

MAURIZIO FEDERICI

Centro di studio per le comunicazioni elettriche - Sezione di Milano

Direttività e impedenza di trasduttori acustici
cilindrici compensati artificialmente

ESTRATTO DA: « LA RICERCA SCIENTIFICA »

ANNO 27° - N. 6 - Giugno 1957

CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE
ROMA

Riassunto: Si esamina il comportamento di una sorgente sonora formata da un cilindro vibrante radialmente, con velocità a fase variabile. Si dimostra che con tale radiatore è possibile concentrare il suono nella direzione dell'asse del cilindro e si indicano dei dispositivi pratici di realizzazione. Si calcolano la caratteristica di direttività e il guadagno di tale sorgente sonora. Si deduce l'impedenza di radiazione del cilindro stesso nel caso di cilindro di lunghezza infinita, che è esprimibile attraverso il rapporto di due funzioni di Hankel di prima specie.

In un precedente articolo ⁽¹⁾ sono state esaminate le proprietà direttive di una sorgente acustica cilindrica vibrante radialmente in modo uniforme. Il trasduttore cilindrico sia esso a titanato di bario che magnetostriattivo, per la sua simmetria presenta rendimenti superiori a quelli dei trasduttori vibranti longitudinalmente. Peraltro tale tipo di trasduttore si presta bene solo ad irradiare onde sonore circolarmente.

Se si vuole emettere in una sola direzione, come spesso avviene, è necessario accoppiarlo a dei riflettori a forma di cono. Un sistema alternativo da noi sperimentato con successo, consiste nel rifasare artificialmente il trasduttore cilindrico per emissione nella sola direzione assiale. A tale scopo si possono impiegare parecchi trasduttori cilindrici ognuno di lunghezza piccola rispetto alla lunghezza d'onda (ad es. $\frac{1}{8} \lambda$) disposti a distanza regolare di mezza lunghezza d'onda sullo stesso asse e alimentati con tensione elettrica avente fasi alternativamente opposte, attraverso una semplice inversione dei morsetti d'attacco. Questo dispositivo produce sostanzialmente l'effetto voluto e ha il vantaggio di non richiedere dispositivi speciali di sfasamento. Presenta peraltro l'inconveniente che la concentrazione del suono avviene sia nella direzione positiva che in quella negativa dell'asse del cilindro e per evitare l'ambiguità che ne risulta è necessario disporre uno schermo piano di adatte dimensioni dietro il trasduttore.

Questa ambiguità è eliminabile raddoppiando il numero dei trasduttori elementari, disponendoli a distanza di un quarto di lunghezza d'onda e sfasandoli successivamente di 90°.

La rotazione elettrica di 90° può essere ottenuta con relativa facilità con semplici dispositivi.

⁽¹⁾ *La caratteristica di direttività e di impedenza meccanica di sorgenti acustiche cilindriche.* « Ric. Scient. », 25, 1423 (1955).

La caratteristica di direttività di tale distribuzione è ottenibile moltiplicando la caratteristica di direttività di ognuna delle sorgenti elementari cilindriche per la caratteristica di direttività di un sistema di radiatori puntiformi situati al posto delle sorgenti stesse. La prima è data nell'articolo precedente, la seconda è:

$$(1) \quad R = \frac{\text{sen } n \frac{2 \pi d}{\lambda} (\cos \theta - 1)}{n \text{ sen } \frac{2 \pi d}{\lambda} (\cos \theta - 1)}$$

