

Introduzione all'energetica acustica

Giuliano Schiffrer

Domenico Stanzial

domenico.stanzial@cnr.it



Dipartimento di Fisica

*Laboratorio di Acustica – stanza G115
Dipartimento di Fisica – CNR-Imamoter
v. Saragat 1, 44100 Ferrara – Tel. 0532 974396*

IMAMOTER
moving research



Consiglio Nazionale delle Ricerche



Cos'è l'Energetica acustica?

- ❑ *L'Energetica è lo studio scientifico dell'energia in fase di trasformazione*
- ❑ *L'Acustica (lineare) è la parte della Fisica che studia il suono con l'equazione d'onda di d'Alembert*
- ❑ *L'Energetica acustica è dunque la parte della Fisica che studia le trasformazioni energetiche che generano, propagano ed estinguono il suono*
- ❑ *Le grandezze fisiche di cui si interessa l'energetica acustica sono sostanzialmente due:*
 - *la densità di energia acustica $w(\mathbf{x}, t) = w_k + w_p$ misurata in J / m^3*
 - *la densità di flusso di energia acustica \mathbf{j} (o intensità del suono) misurata in W / m^2 .*

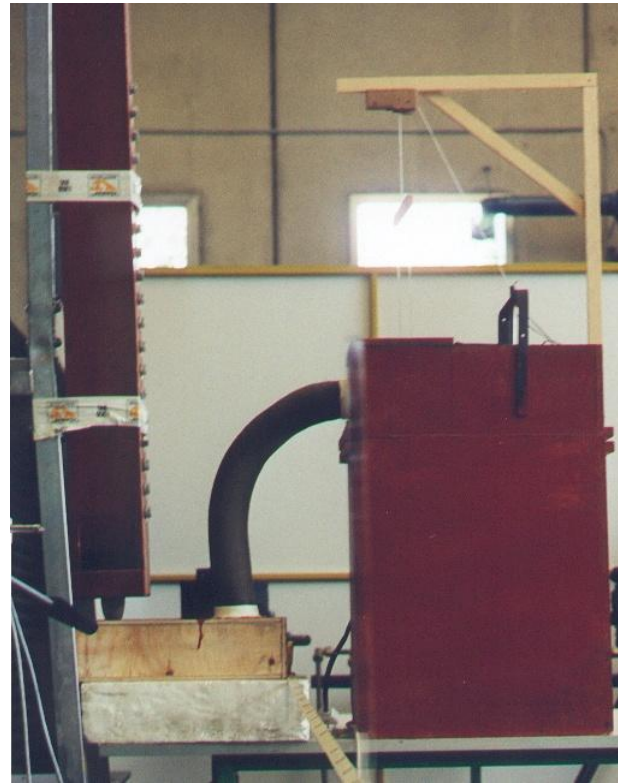
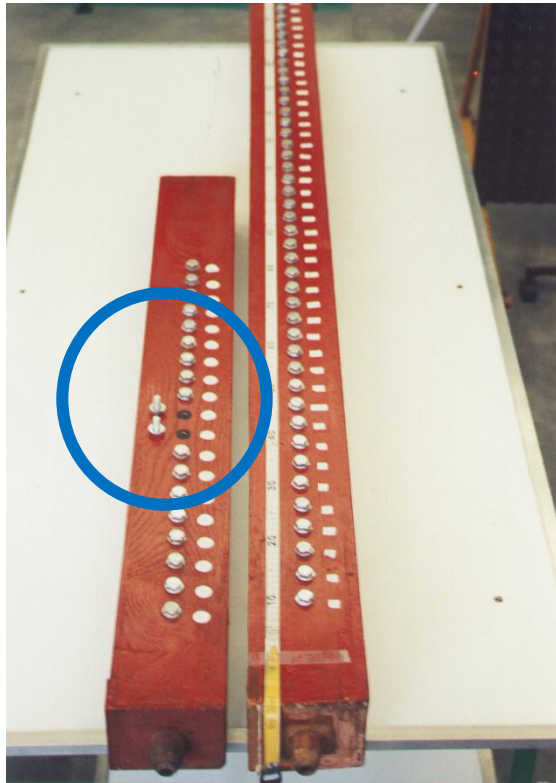
Esse risultano legate da un'equazione di continuità che in assenza di sorgenti si scrive:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

- ❑ *Sia w che \mathbf{j} sono grandezze esatte al secondo ordine nell'ambito dell'acustica lineare.*

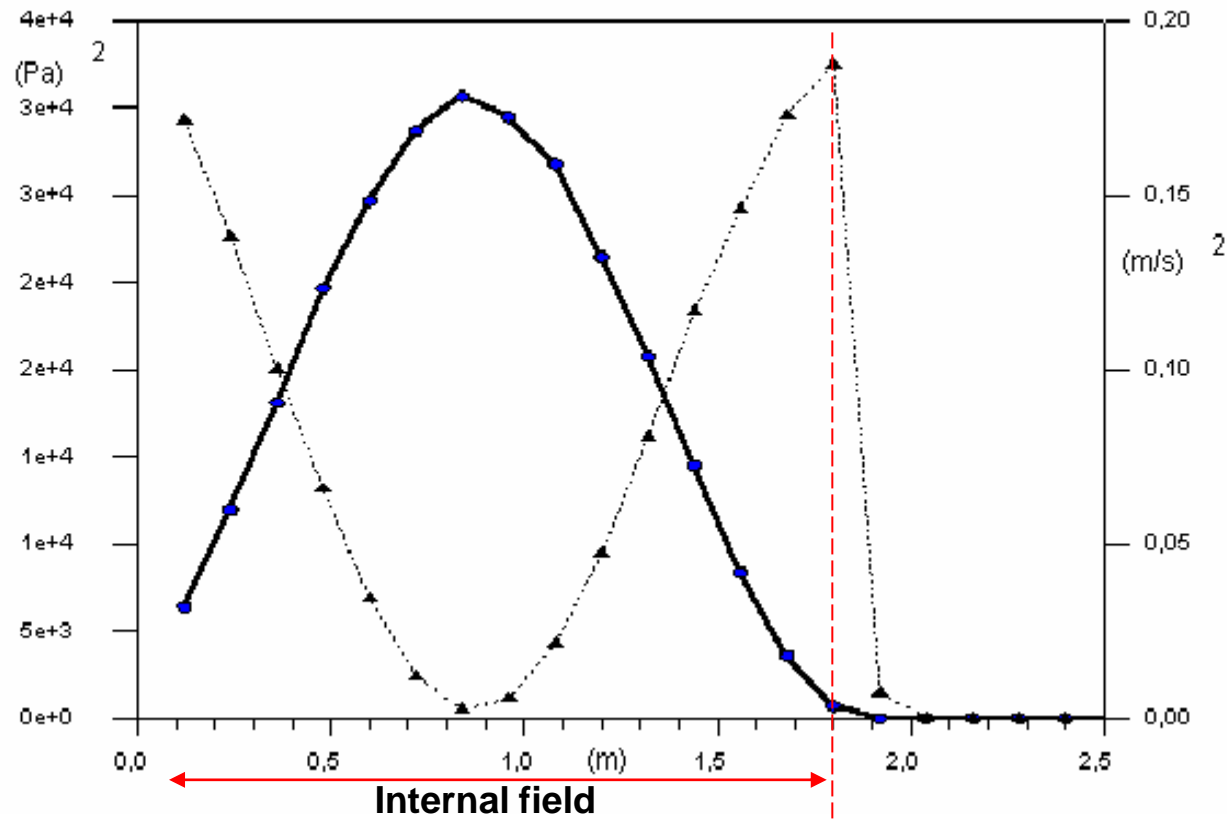
Da dove nasce e come si misura l'energia acustica?

Il paradigma dell'energetica acustica: la canna d'organo



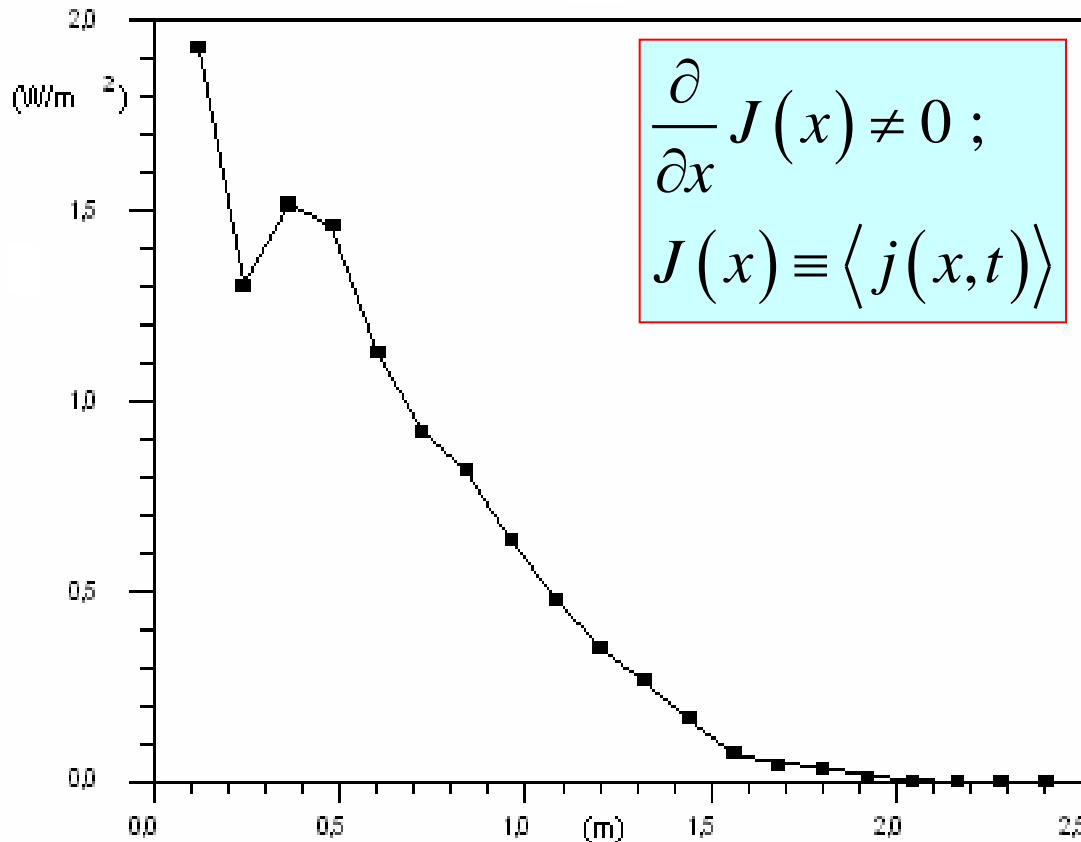
Esempio di misura dell'energia acustica

Andamento della densità media di energia cinetica e potenziale lungo la canna aperta



Cosa sono le sorgenti all'interno della canna?

