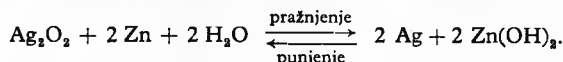


se poslije počeo proizvoditi po licenci i u drugim zemljama. Kako literatura o ovim akumulatorima još ne postoji, moguće je navesti samo one podatke koje daju proizvođačka poduzeća.

Prema navodima proizvođača »Yardney Electric Corporation«, proces pražnjenja i punjenja zbiva se po ovoj jednadžbi:



Elektrolit ovoga akumulatora je kalijiska lužina relativne gustoće 1,40, zasićena cinkovim hidroksidom. Kalijiska lužina elektrolita ne sudjeluje aktivno u kemijskom procesu nego služi samo kao prenosnik, kao u čeličnim akumulatorima.

Napon pražnjenja tog akumulatora je gotovo konstantan, a iznosi uz 10-satnu struju 1,5 V. Ampersatni stupanj iskorišćenja mu je 90%, a vatsatni 75%.

Životni vijek mu je u laboratoriju 300, a u praksi sa specijalnim uređajem za punjenje 150 cikla punjenja i pražnjenja.

Kao prednosti ovih akumulatora navodi se: da imaju izvanredno velik specifični kapacitet, da zauzimaju malo mjesta i da za vrijeme pražnjenja daju jednoličan (gotovo konstantan) napon. Uslijed vrlo malog unutarnjeg otpora dozvoljavaju razmjerno velike jakosti struje pražnjenja.

Negativna strana ovih akumulatora je velika osjetljivost na napon punjenja, tako da se sigurno punjenje može provesti samo sa specijalnim ispravljačima koji ograničavaju napon (2,1 V) i koji omogućavaju da se puni svaki članak baterije posebno. Najkraće vrijeme za koje se akumulator može napuniti jest 10 sati, a normalno punjenje traje 15 sati.

Poduzeće »Yardney Electric Corporation« proizvodi u posljednje vrijeme pod imenom »Silcad« akumulatore srebro-kadmij, koji imaju navodno mnogo dulji životni vijek od akumulatora srebro-cink. Prema navodima proizvođača, ovi akumulatori dosižu u laboratoriju 3000 cikla punjenja i pražnjenja punog kapaciteta.

F. Tr.

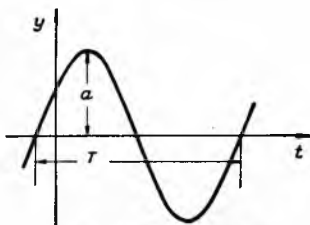
LIT.: W. Bernbach, Die Akkumulatoren, Berlin 1929. — C. Drotschmann, Bleiakumulatoren. Weinheim 1851. — G. W. Vinal, Storage batteries, New York 1954. — Witte u. Schulz-Baldes, Blei- und Stahllakkumulatoren für Fahrzeugantrieb und Schiffsbetriebe, Wiesbaden 1957.

**AKUSTIKA**, nauka o zvuku. Pojave nastajanja, prenošenja i prijema zvuka iskorišćuju se u tehnici mjerenja i u upravljanju ili ostvarivanju tehnoloških procesa, a u arhitekturi uvjetuju kvalitet govora i muzike u prostorijama.

Dugo je vremena proučavanje zvučnih pojava bilo isključivo vezano za probleme muzike i muzičkih instrumenata. Tek XIX st. bilježi znatan napredak akustike kao grane fizike, koji je Rayleigh sazeo u dva sveska svoje *Teorije zvuka* (1877—78). Razvitak radiofonije i elektronike dvadesetih godina ovog stoljeća daje snažan podstrek istraživanjima iz oblasti akustike. Angažiraju se sredstva industrije radi pronalazanja boljih aparatura za komunikacije (Bell Telephone Laboratories). Razvijaju se izvori ultrazvuka (P. Langevin) i iskorišćuju u kemiji, medicini, navigaciji, ispitivanju materijala, ribolovu. I arhitekti se služe akustikom (W. C. Sabine) kako bi postigli što bolje zvučne efekte u velikim dvoranama. Usporedo s usavršavanjem sprava za zapisivanje (gramofon, tonfilm, magnetofon) i reprodukciju muzike i govora (pojačala i zvučnici) raste i potreba za suzbijanjem i izoliranjem buke koja sve više ometa život u gradovima i industrijskim centrima (saobraćaj, strojevi, mlazni avioni).

**Harmonijsko titranje.** Zvukom se zove promjena pritiska, napona, pomaka čestice ili brzine čestice koja se (promjena) širi nekim elastičnim medijem.

Izvori zvuka su tijela koja titraju. Najjednostavnije titranje koje može izvoditi neko sitno tijelo jest *harmonijsko* ili sinusoidno titranje oko položaja ravnoteže (sl. 1); ono se može predočiti formulom:



Sl. 1. Harmonijsko titranje

$$y = a \cos \left( \frac{2\pi}{T} t + \varphi \right),$$

gdje znači *y* udaljenje ili *elongaciju* tijela od položaja ravnoteže, *a* najveće udaljenje ili *amplitudu*, *T* *period titraja*, *t* vrijeme,  $\frac{2\pi}{T} t + \varphi$  *fazni kut*,  $\varphi$  početni

fazni kut. Fazni kut određuje mijenu ili *fazu* titranja. Promijeni li se fazni kut za  $2\pi$ , titranje se vrati ponovo u istu fazu. Mjesto perioda titraja često se upotrebljavaju i *frekvencija*  $\nu$  i *kružna frekvencija*  $\omega$ , definirane relacijom:

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$$

Proučavanje harmonijskog titranja važno je stoga što ono jedino, za razliku od drugih tipova titranja, zadržava svoj oblik prilikom širenja kroz elastični medijum. Svako se drugo periodsko titranje uz to može po Fourierovu teoremu rastaviti na zbroj harmonijskih titranja čije se širenje može individualno pratiti i koja, sastavljena, daju rezultirajuće titranje u bilo kojoj tački sredstva.

Fourierov red glasi:

$$y = f(\omega t) = \frac{a_0}{2} + a_1 \cos \omega t + a_2 \cos 2\omega t + \dots + b_1 \sin \omega t + b_2 \sin 2\omega t + \dots,$$

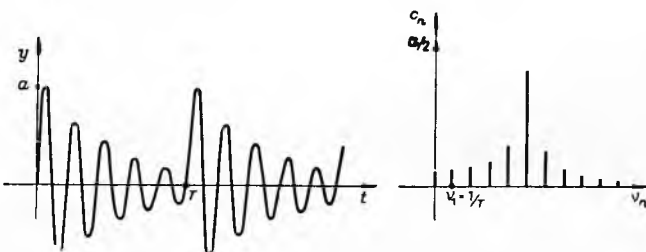
$$\text{gdje je } a_n = \frac{2}{T} \int_0^T y \cos n\omega t dt, \quad b_n = \frac{2}{T} \int_0^T y \sin n\omega t dt.$$

Članovi jednakih frekvencija mogu se zbrojiti, čime se red svodi na oblik:

$$y = f(\omega t) = \frac{c_0}{2} + c_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + c_2 \cos(2\omega t + \varphi_2) + \dots$$

Frekvencije pojedinih članova reda (*harmonikā*) jesu višekratnici osnovne frekvencije titranja koje prikazuje Fourierov red.

Amplitude pojedinih harmonika mogu se prikazati kao dužine u pravokutnom koordinatnom sistemu s frekvencijom kao



Sl. 2. Periodski pojav i njegov spektar

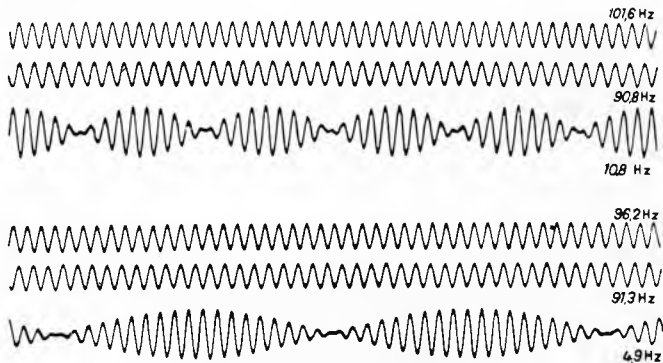
apscisom i amplitudom kao ordinatom. Takav sistem ekvidistantnih linija zove se *linijski spektar* analiziranog titranja (sl. 2). Spektar ne daje informacije o fazama pojedinih harmonika, a one često i imaju sporednu ulogu. Tako uho osjeća dva zvuka kao jednaka ako su im spektri jednaki, pa makar im se oblici titranja, uslijed različitosti faza, bitno razlikovali.

Graničnim prijelazom na neperiodske pojave Fourierov red postaje integral, a linijski se spektar pretvara u kontinuirani.

Sastavljanje dvaju harmonijskih titranja istog pravca, jednakih amplituda, a neznatno različitih frekvencija daje titranje promjenljive amplitude (sl. 3) opisano formulom:

$$y = 2a \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t.$$

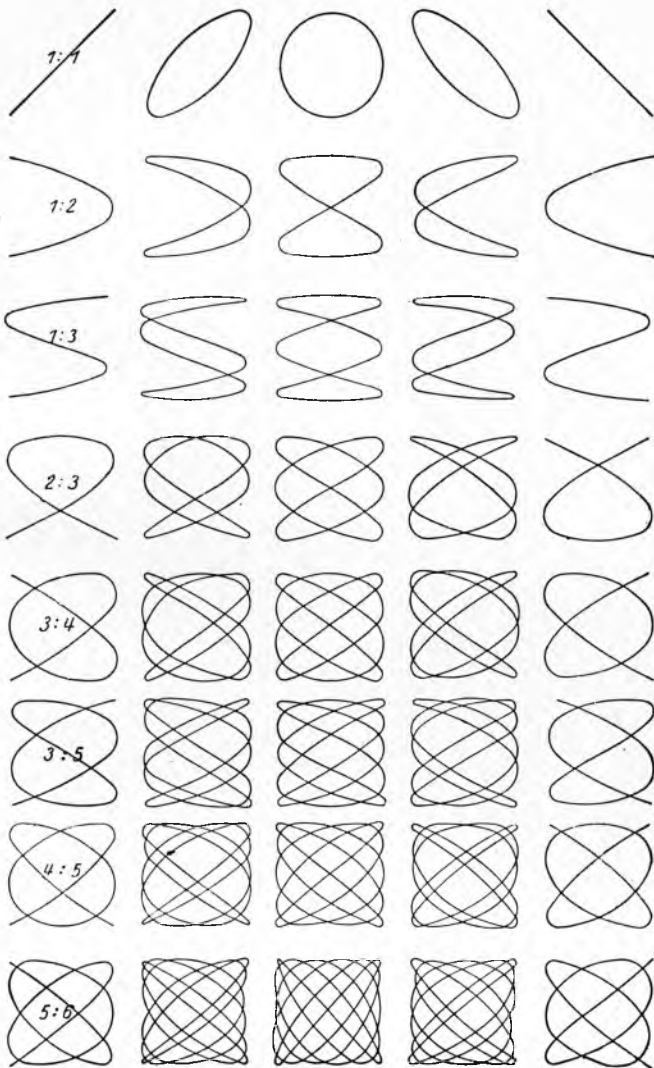
Frekvencija  $\nu_1 - \nu_2$  zove se *frekvencija udara*. Njezinim mjerenjem može se precizno ustanoviti da li dva titranja imaju istu frekvenciju (za ugađanje oscilatora ili muzičkih instrumenata).



Sl. 3. Sastavljeno titranje s udarima

Sastavljanjem dvaju međusobno okomitih harmonijskih titranja komenzurabilnih frekvencija nastaju *Lissajousove figure*,

prikazane na sl. 4 za različite omjere frekvencija i razlike faza. Njima se također mogu, najčešće uz pomoć katodnog osciloskopa, uspoređivati frekvencije i razlike faza dvaju harmonijskih titranja.



Sl. 4. Lissajousove figure za razlike faza 0,  $\pi/4$ ,  $\pi/2$ ,  $3\pi/4$  i  $\pi$

Za dva titranja vrlo blizih frekvencija opaža se na zastoru katodnog osciloskopa kako Lissajousova figura, koja pripada omjeru frekvencija 1 : 1, prolazi redom sve oblike elipse počevši od pravca pa dalje. Frekvencija tog periodičnog mijenjanja oblika jednaka je razlici frekvencija uspoređivanih titranja. Na taj se način vrlo precizno mogu uskladiti frekvencije dvaju harmonijskih titranja, što je vrlo važno za priključivanje laboratorijskih supstandardnih frekvencija na standardne frekvencije koje redovito emitiraju stanovite radio-stanice.

**Harmonijski oscilator.** Najjednostavniji titrajni sistem je harmonijski oscilator. To je sistem s jednim stepenom slobode u kojem titra sitno tijelo mase  $m$  vezano za položaj ravnoteže silom proporcionalnom udaljenju od položaja ravnoteže. Njegova je jednadžba gibanja;

$$m\ddot{y} + cy = 0,$$

gdje je  $c$  konstanta proporcionalnosti zvana konstanta elastičnosti veze. Rješenje ove jednadžbe je harmonijska funkcija perioda:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{c}}.$$

Harmonijski oscilator je izohron sistem jer mu titrajno vrijeme ne zavisi o amplitudi. Njegova ukupna energija iznosi:

$$E = \frac{1}{2} m a^2 \omega^2.$$

Izvor zvuka nije izoliran sistem, već je povezan sa sredstvom koje prenosi zvuk. Ono neprestano oduzima energiju izvoru i djeluje na njega silama reakcije prigušujući tako njegovu amplitudu. Prigušenje harmonijskog oscilatora mjeri se omjerom dviju uzastopnih amplituda u istom smjeru:

$$k = \frac{a_n}{a_{n+1}}$$

ili, katkada zgodnije, veličinom  $\Lambda$ :

$$\Lambda = \ln k,$$

nazvanom *logaritamski dekrement* prigušenja (sl. 5). Mjerenjem se gotovo uvijek nalazi da je  $k$  stalna veličina, na osnovu čega se može zaključiti da je otpor što ga sredstvo pruža gibanju čestice srazmjeran brzini čestice. Zato je jednadžba gibanja prigušenog harmonijskog oscilatora:

$$m\ddot{y} + r\dot{y} + cy = 0,$$

gdje je  $r$  konstanta otpora sredstva. Rješenje je za ne preveliko prigušenje:

$$y = a e^{-\Lambda \frac{t}{T}} \cos(\omega t + \varphi).$$

Amplituda titranja eksponencijalno trne, a period titraja  $T$  postaje, uslijed prigušenja, duži od perioda titraja neprigušenog oscilatora, prema formuli:

$$T = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\Lambda}{2\pi}\right)^2}.$$

Vidi se da tek znatno prigušenje može vidljivo utjecati na period titraja. Tako na primjer prigušenje koje uzrokuje smanjenje amplitude za 10% po titraju ( $k = 1,1$  ili  $\Lambda = 0,1$ ) produljuje period titraja tek za 0,01%.