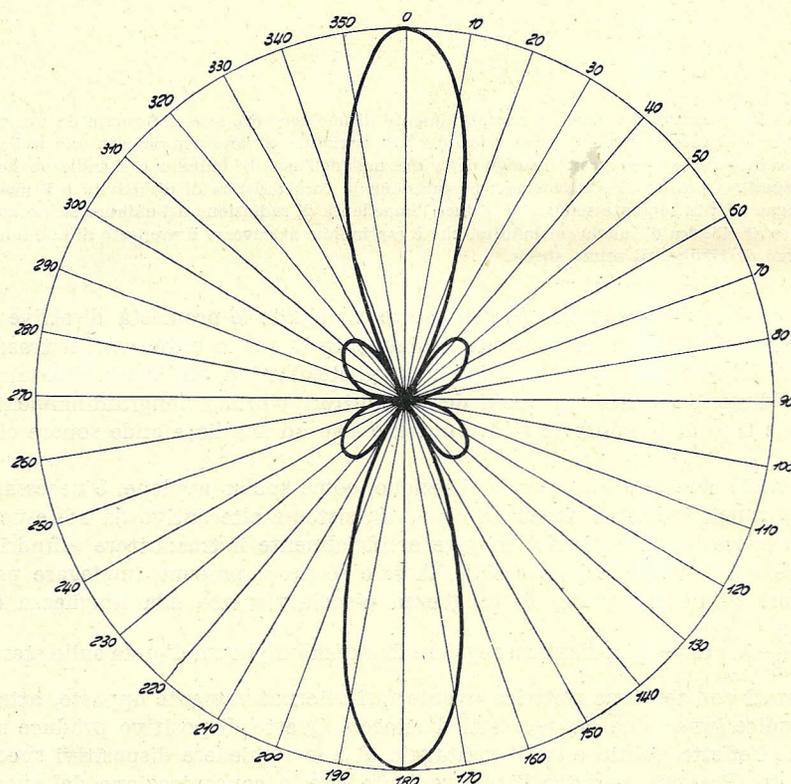


FIG. 1. - Caratteristica di direttività di una base cilindrica lunga 2λ con 4 trasduttori a distanza $\lambda/2$.

essendo n il numero dei trasduttori, d la distanza fra le sorgenti elementari, θ l'angolo fra la direzione di emissione o ricezione e l'asse del cilindro z . In genere la direttività della sorgente sorgente singola è poco spiccata e la direttività totale è data quasi esclusivamente dalla distribuzione lineare, per poco che questa sia estesa. Il guadagno del sistema rispetto al radiatore isotropico è allora sensibilmente

$$(2) \quad G = 10 \log_{10} \frac{4 \pi}{\int_{4 \pi} R^2(\theta) d S_{\theta}}$$

essendo dS_θ la superficie elementare relativa all'angolo θ ed R dato dalla (1).

Per n trasduttori posti a distanza $d = \frac{\lambda}{2}$ o $d = \frac{\lambda}{4}$ il guadagno è sempre eguale a:

$$(3) \quad G = 10 \log_{10} n$$

tenendo conto naturalmente del fatto che in un caso si hanno due direzioni di concentrazione e nel secondo una sola. Tale guadagno è 3 db superiore al guadagno che si avrebbe con un'eguale base non compensata ma è sensibilmente la metà del guadagno che si otterrebbe utilizzando un riflettore conico, guadagno che è all'incir-

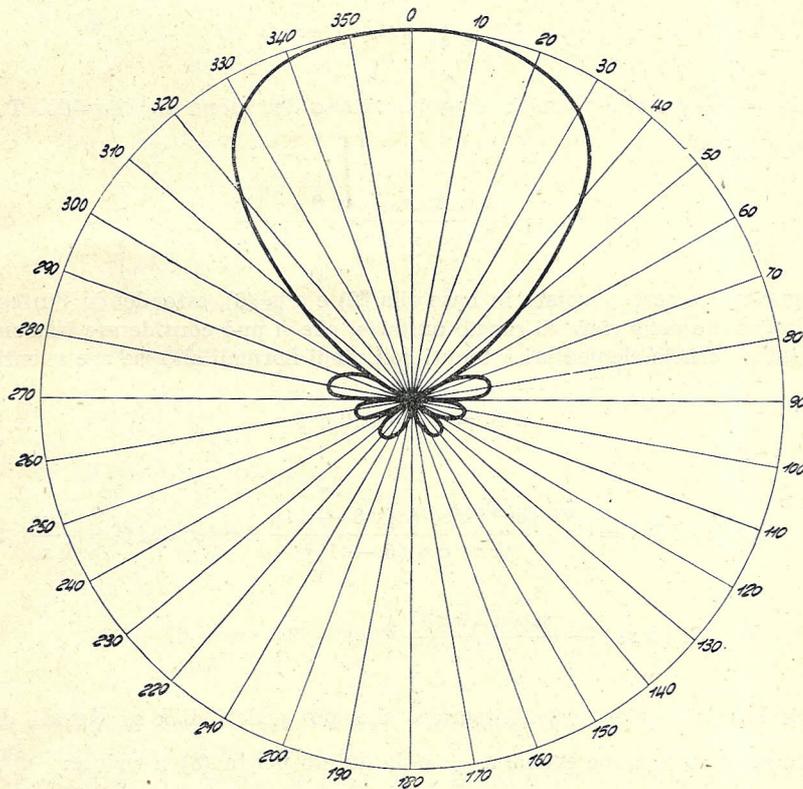


FIG. 2. - Caratteristica di direttività di una base cilindrica lunga 2λ con 8 trasduttori a distanza $\lambda/4$.

ca eguale a quello di un pistone avente superficie eguale a quella del riflettore e dato dalla (4)

$$(4) \quad G = 10 \log_{10} \frac{\pi^2}{8} n^2$$

Nelle figure 1 e 2 sono mostrate le caratteristiche di direttività di una linea lunga 2λ occupata rispettivamente da 4 trasduttori a distanza $\lambda/2$ od 8 a distanza $\lambda/4$.