Ferrara, 1997: evidenza sperimentale dell'esistenza di sorgenti di potenza acustica all'interno della canna d'organo



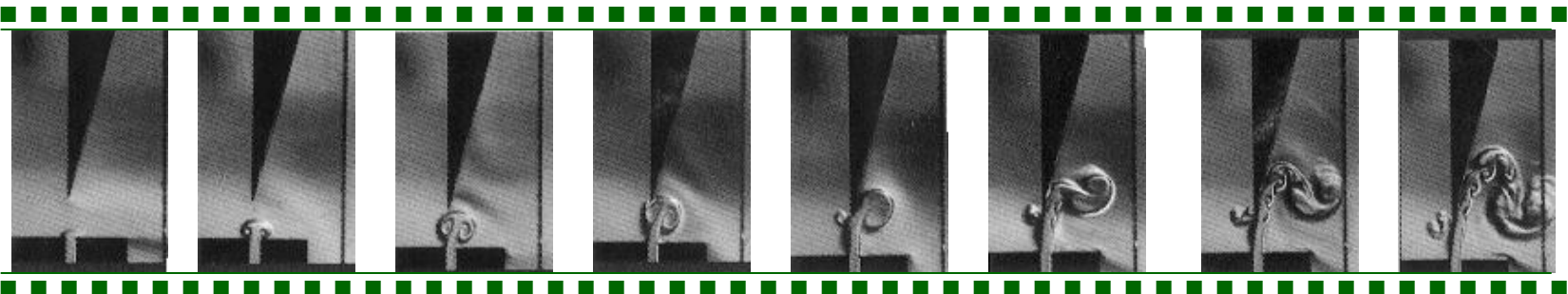
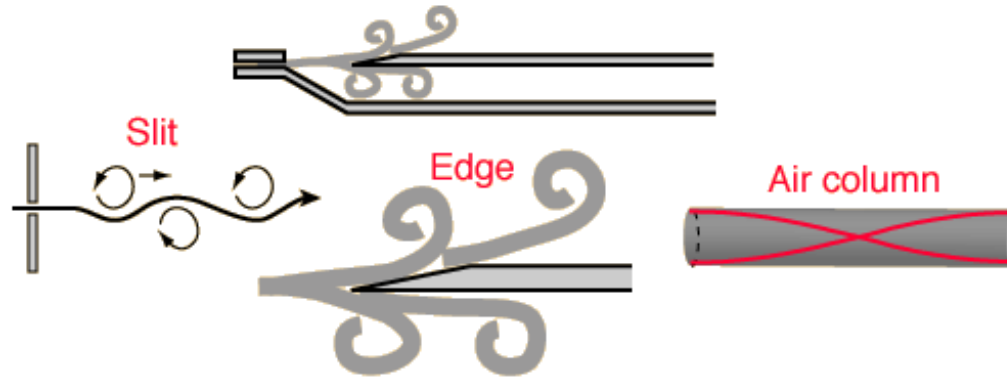
$$\frac{\partial}{\partial x} J(x) \neq 0 ;$$
$$J(x) \equiv \langle j(x, t) \rangle$$

Il grafico mostra l'andamento dell'intensità acustica media lungo la canna. Ora prendendo la media stazionaria dell'Eq. di continuità per la densità di energia si ottiene:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$$

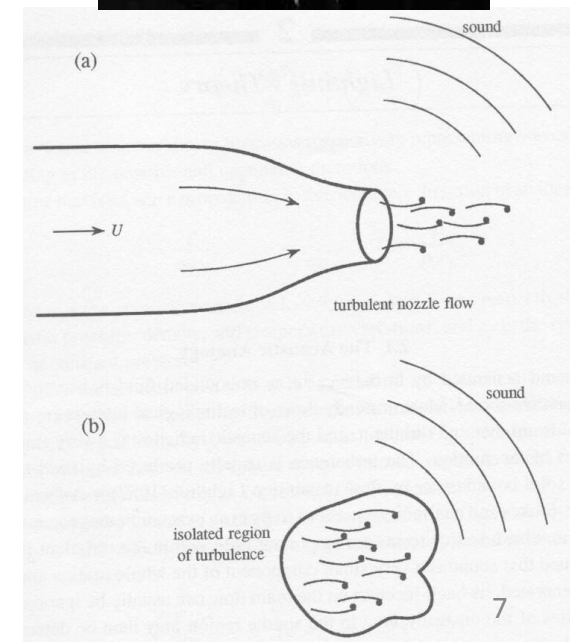
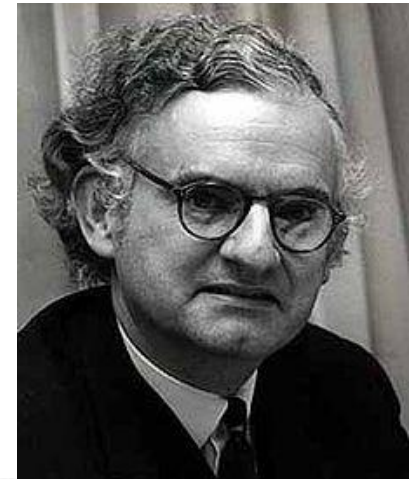
Ma ciò è in contraddizione coi dati sperimentali. Dunque devono esistere - soprattutto nel campo "interno" della canna d'organo - delle sorgenti di potenza acustica la cui distribuzione è determinata dalla regione di turbolenza dell'aria dovuta ai vortici causati dallo scorrere dell'aria lungo il "labbro" della "bocca" della canna.

L'energia acustica nasce forse dai vortici d'aria?



Sì, il suono nasce proprio dai vortici!

Come è noto l'acustica ha una storia millenaria. Ma incredibilmente si cominciò a capire qualcosa sul vero meccanismo fisico di generazione del suono a partire dal 1952 quando James Lighthill (1924-1998) dell'Univ. di Cambridge (UK) definì in termini fluido-dinamici il problema della generazione del rumore irradiato dai motori a reazione. Lighthill affrontò il problema studiando le turbolenze indotte dai jet ad alta velocità ma oggi è largamente accettato che praticamente tutte le "sorgenti sonore" che fanno parte della nostra vita quotidiana, dalla collisione di corpi solidi, alla vibrazione di superfici, alle complesse interazioni fluido-struttura (ad esempio nella laringe per l'articolazione della parola), agli strumenti musicali, agli altoparlanti, etc. tutte queste "sorgenti" cadono nel dominio dell'aerodinamica.

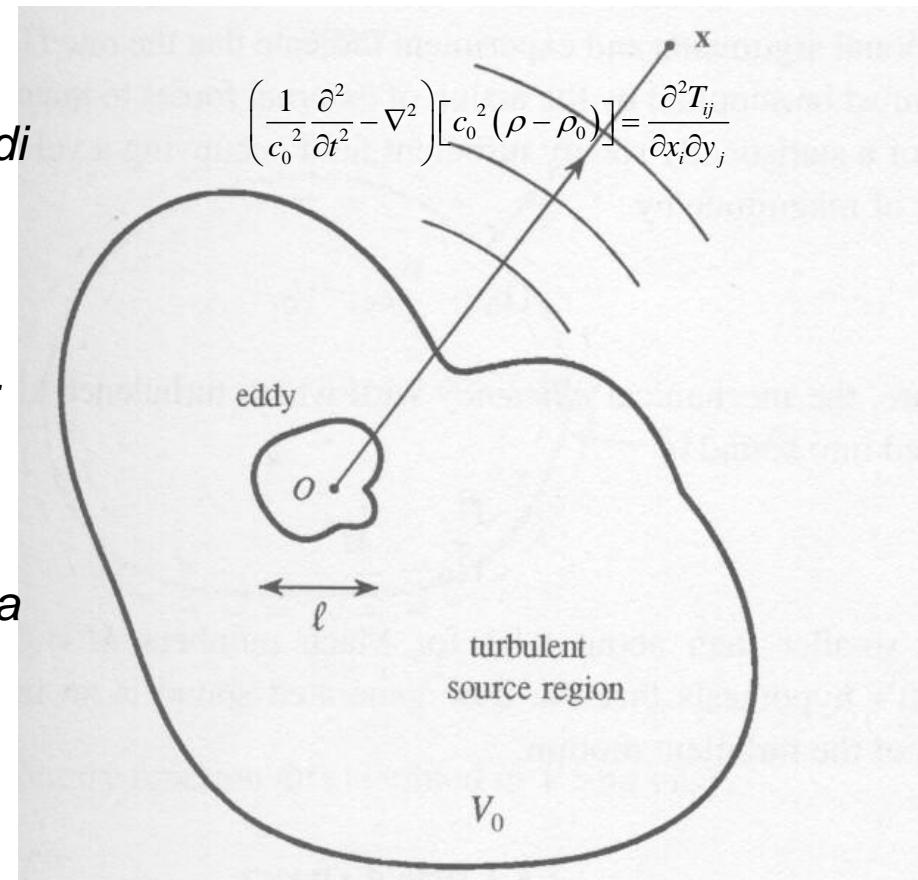


Aerodinamica ed energetica acustica

La teoria di Lighthill stabilisce che l'energia delle onde sonore provenga proprio da piccoli vortici aerei (eddies) concentrati nelle regioni di turbolenza del fluido. Ogni singolo "eddy" è descrivibile in termini acustici – nei mezzi illimitati – come una "sorgente di quadrupolo" ottenuta dal tensore degli sforzi di Lighthill T_{ij} . Da questa "analogia acustica" si calcola che l'efficienza meccanica data dal rapporto tra la potenza Π_0 necessaria a sostenere il moto turbolento del fluido nel volume V_0 e la potenza acustica Π_q irraggiata dal quadrupolo è:

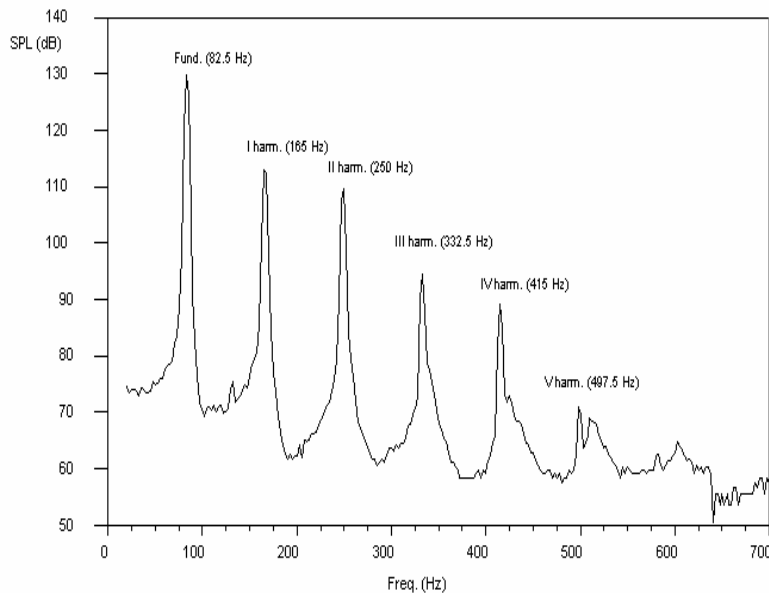
$$\frac{\Pi_q}{\Pi_0} \approx M^5$$

dove M è il numero di Mach.



