora* e si indica con SPL (*sound pressure level*).

## 1.6 Propagazione del suono

Verranno ora esaminati alcuni fra i più significativi fenomeni legati alla propagazione delle onde sonore nell'aria. La trattazione di alcuni fenomeni quali la rifrazione sono stati volutamente tralasciati

in quanto non intervengono direttamente nello studio oggetto di questa tesi.

### **1.6.1 Attenuazione del suono**

All'aumentare della distanza dalla sorgente la sua pressione sonora diminuisce a causa delle proprietà direzionali della sorgente stessa e dell'ambiente circostante.

Nell'ipotesi di una sorgente puntiforme il suono si diparte da essa con un fronte d'onda sferico avente per centro la sorgente e raggio crescente con l'avanzare del fronte d'onda. L'energia sonora è distribuita uniformemente sulla superficie di tale sfera; siccome l'area della superficie della generica sfera di raggio  $r$  vale  $4\pi r^2$ , la relazione fra l'intensità sonora  $I_1$  e  $I_2$  misurata a due diverse distanze  $r_1$  ed  $r_2$  è data da:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2} \quad [1.8]$$

che, tradotto in termini di livello di intensità sonora diventa:

$$I = 10 \log \frac{r_2^2}{r_1^2} = 20 \log \frac{r_2}{r_1} \quad [1.9]$$

In termini pratici ciò significa che raddoppiando la distanza dalla sorgente si ottiene un'attenuazione del livello di intensità sonora di 6 dB.

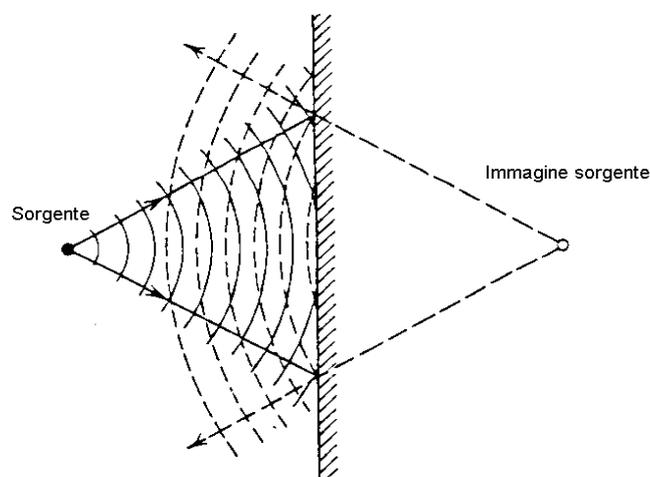
Questa regola (che corre sotto il nome di legge della *divergenza geometrica*) è valida solo in virtù dell'approssimazione fatta riguardo alla puntiformità della sorgente. Una sorgente estesa (come può esserlo la membrana di un altoparlante) presenta dei problemi dovuti al fatto che le onde sonore provenienti da diversi punti della sorgente necessitano di un certo intervallo di tempo per formare un fronte

d'onda omogeneo. In una sorgente reale si può distinguere quindi una zona in prossimità di essa all'interno della quale avviene questo "assestamento" sonoro ed una zona più distante dove vale la legge della divergenza geometrica; queste due zone si dicono rispettivamente *campo vicino (near field)* e *campo lontano (far field)*. Nella pratica comune il campo lontano inizia ad una distanza variabile fra due e tre volte la massima dimensione della sorgente che irradia energia alla stessa frequenza.

La divergenza geometrica non è l'unico motivo di attenuazione dell'intensità sonora. In campo libero esercitano una certa influenza le perdite dovute ad *assorbimento nel mezzo*, dovute al fatto che l'aria non è un mezzo perfettamente elastico e quindi si ha, durante la propagazione sonora, una certa dissipazione. Negli ambienti chiusi la legge di divergenza geometrica si applica ancora alle singole onde sonore ma non tiene conto della somma di più onde; a causa delle onde riflesse dalle pareti il livello ad una certa distanza può essere maggiore di quello previsto dall'applicazione dell'espressione [1.9].

### **1.6.2 Riflessione ed assorbimento**

Una sorgente sonora che non sia in presenza di alcun ostacolo (suolo compreso) si dice in *campo libero* perché può irradiare le onde sonore in qualsiasi direzione senza che queste vengano deviate o modificate in qualche modo. Nella grande maggioranza dei casi le onde sonore incontrano degli ostacoli sul loro percorso in modo che la loro naturale propagazione viene modificata. La figura 1.4 mostra la *riflessione speculare* di un'onda da parte di una superficie piana; la cresta dell'onda è rappresentata dalle linee curve, spaziate fra lo-



**Fig. 1.A :** Schema della riflessione di un'onda su una superficie piana.

ro di una lunghezza d'onda, mentre le rette radiali mostrano la direzione di propagazione e si dicono *raggi sonori*.

Analogamente a quanto avviene in ottica, l'angolo che il raggio incidente forma con la superficie è uguale all'angolo formato con essa dal raggio riflesso. Questa legge è valida solo se le irregolarità superficiali sono piccole rispetto alla lunghezza d'onda; se esse sono di dimensioni paragonabili alla lunghezza d'onda allora le riflessioni sono *diffuse* in tutte le direzioni, mentre se sono grandi si applica nuovamente la legge della riflessione ma alla geometria delle irregolarità stesse e non più all'intera superficie piana.

Nel caso di riflessione speculare del suono l'onda riflessa può essere pensata come se fosse stata generata da una sorgente fittizia (*immagine sorgente*) situata dietro alla superficie riflettente alla stessa distanza della sorgente reale.

In teoria l'immagine sorgente irradia la stessa potenza sonora della sorgente, ma ciò non tiene conto dell'energia assorbita dalla superficie; il rapporto fra l'energia riflessa e quella incidente si dice *coefficiente di assorbimento* ( $\alpha$ ) del materiale che costituisce la superficie e dipende in generale dalla frequenza e dall'angolo di incidenza.

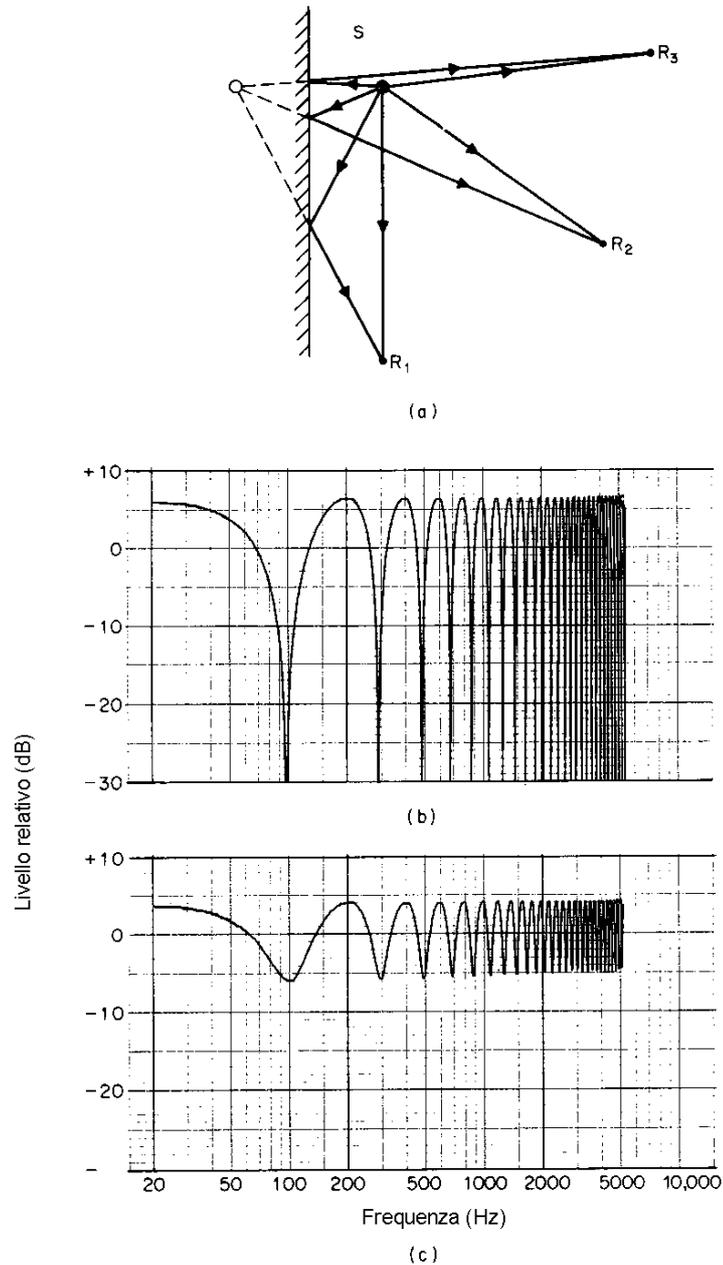
### **1.6.3 Interferenza**

Consideriamo due onde sonore della stessa ampiezza e frequenza che giungono ad un ricevitore da due direzioni differenti: se le onde hanno pure la stessa fase il risultato è un'onda di ugual frequenza ed ampiezza doppia (*interferenza costruttiva*), mentre se le due onde sono *fuori fase* fra loro (ovvero sfasate di  $180^\circ$ ) il risultato è la perfetta cancellazione reciproca (*interferenza distruttiva*).

Nei casi di interesse pratico si verifica interferenza fra l'onda diretta proveniente dalla sorgente e le varie componenti riflesse che giungono ad un determinato ascoltatore; in questo caso l'ampiezza dell'onda riflessa è minore di quella diretta a causa dell'energia assorbita dalla superficie e dall'attenuazione dovuta alla divergenza geometrica a causa della maggior distanza percorsa. Il tipo di interferenza (distruttiva o costruttiva) dipende dalla differenza di fase creata dal differente percorso delle due onde ovvero dal rapporto fra la differenza di distanza percorsa e la metà della lunghezza d'onda: se tale rapporto è un numero intero pari allora l'interferenza è costruttiva, se il rapporto è un intero dispari l'interferenza è di tipo distruttivo.

Supponendo che l'intensità dell'onda riflessa sia uguale a quella dell'onda diretta (condizione che si verifica se la superficie è perfettamente riflettente e la differenza di percorso è piccola rispetto alla

distanza fra sorgente e ricevitore) l'interferenza produce i risultati prima descritti sul livello sonoro. Il diagramma della risposta in frequenza di questa configurazione è mostrato in Fig. 1.5.b e mostra il caratteristico andamento a pettine che dà il nome a questo fenomeno detto *comb filtering* (dall'inglese *comb* = pettine). Se la superficie non è perfettamente riflettente o se la differenza di percorso fra onda diretta e riflessa è grande, l'onda riflessa arriva al ricevitore con un'intensità inferiore a quella dell'onda diretta. Una conseguenza di questo fatto è che in caso di interferenza costruttiva l'ampiezza aumenta ma non è più esattamente raddoppiata, mentre in caso di interferenza distruttiva la cancellazione è solo parziale; la risposta in frequenza di questa situazione è riportata in Fig. 1.5.c, che mostra come sia comunque riconoscibile la struttura a pettine.



**Fig. 1.5 :** (a) La differenza di percorso fra segnale diretto e segnale riflesso aumenta ponendo il ricevitore dalla posizione  $R_1$  alla posizione  $R_2$  e da qui ad  $R_3$ . (b) Pattern di interferenza prodotto dalla somma di due suoni allo stesso livello (0 dB) ritardati fra loro di 5 ms, il che equivale ad una differenza di percorso di 1.7 m. Alle frequenze alle quali si ha interferenza costruttiva il livello sonoro è +6 dB mentre laddove l'interferenza è distruttiva la cancellazione è totale. (c) Il livello di uno dei due segnali è stato ridotto; il massimo livello sonoro è ridotto e non c'è più cancellazione totale.

---

## **Capitolo 2**

### **L'acustica degli ambienti chiusi**

---

## 2.1 Metodi di indagine e previsione

In un ambiente chiuso il campo sonoro è pesantemente influenzato dalla presenza dei bordi che delimitano l'ambiente stesso (pareti, soffitto e pavimento); questi elementi rendono difficile la definizione del campo sonoro risultante dalla sovrapposizione del campo diretto e del campo determinato dall'insieme di tutte le onde riflesse.

I metodi a disposizione per studiare le proprietà acustiche di una sala sono essenzialmente di tre tipi:

- metodo dell'*acustica ondulatoria*: sfrutta la teoria generale della propagazione ondosa;
- metodo dell'*acustica geometrica*: sfrutta le leggi dell'ottica, sostituendo all'onda sonora il corrispondente raggio sonoro;
- metodo dell'*acustica statistica*: la valutazione dell'ambiente avviene attraverso il calcolo del valore medio statistico di alcuni parametri caratteristici.

Nessuno di questi tre metodi fornisce una rappresentazione completa e rigorosa di ciò che accade in un ambiente chiuso, ma ogni metodo si presta allo studio di diversi aspetti dell'acustica. Il campo di utilizzo di ciascun metodo non è affatto rigoroso e sono infatti diversi i casi in cui l'analisi di una sala avviene utilizzando una combinazione dei diversi sistemi. L'acustica ondulatoria, essendo quella che interpreta il fenomeno acustico in maniera più fisica ed aderente alla realtà, è sicuramente quella che più di ogni altra fornisce risultati aderenti all'evidenza sperimentale; essa è inoltre l'unica teoria che può spiegare alcuni fenomeni strettamente legati alla meccanica della propagazione, come ad esempio la formazione di

*onde stazionarie* in una sala. Il difetto più grande dell'acustica ondulatoria è che, a causa delle molteplici interazioni delle onde con le frontiere della sala, necessita di una grande potenza di calcolo che solo oggi può essere sviluppata con l'ausilio di calcolatori elettronici.

L'acustica geometrica è più intuitiva da utilizzare della teoria ondulatoria e consente di dare una spiegazione immediata a diversi fenomeni molto comuni come l'eco. Il difetto di questa teoria è che essa può essere applicata con buona approssimazione solo nel range delle medie frequenze ovvero per quei suoni la cui lunghezza d'onda è tale da non essere paragonabile né alle dimensioni dell'ambiente né alla dimensione media delle irregolarità delle superfici.

L'acustica statistica consiste nel fissare l'attenzione solo sul valore medio statistico che la densità di energia sonora assume in ogni istante all'interno della sala anziché prendere in considerazione i valori che essa assume effettivamente nei diversi punti dell'ambiente stesso; in tal modo si ipotizza che la densità sonora sia funzione unicamente del tempo e non delle coordinate spaziali. Questa ipotesi è tanto più rispettata nella realtà quanto più è completa la diffusione dell'energia sonora, ovvero quanto più le superfici che delimitano la sala hanno un comportamento diffondente: si usa anche dire che l'ipotesi fondamentale affinché valgano le leggi dell'acustica statistica è che si abbia una perfetta diffusione entro la sala.

## 2.2 Campo sonoro in ambienti chiusi

Delineiamo le caratteristiche principali della propagazione e della percezione del suono in un ambiente chiuso.

Supponiamo che all'istante  $t=0$  la sorgente S emetta un impulso sonoro: questo giungerà al ricevitore R dopo un certo intervallo di tempo dipendente dalla sua distanza dalla sorgente (Fig. 2.1.a). Essendo la linea retta che congiunge S ad R il percorso più breve che li separa, il primo segnale che giunge ad R è quello diretto. L'intensità del segnale diretto dipende dalla distanza di R da S e dall'attenuazione nel mezzo, che supporremo qui ininfluente per semplicità. Dopo che l'impulso diretto ha raggiunto il ricevitore giunge un treno di impulsi distinti di diversa ampiezza (Fig. 2.1.b):

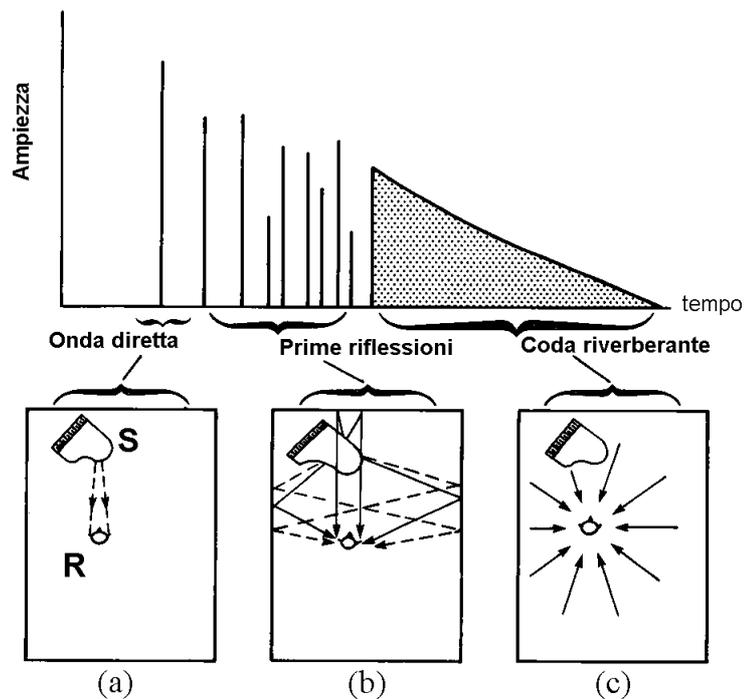


Fig. 2.B : Risposta all'impulso di un ambiente chiuso.

questi impulsi sono dovuti alle *onde di prima riflessione* (*early reflection*) e la loro distribuzione temporale nonché l'ampiezza dipendono dalla geometria della sala e dal trattamento acustico delle sue superfici.

La genesi delle prime riflessioni è descritta in modo sufficientemente preciso dall'acustica geometrica; l'intervallo di tempo che separa la percezione dell'onda diretta da quella della prima riflessione si dice *tempo di ritardo iniziale* (*ITD* dall'inglese *initial time delay*) ed è dato essenzialmente dalla differenza di tempo necessaria a descrivere il percorso più breve fra quelli secondari ed il percorso diretto. Oltre alle prime riflessioni ci sono onde sonore che raggiungono il ricevitore non dopo una sola riflessione ma dopo un numero anche molto elevato; tutte queste riflessioni giungono ad R dopo un intervallo di tempo sufficiente a consentire un certo grado di mescolamento di tutte le onde in modo che non è più possibile distinguerle individualmente ma formano una coda sonora compatta ed omogenea detta *coda riverberante* (Fig. 2.1.c).

Il riverbero è una caratteristica estremamente importante di un ambiente chiuso e può essere studiato solo con considerazioni di tipo statistico in quanto nella sua generazione intervengono una grande quantità di parametri la cui entità ed influenza è di difficile quantificazione. Il riverbero è caratterizzato da un involuppo e da una durata oltre che da un'altra serie di parametri come il contenuto in frequenza della coda riverberante rispetto al suono che l'ha generata. L'involuppo dipende essenzialmente dalla geometria dell'ambiente e dalla posizione occupata in esso dalla sorgente e dal ricevitore; tipicamente la coda riverberante ha un decadimento di tipo esponen-

ziale tendente a zero al tendere del tempo all'infinito. A causa dell'inviluppo esponenziale la durata del riverbero risulta essere di non facile determinazione e per questo motivo si è stabilito l'uso di un tempo di riverbero convenzionale definito come il tempo necessario affinché la densità sonora discenda ad un valore pari ad un milionesimo di quello che aveva quando la sorgente sonora ha cessato di funzionare: questo corrisponde ad una diminuzione di livello di pressione acustica di 60 dB. Tale tempo di riverberazione, proposto per la prima volta da W. C. Sabine, si indica convenzionalmente con  $T_{60}$  ed è determinato teoricamente dalla *relazione di Sabine*:

$$T_{60} = 0,163 \frac{V}{A} \quad [2.1]$$

dove:

$V$  = volume della sala in  $m^3$ ;

$A$  = *assorbimento totale*, dato dalla sommatoria dei prodotti dell'area  $S$  delle superfici per il loro coefficiente di assorbimento  $\alpha$ .

La relazione [2.1] cade in difetto per ambienti molto assorbenti, dove è lecito attendersi un tempo di riverbero tendente a zero, mentre essa porge un valore finito. Questo problema è stato risolto da Eyring, che propose la seguente relazione:

$$T_{60} = 0,163 \frac{V}{S |\ln(1 - \alpha_m)|} \quad [2.2]$$

dove:

$S$  = superficie interna della sala;

$\alpha_m$  = coefficiente medio di assorbimento.

## 2.3 Il trattamento acustico di ambienti chiusi

Il trattamento acustico di ambienti chiusi è uno dei settori più stimolanti dell'acustica sia per la relativa novità dell'argomento che per l'importanza che sempre più spesso riveste nei più disparati settori. In funzione dell'intensità, della distribuzione temporale e della direzione dalla quale provengono l'onda diretta e le sue varie riflessioni, il nostro cervello è in grado di percepire e collocare spazialmente la sorgente sonora, oltre a dedurre le caratteristiche acustiche dell'ambiente che forniscono un'ulteriore coloritura al suono. Per questi motivi il controllo delle riflessioni indirette è di primaria importanza nella progettazione acustica degli ambienti; tale controllo si basa sulla combinazione di tre fenomeni fondamentali: l'assorbimento, la riflessione e la diffusione delle onde sonore.

### 2.3.1 Assorbimento (Fig. 2.2.a)

I materiali porosi assorbono il suono convertendo l'energia acustica in calore; questo è dovuto alle perdite per attrito che l'aria incontra nei condotti presenti in tali materiali. I fonoassorbenti più utilizzati sono realizzati in fibra di vetro o lana di roccia sotto forma di pannelli, ma anche tendaggi e drappaggi in stoffe pesanti (velluto) realizzano un coefficiente di assorbimento rilevante. I materiali fonoassorbenti vengono utilizzati spesso per controllare il fenomeno di echi e riflessioni dannose in quanto permettono di ridurre notevolmente il livello dell'onda riflessa e quindi consentono di conseguire un risultato immediato e consistente; un uso eccessivo e sconsiderato di tali materiali produce però l'attenuazione drastica anche delle prime riflessioni e della coda riverberante cosiddette *utili*, ovvero

che, sommandosi all'onda diretta, ne aumentano il livello di percezione soggettiva. Un uso incontrollato dell'assorbimento produce sostanzialmente una diminuzione del livello di pressione sonora nella sala.

### 2.3.2 Riflessione (Fig. 2.2.b)

Una superficie piana, liscia e rigida é in grado di realizzare una buona riflessione delle onde sonore. Le pareti nude di una stanza, così come anche il soffitto ed il pavimento o ampie vetrate costitui-

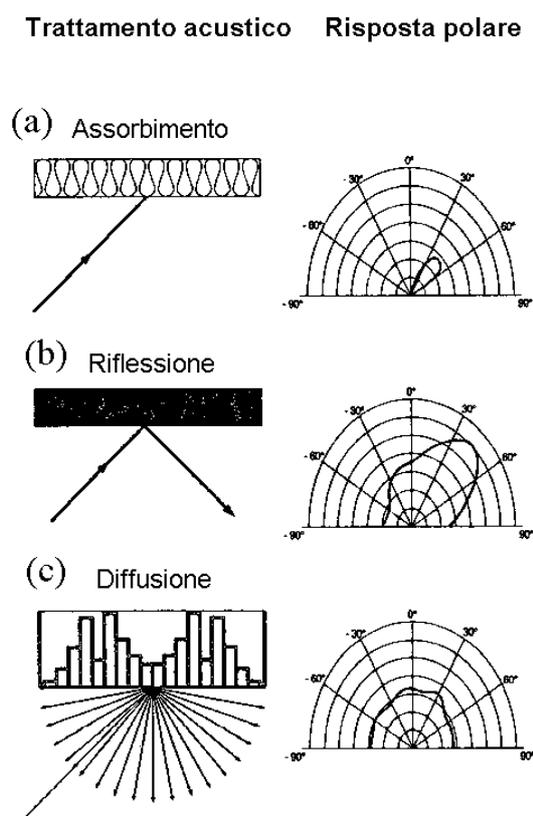


Fig. 2.C : Caratterizzazione acustica dei materiali; accanto ad ogni materiale è rappresentato il corrispondente diagramma di radiazione polare.

scono superfici riflettenti sempre presenti ed ineliminabili in un ambiente chiuso. Allo scopo di realizzare riflessioni tali da incrementare il livello di pressione acustica nella posizione dell'ascoltatore, è possibile vedere in alcuni teatri delle superfici riflettenti sospese sulla platea o alle spalle del palco, realizzate sovente anche con forme convesse per consentire un allargamento maggiore dei raggi sonori.