Da bi neki prigušeni harmonijski oscilator titrao stalnom amplitudom, valja djelovati na njega harmonijski periodičnom silom. Jednadžba gibanja ima tada oblik:

$$m\ddot{y} + r\dot{y} + cy = F \cos \omega t.$$

Stacionarno rješenje za ne preveliko prigušenje glasi:

$$y = a \cos(\omega t + \varphi).$$

Uz oznaku  $a_0 = \frac{F}{c}$  (statička amplituda) i  $\omega_0 = \sqrt{\frac{c}{m}}$  (kružna frekvencija slobodnog neprigušenog oscilatora) vrijedi:

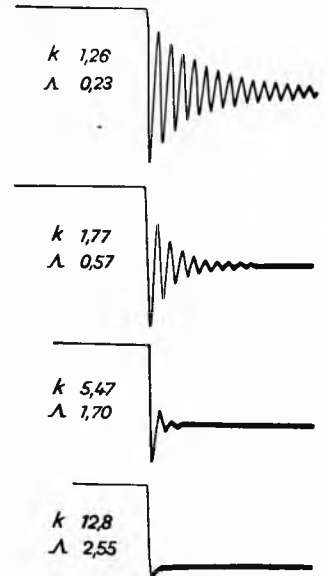
$$\frac{a}{a_0} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{\Lambda^2/\pi^2}{1 + \Lambda^2/4\pi^2} \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}},$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Lambda/\pi}{\sqrt{1 + \Lambda^2/4\pi^2} \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1\right)}.$$

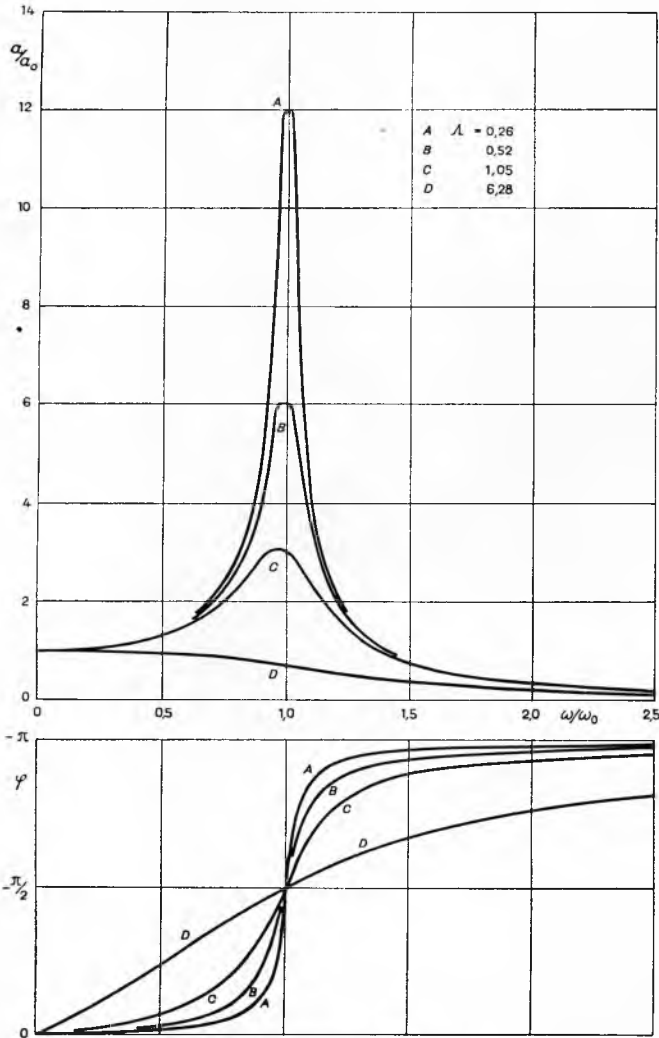
Tok relativne amplitude  $\frac{a}{a_0}$  (rezonantna krivulja) i faze u zavisnosti o relativnoj frekvenciji  $\frac{\omega}{\omega_0}$  prikazani su na slici 6 za različite logaritamske dekremeente  $\Lambda$ .

Relativna amplituda postiže svoj maksimum:

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)_{\max} = \frac{1 + \Lambda^2/4\pi^2}{\Lambda/\pi}$$



Sl. 5. Prigušeno titranje

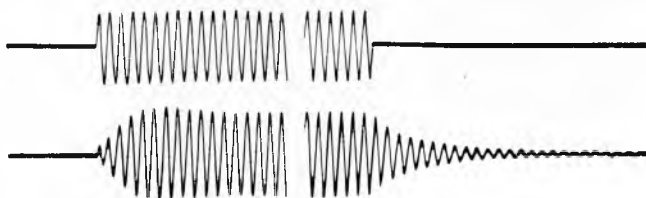


Sl. 6. Rezonantne krivulje

za relativnu frekvenciju:

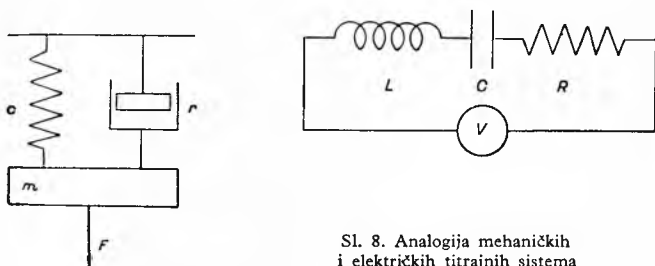
$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \frac{1 - \Lambda^2/4\pi^2}{1 + \Lambda^2/4\pi^2}$$

Promatra li se napose pojava titranja na početku djelovanja uzbuđne sile, naći će se da amplituda oscilatora raste postepeno



Sl. 7. Utitravanje i istitravanje oscilatora

od nule do svoje stacionarne vrijednosti. Taj prelazni pojav utitravanja traje to duže što je uzbuđna frekvencija bliža rezonantnoj frekvenciji. Općenito se uz različite frekvencije tokom utitravanja



Sl. 8. Analogija mehaničkih i električkih titrajnih sistema

opažaju i udari. Prelazni pojav istitravanja je naprosto prigušeno titranje slobodnog oscilatora (sl. 7).

Proučavanje mehaničkih titrajnih sistema olakšava se znatno upotrebom analogije s električnim titrajnim krugovima (sl. 8) koja proizlazi iz analogno građenih diferencijalnih jednačbi:

$$m\ddot{y} + r\dot{y} + cy = Fe^{j\omega t} \quad \text{za mehanički sistem,}$$

$$L\ddot{q} + R\dot{q} + \frac{1}{C}q = Ve^{j\omega t} \quad \text{za električni sistem.}$$

Odatle slijedi da je brzina čestice  $u$  koja titra analogna struji  $i$ , a njen pomak  $y$  analogan naboju  $q$ . Također je masa čestice  $m$  analogna koeficijentu samoindukcije  $L$ , konstanta otpora sredstva  $r$  analogna otporu  $R$ , a konstanta elastičnosti  $c$  analogna recipročnoj vrijednosti kapaciteta  $C$ .

Za električni titrajni krug poznato je rješenje:

$$i = \frac{Ve^{j\omega t}}{Z} = \frac{Ve^{j\omega t}}{R + j(\omega L - 1/\omega C)},$$

gdje je impedancija  $Z$  općenito kompleksna veličina. Uvodeći na analogan način pojam *mehaničke impedancije*

$$Z_m = r + j\left(\omega m - \frac{c}{\omega}\right) = r + jx,$$

dolazi se do relacija:

$$y = \frac{Fe^{j\omega t}}{j\omega Z_m} \quad \text{za pomak čestice,}$$

$$u = \frac{Fe^{j\omega t}}{Z_m} \quad \text{za brzinu čestice.}$$

Provede li se račun za pobuđeni oscilator, izlazi:

$$y = \frac{Fe^{j(\omega t + \varphi)}}{\omega |Z_m|},$$

$$u = \frac{Fe^{j(\omega t + \varphi + \pi/2)}}{|Z_m|},$$

gdje je

$$|Z_m| = \sqrt{r^2 + (\omega m - c/\omega)^2}$$

$$\text{tg } \varphi = \frac{r}{\omega m - c/\omega} = \frac{r}{x} = \text{ctg } \varphi \quad (\text{sl. 9}).$$

Oscilator će biti rezonantno pobuđen kada bude  $\omega m - c/\omega = 0$ , to jest kada je kružna frekvencija uzbuđne sile jednaka

$$\omega = \sqrt{\frac{c}{m}} = \omega_0$$

tj. jednaka kružnoj frekvenciji slobodnog neprigušenog oscilatora. Tada je  $|Z_m| = r$ , te amplituda brzine čestice postiže svoj maksimum  $F/r$ . Najveća amplituda pomaka čestice nalazi se prije rezonancije, dok je najveća amplituda ubrzanja čestice poslije rezonancije. Ove formule vode supstitucijom

$$r/m = 2\Lambda/T$$

na već ranije izvedene relacije za pobuđeni oscilator, no jasno pokazuju prikladnost kompleksnog računa.

Snaga kojom uzbuđna sila održava oscilator u titranju iznosi u vremenskom prosjeku:

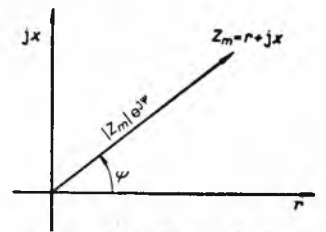
$$\overline{W} = -\frac{1}{2} \frac{F^2}{|Z_m|} \sin \varphi = \frac{1}{2} \frac{r F^2}{|Z_m|^2}$$

i najveća je za slučaj rezonancije, kada je  $|Z_m| = r$ :

$$\overline{W}_{\text{max}} = \frac{1}{2} \frac{F^2}{r}.$$

$\overline{W}/\overline{W}_{\text{max}}$  bit će jednako 1/2 za relativne frekvencije:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\pm \Lambda/2\pi + \sqrt{1 + \Lambda^2/2\pi^2}}{\sqrt{1 + \Lambda^2/4\pi^2}},$$



Sl. 9. Mehanička impedancija

što daje za slabo prigušeni oscilator:

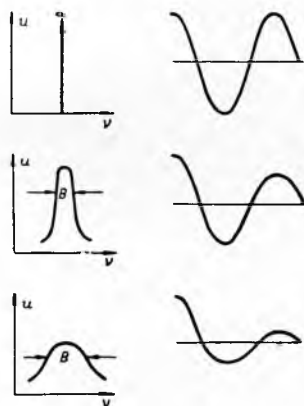
$$\frac{\omega}{\omega_0} \approx 1 \pm \Lambda/2\pi.$$

Rezonantna krivulja je u takvu slučaju simetrična u okolišu  $\omega/\omega_0 = 1$ . Za devijaciju rezonantne relativne frekvencije  $\pm \Lambda/2\pi$  amplituda pomaka pada na  $\frac{\sqrt{2}}{2}$  svoje najveće vrijednosti. Ovo se svojstvo često upotrebljava za mjerenje logaritamskog dekrementa slabo prigušenih oscilatora.

Širinom pojasa  $B$  naziva se interval frekvencija u kojem je  $\bar{W}/W_{\max} \geq \frac{1}{2}$ . Iz gornjih relacija proizlazi da je općenito:

$$B = \frac{\Lambda/\pi}{\sqrt{1 + \Lambda^2/4\pi^2}} \omega_0 = \frac{\omega_0}{Q \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)^2}},$$

označi li se sa  $Q = \pi/\Lambda$  dobrota oscilatora po analogiji s električnim titrajnim krugovima.



Sl. 10. Utjecaj prigušenja na harmonijski oscilator

Oscilator s malim prigušenjem ima veliku rezonantnu amplitudu, veliki  $Q$  i malu širinu pojasa  $B$ , a za oscilator s velikim prigušenjem vrijedi obrnuto (sl. 10).

Oscilator koji proizvodi zvuk i sredstvo koje prenosi zvuk čine jedan složeni vibracioni sistem. Ipak ih je zgodno teoretski razdvojiti i promatrati stvarno titranje oscilatora kao pokretač prisiljenog titranja medija. Čini se mala pogreška kada se u akustici stvarno titranje oscilatora aproksimira slobodnim titranjem koje bi on izvodio u odsutnosti medija.

**Zvučni val.** Okruži li se oscilator neograničenim elastičnim medijem, s vremenom će sve veći i veći dio medija doći u stanje titranja. Pojedine će čestice medija titrati s istom frekvencijom kad i oscilator no s drukčijom fazom, koja zavisi o brzini širenja stanja titranja i o mjestu promatrane čestice. Prostorna razdioba elongacija koja se sagrađi i koja se pomiče stanovitom brzinom naziva se *progressivni zvučni val*. Najjednostavniji je tip vala *ravni harmonijski val*, kojemu su elongacije čestica u ravnini okomitoj na smjer širenja vala jednake, raspored elongacija čestica u smjeru širenja vala sinusoidalan, a titranje svake čestice harmonijsko stalne frekvencije. Takav se tip vala, ako napreduje u smjeru osi  $x$ , opisuje izrazom:

$$y = A \cos \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x}{v} \right),$$

gdje je  $y$  elongacija čestice na mjestu  $x$  u času  $t$ ,  $A$  amplituda čestice na mjestu  $x$ ,  $t$  vrijeme,  $x$  mjesto,  $v$  brzina vala u smjeru osi  $x$ ,  $T$  period titraja čestice.