Aerodinamica ed energetica acustica

Dalla teoria di Lighthill si evince che l'energia acustica è per così dire "l'ultima spiaggia" dell'energia cinetica di una regione di turbolenza fluidodinamica. Infatti per numeri di Mach $M < 0.4$ (per i quali vale l'analogia acustica di Lighthill) si ha un'efficienza di radiazione acustica di quadrupolo inferiore all'1%. Ora nella canna d'organo si ha $M \sim 0.04$ ovvero un'efficienza bassissima pari a circa 4×10^{-8} cioè praticamente un infinitesimo dell'energia cinetica dei vortici. Pur tuttavia questa "piccola" potenza acustica che origina il cosiddetto "edge tone" è in grado di eccitare le risonanze dei modi propri di vibrare della colonna d'aria interna alla



canna i cui livelli sono decisamente elevati! L'energia acustica immagazzinata in queste onde "stazionarie" viene quindi irraggiata all'esterno della canna originando il maestoso suono dell'organo. Tuttavia il meccanismo di base dell'irraggiamento è sempre governato dai vortici che si formano anche in regime acustico nello strato limite di aria lungo le pareti della canna (dipoli) o nelle "pulsazioni di volume" dell'aria alle sue aperture (monopoli).

Media stazionaria e implicazioni per l'energetica acustica

Proprietà differenziali

$$\langle s \rangle(\mathbf{x}) \stackrel{def}{=} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T s(\mathbf{x}, t) dt$$

$$\left\langle \frac{\partial s}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle s \rangle}{\partial t} \equiv 0$$

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{s} \rangle = \nabla \cdot \langle \mathbf{s} \rangle$$

$$\langle \nabla \wedge \mathbf{s} \rangle = \nabla \wedge \langle \mathbf{s} \rangle$$

$$W \stackrel{def}{=} \langle w \rangle$$

$$\mathbf{J} \stackrel{def}{=} \langle \mathbf{j} \rangle$$

Espressione tramite le soluzioni dell'eq. d'onda

$$w = \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho_0 c^2} + \frac{1}{2} \rho_0 \mathbf{v}^2$$

$$\mathbf{j} = p\mathbf{v}$$

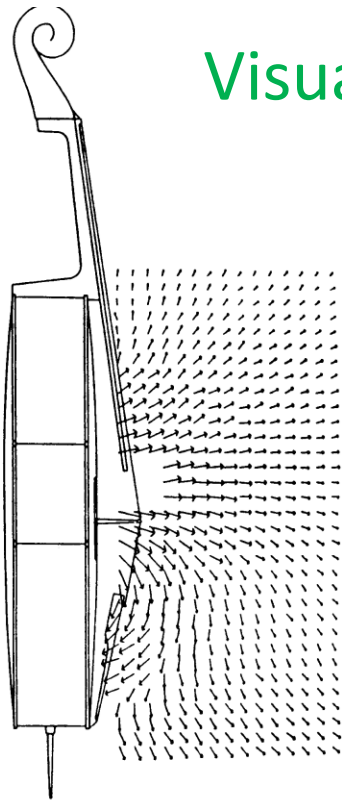
1. L'intensità acustica è incomprimibile:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$$

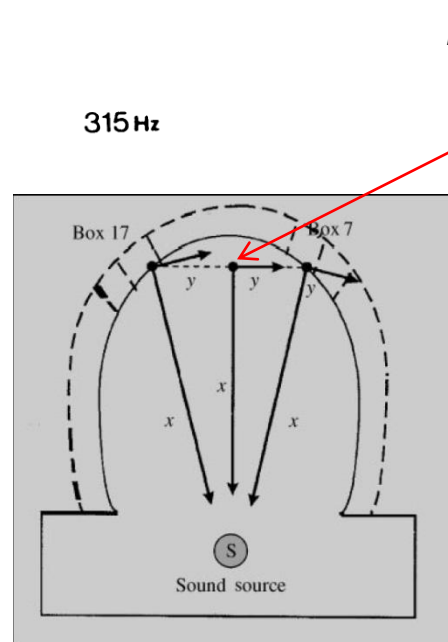
2. Esiste una componente della velocità di vibrazione dell'aria - che in generale ha valor medio non nullo - che permette di scomporre l'intensità in una parte radiante e una oscillante

Particle velocity decomposition		Sound intensity decomposition	
$\mathbf{v}_p = \frac{\mathbf{J}}{\langle p^2 \rangle} p$	$\langle \mathbf{v}_p \rangle \equiv \mathbf{0}$	$\stackrel{def}{\mathbf{a}} = p\mathbf{v}_p$	$\langle \mathbf{a} \rangle = \mathbf{J}$
$\mathbf{v}_q = \mathbf{v} - \mathbf{v}_p$	$\langle \mathbf{v}_q \rangle \neq \mathbf{0}$	$\stackrel{def}{\mathbf{r}} = p\mathbf{v}_q$	$\langle \mathbf{r} \rangle \equiv \mathbf{0}$

Visualizzazione dell'intensità radiante e oscillante

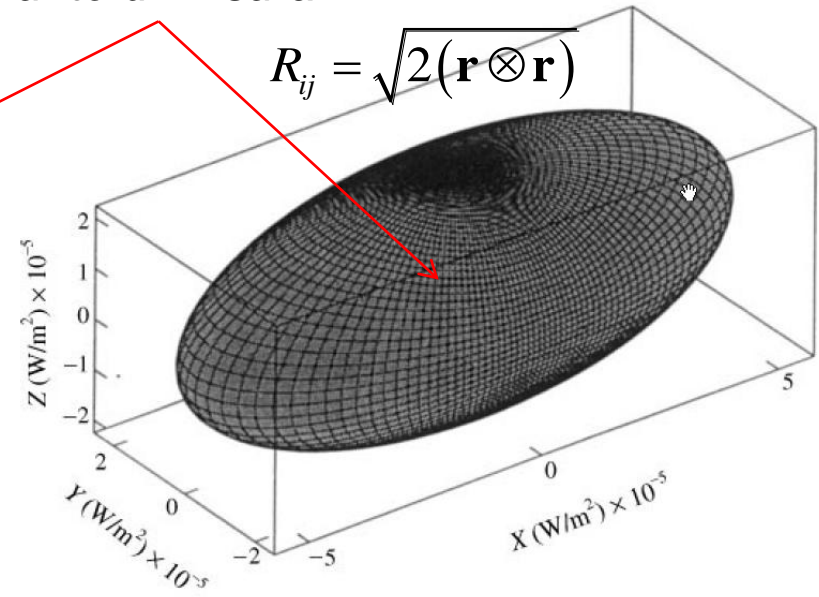


1)



Punto di misura

$$R_{ij} = \sqrt{2(\mathbf{r} \otimes \mathbf{r})}$$



2)

1. Il campo vettoriale medio stazionario ottenuto dall'intensità radiante coincide con quello noto in letteratura col nome di intensità attiva infatti: $\mathbf{J} \equiv \langle p\mathbf{v} \rangle = \langle p\mathbf{v}_p \rangle \equiv \langle \mathbf{a} \rangle$
2. Poiché per definizione l'intensità oscillante media è nulla, la sua visualizzazione si ottiene in termini della sua dispersione media intorno al punto di misura (ellissoide di polarizzazione).

L'evento sonoro e il formalismo quadridimensionale

Gli oggetti matematici di interesse per l'energetica acustica sono sempre combinazioni (non-lineari) delle soluzioni di pressione e delle tre componenti di velocità dell'equazione d'onda di D'Alembert . Ora in acustica lineare pressione e velocità sono entrambe derivabili da un campo scalare detto "potenziale cinetico" anch'esso soluzione dell'eq. d'onda. Da un punto di vista energetico si può quindi affermare che il suono è un'onda concatenata di pressione-velocità.

Tale onda può essere anche formalizzata come "evento sonoro" tramite il quadrivettore $(pc^{-1}, \rho_0 v_x, \rho_0 v_y, \rho_0 v_z)$ dove c è la velocità del suono e ρ_0 la densità di equilibrio dell'aria. Questo quadrivettore è interpretabile fisicamente come quantità di moto (generalizzata) acustica del mezzo (aria) e l'eq. quadridimensionale di D'Alembert esprime semplicemente la proprietà di divergenza nulla per questa grandezza nello spazio degli eventi sonori.

Metodi matematici dell'energetica acustica

Dalla fluidodinamica all'acustica lineare

Notazione:

$\rho = \text{densità (kg/m}^3\text{)}$, $p = \text{pressione (Pa)}$, $\mathbf{v} = \text{velocità (m/s)}$,
 $s = \text{entropia dell'unità di massa (J/(kg K))}$.

Equazione di conservazione della massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 .$$

Equazione di conservazione dell'entropia:

$$s := \frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla s = 0 .$$

Equazione di conservazione dell'impulso per $s=0$ (eq. di Eulero):

$$\rho \mathbf{v} := \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p .$$

Metodi matematici dell'energetica acustica

L'acustica lineare deriva da soluzioni del prim'ordine perturbativo:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1, \quad p = p_0 + p_1, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1.$$

$$\rho_0 \gg |\rho_1|, \quad p_0 \gg |p_1|, \quad |\mathbf{v}_0| \gg |\mathbf{v}_1|.$$

$\rho_0, p_0, \mathbf{v}_0$ sono le quantità imperturbate, spesso considerate costanti. Nel caso di un mezzo imperturbato fermo ($\mathbf{v}_0 = \mathbf{0}$), la condizione $|\mathbf{v}_0| \gg |\mathbf{v}_1|$ va sostituita da

$$|\mathbf{v}_1| \ll V_0 = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = \text{velocità d'agitazione termica} \cong \text{velocità del suono} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}},$$

$R = 8,31 \dots \text{J}/(\text{mol K}), T \text{ (K)}, \mu \text{ (kg/mol)}, \gamma \cong c_p/c_v.$

Per l'aria secca normale è

$$\rho_0 = 1,2928 \text{ kg/m}^3, \quad p_0 = 101.325 \text{ Pa}, \quad V_0 = 485 \text{ m/s}.$$

$$\gamma = 1,4018, \quad T = 273,15 \text{ K}, \quad \mu = 0,0289645 \text{ kg/mol}.$$

Piccolezza delle perturbazioni acustiche in un suono alla soglia del dolore:

$$\frac{|\rho_1(120 \text{ dB})|}{\rho_0} = 1,03 \cdot 10^{-4}, \quad \frac{|p_1(120 \text{ dB})|}{p_0} = 1,44 \cdot 10^{-4}, \quad \frac{|\mathbf{v}_1(120 \text{ dB})|}{V_0} = 1,41 \cdot 10^{-4}.$$