### **2.3.3 Diffusione (Fig. 2.2.c)**

Mentre l'assorbimento e la riflessione possono essere ottenuti facilmente con materiali piuttosto comuni, la diffusione era ottenuta fino a poco tempo fa con metodi empirici. Poco più di cento anni fa il fondatore dell'acustica scientifica, Wallace C. Sabine, studiò molto attentamente la diffusività dei muri e del soffitto della Boston Symphony Hall già nelle fasi iniziali del progetto. Solo negli ultimi quindici anni sono stati sviluppati dei pannelli diffondenti che consentono di ottenere, in virtù della loro particolare geometria, una diffusione efficiente ed esattamente quantificabile.

La diffusione è un fenomeno di grande importanza dal momento che è fortemente correlata con le valutazioni soggettive della qualità degli ambienti creati per riprodurre eventi musicali. Questo è vero per gli ambienti più diversi, dalle grandi sale da concerto ai teatri, fino alle piccole sale di regia di emittenti radiofoniche, televisive ed agli studi di registrazione sonora.

---

## **Capitolo 3**

### **La diffusione**

---

### 3.1 Descrizione del fenomeno

Un'onda sonora incidente su una superficie piana, liscia e rigida viene riflessa secondo le regole dell'ottica geometrica in modo che l'angolo di riflessione sia uguale all'angolo di incidenza; l'onda riflessa conserva le medesime caratteristiche dell'onda incidente e risulta semplicemente deviata rispetto a questa. Questo fenomeno prende il nome di *riflessione speculare* o semplicemente *riflessione*. Se si ripete la stessa esperienza con una superficie convessa il fenomeno si verifica nuovamente, ma l'onda riflessa risulta deformata rispetto a quella incidente perché viene irradiata in direzioni diverse dipendenti dalla geometria della superficie.

Consideriamo una superficie piana che, anziché essere liscia, abbia un certo numero di irregolarità di diverse forme e dimensioni: a livello microscopico le leggi dell'ottica geometrica sono ancora rispettate ma localmente l'angolo di incidenza (e quindi di riflessione) è diverso punto per punto dall'angolo di incidenza macroscopico con il piano ideale che approssima la superficie e quindi la direzione delle onde riflesse è casuale. Il risultato globale di tutte le riflessioni locali è quello di produrre un campo sonoro riflesso in tutte le direzioni indipendentemente dall'angolo di incidenza. A causa della sua particolare genesi, questo fenomeno prende il nome di *riflessione diffusa* o *diffusione*.

#### 3.1.1 Il coefficiente di diffusione

Non esiste una definizione universalmente accettata, ma quella più ragionevole e più frequentemente utilizzata è la seguente:

*Il coefficiente di diffusione  $\delta$  di una superficie è il rapporto fra la potenza sonora riflessa in direzione non speculare e la potenza sonora totale riflessa.*

Questa definizione è applicabile per un angolo di incidenza dato, supponendo che la potenza sia riflessa in parte in modo speculare ed in parte in modo diffuso.

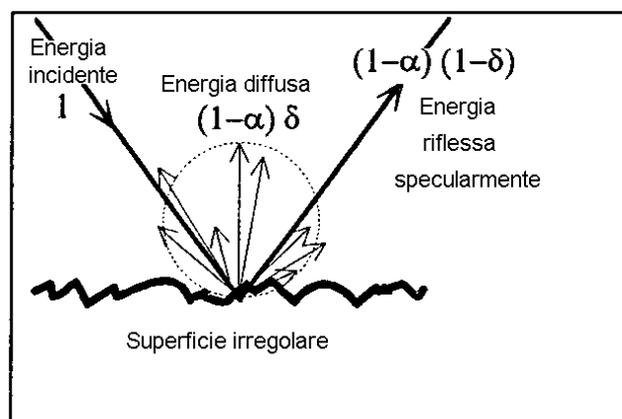
In relazione alla figura 3.1, siano  $P_{inc}$  la potenza sonora incidente,  $P_{rifl}$  quella riflessa totale,  $P_{diff}$  la componente diffusa e  $P_{spec}$  quella speculare; in base alla definizione precedente:

$$P_{diff} = \delta P_{rifl} = \delta (1 - \alpha) P_{inc} \quad [3.1]$$

In modo analogo è possibile esprimere la potenza sonora riflessa specularmente:

$$P_{spec} = (1 - \delta) P_{rifl} = (1 - \delta) (1 - \alpha) P_{inc} \quad [3.2]$$

Il coefficiente di diffusione può assumere valori compresi fra 0 e 1, dove  $\delta=0$  significa che la riflessione è puramente speculare e  $\delta=1$  significa che tutta la potenza è riflessa in modo diffuso e quella ri-



**Fig. 3.D :** Una superficie irregolare colpita da un'onda sonora riflette specularmente parte dell'energia incidente che non viene assorbita, diffondendo la frazione di energia rimanente.

flessa specularmente è nulla.

La definizione di  $\delta$  purtroppo non è sufficiente ad individuare completamente il fenomeno in quanto non dà informazioni sulla distribuzione spaziale della componente diffusa dell'energia riflessa ovvero sulla sua *direttività* (o *pattern polare*); diverse superfici con il medesimo valore di  $\delta$  possono avere pattern polari differenti.

### 3.1.2 Direttività

Consideriamo un elemento  $dS$  di superficie colpito da un'onda sonora piana di intensità  $I_0$  e con angolo di incidenza  $\theta$  relativo alla normale alla superficie: la potenza sonora incidente vale:

$$P_{inc} = I_0 dS \cos \theta \quad [3.3]$$

L'onda riflessa può essere vista come emessa da una sorgente puntiforme coincidente con l'elemento  $dS$  e il diagramma polare tridimensionale di tale sorgente può essere descritto per mezzo di una funzione  $D_{\theta,\phi}$  detta *direttività*. Ad una distanza  $r$  dall'elemento  $dS$  l'intensità sonora dell'onda riflessa vale dunque:

$$I_{\theta,\phi} = D_{\theta,\phi} \frac{P_{rifl}}{4\pi r^2} = D_{\theta,\phi} I_0 \cos \theta dS \frac{(1-\alpha)}{4\pi r^2} \quad [3.4]$$

Nell'ipotesi di diffusività ideale l'intensità  $I$  è indipendente dagli angoli  $\theta$  e  $\phi$  e la potenza riflessa è distribuita uniformemente:

$$I = \frac{P_{rifl}}{2\pi r^2} \quad [3.5]$$

da cui, per confronto con la [3.4]:

$$D_{\theta,\phi} = 2 \quad [3.6]$$

In realtà si è verificato anche sperimentalmente che la diffusione segue la legge di Lambert: in ogni direzione l'intensità del suono

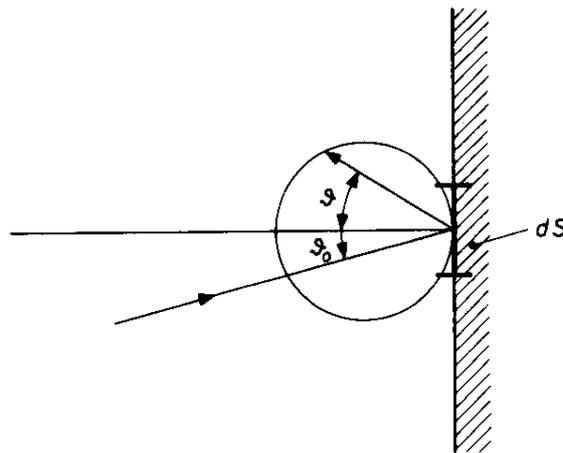
diffusa dall'elemento  $dS$  è proporzionale a  $\cos\theta$  ovvero alla proiezione di  $dS$  nella direzione considerata:

$$I_{\theta,\phi} = \frac{P_{rifl}}{\pi r^2} \cos \theta \quad [3.7]$$

da cui:

$$D_{\theta,\phi} = 4 \cos \theta \quad [3.8]$$

Si può notare come l'intensità e la direttività siano in questo caso indipendenti dal solo angolo  $\phi$ . La direttività ricavata dalla legge di Lambert è mostrata in figura 3.2.



**Fig. 3.E** : Distribuzione polare dell'energia diffusa secondo la legge di Lambert.

### 3.1.3 Dimensioni finite della superficie

L'irregolarità della superficie non è l'unica causa della diffusione; un ulteriore contributo è determinato dalle dimensioni finite dell'elemento diffondente e prende il nome di *scattering*. Questo è un problema tipico della diffrazione e la quantità di energia diffusa dipende in gran parte dalla frequenza in quanto il fenomeno è regolato dal rapporto fra la lunghezza d'onda e le dimensioni dell'elemento in esame. Nakagawa ha sviluppato un'espressione

approssimata che stima il coefficiente di diffusione determinato dallo scattering di un pannello con dimensioni finite:

$$\delta = 1 - \frac{S^2}{\lambda^2} \left( \frac{1}{s_0} + \frac{1}{r_0} \right)^2 \cos^2 \theta_0 \quad [3.9]$$

dove:

$S$  = area dell'elemento diffondente;

$s_0$  = distanza della sorgente dall'elemento;

$r_0$  = distanza del ricevitore dall'elemento.

Questa espressione è valida solo al di sotto di una certa frequenza limite e  $\delta$  tende ad 1 per frequenze molto basse.

### 3.2 Caratteristiche del campo sonoro diffuso

Attraverso alcune semplici considerazioni è possibile evidenziare le diverse caratteristiche della riflessione diffusa rispetto alla riflessione speculare.

Nella trattazione seguente si riterranno verificate alcune ipotesi:

1. la riflessione speculare è perfetta, ovvero segue le regole dell'ottica geometrica;
2. la superficie in esame è grande rispetto alla lunghezza d'onda;
3. la sorgente S, il ricevitore R e la superficie sono ad una distanza reciproca confrontabile;
4. la sorgente emette un gran numero di raggi sonori in direzione della superficie;
5. ogni raggio incidente su una superficie diffondente viene riflesso uniformemente in tutte le direzioni del

semispazio del diffusore. Questo equivale a dire che il diffusore ha un comportamento ideale.

Queste ipotesi consentono di affrontare la diffusione in modo semplice ed intuitivo. Di tutti i raggi diffusi dalla superficie verranno presi principalmente in considerazione quelli che raggiungono un ben preciso ricevitore R (Fig. 3.3). Vediamo ora le proprietà di un diffusore.

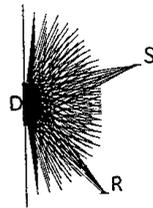


Fig. 3.F

### 3.2.1 Risposta non speculare

La caratteristica fondamentale di un diffusore è che dà origine a riflessioni al di fuori del *settore di riflessione speculare*, diminuendo l'energia riflessa all'interno di tale settore senza introdurre un assorbimento eccessivo. Il settore di riflessione speculare è dato da quella regione di spazio vista dall'immagine sorgente S' attraverso il bordo della superficie diffondente, mentre il settore di riflessione diffusa è sempre l'angolo solido di  $2\pi$  steradiani che individua il semipiano contenente sorgente e ricevitore (Fig. 3.4). Alcune conseguenze di questa proprietà sono le seguenti:

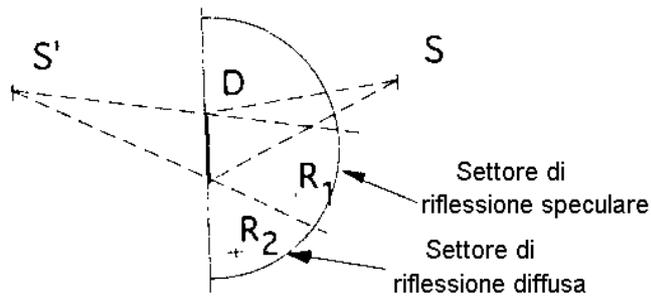


Fig. 3.G

- Un ricevitore all'interno del settore di riflessione speculare è soggetto ad una prima riflessione con un contenuto energetico inferiore al caso di superficie riflettente: un certo quantitativo di energia si trova sotto forma di raggi diffusi.
- Un ricevitore al di fuori del settore di riflessione speculare è raggiunto dalla componente diffusa dell'energia: nel caso di superficie riflettente sarebbe stato escluso da qualunque riflessione.
- La transizione fra i due settori è molto meno netta, rendendo meno evidenti le differenze di posizionamento del ricevitore.
- Per lo stesso motivo la posizione della sorgente è meno influente.

### **3.2.2 Distribuzione temporale e attenuazione di ampiezza**

Come mostrato in Fig. 3.3 ogni punto del diffusore è esposto al suono emesso dalla sorgente; siccome ogni punto del diffusore riflette il suono in ogni direzione, l'ascoltatore riceverà dei raggi ri-

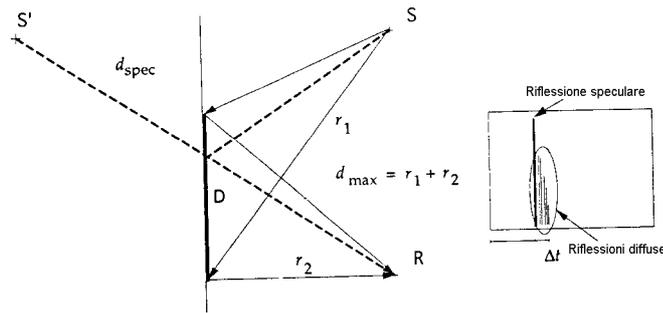


Fig. 3.H

flessi provenienti dall'intera superficie del diffusore, distribuiti temporalmente in un intervallo di tempo  $\Delta t$ . Questo intervallo di tempo è quello che intercorre fra l'arrivo della riflessione speculare, il cui tragitto è sempre il più breve, e l'arrivo del raggio di riflessione diffusa che compie il percorso più lungo (Fig. 3.5). Analiticamente si ha:

$$\Delta t = \frac{d_{max} - d_{spec}}{c}. \quad [3.10]$$

A causa delle perdite che il suono subisce trasmettendosi nell'aria, all'aumentare della distanza percorsa dall'onda sonora la sua ampiezza va progressivamente diminuendo. Per questa ragione l'energia delle riflessioni diffuse che seguono la riflessione speculare passa da un valore massimo ad un minimo percorrendo l'intervallo  $\Delta t$  nella direzione dei tempi crescenti.

### 3.2.3 Allargamento dell'angolo di ricezione

Siccome l'ascoltatore riceve il suono diffuso dall'intera superficie del diffusore, l'angolo di ricezione risulta essere di una certa ampiezza; nel caso di riflessione speculare l'angolo di ricezione assu-

me invece un valore ben preciso (Fig. 3.6.a). La conseguenza di questo allargamento dell'angolo di ricezione è l'influenza meno marcata dell'orientamento dell'ascoltatore rispetto alla superficie.

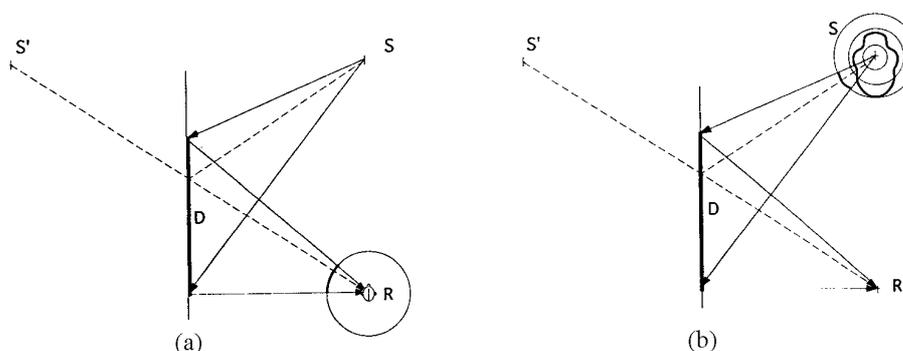


Fig. 3.I

### 3.2.4 Allargamento della direttività

Il fenomeno precedente può essere osservato anche dal punto di vista della sorgente sonora. Se la direttività della sorgente non è omnidirezionale, piccole variazioni di orientamento potrebbero determinare grandi differenze di livello sonoro nella posizione dell'ascoltatore. A causa dell'allargamento della direttività utile della sorgente (ovvero quell'angolo sotto il quale la sorgente vede il diffusore) il problema è meno sentito (Fig. 3.6.b), stanti anche tutte le caratteristiche del campo diffuso elencate precedentemente.

### 3.2.5 Cambio del contenuto in frequenza delle riflessioni

La risposta in frequenza di un pannello piano e riflettente è tipicamente *piatta*, ovvero l'onda riflessa ha esattamente lo stesso contenuto in frequenza dell'onda incidente. Questo non è più vero in generale per una superficie diffondente, la cui risposta in frequenza

risulta più o meno irregolare a seconda dell'esatta natura della superficie in esame. Da test condotti su diffusori differenti risulta che il suono può essere notevolmente *colorato*. Ogni tipo di diffusore colora il suono in maniera differente ma, come osservazione generale, possiamo notare che l'onda riflessa all'interno del settore di riflessione speculare, paragonata con quella prodotta da un pannello puramente riflettente, mantiene sempre un contenuto pressoché inalterato di basse frequenze, mentre le frequenze medio-alte possono essere attenuate o esaltate. Il motivo di questo comportamento è da ricercare nel fatto che la diffusione è più efficiente per quelle frequenze la cui lunghezza d'onda è paragonabile alle dimensioni medie delle irregolarità superficiali; tali irregolarità ben difficilmente sono di dimensioni così grandi da influenzare le basse frequenze.

### **3.2.6 Creazione di un campo riverberante più uniforme**

Questa è la caratteristica più importante di un diffusore o, in generale, di una superficie diffondente. In ambienti con pareti riflettenti ideali le onde sonore “rimbalzano” da una parete all'altra mantenendo ognuna la propria individualità: in questo modo ogni singola riflessione viene udita distintamente dall'ascoltatore con il suo ritardo e l'ampiezza che gli compete. In virtù della diminuzione di ampiezza dovuta alla divergenza geometrica ed alle perdite nel mezzo, l'ampiezza delle riflessioni diminuisce tendendo a zero, formando così una coda di singoli impulsi di ampiezza decrescente (Fig. 3.7).

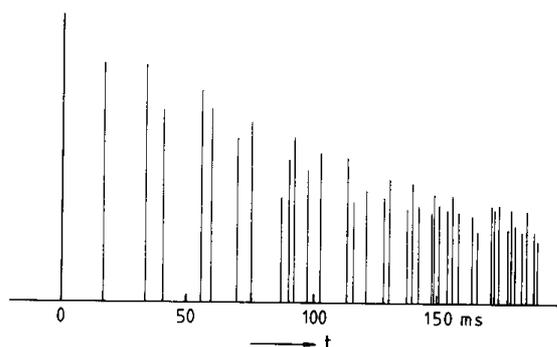


Fig. 3.J

In un ambiente siffatto l'energia è ben lungi dall'essere uniformemente distribuita: una prima conseguenza di ciò è che non sono più verificate le leggi dell'acustica statistica, prime fra tutte le formule di Sabine ed Eyring per la determinazione del tempo di riverbero. Queste leggi sono state elaborate attraverso considerazioni di tipo statistico, che prevedono che il campo sonoro all'interno dell'ambiente sia omogeneo ed isotropo: un campo siffatto può essere ottenuto per mezzo di superfici diffondenti. In presenza di pareti diffondenti il suono diretto viene seguito da una coda di impulsi molto ravvicinati che tendono a zero con legge esponenziale; nella fase iniziale della coda riverberante possono esserci più impulsi di ampiezza superiore alla media dovuti alle componenti speculari delle prime riflessioni, le uniche ad avere un'ampiezza tale da poter essere rilevate individualmente. A causa della diffusione la coda riverberante è più continua ed omogenea ed il tempo di riverbero dell'ambiente è più breve che nel caso delle pareti completamente riflettenti. Per spiegare questo fenomeno si pensi al seguente esempio: in una stanza rettangolare con pareti contrapposte parallele si possono formare echi multipli dovuti alla riflessione continua delle

onde perpendicolarmente alle pareti (*flutter echo*). Il tempo di decadimento è in questo caso più lungo di quello che ci si attenderebbe da una stanza di quelle dimensioni. Se le pareti vengono ricoperte di materiale diffondente il tempo di riverbero diventa molto vicino a quello teorico fornito dalle formule di Sabine; questo è esattamente quello che accade nelle *camere riverberanti*.

### 3.3 Risultati della riflessione diffusa

Sulla base delle caratteristiche oggettive del campo sonoro diffuso esposte precedentemente, un trattamento superficiale diffondente può trovare il suo impiego in diverse applicazioni, nelle quali si sono riscontrati peraltro anche effetti di carattere soggettivo:

- Nel campo dell'esecuzione musicale migliora l'omogeneità del suono percepito dai musicisti dell'orchestra, consentendo loro di udirsi meglio l'un l'altro.
- Diminuisce il rischio di "buchi" e zone d'ombra sonora nell'ambiente trattato.
- Determina un suono più "morbido", privo cioè di forti transienti incontrollati determinati dalle prime riflessioni.
- Accorcia il tempo di riverbero, creando un decadimento esponenziale.
- Se utilizzato per il trattamento del soffitto attenua le riflessioni speculari nel piano mediano, reindirizzando parte dell'energia verso i piani laterali incre-

mentando quindi la percezione stereofonica del suono.

- Diminuisce l'importanza di alcuni parametri geometrici dell'ambiente altrimenti critici (ad esempio la presenza di pareti parallele).
- Diminuisce il rischio di forti componenti di eco senza ricorrere a materiali fonoassorbenti.
- Diminuisce il rischio di *comb filtering* dovuto alle prime riflessioni.
- Determina una risposta all'impulso più "pulita".

---

## **Capitolo 4**

### **Materiali diffondenti**

---

## 4.1 Metodi empirici

Nei teatri di vecchia costruzione le pareti riccamente decorate con motivi ornamentali in bassorilievo, stucchi, nicchie e statue provvedevano ad una buona diffusione: la qualità acustica di alcuni di questi teatri è tuttora insuperata.

In tempi più recenti la costruzione di sale da concerto architettonicamente più essenziali e quindi prive di qualsiasi decorazione evidenziarono immediatamente pessime qualità acustiche che solo verso la fine del secolo scorso vennero attribuite alla mancanza di un'adeguata diffusione dell'energia sonora nell'ambiente; si ritornò quindi a trattare le superfici degli ambienti in maniera tale da ottenere, per mezzo di asperità di diverse forme e dimensioni distribuite irregolarmente, un buon coefficiente di diffusione.

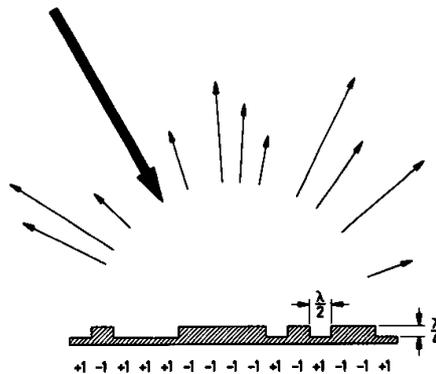
## 4.2 Diffusori di Schroeder

È appena il caso di osservare che la diffusione ottenuta con i metodi sopra descritti non è determinabile a priori essendo stata ottenuta per mezzo di patterns casuali.