Una disposizione più generale consiste nel disporre sullo stesso asse molti cilindretti contigui, ognuno corto rispetto alla lunghezza d'onda e nell'alimentarli attraverso una catena di ritardo con tensione gradualmente ritardata. Dato che la catena di ritardo introduce entro una vasta gamma una fase proporzionale alla frequenza e quindi un ritardo costante, il dispositivo si presta bene per trasmettere o ricevere una banda di frequenza invece che una sola frequenza. Se il ritardo introdotto dalla linea artificiale è eguale a quello che il suono subirebbe nel liquido, il trasduttore è compensato per emissione lungo l'asse z . La direttività del sistema è data dal prodotto della caratteristica di direttività R_2 della formula (7) dell'articolo citato per quella R_1 di una linea vibrante continua, di lunghezza $2z_0$, con distribuzione di velocità variante lungo l'asse z secondo la formula:

$$(5) \quad \dot{\xi}_z = \dot{\xi}_0 e^{j k_0 z} e^{j \omega t}$$

essendo $k_0 = \frac{\omega}{c}$, e c la velocità di propagazione del suono nel liquido. Tale caratteristica R_1 è:

$$(6) \quad R_1 = \frac{\text{sen } k_0 z_0 (\cos \theta - 1)}{k_0 z_0 (\cos \theta - 1)}$$

Il guadagno può essere calcolato in base alla (2) e alla (6), estendendo l'integrale a tutta la superficie della sfera di raggio unitario, che si può considerare frazionata in elementi di superficie elementari ottenuti con piani normali all'asse z , e aventi area:

$$(7) \quad dS = 2\pi \text{sen } \theta d\theta$$

Si ha allora

$$(8) \quad \int_0^{2\pi} R_1^2(\theta) dS_\theta = \int_0^\pi \frac{\text{sen}^2 [k z_0 (\cos \theta - 1)]}{[k z_0 \cos(\theta - 1)]^2} 2\pi \text{sen } \theta d\theta = \frac{2\pi}{k z_0} \cdot \left[\text{Si}(k z_0) - \frac{\text{sen}^2(2k z_0)}{2k z_0} \right]$$

dove Si indica la funzione seno integrale, che per valori di $k z_0$ elevati diventa con molta approssimazione eguale a $\frac{\pi}{2}$ e da quindi per la (8) il valore:

$$(9) \quad \int_0^{2\pi} R_1^2(\theta) dS_\theta = \frac{\pi^2}{k z_0}$$

Il guadagno diventa quindi:

$$(10) \quad G = 10 \log_{10} \frac{8 z_0}{\lambda}$$

ed è superiore di 3 *db* a quello di una linea non compensata della stessa lunghezza.

Come accennato sopra è possibile introdurre sui singoli elementi cilindrici un ritardo diverso da quello che il suono subisce nel propagarsi nel liquido lungo il cilindro stesso, si può cioè realizzare una distribuzione di velocità radiale data da:

$$(11) \quad \xi = \xi_0 e^{j\omega t} e^{jk_z z}$$

dove k_z può assumere un valore qualunque. Una distribuzione cosiffatta ha anche interesse teorico perché rappresenta uno dei pochi casi in cui è possibile calcolare la distribuzione della pressione sonora nell'immediata vicinanza della superficie vi-

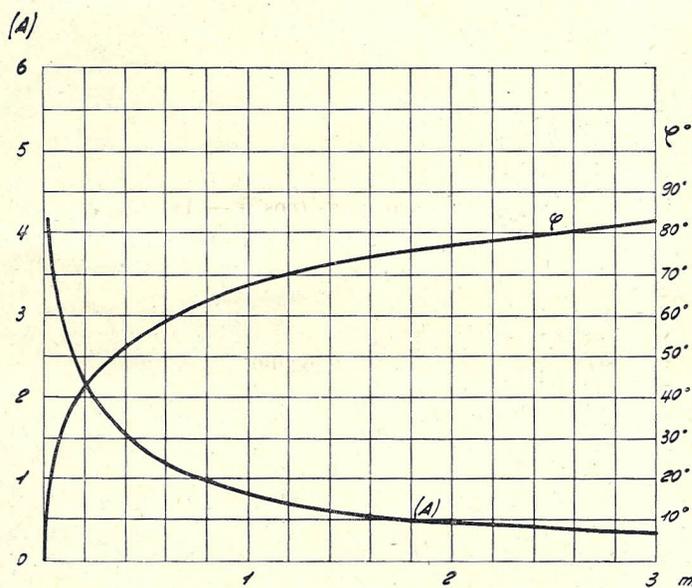


FIG. 3. - Andamento di $\frac{H_0(m)}{m H_1(m)}$ in funzione di m .

brante e indica la via al calcolo della distribuzione stessa per un cilindro di lunghezza finita, che non è ancora nota.