Metodi matematici dell'energetica acustica

Equazioni al prim'ordine perturbativo:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0 ,$$

$$\rho_0 \left[\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 \right] = -\nabla p_1 ,$$

$$p_1 = \rho_1 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s .$$

Dal sistema differenziale del prim'ordine si deduce l'equazione differenziale del second'ordine per \mathbf{v} :

$$\square_c \mathbf{v} := \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{v} = \mathbf{0} ,$$

dove la funzione c è la velocità di propagazione dei fronti d'onda, che sono le superficie di discontinuità di \mathbf{v} , o delle derivate prime o seconde:

$$c^2 := \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = - \frac{c_p}{c_v \rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho^{-1}} \right)_T \cong \frac{\gamma RT}{\mu} .$$

La stessa equazione vale anche per p e per ρ :

$$\square_c p = 0 , \quad \square_c \rho = 0 .$$

Metodi matematici dell'energetica acustica

Decomponendo \mathbf{v} in parte irrotazionale e parte solenoidale,

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\text{irr}} + \mathbf{v}_{\text{sol}}, \quad \nabla \wedge \mathbf{v}_{\text{irr}} := \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{v}_{\text{sol}} := 0,$$

si trova che soltanto \mathbf{v}_{irr} può essere soluzione di $\square_c \mathbf{v}_{\text{irr}} = \mathbf{0}$ e che se \mathbf{v}_{sol} è limitata in ogni tempo t , dev'essere $\mathbf{v}_{\text{sol}} = \mathbf{0}$. Pertanto, esiste un potenziale ϕ tale che:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\text{irr}} = \nabla \phi, \quad \square_c \mathbf{v} = \mathbf{0}.$$

Ricalibrando opportunamente il potenziale, si trova anche

$$\square_c \phi = 0.$$

Metodi matematici dell'energetica acustica

Formulazione dell'acustica lineare in 4 dimensioni

Quadrivettore delle coordinate:

$$x = (ct, \mathbf{x}) = \begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix} = g_\mu x^\mu, \quad \mu = 0, 1, 2, 3.$$

Vettori di base:

$$g_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad g_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad g_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad g_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Pseudo-prodotto scalare

$$x \otimes y = x^0 y^0 - (x^1 y^1 + x^2 y^2 + x^3 y^3) = g_{\mu\nu} x^\mu y^\nu.$$

Tensore metrico

$$g_{\mu\nu} = g_\mu \otimes g_\nu, \quad \{g_{\mu\nu}\} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{e} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Metodi matematici dell'energetica acustica

Potenziale scalare ϕ .

Quadrivettore di campo:

$$\phi_\mu := \partial_\mu \phi, \quad \phi_0 = \phi^0 = -\frac{1}{z_0} p, \quad \phi_i = -\phi^i = v_i = -v^i = -v_x \Rightarrow \phi^1 = v^1 = v_x,$$

$$\partial\phi := (\partial^0\phi, \partial^1\phi, \partial^2\phi, \partial^3\phi) = (\partial^0\phi, -\partial_1\phi, -\partial_2\phi, -\partial_3\phi) = \left(-\frac{1}{c\rho_0} p, -\mathbf{e}^k v_k \right) =$$

$$= -\frac{1}{c\rho_0} (p, z_0 \mathbf{v}) \in \mathfrak{M}_4;$$

$$\mathbf{v} = \left[\frac{1}{c\rho_0} p, \mathbf{v} \right] = \left[-\frac{1}{c} \frac{\partial\phi}{\partial t}, \nabla\phi \right].$$

Densità d'energia cinetica:

$$\mathcal{K} = \frac{\rho_0}{2} |\nabla\phi|^2 = \frac{1}{2} \rho_0 e^{ij} (\partial_i\phi)(\partial_j\phi), \quad i, j=1, 2, 3.$$

Densità d'energia potenziale:

$$u = \frac{\rho_0}{2c^2} \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} \right)^2 = \frac{1}{2} \rho_0 (\partial_0\phi)^2.$$

Metodi matematici dell'energetica acustica

Densità Lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \mathcal{K} - \mathcal{U} = \frac{\rho_0}{2} \left[|\nabla\phi|^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} \right)^2 \right] = -\frac{1}{2} \rho_0 g^{\mu\nu} (\partial_\mu \phi) (\partial_\nu \phi) .$$

Densità d'energia:

$$W = \mathcal{K} + \mathcal{U} = \frac{\rho_0}{2} \left[|\nabla\phi|^2 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} \right)^2 \right] = \frac{1}{2} \rho_0 [e^{ij} (\partial_i \phi) (\partial_j \phi) + (\partial_0 \phi)^2] .$$

Densità di flusso d'energia:

$$\mathbf{J} = p \mathbf{v} .$$

Densità d'impulso:

$$\mathbf{q} = \frac{p \mathbf{v}}{c^2} ,$$

Densità di flusso d'impulso:

$$\mathbf{t} = \rho_0 \left[\mathbf{v} \otimes \mathbf{v} + \frac{1}{2} \left(\frac{p^2}{(c\rho_0)^2} - \mathbf{v}^2 \right) \mathbf{e} \right] .$$

Equazione di conservazione dell'energia:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 .$$

Metodi matematici dell'energetica acustica

Equazione di conservazione dell'impulso:

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{t} = \mathbf{0} .$$

La densità di forza contenuta nel campo acustico è perciò:

$$\mathbf{f} = -\nabla \cdot \mathbf{t} = -\rho_0 \left[\mathbf{v} \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{(c\rho_0)^2} p \nabla p \right] .$$

Forza per unità di superficie esercitata dal campo acustico su ogni superficie di normale \mathbf{n} (pressione di radiazione):

$$\mathbf{g} = -\mathbf{n} \cdot \mathbf{t} = -\rho_0 \left[(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{v} + \frac{1}{2} \left(\frac{p^2}{(c\rho_0)^2} - \mathbf{v}^2 \right) \mathbf{n} \right] .$$

Metodi matematici dell'energetica acustica

Ogni campo vettoriale \mathbf{U} è esprimibile per mezzo della sua divergenza e del suo rotore. In particolare, se \mathbf{U} è la velocità media dell'energia ,

$$\mathbf{U} = \frac{\mathbf{J}}{W}, \quad \mathbf{J} := \langle \mathbf{j} \rangle, \quad W := \langle W \rangle,$$

si trova:

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}) = -\int_D \left[\frac{\nabla_{\mathbf{x}} G_H(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\Theta(\mathbf{y})} + 2\nabla_{\mathbf{x}} G_G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \wedge \vec{\Omega}(\mathbf{y}) \right] d^3\mathbf{y},$$

dove Θ , definito come l'inverso della divergenza di \mathbf{U} , è legato al tempo di riverberazione T_{60} , mentre $\vec{\Omega}$ è la velocità angolare dell'energia:

$$\Theta := \frac{1}{\nabla \cdot \mathbf{U}} \cong \frac{T_{60}}{6 \ln(10)} \quad (\text{modello statistico}),$$

$$\vec{\Omega} := \frac{1}{2} \nabla \wedge \mathbf{U} = \frac{\nabla \wedge \mathbf{J} + \mathbf{J} \wedge \nabla \ln W}{2W} \cong \frac{\omega_0^2 \mathbf{L} + \mathbf{J} \wedge \nabla \ln W}{2W},$$

dove, se il rapporto

$$\omega_0^2 := \frac{|\nabla \wedge \mathbf{J}|}{|\mathbf{L}|}$$

è costante, ω è una certa frequenza caratteristica del campo acustico ed \mathbf{L} è il momento angolare del campo stesso. G_H e G_G sono le funzioni di Green degli operatori Δ nel dominio D , con opportune condizioni al contorno su S .



Alcune applicazioni dell'energetica acustica

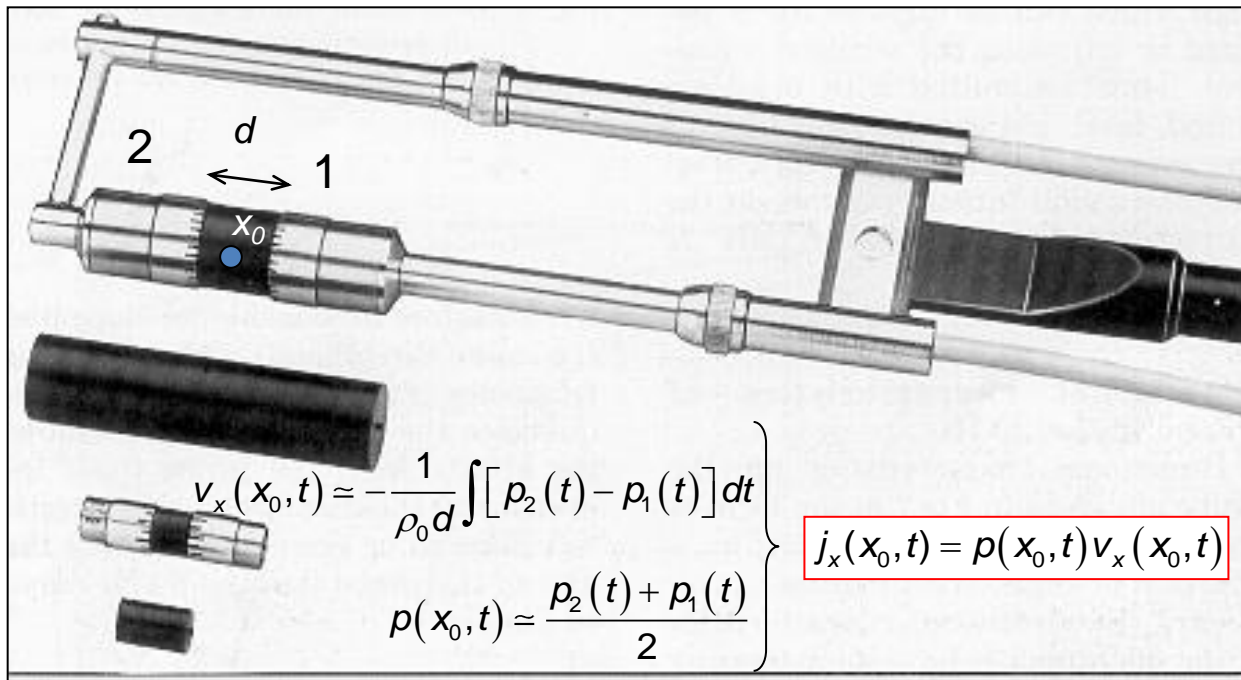
1. Dalle sonde intensimetriche pressione-pressione alla calibrazione delle nuove sonde pressione-velocità basate sulle tecnologie MEMS
2. Iperintensimetria e misura del tempo di riverberazione
3. Audio quadrifonico acustico

Sonde intensimetriche p-p

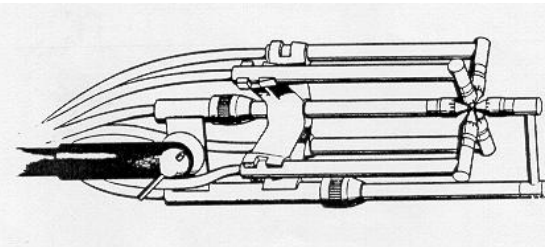
Le sonde p-p non sono dei veri sensori quadrifonici in quanto il segnale di velocità viene ricostruito a partire da 2 segnali di pressione ottenuti da una "coppia" ben calibrata di microfoni a condensatore selezionati in fabbrica dalla catena di produzione. (\$\$!).