Fu Manfred Schroeder nei primi anni '60 a chiedersi se fosse possibile individuare una superficie che realizzasse una diffusione il più possibile uniforme. Il punto di partenza del suo studio teorico era incentrato sulle sequenze di massima lunghezza (*maximum length sequence* o *MLS*) ovvero sequenze binarie pseudocasuali che hanno la peculiare caratteristica di avere la trasformata di Fourier (ovvero lo spettro di potenza) estremamente piatta. Tali sequenze sono caratterizzate da una lunghezza  $N$  data dalla relazione seguente:

$$N = 2^n - 1 \quad , \quad n = 1, 2, \dots \quad [4.1]$$

Esiste una relazione fra lo spettro di potenza di una funzione spaziale ed il suo diagramma di risposta polare oppure, se si tratta di una funzione spaziale dei coefficienti di riflessione lungo una direzione, fra il diagramma polare e la trasformata di Fourier. Uno spettro di potenza piatto entro una banda sufficientemente ampia significa che si può ottenere un'ampia distribuzione di angoli di riflessione ovvero una buona diffusione. Gli studi teorici di Schroeder lo portarono a concludere che se avesse realizzato una superficie avente per coefficienti di riflessione una successione binaria di +1 e -1 data dalla sequenza *MLS*, avrebbe ottenuto un grande numero di angoli di riflessione ognuno dei quali irradiante una uguale intensità sonora. Schroeder riuscì ad ottenere questa sequenza di coefficienti di riflessione solo per una frequenza ben precisa, creando delle scanalature sulla superficie aventi profondità pari ad un quarto della lunghezza d'onda. In tal modo sulla superficie il coefficiente di riflessione è pari a +1, mentre in corrispondenza delle scanalature tale coefficiente è ancora unitario ma la fase risulta ruotata di  $180^\circ$ , co-



**Fig. 4.K** : Profilo di un diffusore *MLS* con  $N = 15$ .

sicché si può assumere pari a -1.

Questi pannelli (detti diffusori *MLS* o di Schroeder, Fig. 4.1) gettarono le basi teoriche per realizzare diffusori efficaci su bande più larghe.

### 4.3 Pannelli QRD (quadratic residue diffusers)

Nel 1983 Peter D'Antonio sviluppò un pannello diffondente basato sul medesimo principio di base dei diffusori di Schroeder tentando di estenderne l'utilizzo ad un range di frequenze più ampio.

Il diffusore di D'Antonio consiste in una serie di scanalature (o pozzetti) della medesima larghezza ma di differente profondità, delimitati da una parete rigida e sottile (Fig. 4.2). In presenza di un'onda incidente sul diffusore si ipotizza che questa venga spezzata in onde piane che si propagano nei pozzetti in direzione del loro fondo; in questo modo all'uscita dei pozzetti tali onde hanno subito un cambiamento di fase tale che il pattern di interferenza genera una distribuzione spaziale uniforme dell'energia riflessa. Questo è possibile in virtù della profondità dei pozzetti, determinata da una sequenza pseudocasuale detta dei residui quadratici (*quadratic residue sequence*). Tale sequenza è del tipo:

$$n = m^2 \bmod N \quad [4.2]$$

dove:

$N$  = numero primo;

$m$  = numero intero da 0 a  $N-1$ .

L'operatore mod si legge "diviso modulo" e fornisce il resto della divisione. Ad esempio un periodo di tale sequenza per  $N=7$  è il seguente:

$$0, 1, 4, 2, 2, 4, 1.$$

Il pozzetto  $n$ -esimo ha profondità  $d_n$  data da:

$$d_n = n \frac{d_{\max}}{n_{\max}} \quad [4.3]$$

dove:

$d_{\max}$  = massima profondità dei pozzetti;

$n_{\max}$  = massimo numero della sequenza (nell'esempio precedente  $n_{\max}=4$ ).

La larghezza  $w$  e la profondità  $d_{\max}$  dei pozzetti del diffusore determinano la larghezza della banda all'interno della quale è ottenibile una diffusione ottimale. Infatti esiste un limite inferiore di frequenza al di sotto del quale i pozzetti sono troppo stretti per influenzare le onde sonore e quindi il diffusore si comporta rispetto ad esse come un pannello piano, mentre al di sopra di una certa frequenza la propagazione delle onde all'interno dei pozzetti diviene irregolare e non può più assumersi come un'onda piana. I limiti sopra esposti sono stati approssimativamente individuati dalle seguenti relazioni:

$$\lambda_{\max} = 2N \frac{d_{\max}}{n_{\max}} \quad [4.4]$$

$$\lambda_{\min} \cong 2w \quad [4.5]$$

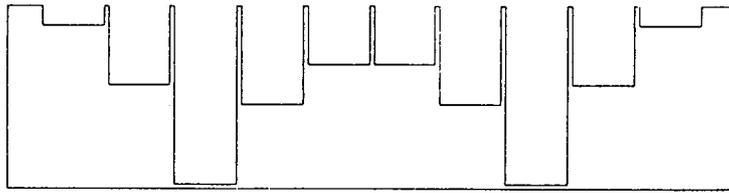


Fig. 4.L : Profilo di un diffusore QRD generato da una sequenza con  $n=11$ .

#### 4.4 Pannelli PRD (primitive root diffusers)

Il principio di funzionamento è identico a quello dei pannelli QRD, dai quali si differenziano solamente per il tipo di sequenza numerica utilizzata per determinare la profondità dei pozzetti, detta sequenza delle radici primitive (*primitive roots sequence*).

Come nel caso precedente, sia  $N$  un numero primo: per radice primitiva di  $N$  si intende il più piccolo numero intero  $g$  che, elevato all' $n$ -esima potenza e diviso modulo  $N$ , generi tutti i numeri interi da 1 a  $N-1$  in una successione qualunque:

$$p = g^n \bmod N \quad [4.6]$$

dove:

$n$  = numero intero che va da 1 a  $N-1$ .

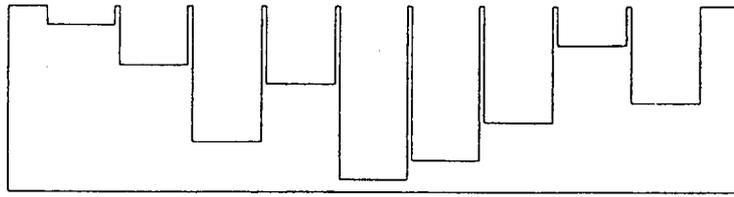
Ad esempio, per  $N=7$  si ha  $g=3$  e la sequenza è:

$$3, 2, 6, 4, 5, 1$$

che genera un profilo del tipo mostrato in Fig. 4.3.

Si noti come, rispetto al profilo QRD, il periodo della sequenza sia composto da  $N-1$  pozzetti anziché da  $N$  e manchi della simmetria caratteristica dei pannelli precedenti: questo fatto ha ripercussioni

sulla direttività, che risulta più uniformemente distribuita e praticamente priva della componente speculare.



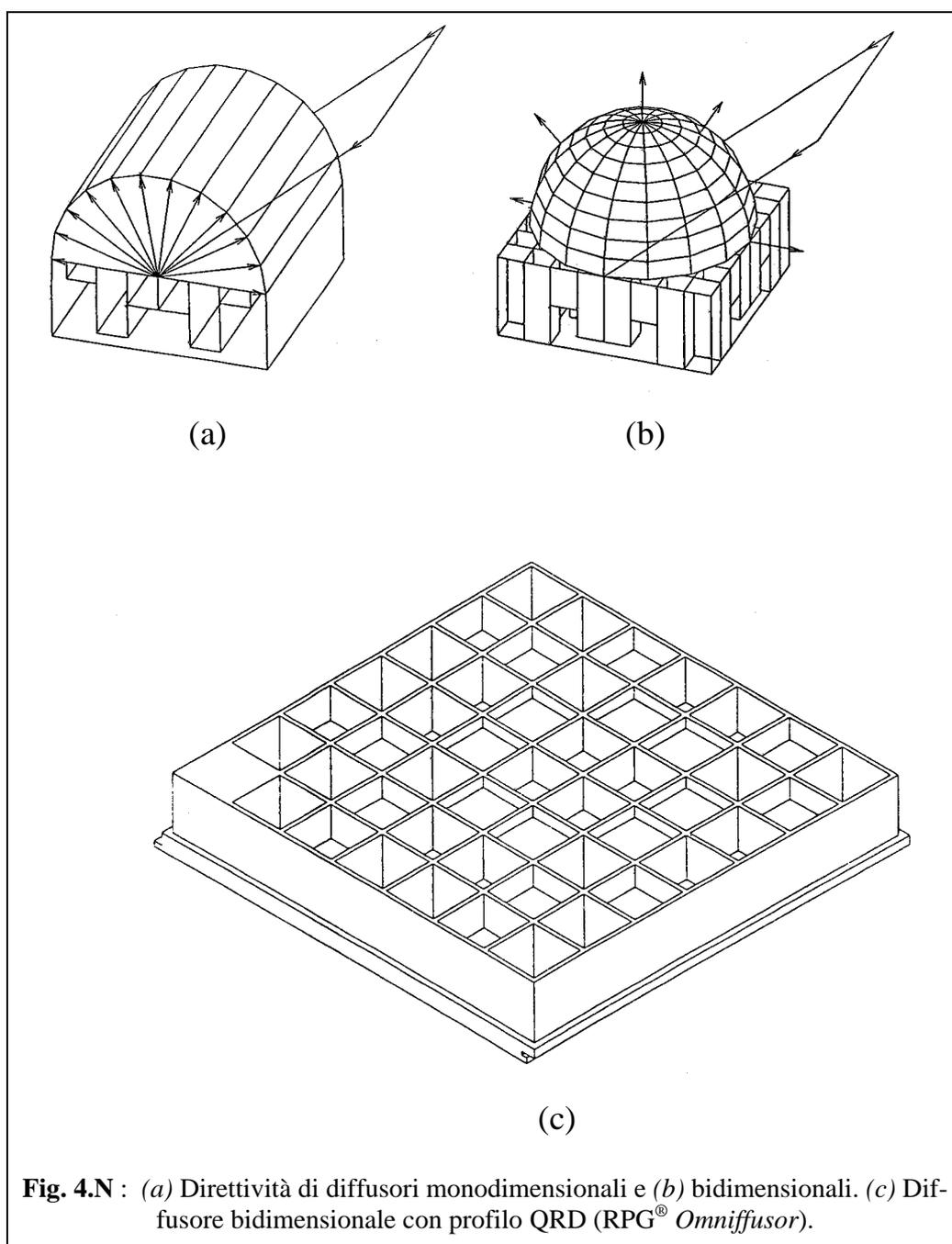
**Fig. 4.M** : Profilo di un diffusore PRD generato da una sequenza con  $N=11$ .

## 4.5 Diffusori bidimensionali

I diffusori fin qui esaminati sono di tipo monodimensionale (1-D), ovvero diffondono efficacemente solo nel piano perpendicolare alla direzione dei pozzetti (v. Fig. 4.4.a). Il concetto dei diffusori 1-D è stato esteso facilmente a due dimensioni (2-D) creando una matrice di pozzetti quadrati (v. Fig. 4.4.c) le cui profondità sono basate sulle sequenze numeriche formulate nei paragrafi precedenti.

Nel caso di diffusori 2-D di tipo QRD la sequenza è generata sostituendo  $r^2+s^2$  a  $m^2$  nella [4.2]: facendo variare  $r$  ed  $s$  da 0 a  $N-1$  si ottiene una matrice di  $N^2$  valori. In modo del tutto analogo si può costruire una matrice di valori basati sulla sequenza delle radici primitive.

Questi diffusori distribuiscono in modo uniforme la potenza sonora incidente approssimando una direttività di tipo emisferico (Fig. 4.4.b) piuttosto che emicilindrica.



---

## **Capitolo 5**

### **Metodi di misurazione**

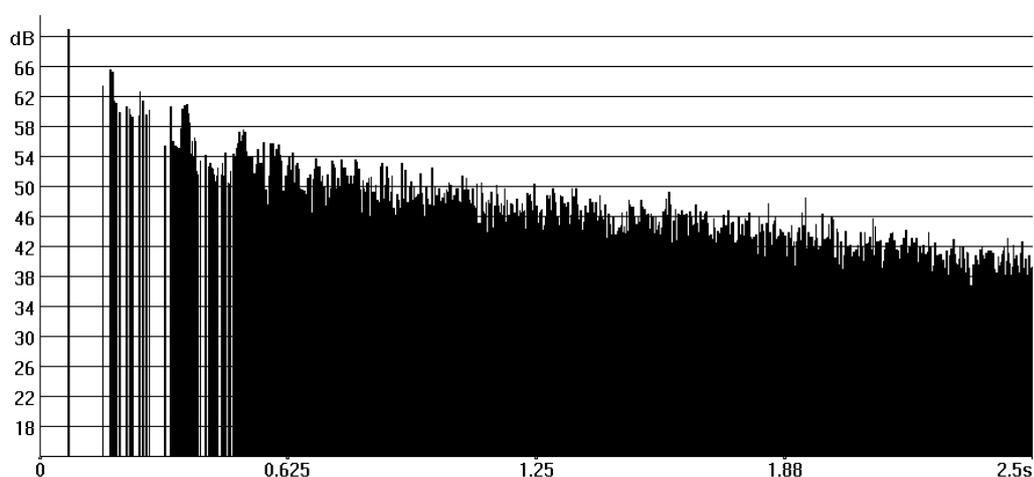
---

## 5.1 La risposta all'impulso

L'andamento nel tempo di un segnale all'interno di un ambiente chiuso risulta ben evidente nei diagrammi in cui viene riprodotta graficamente la successione delle onde che in seguito all'emissione di un segnale impulsivo raggiungono un determinato punto dell'ambiente (cfr. § 2.1).

In Fig. 5.1 è visibile un diagramma di questo tipo, in cui l'onda diretta e le successive riflessioni sono rappresentate da segmenti verticali positivi, di altezza corrispondente alle rispettive intensità e posizionati, rispetto all'origine, in funzione dei tempi impiegati a coprire le distanze percorse.

Questi diagrammi, che rappresentano per definizione la "risposta" dell'ambiente ad un segnale di tipo impulsivo, contengono tutte le informazioni legate alla trasmissione del suono fra sorgente e punto di ascolto necessarie per valutare la qualità del segnale ricevuto; essi si possono considerare come delle funzioni di trasferimento o filtri.



**Fig. 5.1** : Risposta all'impulso (energetica).

Già visivamente è possibile apprezzare la presenza di onde riflesse confrontabili con l'onda diretta e il relativo ritardo; grazie poi alle più moderne tecniche di elaborazione e misura, è possibile quantificare la frazione di energia utile sul totale di energia in gioco.

Normalmente si distinguono risposte all'impulso teoriche, quando la loro determinazione avviene a tavolino applicando le teorie dell'acustica, e risposte all'impulso sperimentali o "reflectogrammi", quando vengono ottenute direttamente con una misura all'interno dell'ambiente (registrazione del segnale che si produce in seguito al manifestarsi di una sollecitazione impulsiva).

In quest'ultimo caso, il segnale catturato da un microfono rappresenta una pressione e non un'intensità, per cui sulla risposta all'impulso finiscono per comparire sia picchi positivi, sia picchi negativi (vedi Fig. 5.2).



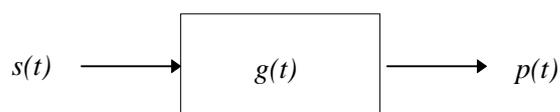
**Fig. 5.2** : Risposta all'impulso sperimentale (in pressione).

Tracciati più chiari, privi della parte negativa e direttamente interpretabili in termini energetici, si possono comunque ottenere visualizzando il quadrato del segnale elettrico generato dal microfono; l'energia sonora è infatti proporzionale al quadrato della pressione (è il caso della risposta all'impulso in Fig. 5.1). Dal punto di vista

matematico, comunque, la corretta trasformazione da forma d'onda in pressione ad involuppo energetico si ottiene mediante una trasformata di Hilbert, di cui la risposta all'impulso quadrata costituisce solo una prima approssimazione.

In generale, dal momento che non esistono in natura sorgenti impulsive di durata sufficientemente breve rispetto alla risoluzione temporale voluta ed in grado di assicurare un adeguato apporto energetico a tutte le frequenze, i reflectogrammi finiscono purtroppo per dipendere dal tipo di sorgente utilizzata.

Per attenuare questo tipo di influenza, si fa ricorso alla teoria dei sistemi di propagazione lineare tempo invariante riconducibile al seguente schema:



dove  $s(t)$  è il segnale emesso dalla sorgente, il rettangolo è il sistema fisico (l'ambiente),  $p(t)$  è il risultato delle modifiche prodotte dal sistema sul segnale in ingresso (il segnale raccolto da un ascoltatore) e  $g(t)$  è la risposta all'impulso del sistema nell'ipotesi che la sorgente sonora generi la cosiddetta "funzione delta di Dirac", ovvero un impulso unitario positivo di durata temporale nulla.

Quale che sia il segnale  $s(t)$ , se è nota la risposta  $g(t)$  del sistema sarà sempre possibile determinare per un certo istante  $t$  il valore del segnale  $p(t)$  in uscita.

Il procedimento da seguire è quello noto in matematica come “convoluzione” di due funzioni, rappresentabile, in questo caso, con l’espressione:

$$p(t) = s(t) * g(t) \quad [5.1]$$

corrispondente all’integrale:

$$p(t) = \int_0^{\infty} s(t-t) \cdot g(t) dt \quad [5.2]$$

In sostanza, si vanno a sommare in corrispondenza dell’istante  $t'$  le risposte del sistema che competono ad ogni singolo elemento di segnale emesso dalla sorgente.

Effettuando a questo punto la trasformata di Fourier delle tre funzioni reali nel dominio del tempo  $s(t)$ ,  $g(t)$  e  $p(t)$ , si ottengono tre funzioni complesse nel dominio della frequenza  $S(f)$ ,  $G(f)$  e  $P(f)$ , per mezzo delle quali è possibile tradurre la convoluzione nel semplice prodotto fra gli spettri complessi delle funzioni di partenza.

La trasformata di Fourier, operazione matematica normalmente usata per ottenere la distribuzione in frequenza di un segnale, è definibile con la relazione:

$$Q(f) = \int_{-\infty}^{\infty} q(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad [5.3]$$

La relazione (5.1), nel dominio della frequenza, assume dunque la forma:

$$P(f) = S(f) \cdot G(f) \quad [5.4]$$

Da questa relazione si comprende come, misurando la funzione  $p(t)$ , sia possibile estrarre da essa la “vera” risposta all’impulso  $g(t)$  indipendente dal tipo di segnale e sorgente usati: si deve in tal caso effettuare la trasformata di Fourier del reflectogramma, dividere lo spettro complesso  $P(f)$  così ottenuto per lo spettro della sorgente impulsiva  $S(f)$  precedentemente determinato in campo libero e sottoporre poi lo spettro  $G(f)$  risultante ad una trasformata di Fourier inversa definibile con la relazione:

$$q(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(f) e^{+j2\pi ft} dt \quad [5.5]$$

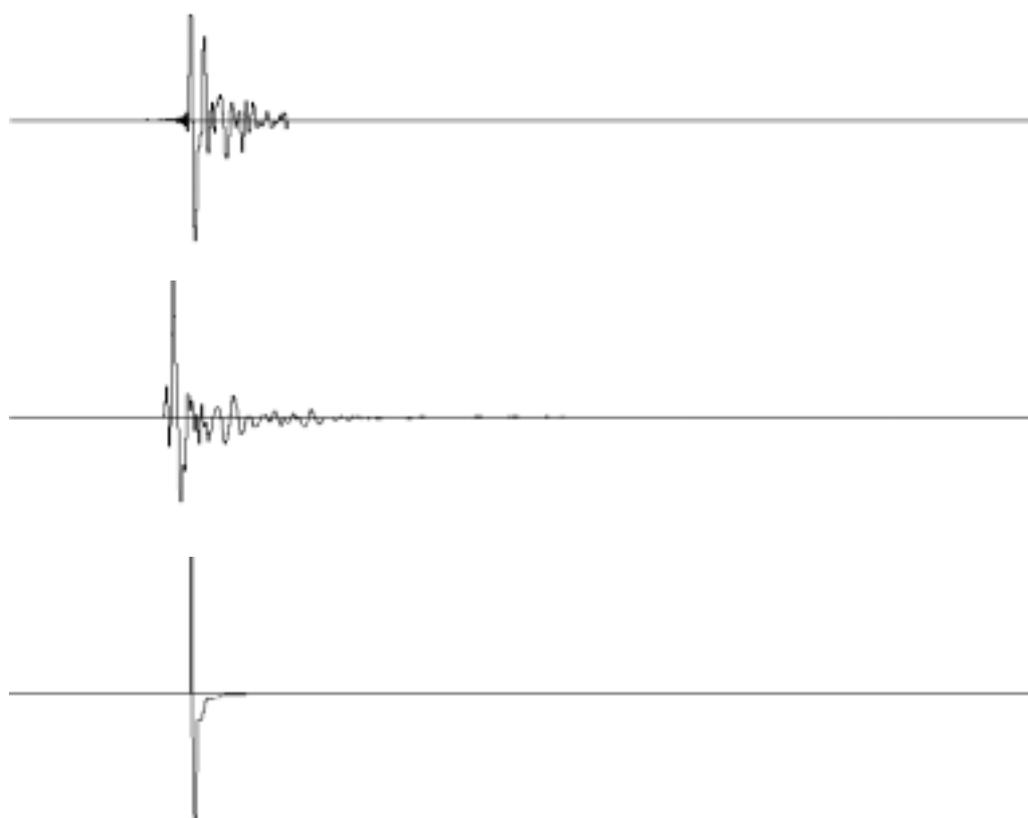
Questo procedimento è concettualmente applicabile a qualunque tipo di sorgente, anche non impulsiva, purché se ne conosca con esattezza la caratteristica temporale  $s(t)$  ovvero lo spettro  $S(f)$ .

Passando dalla trasformata continua alla trasformata discreta (*DFT*), occorre osservare che la lunghezza dei segnali considerati deve essere superiore al tempo di estinzione di  $g(t)$ .

## 5.2 Tecnica dei segnali pseudocasuali per la misura della risposta all'impulso

### 5.2.1 Caratteristiche

Per la produzione di un impulso positivo di pressione di durata temporale nulla vengono usate normalmente sorgenti quali lo sparo di una pistola (per grandi ambienti), l'altoparlante, la scintilla elettrica e lo scoppio di un palloncino (per ambienti più piccoli). Ognuna di queste sorgenti ha diverse caratteristiche temporali e diverso contenuto in frequenza che ne rende consigliabile l'uso a seconda delle frequenze oggetto di indagine per la qualificazione acustica dell'ambiente in esame.



**Fig. 5.3** : Caratteristiche temporali delle sorgenti impulsive (dall'alto verso il basso: pistola, altoparlante e scintilla).

Il pregio di questi metodi è principalmente quello di fornire una decente approssimazione della funzione di Dirac senza l'uso di una strumentazione eccessivamente sofisticata ed ingombrante: lo sparo di pistola è tuttora la sorgente impulsiva più utilizzata per ricavare la risposta all'impulso di grandi ambienti chiusi per la determinazione del tempo di riverbero.

Attualmente il metodo più rapido e preciso di ricavare la risposta all'impulso di un sistema è quello sviluppato da M. Schroeder, basato su un altoparlante che diffonde nell'ambiente un segnale costituito da una sequenza periodica pseudocasuale avente le seguenti caratteristiche:

- pseudo-random, ossia costituita da una sequenza apparentemente casuale, in realtà nota a priori e periodica;
- di lunghezza massima, ossia fra tutte le sequenze generate tramite uno shift register, viene assunta quella di lunghezza massima.