Udaljenost koju val prijeđe za vrijeme  $T$  zove se valna dužina  $\lambda$ . Frekvenciju, brzinu i valnu dužinu veže relacija

$$\lambda v = v.$$

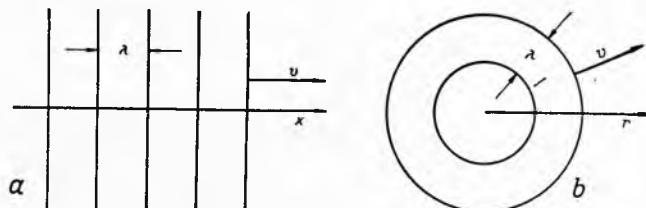
Pomoću ove definicije može se jednadžbi ravnog harmonijskog vala dati i oblik koji je katkada zgodan za račun:

$$y = A \cos (\omega t - kx), \quad k = 2\pi/\lambda.$$

Plohe što ih tvore čestice najveće elongacije zovu se valne fronte. One su za ravni harmonijski val ekvidistantne paralelne ravnine okomite na smjer širenja vala (sl. 11a). Valne fronte kuglastog harmonijskog vala su ekvidistantne koncentrične kugle (sl. 11b). Smjer širenja vala je radijalan, a sam se val može opisati izrazom:

$$y = \frac{A}{r} \cos \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{r}{v} \right) = \frac{A}{r} \cos (\omega t - kr).$$

Amplituda kuglastog vala opada s udaljenošću od izvora zvuka. U dostatnoj daljini od centra može se jedan dio kuglastog vala



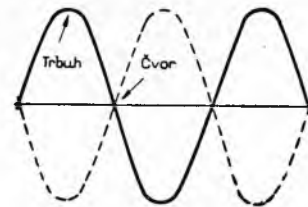
Sl. 11. Vrste valova: a ravni val, b kuglasti val

uspješno aproksimirati ravnim valom, što često olakšava rješavanje praktičnih problema.

Superponiraju li se dva vala jednake amplitude i frekvencije koji se šire istim pravcem a različitim smjerovima, nastaje stojni val koji se može opisati izrazom:

$$y = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \frac{2\pi}{T} t.$$

Rezultirajući je raspored elongacija sinusoidalan, no valne fronte ne putuju, tako da je amplituda pojedinih čestica različita i zavisna o mjestu. Čvorovi su mjesta gdje je amplituda jednaka nuli, a trbusi mjesta gdje je ona maksimalna (sl. 12). Stojni valovi obično nastaju pri refleksijama. Upadni i reflektirani val mogu interferirati i dati stojni val.



Sl. 12. Stojni val

U unutrašnjosti kapljevine i plinova čestice mogu titrati samo u smjeru širenja vala. Po njima se mogu širiti samo *longitudinalni valovi*. Kada takav val prolazi tekućinom, položaj, brzina, tlak, gustoća i temperatura pojedinih čestica fluktuiraju oko svoje srednje vrijednosti. Za svaku tekućinu malog viskoziteta vrijedi, uz ograničenje da je amplituda zvuka malena, jednadžba kontinuiteta:

$$\text{div } \vec{u} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t},$$

jednadžba gibanja:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \text{grad } p$$

i veza između gustoće i pritiska:

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = \alpha \rho,$$

gdje je  $\vec{u}$  brzina,  $p$  ukupni pritisak,  $\rho$  gustoća i  $\alpha$  koeficijent kompresibilnosti tekućine. Iz ovih se jednadžbi izvodi valna jednadžba za pritisak:

$$\Delta p = \alpha \rho \frac{\partial^2 p}{\partial t^2},$$

iz koje se vidi da je brzina zvuka u tekućini:

$$v = \sqrt{\frac{1}{\alpha \rho}} = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}.$$

Normalno su promjene stanja tekućine u zvučnom polju adijabatske, jer su tako brze da ne može doći do znatnije izmjene topline između pojedinih čestica.

Za adijabatsku promjenu stanja idealnog plina nalazi se relacija:

$$\frac{dp}{p} = \kappa \frac{d\rho}{\rho},$$

gdje je  $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$  omjer specifičnih toplina uz stalan pritisak i uz stalan volumen, a odatle slijedi da je  $\alpha = 1/\kappa \rho$  i konačno:

$$v = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}}$$

za idealni plin. Uzevši u obzir jednadžbu stanja  $p/\rho = RT$ , nalazi se da je:

$$v = \sqrt{\gamma RT},$$

gdje je  $R$  plinska konstanta, a  $T$  apsolutna temperatura plina.

U neograničenim čvrstim tijelima mogući su, osim longitudinalnih valova, i transverzalni valovi, u kojima čestice titraju okomito na smjer širenja vala. Vrijede ove formule:

$$v_{\text{longitudinalno}} = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho(1-\mu-2\mu^2)}},$$

$$v_{\text{transverzalno}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\mu)}},$$

gdja je  $E$  Youngov modul elasticiteta, a  $\mu$  Poissonov koeficijent poprečne kontrakcije.

Snaga koja se prenosi kroz dio valne fronte površine  $dS$  iznosi

$$dW = p u dS = \frac{p}{u} u^2 dS.$$

Općenito, kompleksni omjer pritiska zvuka  $p$  i brzine čestice  $u$  naziva se, po analogiji s električnim veličinama, *specifična akustička impedancija*  $Z_s$ . Omjer između vremenskog prosjeka zvuka  $d\bar{W}$  i dijela valne fronte površine  $dS$  kroz koju se ona prenosi definira se kao *intenzitet zvuka*, a omjer između vremenskog prosjeka energije  $d\bar{E}$  i volumena  $dV$  zvučnog polja u kojem je ona sadržana definira se kao *gustoća energije zvučnog polja*.

Za ravni harmonijski val koji se širi u smjeru osi  $x$  vrijede relacije:

$$p = P e^{j(\omega t - kx)} \quad i \quad u = U e^{j(\omega t - kx)},$$

što zajedno s jednadžbom gibanja

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

daje:

$$Z_s = \rho v.$$

Budući da veličina  $\rho v$  zavisi samo o sredstvu, ona se naziva karakterističnom impedancijom sredstva. Dalje se za ravni harmonijski val dobiva:

$$\frac{d\bar{W}}{dS} = \frac{1}{2} \rho v U^2 = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 A^2 = \frac{1}{2} \frac{P^2}{\rho v},$$

$$\frac{d\bar{E}}{dV} = \frac{1}{2} \rho U^2 = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 = \frac{1}{2} \frac{P^2}{\rho v^2}.$$

Raste li intenzitet zvuka geometrijskom progresijom, ljudsko će uho čuti kako glasnoća zvuka raste otprilike aritmetičkom progresijom. Zbog takve reakcije uha utvelo se u akustiku uz apsolutno mjerenje intenziteta zvuka i relativno logaritamsko mjerenje. Definira se da je relativni intenzitet zvuka porastao za 1 bel ako mu se apsolutni intenzitet povećao deset puta. Normira li se da je relativni intenzitet jednak nuli za određeni referentni intenzitet i uzme li se deset puta manja jedinica, decibel, vrijedi da je relativni intenzitet u decibelima = nivo intenziteta =

$$= 10 \log \frac{I}{I_{\text{ref}}}.$$

Općenito se odabire:

$$I_{\text{ref}} = 10^{-12} \text{ W/m}^2,$$

što odgovara pragu čujnosti prosječnog ljudskog uha za zvuk frekvencije 1000 sek<sup>-1</sup>.

Budući da se obično umjesto intenziteta mjeri pritisak zvuka, a ove dvije su veličine za ravni val povezane relacijom

$$I = \frac{p^2}{Z_s} = \frac{p^2_{\text{efektivno}}}{\rho v},$$

zgodno je uvesti definiciju za nivo efektivnog pritiska:

$$\text{Nivo pritiska u decibelima} = 20 \log \frac{p}{p_{\text{ref}}}.$$

Kako je  $\rho v$  za uzduh pritiska 760 mm Hg i temperature 40°C upravo jednako 400  $\frac{\text{N sek}}{\text{m}^2}$ , to su, odabirući  $p_{\text{ref}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$  nivoi pritiska i intenziteta ravnog vala u uzduhu normalnog stanja

gotovo jednaki; to je vrlo zgodno za praksu. Ipak valja imati na umu da se nivoi intenziteta i pritiska mogu znatno razlikovati ako sredstvo nije uzduh ili ako zvučno polje nije progresivan ravan val.

**Izvori zvuka.** Najjednostavnijim tipom izvora zvuka može se smatrati pulsirajuća kugla koja sinusoidalno periodički mijenja svoj radijus  $a$ . Pritisak kuglastog vala koji kugla emitira iznosi u udaljenosti  $r$  od centra kugle:

$$p = P \frac{a}{r} e^{j(\omega t - kr)},$$

gdje je  $P$  amplituda pritiska na površini kugle. Brzina čestice u zvučnom polju je također harmonijska funkcija vremena i mjesta.

Iz jednadžbe gibanja

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$$

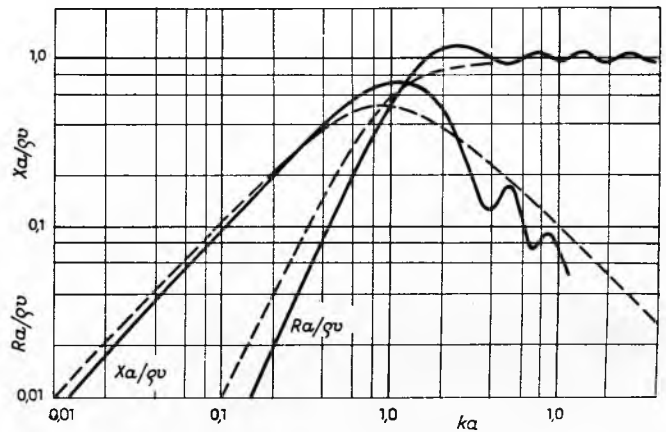
izlazi:

$$u = -\frac{1}{j\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{Pa}{\rho v} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right).$$

Specifična akustička impedancija iznosi:

$$Z_s = \frac{p}{u} = \frac{\rho v}{1 + (1/jkr)}.$$

Kao što za velike udaljenosti  $r$  od kugle prelazi u ograničenim područjima sferni val u ravni val, tako i specifična akustička

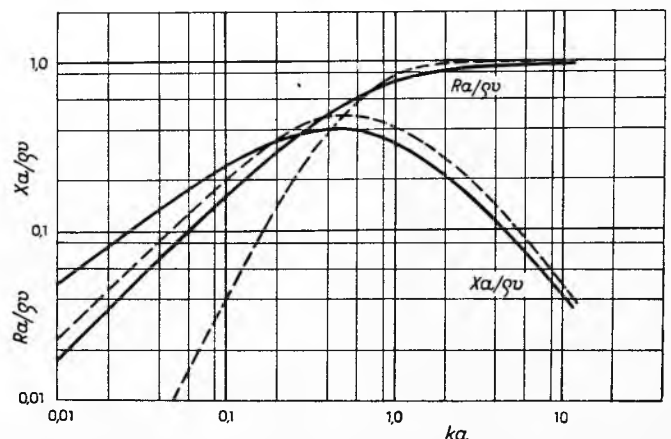


Sl. 13. Impedancija kugle i klipa.  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $a$  radijus klipa ili kugle; — kugla, — — — klip

impedancija kuglastog vala prelazi u karakterističnu impedanciju medija.

Na samoj površini kugle, to jest za  $r = a$ , iznosi specifična akustička impedancija:

$$Z_a = \frac{\rho v}{1 + (1/jka)} = \frac{\rho v}{1 + (1/ka)^2} + j \frac{\rho v/ka}{1 + (1/ka)^2} = R_a + j X_a.$$



Sl. 14. Impedancija cilindra i vrpce.  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $a$  radijus cilindra ili poluširina vrpce; — cilindar, — — — vrpca

Pomnoži li se  $Z_a$  površinom kugle, dobiva se mehanička impedancija kugle odlučna za račun snage koja se troši na održavanje oscilacija kugle.

Proračun specifične akustičke impedancije za druge oblike oscilatora vrlo je složen te su zato rezultati prikazani samo grafički, i to za kuglu, za klip usađen u ravninu (sl. 13), za dugački valjak i za dugačku vrpcu usađenu u ravninu (sl. 14). Kao što se vidi iz dijagrama, unatoč bitnoj kvalitativnoj razlici u oscilatorima, impedancije se na čitavom opsegu frekvencija ne razlikuju više nego za faktor dva. To znači da je za snagu emisije oscilatora mnogo odlučnija njegova veličina nego njegov oblik. O obliku oscilatora zavisi spektar frekvencija zvuka koji on može emitirati i raspored intenziteta zvuka u zvučnom polju.

Tako napeta *struna* koja vibrira transverzalno može titrati frekvencijama:

$$v_n = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

gdje je  $l$  dužina,  $\sigma$  omjer napetosti i površine presjeka (napon) i  $\rho$  gustoća strune.

*Elastični štapovi* mogu titrati longitudinalno i transverzalno, a frekvencije titraja zavise o načinu učvršćenja. Pri longitudinalnom titranju štapova frekvencije tvore harmonički niz kao i pri titranju strune slijedeći relacije:

$$v_n = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

za štap slobodan na oba kraja, i

$$v_n = \frac{2n-1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

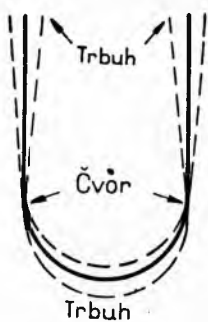
za štap učvršćen na jednom kraju. Nije tako pri transverzalnom titranju; tu vrijedi formula:

$$v_n = \frac{\pi s_n^2 i}{8 l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

gdje je  $E$  Youngov modul elastičnosti,  $l$  dužina štapa,  $\rho$  gustoća štapa,  $i$  radijus tromosti poprečnog presjeka s obzirom na neutralnu os ( $r/2$  za kružni presjek,  $a/\sqrt{12}$  za kvadratični presjek),  $s_n$  koeficijent koji zavisi o načinu učvršćenja i iznosi približno  $s_n \approx 4n - 1$  za štap učvršćen na oba kraja,  $s_n \approx 2n - 1$  za štap učvršćen na jednom kraju.