Riprendendo la formula generale della propagazione cilindrica ⁽²⁾ la pressione in un punto qualunque di coordinate r e z sarà:

$$(12) \quad p = A H_0(k_r r) e^{j\omega t} e^{jk_z z}$$

dove H_0 è la funzione di Hankel di prima specie e di ordine zero e:

$$(13) \quad k_r = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$$

⁽²⁾ MORSE, Vibration and sound, pag. 298.

La velocità di vibrazione delle particelle sonore alla superficie del cilindro può essere ottenuta dalla (12):

$$(14) \quad \dot{\xi}_{r=0} = \frac{1}{j w \rho} \left. \frac{d p}{d r} \right|_{r=r_0} = \frac{k_r A}{j w \rho} H_1(k_r r_0) e^{j w t} e^{j k_z z}$$

dove H_1 è la funzione di Hankel di prima specie e di ordine uno. La (14) eguagliata alla (11) fornisce il valore di A :

$$(15) \quad A = \frac{j w \rho \dot{\xi}_0}{k_r H_1(k_r r_0)}$$

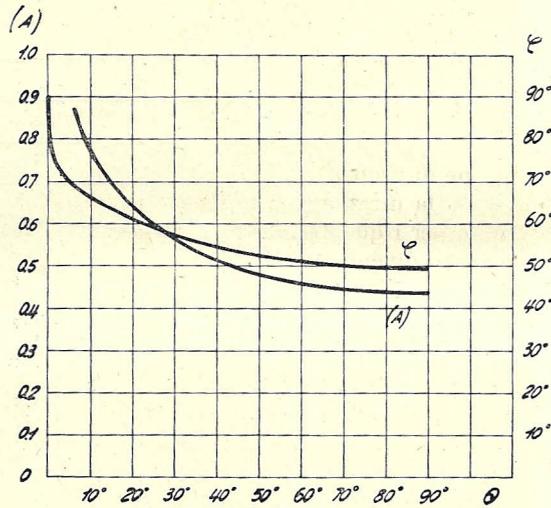


Fig. 4. - Impedenza di un cilindro di lunghezza infinita e raggio $r_0 = \frac{0,2}{k_0}$.

che sostituita nella (12) da:

$$(16) \quad p = j \frac{k_0 \rho c \dot{\xi}_0}{k_r} \cdot \frac{H_0(k_r r)}{H_1(k_r r_0)} e^{j w t} e^{j k_z z}$$

Le due componenti della velocità di vibrazione a distanza r dell'asse sono:

$$(17) \quad \dot{\xi}_r = \frac{1}{j w \rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{j H_1(k_r r)}{H_1(k_r r_0)} \dot{\xi}_0 e^{j k_z z} e^{j w t}$$

$$(18) \quad \dot{\xi}_z = \frac{1}{j w \rho} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{j k_z H_0(k_r r)}{k_r H_1(k_r r_0)} \dot{\xi}_0 e^{j k_z z} e^{j w t}$$

La impedenza acustica normalizzata alla superficie del cilindro è:

$$(19) \quad z_N = \frac{1}{\rho c} \left. \frac{p}{\dot{\xi}} \right|_{r=0} = \frac{j k_0 r_0 H_0(k_r r_0)}{k_r r_0 H_1(k_r r_0)}$$

Le formule indicate sopra permettono di vedere l'andamento del fenomeno al variare di k_z .

Quando k_z è zero la fase della velocità lungo il cilindro non varia, la distribuzione della velocità è uniforme. La velocità longitudinale lungo l'asse z è nulla, la velocità di propagazione del suono è solo radiale e si ritorna al caso dell'articolo citato. Quando k_z comincia ad assumere valori sensibili, la superficie del cilindro è una sorgente compensata per una direzione di emissione diversa dalla normale. Le due componenti della velocità di vibrazione a piccola distanza dall'asse sono date dalle 17) e 18).

La direzione di propagazione fa con l'asse z un angolo θ eguale all'arcotangente del rapporto delle due velocità.

A distanza elevata dall'origine, per r grande, il rapporto delle due funzioni di Hankel tende a j e il valore di θ diventa sensibilmente:

$$(20) \quad \theta = \operatorname{arctg} \frac{k_r}{k_z} = \operatorname{arcs} \frac{k_z}{k_0} = \operatorname{arcsen} \frac{k_r}{k_0}$$

Al crescere di k_z la direzione di propagazione si allontana sempre più dalla normale e quando k_z coincide con k_0 la direzione di propagazione coincide con l'asse z .