La sequenza generata risulta essere binaria, costituita dai valori 0 e +1 e indipendente dalla frequenza. Il segnale così ottenuto impiega un grande numero di impulsi, limitato soltanto dalla lunghezza della sequenza scelta. Il periodo è dato da:

$$T = 2^n - 1 \quad [5.6]$$

dove  $n \{n \in N\}$  è l'ordine di sequenza, ovvero il numero di periodi usati dallo shift-register.

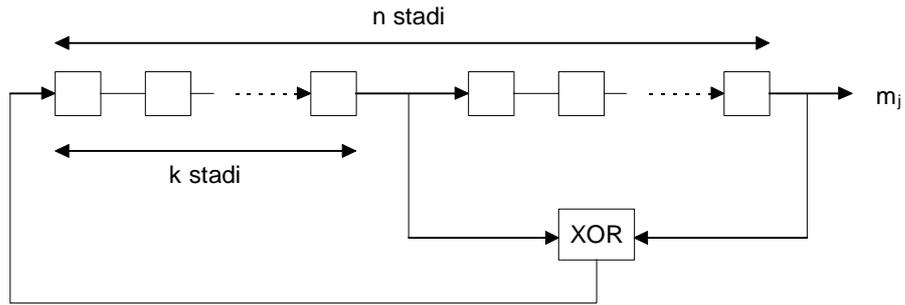


Fig. 5.4 : Generazione di una sequenza pseudo-random binaria.

Dato l'alto numero di impulsi che si possono acquisire, a parità di energia totale si ha un miglioramento del rapporto segnale/rumore, e la procedura di cross-correlazione riesce a minimizzare l'influenza del rumore di fondo.

### 5.2.2 Sistema MLSSA

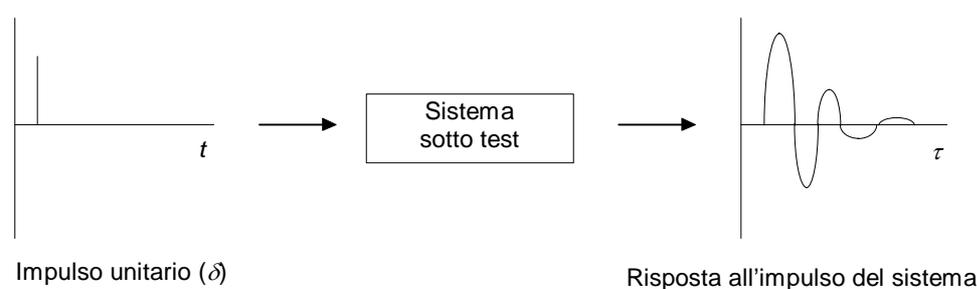
Una sequenza di massima lunghezza (*MLS*) è un tipo di segnale che può essere usato per misurare sistemi a due porte, come altoparlanti, sale e la maggior parte degli apparecchi che abbiano un'entrata ed un'uscita. Il segnale *MLS* può essere usato con molti tipi di analizzatori. In ogni caso, un analizzatore progettato specificamente per sfruttare le peculiarità del segnale *MLS* è, dal punto di vista computazionale, molto più efficiente, anche più di un analizzatore *FFT*. Gli analizzatori *MLS* possiedono caratteristiche tali da renderli adatti anche per le misure di sistemi di riproduzione ed amplificazione sonora già installati in ambiente, permettendo di misurare la risposta in frequenza, la risposta nel tempo ed altri parametri acustici.

Un segnale *MLS* riprodotto da un altoparlante assomiglia ad un rumore bianco. La caratteristica del rumore bianco è di essere casuale e non periodico, quindi per misurare il rumore bianco è necessario

mediare la misura per un tempo relativamente lungo, per essere sicuri di stimare correttamente il suo spettro a lungo termine. Quindi il punto è quello di applicare lo stesso tipo di metodi statistici generali usati per le misure a lungo termine, sfruttando le caratteristiche di dati che sono completamente casuali nel breve termine.

Le sequenze di massima lunghezza appartengono alla famiglia dei segnali pseudocasuali. Un segnale pseudocasuale è la ripetizione di una sequenza, di durata definita, ma con qualche caratteristica simile a quelle del rumore casuale. Il rumore pseudocasuale può avere un andamento temporale ed uno spettro simili a quelli del rumore bianco. Infatti, se la sequenza che verrà ripetuta è abbastanza lunga (forse qualche minuto), il segnale pseudocasuale è essenzialmente indistinguibile dal rumore bianco. Questo è il metodo su cui sono basati la maggior parte di generatori di rumore “casuale”.

Un modo classico per misurare un sistema come un altoparlante è quello di applicare un impulso unitario all’ingresso ed osservare l’uscita del sistema. Se il segnale applicato all’ingresso è molto simile ad un impulso ideale, l’uscita sarà la risposta all’impulso del sistema. Tale risposta all’impulso è la parte reale della risposta temporale del sistema. Da questa si possono calcolare la risposta in frequenza ed altre utili informazioni.



**Fig. 5.5 :** Risposta all’impulso di un sistema.

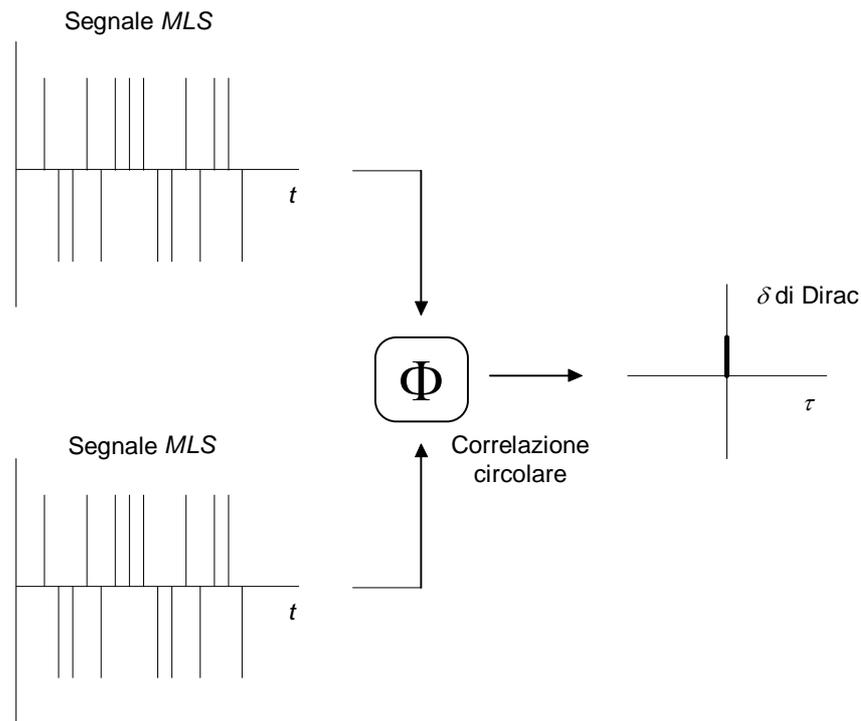
Questo metodo è valido ed accurato ed è comunemente usato; ha però uno svantaggio: il segnale di prova da applicare all'ingresso deve essere sufficientemente simile ad un impulso ideale per ottenere buoni risultati. Sfortunatamente, un impulso che si avvicini a quello reale è di durata così corta che, per qualsiasi ampiezza che non sovraccarichi l'apparecchio, contiene troppo poca energia. Se nella misura non c'è rumore, questo problema risulta irrilevante; tale metodo, infatti, funziona ottimamente in laboratorio ed in uffici silenziosi. In situazioni più rumorose, come uno stabilimento industriale, occorre mediare molte misure per cercare di rendere i risultati immuni dal rumore. In ogni caso è spesso necessario un numero elevato di misure mediate, che può aumentare il tempo di misura oltre limiti di tempo accettabili.

Un segnale *MLS* si può pensare come una ripetizione di una stessa sequenza di impulsi positivi e negativi, di uguale ampiezza, distribuiti in modo casuale. Poiché, tipicamente, ci sono centinaia di questi impulsi per ogni sequenza, il segnale contiene un più elevato contenuto energetico del classico impulso di prova, il quale contiene un solo impulso per ogni intervallo di misura. Come per altri segnali di misura pseudocasuali, anche il segnale *MLS* potrebbe essere utilizzato, per ottenere la risposta dell'apparecchio, insieme alle tradizionali tecniche di *FFT* ma, viste le peculiarità dell'*MLS*, si può utilizzare un metodo più semplice: la correlazione.

La correlazione è un'operazione mediante la quale si confronta una funzione con un'altra. Nelle misure audio, solitamente vengono confrontati due segnali nel dominio del tempo. Se essi sono uguali, la correlazione è massima. In pratica, la correlazione consiste

nell'introdurre un ritardo temporale fra i due segnali da confrontare. Tale ritardo viene solitamente indicato con  $\tau$ , al posto di  $t$  che indica il tempo "reale". Per segnali identici, non ritardati fra di loro, con  $\tau = 0$ , la correlazione è massima e vale 1.

In generale, la correlazione di lunghi segnali nel dominio del tempo, è un'operazione computazionalmente abbastanza onerosa.

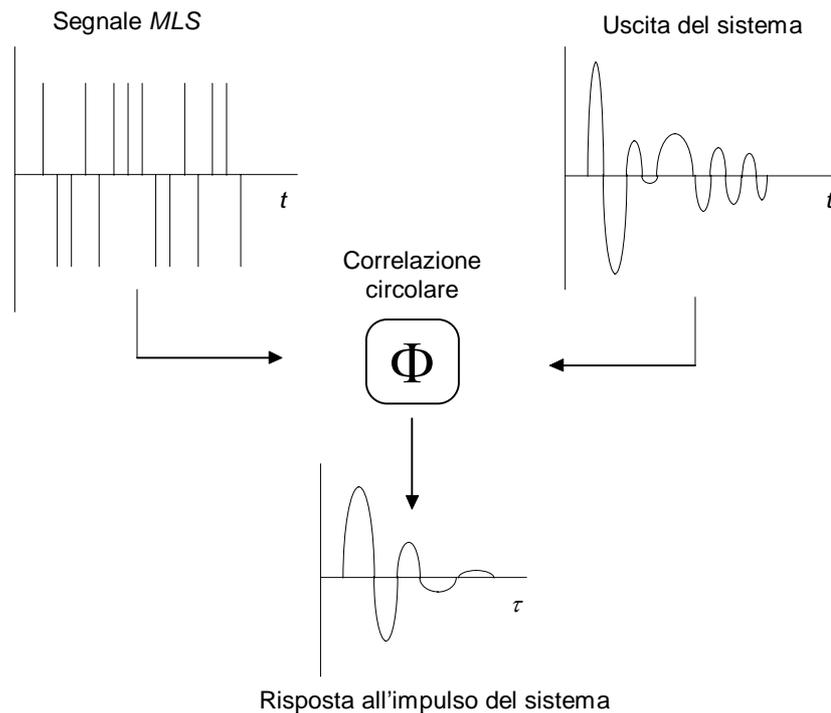


**Fig. 5.6** : L'autocorrelazione di un segnale *MLS* con se stesso produce una  $\delta$  di Dirac.

Fortunatamente, il segnale *MLS* permette una scorciatoia. La correlazione circolare, che a volte viene implementata attraverso la *FHT* (Fast Hadamard Transform), può essere persino più veloce ed efficiente della normale *FFT*. La correlazione circolare di un segnale *MLS* con se stesso risulta essere un impulso.

Per misurare la risposta all'impulso di un sistema, si applica il segnale *MLS* al suo ingresso. Il segnale di uscita viene correlato con il segnale di ingresso, e si ricava così la risposta all'impulso del si-

stema. Il segnale *MLS* utilizzato deve essere lungo almeno quanto il tempo di riverbero dell'ambiente da misurare. Di solito si usano due sequenze di tale lunghezza: la prima assicura che l'apparecchio sia veramente a regime, mentre la seconda serve per la misura vera e propria.



**Fig. 5.7** : La correlazione circolare dell'uscita del sistema con il segnale *MLS* applicato al suo ingresso dà la risposta all'impulso del sistema.

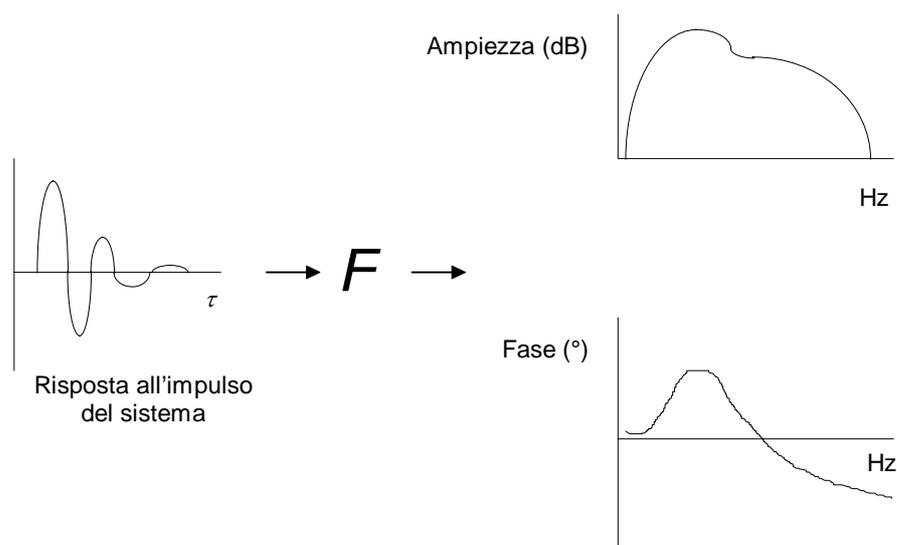
Spesso non è necessario fare nessun'altra misura per ottenere l'immunità dal rumore. In condizione di rilevante rumore di fondo, è conveniente operare una media, nel dominio del tempo, di un numero più elevato di sequenze. Poiché il segnale *MLS* consiste nella ripetizione della stessa sequenza, ogni ciclo di misura in più migliora il rapporto segnale/rumore e, quindi, il risultato.

Solitamente, il rumore risulta non essere correlato con il segnale *MLS*, e, all'aumentare del numero di misure mediate, tenderà a zero.

Per merito del contenuto energetico relativamente alto del segnale *MLS*, è sufficiente effettuare un numero di misure inferiore rispetto al classico metodo dell'impulso.

Una volta ottenuta la risposta all'impulso del sistema, la sua risposta in frequenza è facilmente ottenibile applicando la *FFT*. Ci sono due modi per rappresentarla: in ampiezza e fase o come parte reale e parte immaginaria. La trasformata di Fourier viene applicata una volta sola dopo che si è effettuata la media. Nei metodi basati sulla *FFT*, l'*FFT* doveva essere calcolata per l'intero segnale campionato e l'operazione di media veniva eseguita nel dominio della frequenza.

In molti casi, la risposta all'impulso attuale del sistema può risultare più corta della risposta temporale originariamente misurata. Quindi basta che la *FFT* sia lunga a sufficienza per includere tutta la parte di risposta all'impulso che interessa, permettendo, così, un notevole risparmio di tempo. Tale procedura, a volte con l'aggiunta di qualche finestrazione, permette di ottenere la risposta in frequenza del solo campo diretto di un altoparlante, o di ogni parte interessante della risposta all'impulso.



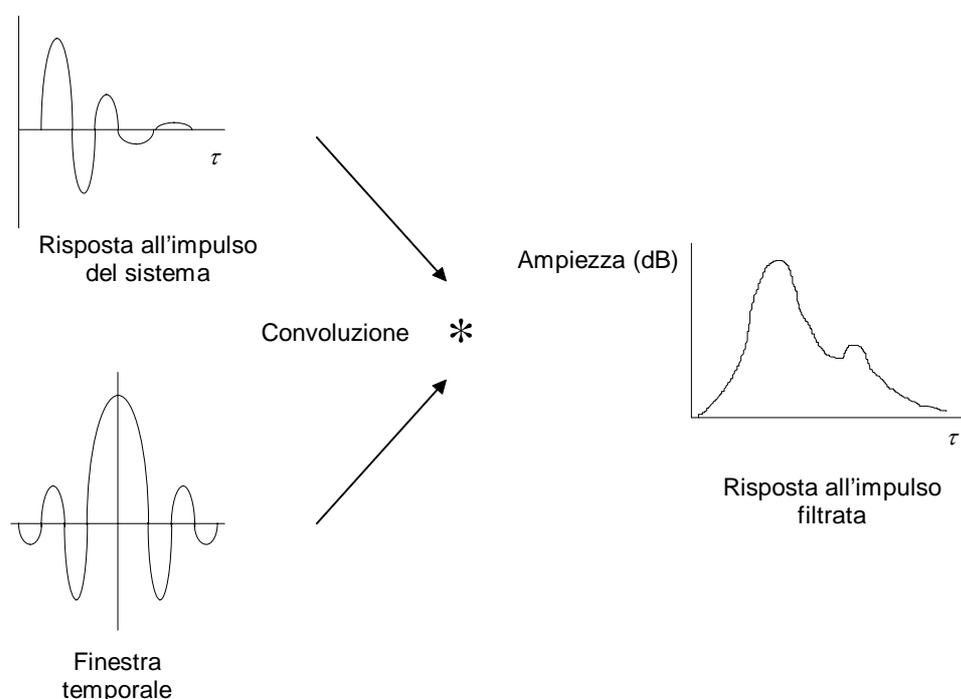
**Fig. 5.8** : La risposta in frequenza di un sistema è la trasformata di Fourier della risposta all'impulso del sistema.

Il metodo *MLS* misura direttamente la parte reale della risposta all'impulso. Comunque, normalmente, è più facile interpretare la risposta all'impulso energetica. La risposta all'impulso energetica è un involuppo che contorna la risposta all'impulso senza mostrare le oscillazioni positive e negative. Questo tipo di misura viene spesso chiamata *ETC* (energy time curve) nel sistema di misura *TDS*.

La risposta all'impulso energetica potrebbe essere calcolata partendo dalle parti reale ed immaginaria della risposta all'impulso. Per questo calcolo si potrebbe utilizzare la trasformata di Hilbert, che tipicamente implica una *FFT*, il cambiamento di segno della parte immaginaria ed una *IFFT*. Qualunque sia il metodo di calcolo usato, sarebbe computazionalmente oneroso. Ancora una volta, esiste una via più semplice.

Una versione accettabile della risposta all'impulso energetica, può essere ottenuta direttamente nel dominio del tempo con un calcolo relativamente veloce. La parte reale della risposta all'impulso del sistema viene convoluta con una stretta finestra temporale

dall'andamento smussato. La versione del filtraggio a finestra nel dominio del tempo deriva da una finestra standard nel dominio della frequenza, come quella di Blackman e Harris.



**Fig. 5.9** : La convoluzione della risposta all'impulso reale del sistema con una finestra temporale è un metodo semplice per ottenere una versione accettabile dell'ampiezza della risposta all'impulso.

Si possono usare degli analizzatori basati sul sistema *MLS* per misurare l'effettiva risposta della maggior parte dei sistemi a due porte. Sono usati frequentemente per misurare le caratteristiche degli altoparlanti e i parametri dell'acustica architettonica, sebbene le possibilità di applicazione siano superiori. Il metodo *MLS* non può essere utilizzato per misurare rumore, parlato o vibrazioni o per qualsiasi altro sistema ad una porta. Comunque tali applicazioni possono essere realizzate da funzioni aggiuntive incluse in qualche particolare analizzatore *MLS*.

### 5.3 Determinazione sperimentale di parametri descrittivi della diffusione

Il coefficiente di diffusione, a differenza del coefficiente di assorbimento, non è sufficiente da solo a descrivere esaurientemente il comportamento diffusivo di una superficie perché non racchiude in sé alcuna informazione sulla direttività dell'energia diffusa ma solo sulla sua entità; ad ogni modo si può assumere che la frazione diffusa dell'energia sia espressa dalla legge di Lambert (cfr. § 3.1.2). Questa assunzione, sebbene in generale non sia fisicamente corretta, consente di valutare in prima approssimazione gli effetti diffusivi delle superfici attraverso la conoscenza del solo coefficiente di diffusione  $\delta$ .

A causa dell'importanza che la distribuzione spaziale dell'energia riflessa riveste nella valutazione di una superficie diffondente, il metodo "classico" per misurarne le proprietà sotto questo punto di vista è quello di determinare il pattern di riflessione attraverso la rilevazione dell'energia riflessa per ogni angolo di incidenza. Un test di questo tipo richiede un numero di prove tanto più elevato quanto maggiore è la risoluzione angolare richiesta.

Lo stato dell'arte di questo tipo di rilevazione è stato raggiunto attualmente da P. D'Antonio, che ha sviluppato una tecnica di misurazione semiautomatizzata ad elevata risoluzione angolare utilizzando una serie di microfoni equamente spaziatati lungo una semicirconferenza nel cui centro è posto il campione da misurare (Fig. 5.10). La prova avviene in campo libero (camera anecoica) oppure nella zona priva di forti prime riflessioni (*RFZ, reflection free zone*) di una camera riverberante.

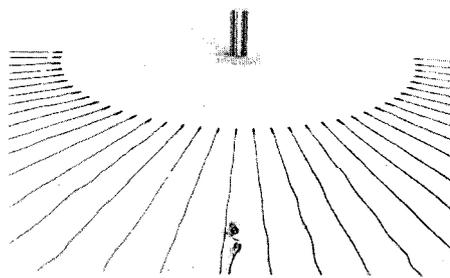


Fig. 5.10

Il test si basa sull'emissione di un segnale di tipo *MLS* dal quale si ricava la risposta all'impulso del sistema mediante *FHT*; il segnale *MLS* è emesso da un altoparlante che può essere posizionato in modo da fornire diversi angoli di incidenza. L'hardware per l'acquisizione dei dati e la loro successiva elaborazione comprende un analizzatore TEF 20 (in grado di emettere il segnale *MLS* e ricevere la risposta dell'ambiente per eseguire la *FHT*) ed un computer per elaborare i dati ed automatizzare il ciclo di misurazione, che consiste nella selezione di un microfono, emissione del segnale *MLS* e memorizzazione della risposta all'impulso.

Eseguendo l'*FFT* di ogni risposta all'impulso si ottiene la risposta in frequenza direzionale, che può essere rappresentata in diagrammi tridimensionali ampiezza/frequenza/angolo (Fig. 5.11) oppure nei più familiari diagrammi di risposta polare per una banda di frequenza fissata.

D'Antonio propone come nuovo parametro di valutazione della diffusione la deviazione standard  $\sigma_f$  della risposta polare in dB per una banda di 1/3 di ottava di una frequenza di centro banda specificata:

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \left( 10 \log \frac{I_{\theta_i, f}}{\bar{I}_f} \right)^2}{(n-1)}} \quad [5.7]$$

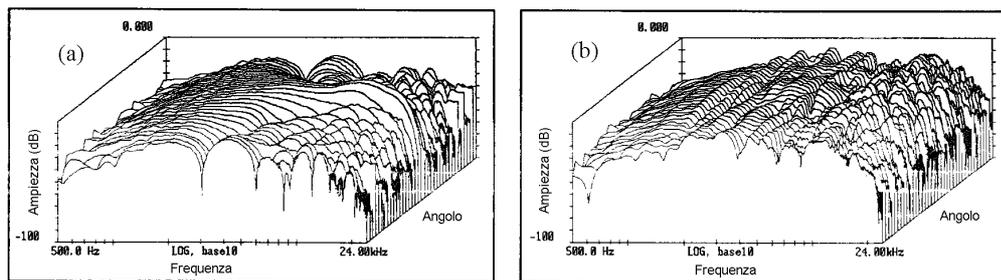
dove:

$n$  = numero di posizioni angolari rilevate;

$I_{\theta, f}$  = intensità rilevata per l'angolo di incidenza  $\theta$  alla frequenza di centro banda  $f$ ;

$\bar{I}_f$  = intensità mediata su  $n$  angoli.