Tačan račun pokazuje da se frekvencije titranja odnose kao 1 : 2,76 : 5,41 : 8,93 : ... za prvi slučaj i kao 1 : 6,27 : 17,55 : 34,39 : ... za drugi slučaj.

*Glazbena vilica* (sl. 15) titra također transverzalno frekvencijama koje ne tvore harmonijski niz. One se odnose otprilike kao 1 :  $6\frac{1}{4}$  :  $17\frac{1}{2}$  : ... , tj. kao pri transverzalnom titranju štapa učvršćenog na jednom kraju. Ipak gornji tonovi, ionako slabi, vrlo brzo zamiru te vilica titra sinusoidno svojom osnovnom frekvencijom.



Sl. 15. Titranje glazbene vilice

*Membrane* su dvodimenzionalni analogon strunama, s tom razlikom što slijeđ frekvencija pri njihovu titranju nije harmonijski. Osnovni ton za kružnu membranu daje formula:

$$v_{01} = \frac{0,383}{r} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}},$$

gdje je  $r$  radijus a  $\sigma$  radijalni napon po rubu membrane.

Gornji tonovi tvore niz:

$$v_{01} : v_{21} : v_{02} : v_{31} : \dots = 1 : 1,59 : 2,14 : 2,30 : 2,65 : \dots$$

*Ploče* su dvodimenzionalni analogon štapovima. Osnovni ton za kružnu ploču učvršćenu po rubu računa se prema formuli:

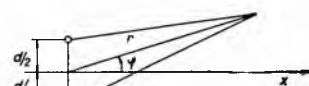
$$v_{01} = \frac{0,934d}{2r^2} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\mu^2)}}$$

gdje je  $d$  debljina,  $r$  radijus ploče,  $\mu$  Poissonov koeficijent ( $\sim 0,3$  za čelik). Gornji tonovi tvore neharmonijski niz:

$$v_{01} : v_{21} : v_{02} : v_{12} : \dots = 1 : 2,09 : 3,43 : 3,91 : 5,98 \dots$$

Plinovi i kapljevine u šupljinama mogu se također pobuditi na oscilacije. *Stupac plina* u cilindričnoj cijevi duljine  $l$  može titrati frekvencijama  $v_n = nv/2l$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$  ako je cijev s obje strane otvorena, ili frekvencijama  $v_n = (2n-1)v/4l$  ako je cijev s jedne strane zatvorena, pri čemu je sa  $v$  označena brzina zvuka u plinu. Kako su ove formule izvedene uz pretpostavku da je na otvorenom kraju cijevi trbuh titranja, što nije posve tačno budući da otvoreni kraj emitira približno kuglaste valove zvuka, valja frekvencije računati s efektivnom dužinom cijevi, koja je od stvarne dužine cijevi veća za  $0,58 \times$  radijus cijevi za svaki otvoreni kraj.

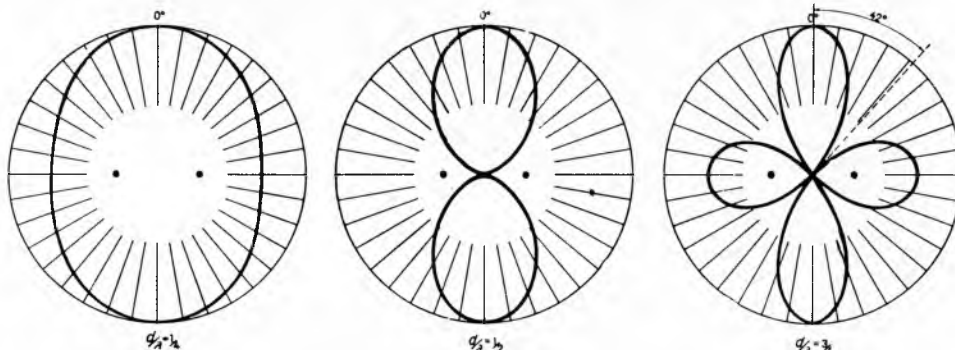
*Zvučno polje* pojedinih izvora zvuka može se teoretski odrediti pomoću Huyghensova principa: površina se oscilatora razdijeli u tako sitne dijelove da se svaki od njih može smatrati sitnim izvorom elementarnih kuglastih valova. Pritisak zvuka u promatranoj tački zvučnog polja tada je zbroj pritisaka svih elementarnih valova u toj tački.



Sl. 16. Dva jednostavna izvora zvuka

Dok u zvučnom polju jednog sitnog izvora pritisak zvuka opađa u svim smjerovima po istom zakonu

$$p = P \frac{a}{r} e^{i(\omega t - kr)},$$



Sl. 17. Direktivna karakteristika dvaju jednostavnih izvora jednakih faza

već za samo dva sitna izvora koji titraju istom fazom zvučno polje pokazuje izrazita direktivna svojstva. Pritisak zvuka u tački određenoj polarnim koordinatama  $r, \varphi$  (sl. 16) zvučnog polja dvostrukog izvora dužine  $d$  iznosi, za  $r \gg d$ :

$$p = 2P \frac{a}{r} e^{i(\omega t - kr)} \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right).$$

Direktivna funkcija  $\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)$  prikazana je na sl. 17 za tri različite vrijednosti parametra  $d/\lambda$ . Ona je za  $d/\lambda = 1/2$  jednaka nuli u smjeru spojnice izvora, a za  $d/\lambda = 3/4$  jednaka je nuli u smjerovima nagnutim za  $42^\circ$  prema okomici na spojnicu izvora te tako tvori četiri zrake.

Kut  $\varphi$  za prvu nultačku direktivne funkcije računa se prema formuli:

$$\varphi = \arcsin \lambda/2d$$

i zove se *poluširina zrake*. Katkada se poluširina zrake definira kao kut za koji pritisak padne na  $1/\sqrt{2}$  svoje najveće vrijednosti, ili 3 db ispod maksimalnog nivoa pritiska. Tada je:

$$\varphi = \arcsin \lambda/4d.$$

Kružni klip promjera  $d$  usaden u ravninu ima direkcionu funkciju:

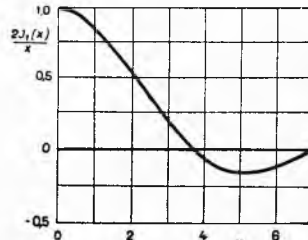
$$\frac{2J_1\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi}$$

gdje  $J_1(x)$  označuje Besselovu funkciju prvog reda prve vrste. Gornja funkcija prikazana je grafički na slikama 18 i 19.

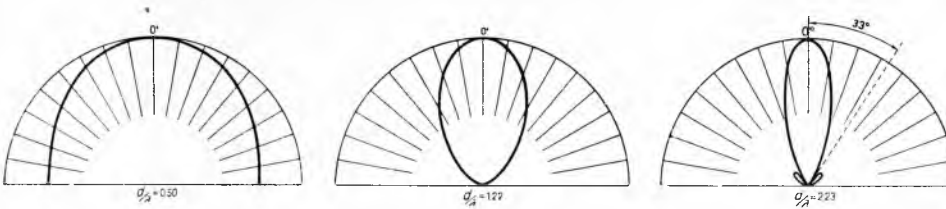
Glavna zraka klipa ima poluširinu  $\varphi$  određenu formulom:

$$\sin \varphi = 1,22 \lambda/d.$$

Vidi se da je direktnost klipa kao izvora zvuka znatna ako je promjer klipa velik prema valnoj dužini emitiranih valova. Za čujne frekvencije trebalo bi da klip u uzduhu bude koji metar u promjeru, što je tehnički teško izvedivo. Za zvuk visoke frekvencije ne bi bio potreban velik klip, ali bi doseg bio malen zbog viskoznih i toplinskih gubitaka. Za klip u vodi ove smetnje



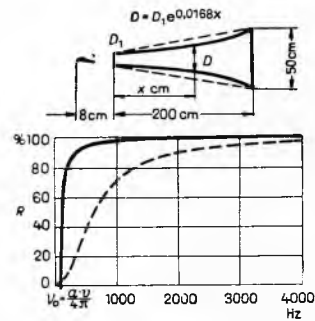
Sl. 18. Funkcija  $2J_1(x)/x$



Sl. 19. Direktivna karakteristika klipa usadenog u ravninu

otpadaju, pa se znaju upotrebljavati dijafragme promjera 30 do 40 centimetara koje titraju sa 50 do 100 kilocikla u sekundi emitirajući valove dužine 1 do 2 centimetra.

Direktivnost sitnog izvora zvuka može se postići njegovim smještajem u grlo trube. Ako je dužina trube dosta veća od valne duljine zvuka, a koničnost trube malena, uzduh u otvoru trube titra poput klipa svugdje istom fazom. Truba također djeluje



Sl. 20. Konična i eksponencijalna truba

Svi nabrojani izvori zvuka moraju se održavati u titranju dovodenjem energije koja kompenzira akustičku energiju emitiranu u zvučno polje. Takve sprave koje pretvaraju jednu vrstu energije u drugu nazivaju se općim imenom *transdudtori*. U akustici se najčešće upotrebljavaju elektroakustički transdudtori.

**Elektrostatički transdudtor** (sl. 21a) je kondenzator s jednom elektrodom u obliku membrane. Superpozicijom izmjeničnog napona  $V$  polarizirajućem istosmjernom naponu  $V_0$  dovodi se membrana u titranje zbog izmjenične komponente sile koja djeluje među elektrodama.

**Elektrodinamički transdudtor** (sl. 21b) ima zavojnicu spoenu s membranom i nataknutu na magnet. Kada zavojnicom teče izmjenična struja  $I$ , membrana titra zbog naizmjeničnog privlačenja i odbijanja zavojnice i magneta.

**Piezoelektrični transdudtor** (sl. 21c) iskorišćuje piezoelektrična svojstva nekih kristala. Kvarcova pločica izrezana iz kristala pod određenim kutom mijenja svoju debljinu u promjenljivom električ-

nom polju. Izmjenični napon  $V$  koji se dovodi elektrodama nalijepljenim na pločicu uzrokuje njezino titranje. Osim kristala kvarca upotrebljavaju se i kristali Na-K-tartarata ( $\text{NaKC}_4\text{H}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ), amonijeva dihidrogen-fosfata ( $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ) i litijeva sulfata ( $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ), također oblici pečeni iz barijeva titanata ( $\text{BaTiO}_3$ ) i naknadno polarizirani u snažnom električnom polju.

**Magnetostriktivni transdudtor** (sl. 21d) se osniva na svojstvu štapova od željeza, nikla, kobalta i nekih legura da mijenjaju svoju duljinu u promjenljivom magnetskom polju. Superpozicijom izmjenične struje  $I$  polarizirajućoj struji  $I_0$  dovodi se štap u longitudinalno titranje. Obično se upotrebljavaju štapovi od nikla, permalloya 45 (45% Ni, 55% Fe) i alfera (13% Al, 87% Fe).

Opisani elektroakustički transdudtori su reverzibilni, tj. oni se mogu upotrijebiti i kao izvori i kao prijemnici zvučne energije.

**Rasprostriranje zvuka.** Brzina zvuka je osnovna akustička veličina medija kojim se zvuk širi. Za malene amplitude zvuka vrijedi formula:

$$v = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$$

gdje je  $K$  odgovarajući modul elastičnosti medija, a  $\rho$  njegova gustoća. U poglavlju o zvučnom valu izvedene su formule za brzinu zvuka male amplitude u plinovima, kapljevinama i čvrstim tijelima.

Na temperaturi od 20°C i pod atmosferskim pritiskom nalazi se eksperimentalno za brzinu zvuka u m/sek: u kloru 213, uzduhu 344, rasvjetnom plinu 508, heliju 1006, vodik u 1316, alkoholu 1170, vodi 1460, morskoj vodi (3% soli) 1510, olovu 5600, niklu 5600, čeliku 6100.

Navedena brzina zvuka u čvrstim tijelima je brzina longitudinalnog vala u neograničenom mediju. Za ograničene oblike, kao štapove, ploče i slično, brzina zvuka zavisi o tipu vala, obliku tijela i frekvenciji zvuka.

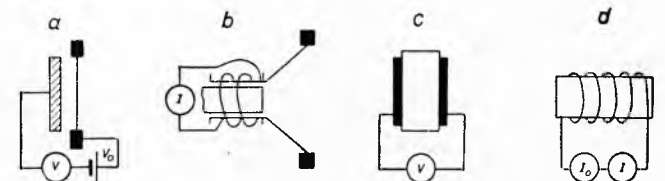
Zavisnost brzine vala o valnoj dužini očituje se u *dispersiji* vala. Val, ukoliko nije strogo harmonijski, ne zadržava svoj oblik putujući medijem.