Per i valori di r grandi per i quali è possibile sostituire ad H_0 una espressione approssimata ⁽³⁾ la pressione diventa

$$(21) \quad p = \frac{j k_0 \rho c \dot{\xi}_0}{k_r H_1(k_r r_0)} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi k_r r}} e^{j(k_r r - \frac{\pi}{4})} e^{j\omega t} e^{jk_z z}$$

e quindi varia in modo inversamente proporzionale alla radice di r , come è consono con una propagazione cilindrica in cui l'energia sonora emessa si distribuisce su superfici crescenti con r .

L'impedenza acustica normalizzata z_N alla superficie dipende sia dal valore di k_z che da quello di r_0 . Il valore di $k_0 r_0$ stabilisce la impedenza per $\theta = 0$ e $k_r = k_0$ (cilindro non compensato). La impedenza ha modulo tanto più vicino al valore 1 e fase tanto più vicina al valore 0 quanto più elevato è $k_0 r_0$. Per cilindri piccoli la impedenza acustica è piccola e l'effetto di inerzia si fa sentire cioè la fase della impedenza è vicina a 90° . Quando il cilindro viene compensato, la impedenza acustica aumenta in modulo tanto più quanto θ è grande e tende all'infinito per θ che tende a 90° .

Nelle figg. 4 e 5 sono riportati gli andamenti dell'impedenza, in grandezza e fase per due valori di $k_0 r_0$ eguali a 0,2 e a 10.

Il primo caso rappresenta un cilindro di dimensioni piccole e il secondo di dimensioni grandi rispetto alla lunghezza d'onda. In ambedue i casi la introduzione del rifasamento artificiale aumenta la impedenza opposta al moto che partendo da valori bassi nel primo caso (0,44 ρc) e eguali all'unità nel secondo caso tende verso l'infinito per cilindro rifasato in direzione dell'asse z . In effetti per $k_0 r_0$ che tende a 0 il termine J_1 è trascurabile e quindi z_N tende a:

$$(22) \quad z_N = \frac{j k_0 r_0 [J_0(k_r r_0) + j N_0(k_r r_0)]}{j k_r r_0 N_1(k_r r_0)}$$

⁽³⁾ WATSON, Theory of Bessel. Functions pag. 198.

e siccome J_0 tende a 1, $k_0 r_0 N_1(k_0 r_0)$ tende a $\frac{2}{\pi}$, la parte reale di z_N tende a $k_0 r_0 \frac{\pi}{2}$ mentre la parte immaginaria tende a $k_0 r_0 \ln \frac{2}{\gamma k_r r_0}$ dove γ è la costante di Eulero 0,5772157.

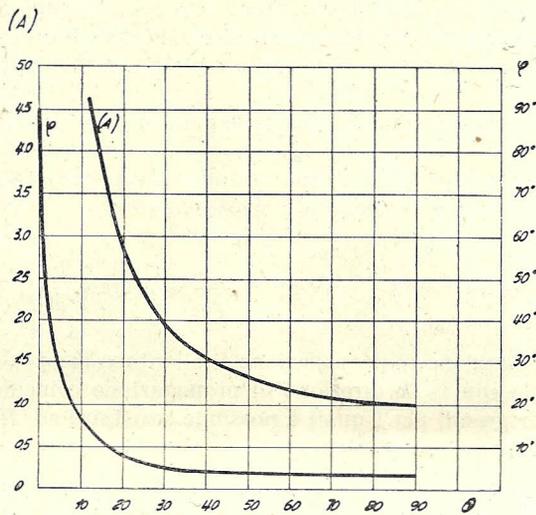


FIG. 5. - Impedenza di un cilindro di lunghezza infinita e raggio $r_0 = \frac{10}{k_0}$.

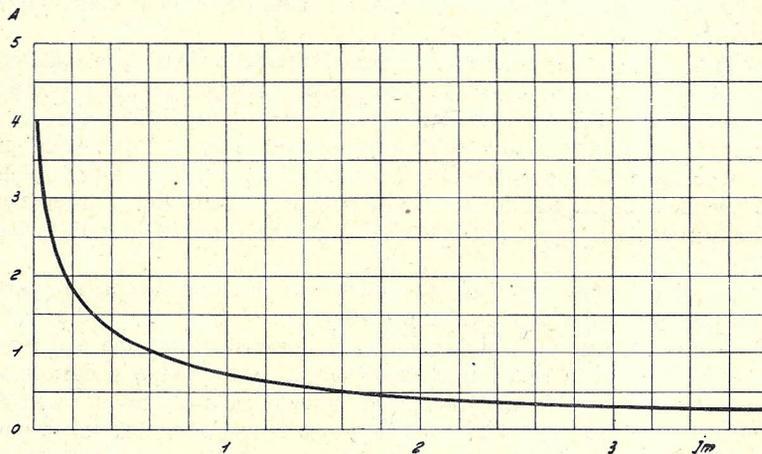


FIG. 6. - Andamento di $\frac{K_0(jm)}{m K_1(jm)}$ in funzione di m .