Il diagramma che mostra l'andamento di  $\sigma_f$  per ogni frequenza di centro banda si dice *risposta diffusiva* ed è caratterizzata da un valor medio ed una deviazione standard: il valor medio indica l'efficienza della diffusione mentre la deviazione standard indica l'uniformità di tale efficienza al variare della frequenza. Una buona superficie diffondente è caratterizzata da bassi valori di efficienza e di uniformità.



**Fig. 5.11** : Diagrammi Ampiezza/Frequenza/Angolo ottenuti per un pannello piano (a) e per un diffusore QRD (b).

## 5.4 Misurazione diretta di $\delta$

Recentemente sono stati proposti da M. Vorländer due metodi per la determinazione diretta del coefficiente di diffusione: il primo metodo si applica in camera anecoica (*free field method*) mentre il secondo prevede lo svolgimento della prova in una camera riverberante (*reverberation chamber method*).

### 5.4.1 Free Field Method

Il principio che sta alla base di entrambi i metodi può essere illustrato efficacemente nel dominio del tempo, osservando l'onda riflessa da una superficie irregolare. La Fig. 5.12 mostra tre onde riflesse ottenute da tre differenti orientamenti della superficie campione: si nota che alcune parti presentano un'elevata correlazione, corrispondente alla componente riflessa specularmente, mentre la componente diffusa contiene onde differientemente ritardate a seconda della struttura del campione. In particolare la componente diffusa cambia al variare dell'orientamento del campione: per questo tale componente viene assunta *incoerente* nel tempo mentre la componente riflessa risulta essere *coerente*.

In questo modo, mediando un certo numero di impulsi ottenuti per differenti orientamenti del campione, è possibile eliminare la com-

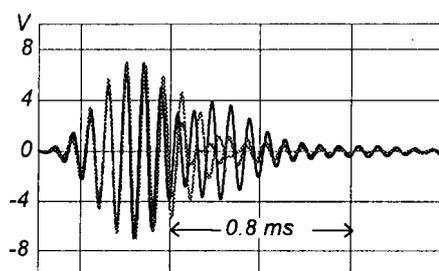


Fig. 5.12

ponente diffusa per interferenza distruttiva ed ottenere quindi la sola componente riflessa ovvero l'energia totale riflessa specularmente, che può essere espressa in questi termini:

$$\begin{aligned} E_{spec} &= (1 - \alpha)(1 - \delta)E_{inc} = (1 - a)E_{inc} = \\ &= \left\{ 1 - \left[ 1 - \overline{|R_{spec}|^2} \right] \right\} E_{inc} \end{aligned} \quad [5.8]$$

dove:

$a$  = coefficiente di assorbimento speculare;

$\overline{|R_{spec}|^2}$  = coefficiente di riflessione speculare.

Ricordando che l'energia totale (sia riflessa che diffusa) vale:

$$E_{tot} = (1 - \alpha)E_{inc} \quad [5.9]$$

il coefficiente di diffusione  $\delta$  può essere ricavato nel seguente modo:

$$\delta = \frac{a - \alpha}{1 - \alpha} = 1 - \frac{E_{spec}}{E_{tot}} \quad [5.10]$$

Le misure vengono eseguite mediante l'elaborazione di un segnale *MLS* mentre le energie in gioco vengono ricavate mediante trasformazione *FFT* delle risposte all'impulso.

#### **5.4.2 Reverberation Chamber Method**

Il metodo precedentemente descritto può essere utilizzato anche in camera riverberante, ponendo un campione della superficie in esame in tale ambiente e misurandone la risposta all'impulso, mantenendo fissa la posizione dell'altoparlante e del microfono e ruotando il campione ad ogni misura. Se il campione fosse una superficie piana, in condizioni ideali la risposta all'impulso sarebbe completamente correlata per ogni valore di rotazione del campione. D'altra parte quando il campione è una superficie irregolare la correlazione

diminuisce ed aumenta contemporaneamente la durata della risposta all'impulso dell'ambiente.

Eseguendo  $n$  risposte all'impulso ottenute per altrettanti differenti orientamenti del campione è possibile ottenere l'energia della media degli impulsi:

$$E(t) = (n-1)e^{\frac{cS}{4V}\ln(1-\bar{\alpha})t} + e^{\frac{cS}{4V}\ln(1-\bar{\alpha})t} \quad [5.11]$$

dove:

$c$  = velocità del suono;

$S$  = superficie della camera riverberante;

$V$  = volume della camera riverberante;

$\bar{\alpha}$  = media dei valori rilevati del coefficiente di assorbimento;

inoltre:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{S} [(S - S_c)\alpha_v + S_c a_c] \quad [5.12]$$

dove:

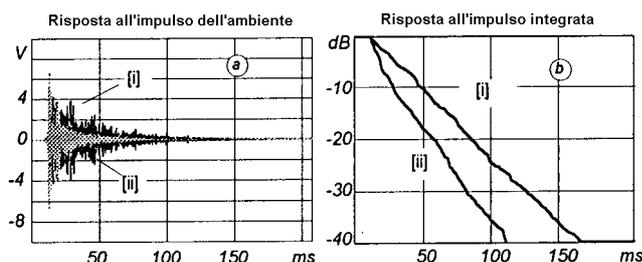
$S_c$  = superficie del campione in esame;

$\alpha_v$  = coefficiente di assorbimento della camera riverberante vuota;

$a_c$  = coefficiente di assorbimento speculare del campione.

Eseguendo la media su un numero sufficiente di risposte all'impulso il secondo termine della [5.11] può essere trascurato.

Questa prova consente di misurare un coefficiente di assorbimento *apparente* della superficie campione ( $a_c$ ), che viene determinato attraverso il tempo di riverberazione come avviene durante una normale prova di assorbimento condotta secondo la norma ISO 356.



**Fig. 5.13** : Risposte all'impulso ottenute con il metodo della camera riverberante; si noti la risposta di una misura [i] e la media di 94 diverse misure [ii].

Per la determinazione del coefficiente di assorbimento occorre valutare tre differenti tipi di riverbero:

- il tempo di riverbero della camera vuota (da cui si ricava  $\alpha_v$ );
- il tempo di riverbero della camera contenente il campione della superficie in esame (da cui si ricava  $\alpha_c$ );
- il tempo di riverbero dopo la media di  $n$  risposte all'impulso (da cui si ricava  $a_c$ ).

Una volta determinati questi tre coefficienti si può determinare il coefficiente di diffusione mediante la seguente equazione:

$$\delta = \frac{a_c - \alpha_c}{1 - \alpha_c} \quad [5.13]$$

Tutte le prove vengono eseguite utilizzando una superficie campione di  $8 \text{ m}^2$ , cambiando manualmente l'orientamento.

## 5.5 Confronto dei metodi presentati

Il metodo presentato da P. D'Antonio è quello che richiede l'attrezzatura più sofisticata ma che consente di ottenere l'analisi più completa della superficie in esame. Il diagramma ampiez-

za/frequenza/angolo consente di visualizzare immediatamente le proprietà diffondenti di una superficie in modo completo.

Questo metodo presenta i seguenti svantaggi:

- necessita di una attrezzatura dedicata;
- sebbene offra due parametri di valutazione oggettiva della diffusione, non consente di calcolare il coefficiente di diffusione così come è stato definito (cfr. § 3.1.1);
- la prova deve svolgersi in un ambiente particolare (camera anecoica o riverberante). La realizzazione di questi ambienti è estremamente costosa e quindi spesso è possibile trovare nei laboratori di misura solo ambienti in scala ridotta, il che comporta la costruzione di un modellino in scala della superficie diffondente.

Questo problema permane anche nei metodi proposti da Vorländer, che sono stati sviluppati infatti solamente su modellini in scala.

Il metodo in camera riverberante richiede la realizzazione di una grande superficie di prova, cosa non sempre possibile visto che i campioni di superficie da testare sono spesso costituiti da un singolo pannello, solitamente quadrato. Per questo motivo il metodo più interessante risulta essere quello in camera anecoica, dove è possibile utilizzare anche un unico pannello; il metodo presenta però ancora alcuni inconvenienti:

- richiede la disponibilità di una camera anecoica, che implica l'utilizzo di un modello in scala oppure l'affitto di una costosa camera anecoica di grandi dimensioni;
- ogni ciclo di prova prevede che venga calcolata la risposta all'impulso per ogni rotazione del campione; questo implica che la sequenza *MLS* deve essere emessa ed elaborata con l'*FHT* tan-

te volte quante sono le rotazioni imposte, ovvero quanto più fine è la suddivisione angolare. Anche se la procedura viene automatizzata per mezzo di una tavola rotante comandata via PC, l'esecuzione di una prova completa può richiedere diverso tempo. Una volta ottenute  $n$  risposte all'impulso esse devono essere mediate nel dominio del tempo per reiettare le componenti incoerenti dovute alla diffusione.

La superficie campione, essendo di piccole dimensioni, provoca la diffusione di una parte dell'energia incidente dovuta alle dimensioni finite del pannello (*scattering*). Il coefficiente di diffusione calcolato da Vorländer non separa il contributo dello scattering da quello dovuto alle irregolarità della superficie. In questo modo non si determina il reale coefficiente di diffusione della superficie ma c'è una sovrastima di  $\delta$  dovuta allo scattering.

---

## **Capitolo 6**

### Descrizione dell'apparecchiatura di prova

---

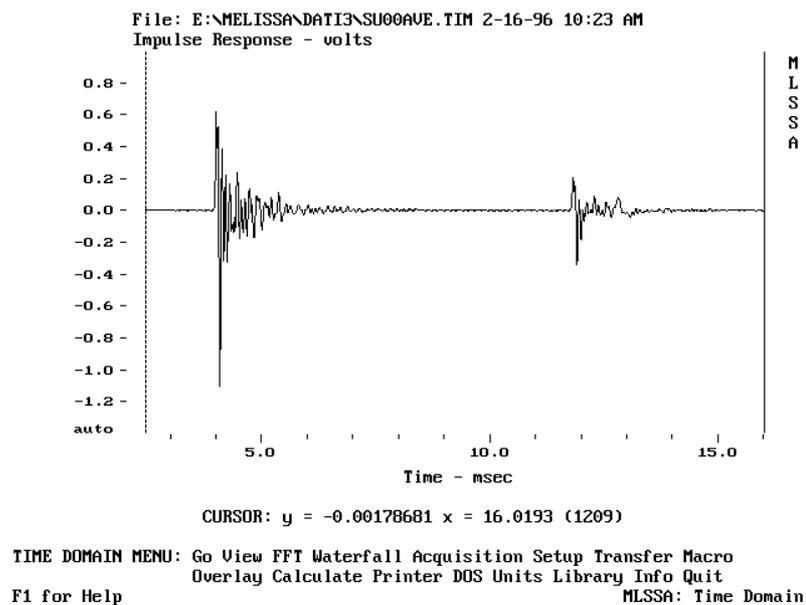
•

## 6.1 Il metodo proposto

Il lavoro proposto in questa tesi parte dal metodo della camera anecoica proposto da Vorländer e lo sviluppa in modo da ovviare agli inconvenienti precedentemente elencati.

Il principio che sta alla base di questo nuovo metodo proposto è quello di rendere possibile la determinazione sperimentale del coefficiente di diffusione di una superficie al maggior numero possibile di laboratori, riducendo al minimo l'impiego di attrezzature sofisticate.

Per questo motivo le prove sono state condotte nel laboratorio del Dipartimento di Ingegneria Industriale, che non è altro che un semplice capannone industriale contenente macchine utensili ed appa-

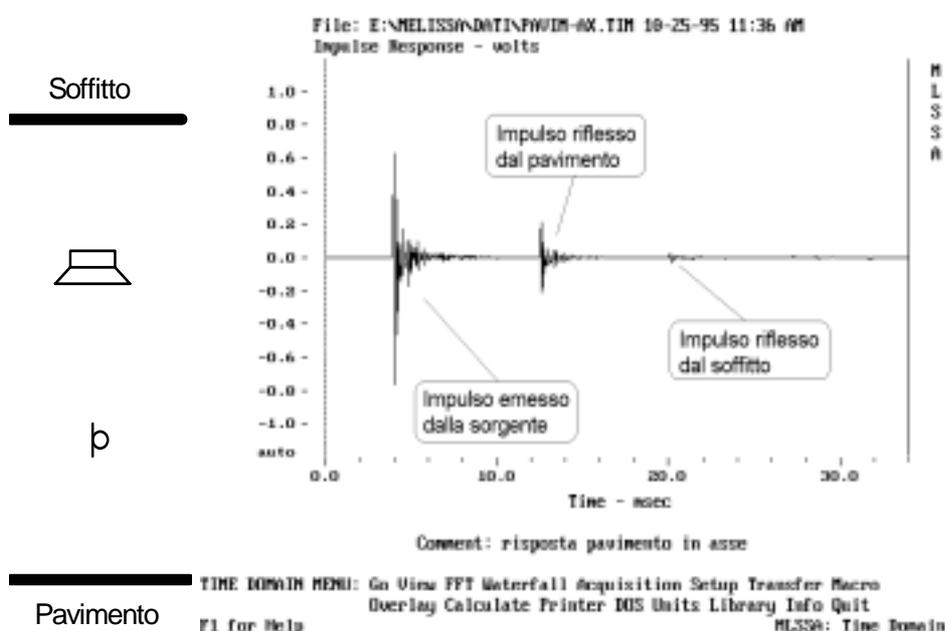


**Fig. 6.1** : La schermata principale del software *MLSSA* nel dominio del tempo.

recchiature di tutti i tipi; le dimensioni finite del capannone e la presenza di diversi ostacoli rendono l'ambiente estremamente diverso da una camera anecoica, ma questo problema è stato superato grazie alla tecnica di misura impiegata.

### 6.1.1 Attrezzature utilizzate

L'unico componente sofisticato dell'attrezzatura adottata è un PC contenente la scheda di acquisizione dati A2D160. Questa scheda è in grado di inviare un segnale *MLS* ad una sorgente esterna attraverso un'apposita uscita audio dopo essere stato opportunamente amplificato; un ingresso audio provvede a ricevere la risposta dell'ambiente alla sequenza *MLS* per mezzo di un microfono. Il software dedicato *MLSSA (Maximum Length Sequence System Analyzer)* esegue la correlazione circolare fra il segnale in uscita e quello



**Fig. 6.2** : Risposta all'impulso della configurazione rappresentata; oltre all'impulso diretto ed alla prima riflessione è possibile distinguere l'impulso dovuto alla riflessione da parte del soffitto della prima riflessione del pavimento.

in ingresso alla scheda A2D160, fornendo la risposta all'impulso del sistema in un diagramma pressione/tempo (Fig. 6.1).

Il software permette di risalire dalla risposta all'impulso alla risposta in frequenza mediante *FFT*, che può essere eseguita anche solo su una parte dell'intera risposta all'impulso selezionata mediante un'operazione di *finestratura* (*windowing FFT*). Siccome la risposta all'impulso temporale permette di evidenziare in modo abbastanza netto le cause sonore che l'hanno generata, mediante un'operazione di finestratura è possibile ricavare lo spettro di ampiezza di ognuna di queste cause (Fig. 6.2). Fra gli accessori della scheda è stata utilizzata una tavola rotante (Fig. 6.3) che, grazie alla centralina ET1 collegata direttamente ad un apposito connettore della scheda, può essere pilotata direttamente via software e consente l'esecuzione automatica di prove condotte su campioni rotanti con incrementi angolari fissi.

Oltre alla scheda di acquisizione dati ed al software *MLSSA* le attrezzature impiegate sono una cassa acustica ed un microfono.

La cassa acustica è la sorgente sonora che riproduce il segnale *MLS*; il diffusore utilizzato per condurre le prove è un prototipo autocostruito inserendo un altoparlante hi-fi in un recipiente metallico di forma approssimativamente sferica ricavato da un vaso di espansione, riempito internamente di lana di vetro in modo da simulare il corretto litraggio (Fig. 6.4). La forma sferica è stata scelta per minimizzare gli effetti delle diffrazioni ed ottenere un fronte d'onda il più possibile sferico in modo da approssimare una sorgente puntiforme; inoltre in questo modo si è aumentato l'angolo entro il quale

la sorgente può essere considerata omnidirezionale, consentendo così di trascurare piccoli errori di orientamento della cassa acustica. Il microfono utilizzato è una comune capsula piezoelettrica (Fig. 6.5) alimentata da una batteria da 9V la quale fornisce corrente anche ad un piccolo preamplificatore, il cui segnale viene inviato alla scheda di acquisizione.

### **6.1.2 I materiali testati**

Le prove sperimentali sono state condotte su pannelli di diverso genere, utilizzando materiali commerciali specificatamente atti a diffondere le onde sonore, materiali fonoassorbenti e superfici irregolari di facile reperibilità.

- RPG Omnifusor<sup>®</sup>: pannello diffondente bidimensionale di tipo QRD, realizzato in gesso rinforzato con fibre di nylon (Fig. 6.6).
- RPG Skyline<sup>®</sup>: pannello diffondente bidimensionale di tipo PRD, realizzato in polistirolo espanso (Fig. 6.7).
- RPG Abffusor<sup>®</sup>: pannello diffondente monodimensionale di tipo QRD realizzato con materiali fonoassorbenti (Fig. 6.8).
- Fonoassorbente: pannello fonoassorbente realizzato in fibra tessile sintetica compressa; non ha impieghi diffondenti ma è stato utilizzato solamente per verificare i limiti del metodo sperimentale con materiali di questo tipo (Fig. 6.9).
- Superficie irregolare: realizzata con contenitori di cartone per le uova, è stata testata unicamente per confrontarne le proprietà diffondenti con quelle dei materiali commerciali (Fig. 6.10).

Tutti i materiali impiegati sono stati utilizzati sotto forma di pannello quadrato delle dimensioni di 60 cm di lato.

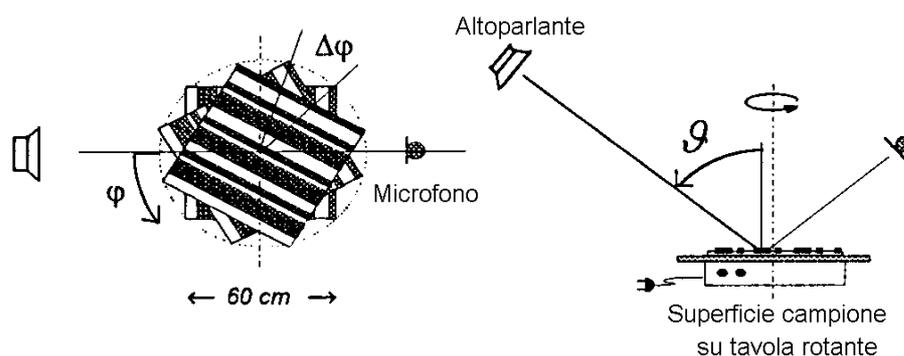


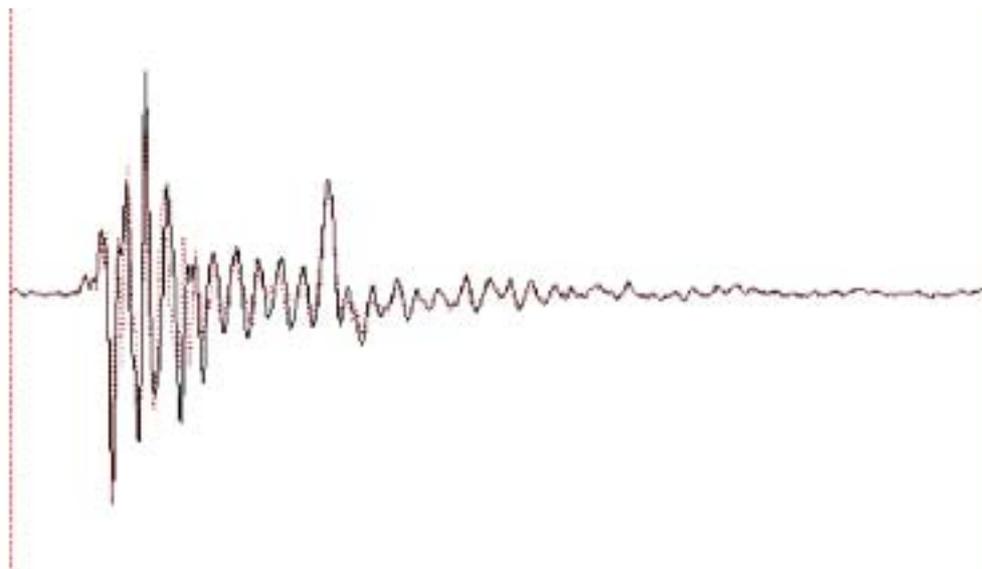
Fig. 6.12

Per evidenziare ed isolare il contributo dello scattering è stato costruito un supporto delle stesse dimensioni dei pannelli in esame, realizzato in materiale non diffondente (Fig. 6.11); questo è stato ottenuto rivestendo un supporto in legno con piastrelle di ceramica completamente lisce. Essendo il supporto perfettamente riflettente dal punto di vista acustico, il contributo del materiale alla diffusione può essere considerato nullo; è evidente che la diffusione imputabile al supporto è quella dovuta unicamente alle sue dimensioni finite e quindi allo scattering.

### 6.1.3 Condizione della prova

Ogni pannello in prova (più il solo supporto) è stato testato dirigendo verso la sua superficie il suono proveniente dalla cassa acustica e captando il suono riflesso in direzione speculare per mezzo del microfono. Durante ogni prova l'angolo di incidenza  $\theta$  rispetto alla normale alla superficie è stato assunto pari a  $0^\circ$  (in asse), a  $30^\circ$  ed a  $60^\circ$  (Fig. 6.12).

Per ogni pannello e per ogni angolo di incidenza  $\theta$  la prova è stata condotta nel seguente modo:



**Fig. 6.13** : La risposta all'impulso speculare di un pannello diffondente (linea continua) e la sua risposta totale riflessa (linea tratteggiata).

- emissione del segnale *MLS* per la determinazione della risposta all'impulso mentre la tavola rotante fa compiere al pannello una rotazione di due giri completi attorno al suo asse. La sequenza *MLS* utilizzata nelle prove ha un periodo di 65535 *samples* che, ad un *sample rate* di 75.5 kHz, significa che una singola sequenza dura circa 870 ms; nel tempo necessario a compiere la rotazione del pannello vengono emesse 24 sequenze che vengono mediate durante la misurazione stessa per reiettare la frazione di energia incoerente dovuta alla diffusione ed allo scattering. In questo modo rimane evidenziata la sola risposta speculare del pannello (Fig. 6.13, linea continua).
- emissione del segnale *MLS* con il pannello fermo. In questo modo si ottiene la risposta all'impulso totale riflessa dal pannello nella particolare direzione individuata dalla posizione del microfono (Fig. 6.13, linea tratteggiata). In questa fase è importante che il pannello in esame, così come la cassa acustica ed il micro-

fono, siano perfettamente immobili: un'oscillazione di uno di questi elementi durante questa misurazione provocherebbe l'eliminazione delle componenti incoerenti dell'energia riflessa, cosa che in questa fase è assolutamente da evitare. Mentre il pannello è appoggiato al pavimento tramite il supporto e la tavola rotante ed il microfono è sostenuto dalla sua apposita asta di supporto, la cassa acustica è l'elemento più soggetto a problemi di oscillazione; essa infatti è sospesa ad una certa distanza dal pannello per fare in modo che quest'ultimo si trovi nel campo lontano della cassa, così che essa possa essere considerata come una sorgente puntiforme. Per ovviare a questo problema senza attendere il lungo intervallo di tempo necessario allo smorzamento delle oscillazioni dalla cassa acustica, è stato realizzato un telaio metallico che porta ad un estremo la cassa, lasciandole la possibilità di regolarne l'orientamento, ed all'altro ha la possibilità di essere agganciato al carro ponte in modo da fare battuta contro di esso, fornendo così un appoggio rigido che consenta di evitare ampie oscillazioni (Fig. 6.14). Le uniche oscillazioni consentite alla cassa acustica sono quelle dovute all'elasticità del telaio di supporto, le quali si smorzano completamente nel giro di qualche secondo.