Plinovi i kapljevine, za razliku od čvrstih oblika, npr. štapova, ne pokazuju dispersiju. Unatoč tome može doći u uzduhu do distorzije sinusoidalnog vala ako je emitiran velikom amplitudom pritiska od nekog snažnog izvora zvuka. U osnovi izvoda brzine zvuka u uzduhu ležala je pretpostavka da su pritisak i specifični volumen u linearnoj vezi. To je za malene amplitude zvuka samo približno tačno. Za velike amplitude pritiska i gustoće dobiva se za brzinu zvuka:

$$v = v_0 \left(1 + \frac{\kappa + 1}{2} \frac{\delta p}{p}\right),$$

gdje  $v_0$  označuje »normalnu« brzinu zvuka,  $\kappa$  adijabatski koeficijent, a  $\rho$  gustoću medija. Budući da je veza između pritiska i gustoće dana adijabatskom relacijom

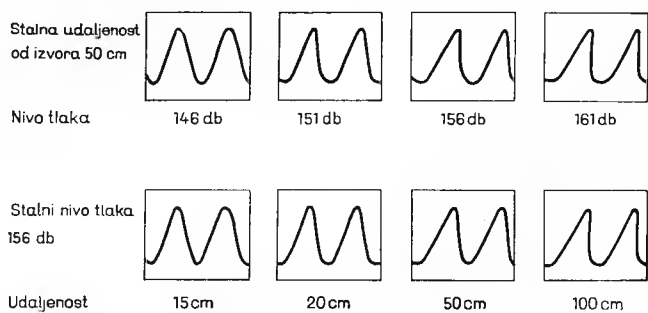
$$\frac{\delta p}{p} = \kappa \frac{\delta \rho}{\rho},$$



Sl. 21. Transdudtori: a elektrostatički transdudtor, b elektrodinamički transdudtor, c piezoelektrični transdudtor, d magnetostruktivni transdudtor

relativna je promjena gustoće, a time i brzina zvuka, veća za brijeg nego za dol vala. Zato prvobitno sinusoidalni val mijenja svoju formu i dobiva harmonijske komponente koje izvor zvuka ne emitira. Ako je izvor dosta jak, val će konačno postići svoj

stabilni oblik zubaca pile (sl. 22). Normalno amplituda zvuka opada s udaljenošću od izvora te tako proces porasta distorzije postepeno utrne prije razvitka viših harmonijskih komponenata. Ova je

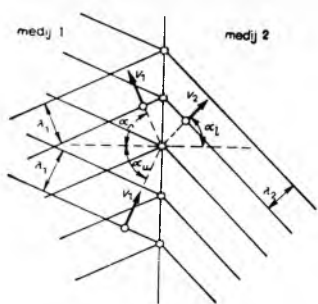


Sl. 22. Distorzija vala velike amplitude u uzduhu

pojava generiranja harmonijskih komponenata u uzduhu nepoželjna za zvučnike jakih razglasnih uređaja, ali se iskorišćuje u nekim tehničkim primjenama kao što je aglomeracija čestica u aerosolima pomoću obasjavanja zvukom.

Udari li zvučni val na granicu dvaju medija ili naide li u svom širenju na zapreke, može doći do *refleksije, refrakcije, difrakcije* ili *interferencije zvuka*. Ove su pojave karakteristične za svako valno gibanje, na primjer za svjetlost ili valove na vodi.

Geometrijski zakoni refleksije i loma slijede direktno iz činjenice da je brzina zvuka u svakom mediju nezavisna od smjera napredovanja valne fronte i da je brzina presječne valne fronte s graničnom plohom jednaka u oba medija, što izlazi iz Huyghensova principa uzme li se granična ploha kao izvor za drugi medij (sl. 23). Dobivaju se formule:



Sl. 23. Odbijanje i lom zvuka na granici dvaju sredstava

$$\alpha_u = \alpha_r \text{ za refleksiju,}$$

$$\frac{\sin \alpha_u}{\sin \alpha_l} = \frac{v_1}{v_2} \text{ za lom.}$$

Odnosi između pritiska zvuka u upadnom, reflektiranom i lomljenom valu slijede direktno iz činjenice da su pritisci zvuka i normalne komponente brzine čestice s obje strane granične plohe jednake.

Neka ravni val pada okomito na graničnu ravninu dolazeći iz sredstva 1. On dijelom prođe a dijelom se reflektira.

Tada se spomenuti rubni uvjeti mogu napisati u ovim oblicima: za amplitude pritiska:  $P_1 = P_{1+} + P_{1-} = P_{2+} + P_{2-}$  a za brzine čestice:

$$u_1 = \frac{1}{\rho_1 v_1} (P_{1+} - P_{1-}) = u_2 = \frac{1}{\rho_2 v_2} (P_{2+} - P_{2-}).$$

Oznaka plus u indeksu znači upadni val, a minus znači reflektirani val. Ako je sredstvo 2 neograničeno, tada je  $P_{2-} = 0$  te izlazi:

$$\frac{P_{1-}}{P_{1+}} = \frac{R - 1}{R + 1}, \quad \frac{P_{2+}}{P_{1+}} = \frac{2R}{R + 1},$$

uz  $R = \frac{\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1}$  = omjer karakterističnih impedancija medija.

Za medije jednake impedancije  $R = 1$ , tj. val prolazi granicu bez refleksije; i za  $R \gg 1$  i za  $R \ll 1$  refleksija je skoro potpuna. U ovom drugom slučaju val se reflektira s obratom u fazi. Za intenzitet upadnog, reflektiranog i transmitiranog zvuka vrijedi:

$$\frac{I_{1-}}{I_{1+}} = \left(\frac{R - 1}{R + 1}\right)^2, \quad \frac{I_{2+}}{I_{1+}} = \frac{4R}{(R + 1)^2}.$$

Pada li zvučni val na granicu dvaju sredstava, to uslijed njihove nelinearnosti zvuk djeluje na nju stalnim pritiskom radijacije II. Može se pokazati da je za adijabatski plin

$$\Pi = \frac{x + 1}{2} \frac{I}{v}.$$

Taj je pritisak radijacije vrlo malen, no unatoč tome može se iskorištavati za mjerenje intenziteta zvučnog polja visoke frekvencije.

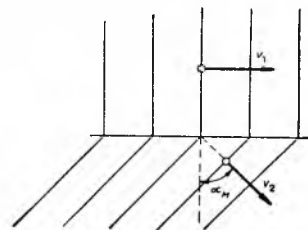
Prolazi li zvučni val kroz široku ploču padajući na nju okomito, prijenos će energije kroz ploču zavisi o karakterističnoj impedanciji sredstva i ploče, te o debljini ploče. Najveći prijenos energije postiže se kada je debljina ploče višekratnik polovine valne duljine zvuka u ploči ( $\lambda/2$ -ploča). Iz toga slijedi da dvostruko debela stijena ne mora uvijek biti dvostruko efikasna u izoliranju zvuka i buke.

Širi li se ravni val paralelno s granicom između dva sredstva u sredstvu s većom brzinom zvuka (sl. 24), u drugom sredstvu nastaje ravni val čije su fronte nagnute prema granici pod Machovim kutom:

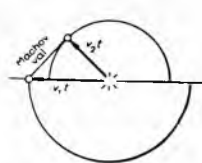
$$\sin \alpha_M = \frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{M},$$

gdje je  $M$  Machov broj, jednak  $v_1/v_2 > 1$ .

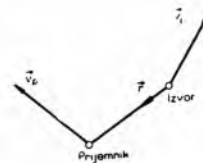
Machove valove proizvode također projektili i avioni kad se gibaju nadzvučnom brzinom. Podzemna eksplozija na granici dvaju akustički različitih slojeva uzrokuje također Machove valove (sl. 25), što se iskorišćuje u geološkim istraživanjima. Ako se eksploziv ne nalazi baš na granici, situacija je geometrijski kompliciranija, no u principu ista.



Sl. 24. Machov val



Sl. 25. Podzemna eksplozija



Sl. 26. Izvor i prijemnik zvuka u kretanju

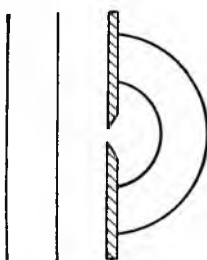
Gibaju li se u stacionarnom mediju izvor i prijemnik zvuka, prijemnik će registrirati frekvenciju  $f_p$  koja će se razlikovati od frekvencije  $f_1$  izvora. Uz oznake prema sl. 26 vrijedi Dopplerova relacija:

$$f_p = f_1 \frac{v + r v_p}{v - r v_1}$$

$\vec{r}$  je jedinični vektor sa smjerom od izvora prema prijemniku, a  $v$  je brzina zvuka u sredstvu.

Uređaji koji otkrivaju cilj (metu) u kretanju (*sonari*) služe se reverzibilnim transduktorima. Jeka koja se vraća od cilja ima frekvenciju  $f_c$ , drukčiju nego što je frekvencija emitiranog zvuka transduktora  $f_t$ . Za slučaj da je brzina transduktora i cilja dosta manja od brzine zvuka, vrijedi formula:

$$f_c = f_t \left[ 1 + \frac{2\vec{r}}{v} (\vec{v}_t - \vec{v}_c) \right],$$



Sl. 27. Prolaz zvuka kroz pukotinu

gdje je  $\vec{r}$  jedinični vektor sa smjerom od transduktora prema cilju.

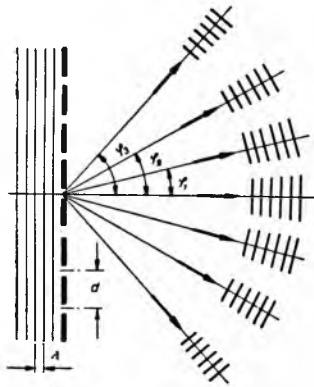
Pri promatranju refleksije i loma zapreka je bila granica između dva beskonačna medija. Rasprostiranje zvuka oko zapreka konačnih dimenzija može se također naći s pomoću Huyghensova principa. Neka je zapreka čvrsti zid s dugačkom i uskom pukotinom (sl. 27).

Huyghensov princip direktno kaže da će se iza zapreke širiti cilindrični val. Za slučaj niza paralelnih ekvidistantnih pukotina (sl. 28) ravni će se val koji na zapreku pada okomito ogibati i dati iza zapreke niz ravnih valova čiji su smjerovi



širenja, prema Huyghensovu principu, nagnuti za kut  $\varphi_n$  prema okomici na zapreku:

$$\sin \varphi_n = n \frac{\lambda}{d}, \quad \pm n = 0, 1, 2, 3, \dots$$



Sl. 28. Prolaz zvuka kroz niz paralelnih pukotina

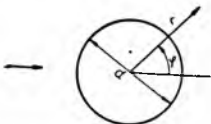
Za druge oblike zapreka, na primjer za krutu okruglu ploču, treba naći takav raspored elementarnih izvora, njihovih izdašnosti i faza da superpozicija slobodnog zvučnog polja bez zapreke i zvučnog polja proizvedenog elementarnim izvorima daje stvarno postojeće polje oko zapreke. Valni sistem elementarnih izvora zove se *raspršeni val*. Očito je, npr., da za slučaj krute zapreke mora brzina čestice raspršenog vala u bilo kojoj tački površine biti jednaka brzini čestice slobodnog vala u istoj tački i protivnog smjera. Općenito je raspored elementarnih izvora određen

sličnim rubnim uvjetima na površini zapreke te je zato određivanje toga rasporeda matematički složen problem.

Za dugački tanki kruti cilindar čiji je promjer  $d$  mnogo manji no što je valna dužina  $\lambda$  ravnog vala koji na njega okomito pada, računa se raspodjela intenziteta raspršenog vala prema formuli:

$$I_{r,\varphi} = I_0 \frac{\pi \cdot d}{16 r} \left( \frac{\pi d}{\lambda} \right)^3 (1 - 2 \cos \varphi)^2, \quad d/\lambda \ll 1,$$

gdje je  $I_0$  intenzitet ravnog vala, a  $r$  i  $\varphi$  su polarne koordinate prema sl. 29. Direktivna funkcija vala raspršenog na cilindru grafički je prikazana na sl. 30.



Sl. 29. Cilindar u zvučnom polju

Snaga koju cilindar raspršuje iznosi po jedinici duljine cilindra približno:

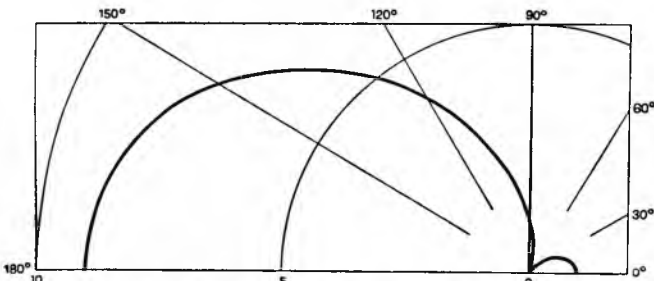
$$\frac{dW}{dl} \approx I_0 \cdot 3,7 d \left( \frac{\pi d}{\lambda} \right)^3 \text{ za } d/\lambda \ll 1,$$

$$\frac{dW}{dl} \approx I_0 \cdot 2 d \text{ za } d/\lambda \gg 1.$$

Slični se izrazi nalaze za raspršivanje zvuka na krutim kuglama:

$$I_{r,\varphi} = I_0 \cdot \frac{1}{36} \left( \frac{d}{r} \right)^2 \left( \frac{\pi d}{\lambda} \right)^4 (1 - 3 \cos \varphi)^2, \quad d/\lambda \ll 1,$$

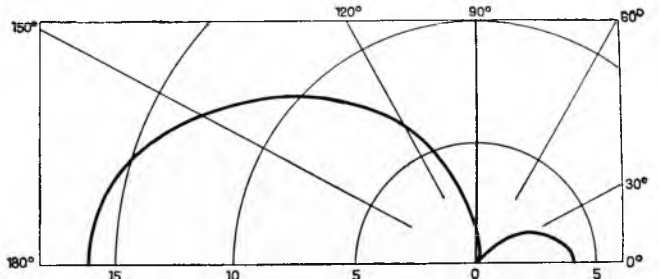
$$\frac{dW}{dl} \approx I_0 \cdot 1,4 d^2 \left( \frac{\pi d}{\lambda} \right)^4, \quad d/\lambda \ll 1, \quad \frac{dW}{dl} \approx I_0 \frac{d^2 \pi}{2}, \quad d/\lambda \gg 1.$$



Sl. 30. Direktivna karakteristika vala raspršenog na tankom cilindru

Direktivna funkcija vala raspršenog na kugli grafički je prikazana na sl. 31.

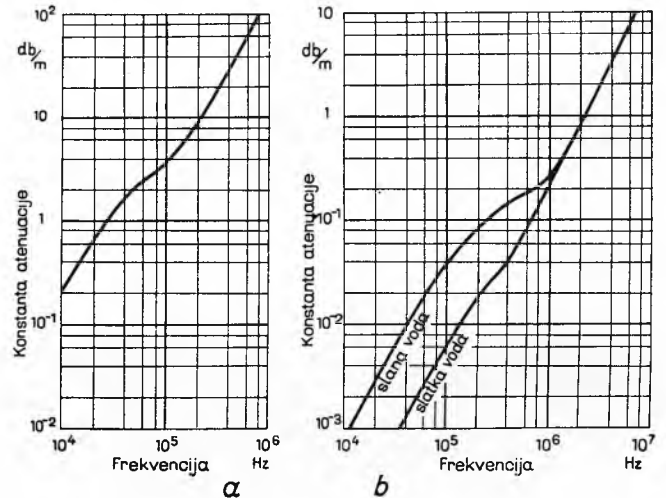
Analiza valova raspršenih na objektima mnogo većim no što je valna dužina vala zvuka pokazuje da je glavni intenzitet



Sl. 31. Direktivna karakteristika vala raspršenog na sitnoj kugli

raspršenog vala iza zapreke, dakle obrnuto nego pri raspršivanju na sitnim česticama. Raspršeni val iza zapreke interferira za slobodnim valom i tako dolazi do sjene. Te sjene nisu tako izrazite i oštre kao kod optičkih pojava, zbog znatne razlike u duljini vala zvuka i vala svjetla.