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = -\nabla p(\mathbf{x}, t)$$

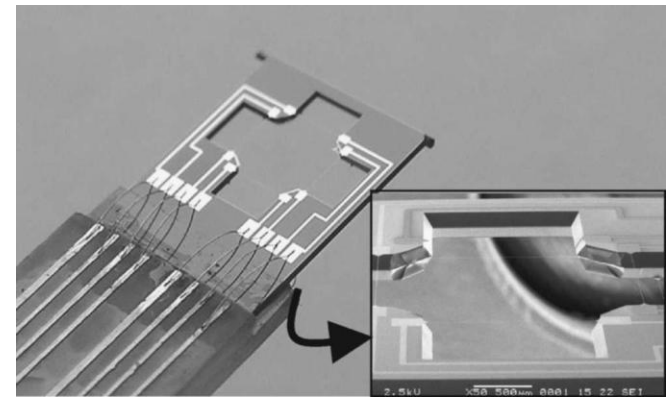
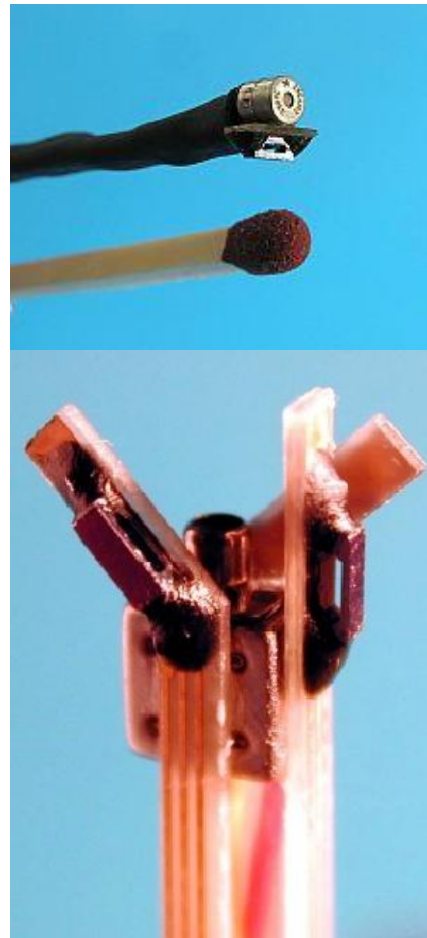
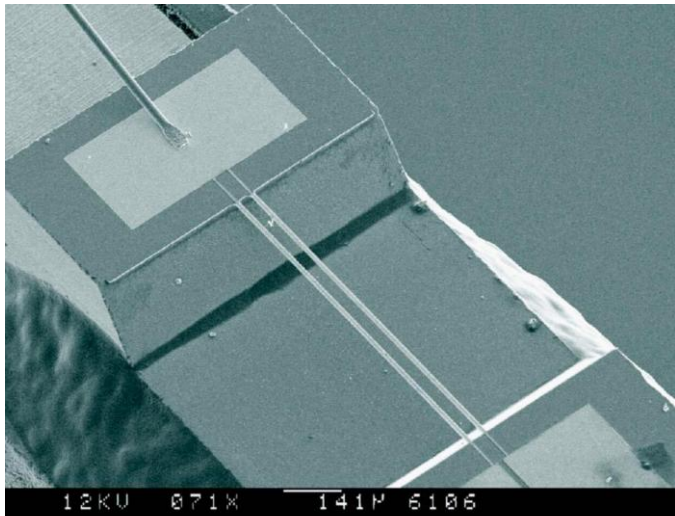
$$v_x(x, t) = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} dt \approx -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{p(x + \Delta x, t) - p(x, t)}{\Delta x} dt$$



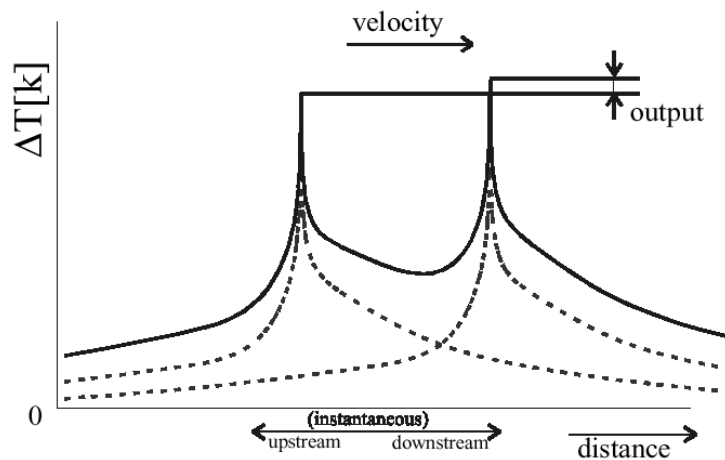
La tecnica di misura consiste nell'approssimare alle differenze finite il gradiente della pressione nel punto di misura e quindi integrare nel tempo l'eq. di Eulero acustica.



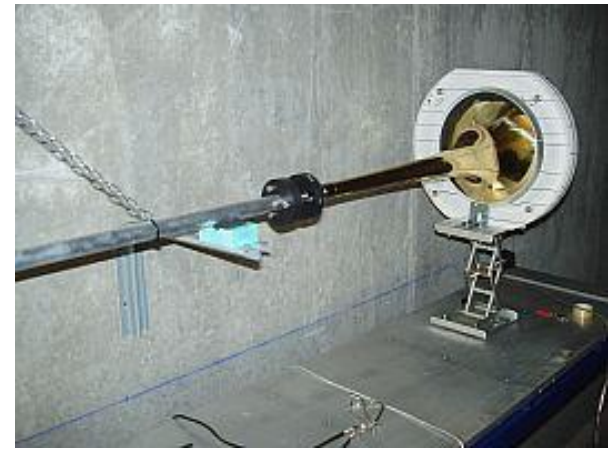
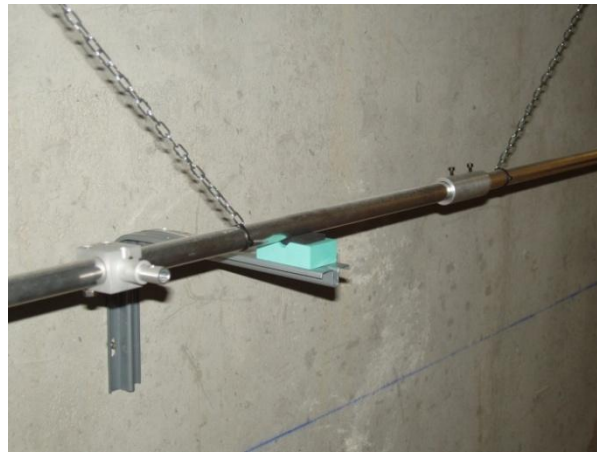
I veri microfoni quadrifonici sono le sonde p-v MEMS



4-D MEMS



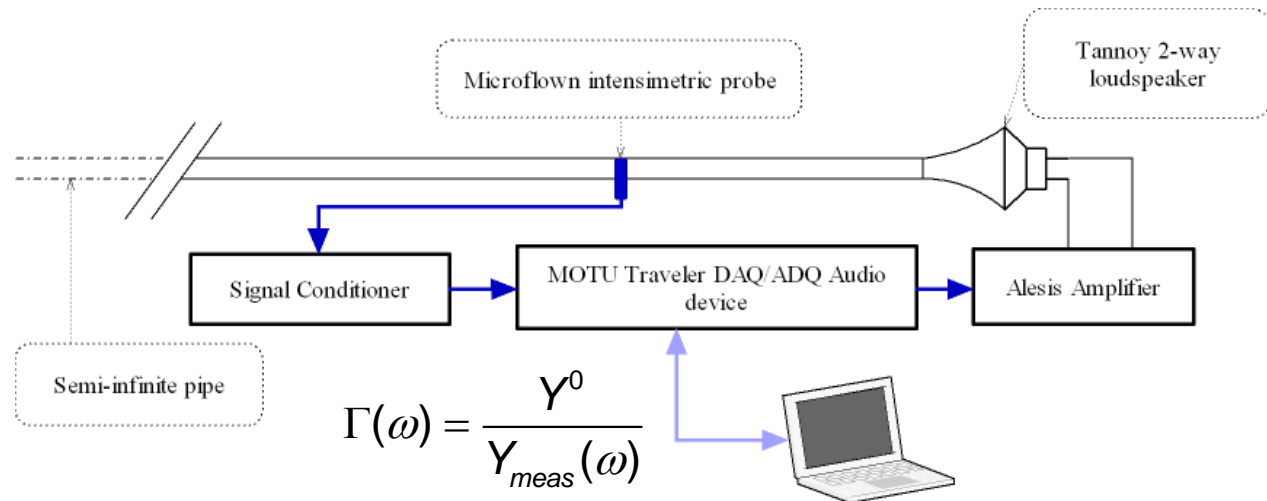
Calibrazione con campo di onda piana progressiva



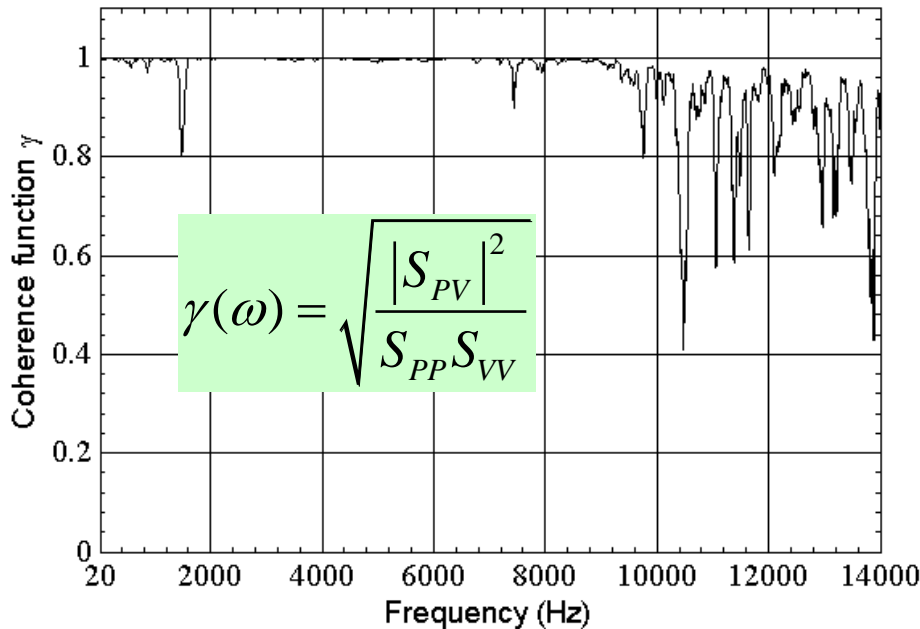
$$Y^0 = \frac{1}{\rho_0 c} \in \mathbb{R}$$