Quando il valore di k_z supera quello di k_0 la distribuzione di velocità è sopra-compensata. La pressione sonora generata in un punto determinato del cilindro giunge a un punto vicino in fase opposta a quella locale. La distribuzione di pressione dovuta alla vibrazione di alcuni elementi della superficie tende quindi a distrug-

gere l'effetto della vibrazione di elementi contigui in quanto produce su questi velocità con fasi opposte a quella. Nella formula (13) il termine k_r diventa immaginario. Si può scrivere

$$(23) \quad k_r = j \sqrt{k_z^2 - k_0^2} = j k'_r$$

Le funzioni di Hankel H_0 ed H_1 aventi argomento immaginario diventano le funzioni K_0 e K_1 data l'eguaglianza (4):

$$(24) \quad K_0(x) = \frac{1}{2} \pi j H_0(jx)$$

$$(25) \quad K_1(x) = \frac{1}{2} \pi j H_1(jx) e^{-\frac{\pi}{2}}$$

e quindi la pressione diventa:

$$(26) \quad p = \frac{k_0 \rho c \xi_0}{k_r} \frac{K_0(k'_r r)}{K_1(k'_r r_0)} e^{j\omega t} e^{jk_z z}$$

Per valori elevati di r si può sostituire a K_0 la sua espressione approssimata e la pressione tende a:

$$(27) \quad p = \frac{k_0 \rho c \xi_0}{k'_r K_1(k'_r r_0)} \sqrt{\frac{\pi}{2 k_r r}} e^{-k'_r r} e^{j\omega t} e^{jk_z z}$$

Alla variazione inversa con la radice della distanza r si sovrappone una attenuazione esponenziale che determina un rapido estinguersi della pressione sonora a distanza, appunto per l'effetto assorbitore dovuto agli elementi contigui della superficie del cilindro.

La impedenza acustica normalizzata diventa:

$$(28) \quad z_N = \frac{j k_0 r_0 K_0(k'_r r_0)}{k'_r r_0 K_1(k'_r r_0)}$$

L'impedenza acustica è sempre infinita per $k_0 = k_0$ e poi col crescere di k_z tende a diminuire tendendo a zero quando k_z tende all'infinito. La fase di tale impedenza è sempre immaginaria a significare che non si ha una vera e propria irradiazione di energia.

A somiglianza della (20) si può definire un angolo θ dato dalla (29)

$$(29) \quad \theta = \operatorname{arccosh} \frac{k_z}{k_0} = \operatorname{arcsenh} \frac{k_r}{k_0}$$

che non rappresenta la direzione di rifasamento e di propagazione delle onde sonore

(4) WATSON, Theory of Bessel Functions, pag. 78.

ma indica una attenuazione. Infatti la costante di attenuazione della propagazione radiale è:

$$(30) \quad k_r = k_0 \sinh \theta$$

Il comportamento del cilindro eccitato da velocità di vibrazione a costante di fase variabile presenta una certa analogia con un filtro elettrico selettivo eccitato da una tensione a frequenza variabile. Anche qui si ha una banda passante nella quale si ha propagazione di energia con rotazione di fase, una frequenza critica, limitante la banda passante, alla quale l'impedenza diventa infinita e una banda non passante nella quale si ha una attenuazione dell'energia trasmessa e impedenza sempre reattiva.

Le considerazioni suddette sono limitate al caso di un cilindro infinito o tanto lungo da poter essere considerato tale. Esse possono essere estese al caso di un cilindro finito con i metodi operazionali. L'espressione della impedenza (19) e (28) si presenta perfettamente analoga alla impedenza di un circuito elettrico purché si scriva k_z al posto di w e t al posto di z . Se si applica ad un circuito di impedenza $Z(jw)$ una fem. sinusoidale $E e^{j\omega t}$, si avrà una corrente:

$$(31) \quad I = \frac{E e^{j\omega t}}{Z(jw)}$$

mentre nel caso nostro si avrà per la pressione sonora:

$$(32) \quad p_0 = \frac{\xi_0 e^{jk_z z}}{z(jk_z)},$$

dove

$$(33) \quad \frac{1}{z(jk_z)} = \frac{\rho c k_0 r_0}{j\sqrt{k_0^2 + (jk_z)^2}} \frac{H_0(r_0\sqrt{k_0^2 + (jk_z)^2})}{H_1(r_0\sqrt{k_0^2 + (jk_z)^2})}$$