Nejednolika raspodjela intenziteta zvuka unaokolo malih raspršujućih čestica dovodi do sila radijacije na sitne zapreke u zvučnom polju. Raspršivanje zvuka na mjehurićima plina u kapljevina može uzrokovati velike gubitke energije zvučnog snopa koji prolazi kroz takvu kapljevinu. Zrnata struktura metala također je jedan od uzroka raspršivanja i apsorpcije ultrazvučnih valova koji kroz njih prolaze.

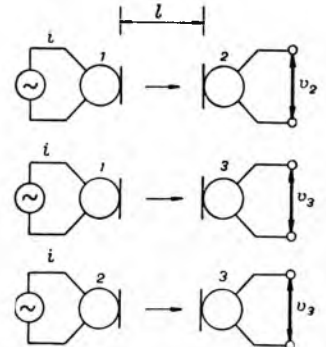


Sl. 32. Atenuacija zvuka. a u uzduhu, b u vodi

*Atenuacija* (oslabljenje) zvuka u plinovima i kapljevina uzrokovana je viskoznošću fluida, prijelazom i zračenjem topline između brijega i dola vala te relaksacionim molekularnim pojavama.

Dijagram na sl. 32a prikazuje zavisnost atenuacije zvuka u decibelima po metru prijeđenog puta o frekvenciji za, uzduh od 760 mm Hg, 26,5°C, 37% relativne vlage i 0,03% CO<sub>2</sub>. Dijagram na sl. 32b pokazuje atenuaciju zvuka u morskoj i slatkoj vodi. Već površna usporedba pokazuje koliko će biti doseg zvučnih signala veći u vodi nego u uzduhu.

**Prijem zvuka.** Pod prijemom zvuka u širem smislu razumijeva se pretvaranje zvučne energije u neku drugu vrstu energije. U užem smislu misli se na prijem zvuka pomoću transduktora koji iskorišćuju samo maleni dio energije zvučnog polja, *mikrofonā*, radi mjerenja karakterističnih veličina zvuka. Prijemni transduktori se baždare usporedbom sa standardnim baždarenim transduktorima ili primjenom metode reciprociteta.



Sl. 33. Baždarenje prijemnog transduktora 3

Dva transduktora tvore jedan *elektroakustički četvoropol* (sl. 33). Struja  $i_1$  koja prolazi kroz prvi transduktor čini da on emitira zvuk čiji je pritisak na dijafragmi drugog transduktora jednak  $p_1$ . Taj pritisak uzrokuje napon  $v_2$  među stezaljkama drugog transduktora. Omjer  $v_2/i_1$  je prijenosna impedancija  $Z_{21}$ . Princip reciprociteta kaže da se zamjenom uloga transduktora, tj. kada transduktor broj 2 postane izvor a broj 1 prijemnik, prijenosna impedancija ne mijenja. To jest:  $v_2/i_1 = Z_{21} = Z_{12} = v_1/i_2$ . Baždari prijemni transduktor znači ustanoviti vezu između omjera  $M = v/p$  i frekvencije zvuka  $\nu$ . Pri tome  $\nu$  znači napon koji se javlja među stezaljkama prijemnika kada se on stavi na ono mjesto zvučnog polja gdje je prije njegova postavljanja vladao pritisak zvuka jednak  $p$ . Uz uvođenje omjera  $S = p/i$ , gdje je  $i$  struja koja pokreće izvor a  $p$  pritisak zvuka koji on proizvodi u udaljenosti  $l$ , može se princip reciprociteta pisati:

$$M_1 S_2 = M_2 S_1,$$

ili:  $M_1/S_1 = M_2/S_2 = J = \text{konst.}$

Može se pokazati da je parametar reciprociteta:

$$J = \frac{2l}{\rho v},$$

gdje je  $\rho$  gustoća medija, a  $\nu$  frekvencija zvuka. Pri tome treba da je najveća linearna dimenzija  $L$  transduktora takva da su ispunjeni uvjeti

$$L \ll l \text{ i } L^2 \ll l\lambda.$$

Da se baždari prijemni transduktor broj 3 (sl. 33), vrše se naizmjenice mjerenja prijenosnih impedancija  $Z_{21}, Z_{31}$  i  $Z_{32}$ . Vrijede relacije:

$$\frac{Z_{32} Z_{31}}{Z_{21}} = \frac{Z_{32} Z_{13}}{Z_{12}} = \frac{M_3 S_2 \cdot M_1 S_3}{M_1 S_2} = M_3 S_3 = M_3^2 / J$$

odatle:

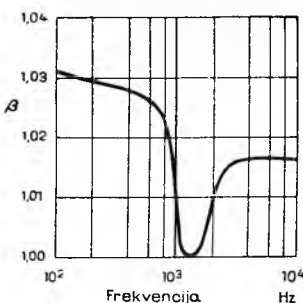
$$M_3 = \sqrt{\frac{Z_{32} Z_{31} 2l}{Z_{21} \rho v}}$$

Transduktor broj 1, izvor zvuka, ne mora biti i prijemnik, ali transduktor broj 2 mora biti reverzibilan.

Uz pritisak zvuka važno je poznavati i brzinu čestica u zvučnom polju. U tu svrhu može se upotrijebiti Rayleighova pločica (sl. 34). Tanka pločica obješena je na finu nit od kvarca. Zvuk, dolazeći pod kutom  $\alpha$  na pločicu, djeluje na nju momentom:

$$M = \frac{4}{3} \rho_0 r^3 u^2 \left(1 - \frac{8 \rho_0 r}{3\pi \rho_1 d}\right) \sin 2\alpha,$$

gdje je  $u$  efektivna brzina čestice,  $r$  radijus pločice,  $d$  debljina pločice,  $\rho_1$  gustoća pločice,  $\rho_0$  gustoća uzduha.

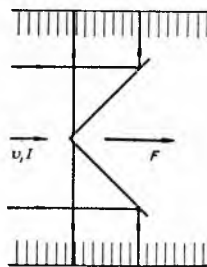


Sl. 35. Korekcionni faktor za Rayleighovu pločicu

voljnije odabrati  $\alpha = 45^\circ$ , za koju je vrijednost moment najveći. Rayleighova pločica je dosta neosjetljiv instrument. Praktična donja granica za  $u$  je 0,25 cm/sec (95 decibela). Pločica mora biti manja nego što je valna dužina mjerenog zvučnog vala. Uslijed viskoziteta uzduha, stvaranja vrtloga i prijelaza topline valja teoretsku

vrijednost za  $M$  množiti korekcionim faktorom koji zavisi o frekvenciji zvuka (sl. 35).

Direktno se amplituda čestica u zvučnom polju može odrediti mikroskopskim mjerenjem amplitude pomaka čestica dima unesenih u zvučno polje. Čestice dima veličine 0,2 do 0,3 mikrona imaju amplitudu pomaka koja se od amplitude pomaka čestica medija ne razlikuje za više od 2% u području frekvencija do 5000 sek<sup>-1</sup>.



Sl. 36. Refleksni radiometar

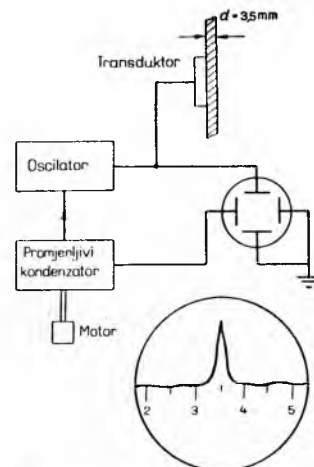
Intenzitet zvuka, osobito visokih frekvencija, može se mjeriti pomoću pritiska radijacije refleksnim radiometrom (sl. 36). Na pravokutni reflektor uronjen u kapljinu pada zvuk, odbija se i poništava se u apsorberima. Uslijed pritiska radijacije na reflektor djeluje sila:

$$F = \frac{I}{v} S = \sqrt{2} \frac{W}{v},$$

gdje je  $I$  intenzitet ravnog zvučnog vala koji pada na reflektor,  $W$  snaga zvučnog snopa,  $S$  površina reflektora a  $\nu$  brzina zvuka u sredstvu koje okružuje reflektor. Tipični instrumenti ove vrste mjere do 50 W snage zvuka u području frekvencija od  $5 \cdot 10^4$  do  $5 \cdot 10^6$  sek<sup>-1</sup>.

**Primjena zvuka u tehnici.** Kako je u uvodnoj definiciji rečeno, zvuk se primjenjuje u tehnici mjerenja, u upravljanju i u ostvarivanju tehnoloških procesa. Slijede neki primjeri te primjene.

Za mjerenje debljine limova upotrebljava se ultrazvučni uređaj prikazan na sl. 37. Oscilator, koji je pobuđivan od piezo-električnog transduktora, frekventno je moduliran pomoću kondenzatora što ga pokreće motor. Isti kondenzator daje napon za vremensku bazu osciloskopa. Signal transduktora dolazi na vertikalne defleksione pločice. Kada frekvencija oscilatora postigne



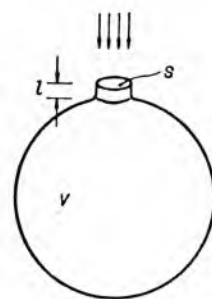
Sl. 37. Mjerenje debljine limova

vrijednost  $\nu_r = \frac{v}{2d}$ , gdje je  $\nu$  brzina zvuka u ispitivanom limu

a  $d$  njegova debljina, obrazuje se u limu stojni val i impedancija se transduktora promijeni. Ta promjena uzrokuje promjenu signala transduktora koja se očituje na ekranu kao šiljak. Kako je pozicija šiljka zavisna o frekvenciji  $\nu_r$ , a ova je opet zavisna o debljini lima, to je pozicija šiljka zavisna o debljini lima. Skala na ekranu može se baždari tako da direktno daje debljinu lima u milimetrima.

Analoga rezonantna tehnika može se upotrijebiti i za mjerenje volumena šupljine. Kao klasičan primjer neka posluži Helmholtzov rezonator (sl. 38).

Pod utjecajem zvuka giba se uglavnom uzduh mase  $m$  u grlu rezonatora, dok šupljina služi poput opruge konstante elasticiteta  $c$ .



Sl. 38. Helmholtzov rezonator

Za adijabatski plin vrijedit:

$$m = \rho S l, \quad c = - \frac{S dp}{dl} = \frac{S \times p dV/V}{dl} = \frac{\rho v^2 S^2}{V}.$$

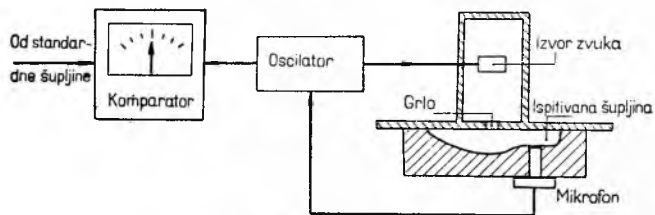
Rezonantna je frekvencija:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{c}{m}} = \nu \sqrt{\frac{S}{lV}}$$

i odatle:

$$V = \frac{v^2 S}{\omega_r^2 l}$$

Umjesto  $l$  valja uzeti efektivnu dužinu grla  $l_e = l + 0,8\sqrt{S}$ , zbog korekcije na otvorenom kraju grla. Linearne dimenzije šupljine treba da su manje od valne dužine zvuka a veće od po-



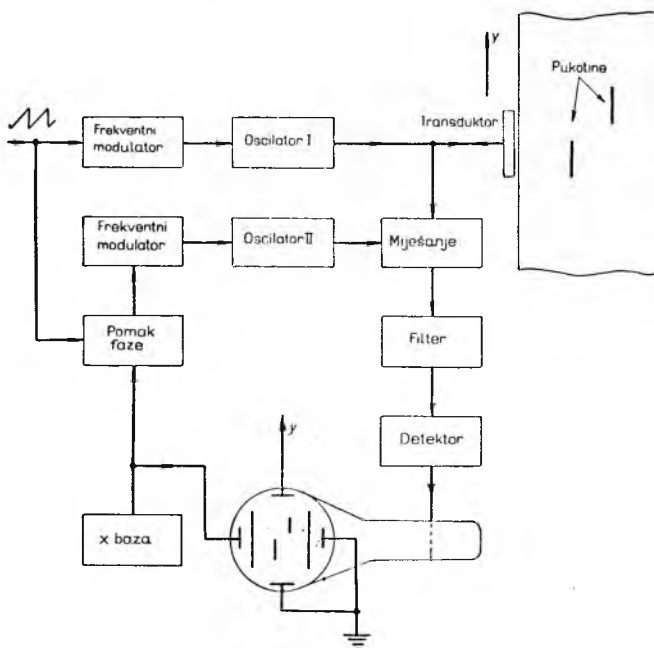
Sl. 39. Zvučna volumetrija

prečnih dimenzija grla. Također mora dužina grla biti manja od njegove širine.

Budući da oblik šupljine nije značajan, mogu se mjeriti volumeni nepravilnih šupljina kao što su kompresioni prostori u glavama motora, rupe, manji rezervoari. Sl. 39 prikazuje principijelnu shemu uređaja. Pomoću mikrofona se ostvaruje povratna veza i uspostavlja se osciliranje s rezonantnom frekvencijom šupljine. Ona se zatim uspoređuje s rezonantnom frekvencijom standardne šupljine pobuđene na jednak način. Komparator frekvencija može pokazati da li je volumen ispitivane šupljine unutar propisanih granica.