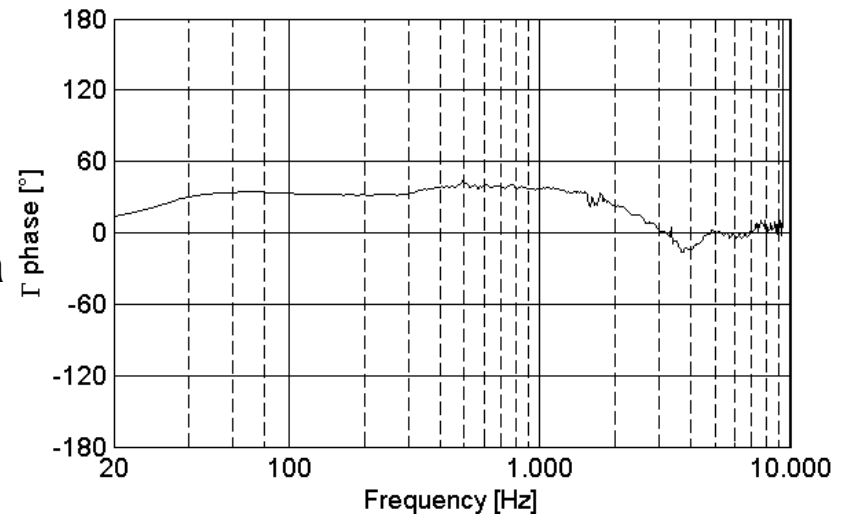
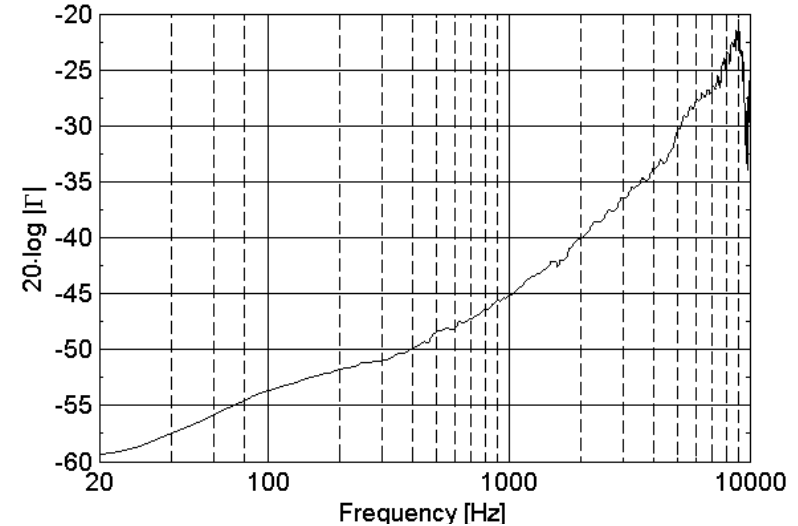
$$\Gamma(\omega) = \frac{P_m^0(\omega)}{\rho_0 c V_m^0(\omega)} \in \mathbb{C}$$



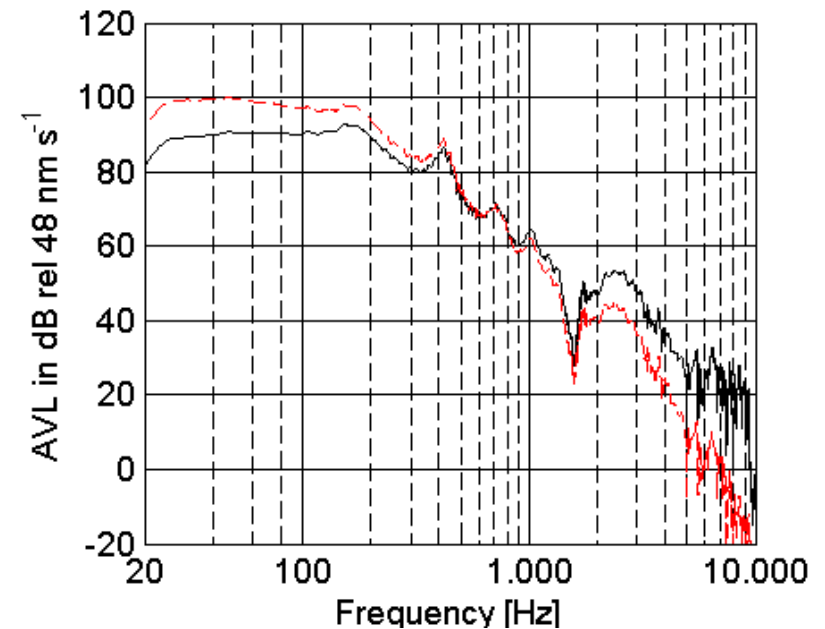
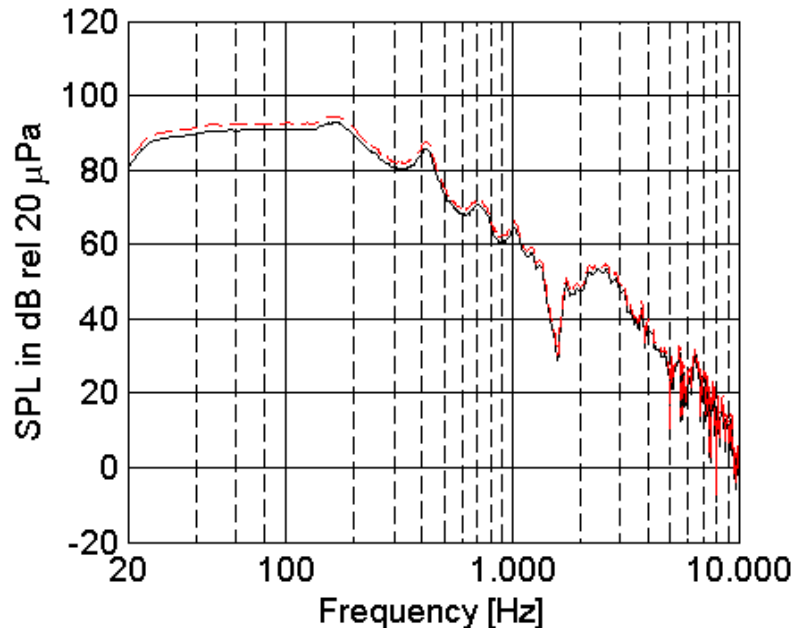
Coerenza e funzione di correzione



Il grafico qui sopra mostra che la sonda sottoposta a calibrazione verifica la relazione di linearità tra i segnali di pressione e velocità per frequenze < 10 kHz. I grafici a destra mostrano le correzioni di ampiezza e fase da apportare all'ammittenza acustica misurata dalla sonda in un campo qualunque.



Effetti della calibrazione sui valori SPL e AVL



Sound Pressure Level (SPL) e Acoustic Velocity Level (AVL) misurati nell'ambiente di taratura prima (rosso) e dopo (nero) la calibrazione.

Velocità dell'energia acustica

Il concetto fisico più innovativo che emerge dallo studio dell'energetica acustica è senza dubbio quello di “velocità dell'energia acustica”. Questa grandezza è definita come rapporto dei valori medi stazionari della densità di energia con quelli dell'intensità misurata nello stesso punto del campo.

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}) \stackrel{def}{=} \frac{\langle w(\mathbf{x}, t) \rangle}{\langle \mathbf{j}(\mathbf{x}, t) \rangle}; \quad 0 \leq |\mathbf{U}(\mathbf{x})| \leq c$$

Rimane così definito un campo vettoriale i cui elementi sono tangenti alle linee di flusso di potenza del campo che tuttavia acquistano ora il significato fisico di traiettorie dell'energia e il modulo del vettore tangente misura in m/s la rapidità media di trasferimento dell'energia in quel punto.

La stessa grandezza quando moltiplicata per la densità all'equilibrio del mezzo (aria) è interpretabile anche come conduttanza S dell'onda sonora nel punto di misura

$$S = \rho_0 |\mathbf{U}|$$

Iper-intensimetria e tempo di riverberazione

Una proprietà fondamentale della velocità dell'energia è che la sua divergenza è diversa da zero:

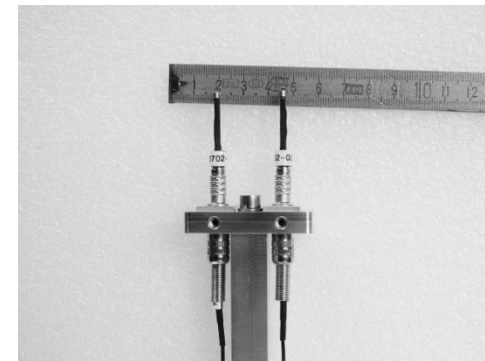
$$\nabla \cdot \mathbf{U}(\mathbf{x}) \neq 0$$

Questa proprietà può essere utilizzata per valutare il tempo con cui l'energia decade nel punto di misura una volta spenta la sorgente di energia acustica che ha generato il campo (tempo di riverberazione).

La valutazione sperimentale della divergenza della velocità dell'energia richiede la determinazione delle derivate spaziali di $\mathbf{U}(\mathbf{x})$ nell'intorno del punto di misura e ciò ha dato origine allo sviluppo dell'iper-intensimetria acustica.