Una volta raccolti questi dati, essi devono essere ulteriormente elaborati. Per prima cosa la riflessione del pannello, sia essa speculare o totale, deve essere isolata dalla risposta all'impulso totale. Il tipo di sequenza *MLS* emessa consente di analizzare la risposta all'impulso dell'ambiente per un tempo di 54 ms, mentre la riflessione del pannello occupa un intervallo temporale molto più breve e

ben individuabile (v. Fig. 6.2). Per mezzo di un'operazione di finestra è possibile ottenere lo spettro di ampiezza della riflessione del pannello; affinché gli spettri di ampiezza ottenuti siano confrontabili fra loro la finestra temporale dell'*FFT* deve avere le stesse dimensioni e la stessa posizione sia per la risposta speculare che per quella riflessa totale.

Il punto di inizio e di fine della finestra temporale devono essere scelti attentamente in modo che il corrispondente valore di ampiezza sia uguale o comunque il più possibile vicino. Siccome l'*FFT* lavora unicamente su segnali periodici, quello che avviene in realtà nell'analisi in frequenza di un segnale aperiodico è che esso viene reso periodico ripetendo indefinitamente il segnale compreso nella finestra temporale; se l'ampiezza all'inizio ed alla fine della finestra non coincidono si verifica una *distorsione*, ovvero una discontinuità del segnale che dà origine a spettri d'ampiezza errati.

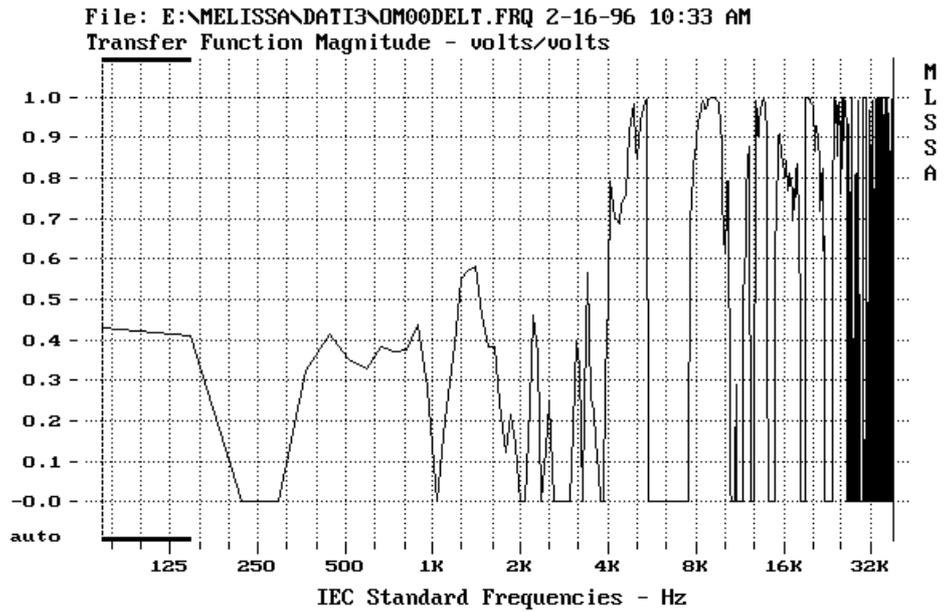
Dagli spettri di ampiezza della risposta speculare e di quella totale si ricavano i corrispondenti spettri di potenza semplicemente elevando al quadrato gli spettri di ampiezza; in questo modo si ottiene lo spettro della potenza speculare ( $P_{spec}$ ) e lo spettro della potenza riflessa totale ( $P_{rifl}$ ).

Dalla relazione [3.2] si ricava:

$$\delta = \frac{P_{rifl} - P_{spec}}{P_{rifl}} = \frac{P_{diff}}{P_{rifl}} \quad [6.1]$$

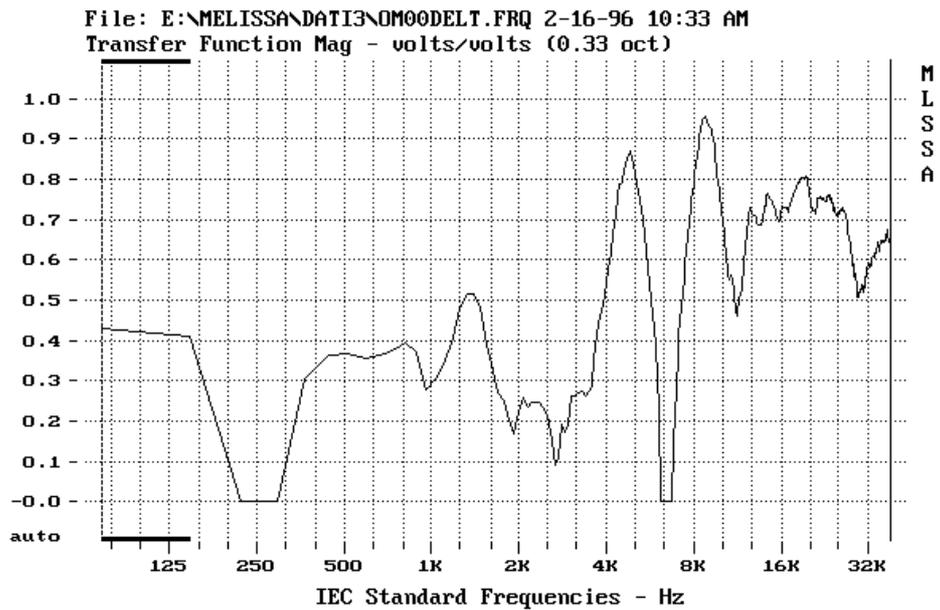
Questa operazione è stata eseguita all'interno del programma *MLSSA* calcolando il valore di  $\delta$  per ogni frequenza per la quale è stato determinato lo spettro. Il risultato è il valore di  $\delta$  per bande di frequenza molto strette: riveste un significato più apprezzabile il va-

lore del coefficiente di diffusione espresso per bande di 1/3 di ottava, che può essere calcolato direttamente da *MLSSA* mediando i valori in banda stretta che si trovano all'interno della banda considerata. La rappresentazione in terzi d'ottava consente di conservare una buona visualizzazione dello spettro, eliminando nel frattempo le forti discontinuità della rappresentazione in banda stretta (Fig. 6.15).



CURSOR: y = 0 x = 37735.8475 (512)

FREQUENCY DOMAIN MENU: Go View Reference Acquisition Setup Transfer Macro QC  
 Overlay Calculate Printer DOS Units Library Info Exit  
 F1 for Help MLSSA: Frequency Domain



CURSOR: y = 0.643844 x = 37735.8475 (512)

FREQUENCY DOMAIN MENU: Go View Reference Acquisition Setup Transfer Macro QC  
 Overlay Calculate Printer DOS Units Library Info Exit  
 F1 for Help MLSSA: Frequency Domain

Fig. 6.15 : Rappresentazione del coefficiente di diffusione in funzione della frequenza (pannello RPG Omniffusor®) in banda stretta (in alto) e in terzi d'ottava (sotto).

I valori di  $\delta$  ottenuti dalle prove in asse, a  $30^\circ$  ed a  $60^\circ$  sono stati esportati da MLSSA in formato testuale per essere successivamente elaborati in forma grafica dal programma Excel: mediante tale programma è stato calcolato il valore medio del coefficiente di diffusione ottenuto per i tre diversi valori dell'angolo di incidenza  $\theta$ .

Tale valore mediato è il *coefficiente di diffusione globale*  $\delta$ , che comprende il contributo diffusivo della superficie del pannello ed il contributo di scattering della sua forma finita.

Supponendo che sussistano le ipotesi sotto le quali è applicabile il principio di sovrapposizione degli effetti, possiamo definire due diversi coefficienti per separare il contributo della diffusione dovuta alla superficie (*coefficiente di diffusione superficiale*  $\delta_d$ ) da quella dovuta allo scattering (*coefficiente di scattering*  $\delta_s$ ); in questo modo si ha:

$$P_{\text{sup}} = \delta_d P_{\text{rifl}} \quad [6.2]$$

$$P_{\text{scatt}} = \delta_s P_{\text{rifl}} \quad [6.3]$$

Siccome  $P_{\text{diff}} = P_{\text{sup}} + P_{\text{scatt}}$  si ha:

$$\delta = \delta_d + \delta_s \quad [6.4]$$

La relazione [6.1] diventa:

$$\delta = \frac{P_{\text{sup}}}{P_{\text{rifl}}} + \frac{P_{\text{scatt}}}{P_{\text{rifl}}} = \delta_d + \delta_s \quad [6.5]$$

Consideriamo il valore di  $\delta$  ottenuto dalla prova del solo supporto: visto che per il materiale che costituisce la sua superficie è stato supposto  $\delta_d=0$ , il coefficiente di diffusione globale  $\delta$  coincide con il coefficiente di scattering  $\delta_s$ . Siccome tutti i pannelli in esame sono stati testati appoggiandoli sopra al supporto e che questo è delle

stesse dimensioni di ogni pannello, il valore di  $\delta_s$  ricavato per il supporto è stato assunto come coefficiente di scattering anche per tutti i pannelli in esame.

Il coefficiente di diffusione superficiale è stato ricavato da quello globale per differenza:

$$\delta_d = \delta - \delta_s. \quad [6.6]$$

---

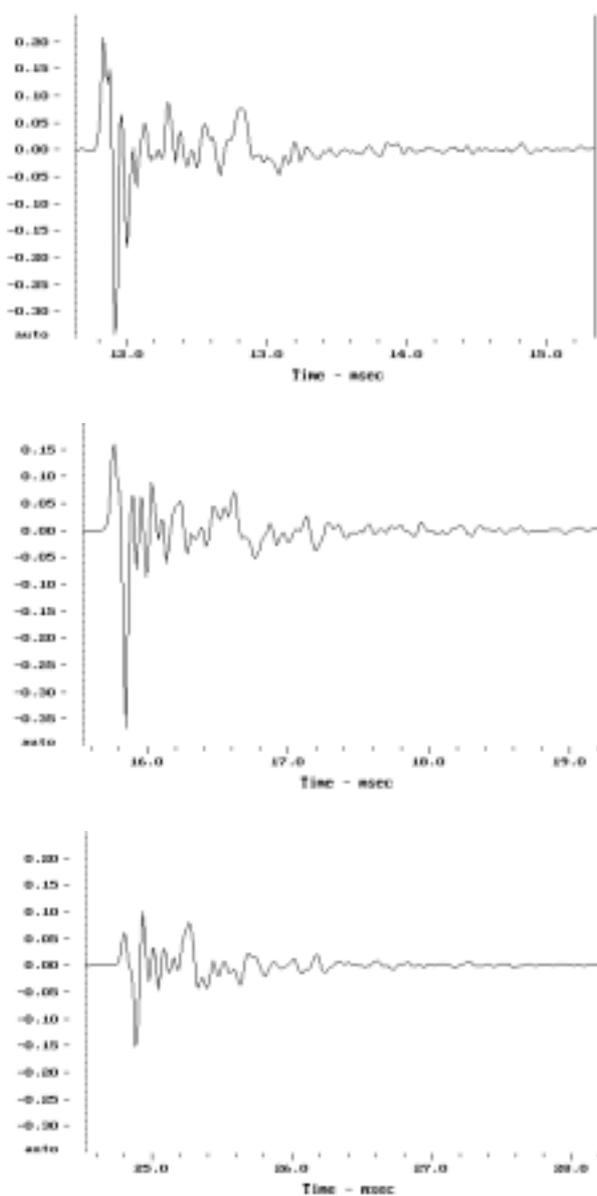
## **Capitolo 7**

# **Risultati delle prove sperimentali**

---

## 7.1 Supporto

I dati ricavati dalle prove condotte sul supporto sono particolarmente importanti perché servono da riferimento per i risultati successivi.



**Fig. 7.0** : Risposta all'impulso del supporto. Dall'alto verso il basso:  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=30^\circ$  e  $\theta=60^\circ$ .

In Fig. 7.1 è rappresentata la risposta all'impulso del solo supporto per i tre angoli di incidenza per i quali sono state condotte le prove; si noti come l'onda riflessa vari poco la sua forma al variare dell'angolo di incidenza  $\theta$  ed abbia un tempo di estinzione molto contenuto (circa 1 ms). Anche l'ampiezza varia poco: l'attenuazione che si può notare passando da  $\theta=0^\circ$  a  $\theta=60^\circ$  è perfettamente in accordo con il fatto che all'aumentare dell'angolo di incidenza è aumentata pure la distanza fra la sorgente e la superficie campione.

Il grafico di Fig 7.2 riporta l'andamento del coefficiente di scattering del supporto al variare della frequenza, rappresentato

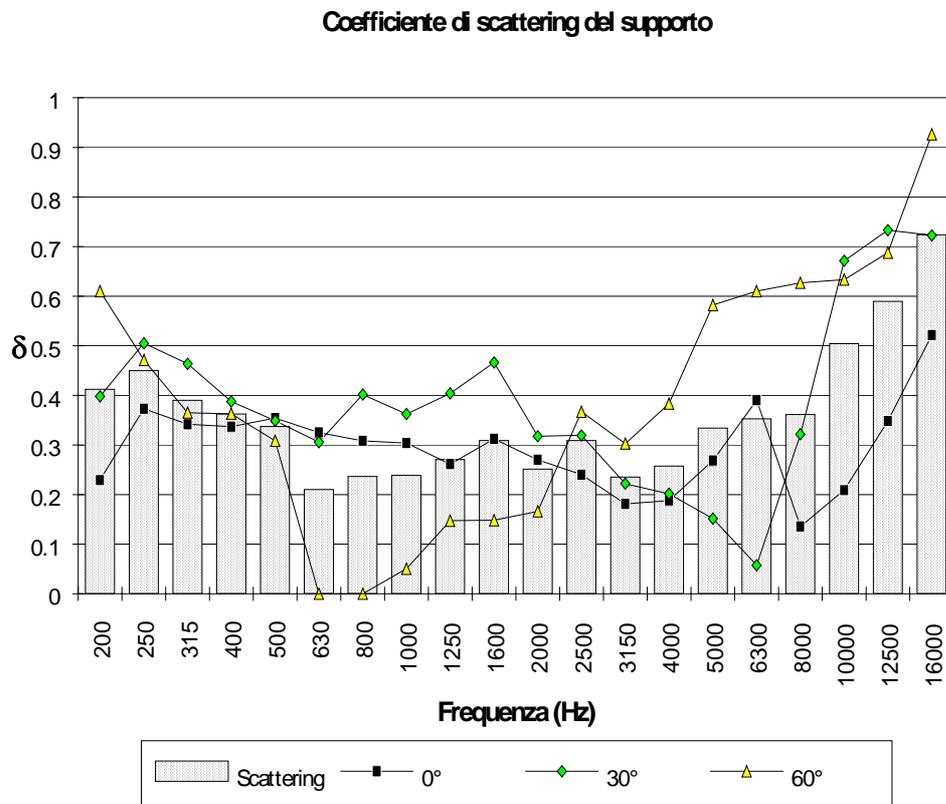
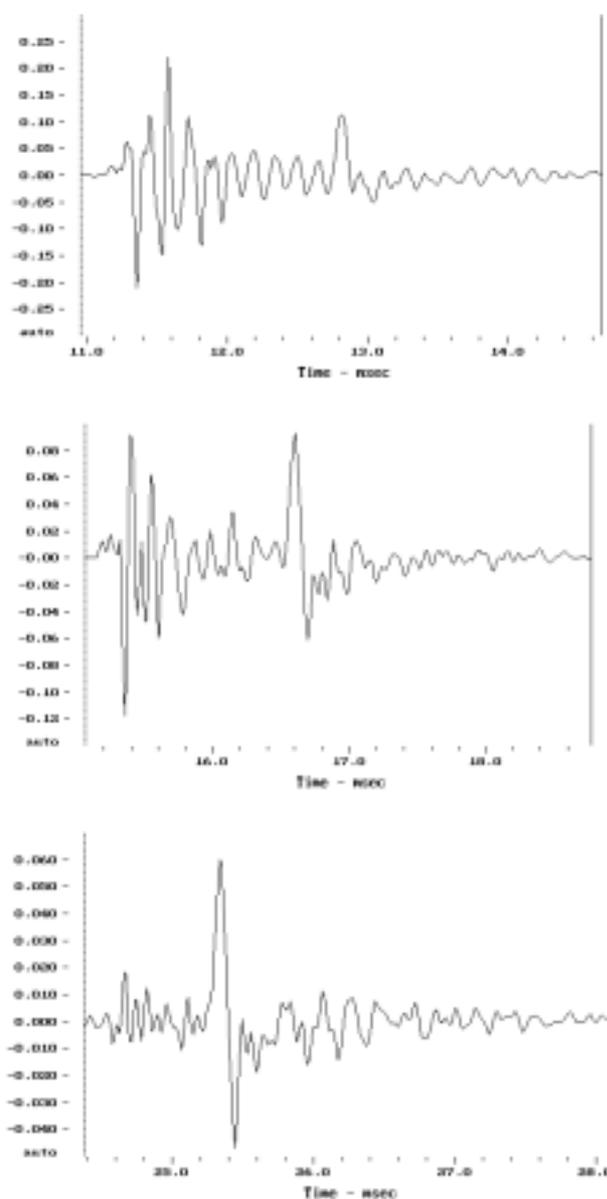


Fig. 7.P

dall'istogramma; i diagrammi a linea rappresentano i risultati delle prove per i diversi angoli di incidenza.

## 7.2 RPG Omnifusor<sup>®</sup>

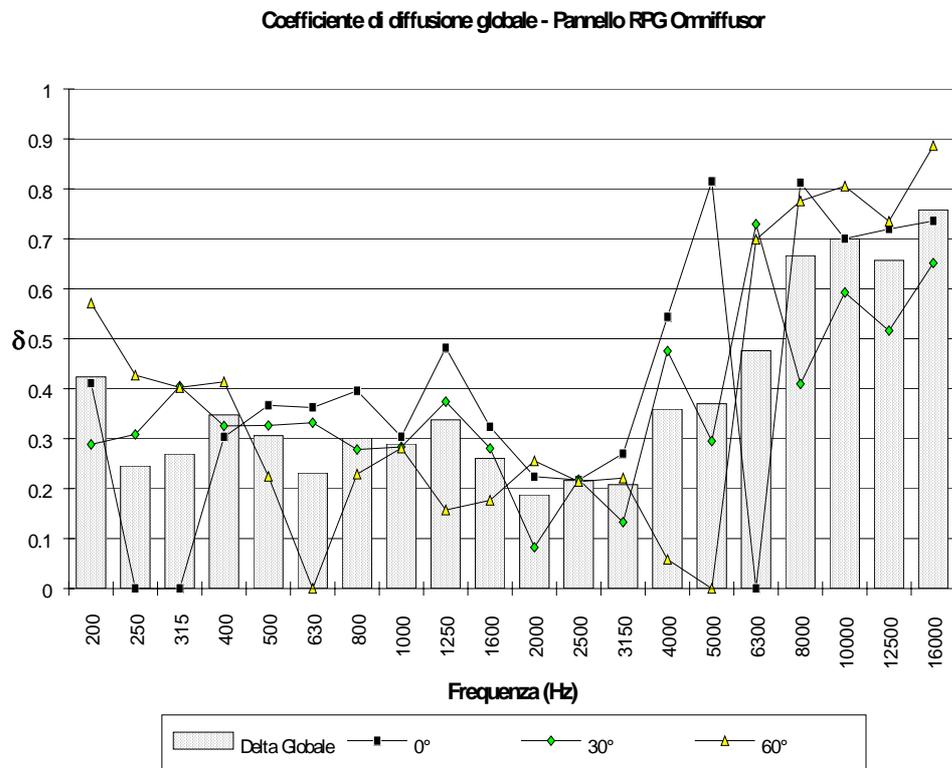
La risposta all'impulso di questo pannello nel dominio del tempo evidenzia diverse differenze di forma dell'onda riflessa al variare



**Fig. 7.Q** : Risposta all'impulso del diffusore RPG Omnifusor<sup>®</sup>. Dall'alto verso il basso:  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=30^\circ$  e  $\theta=60^\circ$ .

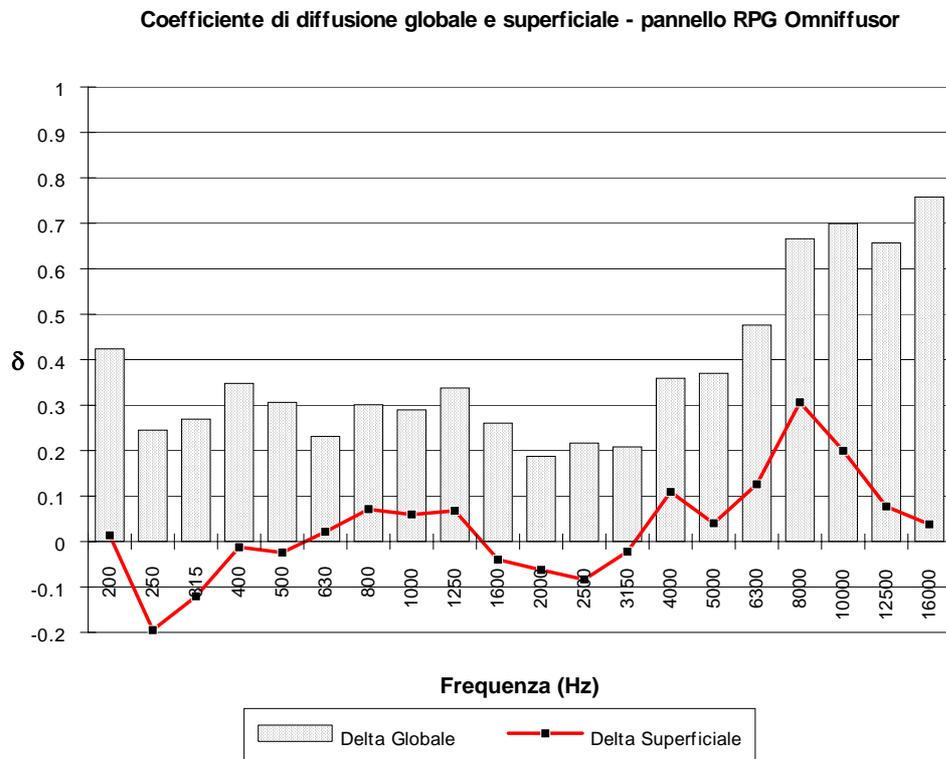
dell'angolo di incidenza; in particolare si noti come l'energia incidente sembra essere rilasciata in due tempi, come è visibile nitidamente nel caso  $\theta=30^\circ$ . Le caratteristiche più importanti dei pannelli diffondenti sono ben visibili confrontando la Fig. 7.3 con la Fig. 7.1: la riflessione del diffusore ha un picco meno pronunciato rispetto ad una superficie riflettente e, rispetto a questa, viene a mancare il caratteristico rapido decadimento esponenziale. Il tempo di estinzione varia fra 2 e 3 ms.