Umjesto s neprekinitim oscilacijama, može se raditi i sa zvučnim impulsima. Za pronalaženje pukotina i šupljina u materijalu upotrebljavaju se elektronski sklopovi u kojima reflektirani impuls okida slijedeći polazni impuls. Frekvencija slijeda impulsa je tada direktno proporcionalna daljini reflektirajuće pukotine od emisnog transduktora.

Dvodimenzionalna slika rasporeda i veličina pukotina dobija se uređajem na sl. 40. Iz oscilatora I, frekventno moduliranog pilastim naponom, pobuđuje se transdudktor. Isti pilasti napon frekventno modulira referentni oscilator II, ali sa zakašnjenjem

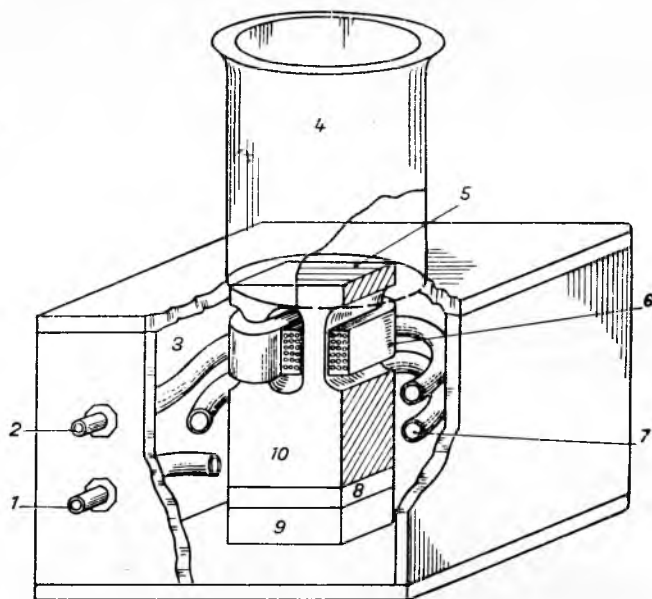


Sl. 40. Otkrivanje pukotina u materijalu

koje je proporcionalno horizontalnom otklonu mrlje na zastoru osciloskopa. Val koji se reflektira na pukotini zakašnjava prema upadnom valu i vraća se na transdudktor s frekvencijom čija je promjena srazmjerna udaljenosti pukotine. Referentni signal i

reflektirani signal se miješaju i daju rezultirajući signal čija je frekvencija jednaka razlici referentnog i reflektiranog signala. Rezultirajući signal dolazi na filtar koji je tako ugođen da ga propušta samo onda kad mu je frekvencija jednaka razlici stalnih centralnih frekvencija oscilatora I i II. Propušteni signal, nakon detekcije, upravlja intenzitetom mrlje na zastoru. Tako će mrlja zasvijetliti na onom mjestu zastora koje odgovara poziciji pukotine u ispitivanom predmetu. Sinchronizira li se vertikalni pomak transdudktora s vertikalnim pomakom mrlje i upotrijebi li se zastor s tromom fluorescencijom, dobiva se jednim potezom transdudktora slika presjeka kroz predmet.

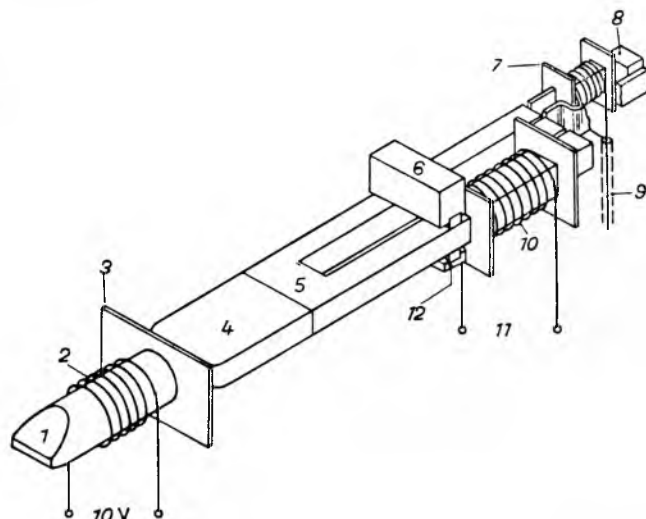
Zvučno polje velikog intenziteta djeluje na suspendirane čestice u aerosolima izmjeničnim silama. Male čestice slijede pomake plina, a velike su na miru. Uslijed relativne brzine malih čestica u odnosu prema velikima, male se čestice često sudaraju s velikima. Pri sudaru se mogu čestice zalijepiti jedna za drugu



Sl. 41. Čišćenje sitnih predmeta ultrazvukom. 1 izlaz rashladne vode, 2 ulaz rashladne vode, 3 kućište s uljem, 4 posuda, 5 gornja ploha transdudktora, 6 zavojnica, 7 rashladna cijev, 8 prigušivač, 9 baza transdudktora, 10 lamelirana jezgra

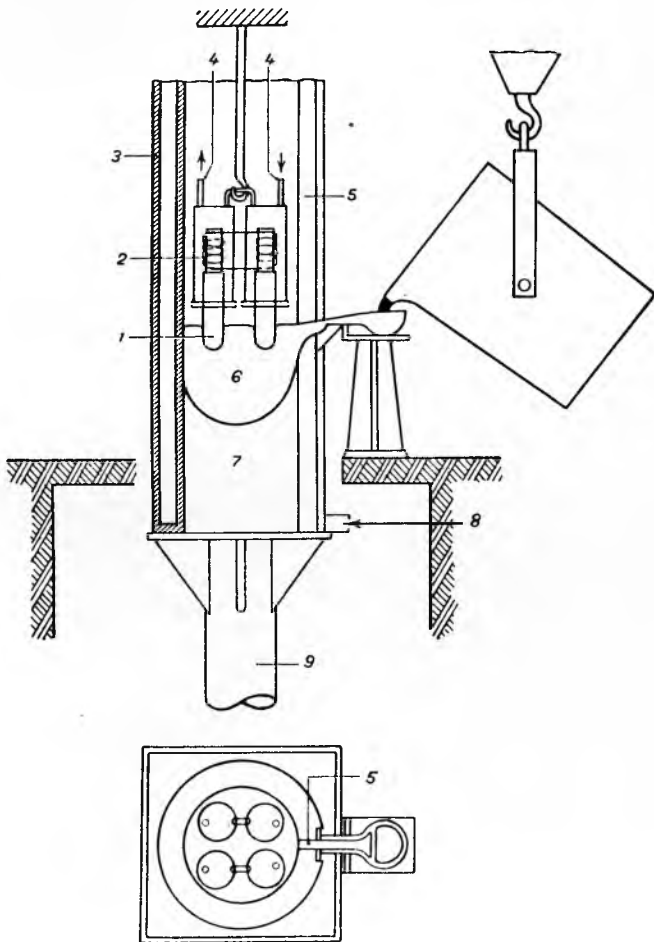
i obrazovati česticu dovoljno tešku da se staloži na dno. Tako zvučno polje pomaže *aglomeraciji* čestica i čisti aerosole.

U kapljevinama izaziva snažno zvučno polje pojavu kavitacije, čije se mehaničko djelovanje iskorišćuje za čišćenje sitnih



Sl. 42. Ultrazvučno lemlilo. 1 glava, 2 grijanje, 3 potporanj u čvoru, 4 spojni štap, 5 lamelirana magnetostruktivna jezgra, 6 učvršćenje u čvoru, 7 zavojnica davača, 8 permanentni magnet, 9 ulaz u pojačalo, 10 pogonska zavojnica, 11 izlaz iz pojačala, 12 elastični umeci

predmeta. Magnetostruktivni transdaktor (sl. 41) smješten je u kutiju punu ulja hladenog vodom. Gornja ploha transduktora služi kao stol za posudu s trikloretilenom u koji se potapaju predmeti za čišćenje. Radijacija s donje plohe transduktora blo-



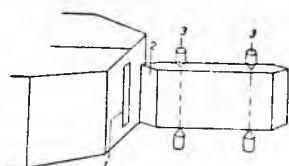
Sl. 43. Homogeniziranje legura. 1 keramički spojni štapovi, 2 četiri transduktora, 3 kokila hladena vodom, 4 hlađenje transduktora, 5 procijep za ulijevanje, 6 taljevina, 7 čvrsta legura, 8 ulaz rashladne vode, 9 hidraulična dizalica

kirana je slojem pluta. Za uspješno čišćenje potreban je intenzitet zvuka od 3 do 5 W/cm<sup>2</sup> uz frekvenciju od 30 kHz.

Mehaničko djelovanje kavitacije može biti tako snažno da skida sloj oksida s metala. Ultrazvučnim lemilom (sl. 42) može se nanijeti kositar na aluminij bez upotrebe ikakvih kemikalija. Kositrenje se može obaviti i uranjanjem predmeta u zdjelu rastaljenog kositra u koji se preko keramičkog toplinskog izolatora uvodi zvučna energija iz magnetostruktivnog transduktora.

Homogenija struktura metala i legura dobiva se ako se u taljevinu uvodi zvučna energija. U vodom hladenu kokilu (sl. 43) ulijeva se rastaljeni metal u koji uranjaju keramički štapovi spojeni s hlađenim magnetostruktivnim transdaktorima. Kokila se polako spušta pomoću hidrauličke dizalice tako da su transduktori uvijek u vezi samo s kapljevitom fazom.

Za homogeniziranje i emulzifikaciju kapljevina zgodni su hidrodinamički transduktori (sl. 44). Iz pravokutne sapnice udara mlaz na oštricu poduprtu u čvorovima titranja. Uslijed otkidanja vrtloga na oštrici zapada mlaz kapljevine u oscilacije te struji čas s jedne a čas s druge strane oštrice uzrokujući vibracije oštrice koja svojom rezonantnom frekvencijom određuje frekvenciju oscilakija mlaza. Tipični podaci za takvu vrstu transduktora iznose



Sl. 44. Mlazni transdaktor za kapljevine. 1 pravokutna sapnica, 2 oštrica, 3 učvršćenje u čvorovima

za pritisak 10 at, frekvenciju 2 kHz, protoku 0,5 l/sek. Treba li promiješati dvije kapljevine, valja prvo jednu komponentu štrcati u drugu dok se ne postigne stanovit stepen emulzifikacije, a zatim dobivenu mješavinu pustiti da cirkulira kroz mlaznicu dok se ne postigne optimalni rezultat.

Bušenje malih rupa raznih oblika može se vršiti pomoću uređaja na sl. 45. Magnetostruktivni transdaktor zalemljen je za konus koji je, kao i transdaktor, poduprt u čvoru titranja.

Amplituda titranja na vrhu konusa, gdje je zalemljen rezni alat, veća je od amplitude titranja njegove baze za toliko puta koliko je promjer baze veći od promjera vrha. Snažne vibracije reznog alata uz prisustvo abrazivne kapljevine, obično ulja s karborundovim prahom, buše rupe i u najtvrdem materijalu.

Akustika u arhitekturi. Dva akustička problema zanimaju arhitekta kad oblikuje prostorije i projektira njihove zidove: problem kvaliteta govora i muzike i problem zvučne izolacije.

Svaka se prostorija može smatrati rezonantnom šupljinom koja posjeduje niz vlastitih frekvencija. Tako su rezonantne frekvencije za pravokutnu prostoriju glatkih čvrstih zidova dane formulom:

$$f_{abc} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{a}{A}\right)^2 + \left(\frac{b}{B}\right)^2 + \left(\frac{c}{C}\right)^2}$$

gdje je  $v$  brzina zvuka,  $A$  dužina,  $B$  širina,  $C$  visina prostorije;  $a$ ,  $b$  i  $c$  su nezavisni cijeli brojevi.

Stojni valovi pojedinih rezonantnih frekvencija padaju na zidove pod kutovima koji su određeni jednadžbama:

$$\cos \vartheta_a = \frac{fv}{2} \cdot \frac{a}{A}, \quad \cos \vartheta_b = \frac{fv}{2} \cdot \frac{b}{B}, \quad \cos \vartheta_c = \frac{fv}{2} \cdot \frac{c}{C}$$

Raspored pritiska zvuka u takvoj prostoriji je proporcionalan umnošku:

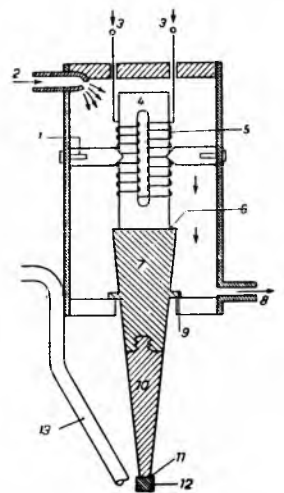
$$\cos \frac{\pi a}{A} x \cos \frac{\pi b}{B} y \cos \frac{\pi c}{C} z$$

ako se odabere ishodište koordinatnog sistema u jednom uglu.

Velike nepravilne prostorije također imaju vlastite rezonantne frekvencije, ali su one mnogobrojne i blizu jedna drugoj. Raspored pritiska zvuka je kompliciran i stojni valovi udaraju na zidove pod svim mogućim kutovima. U svakoj tački prostorije zvučni valovi putuju svim mogućim smjerovima: u prostoriji se uspostavlja difuzno zvučno polje.