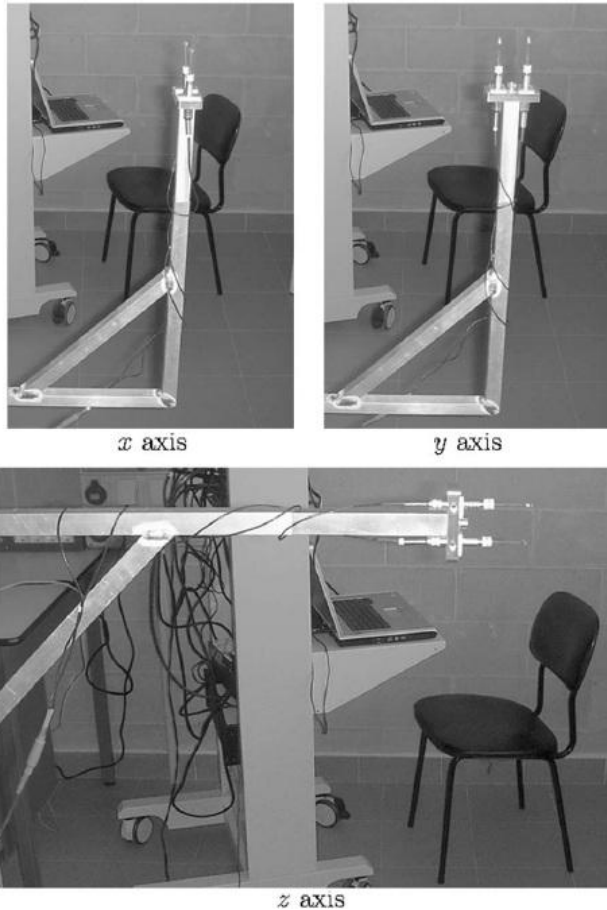


Sonda
iperintensimetria
assiale



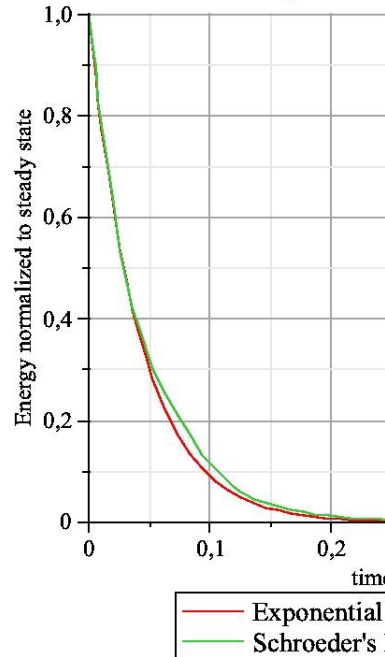
Misura del tempo di riverberazione nella stanza G115

Setup di misura

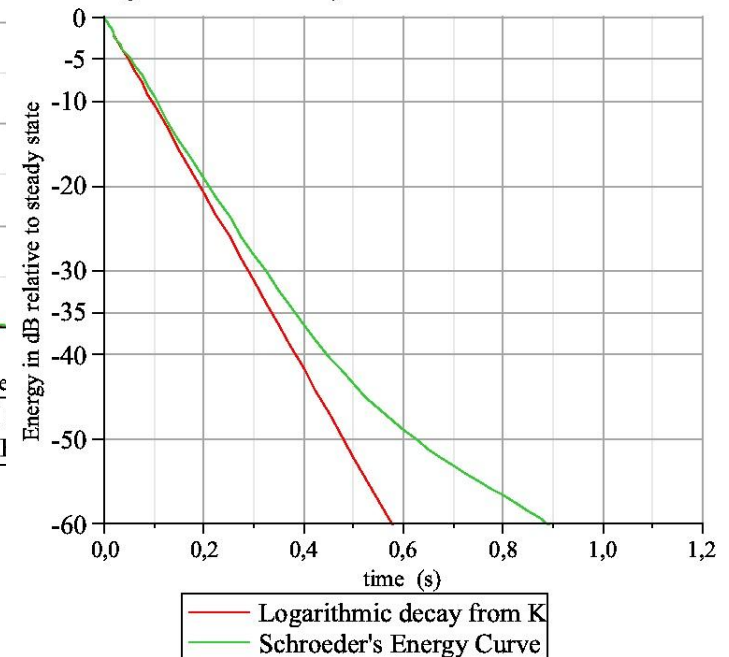


$$W(\mathbf{x}_0, t) = W(\mathbf{x}_0, 0) \exp\left(-|\nabla \cdot \mathbf{U}(\mathbf{x}, 0)|_{\mathbf{x}_0} t\right)$$

Linear decay for a 3-D small room

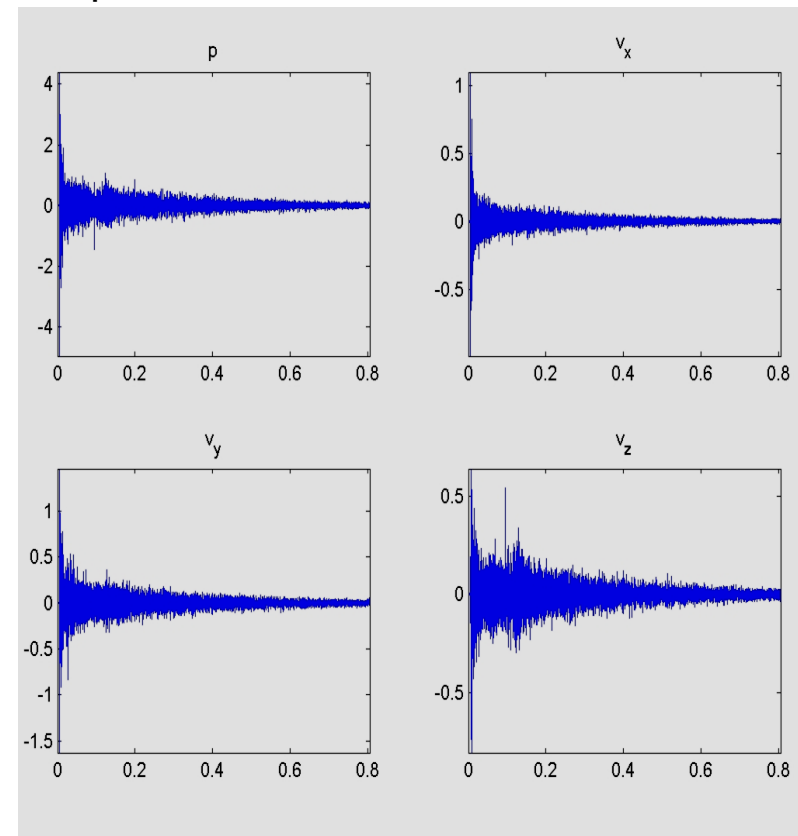
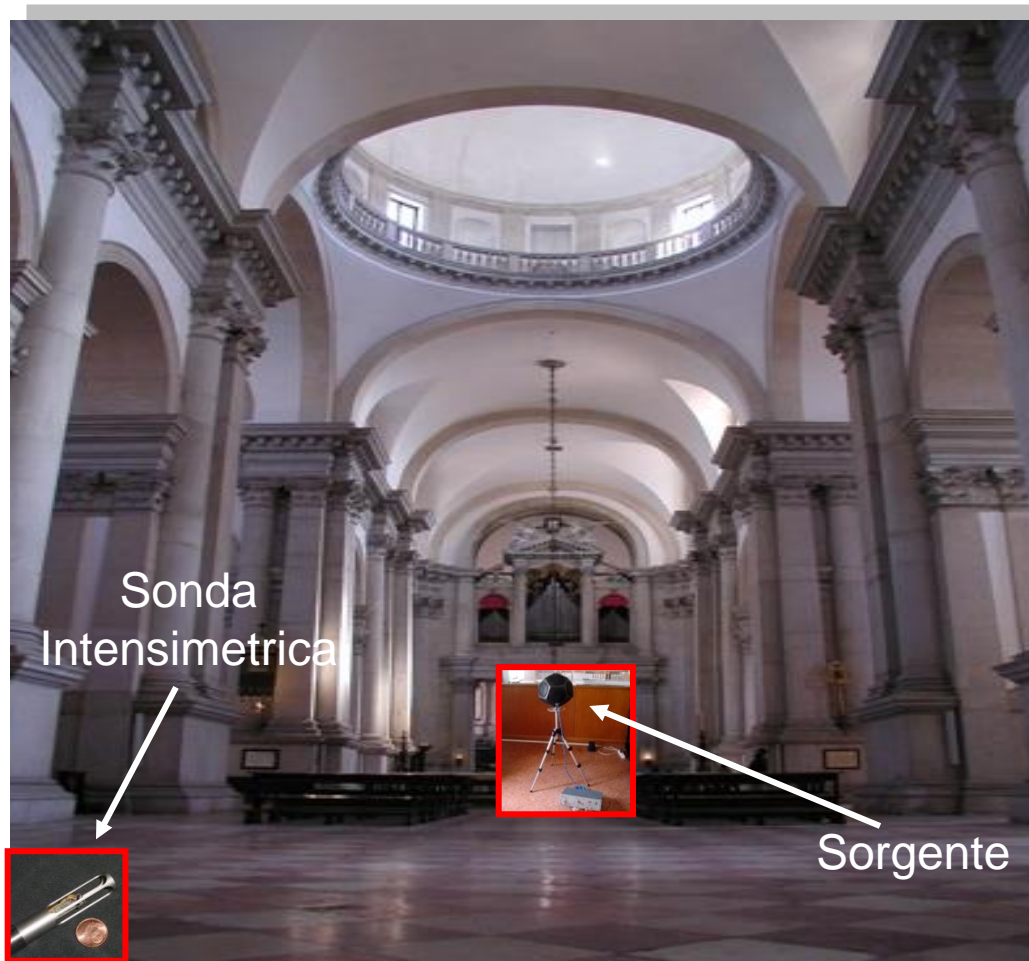


Logarithmic decay for a 3-D small room



La quadrifonia acustica: una tecnologia per l'audio multicanale

1. Misura della risposta all'impulso del quadrivettore quantità di moto nel punto di ascolto virtuale

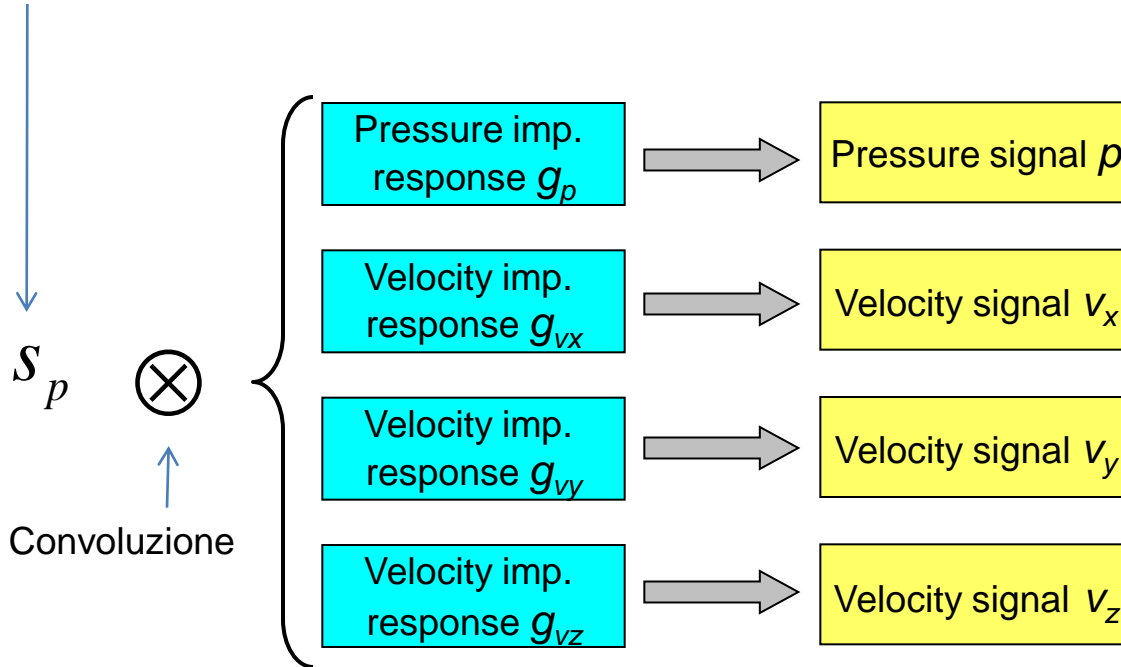


Schema di base per la sintesi quadrifonica del suono

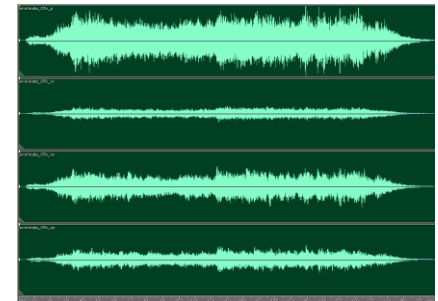
1 traccia anecoica del segnale da virtualizzare