Il diagramma che mostra la dipendenza del coefficiente di diffusione globale  $\delta$  al variare della frequenza (Fig. 7.4) rivela un andamen-



**Fig. 7.R**

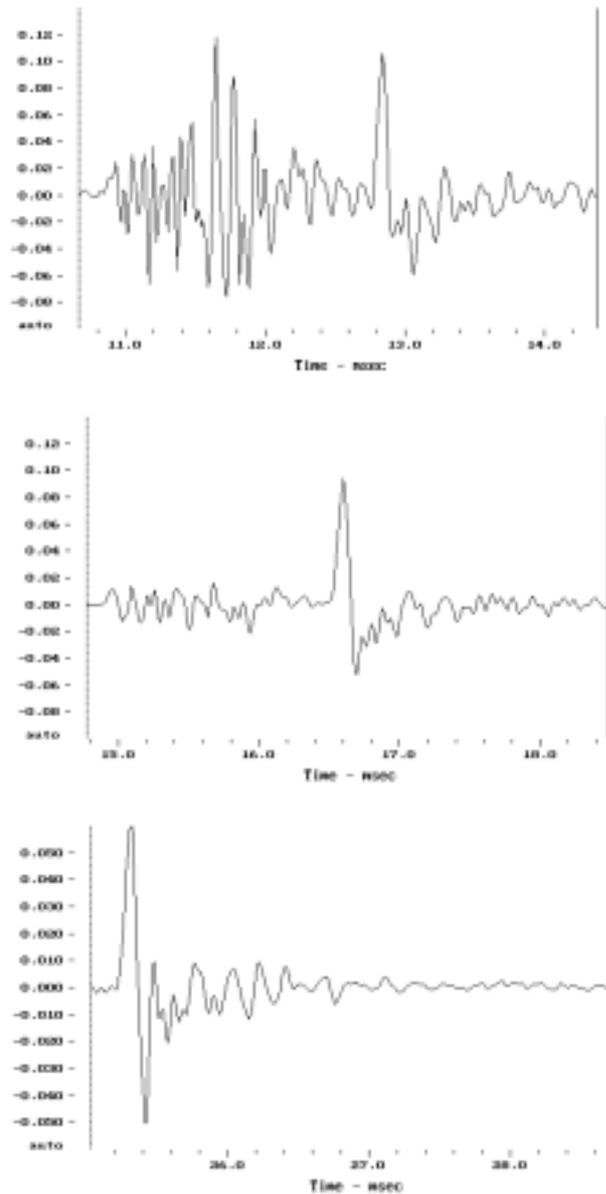
to simile a quello del coefficiente di scattering dovuto alle dimensioni finite del pannello; questo è evidente in quanto il coefficiente di scattering fa sentire la sua influenza sul coefficiente di diffusione globale andando a sommarsi a quello di diffusione superficiale. Sottraendo al coefficiente di diffusione globale il coefficiente di scattering si ottiene il coefficiente di diffusione superficiale  $\delta_d$ , il cui andamento è rappresentato nel diagramma di Fig. 7.5.



**Fig. 7.S**

### 7.3 RPG Skyline®

In questo caso la risposta all'impulso temporale rivela una buona capacità diffondente solo in direzione normale al pannello (v. Fig.



**Fig. 7.T** : Risposta all'impulso del diffusore RPG Skyline®. Dall'alto verso il basso:  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=30^\circ$  e  $\theta=60^\circ$ .

7.6); addirittura per  $\theta=60^\circ$  il tempo di estinzione dell'onda riflessa è inferiore di quello del solo supporto.

Il comportamento anomalo del pannello Skyline<sup>®</sup> è sicuramente da

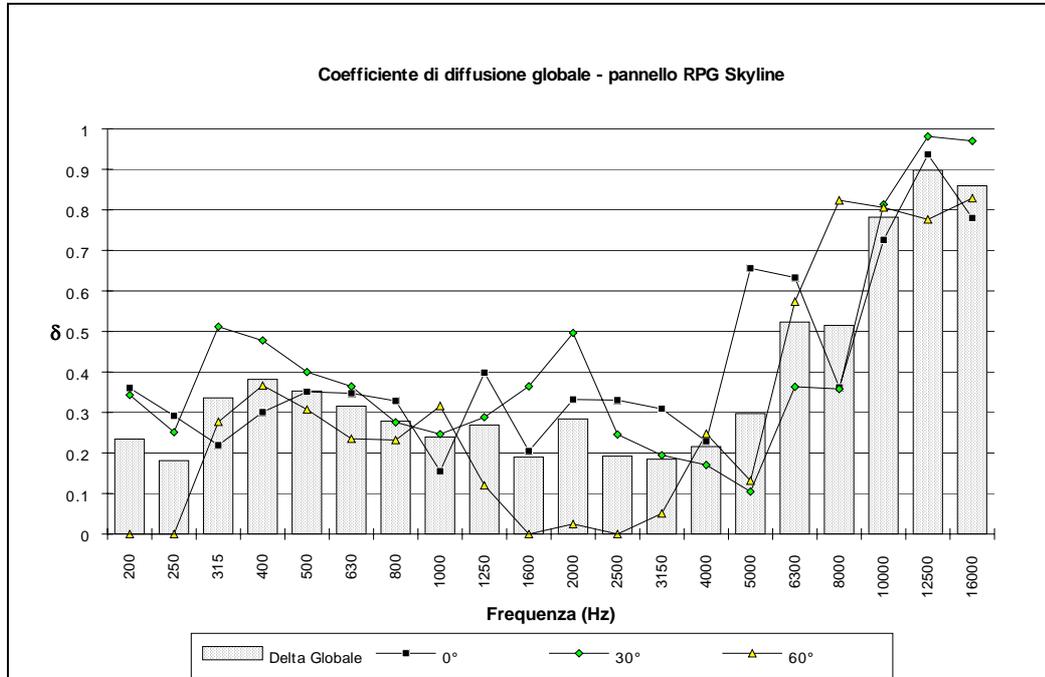


Fig. 7.U

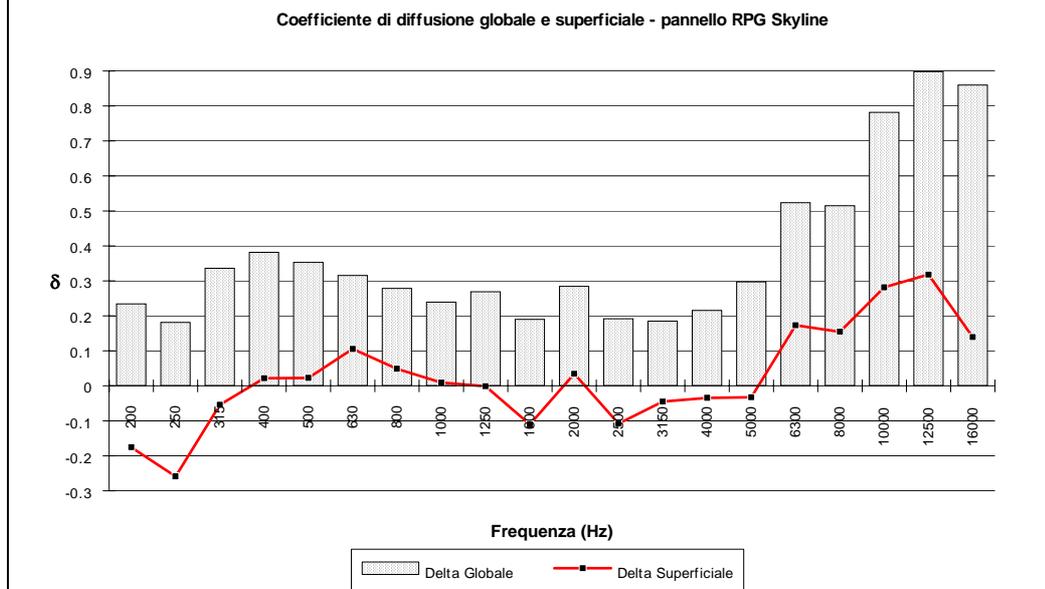
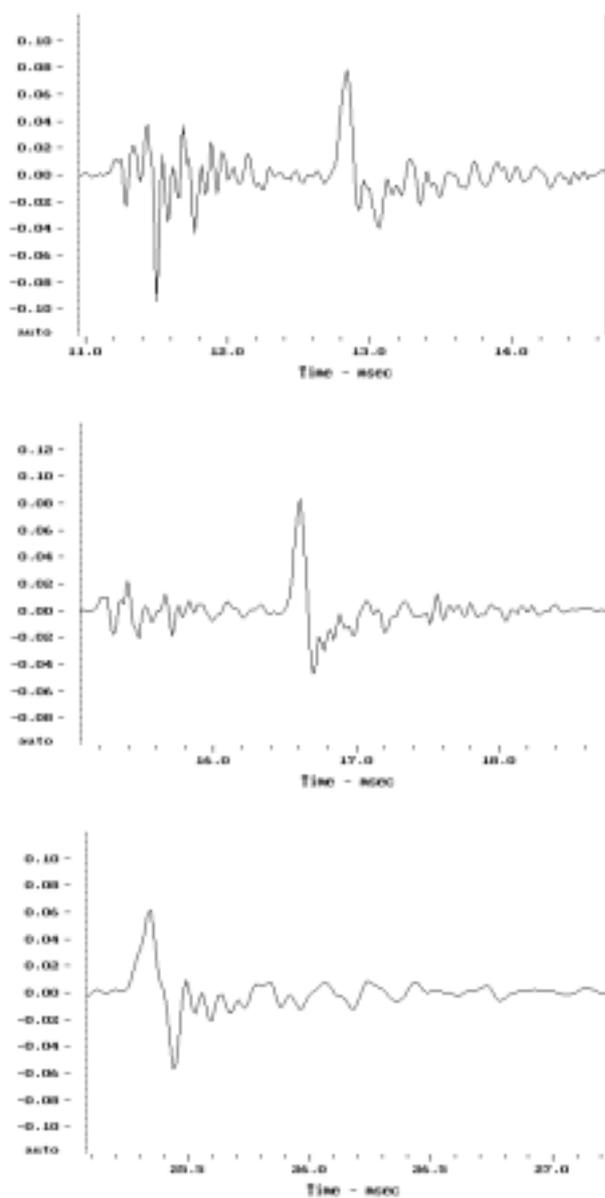


Fig. 7.V

imputare alla particolare filosofia costruttiva impiegata, che elimina la parete rigida che delimita i pozzetti fra di loro; questo impedisce la corretta propagazione dell'onda sonora verso i pozzetti e quindi la formazione del pattern di interferenza che è la base teorica del principio di funzionamento di questo tipo di diffusore. Mediando i risultati ottenuti per i tre angoli di incidenza si ha un abbassamento del coefficiente di diffusione globale e quindi di quello superficiale.

## 7.4 RPG Abffusor<sup>®</sup>

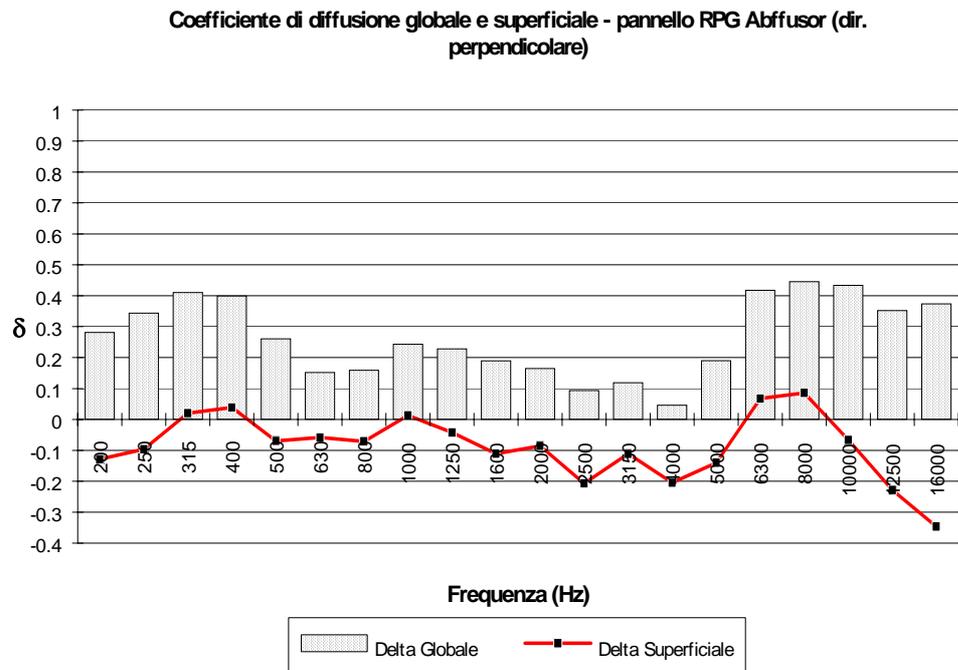
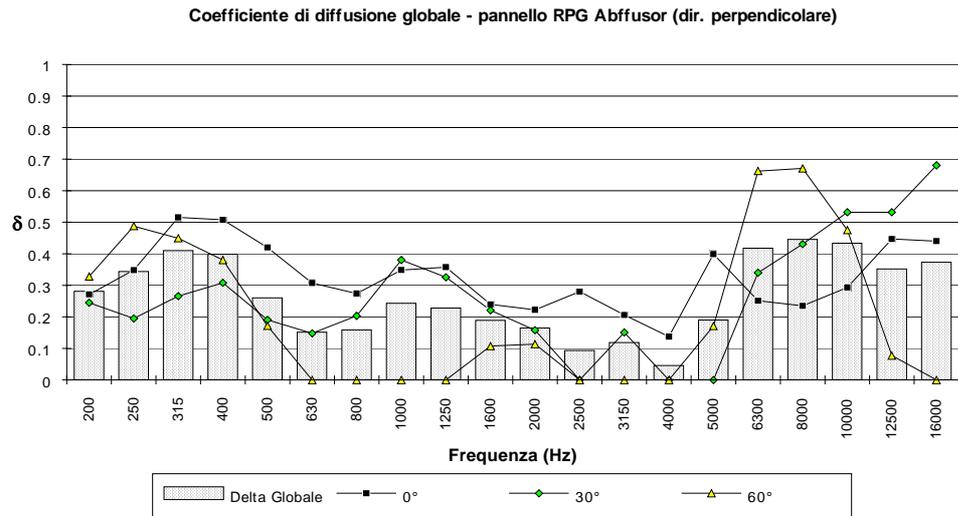
Il pannello, sebbene sia molto differente dallo Skyline<sup>®</sup> sia come filosofia costruttiva che come materiale costitutivo, presenta una ri-



**Fig. 7.W** : Risposta all'impulso del diffusore RPG Abffusor<sup>®</sup>. Dall'alto verso il basso:  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=30^\circ$  e  $\theta=60^\circ$ .

sposta all'impulso temporale molto simile a quella del diffusore precedente.

Siccome il diffusore è di tipo monodimensionale, la prova è stata condotta per due orientamenti differenti del pannello: una direzione



**Fig. 7.X**

perpendicolare alle scanalature dei pozzetti e la direzione ad essi parallela. I risultati sono stati riportati per ciascuno di questi due orientamenti; il coefficiente di diffusione globale e superficiale dell'intero pannello sono stati determinati mediando i risultati ottenuti nelle due direzioni.

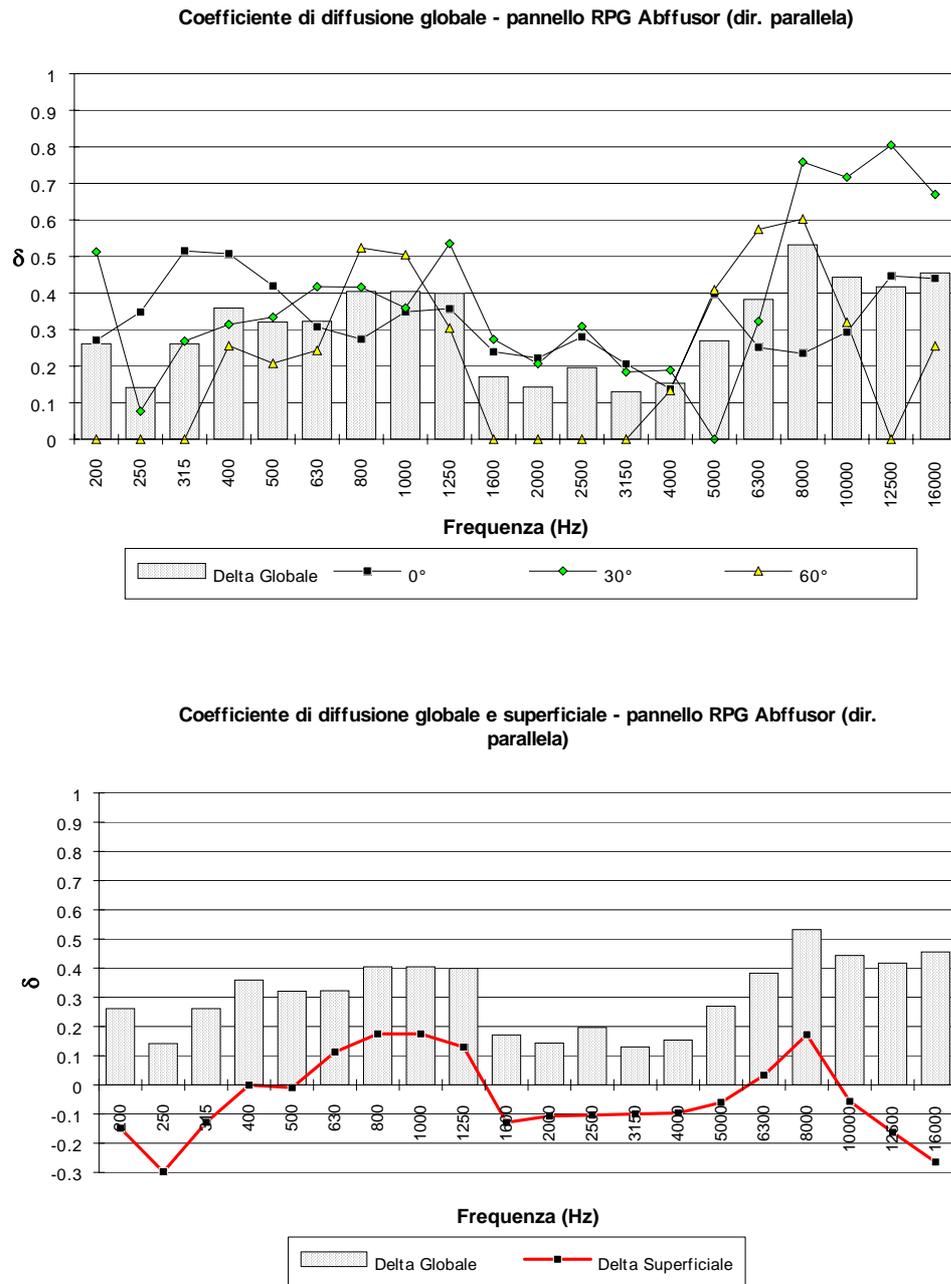
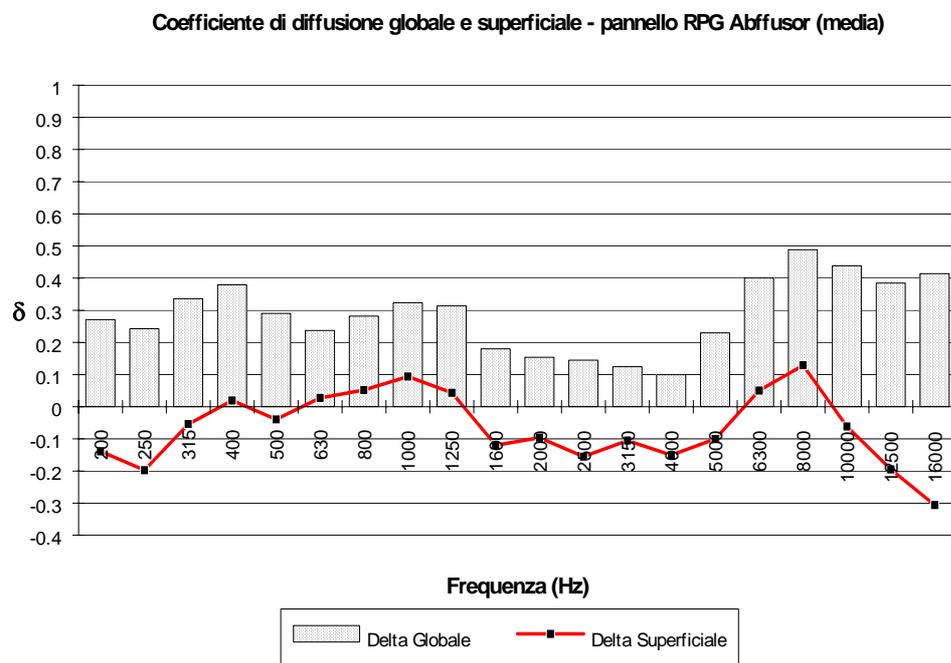
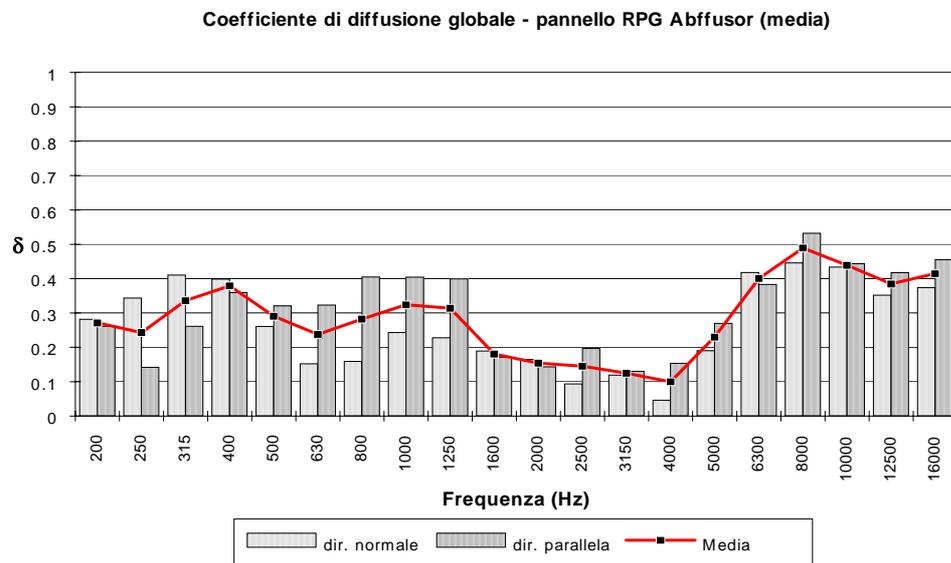


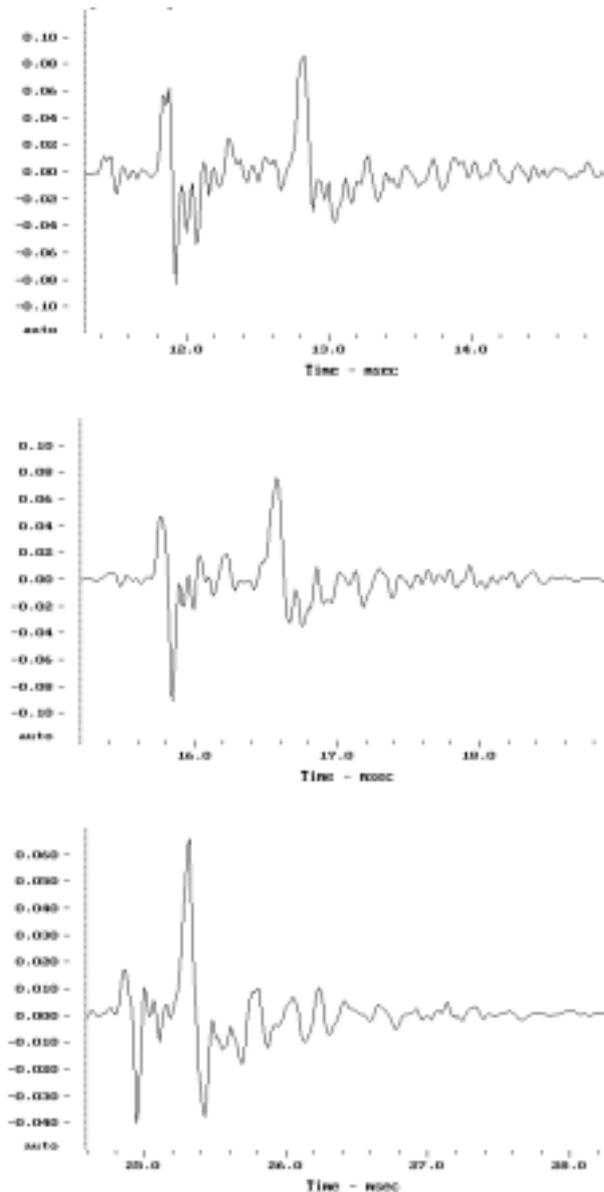
Fig. 7.Y



**Fig. 7.Z**

## 7.5 Pannello fonoassorbente

La risposta all'impulso temporale mostra nuovamente due picchi distinti di energia: un primo picco rispecchia la forma dell'impulso riflesso dal solo supporto ma è notevolmente attenuato, mentre il secondo picco è identico a quello rilevato nella prova del supporto (nota: nelle Figg. 7.1 e 7.13 la scala delle ordinate è differente).