Statističkim se metodama nalazi da val u difuznom zvučnom polju prevali u prosjeku put  $d = 4V/S$  između dvije refleksije ( $V$  znači volumen, a  $S$  ukupnu površinu zidova prostorije). Pri svakoj refleksiji zvučni val oslabi uslijed apsorpcije zida. Apsorpcioni koeficijent  $\alpha$  definira se kao omjer između apsorbirane i upadne zvučne energije. Stvarno apsorpcioni koeficijent nije samo karakteristika materijala kojim je zid obložen nego zavisi i o kutu upada zvučnog vala, frekvenciji zvuka, veličini i položaju apsorbirajuće plohe, načinu aplikacije na zid, obliku i veličini prostorije. Zato valja za praktično računanje biti kritičan pri izboru apsorpcionih koeficijenata. Tablica 1 daje neke apsorpcione koeficijente u difuznom zvučnom polju gdje je apsorpcija zidova ujednačena. Također ne smije prosječni apsorpcioni koeficijent  $\bar{\alpha}$  biti veći od 0,3 jer inače zvuk brzo zamire i ne može nastati difuzno zvučno polje. Srednji apsorpcioni koeficijent  $\bar{\alpha}$  definira se relacijom:

$$\bar{\alpha} = \frac{S_1 \alpha_1 + S_2 \alpha_2 + \dots + S_n \alpha_n}{S}$$



Sl. 45. Uređaj za bušenje rupa. 1 učvršćenje u čvoru, 2 ulaz rashladne vode, 3 struja za pogon i predmagnetizaciju, 4 lamelirana niklena jezgra, 5 pogonska zavojnica, 6 srebrom lemljeno, 7 stožac, 8 izlaz rashladne vode, 9 učvršćenje u čvoru, 10 nosač alata, 11 tvrdo lemljeno, 12 alat, 13 dovod abrazivne kapljevine

$$S = S_1 + S_2 + \dots + S_n.$$

$S_1, S_2, \dots, S_n$  su površine čiji su apsorpcioni koeficijenti  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ .

Tablica 1. APSORPCIONI KOEFICIJENTI

Materijal	za frekvenciju u Hz					
	125	250	500	1000	2000	4000
Opeka	0,02	0,02	0,03	0,04	0,05	0,05
Beton	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,03
Puno drvo	0,10	0,05	0,05	0,04	0,04	0,04
Staklo	0,04	0,04	0,03	0,03	0,02	0,02
Drveni pod	0,04	0,04	0,03	0,03	0,03	0,02
Debeli sagovi	0,20	0,25	0,35	0,40	0,50	0,75
Teške nabrane zavjese	0,14	0,35	0,55	0,75	0,70	0,60
Publika u sjedalima*)	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,45
Publika na nogama*)	0,20	0,30	0,45	0,40	0,45	0,30

\*) U m<sup>2</sup>/osoba; množi se brojem osoba i dodaje brojniku formule za  $\bar{\alpha}$

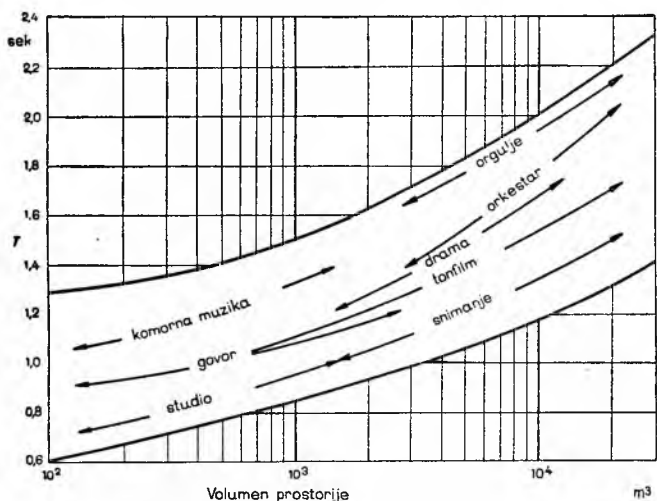
Kada se izvor zvuka prekine, zvučno polje tek postepeno slabi uslijed apsorpcije na zidovima i u uzduhu. Vrijeme koje je potrebno da prođe dok gustoća energije difuznog zvučnog polja padne na milijuntinku svoje prvobitne vrijednosti, ili vrijeme odjeka, dano je jednadžbom:

$$T = \frac{55,3 V}{v [4mV - S \ln(1 - \bar{\alpha})]}$$

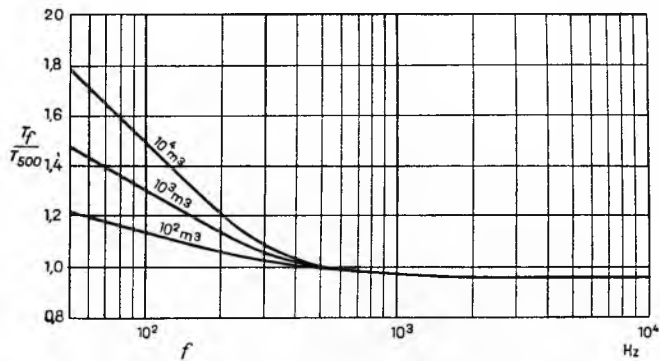
gdje je  $V$  volumen,  $S$  površina,  $\bar{\alpha}$  srednji apsorpcioni koeficijent prostorije;  $v$  je brzina zvuka, a  $m$  je koeficijent prigušenja zvuka u uzduhu prema dijagramu na sl. 46.

Poput  $\bar{\alpha}$ , i vrijeme odjeka  $T$  zavisi o frekvenciji zvuka. Optimalno vrijeme odjeka zavisi o veličini i namjeni prostorije. Dijagram na sl. 47 daje optimalno vrijeme odjeka za frekvenciju od 500 Hz. Optimalna raspodjela vremena odjeka vidi se iz dijagrama na sl. 48. Ordinata je u relativnoj mjeri za  $T$  kod 500 Hz, što je standardno vrijeme odjeka.

Zvuk dolazi do slušaoca direktno iz izvora ili nakon refleksije. Povoljno je tako oblikovati prostoriju da razlika između ova

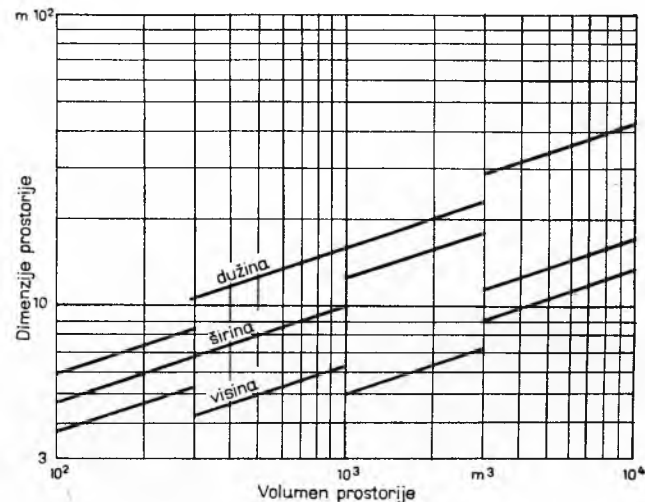


Sl. 47. Optimalno vrijeme odjeka za 500 Hz



Sl. 48. Raspodjela optimalnog vremena odjeka po frekvencijama

dva puta bude najviše 15 metara, jer inače dolazi do neugodne interferencije direktnog i reflektiranog zvuka. Posebno pak treba izbjegavati stvaranje lokalizacije zvučne energije, zvučne fokuse koji mogu nastati kod eliptički zakrivljenih svodova. Veliki auditoriji, muzičke dvorane i kazališta su obično sastavljeni od četiri međusobno spojene prostorije: pozornice, glavne dvorane, balkona i prostora ispod balkona. Svaka od ovih četiriju prostorija treba da ima približno isto vrijeme odjeka. Pri tome valja računati s koeficijentom apsorpcije od 0,4 do 0,8 za otvor koji ih razdvaja. Niža vrijednost uzima se za otvor prema prostoru ispod balkona



Sl. 49. Optimalne dimenzije studija

koji je normalno plitak i slabo apsorptivan. Projektant će biti općenito mnogo slobodniji u oblikovanju prostorije ako je predviđeno instaliranje razglasnog uređaja.

Najpovoljniji omjer visina : širina : dužina malih pravilnih prostorija je 1 : 2<sup>1/3</sup> : 2<sup>2/3</sup> ili 1 : 1,26 : 1,6. Dijagram na sl. 49 daje dimenzije optimalnih prostorija za stanoviti volumen. Nepravilnosti potrebne za stvaranje difuznog zvučnog polja dobivaju se razmještanjem pokućstva ili razbijanjem jednoličnosti zidova i stropa izbočinama, na primjer polucilindričnim stupovima koji se osobito rado apliciraju u studijima za radio-difuziju i snimanje ploča.

Razlika između nivoa glasnoće neželjenih zvukova ili buke okoliša i dopuštenog nivoa u prostoriji odlučna je za akustičko oblikovanje izolacionih zidova. Tablica 2 daje tipične vrijednosti.

Tablica 2

NIVO GLASNOĆE BUKI

Buka	Nivo u db
Avion, blizu	130
Željeznica	100
Živi promet	80
Tiha ulica	60
Uredi, trgovine	60
Stanovi	40
Studiji	20

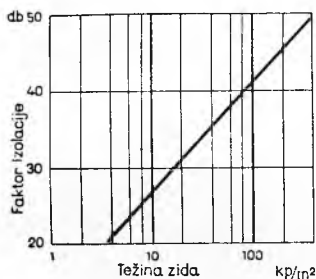
Tablica 3

## ZVUČNA IZOLACIJA GRAĐEVNIH KONSTRUKCIJA

Konstrukcija	Faktor izolacije u db
Drvena vrata	25
Prozori, dva stakla	30
Prozori, dvostruki	55
Drveni pod	35
Betonski pod	50

Buka dolazi različitim putovima: kroz otvore, vrata, prozore, pukotine, ventilacione vodove; kroz zidove; kroz metalne instalacije i krute strukturne veze građevine.

Faktor izolacije, definiran kao omjer intenziteta upadnog i propuštenog zvuka, zavisi za krute zidove logaritamski o težini zida po četvornom metru površine zida (sl. 50). Zato je za faktor



Sl. 50. Faktor izolacije jednostrukog zida

izolacije od  $\sim 50$  db pa više bolje upotrijebiti dvostruke zidove i između njih metnuti apsorbirajući materijal čiji faktor izolacije raste linearno s debljinom. Tablica 3 daje podatke za faktor izolacije u decibelima za tipične građevne konstrukcije.

Pukotine na loše izvedenim vratima i prozorima mogu upropastiti sav trud i trošak oko izolacije zidovima. Metalne konstrukcije, cijevi za vodu, grijanje i ventilaciju dovode buku iz uda-

ljenih prostorija praktički bez prigušenja. U takvim elementima treba prekinuti kontinuitet umetanjem prigušenih elastičnih veza. Ako su uzrokom vibracija strojevi, treba ih postaviti na elastične podloge.

LIT.: V. O. Knudsen, *Architectural acoustics*, New York 1932. — F. R. Watson, *Acoustics of buildings*, New York 1938. — F. Trendelenburg, *Einführung in die Akustik*, Berlin 1939. — P. M. Morse, *Vibration and sound*, New York 1948. — V. O. Knudsen i C. M. Harris, *Acoustical designing in architecture*, New York 1949. — L. L. Beranek, *Acoustical measurements*, New York 1950. — Isti, *Acoustics*, New York 1954. — A. B. Wood, *A textbook of sound*, New York 1955. — T. F. Hueter i R. H. Bolt, *Sonics*, New York 1955. D. Go.

**AKVEDUKTI**, mostovi koji služe za sprovođenje vode preko dolina, reka, nizina, klišura i sl.

Naziv akvedukt, od lat. aqua voda i ductus voden, vod, pokazuje da je u prvobitnoj upotrebi ta reč (aquae ductus) označavala vodovod u širem smislu. Prvi vodovodi bili su sagrađeni još za vreme Ramzesa Velikog, Semiramide i Solomona. U drevnoj Grčkoj bili su sagrađeni vodovodi za Atinu, Tebu i još neke gradove, ali u svima tim vodovodima voda se dovela otvorenim kanalima ili cevima zakopanim u zemlju. Tek pri građenju vodovoda Aqua Appia za snabdevanje Rima  $\leftarrow 305$ , prvi put su primenjeni zidani, nepropusni kanali koji su delimično vodeni iznad zemlje na svodovima od kamena ili opeke. Takav način sprovođenja vode zidanim mostovima preko dolina i klišura, pa i reka, naročito su mnogo upotrebljavali Rimljani. Posle propasti Rimskog carstva i propadanja rimske kulture, za vreme Srednjeg veka, većina vodovoda je propadala usled ratnih razaranja i slabog održavanja. Jedino vodovodi postavljeni iznad zemlje na jakim mostovima održali su se u celini ili delimično sve do sada. Takvi mostovi zadržali su naziv *akvedukti* i to se ime, izgubivši svoj prvobitni širi smisao, sada u tehnički odnosi samo na mostove koji služe za sprovođenje vode.

Voda se može sprovesti preko akvedukta otvorenim tokom, zatvorenim kanalom ili cevima.

Prema materijalu od koga su građeni, akvedukti mogu biti zidani, betonski, drveni ili čelični.

**Zidani akvedukti** pojavili su se za vreme Rimljana i predstavljali su obično niz kamenih svodova na kojima su bili postavljeni



Sl. 3. Rimski akvedukt u Baru

vodovodni kanali za dovodenje vode u gradove i naselja. Otvori svodova tih akvedukata nisu u početku prelazili 8 m, ali su postepeno dostigli i 15...25 m. Kanali za dovodenje vode imali su pravougaoni presek širine 1,00...1,75 m i bili su pokriveni svodom ili pločama. Visoki, često mnogospratni svodni akvedukti koje su sagrađili Rimljani idu u red najznačajnijih dostignuća starih graditelja.

Rim je imao 435 km vodovoda od kojih je 55 km bilo na akveduktima. Većina tih akvedukata je porušena, ali su tri od njih još i sada u upotrebi za snabdevanje Rima. Akvedukt Aqua Claudia kod Rima, čija je gradnja započela pod Caligulom (vladao 37...41), a završena za vreme Claudiusa (41...54), ima arkade visoke 32 m. Od njega su ostale ruševine (sl. 1).

U rimskim su provincijama isto tako bili podignuti mnogobrojni akvedukti za snabdevanje naselja vodom; njihovi se ostaci vide i sada. Naročito mnogo zidanih akvedukata bilo je podignuto za vreme Rimljana u Španiji. Najveći su: akvedukt Segovia sa dvospratnom svodnom konstrukcijom visine 33,7 m (sl. 2); akvedukt Alcántara preko reke Tajo, sa najvećim otvorom 31,1 m, jačinom svoda u temenu 1,62 m i najvećom visinom 43,5 m;



Sl. 1. Claudiusov akvedukt na Via Latina



Sl. 2. Akvedukt Segovia