4 componenti della risposta quadrifonica misurata nella fase 1

4 tracce ottenute come risultato delle convoluzioni (suono virtuale)



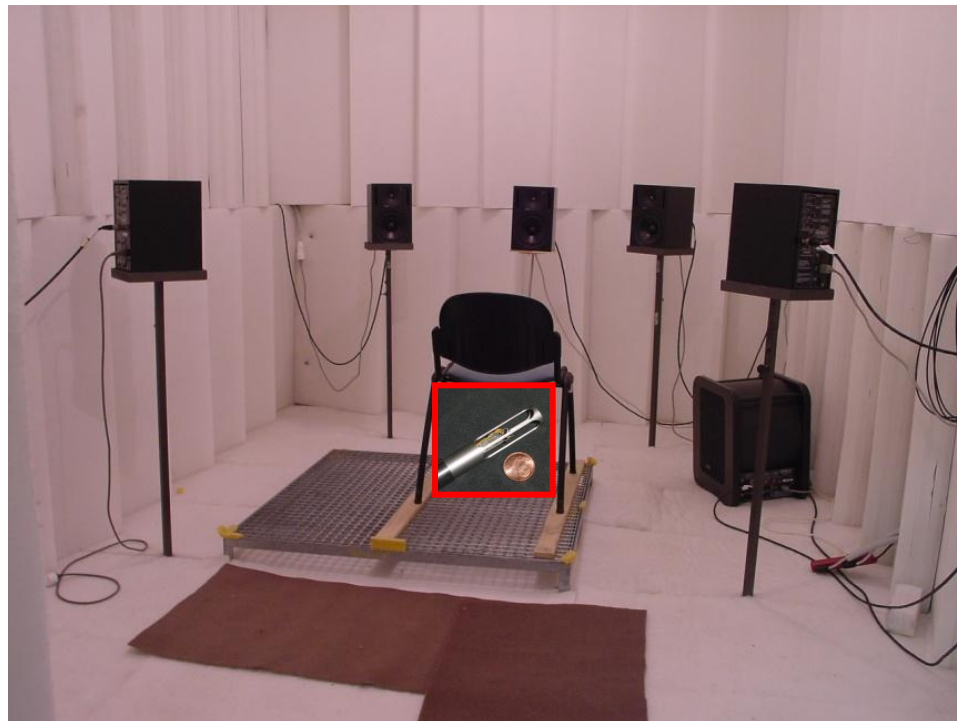
$$p(t) = \int_{-\infty}^t g_p(t-\tau) s_p(\tau) d\tau$$



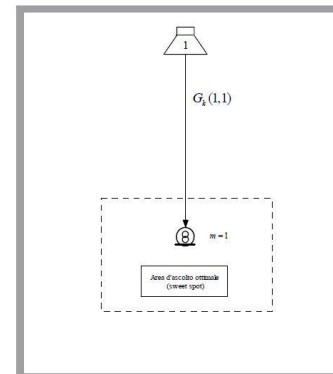
$$v_i(t) = \int_{-\infty}^t g_{v_i}(t-\tau) s_p(\tau) d\tau$$

Diffusione standard e diffusione quadrifonica a controllo attivo

Anche se il playback usa formati audio multicanale, necessita di un ambiente con caratteristiche acustiche predeterminate (idealmente anecoiche).

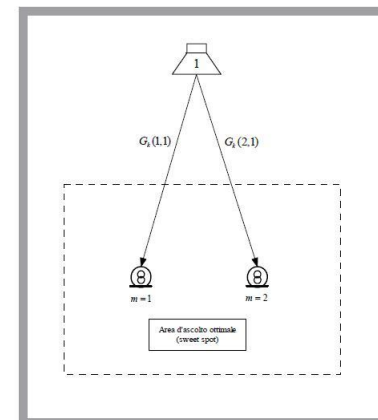


Il playback quadrifonico attivo ottimizza la sintesi del suono originale idealmente per il riascolto in ambienti qualsiasi anche con 1 solo altoparlante



$$a_{ij} = \sqrt{2\pi} G_j(m, j, \omega) = \begin{bmatrix} G_p(1,1) \\ z_0 G_{z_0}(1,1) \\ z_0 G_{z_0}(1,1) \\ z_0 G_{z_0}(1,1) \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} j &= 1, \dots, 4 \\ j &= 1 \\ k &= 1, \dots, 4 \end{aligned}$$



$$a_{ij} = \sqrt{2\pi} G_j(m, j, \omega) = \begin{bmatrix} G_p(1,1) \\ z_0 G_{z_0}(1,1) \\ \vdots \\ G_p(2,1) \\ z_0 G_{z_0}(2,1) \\ \vdots \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} j &= 1, \dots, 8 \\ j &= 1 \\ k &= 1, \dots, 4 \end{aligned}$$

Conclusioni

- 1. L'energetica acustica, come è stata qui introdotta, è una disciplina teorico-sperimentale di recentissima formulazione basata sull'analisi delle grandezze del secondo ordine ottenute dalle soluzioni dell'equazione d'onda di D'Alembert (acustica lineare)*
- 2. Le molteplici applicazioni che possono scaturire da questa disciplina dipendono in modo cruciale dallo sviluppo delle tecnologie MEMS per l'acquisizione dei segnali del quadrivettore quantità di moto del suono e dalla conseguente elaborazione digitale acustica di questi segnali.*



Letteratura

1. D.I. Blokintsev, "Acoustics of nonhomogeneous moving medium", Technical Memorandum 1399, National Advisory Committee for Aeronautics (NACA), February 1956, Translation from Teknico-Teoreticheskoi Literatury, Moskva, 1946, Leningrad.
2. M. S. Howe, Theory of Vortex Sound, Cambridge University Press, 2003
3. D. STANZIAL, "On the intensimetric analysis and monitoring of flue organ pipes", Proc. of Forum Acusticum 2005. Budapest (H), Aug 29 Aug – Sep 2, 2005, EAA, p. 641-646, ISBN/ISSN: ISBN: 963-8241-68-
4. G. SACCHI, D.STANZIAL (2009). A new method for axial p-v probe calibration. In: Proceedings of ICSV 16. Kraków, Poland, 5-9 July 2009, vol. DVD-ROM, p. paper n. 765, ISBN/ISSN: ISBN: 978-83-60716-71-7
5. D.STANZIAL, D. BONSI, G. SCHIFFRER (2003). Linear Theory of Acoustic Fields and Radiation Pressure. ACTA ACUSTICA UNITED WITH ACUSTICA, vol. 89 (2); p. 213-224, ISSN: 1610-1928
6. P.M. Morse, K.U. Ingard, Theoretical Acoustics, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1986.
7. Jacobsen F., Jaud V., "A note on the calibration of pressure-velocity sound intensity probes", Journal of the Acoustic Society of America, Vol. 120(2), pp. 830-837 (2006).
8. D. R. Yntema, W. F. Druyvesteyn, a_ and M. Elwenspoek , "A four particle velocity sensor device", J. Acoust. Soc. Am. 119 (2) , p. 943–951, February 2006.
9. D.STANZIAL, G. SCHIFFRER (2010). On the connection between Energy Velocity, Reverberation Time and Angular Momentum. JOURNAL OF SOUND AND VIBRATION, vol. 329; p. 931-943, ISSN: 0022-460X, doi: 10.1016/j.jsv.2009.10.011
10. D.STANZIAL, G. SACCHI, G. SCHIFFRER (2008). Active playback of acoustic quadrasonic sound events. In: Proceedings of Meetings on Acoustics. Paris (F), 29 June - 4 July 2008. Acoustical Society of America, vol. 4 (1), p. 015003-1-015003-12, ISBN/ISSN: 1939-800X
11. D.STANZIAL, G. SCHIFFRER (2008). Procedimento e apparecchiatura per la realizzazione di un sistema multicanale per il playback attivo di eventi sonori quadrifonici acustici. Pat. # RM2008A000123
12. D.STANZIAL, D. BONSI, N. PRODI (2000). MEASUREMENT OF NEW ENERGETIC PARAMETERS FOR THE OBJECTIVE CHARACTERIZATION OF AN OPERA HOUSE. JOURNAL OF SOUND AND VIBRATION, vol. 232; p. 193-211, ISSN: 0022-460X, doi: 10.1006/jsvi.1999.2693.
13. D.STANZIAL, N. PRODI (1997). Measurements of newly defined intensimetric quantities and their physical interpretation. THE JOURNAL OF THE ACOUSTICAL SOCIETY OF AMERICA, vol. 102 (4); p. 2033-2039, ISSN: 0001-4966
14. D.STANZIAL, N. PRODI, G. SCHIFFRER (1996). Reactive acoustic intensity for general fields and energy polarization. THE JOURNAL OF THE ACOUSTICAL SOCIETY OF AMERICA, vol. 99 (4), Pt. 1; p. 1868-1876, ISSN: 0001-4966
15. G. SCHIFFRER, D.STANZIAL (1994). Energetic properties of acoustic fields. THE JOURNAL OF THE ACOUSTICAL SOCIETY OF AMERICA, vol. 96 (6); p. 3645-3653, ISSN: 0001-4966
16. G. CENGARLE, D. BONSI, D. GONZALEZ, D.STANZIAL (2007). Choral music recording with acoustic quadrasonic. In: Proceedings of the International Symposium on Musical Acoustics. Barcelona (E), 9-12 September 2007, ISBN/ISSN: 978-84-934142-1-4
17. D. BONSI, D. GONZALEZ, D.STANZIAL (2005). Quadrasonic impulse responses for acoustic enhancement of audio tracks: measurement and analysis. In: Proceedings of Forum Acusticum 2005. Budapest (H), Aug 29 aug – Sep 2, 2005, EAA, p. 335-340, ISBN/ISSN: ISBN: 963-8241-68-3



Esempio di sintesi quadrifonica acustica

1. *Virtualizzazione del coro “Sante Sabide” di Gorizizza, Codroipo (UD) nella Basilica di S. Giorgio Maggiore a Venezia.
(Tracce anecoiche delle sezioni BTCS registrate all’aperto in un prato)*