Se si applica al circuito di impedenza $Z(jw)$ una tensione a gradino $E_1(t)$ la corrente $A(t)$ è determinabile in base alle regole del calcolo operazionale:

$$(34) \quad A(t) = \frac{1}{z(p)} 1(t)$$

essendo p l'operatore funzionale e:

$$(35) \quad \frac{1}{z(p)} = p \int_0^\infty e^{-pr} A(r) dr$$

Nel nostro caso si imprime al cilindro di impedenza $Z(jk_z)$ una velocità a gradino unitario $1(z)$ che è nulla per z negativo e costante ed eguale a 1 per z positivo, considerando il caso di un cilindro semiinfinito estendentesi da $Z = 0$ a $Z = +\infty$. La velocità ha quindi una discontinuità all'origine. La pressione sarà:

$$(36) \quad A(z) = \frac{1}{z(p)} 1(z)$$

essendo

$$(37) \quad \frac{1}{z(p)} = p \int_0^\infty e^{-pz} A(z) dz$$

Si tratta quindi di trovare la trasformata di Laplace dell'operatore

$$(38) \quad \frac{1}{z(p)} = \frac{\rho c k_0 r_0 H_0(r_0 \sqrt{k_0^2 + p^2})}{r_0 \sqrt{k_0^2 + p^2} H_1(r_0 \sqrt{k_0^2 + p^2})}$$

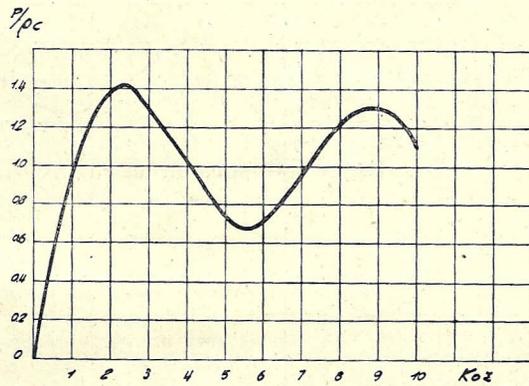


Fig. 7. - Andamento della pressione sonora all'orlo di un piano vibrante.

Tale trasformata non è nota nel caso generale, ma per valore di r_0 tanto elevati che la propagazione cilindrica si confonde con una propagazione piana il termine si riduce a:

$$(39) \quad \frac{1}{z(p)} = \frac{\rho c k_0}{\sqrt{k_0^2 + p^2}}$$

Ora è nota la soluzione dell'operatore:

$$(40) \quad \frac{p \mathbf{1}(t)}{\sqrt{\alpha^2 + p^2}} = J_0(\alpha t)$$

e quindi quella dell'operatore (39) sarà

$$(41) \quad \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + p^2}} \mathbf{1}(t) = \int_0^t J_0(\alpha t) dt = \frac{2}{\alpha} [J_1(\alpha t) + J_3(\alpha t) + J_5(\alpha t) + \dots]$$

La pressione sonora nell'immediata vicinanza del cilindro stesso sarà

$$(42) \quad p_0 = \rho c e^{j\omega t} 2 [J_1(k_0 z) + J_3(k_0 z) + J_5(k_0 z) + \dots]$$

L'andamento della pressione in funzione di z è indicato nella curva della fig. 7.

La pressione sonora è costante ed eguale a ρc per valori di k_z sufficientemente elevati per i quali come è noto l'integrale della funzione di Bessel di ordine zero

tende all'unità. Quando ci si avvicina all'orlo la pressione comincia a ondulare per andare bruscamente a zero al di là dell'orlo. Tale comportamento è dovuto alla natura delle condizioni ai limiti che si sono implicitamente fissate ricavando la soluzione (42) dalla (40) in cui la corrente è sempre zero per $t = 0$ e cioè si è supposto che per $z < 0$ la pressione sia automaticamente nulla, il mezzo non sia capace di sopportarla. Se si suppone che il cilindro vibrante sia prolungato da un altro cilindro rigido dello stesso raggio, si può determinar anche in tal caso, che è più aderente alla realtà, la variazione della pressione. Basta supporre che la distribuzione di velo-