**Fig. 7.AA** : Risposta all'impulso del pannello fonoassorbente. Dall'alto verso il basso:  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=30^\circ$  e  $\theta=60^\circ$ .

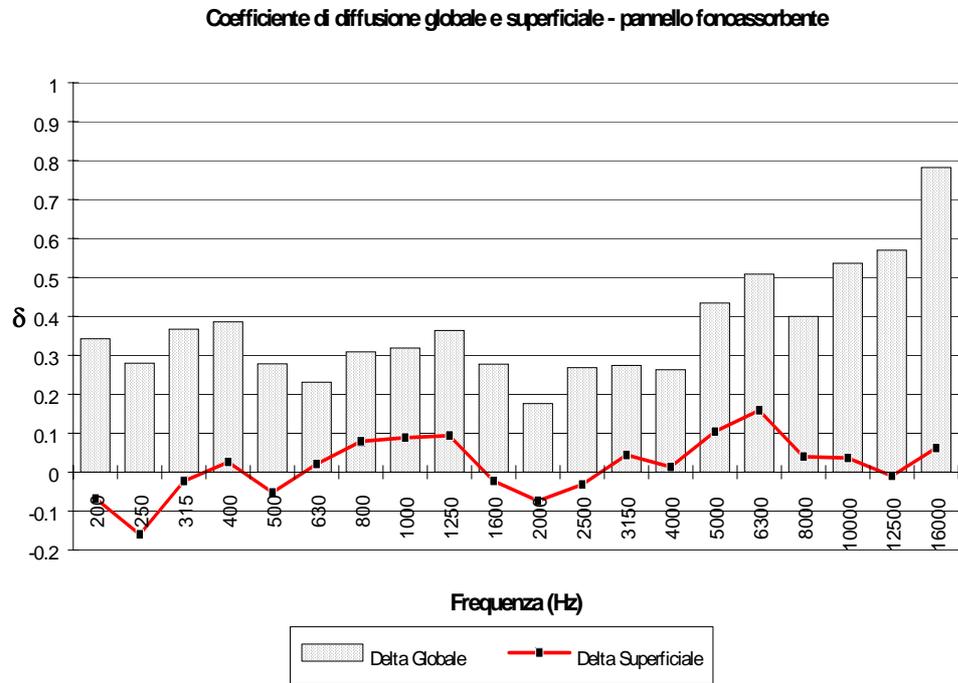
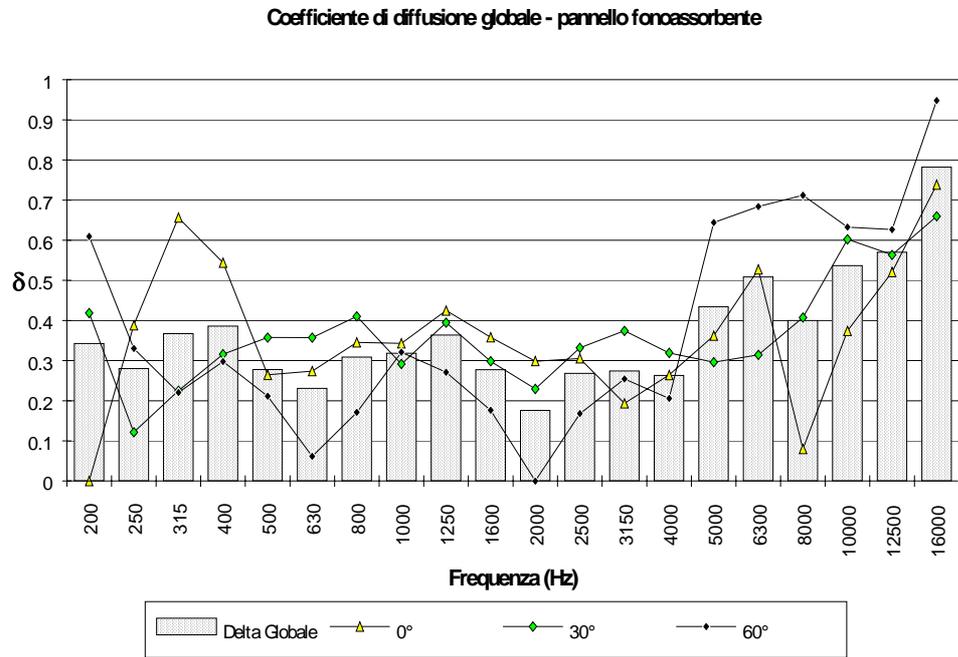
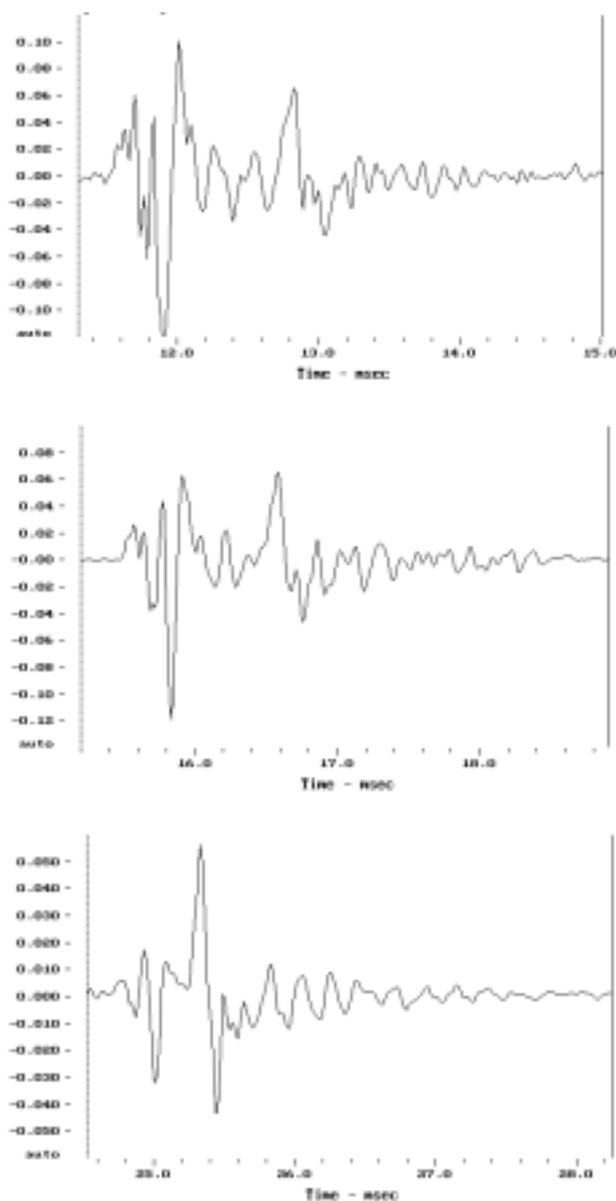


Fig. 7.BB

## 7.6 Cartone da uova

Per il cartone da uova è possibile notare lo stesso fenomeno del pannello precedente sulla risposta all'impulso temporale; l'unica differenza consiste in una minor attenuazione del primo picco riflesso.



**Fig. 7.CC :** Risposta all'impulso del cartone da uova. Dall'alto verso il basso:  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=30^\circ$  e  $\theta=60^\circ$ .

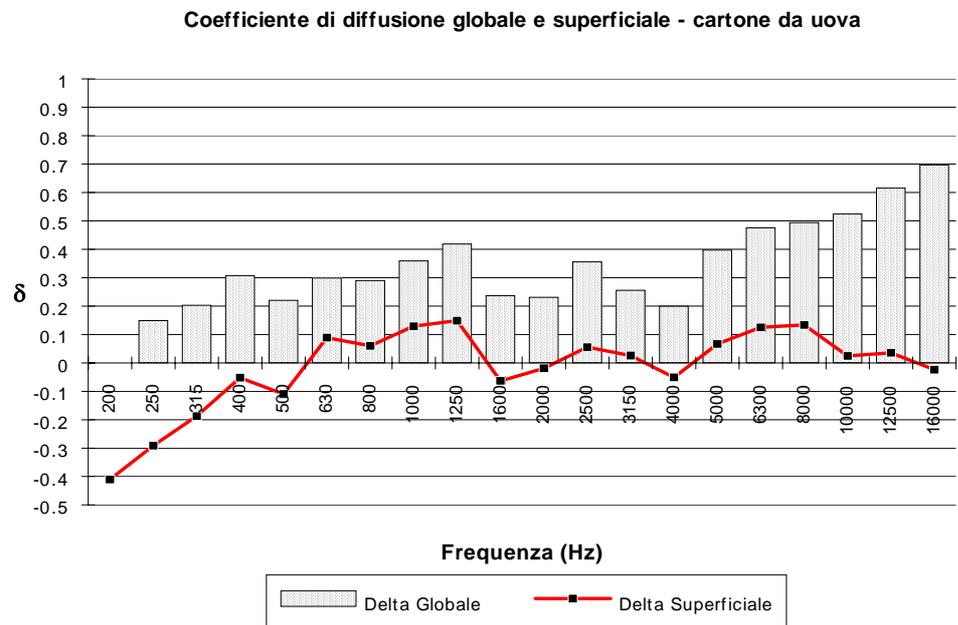
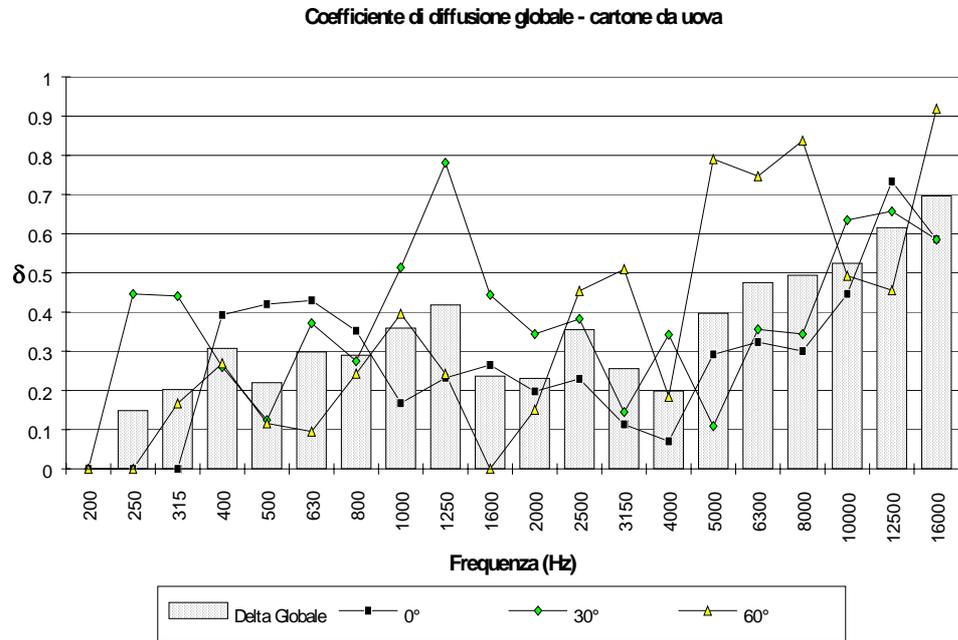


Fig. 7.DD

---

## **Capitolo 8**

### **Conclusioni**

---

## 8.1 Analisi dei risultati

Il dato più evidente che emerge dall'analisi dei risultati precedenti è l'intervallo dei valori che assume il coefficiente di diffusione superficiale  $\delta_d$ ; si nota infatti che ogni pannello presenta valori di  $\delta_d$  anche negativi per alcune frequenze. In base alla definizione del coefficiente di diffusione (cfr. § 3.1.1) ed alla definizione di  $\delta_d$  e  $\delta_s$ , è chiaro che valori negativi di tali coefficienti non hanno alcun significato fisico.

Il motivo per il quale  $\delta_d$  presenta valori negativi è da imputare alla inapplicabilità del principio di sovrapposizione degli effetti per l'energia sonora di un impulso. Tale ipotesi è valida in generale se applicata al campo complesso di pressione sonora, considerando ampiezza e fase di ogni segnale; il passaggio all'energia sonora avviene elevando al quadrato il modulo della pressione, perdendo così ogni informazione sulla fase. Siccome un pannello diffondente fonda il suo funzionamento sulla rotazione di fase che subisce l'onda incidente quando viene suddivisa lungo i pozzetti e da essi riflessa, le operazioni condotte con metodi energetici portano a risultati inaccettabili.

Il principio di sovrapposizione degli effetti vale ancora se le operazioni sono condotte nel dominio del tempo, dove l'andamento di pressione del segnale conserva tutte le informazioni di ampiezza e di fase; in questo modo è possibile, in linea di principio, trovare l'andamento di pressione dovuto alla diffusione globale del pannello sottraendo alla risposta all'impulso totale riflessa la risposta speculare. Da questa risposta diffusa si può risalire allo spettro di am-

piezza della componente diffusa globale e quindi al coefficiente di diffusione globale  $\delta$ , ottenendo gli stessi risultati ottenuti lavorando in termini di energia.

Quello che non è possibile fare è separare la componente diffusa dalla superficie da quella di scattering rimanendo nel dominio del tempo e quindi in condizioni di validità del principio di sovrapposizione degli effetti. Una volta ricavata la risposta all'impulso diffusa globalmente sarebbe sufficiente sottrarre la risposta all'impulso diffusa dal solo supporto (che, lo ricordiamo, sarebbe la componente diffusa a causa dello scattering) per determinare il contributo alla diffusione dato dalla sola natura della superficie; questo ha senso però solo se i due segnali sottratti sono fra di loro in fase, il che è possibile solo se il piano del supporto coincide con il "piano medio" del pannello in esame.

L'individuazione di tale piano medio è alquanto complessa, a causa della geometria molto irregolare dei pannelli diffondenti ed inoltre questo metodo presuppone la realizzazione di diversi supporti a seconda della posizione del piano medio di ciascun pannello.

Un altro sistema per porre in fase la risposta diffusa dal supporto e quella diffusa dal pannello potrebbe essere quello di riposizionare il segnale "tagliandolo" con una finestra temporale in modo che i segnali all'interno delle due finestre siano in fase.

Purtroppo nemmeno questo metodo è utilizzabile a causa dell'influenza del pavimento; il contributo del pavimento è sempre ben riconoscibile nella risposta all'impulso riflessa perché la sua posizione temporale è sempre costante per lo stesso valore dell'angolo di incidenza  $\theta$  (v. Fig. 8.1). Se si dispone la finestra temporale in mo-

do da mettere in fase l'impulso riflesso dal supporto e dal pannello, la riflessione del pavimento non è più in fase e quindi non solo non si annulla per differenza, ma dà anche luogo ad un impulso "spurio" che si somma alla risposta diffusa modificandone il reale andamento.

La presenza di un contributo dovuto al pavimento non era stata prevista in quanto per esso è stato assunto un coefficiente di diffusione nullo (ipotesi giustificata dalla natura della superficie); siccome la riflessione speculare del pavimento era impedita dalla presenza del pannello, il pavimento non avrebbe dovuto in alcun modo influire sull'onda riflessa. La presenza di riflessioni dovute al pavimento è imputabile unicamente ad un valore non nullo del suo coefficiente di diffusione.

## 8.2 Conclusioni

Il metodo sviluppato in questa tesi si è rivelato rapido ed efficace per determinare il coefficiente di diffusione globale  $\delta$  di una superficie qualunque. In particolare ha trovato conferma sperimentale l'ipotesi di reiezione della componente diffusa ottenuta mantenendo in movimento la superficie in esame durante l'emissione del segnale *MLS*.

Per quel che riguarda la possibilità di separare il contributo diffusivo della superficie dallo scattering dovuto alle sue dimensioni finite, il metodo si è rivelato inadeguato per i seguenti motivi;

- inapplicabilità del principio di sovrapposizione degli effetti dovuta alla perdita di informazione sulla fase legata al calcolo dell'energia sonora riflessa;

- impossibilità di mettere in fase la risposta riflessa totalmente a quella diffusa nel dominio del tempo a causa della differente distanza dal microfono del pavimento, del piano del supporto e del piano medio del pannello.

### **8.3 Sviluppi futuri**

L'esperienza maturata nello sviluppo di questo metodo per la determinazione del coefficiente di diffusione ha condotto all'ideazione di due ulteriori procedimenti per determinare non solo il coefficiente di diffusione globale ma anche quello superficiale.

Entrambi i metodi sono in attesa di conferme sperimentali di validità.

#### **8.3.1 Prova su superfici limitate**

Il problema del ritardo temporale fra l'impulso riflesso dal pavimento e quello riflesso dal pannello può essere risolto eliminando il supporto e quindi il suo spessore, origine di tale ritardo. La prova viene condotta in modo del tutto simile a quella descritta nel capitolo 6, ma il pannello è posto alla stessa quota del pavimento; questo è possibile realizzando un foro nel pavimento che consenta di alloggiarvi la tavola rotante in maniera da sporgere solo della quantità necessaria a permettere al pannello di appoggiarvi strisciando a livello del pavimento stesso.

In questo modo è possibile scegliere le finestre temporali in modo che l'impulso riflesso totale e quello diffuso siano in fase tra loro, conservando anche la fase delle riflessioni spurie del pavimento, che verrebbero così completamente eliminate per differenza.

### **8.3.2 Prova su superfici estese**

Il coefficiente di diffusione globale misurato per una superficie estesa lontano dai suoi bordi coincide con il coefficiente di diffusione superficiale. Vista l'impossibilità di ruotare una superficie di grandi dimensioni (dell'ordine di  $10 \text{ m}^2$ ), la rielezione della componente incoerente del segnale può essere ottenuta tenendo fissa la superficie in esame e muovendo durante la misurazione sia la cassa acustica che il microfono in modo che venga però conservata la loro distanza reciproca dalla superficie.

Questo può essere realizzato semplicemente in pratica con l'ausilio di un telaio simile a quello già impiegato, modificato in modo da recare solidalmente ad esso anche il supporto per il microfono; facendo traslare il telaio parallelamente alla superficie in esame per mezzo del carro ponte che lo tiene sospeso è possibile ottenere le condizioni richieste. Prove già condotte nell'ambito di un altro lavoro di tesi hanno inoltre consentito di verificare che il rumore prodotto dal carro ponte durante il suo moto è assolutamente ininfluenza sulla misurazione della risposta all'impulso con metodo *MLS*.

---

## **Bibliografia**

---

- Ando, Y. “Concert Hall Acoustics” Springer-Verlag, 1985.
- Barducci, I. “Acustica Applicata” Masson ed. ESA, seconda edizione, 1992.
- Cox, T. J. and Lam, Y. M. “Prediction and Evaluation of the Scattering from Quadratic Residue Diffusers” *J. Acoust. Soc. Am.* Vol. 95 (1), Jan. 1994. pp. 297-305.
- Cox, T. J. and Lam, Y. M. “The Performance of Realisable Quadratic Residue Diffuser (QRDs)” *Applied Acoustics* Vol. 41 (1994) pp. 237-246.
- D’Antonio, P. “Acoustical Design of Worship Spaces” *J. Audio Eng. Soc.* Vol. 38, No. 10, Oct. 1990, pp. 755-765.
- D’Antonio, P. “Fractals and Number Theory are Changing the Shape of Acoustics” *Sound and Vibration* Oct. 1992, pp. 24-30.
- D’Antonio, P. and Konnert, J. H. “The Reflection Phase Grating Acoustical Diffusor: Application in Critical Listening and Performing Environments.” Paper presented at 12th ICA, Toronto (July 1986).
- D’Antonio, P. and Konnert, J. H. “The Reflection Phase Grating Diffusor: Design Theory and Application.” *J. Audio Eng. Soc.* Vol. 32, No. 4 (Apr. 1984), pp. 228-238.

- D'Antonio, P. and Konnert, J. H. "The RFZ/RPG Approach to Control Room Monitoring." Paper presented at 76th AES Convention, New York (Oct.1984). Preprint No. 2157.
- D'Antonio, P. and Konnert, J. H. "The Role of Reflection Phase Grating Diffusors in Critical Listening and Performing Environments." Paper presented at 78th AES Convention, Anaheim, Calif. (May 1985). Preprint No. 2255.
- D'Antonio, P. and Konnert, J. H. "The RPG Reflection Phase Grating Acoustical Diffusor: Applications." Paper presented at 76th AES Convention, New York (Oct. 1984). Preprint No. 2156.
- D'Antonio, P., Konnert, J. H. and F. Becker. "The RPG Reflection Phase Grating Diffusor: Experimental Measurements." Paper presented at 76th AES Convention, New York (Oct. 1984). Preprint No. 2158.
- D'Antonio, P., Konnert, J. H. and Kovitz P. S. "The DISC Project: Experimental Measurement of the Directional Scattering Properties of Architectural Acoustic Surfaces" Paper presented at W. C. Sabine Centennial Symposium, Cambridge, USA (June 1994).

- Dalenbäck, B.-I., Kleiner, M. and Svensson, P. “A Macroscopic View of Diffuse Reflection” *J. Audio Eng. Soc.*, Vol. 42, No. 10, Oct. 1994, pp. 793-807.
- Davies, D. and Davies, C. “Sound System Engineering” 2nd edition, Sams & Co., 1989.
- Fujiwara, K. and Miyajima, T. “Absorption Characteristics of a Practically Constructed Schroeder Diffuser of Quadratic Residue Type” *Applied Acoustics* Vol. 35 (1992) pp. 149-152.
- Hayes, P. “The Expansion of Electronic Signals back into Acoustic Space - an Introduction to FSS” Paper presented 5th Australian Regional Convention, Sydney (Apr. 1995). Preprint No. 4040.
- Kuttruff, H. “Room Acoustics” 3rd edition, Elsevier Applied Science, 1991.
- Kuttruff, H. “Sound Absorption by Pseudostochastic Diffusers (Schroeder Diffusers)” *Applied Acoustics* Vol. 42 (1994) pp. 215-231.
- Lam, Y. M. “On the Description of Partially Diffused Reflection in A Room Acoustics Computer Model” Paper presented at 15th ICA, Trondheim, Norway (June 1995) pp. 461-464.

- Mommertz, E. and Vorländer, M. “Measurement of Scattering Coefficients of Surfaces in the Reverberation Chamber and in the Free Field” Paper presented at 15th ICA, Trondheim, Norway (June 1995) pp. 577-580.
- Morton, C. W. “Low Frequency Control and Acoustical Optimising of Small Rooms Using the Schroeder Diffuser” Paper presented 5th Australian Regional Convention, Sydney (Apr. 1995). Preprint No. 4034.
- Ouis, D. “Scattering and Spatial Hearing” Paper presented at 15th ICA, Trondheim, Norway (June 1995) pp. 605-608.
- Rindel, J. H. “Diffusion of Sound in Rooms - an Overview” Paper presented at 15th ICA, Trondheim, Norway (June 1995) pp. 633-636.
- Schroeder, M. R. “New Results and Ideas for Architectural Acoustics - More diffusion” Proc. I.S.A.A., Edinburgh (Dec. 1975).