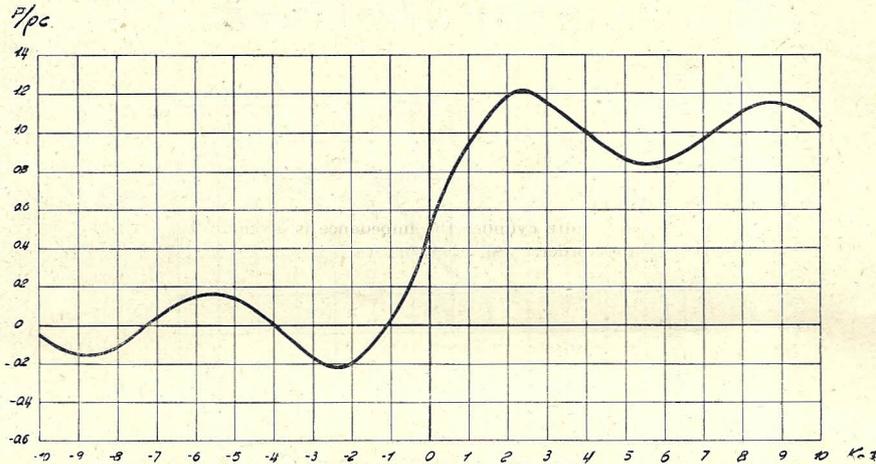


FIG. 8. - Pressione sonora all'orlo fra un piano vibrante e un piano rigido.

rità sia ottenuta dalla somma di due distribuzioni, una costante da $-\infty$ a $+\infty$ con velocità di vibrazione 0,5 e una con velocità di vibrazione $-0,5$ per $z < 0$ e $+0,5$ per $z > 0$. Il risultato di tale distribuzione è di rendere eguale a zero la velocità di vibrazione alla superficie del cilindro fisso ($z < 0$). La pressione diventa allora:

$$(44) \quad p_0 = \rho c \left[\frac{1}{2} + J_1(k_0 z) + J_3(k_0 z) + J_5(k_0 z) + \dots \right]$$

il cui andamento è rappresentato dalla fig. 8 e che è continua lungo tutta la superficie del cilindro stesso.

Dalle formule suddette può essere evidentemente ottenuta la distribuzione di pressione sonora con cilindro di lunghezza finita a , che può essere considerata come la sovrapposizione di due cilindri del tipo suindicato con uno spostamento di origine

$$(45) \quad p_0 = \rho c \left\{ \left[J_1(k_0 z) - J_1[k_0(z-a)] \right] + \left[J_3(k_0 z) - J_3[k_0(z-a)] \right] \right\} + \dots$$

Nelle considerazioni suddette si è supposto il cilindro di dimensioni molto grande. Le formule suddette sono applicabili senza limitazioni al caso di un piano rigido in cui vibri una piastra di lunghezza infinita in una direzione e finita nell'altra.

Milano, 2 gennaio 1957.

RÉSUMÉ

La directivité et l'impédance acoustique d'une source cylindrique phasée artificiellement.

On examine une source sonore formée par un cylindre à vibration radiale, avec vitesse de déplacement à phase variable. On démontre qu'avec ce type d'émetteur on peut émettre son à préférence dans la direction de l'axe et on donne des précisions sur la réalisation pratique d'une telle source avec des cylindres en titanate de baryum, aussi bien que les caractéristiques de directivité et le gain de la source. On calcule l'impédance acoustique du cylindre, qui dans le cas d'un cylindre de longueur infinie est donnée par le rapport de deux fonctions de Hankel de la première espèce.

SUMMARY

Directivity and acoustic impedance of an artificially compensated vibrating cylinder.

The A. examines a sound source formed by a vibrating cylinder with radial velocity varying in phase. It is shown that with this source it is possible to concentrate sound in the direction of the axis of the cylinder and the directivity characteristic and the gain of the source are obtained. It is indicated how such a source can be practically obtained by means of barium titanate cylinders. The radiation impedance of the cylinder is calculated and it is shown that for an infinite cylinder the impedance is given by the ratio of two Hankel functions of the first order.

ZUSAMMENFASSUNG

Richtcharakteristik und akustische Impedanz eines künstlich kompensierten pulsierenden Zylinders.

Man untersucht das Benehmen eines zylindrischen akustischen Strahlers, der schwingt mit radialer Geschwindigkeit von veränderlicher Phase. Man zeigt dass mit diesem Strahler es möglich ist, die Energie hauptsächlich in die Richtung des Axis zu strahlen. Die Richtcharakteristik und der Strahlungsfaktor des Strahlers werden berechnet, sowie seine akustische Impedanz. Im Falle eines unendlichen Zylinders wird die akustische Impedanz als der Quotient von zwei Hankel Funktionen erster Art ausgedrückt.